



**HAL**  
open science

# Échange de spin et dynamique d'aimantation d'un gaz quantique dipolaire

Aurélie de Paz

► **To cite this version:**

Aurélie de Paz. Échange de spin et dynamique d'aimantation d'un gaz quantique dipolaire. *Gaz Quantiques [cond-mat.quant-gas]*. Université Paris XIII, Sorbonne Paris Cité, 2015. Français. NNT : . tel-01225113v1

**HAL Id: tel-01225113**

**<https://theses.hal.science/tel-01225113v1>**

Submitted on 5 Nov 2015 (v1), last revised 29 May 2019 (v2)

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons Public Domain Mark 4.0 International License

**UNIVERSITÉ PARIS-NORD  
INSTITUT GALILÉE**

**LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES LASERS**

**THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS XIII  
spécialité : Physique**

**présentée par  
Aurélie de PAZ**

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

**Sujet de la thèse :  
Échange de spin et dynamique d'aimantation d'un gaz quantique dipolaire**

**Soutenue le 16 juin 2015, devant le jury composé de :**

<b>M. Thierry LAHAYE</b>	<b>Rapporteur</b>
<b>M. Guillaume LABEYRIE</b>	<b>Rapporteur</b>
<b>M. Alberto BRAMATI</b>	<b>Examineur</b>
<b>M. Frédéric DU BURK</b>	<b>Examineur</b>
<b>M. Olivier GORCEIX</b>	<b>Co-Directeur de thèse</b>
<b>M. Bruno LABURTHE-TOLRA</b>	<b>Directeur de thèse</b>



---

# Remerciements

---

La thèse est une expérience très particulière, avec des hauts et des bas. J'ai reçu l'aide et le soutien d'un grand nombre de personnes au cours de cette aventure et je souhaite les remercier ici.

En premier lieu, je voudrais remercier tout particulièrement mon directeur de Thèse Bruno Laburthe-Tolra. Son enthousiasme, sa passion pour les sciences et sa profonde connaissance du domaine sont impressionnants et il a su me guider dans mon parcours en me laissant faire mes propres erreurs. Bruno a la capacité de rendre le travail plus agréable. Travailler sur l'expérience avec lui était à la fois très ludique mais aussi un peu frustrant parce que, très clairement, la manip' fonctionne mieux quand il est là. J'affirme que Bruno a un lien psychique avec l'expérience ! Je voudrais également remercier mon co-directeur de thèse, Olivier Gorceix avec qui j'ai apprécié discuter, notamment en faisant la queue à la cantine quand il me demandait des nouvelles de l'expérience. Je le remercie pour la confiance qu'il m'a montrée et sa bienveillance tout au long de ces trois années.

Bien sûr, le travail que je présente dans les pages qui viennent n'est pas le travail d'une personne mais d'une équipe. Les résultats présentés sont l'accomplissement de longues heures de labeur et de nombreuses collaborations. Je voudrais remercier tous les autres membres de l'équipe qui m'ont accueillie pendant ces trois années : Laurent Vernac pour sa rigueur et sa patience, Etienne Maréchal pour sa disponibilité et son professionnalisme, Paolo Pedri, notre théoricien maison, qui a beaucoup contribué par son travail à la qualité des résultats présentés ici, le nouveau venu dans l'équipe, Martin Robert de Saint Vincent qui m'a donné de précieux conseils lors de la préparation de ma présentation orale. Je remercie également les deux post-doctorants avec lesquels j'ai eu la chance de travailler pendant mes deux premières années : Amodsen Chotia et Arijit Sharma. Je leur souhaite à tous beaucoup de réussite pour l'avenir !

Une pensée pour les deux doctorants avec lesquels j'ai pu interagir au début de ma thèse : Gabriel Bismut et Benjamin Pasquiou. Ils m'ont tous les deux initiée aux rouages de l'expérience. Mon intégration dans l'équipe a été plus simple parce qu'ils étaient là et malgré le peu de temps que nous avons passé à travailler ensemble, ils sont tous les deux restés de très bons amis. Donc merci beaucoup à tous les deux !

Je remercie également Bruno Naylor avec lequel j'ai eu le plaisir de partager l'expérience pendant un an. Sa vivacité d'esprit et sa curiosité ont rendu le travail avec lui très agréable et il m'a également beaucoup soutenue pendant les heures sombres de rédaction (même s'il ne s'en est probablement pas rendu compte). Je lui souhaite beaucoup de réussite et également de courage pour la troisième année qui commence (la meilleure année !). Je ne doute pas qu'il réussira une très belle thèse car les qualités qu'il a démontrées au cours de nos échanges sont, d'après moi, celle d'un très bon scientifique.

Bien sûr, je n'oublie pas les stagiaires qui ont passé quelques mois avec nous. Chacun

de leurs stages ont apporté des avancées techniques majeures qui nous ont permis d'aller plus loin sur l'expérience : Nicolas Deutschmann qui a mis en place le troisième faisceau du réseau 3D, Quentin Jusforgues, Ariane Carrance qui a travaillé sur l'asservissement en température du double-prisme, Eric Magnan qui a aidé à la calibration de la nouvelle caméra Andor, Nicolas Auvray, Meril Reboud et Antoine Reigue qui avec Bruno Naylor a travaillé sur l'obtention de la fameuse mer de Fermi de Chrome. Par ailleurs, c'est toujours sympa quand la moyenne d'âge diminue dans l'équipe.

Nous avons également pu compter sur l'aide de Johnny Huckans de University of Maryland qui venait tous les ans quelques semaines. C'était un vrai plaisir de le voir arriver ! J'ai beaucoup aimé passer du temps avec lui au laboratoire ou en dehors pour l'occasionnelle... bière de la semaine en compagnie de Sean, Paolo et Athanasios.

Mais tout ceci n'aurait été possible sans la présence d'un élément absolument indispensable : la manip' ! Je tiens vraiment à la remercier (Yes, it's a "she") : même si elle n'aime pas la chaleur et les coupures d'électricité et qu'elle peut parfois être assez capricieuse, elle a quand même fait un excellent travail. Je tiens tout particulièrement à citer la diode à 427 nm qui m'en aura fait voir !! Je sais que tu préfères Bruno, mais parfois ton comportement était assez vexant... Je remercie également la pompe primaire : je n'aurais jamais pensé devoir te nettoyer aussi souvent : trois fois en deux semaines c'est quand même un peu exagéré.

Au cours de ma thèse j'ai pu m'essayer à l'enseignement et je voudrais remercier tout le personnel du département de Mesures Physiques de l'IUT de St Denis et tout particulièrement Josiane qui m'a accueillie à bras ouverts et m'a beaucoup aidée pendant ces trois années, ainsi que les enseignants qui m'ont soutenue dans cette expérience : Nicolas Nieuwjaer, Charlie Kahloun et surtout Isabelle Maurin. Merci beaucoup à tous !

Le laboratoire de Physiques des lasers est un labo où il fait bon vivre et je remercie tous les membres du labo pour leur accueil chaleureux et les bons moments que nous avons passés ensemble. Je voudrais remercier les services techniques hyper performants du laboratoire et les membres du service administratif : Solen Guezennec, Carole Grangier et Maryse Médina qui m'ont guidée au travers des méandres de l'administration universitaire. Merci de toujours m'avoir reçue avec le sourire.

Enfin je voudrais remercier mes amis et ma famille qui m'ont soutenue tout au long de ces épreuves et en particulier mes copains doctorants du labo ou d'ailleurs (le doctorat est contagieux pour une raison que j'ignore...) qui sont passés par les mêmes galères que moi ou y passeront bientôt : Brice (mon mentor, c'est sa faute tout ça !), Sébastien, Victor, Vincent, Karina, Benjamin, Bruno (encore un autre), Quentin, Fadwa, Dany, les deux Anthony, Nicolas... et j'en oublie sûrement malheureusement. Je tiens à remercier tout spécialement ma sœur, Cécile de Paz, pour son soutien psychologique, et mes parents, Francis de Paz et Claudette Gobertièrre, pour tout ce qu'ils ont fait pour moi dans la dernière ligne droite : répétitions, préparation du pot et j'en passe. Je n'aurais jamais réussi sans eux. Merci beaucoup à vous deux !

---

# Table des matières

---

Remerciements . . . . .	iii
Table des matières . . . . .	I
<b>Introduction</b>	<b>VII</b>
<b>I Piégeage et manipulation des atomes de Chrome dans des pièges anisotropes</b>	<b>1</b>
<b>1 Description du dispositif expérimental de condensation du Chrome 52</b>	<b>3</b>
1.1 Les spécificités du Chrome . . . . .	3
1.1.1 Structure électronique . . . . .	4
1.1.2 Niveaux électroniques pertinents pour la condensation du Chrome . .	4
1.2 Systèmes lasers . . . . .	5
1.3 Le Vide . . . . .	6
1.4 La Source de Chrome . . . . .	7
1.5 Refroidissement transverse et Ralentisseur Zeeman . . . . .	8
1.6 Le piège magnéto-optique . . . . .	9
1.7 Chargement dans un piège dipolaire conservatif . . . . .	9
1.7.1 Utilisation des états métastables . . . . .	10
1.7.2 Le Dark Spot . . . . .	10
1.7.3 Annulation du piège magnétique par RF . . . . .	11
1.8 Les étapes vers la condensation . . . . .	11
1.9 Caractéristiques du condensat . . . . .	13
<b>2 Mise en place d'un réseau 3D anisotrope</b>	<b>15</b>
2.1 Piégeage optique d'atomes neutres . . . . .	16
2.1.1 Piège dipolaire . . . . .	16
2.1.2 Réseau optique . . . . .	16
2.2 Un réseau 2D à trois ondes . . . . .	17
2.2.1 Profil d'intensité et potentiel dipolaire . . . . .	18
2.3 Mise en place expérimentale . . . . .	19
2.4 Détermination de la profondeur des réseaux . . . . .	22
2.4.1 Diffraction de l'onde atomique par un réseau 1D : détermination de la profondeur du réseau vertical . . . . .	22
2.4.2 Mesure de la profondeur du réseau horizontal . . . . .	23
2.4.3 Caractéristiques des réseaux . . . . .	26

2.5	L'isolant de Mott	27
2.5.1	Distribution des atomes dans l'état de Mott	28
2.5.2	Chargement adiabatique du réseau	29
2.5.3	Mise en évidence de la transition de Mott	30
2.6	Mesure du nombre de sites doublement occupés	31
2.7	Asservissement en intensité	33
<b>3</b>	<b>Utilisation de l'effet de déplacement lumineux quadratique pour la préparation d'un état de spin</b>	<b>37</b>
3.1	Principe	38
3.1.1	Modifier les énergies des états du système	39
3.1.2	Calcul des déplacements lumineux	39
3.2	Mise en place expérimentale	40
3.2.1	Description du montage	40
3.2.2	Homogénéité de l'effet quadratique	41
3.3	Séquence expérimentale et observations préliminaires	41
3.3.1	Procédure de mesure par Stern et Gerlach	41
3.3.2	Premières observations	41
3.4	Découverte d'un effet systématique	43
3.5	Un couplage à deux photons	46
3.5.1	Stabilisation du champ magnétique	48
3.6	Préparation d'état : caractérisations	48
3.6.1	Une préparation adiabatique d'état	48
3.6.2	En fonction du champ magnétique	50
3.6.3	Stabilité en présence de l'effet quadratique	52
<b>4</b>	<b>Mise en place d'un double-piège</b>	<b>53</b>
4.1	Principe	53
4.2	Montage expérimental	54
4.3	Stabilisation du déphasage entre les deux trajets	56
4.4	Principe de l'asservissement en température du bi-prisme à déplacement latéral	57
4.5	Chargement des atomes dans le bi-piège	58
4.5.1	Instabilités de chargement	58
4.5.2	Charger sans recomprimer le piège Infra-Rouge	59
4.5.3	Augmenter artificiellement la taille du piège dipolaire	59
4.6	Caractérisation des fréquences des pièges	60
4.7	Caractéristiques du nuage	63
4.8	Observation d'interférences d'ondes de matière	65
4.9	Procédure de préparation sélective d'un état Zeeman excité	66
4.9.1	Un gradient de champ magnétique	67
4.9.2	Préparation de l'état	67

<b>5</b>	<b>Une nappe de lumière et une imagerie verticale</b>	<b>71</b>
5.1	Motivations	71
5.2	Mise en place d'une nappe de lumière	72
5.2.1	Choix des fréquences de piégeage	72
5.2.2	Un confinement 1D	73
5.2.3	Dispositif expérimental	76
5.2.4	Caractérisation expérimentale du piège	76
5.2.5	Conclusion	81
5.3	Une nouvelle imagerie verticale	81
5.3.1	Mise en place expérimentale	81
5.3.2	La caméra Andor	82
5.3.3	Premières images par absorption	83
5.3.4	Applications	84
<b>II</b>	<b>Étude des propriétés magnétiques d'un gaz quantique dipolaire</b>	<b>85</b>
	<b>Avant-Propos</b>	<b>87</b>
<b>6</b>	<b>Relaxation dipolaire en confinement 3D</b>	<b>93</b>
6.1	Principe	94
6.2	L'expérience	95
6.2.1	Calibration des champs magnétiques	95
6.2.2	Préparation de l'état initial	96
6.2.3	Évolution et analyse	98
6.2.4	Observations	99
6.3	Spectroscopie de la structure de bandes du réseau 3D	100
6.4	Interprétation	103
6.4.1	Anisotropie du couplage dipolaire	103
6.4.2	Parité de la fonction d'onde de l'état final	104
6.4.3	Règles de sélection	104
6.4.4	Identification des résonances	105
6.5	Effet du nombre d'atomes par site	107
6.5.1	Expérience	107
6.5.2	Interprétation	108
6.5.3	En fonction du nombre d'atomes	110
6.6	Conclusion	114
<b>7</b>	<b>Échange de spin dû aux interactions de contact</b>	<b>115</b>
7.1	L'expérience	116
7.1.1	Initier la dynamique	116
7.1.2	Séquence expérimentale	117
7.1.3	Observations	117
7.1.4	Dynamique hors du piège dipolaire Infra-Rouge	118
7.2	Interprétation	120



7.2.1	Les interactions de contact	121
7.2.2	Évolution depuis -2	121
7.2.3	Calcul de la fréquence d'oscillation des populations de spin	122
7.3	Causes d'amortissement	122
7.4	État final	123
7.5	Conclusion	123
<b>8</b>	<b>Magnétisme quantique hors équilibre d'un gaz quantique dipolaire</b>	<b>125</b>
8.1	Observation d'échange de spin dû aux interactions dipôle-dipôle	126
8.1.1	Échange de spin à longue distance	126
8.1.2	Un système d'atomes isolés	126
8.1.3	Description de l'expérience	128
8.1.4	Observations	129
8.1.5	Théorie	130
8.2	Estimation de l'effet quadratique résiduel	135
8.2.1	Mesure interférométrique	136
8.2.2	Estimation d'une valeur maximale de $q$	137
8.2.3	Comparaison entre théorie et expérience pour un système de singlons	138
8.3	Observation d'échange de spin avec deux atomes par site	138
8.3.1	Les processus mis en jeu	138
8.3.2	L'expérience	141
8.3.3	Résultats	141
8.3.4	Étude en présence d'un gradient	141
8.3.5	Modèle théorique	146
8.4	Influence de la profondeur des réseaux (préliminaire)	147
8.4.1	L'expérience	147
8.4.2	Interprétation	151
8.5	Conclusion	152
<b>9</b>	<b>Dynamique de spin dans un double puits</b>	<b>155</b>
9.1	L'expérience	156
9.1.1	Suppression du gradient de champ magnétique	156
9.1.2	Séquence expérimentale	157
9.1.3	Contraintes expérimentales	158
9.1.4	Observations	159
9.2	Interprétation	161
9.2.1	Dynamique de relaxation dipolaire	161
9.2.2	Interactions de contact	161
9.2.3	Dynamique d'échange de spin	163
9.2.4	Interprétation de ce blocage : Une description classique	165
9.3	Conclusion	167

---

<b>Conclusion</b>	<b>169</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>173</b>



---

# Introduction

---

Les techniques de refroidissement laser d'atomes, inventées dans les années 70 et 80 [1, 2, 3, 4], ont permis pour la première fois d'obtenir des échantillons gazeux atomiques suffisamment froids pour qu'on puisse les piéger loin de toute surface, en utilisant des gradients de champs magnétiques ou lumineux. Aux températures atteintes par ces méthodes de refroidissement laser, la longueur d'onde de de Broglie reste cependant petite devant la distance entre atomes, si bien que la plupart des comportements observés restent décrits par la physique classique.

Le refroidissement évaporatif de nuages atomiques piégés permet d'obtenir des nuages typiquement mille fois plus froids et mille fois plus denses. La longueur de de Broglie est alors plus grande que la distance entre particules. Conformément aux prédictions de Bose et Einstein, pour des particules bosoniques indiscernables, il se produit alors une transition de phase suite à laquelle apparaît un objet quantique qu'on appelle un condensat de Bose-Einstein. Dans un condensat de Bose Einstein, tous les atomes sont décrits par la même fonction d'onde. Il s'agit d'un état très ordonné, marqué par une cohérence de phase à longue distance, qui s'est avéré depuis maintenant 20 ans un outil extrêmement riche dont la nature quantique se manifeste de façon particulièrement saisissante [5, 6].

Il a été montré que les interactions entre atomes jouent un rôle visible dans la physique de ces systèmes. Bien que les densités des condensats atomiques soient plusieurs ordres de grandeurs plus faibles que ceux de la matière condensée, ils peuvent manifester des comportements collectifs tels que la superfluidité similaires à ceux qui sont à l'œuvre dans la physique de l'Hélium liquide [7]. Pour la plupart des systèmes d'atomes froids, les interactions qui dominent sont les interactions de van-der-Waals. Ces interactions, de type dipôle induit-dipôle induit, sont de courte portée ( $1/r^6$ ), et isotropes (pour des atomes dont l'orbitale électronique fondamentale est de symétrie  $s$ ). Elles peuvent être décrites par un potentiel de contact [8]. Depuis quelques années, plusieurs expériences explorent la physique de condensats dont les atomes présentent des interactions de type dipôle-dipôle [9, 10, 11]. Ces interactions proviennent du fort moment magnétique des atomes considérés (lié à un grand moment angulaire de spin ou orbital). Elles sont à longue portée ( $1/r^3$ ) et anisotropes.

Depuis une dizaine d'années, toute une communauté de chercheurs a entrepris d'explorer la physique de ces systèmes, bosoniques ou fermioniques, pour en étudier les propriétés quantiques particulières, et aussi parce qu'ils présentent des analogies avec certains systèmes de la matière condensée qui posent encore des questions fondamentales [12]. La difficulté pour comprendre ces systèmes provient à la fois de leur nature quantique, et des fortes interactions qui peuvent induire des corrélations à N-corps très difficiles à décrire théoriquement [13]. Un intérêt tout particulier s'est porté sur l'étude des atomes chargés dans des réseaux optiques (un réseau de pièges optiques périodique formé par l'interférence de paires de faisceaux lasers) car ce système présente une structure de bande analogue à celle des électrons dans les solides. De fait, ces études ont permis l'observation et l'étude détaillée

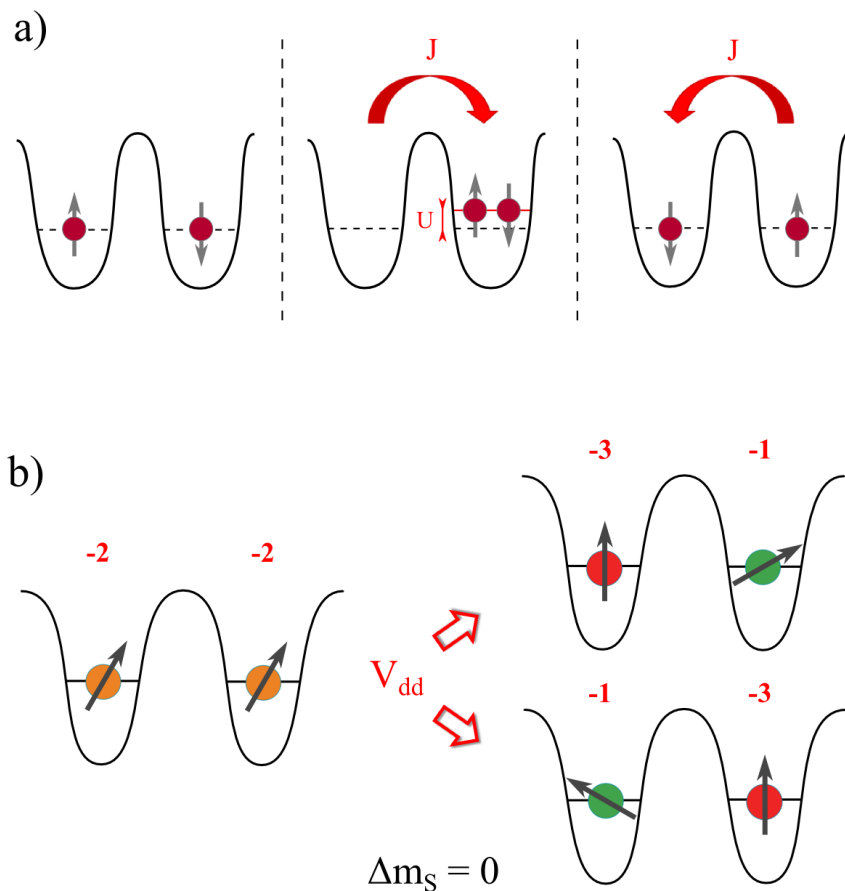


FIGURE 1 – a) Principe du processus de superéchange pour deux particules de spin 1/2. b) Illustration schématique du processus d'échange de spin inter-site entre singlons. Chacun des sites contient un atome préalablement préparé dans l'état  $m_S = -2$ . Les interactions dipolaires induisent un processus d'échange de spin où l'état magnétique des deux atomes est modifié tout en conservant la magnétisation totale.

de la transition entre un état superfluide et un isolant de Mott bosonique [14, 15], l'observation d'états de Mott fermioniques [16], l'apparition de corrélations magnétiques [17, 18]. L'accent se porte vers le régime où apparaissent des corrélations entre atomes, c'est-à-dire qu'on s'oriente vers l'étude précise de systèmes fortement corrélés avec des atomes froids. De manière analogue à la physique des électrons fortement corrélés, l'interaction entre atomes dans deux sites voisins provient d'un phénomène au deuxième ordre où un atome passe par effet tunnel d'un site vers un autre site occupé, interagit avec son voisin (par une interaction de van-der-Waals), et revient à son site initialement peuplé. On parle d'interaction de superéchange (voir figure 1a).

Ce manuscrit décrit l'étude expérimentale des propriétés magnétiques d'un système fortement corrélé dans un réseau optique tri-dimensionnel, dans un régime où les interactions entre atomes ne sont pas dominées par l'interaction de super-échange mais par les interac-

tions dipolaires (voir figure 1b). Depuis plusieurs années, et en particulier par le groupe de T. Pfau à Stuttgart, il a été montré que les interactions dipolaires modifient de façon significative les propriétés des condensats de Bose-Einstein lorsqu'elles ont une force comparable à celle des interactions de contact[19]. En particulier, la partie attractive des interactions dipolaires peut introduire une instabilité qui modifie profondément les conditions de stabilité du condensat [20, 21]. Plus récemment, il a été montré que les interactions dipolaires modifient aussi légèrement les propriétés d'un gaz de Fermi [22], quoi qu'il soit difficile d'observer des effets spectaculaires car l'énergie de Fermi reste pour l'instant grande comparée aux énergies associées aux interactions dipolaires.

Au cours de ma thèse, nous avons montré que l'interaction dipôle-dipôle introduit des phénomènes qualitativement nouveaux lorsqu'on s'intéresse aux propriétés magnétiques d'atomes chargés dans un réseau optique, c'est-à-dire lorsqu'on considère le degré de liberté de spin des atomes.

- Le premier de ces phénomènes découle du caractère anisotrope de l'interaction dipôle-dipôle. Le potentiel d'interaction n'étant pas central, on ne peut pas considérer que le moment angulaire orbital est conservé au cours d'une collision. En pratique, les interactions dipolaires couplent le spin et l'orbite de l'atome et les collisions qui en résultent provoquent un changement de la magnétisation totale. Ce processus est assez bien connu, il conduit à la relaxation dipolaire, qui a par exemple empêché la condensation du chrome dans un piège magnétique [9]. Il est aussi utilisé dans le groupe de T. Pfau pour refroidir un gaz dipolaire par un processus équivalent à la désaimantation adiabatique [23]. Au cours de ma thèse, nous avons montré qu'il est possible de contrôler la relaxation dipolaire dans un réseau optique tridimensionnel. Ceci provient du fait que le moment orbital est presque quantifié dans un réseau, si bien que le couplage entre spin et orbite ne peut se produire que pour certains champs magnétiques. Il a lieu pour des valeurs résonantes de champs magnétiques, lorsque l'énergie magnétique relâchée correspond à une excitation de bande du réseau (voir figure 2). Nous avons précisément analysé ces résonances, et mis en évidence l'effet des interactions de contact entre atomes sur celles-ci : ces résonances peuvent être utilisées pour sonder le nombre d'occupation des sites du réseau. Nous avons aussi tiré parti de ces résonances pour inhiber la relaxation dipolaire afin de travailler dans un régime où la magnétisation est conservée.
- Le deuxième phénomène découle du caractère à longue portée de l'interaction dipolaire. De ce fait, le couplage dipolaire introduit une interaction spin-spin d'un site à l'autre du réseau. Contrairement à l'interaction de super-échange, l'interaction dipolaire ne se limite pas à l'interaction entre plus proches voisins. Elle présente aussi, comme noté ci-dessus, un caractère anisotrope. Dans notre expérience, nous avons chargé un condensat dans un réseau optique, transféré les atomes dans un état de spin excité, et analysé la dynamique de spin, due une interaction d'échange inter-site associée à l'interaction dipôle-dipôle. La dynamique de ce système est décrite par un Hamiltonien très similaire au Hamiltonien d'Heisenberg. Il s'agit d'une approche qui permet d'avoir accès à des propriétés de magnétisme quantique hors d'équilibre. Dans notre système, contrairement au cas des électrons et au cas des atomes en réseau habituellement étudiés, l'échange de spin ne provient pas de l'interaction de super-échange,

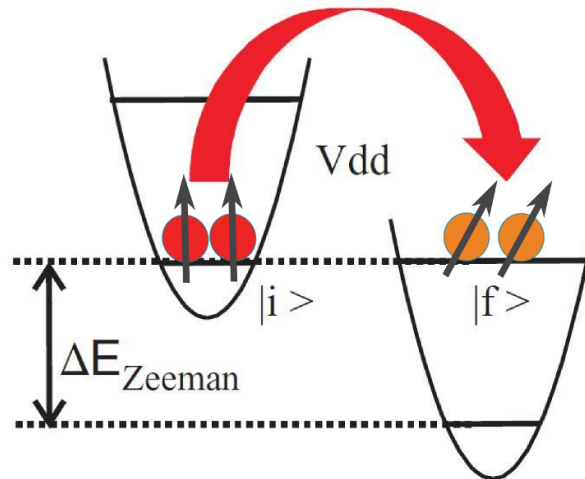


FIGURE 2 – Résonance de relaxation dipolaire dans un réseau 3D. Lorsque l'écart en énergie Zeeman entre deux sous-niveaux magnétiques est égal à l'énergie nécessaire à promouvoir les atomes dans une des bandes d'énergie supérieure du réseau, la transition de l'état  $|i\rangle$  à l'état  $|f\rangle$  est énergétiquement autorisée.

mais d'une interaction dipolaire. En faisant varier la profondeur du réseau, il devient ainsi possible d'explorer la compétition entre ces deux processus.

## Dans cette thèse

Ce manuscrit est organisé en deux parties. Dans la première partie, je décris les développements techniques que j'ai apportés à l'expérience au cours de ma thèse. La deuxième partie présente les résultats expérimentaux que nous avons obtenus à l'aide des techniques décrites dans la première partie.

Au cours de cette thèse, nous avons mis en place un certains nombres d'outils dans le but de contrôler la position, l'énergie cinétique et l'état interne de spin des atomes de Chrome. Les travaux décrits se placent dans la continuité des expériences réalisées avant mon arrivée dans l'équipe qui portaient sur l'étude des propriétés hydrodynamiques et magnétiques d'un condensat de Bose-Einstein de Chrome. Le chapitre 1 décrit l'expérience et les différents stratagèmes qui ont permis d'atteindre la condensation.

Le fort confinement d'un gaz quantique suivant une ou plusieurs directions l'espace modifie fondamentalement les propriétés quantiques du système. En particulier, le chargement adiabatique du nuage atomique dans un réseau tridimensionnel très profond, permet d'atteindre le régime fortement corrélé où les atomes sont localisés dans les sites du réseau. Dans le chapitre 2 je décris la mise en place d'un **réseau optique confinant les atomes dans les trois dimensions de l'espace** qui présente l'originalité d'être formé par l'association de cinq faisceaux et non six. Le confinement ainsi produit est fortement anisotrope. Après

avoir caractérisé le confinement induit par le réseau suivant les trois directions de l'espace, nous avons tenté de sonder l'état de Mott à N corps. Les atomes se répartissent dans le réseau comme suit : un cœur de sites doublement occupés entouré d'une coquille de sites simplement occupés.

**Le chapitre 3 porte sur la manipulation de l'état interne de spin des atomes.** L'objectif est de pouvoir transférer les atomes du condensat vers un état magnétique excité à partir duquel il est possible d'observer de l'échange de spin. Nous montrons qu'un faisceau laser à  $\approx 427$  nm, peu désaccordé par rapport à une des transitions atomiques du Chrome et polarisé  $\sigma^-$ , permet d'induire un effet déplacement lumineux qui décale quadratiquement les énergies des états Zeeman de l'état fondamental du Chrome. On constate alors que, pour certaines valeurs du champ magnétique, l'état Zeeman de plus basse énergie est modifié. Le fait que la polarisation du faisceau n'est pas purement  $\sigma^-$  autorise le transfert de population vers l'état de plus basse énergie par transitions Raman. Nous parvenons ainsi à transférer jusqu'à 80% des atomes vers l'état Zeeman excité  $m_S = -2$  de façon réversible.

Les chapitre 4 et 5 décrivent la mise en place de deux nouveaux pièges induisant un fort confinement suivant une direction de l'espace afin d'**atteindre un régime de confinement quasi-2D**.

Un double-piège est produit par l'association de deux faisceaux, fortement désaccordés par rapport à la résonance atomique, interférant avec un angle très faible. La distance entre les puits de potentiel du réseau, de quelques microns, est telle que seul deux des puits peuvent contenir des atomes produisant ainsi deux nuages. De plus, nous montrons que le chargement est suffisamment lent pour que les deux nuages conservent les propriétés quantiques d'un gaz condensé. Il est alors possible d'induire, à l'aide d'un gradient de champ magnétique, un décalage en énergie entre les deux puits de sorte que nous pouvons modifier sélectivement l'état de spin des atomes contenus dans un puits ou l'autre. Nous préparons ainsi un état où les deux condensats sont dans des états de spin de polarisation opposée.

Enfin, le second piège décrit dans le chapitre 5, fortement confinant suivant l'axe vertical, est produit par un seul faisceau dont nous avons mis en forme le mode spatial transverse de façon à ce que son profil soit fortement anisotrope créant ainsi une nappe de lumière. Dans ce chapitre, nous décrivons également la mise en place d'**une nouvelle imagerie verticale** avec une limite de résolution de  $\approx 2,5 \mu\text{m}$  et utilisant une caméra Andor .

La seconde partie de cette thèse présente une série d'expériences portant sur l'étude des propriétés magnétiques du condensat de Bose-Einstein de Chrome. Contrairement aux alcalins, le Chrome présente un fort moment magnétique et les interactions dipôle-dipôle ne peuvent être négligées. Bien que dominée par les interactions de contact à courte portée et isotrope, cette interaction anisotrope et à longue portée modifie sensiblement les propriétés hydrodynamiques et magnétiques du condensat et donne naissance à un certain nombre de processus (collisions inélastiques, échange de spin) que nous étudions dans cette partie.

L'un des processus introduits par le couplage dipolaire est la relaxation dipolaire. Il s'agit d'un processus de collision inélastique déjà étudié par l'équipe dans le condensat et en confinement 1D et 2D. Ces collisions induisent une dynamique d'aimantation, c'est-à-dire d'un basculement de spin. Lors de la collision, l'énergie magnétique libérée est convertie



en énergie cinétique. Dans le chapitre 6, nous présentons les résultats de nos expériences portant sur **l'étude du processus de relaxation dipolaire en réseau tri-dimensionnel**. Dans les sites d'un réseau tridimensionnel, du fait de sa structure de bandes, l'énergie cinétique est quantifiée. La relaxation devient donc un processus résonant qui n'a lieu que pour certaines valeurs du champ magnétique. Par ailleurs, du fait de l'anisotropie du couplage dipolaire, les états vibrationnels accessibles dépendent de l'orientation du champ magnétique et il en résulte certaines règles de sélection. Cette propriété nous a permis de caractériser la structure de bandes du réseau optique. Enfin, en nous concentrant sur la résonance de plus faible énergie nous avons montré que la force des interactions intrasite et donc le nombre d'occupation des sites du réseau influent sur la forme des résonances.

En tirant par partie du fait qu'en réseau 3D la relaxation dipolaire est un processus que l'on peut contrôler et donc inhiber, fixant ainsi l'aimantation du système, nous étudions dans les chapitres 7 et 8 l'évolution temporelle de l'état de spin d'un nuage atomique préparé dans un état Zeeman excité,  $m_S = -2$ , et confiné dans un réseau tridimensionnel. Nous observons deux dynamiques de spin à magnétisation constante à des échelles de temps très différentes que nous interprétons comme des dynamiques d'échange de spin.

Dans le chapitre 7, cette **dynamique d'échange**, qui présente des oscillations cohérentes de spin très rapides, est locale et **induite par les interactions de contact dépendantes du spin**. L'observation de ces oscillations est liée au fait que l'état initial atomique à deux corps n'est pas un état propre de la base moléculaire qui est la base naturelle pour décrire les interactions de contact. La superposition initiale de deux états moléculaires de spin total  $S = 6$  et  $S = 4$  et d'énergies différentes, entraîne des oscillations de spin à une fréquence correspondant au battement entre les deux fréquences propres associées aux potentiels moléculaires de spin total  $S = 6$  et  $S = 4$ .

Dans le chapitre 8, nous montrons, qu'à temps longs, **la dynamique observée est associée à un processus d'échange dû à un couplage dipolaire à longue portée**. Dans le cas simple où chaque site contient un atome au maximum, nous observons une dynamique très lente que l'on peut modéliser par un Hamiltonien similaire au Hamiltonien d'Heisenberg, utilisé en physique de la matière condensée pour décrire un ensemble de moments magnétiques localisés et en interaction. Dans le cas où chaque site contient deux atomes au maximum, nous observons une dynamique plus rapide qui présente des oscillations cohérentes entre les différents états de spin. En appliquant un gradient de champ magnétique, qui met hors résonance les processus à longue portée nous avons montré que cette dynamique est également une dynamique d'échange induite par les interactions dipolaires, le couplage dipolaire étant accru par la présence de deux atomes par site. Dans ces deux cas (un ou deux atomes par site), la simulation de ces systèmes s'est avéré très difficile car il s'agit de système à  $N$  corps fortement corrélé, un atome ou une paire d'atomes n'interagissent pas uniquement avec ses plus proches voisins.

Ces résultats représentent une première étude des propriétés magnétiques particulières d'un gaz de Chrome chargé dans un optique. Elles ont montré en particulier que deux processus jouent un rôle déterminant : l'échange de spin dû aux interactions de contact quand deux atomes partagent le même site et l'échange de spin dû aux interactions dipôle-dipôle. Nous avons étudié l'évolution de cette dynamique en fonction de la profondeur du réseau, ce qui permet de souligner à la fois la similarité avec le magnétisme quantique (modèle de Heisenberg) et les spécificités de ce système où plusieurs types d'échange entrent

en compétition.

Enfin, le chapitre 9 présente une expérience où ce sont deux ensembles de spin qui interagissent. En chargeant les atomes dans le double-puits décrit dans le chapitre 4, nous pouvons les préparer dans des états de polarisations opposées de façon à **étudier l'évolution de deux spins géants interagissant par interaction dipolaire**. Nous avons observé que l'état de spin du système est alors gelé. L'absence de dynamique observée est un phénomène purement classique. Il s'agit d'une situation où on augmente la taille du spin en travaillant avec un spin composite, formé de celui de  $N$  atomes. Cette augmentation conduit à une réduction des fluctuations de spin proportionnelle à  $1/N$ .



**Première partie**

**Piégeage et manipulation des atomes  
de Chrome dans des pièges  
anisotropes**



# Description du dispositif expérimental de condensation du Chrome 52

Cette thèse a débuté sur un dispositif expérimental de condensation de Bose-Einstein de Chrome déjà construit[24]. Du fait de sa haute température de fusion, de sa structure électronique complexe et de son grand spin, la condensation du Chrome a demandé beaucoup d'ingéniosité. N'ayant pas participé à la mise en place de l'expérience, je ne souhaite pas m'étendre sur les détails de sa conception. J'en décrirai cependant les principaux éléments. Pour plus de détails sur le dispositif expérimental et les différentes étapes nécessaires à la condensation, se reporter à la thèse de Quentin Beaufiles [25].

## 1.1 Les spécificités du Chrome

Le Chrome est un métal de couleur gris-acier. C'est un élément de transition de la 6<sup>ème</sup> colonne du tableau périodique qui a une température de fusion, à pression atmosphérique, de 1857°C. son numéro atomique est de  $Z = 24$ . Les caractéristiques des quatre isotopes naturels les plus stables du Chrome sont présentées dans le tableau 1.1. Le Chrome a un isotope bosonique (le Chrome 52) d'abondance naturelle très importante, son isotope fermionique (le Chrome 53) présente également une abondance non-négligeable.

Isotope	<sup>50</sup> Cr	<sup>52</sup> Cr	<sup>53</sup> Cr	<sup>54</sup> Cr
Abondance	4.35%	83.79%	9.50%	2.36%
Spin nucléaire	$I = 0$	$I = 0$	$I = 3/2$	$I = 0$
Statistique	boson	boson	fermion	boson

Tableau 1.1 – Propriétés des quatre isotopes naturels du chrome.

Les premières expériences de l'équipe ont porté sur les deux isotopes cités. Un MOT mixte de fermion-boson a permis d'étudier leurs propriétés collisionnelles. L'équipe s'est

ensuite concentrée sur le boson pour atteindre la condensation de Bose-Einstein courant 2008 [24].

Notons que le Chrome a la particularité de posséder six électrons non appariés sur sa couche de valence. Il en résulte que son spin est égal à 3 pour les bosons et  $F = 9/2$  pour le fermion dont le spin nucléaire vaut  $I = 3/2$ . L'atome de Chrome présente ainsi un moment magnétique permanent suffisamment important pour que les interactions dipôle-dipôle (IDD) soient non négligeables.

Les études qui ont été menées ensuite visaient à montrer l'effet des interactions dipôle-dipôle (IDD) sur la physique du condensat. L'effet a été abordé du point de vue de l'hydrodynamique : le champ non local induit par ces interactions modifie la dynamique du condensat superfluide. On peut citer, par exemple, la mesure de la vitesse du son dans le condensat qui est modifiée lorsque l'on change l'orientation des dipôles ce qui montre le caractère anisotrope de l'interaction dipôle-dipôle[26].

L'effet a également été abordé du point de vue du magnétisme. En effet, il a été montré [27] que les interactions dipolaires peuvent permettre de libérer la magnétisation du condensat. Nous avons donc à notre disposition un condensat dans un état qui est une superposition d'états de spin. C'est ce qu'on appelle un condensat spinoriel. Ma thèse se place dans ce cadre et poursuit cette étude.

Récemment, l'équipe a entrepris de continuer les travaux sur le fermion. Il s'agit de le refroidir par refroidissement sympathique avec le boson. Le but est d'étudier un gaz fermionique dipolaire froid et, si possible, d'atteindre le régime dégénéré en produisant une mer de Fermi. C'est un objectif très difficile à atteindre car en plus de la faible abondance isotopique du fermion, l'équipe a découvert que le taux de collisions fermion-boson, dans certaines conditions, est très défavorable. Cet objectif a néanmoins été atteint en avril 2014[28].

### 1.1.1 Structure électronique

La structure électronique de l'état fondamental  $^{52}\text{Cr}$  est :  $[\text{Ar}]3d^54s^1$ . Il s'agit d'une exception car elle présente six électrons non-appariés, tous alignés, sur sa couche valence. Le Chrome bosonique possède donc un Spin égal à 3 et un moment magnétique permanent égal à  $|\vec{\mu}| = g_S \mu_B S = 6 \mu_B$ . Dans cette expression,  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr et  $g_S = g_J \approx 2$  est le facteur de Landé associé à l'état fondamental.

### 1.1.2 Niveaux électroniques pertinents pour la condensation du Chrome

La figure 1.1 présente les états électroniques du Chrome pertinents pour atteindre la condensation. La transition de l'état fondamental  $^7S_3$  vers l'état excité  $^7P_4$  est quasiment fermée et nous l'utilisons donc pour le refroidissement laser. Cependant, la présence d'un champ laser adressant cette transition induit des collisions inélastiques assistées par la lumière [29, 30]. Ces collisions, très importantes dans le cas du Chrome, induisent des pertes.

L'état excité  $^7P_4$  peut se désexciter radiativement vers les états métastables  $^5D_4$  et  $^5D_3$ . Ces états sont dits métastables car ils ont une énergie supérieure à celle de l'état fondamental mais les transitions vers les états de plus basses énergies sont interdites. Ces états ont donc une durée de vie très longue, supérieure à 50 s [31]. Par ailleurs, ces états ne sont pas sensibles aux collisions inélastiques, évoquées plus haut. Nous avons tiré profit de la présence de ces

états pour atteindre la condensation en s'en servant comme réservoirs dans lesquels les atomes s'accumulent.

Cependant, les taux de désexcitation de l'état excité  ${}^7P_4$  vers ces états métastables sont très faibles :  $\Gamma_{5D_4} = 127 \pm 14 \text{ s}^{-1}$  et  $\Gamma_{5D_3} = 42 \pm 6 \text{ s}^{-1}$  [32]. Le chargement des réservoirs, via l'état  ${}^7P_4$ , est donc peu efficace. Pour améliorer ce chargement, nous utilisons l'état excité  ${}^7P_3$ . Un faisceau dépompeur, d'une longueur d'onde de 427 nm, adresse la transition  ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_3$ . Les taux de désexcitation depuis cet état vers les états métastables sont sensiblement plus élevés :  $\Gamma_{5D_4} = 6 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ ,  $\Gamma_{5D_3}$  est inconnue. L'atome dans l'état excité  ${}^7P_4$  peut également se désexciter radiativement vers d'autres états, notamment l'état  ${}^5S_2$  avec un taux :  $\Gamma_{5S_2} = 2,9 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ .

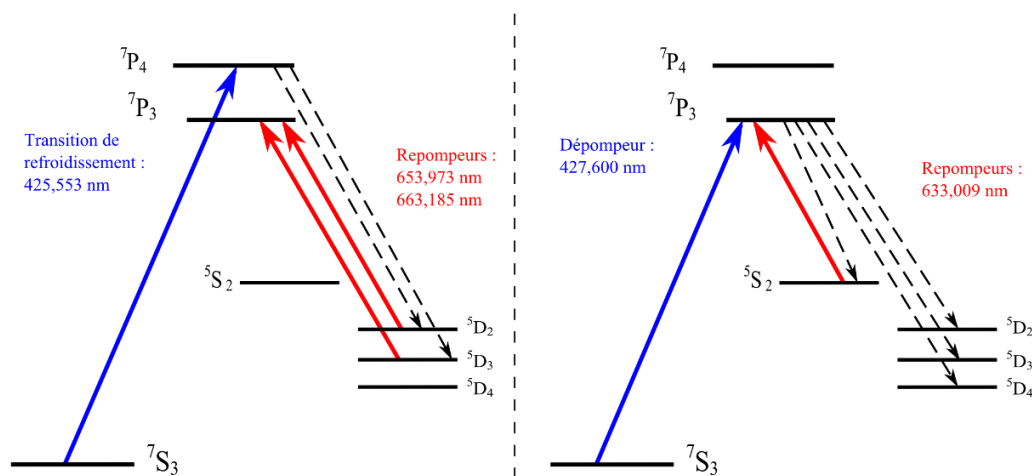


FIGURE 1.1 – Niveaux électroniques du Chrome pertinents pour atteindre la condensation

Nous utilisons également cette transition pour polariser les atomes dans l'état magnétique fondamental  ${}^7P_{4,m_S} = -3$ . En effet, un faisceau laser polarisé  $\sigma^-$  et adressant cette transition pompe optiquement les atomes vers l'état  $m_S = -3$  qui devient un état noir car il n'est couplé à aucun autre état par un tel champ laser. La figure 1.2 présente le principe de cette technique.

## 1.2 Systèmes lasers

Nous avons déjà évoqué la transition de refroidissement du Chrome :  ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_3$ . La longueur d'onde nécessaire pour adresser cette transition est de 425,6 nm. Pour produire cette longueur d'onde, nous utilisons un laser Verdi V18 à 532 nm dont on prélève 13,5 W pour pomper un laser Ti :Sa<sup>1</sup> optimisé pour produire 1,5 W de lumière Infra-Rouge à 851,1 nm. Ces 1,5 W sont alors injectés dans une cavité externe de doublement<sup>2</sup>. En sortie de la cavité nous obtenons 300 mW à 425,6 nm.

Un second système laser très similaire<sup>3</sup> a été acquis par l'équipe en 2009 destiné à refroidir et piéger l'isotope fermionique du Chrome ( ${}^{53}\text{Cr}$ ) dans le but d'obtenir une mer de Fermi.

<sup>1</sup>Teknoscan, modèle TIS-SF-07

<sup>2</sup>Teknoscan, modèle FD-SF-07

<sup>3</sup>Ensemble Verdi V18, MBR-110, MBD 200 de Coherent





de l'expérience atteint  $5.10^{-11}$  mbar, entretenu par une pompe ionique<sup>10</sup>. Notons qu'il est possible d'atteindre des vides un peu plus poussés lorsque des atomes de Chrome sont introduits dans l'enceinte. En effet, le Chrome, très réactif, agit comme un "getter" pour le gaz résiduel. Nous disposons également d'un dispositif de sublimation de titane.

La pression dans les deux enceintes est mesurée par deux Jauges à ionisation Bayard-Alper. Une vanne pneumatique<sup>11</sup> est placée entre la pompe primaire et la pompe Turbo. En cas de dysfonctionnement de la première, la pompe Turbo serait endommagée si le différentiel de pression entre son entrée et sa sortie devenait trop important. Une seconde vanne permet d'isoler les deux enceintes en cas de coupure d'électricité ou lorsqu'il est nécessaire d'ouvrir la première enceinte pour changer le barreau de Chrome.

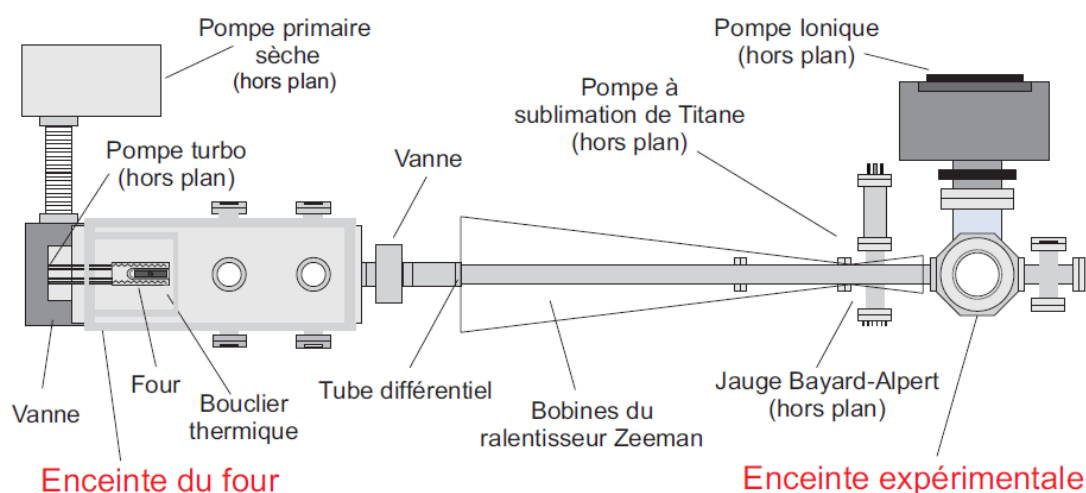


FIGURE 1.3 – Schéma du dispositif expérimental (Vue de dessus)

## 1.4 La Source de Chrome

Un barreau de Chrome<sup>12</sup> est placé dans un four<sup>13</sup> qui permet de le chauffer à des températures proches de sa température de fusion à pression atmosphérique. Celui-ci est entouré d'un bouclier thermique refroidi par eau pour maintenir la température à l'extérieur du four à une valeur inférieure à 70°C. La température à l'intérieur du four est mesurée par un thermocouple placé au plus près de la cellule contenant le Chrome. Cette mesure permet l'asservissement de l'alimentation commandée en courant.

Nous contrôlons régulièrement l'état de vieillissement du four. Sa durée de vie étant de l'ordre de 2 ans, la mesure du flux atomique en sortie du four est un outil de diagnostic qui nous permet de déterminer s'il est nécessaire de le changer. Le flux atomique dans le jet effusif

<sup>10</sup>VacIon Plus 75, Varian, Capacité de pompage 75 L.s<sup>-1</sup>

<sup>11</sup>VAT Vakuumentile AG, modèle 48132-CE44, avec un système de fermeture automatique en cas de problèmes

<sup>12</sup>Pureté 99,7%, société GoodFellow

<sup>13</sup>Modèle HT12, société ADDON

est mesuré par absorption. Un faisceau sonde polarisé  $\sigma^+$  et dont la fréquence est balayée autour de la transition  ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$  traverse le jet perpendiculairement à sa propagation. Ce faisceau est rétro-réfléchi et son waist est de 1 mm. On choisit sa puissance de façon à ne pas saturer la transition. On mesure alors l'intensité lumineuse absorbée par mesure différentielle sur une photodiode. On en déduit le flux en sortie du four[34]. Expérimentalement, une absorption de 0,5% est suffisante pour que le nombre d'atomes qui atteignent la seconde enceinte permette la condensation. La température du four est fixée de façon à obtenir une absorption légèrement supérieure ( $\approx 1\%$ ). En sortie du four, la classe de vitesse des atomes la plus probable est alors de l'ordre de  $1000 \text{ m.s}^{-1}$ .

## 1.5 Refroidissement transverse et Ralentisseur Zeeman

En sortie du four, le jet atomique est préalablement collimaté dans le plan transverse au flux de façon à maximiser le nombre d'atomes capturés par le MOT, situé en aval du ralentisseur Zeeman. Pour augmenter ce flux, deux faisceaux rétro-réfléchis (un dans chaque direction) désaccordés vers le rouge par rapport à la transition de refroidissement traversent le flux atomique dans la première enceinte. Par force de pression de radiation, les deux faisceaux réduisent la dispersion transverse de la distribution en vitesse des atomes et collimatent ainsi le jet.

Les deux enceintes sont reliées par un ralentisseur Zeeman de 90 cm de long. Il assure la décélération des atomes par force de pression de radiation. En effet, un faisceau laser se propage dans le sens inverse au flux atomique. Le principe du ralentisseur Zeeman se base sur le fait que, à mesure que les atomes ralentissent, le désaccord  $\delta(y)$  entre la transition adressée et le faisceau laser change spatialement par effet Doppler. Il s'agit donc de s'assurer que ce désaccord reste constant (nul) quel que soit la position des atomes dans le tube. La variation spatiale du désaccord est compensée par un champ magnétique variant dans l'espace qui décale les niveaux d'énergie de l'atome par effet Zeeman.

Le ralentisseur Zeeman est donc composé de trois bobines de différentes tailles. Pour une décélération constante,  $a_{ZS}$ , le long du ralentisseur, on déduit le profil du champ magnétique  $B(y)$  :

$$B(y) = \frac{h}{\mu_B} \left( \delta_0 + \frac{1}{\lambda} \sqrt{v_c^2 - a_{ZS}y} \right) \quad (1.1)$$

Où  $\lambda = 425,6 \text{ nm}$ , et  $v_c$  est la vitesse de capture, c'est-à-dire la vitesse maximale, à l'entrée du ralentisseur, des atomes pouvant être ralentis jusqu'à la sortie.

La puissance du faisceau laser assurant le refroidissement est de 110 mW. Elle est prélevée en sortie de la chaîne laser principale à 425 nm et on contrôle sa puissance et son extinction à l'aide d'un modulateur acousto-optique<sup>14</sup> et d'un obturateur mécanique. La fréquence du faisceau est désaccordée de  $\delta_0 = -450 \text{ MHz}$  par rapport à la transition  ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$  du Chrome 52.

En sortie du ralentisseur, les atomes ont une vitesse de l'ordre de  $10 \text{ m.s}^{-1}$  ce qui permet de les capturer dans le piège magnéto-optique.

<sup>14</sup>AA Opto-Electronic, modèle MT300-B60A/1 400-442, efficacité 80% à 425 nm

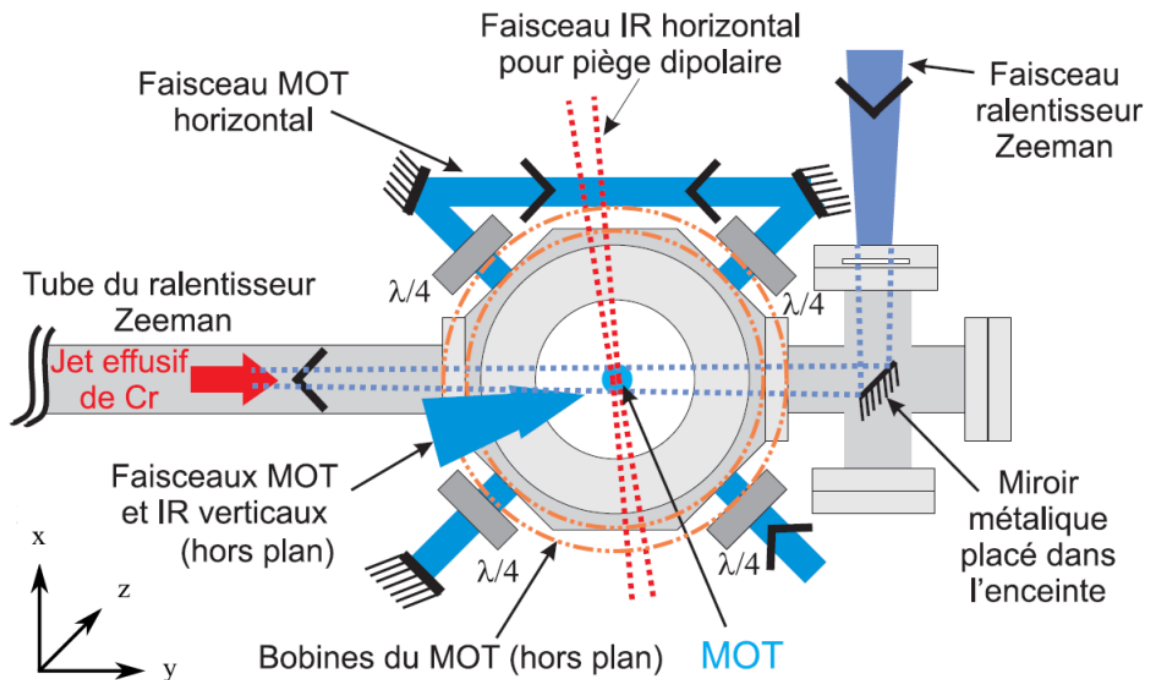


FIGURE 1.4 – Schéma de l'enceinte expérimentale (vue du dessus), avec détail des faisceaux formant le MOT, le ralentisseur Zeeman, et le piège dipolaire.

## 1.6 Le piège magnéto-optique

Le piège magnéto-optique (MOT) est formé par l'association de deux bobines en configuration anti-Helmholtz et de six faisceaux lasers (deux dans chaque direction de l'espace) désaccordés de 22 MHz dans le rouge par rapport à la transition de refroidissement  $^7S_3 \rightarrow ^7P_4$ . Le confinement horizontal est produit par un seul faisceau croisé avec un angle de  $90^\circ$  et rétro-réfléchi (en forme de papillon, voire figure 1.4). Un faisceau également rétro-réfléchi, assure le confinement dans le plan vertical. Une puissance de 40 mW est répartie entre les deux faisceaux.

Le rayon en  $1/e$  du MOT est de  $100 \mu\text{m}$  et il contient environ 1 million d'atomes à une température de  $120 \pm 20 \mu\text{K}$ .

Le nombre d'atomes contenus dans le MOT reste très faible comparé aux MOT d'alcalins. Cela est dû au très important taux de collisions inélastiques assistées par la lumière[35, 29] qui limite le chargement du MOT.

## 1.7 Chargement dans un piège dipolaire conservatif

La technique choisie pour atteindre la condensation consiste à charger les atomes dans un piège dipolaire conservatif. Ce piège est produit par un faisceau horizontal rétro-réfléchi de 37 W à 1075 nm superposé avec le MOT. Le faible nombre d'atomes contenus dans le MOT n'est pas favorable car l'étape d'évaporation nécessaire à la condensation entraîne la perte de

la très grande majorité des atomes. Je vais décrire dans cette section les méthodes employées pour optimiser le chargement du piège dipolaire.

### 1.7.1 Utilisation des états métastables

Nous avons déjà évoqué le fait que la transition de refroidissement n'est pas complètement fermée. En effet, la figure 1.1 montre que les atomes dans l'état excité  ${}^7P_4$  peuvent se désexciter vers les états métastables  ${}^5D_2$  et  ${}^5D_3$ . Pour améliorer le chargement du piège dipolaire nous tirons parti de la présence de ces états en s'en servant comme réservoirs. Ces états ne sont pas sensibles à la lumière du MOT et ils ne sont donc pas piégés par celui-ci. Ils ne subissent cependant pas non plus de collisions inélastiques assistées par la lumière.

Le taux de désexcitation vers ces états restant très faible (voir tableau 1.2), pour optimiser le nombre d'atomes transférés vers ce réservoir, nous ajoutons un faisceau dépompeur à 427 nm qui adresse la transition  ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_3$ . A partir de l'état  ${}^7P_3$ , l'atome peut se désexciter vers les états  ${}^5D_2$ ,  ${}^5D_3$ ,  ${}^5D_4$  et  ${}^5S_2$  (voir figure 1.1) avec un taux bien supérieur, comme le montre le tableau 1.2.

	${}^7S_3$	${}^5S_2$	${}^5D_4$	${}^5D_3$	${}^5D_2$
${}^7P_4$	$3.15 \times 10^7$	interdite	127	42	interdite
${}^7P_3$	$3.07 \times 10^7$	$2.9 \times 10^4$	$6 \times 10^3$	inconnue	inconnue

Tableau 1.2 – Probabilités de transition (cf. Fig. 1.1) en  $s^{-1}$  pour les états métastables avec les deux états excités  ${}^7P_4$  et  ${}^7P_3$  (adapté de [36] et [32]).

L'équipe a montré [37, 25] qu'il est préférable d'accumuler les atomes uniquement dans l'état métastable  ${}^5S_2$  car le couplage avec l'état  ${}^7P_3$  est plus fort que pour les autres états métastables, alors que le taux de collisions inélastiques dans cet état métastable est plus faible.

Les atomes dans les états métastables s'accumulent ensuite dans le piège dipolaire. Ils sont confinés dans la direction transverse au faisceau par un effet de déplacement lumineux et dans l'axe du faisceau, les atomes dans les états Zeeman positifs sont confinés par le piège magnétique formé par les bobines du MOT.

Une fois les atomes accumulés dans le piège dipolaire, les faisceaux et champ magnétique du MOT sont éteints et les atomes sont repompés vers l'état fondamental par des diodes lasers<sup>15</sup>. Enfin, avant l'étape d'évaporation, les atomes sont polarisés dans l'état Zeeman de plus basse énergie  $m_S = -3$  par une impulsion du laser à 427 nm, polarisée  $\sigma^-$  (voir 1.1.2).

### 1.7.2 Le Dark Spot

Une autre technique qui a permis d'optimiser le chargement du piège dipolaire est l'ajout d'un « dark spot » [38]. La technique consiste à placer sur le trajet des repompeurs<sup>16</sup> un fil

<sup>15</sup>Etats  ${}^5S_2$ ,  ${}^5D_4$ ,  ${}^5D_3$  et  ${}^5D_2$  vers l'état  ${}^7P_3$  (du fait de plus forts couplages pour ces transitions), par des diodes Toptica montées sur base DL100 ou DL110, respectivement de modèles LD-0635-0015-1, LD-0658-0060-2, LD-0655-0050-1, et LD-0645-0080-1 pour les longueurs d'ondes 633.183 nm, 663.184 nm, 653.973 nm, et 646.877 nm.

<sup>16</sup>Transitions  ${}^5S_2 \rightarrow {}^7P_3$  à 633 nm et  ${}^5D_4 \rightarrow {}^7P_3$  à 663 nm.

métallique droit. L'image de ce fil est un point noir au centre du MOT et les repompeurs n'éclairent pas le centre du piège dipolaire.

L'avantage de ce montage est que les atomes dans les états métastables trop chauds pour être confinés par le piège dipolaire s'échappent, sont repompés vers l'état fondamental et recapturés par le MOT. Les atomes subissent donc plusieurs cycles de refroidissement avant de se désexciter à nouveau vers les états métastables mais ne sont pas perdus. Avec l'ajout du dark spot sur les deux faisceaux repompeurs mentionnés, le nombre d'atomes dans le piège dipolaire est augmenté de 20%.

### 1.7.3 Annulation du piège magnétique par RF

Seuls les atomes dans les états magnétiques de  $m_S$  positifs sont piégés par le piège magnétique selon l'axe de propagation du faisceau. L'équipe a mis au point une technique permettant de piéger l'ensemble des sous-états Zeeman des états métastables qui s'est avéré très efficace pour améliorer le chargement du piège dipolaire.

Le principe, détaillé dans [39], consiste à appliquer un champ magnétique RF de façon à faire basculer le spin des atomes par passage adiabatique rapide (voir 6.2.2). Si ce balayage est répété avec un taux suffisamment grand devant le temps d'oscillation des atomes dans le piège magnétique, la moyenne des forces exercées par ce dernier est nulle. En effet, les atomes alternent entre deux états de spin de signes opposés et ne ressentent plus l'effet du gradient de champ magnétique. Cette méthode permet de doubler le nombre d'atomes accumulés dans le piège optique.

## 1.8 Les étapes vers la condensation

Dans cette section, je vais décrire brièvement les étapes nécessaires à l'obtention et la détection du condensat de Bose-Einstein. Pour plus de détails, les techniques employées ont été décrites dans les thèses précédentes de l'équipe [35, 33, 25].

La figure 1.5 présente la séquence temporelle utilisée. Au début de la séquence, le MOT et le faisceau du ralentisseur Zeeman sont allumés. Le piège dipolaire est superposé au MOT. De façon à accumuler efficacement les atomes dans le piège dipolaire, le pomppeur, à 427 nm, ainsi que les faisceaux repompeurs au travers du dark spot sont allumés. Les balayages RF sont également déclenchés.

Après l'étape d'accumulation, le MOT, le ralentisseur Zeeman ainsi que le pomppeur sont éteints. Les atomes contenus dans le piège dipolaire sont repompés vers l'état fondamental par les faisceaux repompeurs ne passant pas par le dark spot. On applique alors une impulsion lumineuse du pomppeur à 427 nm polarisé  $\sigma^-$  de façon à transférer tous les atomes vers l'état  $m_S = -3$  par pompage optique.

On commence alors l'étape d'évaporation[40]. La figure 1.6 présente la rampe imposée au Modulateur Acousto-Optique (MAO) de l'Infra-Rouge pendant la séquence. A la fin de cette rampe, nous atteignons une puissance totale de 500 mW en 14 s. Simultanément, un piège dipolaire croisé est formé en transférant (grâce à une lame  $\lambda/2$  motorisée) une partie de la puissance Infra-Rouge (15 W à la fin de la rotation) vers un faisceau vertical non rétro-réfléchi de waist 50  $\mu\text{m}$  au niveau des atomes. La rotation de la lame est déclenchée juste

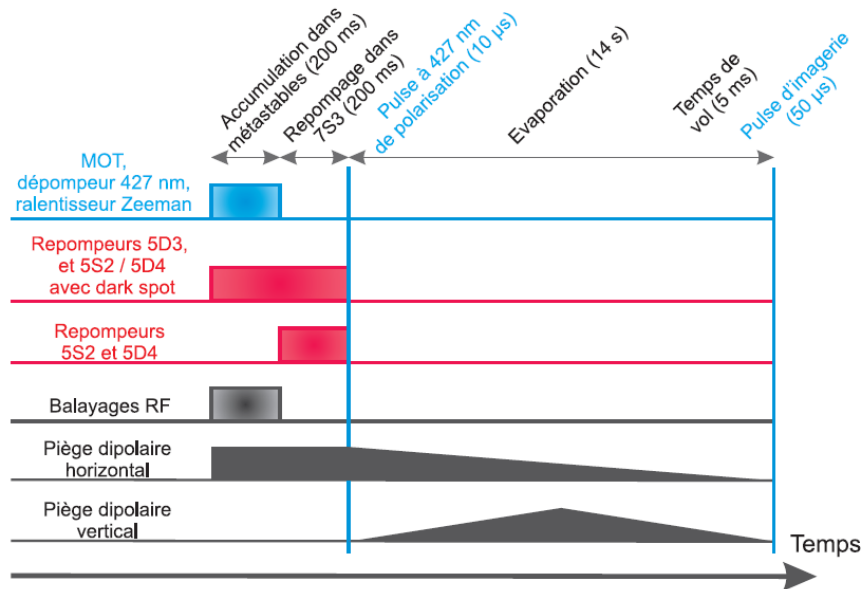


FIGURE 1.5 – Schéma de la séquence expérimentale permettant la condensation

après l'impulsion de polarisation. On obtient ainsi un « dimple » (une dépression) au centre du piège dipolaire croisé dans lequel se forme le condensat. La profondeur est légèrement ré-augmentée (recompression) à la fin de la séquence. Après extinction du piège dipolaire, le condensat est détecté grâce au système d'imagerie par absorption, au bout d'un temps de vol de typiquement 5 ms.

Les images par absorption prises par notre caméra CCD sont récupérées par un programme Labview, qui les transmet au logiciel Igor Pro v5.05A.

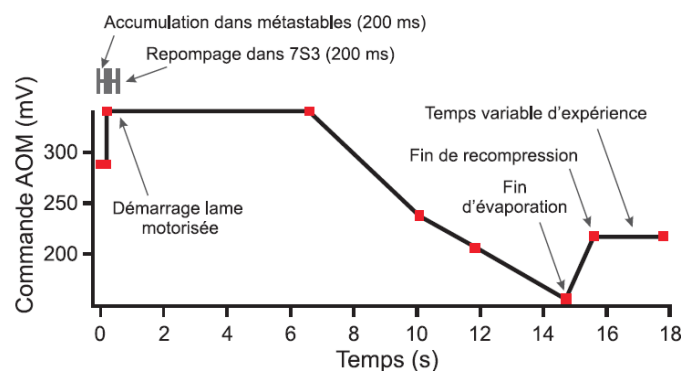


FIGURE 1.6 – Rampe imposée au MAO du piège dipolaire Infra-Rouge au cours de la séquence.

## 1.9 Caractéristiques du condensat

A la fin de la séquence, on obtient un condensat de 15000 à 20000 atomes dans le piège dipolaire recomprimé. Les fréquences de piégeage du piège dipolaire Infra-Rouge sont de :  $\omega_x/2\pi = 270$  Hz,  $\omega_y/2\pi = 520$  Hz,  $\omega_z/2\pi = 380$  Hz. On ne discerne pas de fraction thermique sur nos images, ce qui permet d'estimer que notre fraction condensée est supérieure à 90%. Le condensat a alors un rayon de Thomas Fermi moyen  $R_{TF} \approx 3,2 \mu\text{m}$  et une densité au centre  $n_0 \approx 3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ . Sa durée de vie à 1/e est d'environ 10 s [27].





## CHAPITRE 2

---

# Mise en place d'un réseau 3D anisotrope

Les résultats présentés dans cette thèse portent sur l'étude des propriétés magnétiques d'un gaz quantique dipolaire. Comme nous le verrons au début de la partie **II**, la production d'un gaz d'atomes froids dipolaires confinés dans les sites d'un réseau optique à trois dimensions apporte de nouveaux outils pour explorer les propriétés magnétiques de la matière. Ces systèmes présentent, en effet, de fortes similitudes avec des systèmes que l'on rencontre en physique de la matière condensée mais également des spécificités qui ouvrent la voie à l'étude d'un physique nouvelle.

Nous allons décrire dans ce chapitre la mise en place d'un réseau optique confinant les atomes suivant les trois directions de l'espace. En effet, l'interaction entre un champ laser et un atome peut induire, dans certaines conditions, le confinement de cet atome. Le potentiel dipolaire ainsi produit dépend du profil d'intensité du faisceau laser. Ainsi, une onde stationnaire en interaction avec un nuage atomique peut générer pour ces atomes un potentiel périodique fortement confinant dans la direction de propagation des faisceaux. L'association de trois paires de faisceaux induit un confinement à trois dimensions.

La particularité du réseau présenté ici vient du fait qu'il est produit par l'association de cinq faisceaux lasers et non pas six. Deux faisceaux assurent le confinement suivant l'axe vertical et seulement trois faisceaux permettent le confinement des atomes dans le plan horizontal. Nous décrivons la mise en place expérimentale de ces faisceaux lasers puis la caractérisation du confinement à trois dimensions induit par ces faisceaux.

Enfin, nous étudierons l'état du système à  $N$  corps ainsi produit. Celui-ci peut être correctement décrit par le modèle de Bose-Hubbard. Ce modèle prédit l'apparition de deux phases distinctes en fonction de la profondeur du réseau :

La phase superfluide se caractérise par une cohérence de phase sur l'ensemble du nuage et la phase de Mott où la cohérence de phase globale est perdue et les atomes localisés dans chacun site du réseau.

Nous montrerons qu'à profondeur maximale du réseau, le régime que nous atteignons expérimentalement est un régime fortement corrélé très proche de l'état de Mott. Nous caractériserons enfin cet état.

## 2.1 Piégeage optique d'atomes neutres

### 2.1.1 Piège dipolaire

Comme décrit en détail dans [41], l'interaction entre un champ laser hors résonance et un atome induit un déplacement des niveaux d'énergie de l'atome. On appelle ce décalage le déplacement lumineux et il est proportionnel à l'intensité laser. Dans le cas d'un atome à plusieurs niveaux, chacun des états de l'atome subit un déplacement lumineux spécifique.

Si l'intensité du faisceau laser est spatialement inhomogène, le déplacement lumineux dépend de la position de l'atome. De ce fait, l'atome est soumis à un potentiel que l'on appelle le potentiel dipolaire.

Pour un faisceau laser se propageant selon l'axe Oz et de profil d'intensité transverse gaussien, le potentiel de piégeage dans le plan transverse s'écrit :

$$U(r) \propto I(r) = I(x, y) = \frac{2P}{\pi w_x w_y} e^{-2x^2/w_x^2} e^{-2y^2/w_y^2} \quad (2.1)$$

où P est la puissance laser, et  $w_x$  et  $w_y$  sont les waists du faisceau suivant les axes Ox et Oy.

L'effet de ce potentiel dépend du désaccord  $\delta = \omega_L - \omega_0$  entre la transition atomique adressée (d'énergie  $\hbar\omega_0$ ) et le champ laser ( $\hbar\omega_L$ ). Le signe de  $\delta$  définit le type de confinement induit par le laser. Si le laser est désaccordé vers le rouge de la transition ( $\delta < 0$ ), les atomes sont attirés vers les zones d'intensité maximale, vers le bleu ( $\delta > 0$ ), les atomes sont attirés vers les zones d'intensité minimale. Ainsi, un faisceau laser désaccordé vers le rouge et focalisé sur les atomes, comme le piège dipolaire que nous utilisons, produit un puits de potentiel dans lequel les atomes sont piégés.

### 2.1.2 Réseau optique

L'interférence de deux ondes laser, de longueur d'onde  $\lambda_L$ , produit un potentiel de confinement périodique pour les atomes. On appelle ce type de piège un réseau optique. Le pas du réseau étant la distance entre deux puits de potentiel consécutifs, il est possible de modifier le pas du réseau en faisant varier l'angle entre les deux faisceaux. Le réseau optique est donc un outil très flexible et largement utilisé.

Considérons ici, le cas simple de deux ondes contra-propageantes se propageant suivant l'axe Oz. L'interférence des deux ondes produit une onde stationnaire de périodicité  $\lambda_L/2$ . En fonction du désaccord  $\delta$ , les atomes sont piégés dans les nœuds ou les ventres de l'onde. Le potentiel dipolaire vu par les atomes s'écrit :

$$U(z) = U_0 \sin^2 kz = \frac{U_0}{2}(1 - \cos(2kz)) \quad (2.2)$$

Ce potentiel confine très fortement les atomes suivant une direction de l'espace. Les atomes s'organisent spatialement dans des plans qu'on appelle communément "crêpes" ou "pancakes".

Considérant ce piège comme harmonique, ce qui est vrai au voisinage du minimum de potentiel, il est pertinent de comparer l'énergie nécessaire à l'excitation d'un atome vers le premier niveau de l'oscillateur harmonique,  $\hbar\omega_L$  aux autres échelles d'énergie du système.

Si le réseau est suffisamment profond, cette énergie ( $\hbar\omega_L$ ) est très supérieure à l'énergie thermique du nuage et à l'énergie d'interaction entre particules ( $\hbar\omega_L \gg k_B T$ , gn). Le mouvement des atomes est quasiment gelé dans la direction Oz.

Deux ondes stationnaires orthogonales produisent un potentiel de piégeage qui gèle le mouvement des atomes suivant deux directions de l'espace. Les atomes s'organisent dans un ensemble de tubes à une dimension.

Enfin, l'ajout d'une troisième paire de faisceaux, perpendiculairement aux deux premières, produit une maille semblable à celle d'un cristal où les atomes s'organisent dans des sites. Le mouvement des atomes est alors gelé dans les trois directions de l'espace.

## 2.2 Un réseau 2D à trois ondes

Pour atteindre ce régime de confinement "3D", nous avons mis en place un réseau qui présente la particularité de n'être produit que par cinq faisceaux lasers. Le confinement dans le plan horizontal est assuré par l'interférence de trois ondes : deux ondes contra-propageantes (que nous noterons 1 et 2) et la troisième (notée 3) faisant un angle de  $45^\circ$  avec le premier faisceau. La figure 2.1 présente la configuration expérimentale et la position des atomes.

Dans la partie qui suit, nous décrivons le confinement induit par l'interférence de ces trois ondes.

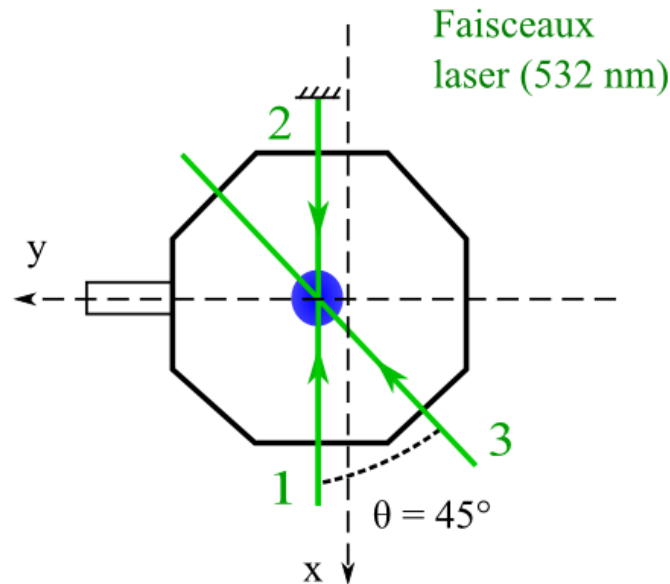


FIGURE 2.1 – Vue de dessus de l'enceinte expérimentale. Le réseau dans le plan horizontal est produit par l'interférence, au niveau du condensat, de trois faisceaux lasers. La figure présente l'orientation de ces trois faisceaux. Le faisceau 2 est la réflexion du faisceau 1 sur un miroir situé de l'autre côté de l'enceinte. Ils se propagent suivant l'axe x. Le faisceau 3, indépendant, forme un angle de  $45^\circ$  avec les deux autres.

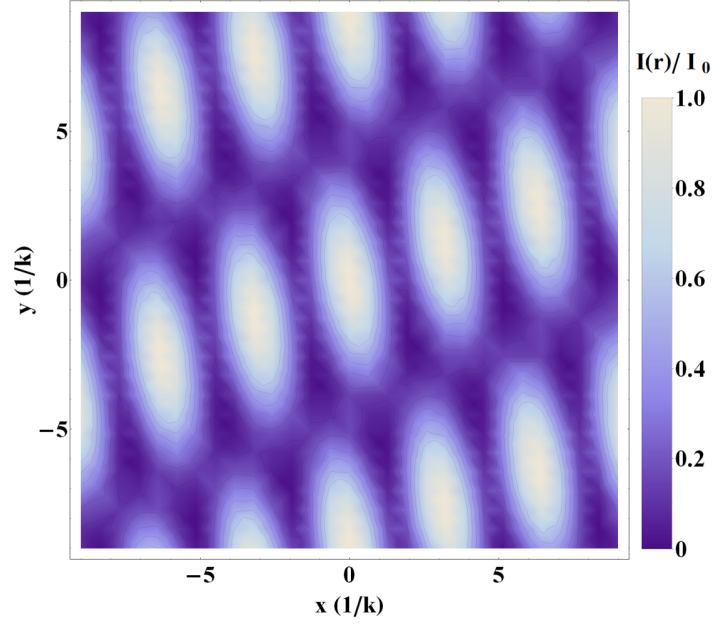


FIGURE 2.2 – Profil d'intensité lumineuse produit par l'interférence des trois faisceaux 1, 2 et 3. La figure présente l'intensité  $I(r)$ , normalisée par l'intensité maximale  $I_0$ , dans le plan des faisceaux en fonction de la position dans le cas où les amplitudes  $E_1$ ,  $E_2$  et  $E_3$  sont égales.

### 2.2.1 Profil d'intensité et potentiel dipolaire

L'interférence de ces trois ondes induit la distribution d'intensité lumineuse suivante :

$$I(r) = \left| E_1 e^{ikx} + E_2 e^{-ikx} + E_3 e^{ik \frac{x+y}{\sqrt{2}}} \right|^2 \quad (2.3)$$

où  $k$  est la norme du vecteur d'onde du laser et  $E_1$ ,  $E_2$  et  $E_3$  sont respectivement les amplitudes des champs électriques associés à la paire de faisceaux contra-propageants (1) et (2) et au faisceau à  $45^\circ$  (3).

La figure 2.2 présente le profil d'intensité dans le plan  $xOy$ . Les zones d'intensité maximale sont en blanc. Ces zones sont les sites dans lesquels les atomes sont piégés. On constate déjà la forme très anisotrope de ces sites.

Enfin, le potentiel dipolaire vu par les atomes est proportionnel à l'intensité et s'écrit :

$$U(r) = - \left| V_1 e^{ikx} + V_2 e^{-ikx} + V_3 e^{ik \frac{x+y}{\sqrt{2}}} \right|^2 \quad (2.4)$$

$$= U_0 + 2V_1 V_2 \cos(2kx) + 2V_1 V_3 \cos\left(kx - \frac{k(x+y)}{\sqrt{2}}\right) + 2V_2 V_3 \cos\left(kx + \frac{k(x+y)}{\sqrt{2}}\right) \quad (2.5)$$

Où  $U_0 = V_1^2 + V_2^2 + V_3^2$ . La connaissance de la forme de ce potentiel nous permet, dans la suite, de calculer la structure de bande du réseau produit par l'interférence de ces trois faisceaux.

## 2.3 Mise en place expérimentale

La Figure 2.3 présente le montage expérimental. Les trois faisceaux sont issus d'un laser Verdi de la marque Coherent de 18 W. La longueur de cohérence du laser peut a priori atteindre 60 m. Elle est telle que rétro-réfléchir les faisceaux nous donne bien la figure d'interférence recherchée. Nous avons cependant découvert que ce n'est pas toujours le cas : d'après nos observations, la longueur de cohérence du laser peut se détériorer ce qui affecte la profondeur des réseaux. A plusieurs reprises, nous avons dû utiliser la procédure d'"Etalon Capture" qui permet au laser de recentrer sa fréquence de façon à être monomode. Nous avons observé que cette procédure permet d'augmenter la profondeur des réseaux d'un facteur 2 (de  $15 E_R$  à  $30 E_R$ ).

En amont du laser Titane-Saphir, 4 W de lumière à 532 nm sont prélevés et envoyés au travers d'un isolateur optique vers les deux différentes lignes. Un cube séparateur de polarisation, associé à une lame demi-onde, sépare en deux l'intensité lumineuse. Une partie est utilisée pour le réseau optique vertical, la seconde pour produire les trois faisceaux permettant le confinement horizontal.

### Le réseau optique vertical

Le faisceau est diffracté par un modulateur acousto-optique (MAO). L'onde acoustique traversant le cristal de ce dernier a une fréquence de 110 MHz. Le faisceau est alors couplé dans une fibre à maintien de polarisation qui guide la lumière vers les atomes. En sortie de la fibre, une lame demi-onde et un cube séparateur de polarisation contrôlent la polarisation du faisceau laser qui est linéaire. En sortie de la fibre et après la lentille de collimation, le waist du faisceau est de 1 mm. Une lentille de focale 300 mm focalise le faisceau sur les atomes. Au niveau du condensat, le waist du faisceau est de  $40 \mu\text{m}$ . En sortie de l'enceinte, le faisceau est à nouveau collimaté par une autre lentille de focale 400 mm, placée à 400 mm des atomes. Il est ensuite rétro-réfléchi par un miroir à  $0^\circ$  placé à 400 mm de la lentille pour assurer l'égalité des waists des faisceaux aller et retour. Le faible pourcentage de lumière transmise par le miroir de rétro-réflexion est collecté par une photodiode, ce qui nous permet d'avoir un contrôle de l'intensité lumineuse en sortie de la fibre. A terme, on se servira de cette photodiode pour asservir l'intensité du faisceau.

### Le réseau 2D horizontal

Nous avons vu que le confinement horizontal est assuré par trois faisceaux : deux faisceaux contra-propageants et un troisième à  $45^\circ$ . Pour s'assurer que ce troisième faisceau interfère efficacement avec les deux premiers, il est important qu'il traverse le même MAO. En sortie du MAO, un cube et une lame demi-onde sépare une nouvelle fois l'intensité lumineuse en deux. Les deux faisceaux sont alors guidés vers les atomes par des fibres à maintien de polarisation.

Le premier faisceau suit un trajet similaire à celui du réseau optique vertical. Il est focalisé sur les atomes par une lentille de focale 250 mm. On estime que le waist du faisceau au niveau des atomes est de  $40 \mu\text{m}$ . Le faisceau traverse ensuite une lentille de 300 mm (placée à 300

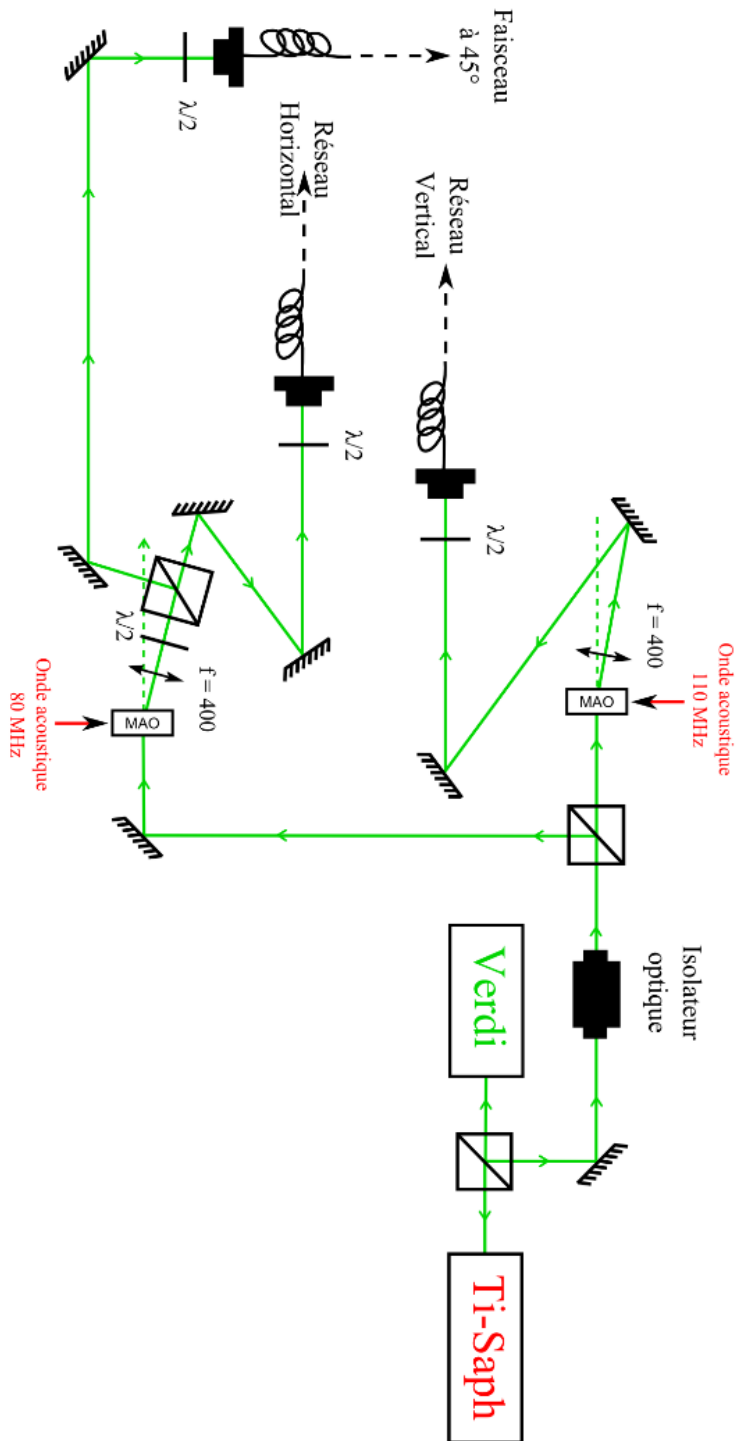


Figure 2.3 – Schéma expérimental du système optique produisant le réseau optique 3D

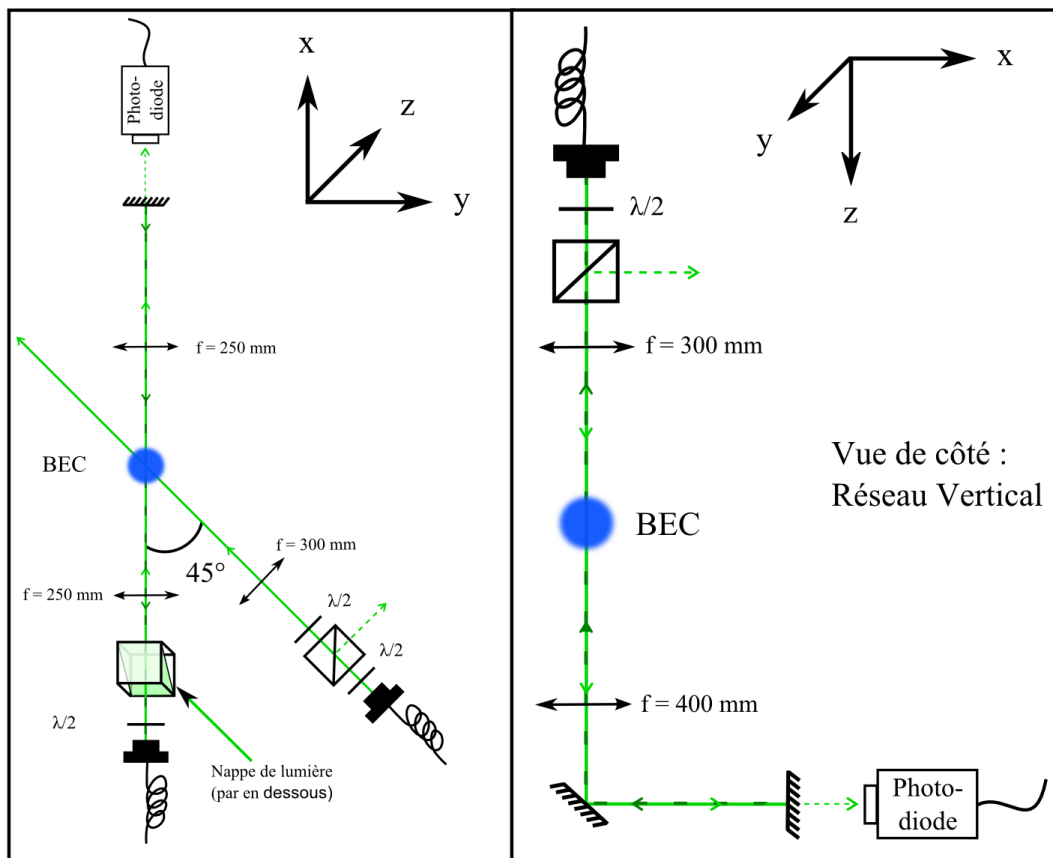


FIGURE 2.4 – Figure de gauche : Vue de dessus de l'enceinte expérimentale. Cette figure présente le montage expérimental des deux faisceaux produisant le réseau horizontal au niveau des atomes. Figure de droite : Vue de côté de l'enceinte expérimentale présentant le trajet du faisceau produisant le réseau vertical au niveau des atomes.



mm des atomes), puis est rétro-réfléchi et interfère avec le faisceau aller. Une nouvelle fois, la puissance transmise par le miroir est collectée par une photodiode.

Le troisième faisceau, non rétro-réfléchi, forme un angle de  $45^\circ$  avec le premier, en transmission du premier miroir du MOT. Nous avons mesuré expérimentalement le taux de transmission de ce miroir à 532 nm :  $\approx 90\%$ . Une lentille de focale 300 mm le focalise sur les atomes. Le waist du faisceau au niveau des atomes est également de  $40 \mu\text{m}$ .

La polarisation des deux faisceaux est également contrôlée par un cube et une lame demi-onde en sortie des fibres. La polarisation des trois faisceaux devant être la même pour que la figure d'interférence soit la plus nette possible, on s'assure ainsi qu'elle est verticale pour chacun d'entre eux.

## 2.4 Détermination de la profondeur des réseaux

La profondeur du réseau est mesurée séparément suivant l'axe vertical et dans le plan horizontal. Comme nous le verrons dans la suite, la mesure de la profondeur du réseau peut être déduite directement de la diffraction du condensat par le réseau vertical[42].

Dans le plan horizontal, il s'agit d'une mesure indirecte. La figure 2.1 présente les trois faisceaux produisant le confinement horizontal. Les faisceaux 1 et 2 sont les deux faisceaux (aller et retour) produisant un confinement dans la direction  $x$ , le faisceau 3 est le faisceau à  $45^\circ$ . Nous pouvons mesurer expérimentalement la profondeur du réseau 1D produit par l'interférence des faisceaux 1 et 2, ainsi que la profondeur du réseau produit par l'interférence des faisceaux 1 et 3, séparément. Dans cette section, nous présentons la méthode employée pour déterminer la profondeur du réseau 3D à partir de ces mesures. A partir d'un calcul de la structure de bande du réseau, nous déduisons les trois fréquences de piégeage associées.

### 2.4.1 Diffraction de l'onde atomique par un réseau 1D : détermination de la profondeur du réseau vertical

Lorsque le potentiel  $V(z) = V_0 \sin^2(kz)$  est appliqué sur les atomes pendant un temps  $t$  petit devant les périodes d'oscillation des atomes dans le réseau, son action est d'imprimer sur le condensat une phase dépendante de  $z$ . En effet, dans ce cas, le potentiel n'a pas le temps d'exercer une action mécanique sur les atomes.

La phase acquise en  $z$  vaut :  $\frac{V(z)t}{\hbar}$ . Après un temps  $t$ , la fonction d'onde du condensat s'écrit donc :

$$\Psi(z) = Ae^{-i\frac{V(z)t}{\hbar}} \quad (2.6)$$

Une fois le potentiel coupé, cette fonction est à projeter sur la base des ondes planes. En utilisant les relations :

$$e^{iz \cos \phi} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n J_n(z) e^{in\phi} \quad (2.7)$$

$$\text{et } V(z) = V_0 \frac{1 - \cos(2z)}{2} \quad (2.8)$$

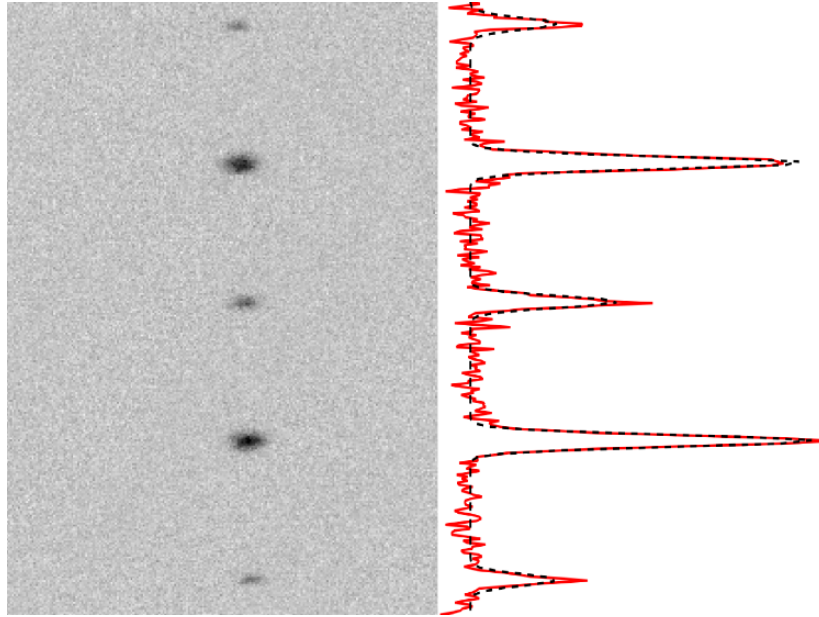


FIGURE 2.5 – Figure de diffraction du condensat par le réseau optique vertical. La durée de l’impulsion du réseau est de  $2 \mu\text{s}$ . La durée du temps de vol, entre l’impulsion et la détection, est de  $5 \text{ ms}$ . Pour déterminer la profondeur du réseau, nous mesurons les populations dans les différents ordres de diffraction en ajustant le profil de densité par 5 fonctions gaussiennes. A partir du rapport des populations dans les ordres de diffraction  $+1$  et  $-1$  et  $0$ , nous déterminons la profondeur du réseau :  $21 E_R$ .

où  $n$  est un entier relatif et  $J_n(z)$  est la fonction de Bessel d’ordre  $n$ . En projetant  $\Psi(z)$  sur  $\Phi_q = e^{-iqz}$ , on obtient :

$$\langle \Psi(z) | \Phi_q \rangle \propto J_n\left(\frac{V_0 t}{2\hbar}\right) \text{ si } n = \frac{q}{2\hbar} \quad (2.9)$$

$$= 0 \quad \text{sinon} \quad (2.10)$$

La projection attendue dans les moments  $p = 2n\hbar k$  est donc  $J_n^2\left(\frac{V_0 t}{2\hbar}\right)$ . Ceci permet de calibrer  $V_0$  en comparant les populations dans les différents ordres de diffraction,  $n = 0$  et  $n = 1$  par exemple : [42].

La figure 2.5 présente le résultat d’une telle expérience pour le réseau vertical. La profondeur est ici donnée en unité d’énergie de recul  $E_R$ , avec  $E_R = \frac{\hbar^2 k_L^2}{2m}$  où  $k_L$  est le vecteur d’onde qui est associé à l’onde lumineuse produisant les réseaux. Par cette méthode, nous déterminons que la profondeur maximale du réseau vertical est de  $21 E_R$ .

#### 2.4.2 Mesure de la profondeur du réseau horizontal

Comme nous l’avons vu, le réseau horizontal est produit par l’interférence de trois champs laser d’intensités respectives  $I_1$ ,  $I_2$  et  $I_3$ , chacune dépendante de la puissance et du waist des faisceaux.

Nous avons décrit dans la partie 2.2.1, la forme du potentiel de piégeage produit par un tel réseau. Le réseau est incliné par rapport aux axes naturels de l'expérience  $(x, y)$ . On peut montrer qu'une rotation d'un angle de  $\frac{\pi}{8}$  du repère  $(x, y)$  permet de simplifier le système. Dans ce repère  $(x', y')$ , le potentiel  $U(r)$  s'exprime :

$$U(r) = U_0 + 2V_1V_2 \cos\left(2k\left(\sin\left(\frac{\pi}{8}\right)y' + \cos\left(\frac{\pi}{8}\right)x'\right)\right) + 2V_1V_3 \cos\left(2k\sin\left(\frac{\pi}{8}\right)y'\right) + 2V_2V_3 \cos\left(2k\cos\left(\frac{\pi}{8}\right)x'\right) \quad (2.11)$$

Dans ce référentiel, le potentiel  $U(r)$  est périodique suivant les deux axes  $x'$  et  $y'$ . Suivant l'axe  $x'$ , le réseau a une périodicité de  $\frac{\lambda}{2\cos\frac{\pi}{8}}$  et de  $\frac{\lambda}{2\sin\frac{\pi}{8}}$  suivant l'axe  $y'$ . Les mouvements des atomes selon  $x'$  et  $y'$  ne sont pas découplés du fait du second terme en  $V_1V_2$ .

Nous sommes capables de mesurer la profondeur du réseau produit par l'interférence des faisceaux 1 et 2. La figure 2.6 a) présente une image typique de diffraction du nuage par ce réseau. Nous mesurons une profondeur de l'ordre de  $21 E_R$ . Cette mesure nous donne accès à la valeur expérimentale de  $V_1V_2$ . De la même façon, la figure 2.6 b) présente la figure de diffraction du condensat par le réseau produit par les faisceaux 1 et 3. Nous en déduisons la valeur de  $V_1V_3$ . Nous ne sommes cependant pas en mesure de connaître la profondeur du réseau produit par l'interférence des faisceaux 2 et 3. Nous ne pouvons donc pas déterminer expérimentalement  $V_2V_3$  et il nous manque une information pour caractériser complètement le réseau.

Nous avons donc utilisé un des résultats du chapitre 6. Dans ce chapitre nous présentons une étude spectroscopique de la structure de bandes du réseau 3D en utilisant les propriétés d'anisotropie des interactions dipôle-dipôle. Nous avons, entre autres, pu mesurer l'énergie nécessaire à exciter un atome dans la première bande du réseau suivant l'axe  $y'$ . Cette énergie est égale à  $\hbar\omega_y = \hbar \times 55$  kHz lorsque  $V_1V_2 = 21 E_R$  et  $V_1V_3 = 33 E_R$ .

Pour exprimer  $\omega_y$  en fonction de  $V_1V_2$ ,  $V_1V_3$  et  $V_2V_3$ , il nous faut introduire la notion de structure de bandes du réseau produit par le potentiel 2.5. En effet, nous devons calculer l'écart en énergie entre la bande fondamentale et la première bande vibrationnelle du réseau en fonction de sa profondeur.

### Calcul de la structure de bande du réseau 2D

Le caractère périodique du confinement produit par le réseau implique que l'énergie cinétique est quantifiée suivant l'axe où les atomes sont confinés. Cela nous permet d'introduire la notion de structure de bandes[43].

Considérons le cas simple à une dimension. L'équation de Schrödinger dépendant du temps pour une particule dans un potentiel périodique, s'écrit :

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V_0 \sin^2 k_L x \right) \Psi \quad (2.12)$$

Où  $|\Psi\rangle$  est l'état du système atome-réseau.

Son extension en moment étant très faible, nous approximations ici la distribution en moment du condensat comme une fonction de Dirac centrée en  $p_0 = 0$ . Son état initial  $\Psi_0$  s'écrit

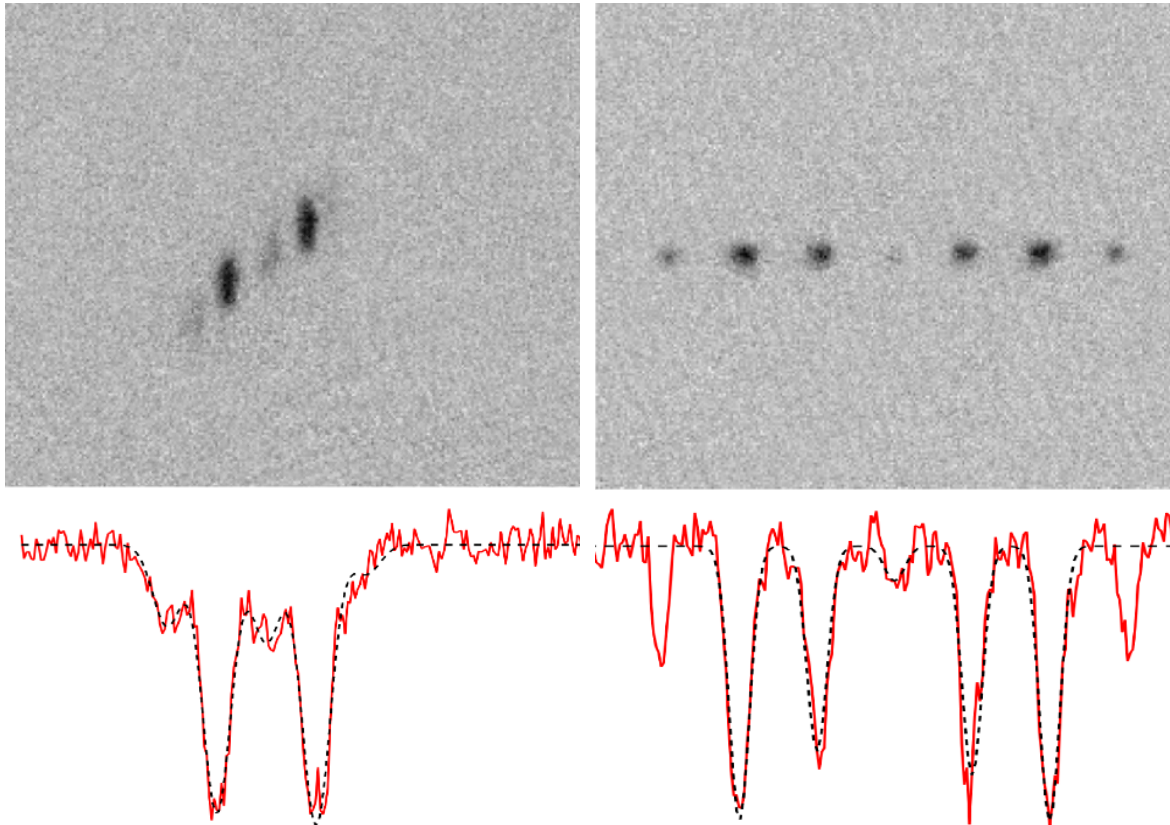


FIGURE 2.6 – Figure de diffraction du condensat par un réseau optique. Le temps de vol, avant imagerie, est ici fixé à  $2 \mu\text{s}$ . Figure de gauche : Le réseau optique est produit par l'interférence des faisceaux 1 et 2 (proto et rétro). L'axe du réseau produit est quasi-parallèle à l'axe d'imagerie (angle de  $7^\circ$ ). Les ordres de diffraction s'étendent suivant l'axe d'imagerie ce qui les rend difficiles à discerner. Pour remédier à ce problème, nous maintenons les atomes dans le piège dipolaire horizontal pendant une milliseconde après l'impulsion du réseau. Du fait de l'anharmonicité du piège, le mouvement horizontal et vertical des atomes sont couplés et les ordres de diffraction se séparent suivant l'axe vertical également. On image alors les atomes. Figure de droite : Le réseau est produit par l'interférence des faisceaux 1 et 3.

donc :  $\Psi_0 \propto e^{ip_0x}$ . En introduisant la formule  $\sin(kx) = \frac{e^{ikx} - e^{-ikx}}{2i}$ , on voit que l'état initial  $\Psi_0$  est couplé à  $\pm 2n\hbar k_L$  où  $n \in \mathbb{N}$ . La distribution en moment du système est alors répartie en ordres  $n$  de diffraction correspondants aux moments  $p = \pm 2nk_L$ .

Transposés dans la base des ondes planes, l'équation 2.12, s'écrit :

$$i\hbar\dot{\alpha}_p^{(0)} = -\frac{\hbar^2 p^2}{2m} \alpha_p^{(0)} + \frac{V_0}{4} (\alpha_{p-2\hbar k_L} + \alpha_{p+2\hbar k_L}) \quad (2.13)$$

A partir de cette équation, nous pouvons construire le Hamiltonien décrivant le système, dans la base des ondes planes, et en déduire la structure de bande du réseau. Nous utilisons ce résultat pour déterminer la structure du réseau 2D. En déterminant l'écart d'énergie entre l'état fondamental et le premier état excité, nous pouvons calculer la valeur de  $\hbar\omega_y$  pour des valeurs fixées de  $V_1V_2$ ,  $V_1V_3$  et  $V_2V_3$ .

Dans ce but, nous définissons un paramètre ajustable  $\alpha$  de telle sorte que :

$$V_1 = -\alpha \sqrt{33} \sqrt{E_R}, V_2 = -\frac{21}{33} \frac{\sqrt{33}}{\alpha} \sqrt{E_R} \text{ et } V_3 = -\frac{\sqrt{33}}{\alpha} \sqrt{E_R} \quad (2.14)$$

Ce paramétrage permet de fixer la valeur de  $V_1V_2 = 21 E_R$  et de  $V_1V_3 = 33 E_R$  (avec  $V_1$ ,  $V_2$  et  $V_3$  exprimés ici en unité de  $E_R$ ) de façon à ce qu'elles soient conformes aux mesures. Nous faisons alors varier  $\alpha$  afin de trouver la valeur de  $\alpha$  pour laquelle la valeur de  $\omega_y$  calculée est identique à celle mesurée. Nous en déduisons la valeur de  $V_2V_3$ . Pour une valeur de  $\alpha$  de 0,99 on retrouve par le calcul  $\omega_y/2\pi \approx 55$  kHz. On en déduit  $V_2V_3 \approx 21 E_R$ .

### 2.4.3 Caractéristiques des réseaux

#### Fréquences de piégeage

A partir de ce calcul nous déterminons les fréquences de piégeage associées au réseau horizontal à profondeur maximale. Cette fréquence correspond à l'écart en énergie entre la première et la seconde bande excitée. Suivant l'axe  $y'$  cette fréquence est égale à :  $\frac{\omega_{y'}}{2\pi} \approx 55$  kHz. Suivant l'axe  $x'$ , on calcule  $\frac{\omega_{x'}}{2\pi} \approx 175$  kHz.

Enfin, connaissant la profondeur du réseau vertical,  $V_0 = 21 E_R$ , on peut simplement calculer la fréquence de piégeage suivant cet axe [12] :  $\omega_z = \frac{1}{\hbar} \sqrt{4V_0E_R}$  soit  $\frac{\omega_z}{2\pi} \approx 120$  kHz.

#### Taux de passage par effet tunnel et largeur de bandes

Connaissant la largeur de la bande fondamentale  $\Delta_0$ , on peut estimer le temps caractéristique de passage par effet tunnel entre deux sites adjacents ( $\tau = \frac{\hbar}{4J} = \frac{\hbar}{\Delta_0}$ ) [12]. Le confinement induit par le réseau étant très anisotrope, cette valeur varie suivant l'axe considéré. Il s'exprime :

$$\tau_i = \frac{\hbar}{\Delta_{0i}} = \frac{\hbar}{4J} \approx \hbar \left[ \frac{4}{\sqrt{\pi}} E_R \left( \frac{V_i}{E_R} \right)^{3/4} \exp \left( -2 \left( \frac{V_i}{E_R} \right)^{1/2} \right) \right]^{-1} \quad (2.15)$$

Où  $V_i/E_R$  est la profondeur du réseau suivant l'axe  $i$  en unité d'énergie de recul et  $\Delta_{0i}$  est la largeur de la bande fondamentale suivant l'axe  $i$ . Pour un atome dans la bande fondamentale du réseau, on calcule  $\tau_{x'} \approx 60$  ms,  $\tau_y \approx 1,2 \times 10^6$  s et  $\tau_{z'} \approx 31$  ms. Par ailleurs, comme le montre

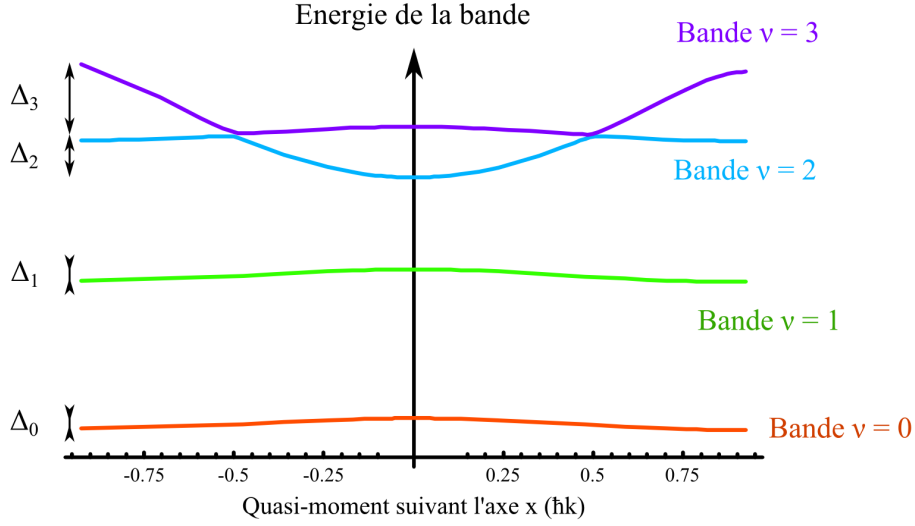


FIGURE 2.7 – Énergies calculées des quatre premières bandes du réseau 2D suivant l'axe  $x$  pour  $V_1 V_2 = 5 E_R$ ,  $V_1 V_3 = 1 E_R$  et  $V_2 V_3 = 5 E_R$ , sur la première zone de Brillouin : le quasi-moment  $q_x \in \left[-\cos \frac{\pi}{8}, \cos \frac{\pi}{8}\right]$ . On observe effectivement que plus l'énergie de la bande est importante, plus sa largeur est grande :  $\Delta_0 < \Delta_1 < \Delta_2 < \Delta_3$ .

la figure 2.7, pour les bandes d'énergies supérieures, de largeurs plus importantes, ce temps diminue à mesure que l'énergie de la bande considérée augmente.

## 2.5 L'isolant de Mott

En physique de la matière condensée, un isolant de Mott est un matériau qui devrait être conducteur d'après la théorie des bandes, mais se comporte comme un isolant du fait des interactions répulsives entre les électrons [44, 45]. Un condensat chargé dans un réseau 3D simule un état cristallin et on retrouve, outre la structure de bandes, un état similaire où les atomes sont localisés dans chacun des sites.

Considérons le modèle de Bose-Hubbard qui décrit un gaz de bosons en interaction dans un potentiel périodique. En seconde quantification le Hamiltonien s'écrit [14, 46] :

$$H = \underbrace{-J \sum_{i,j} \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_j}_{\text{Effet tunnel}} + \underbrace{\sum_i \epsilon_i \hat{n}_i}_{\text{Confinement}} + \underbrace{\frac{1}{2} U \sum_i \hat{n}_i (\hat{n}_i - 1)}_{\text{Interactions intra-site}} \quad (2.16)$$

Où  $\hat{a}_i^\dagger$  et  $\hat{a}_i$  sont les opérateurs bosoniques de création et annihilation d'un atome dans le  $i^{\text{ème}}$  site.  $\hat{n}_i = \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i$  est l'opérateur comptant le nombre d'atomes dans le  $i^{\text{ème}}$  site. Le premier terme correspond au passage par effet tunnel d'un atome du site  $i$  au site  $j$ , où  $J$  est la force du couplage tunnel entre deux sites adjacents  $i$  et  $j$ . Le second terme décrit l'effet du potentiel de piégeage. Ce potentiel de piégeage étant inhomogène, on peut l'interpréter comme un potentiel chimique qui varie spatialement [47], où  $\epsilon_i$  est le décalage en énergie du  $i^{\text{ème}}$  site

dû au confinement des atomes. Le troisième terme est l'énergie d'interaction intra-site où  $U$  est l'énergie d'interaction entre deux particules dans un même site.

$$U = \frac{4\pi\hbar^2 a_S}{m} \bar{n}_0 \quad (2.17)$$

Où  $\bar{n}_0$  est la densité moyenne et  $a_S$  est la longueur de diffusion associée à deux atomes interagissant dans le potentiel moléculaire de spin total  $S$  et  $m$  est la masse de l'atome. Nous définissons dans la partie 7.2 la densité moyenne dans le réseau 3D. Pour nos paramètres expérimentaux, nous calculons :  $n_0 = 8 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ . En supposant que tous les atomes interagissent dans le potentiel moléculaire de spin total  $S = 6$ , on en déduit la valeur de  $U_6 = h \times 10 \text{ kHz}$ .

Ce modèle prédit que l'on peut identifier deux phases, en fonction du paramètre  $U/J$  :

### La phase superfluide

Dans la limite où  $U/J$  est très inférieur à 1, c'est-à-dire que le terme de tunneling,  $J$ , est dominant devant l'énergie d'interaction  $U$ , l'état fondamental du Hamiltonien de Bose-Hubbard est un état de type Gross-Pitaevskii [12]. La phase superfluide se caractérise par la conservation de la cohérence de phase sur tout l'ensemble du nuage. Lorsque le réseau est de faible profondeur, l'effet tunnel est très important et les atomes circulent d'un site à l'autre : les atomes sont délocalisés. Les fluctuations  $\Delta N$  du nombre d'atomes par site sont très importantes. Par contre, la phase est très bien définie.

### La phase de Mott

Au contraire, si le paramètre  $U/J$  est très supérieur à 1, le terme d'interaction domine le Hamiltonien. La phase de Mott se caractérise par la disparition de la phase superfluide. Lorsque la profondeur du réseau devient très grande, l'influence du paramètre de couplage par effet tunnel  $J$  est beaucoup plus faible. Considérons un système simple de deux atomes et deux sites. Le terme de passage par effet tunnel,  $J$ , couple entre eux les deux états possibles du système : un état où le site 1 et le site 2 contiennent chacun un atome  $|i\rangle \equiv |1 : 1; 2 : 1\rangle$  et un état où un seul des sites contient les deux atomes :  $|f\rangle \equiv \frac{|1:0;2:2\rangle + |1:2;2:0\rangle}{\sqrt{2}}$ . L'écart en énergie entre ces deux états est égal à l'énergie d'interaction  $\Delta E = U$  entre deux particules. Le couplage  $J$  entre ces deux états étant très faible devant  $\Delta E$ , la probabilité de créer une paire d'atomes dans un même site est fortement réduite. Ainsi, les fluctuations  $\Delta N$  sont très faibles et les fluctuations de phase augmentent. Les atomes sont localisés dans les sites du réseau et la cohérence de phase est perdue sur l'ensemble du nuage.

#### 2.5.1 Distribution des atomes dans l'état de Mott

Si le réseau ne contient aucun atome, l'énergie nécessaire pour placer un atome dans le site central du réseau est nulle. Le fait d'ajouter une seconde particule dans un site voisin  $i$  coûte  $\epsilon_i$  car le confinement global induit par le réseau est harmonique, le piège optique n'est donc pas homogène à l'échelle du nuage. Tant que  $\epsilon_i < U$ , c'est-à-dire, tant que l'énergie nécessaire à placer un atome dans un site vacant est inférieure à l'énergie nécessaire à ajouter un atome

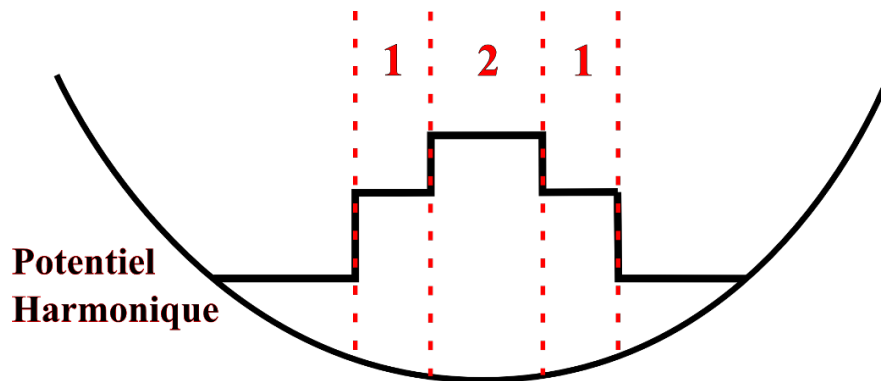


FIGURE 2.8 – Répartition en "gâteau de mariage" des atomes dans l'état de Mott. Le potentiel chimique et le confinement harmonique du piège imposent la structure de l'état de Mott.

dans un site déjà peuplé, les atomes ne sont placés que dans des sites vides sur les bords du nuage. Dans le cas contraire, il devient énergétiquement favorable de placer un atome dans un site déjà occupé au centre du nuage [48][47]. Cette compétition entre l'énergie de confinement et l'énergie d'interaction entraîne une distribution de densité en "gâteau de mariage". Les atomes se répartissent dans des zones où l'occupation est un nombre entier  $N$ .

La figure 2.9 présente le diagramme des phases déduit du modèle de Bose-Hubbard [47]. Le cas d'un gaz piégé peut se rapporter à ce diagramme en définissant un potentiel chimique local :  $\mu_i = \mu - \epsilon_i$ . Ce potentiel croît du centre du nuage jusqu'à ses bords du fait de l'inhomogénéité du potentiel de confinement.

Pour nos paramètres expérimentaux, la distribution attendue est un cœur de site doublement occupés entouré d'une coque de sites simplement occupés comme le montre la figure 2.8.

### 2.5.2 Chargement adiabatique du réseau

L'état de Mott est l'état fondamental du système pour  $U/J \gg 1$ . Le chargement du réseau doit donc être adiabatique de sorte que le système reste en permanence dans son état fondamental. Dans le cas contraire, Comme nous le verrons dans la partie 6.5.3, la distribution des atomes tend vers une distribution poissonnienne. Le chargement doit être lent devant deux échelles de temps [47] :

- **Temps caractéristique d'excitation des atomes dans les bandes d'énergies supérieures du puits de potentiel harmonique** : De façon à ce que les atomes restent en permanence dans la bande fondamentale du piège harmonique, l'expression du critère de Landau-Zener [49] pour obtenir une transition adiabatique est donnée, dans le cas adapté à notre chargement, par :

$$\frac{2\pi}{\hbar} \frac{\Delta^2}{\frac{dV_0}{dt}} \gg 1 \quad (2.18)$$

où  $\frac{dV_0}{dt}$  est la variation de la profondeur des réseaux, et  $\Delta$  est l'écart en énergie entre l'état fondamental et la première bande excitée pour des quasi-particules de moment



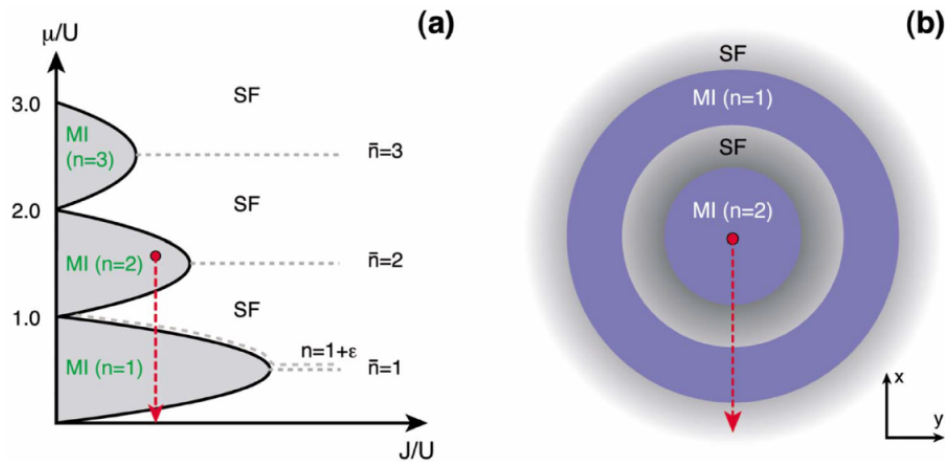


FIGURE 2.9 – a) : Diagramme des phases du modèle de Bose-Hubbard à température nulle, issu de la thèse de Markus Greiner [47]. On peut déduire de ce diagramme la distribution des atomes dans un réseau spatialement inhomogène. Le potentiel chimique, pour une valeur de  $J/U$  donnée, évolue du centre du piège (point rouge) jusqu'au bord du piège (pointe de la flèche rouge). b) Profil de densité dans le réseau : les phases de Mott correspondant à des occupations moyennes  $n$  (ou  $n$  est un entier) sont séparées par des zones superfluides.

$q = 0$  [43]. Ce critère que la durée de la rampe de chargement doit être très supérieure à  $3 \mu\text{s}$ , ce que confirme l'expérience.

- **Temps nécessaire aux atomes pour se réorganiser dans le réseau :** Le chargement doit également être lent devant le temps caractéristique d'interaction intra-site. Ce processus est critique lors de la répartition des atomes dans le réseau. Pour atteindre l'état de Mott, les atomes doivent avoir le temps de se réorganiser dans les sites du réseau.

De façon à respecter ces deux critères, nous avons choisi un temps de chargement de 35 ms, bien plus grand que la limite de diabaticité fixée par 2.18 ce qui assure une adiabaticité encore meilleure. Pour démontrer expérimentalement l'adiabaticité du transfert, nous appliquons aux atomes une rampe symétrique de l'intensité des faisceaux produisant le réseau : l'intensité des faisceaux générant le réseau est augmentée jusqu'à son maximum en un temps  $T$ , puis diminuée à nouveau en  $T$ . Nous observons que pour un temps de chargement de  $T = 35$  ms, le processus est réversible. Les résultats de cette expérience sont présentés figure 2.5.3. Pour  $t = 0$  nous observons initialement un condensat. Après une rampe symétrique de la profondeur du réseau, l'état final, à  $T = 70$  ms, est également un condensat. Nous en déduisons que pour une telle durée, le chargement est quasi-adiabatique.

### 2.5.3 Mise en évidence de la transition de Mott

Lorsque l'on augmente l'intensité de ces faisceaux, la barrière de potentiel entre les puits augmente ce qui entraîne une diminution du taux de passage par effet tunnel  $J$ . De plus, le

confinement augmente et il en résulte une augmentation de l'énergie d'interaction intra-site  $U$ . Expérimentalement, Le fait de faire varier l'intensité des faisceaux [14] produisant le réseau revient à faire varier le paramètre  $U/J$  ce qui nous permet de sonder la transition de Mott.

Nous nous basons sur les travaux effectués en 2002 par M. Greiner et al. [14, 50]. L'expérience consiste à charger adiabatiquement les atomes dans le réseau à des profondeurs variables puis à les relâcher brusquement.

Le condensat est initialement chargé dans le réseau. En pratique, nous utilisons la rampe symétrique de 70 ms décrite dans le paragraphe 2.5.2. Cependant, à la différence de cette expérience, l'intensité laser est coupée brutalement, à l'aide d'un interrupteur électronique, à un temps  $t < 70$  ms que l'on fait varier. La figure 2.5.3 présente schématiquement les rampes de l'intensité des faisceaux lasers produisant le réseau pour chaque valeur de  $t$ . L'extinction des faisceaux se produisant à des temps variables, cela revient à faire varier la profondeur du réseau à laquelle nous effectuons la mesure. Le nuage atomique est ensuite imagé après un temps de vol de quelques millisecondes. La figure 2.5.3 présente également les images observées pour les différents temps d'extinction chacun correspondant à une profondeur différente du réseau.

Pour de faibles profondeurs, nous observons la figure d'interférence caractéristique de la diffraction d'une onde de matière cohérente par un réseau optique. Lorsque l'on augmente encore la profondeur du réseau, cette figure d'interférence se brouille jusqu'à disparaître totalement à profondeur maximale. Cette perte de cohérence de phase globale est une des signatures d'un régime fortement corrélé. Nous observons également que pour des temps supérieurs à 35 ms, nous retrouvons la figure d'interférence et donc une cohérence de phase sur l'ensemble du nuage.

Nous en déduisons que la transition est quasi-adiabatique et que l'état atteint est un état fortement corrélé très proche de l'état de Mott.

## 2.6 Mesure du nombre de sites doublement occupés

Nous avons également sondé la structure de l'état de Mott que nous obtenons. Nous pouvons mesurer expérimentalement le nombre de paires d'atomes (doublons) contenues dans chaque site.

Comme nous l'étudierons en détail dans le chapitre 6, les atomes de Chrome, promus dans un état magnétique excité, sont soumis à des processus inélastiques induits par les interactions dipôle-dipôle. Ces collisions inélastiques à deux corps entraînent un transfert d'énergie magnétique en énergie cinétique. Lors de ce processus, si l'énergie cinétique acquise par les atomes est supérieure à la profondeur du piège, les atomes peuvent s'échapper du piège. Nous pouvons donc vider les sites occupés par plus d'un atome. Cependant, cette mesure ne nous donne pas accès au nombre de site doublement occupés mais au nombre de paires. Nous présenterons dans le chapitre 6 une mesure nous permettant d'affirmer que, dans l'état de Mott, le nombre maximum d'atomes contenus dans un site est de deux. Les sites contenant deux atomes sont vidés et seuls restent les atomes isolés dans un site.

L'expérience que nous avons mis en place consiste à promouvoir les atomes, préalablement chargés adiabatiquement dans le réseau, de l'état magnétique de plus faible énergie

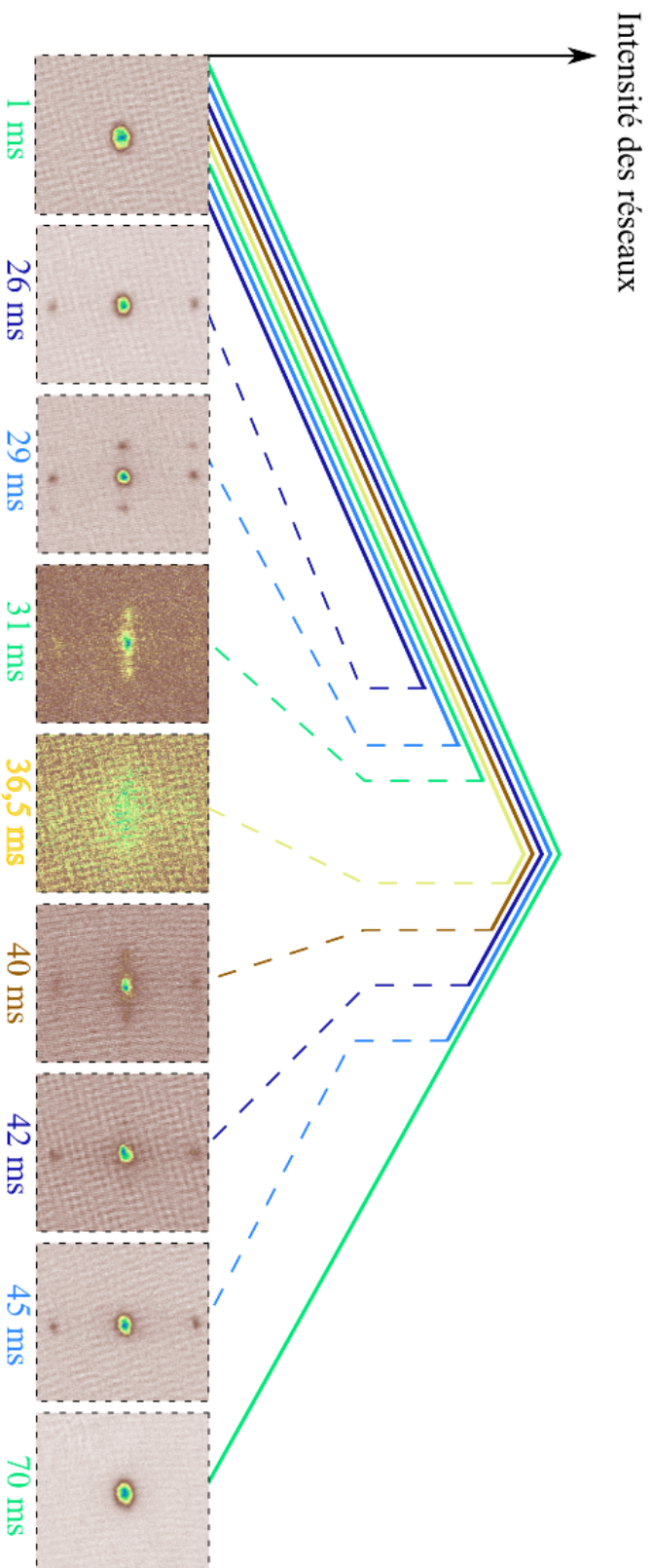


Figure 2.10 – Évolution de la figure d'interférence observée pour différentes profondeurs du réseau. Cette expérience permet l'observation de la perte de la cohérence de phase globale au passage de la transition de Mott. Nous observons effectivement que pour des profondeurs importantes, typiquement entre 30 et 40 ms, la figure d'interférence disparaît totalement ce qui est la signature d'un état fortement corrélé avec beaucoup de squeezing. Par ailleurs, nous observons que la transition est réversible et que l'on retrouve la figure caractéristique de la diffraction d'une onde de matière cohérente par un réseau lorsque l'on diminue à nouveau la profondeur.

$|m_S = -3\rangle$  vers l'état Zeeman excité  $|m_S = +3\rangle$ . Nous utilisons la méthode de double-balayage décrite en détail dans la partie 6.2.3. Elle consiste à exciter les atomes dans l'état  $m_S = +3$  par une impulsion RF. On laisse le système évoluer pendant un temps  $t$  puis les atomes sont transférés à nouveau vers l'état initial par RF. Enfin, nous mesurons par une procédure de Stern et Gerlach, le nombre final d'atomes dans l'état  $m_S = -3$ .

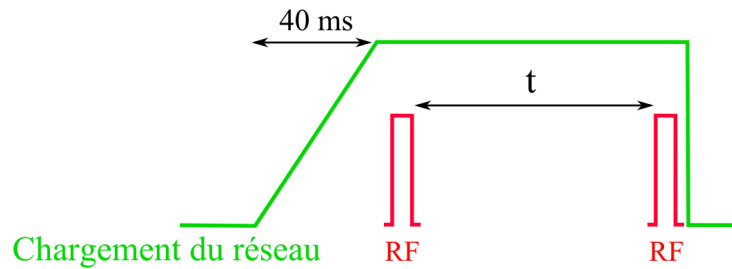


FIGURE 2.11 – Séquence expérimentale permettant de vider les sites doublement occupés

Pendant cette expérience, l'amplitude du champ magnétique est de l'ordre de 12 MHz. La figure 2.12 présente les résultats. On observe une diminution de 60% du nombre d'atomes pendant les premières 5 ms, puis le nombre d'atomes n'évolue plus. Par ailleurs, on ne mesure aucune population dans les états magnétiques d'énergie supérieure, et ce quel que soit  $t$ . 60% des atomes se sont donc échappés du piège au terme de l'expérience. Il s'agit des atomes qui étaient initialement dans un site contenant plus d'un atome.

## 2.7 Asservissement en intensité

La stabilité de la profondeur du réseau s'est avérée critique au cours des expériences qui seront présentées dans la suite de ce manuscrit. Dans le chapitre 6, il s'agit de stabiliser l'écart en énergie entre les différentes bandes du réseau à 1 kHz près. Dans le chapitre 3, la même procédure d'asservissement en intensité est appliquée pour stabiliser l'effet quadratique auquel les atomes sont soumis, améliorant ainsi la reproductibilité de la préparation de l'état des atomes vers  $m_S = -2$ .

L'intensité des faisceaux produisant le réseau 3D est mesurée en sortie de l'enceinte expérimentale par trois photodiodes (deux d'entre elle sont représentées figure 2.4). Cette intensité est contrôlée par une rampe de tension, fournie par un générateur de fonction Agilent, appliquée à l'entrée de deux drivers d'acousto-optique placés en amont de l'enceinte expérimentale (voir figure 2.3). L'asservissement est un circuit PID (Proportionnel, Intégrateur, Dérivateur) construit par l'atelier d'électronique. En entrée, la tension mesurée par une des photodiodes est comparée à une tension consigne fixée préalablement. Cela définit le signal d'erreur. La correction est appliquée à la tension de commande envoyée vers le driver d'acousto-optique. Les fluctuations d'intensité sont corrigées par le modulateur acousto-optique en faisant varier l'amplitude de l'onde RF qui traverse son cristal, contrôlant ainsi l'intensité du faisceau laser.

L'inconvénient de ce premier asservissement est qu'on ne peut asservir l'intensité d'un faisceau laser qu'à une valeur fixe. Or nos expériences exigent d'appliquer des rampes

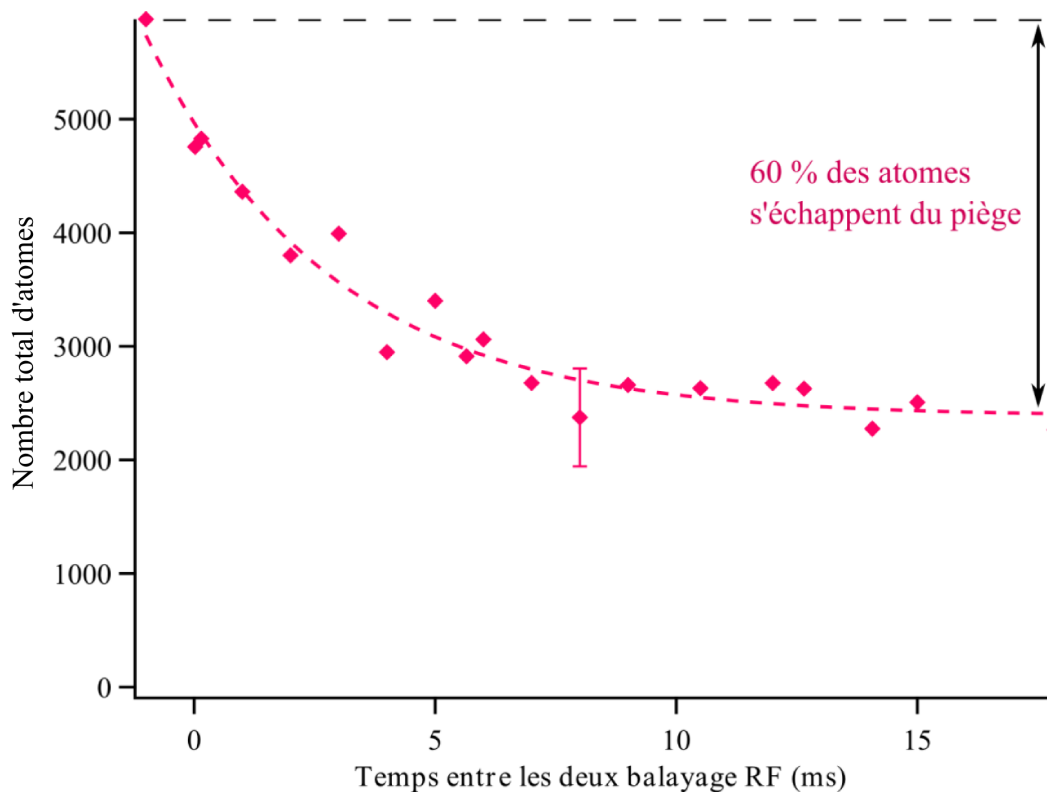


FIGURE 2.12 – Mesure du nombre de doublons. La figure présente le nombre total d'atomes en fonction du temps,  $t$ , pendant lequel le système évolue. On observe qu'après quelques millisecondes, le nombre d'atomes atteint une valeur minimale de l'ordre de 2500 atomes. On en déduit que 40% sont des "singlons" et 60% des atomes appartiennent à une paire : "doublons". Le point pris à un temps négatif représente une mesure du nombre d'atomes d'un condensat n'ayant pas été soumis à la séquence de double-balayage RF, pour référence.

d'intensité sur les différents lasers.

Dans une version plus évoluée de l'asservissement, la valeur consigne n'est plus une valeur fixe mais la rampe produite par le générateur de fonction Agilent. En sortie de l'asservissement, la tension de correction est additionnée à la rampe de tension produite par le générateur de fonction et envoyée en entrée du driver du modulateur acousto-optique. Cela permet d'asservir l'intensité des faisceaux pendant la rampe d'intensité nécessaire au chargement des atomes dans le réseau et assure ainsi un chargement plus doux.



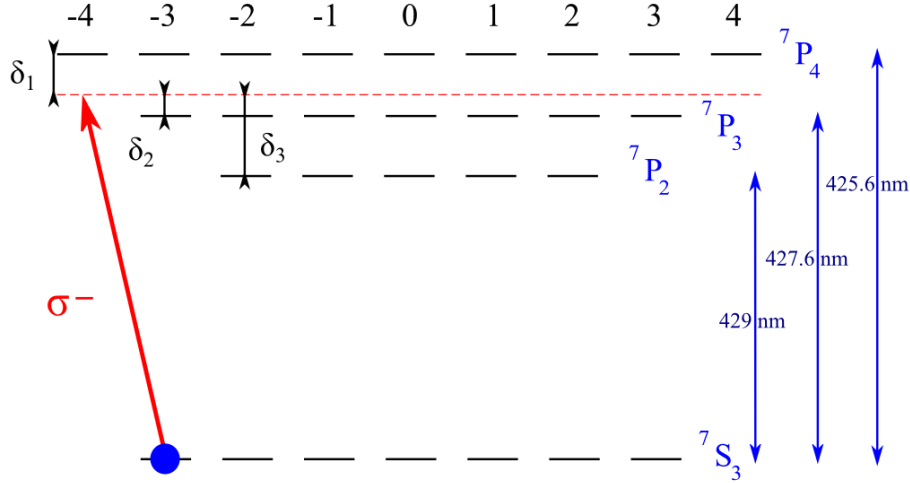
# Utilisation de l'effet de déplacement lumineux quadratique pour la préparation d'un état de spin

Un condensat de Chrome confiné dans un piège optique dipolaire possède un degré de liberté de spin. Nous avons montré qu'à champ magnétique quasi-nul les sept sous-niveaux magnétiques de l'état fondamental  $^7S_3$  sont peuplés[27]. Cependant nous ne sommes pas capables de préparer le condensat exactement dans un seul état Zeeman qui soit différent des deux états extrêmes. En effet, le Chrome n'ayant pas de structure hyperfine, on n'observe pas d'effet Zeeman quadratique. De ce fait, l'écart en énergie entre les sous-niveaux magnétiques, notés  $|S, m_S\rangle$  dépend linéairement de  $m_S$  qui est la projection du spin suivant l'axe de quantification. Il n'est donc pas possible d'isoler un système à deux niveaux. Par transition RF, les seuls états propres du système que l'on peut atteindre exactement sont :  $m_S = -3$  (l'état initial) et  $m_S = +3$  (l'état magnétique le plus haut en énergie pour un champ magnétique non-nul).

Pour poursuivre les études effectuées par l'équipe sur la physique des spineurs nous avons développé une méthode qui nous permet de contrôler l'état magnétique des atomes du nuage et de transférer, de façon contrôlée, les atomes vers un état magnétique excité. Cette méthode utilise les propriétés d'interaction d'un champ laser proche de résonance et d'un atome. En effet, nous montrerons qu'il est possible d'induire optiquement un décalage quadratique des niveaux d'énergie magnétiques. C'est-à-dire que l'écart en énergie entre les différents états varie en  $m_S^2$ . Je décris dans cette partie comment nous avons employé un faisceau laser à une longueur d'onde d'environ 427 nm, polarisé  $\sigma^-$  pour produire un tel décalage. Je montre également que la simple présence de ce faisceau permet des transitions à deux photons entre les sous-états magnétiques, à la condition que l'effet Zeeman linéaire compense l'effet quadratique et que le champ magnétique ne soit pas parfaitement aligné suivant l'axe de propagation du faisceau.

Avec cette méthode, nous avons pu obtenir une préparation d'état adiabatique où jusqu'à 80% des atomes sont transférés vers le sous-état Zeeman  $m_S = -2$ .



FIGURE 3.1 – Structure électronique du Chrome : Niveau fondamental et niveaux  ${}^7P$ 

### 3.1 Principe

Introduisons au préalable le désaccord  $\delta = \omega_L - \omega_0$  entre la transition atomique adressée (d'énergie  $\hbar\omega_0$ ) et le champ laser ( $\hbar\omega_L$ ) ainsi que  $\delta_f = \Delta_f/h$  où  $\Delta_f$  est la différence d'énergie entre les différents états de la structure fine.

Lorsqu'un atome interagit avec un faisceau laser, le champ électrique de celui-ci induit un décalage des niveaux d'énergie de l'atome [41]. L'effet de cette interaction dépend de la valeur du désaccord  $\delta$ . Si le désaccord  $\delta$  est grand devant  $\delta_f$ , on peut alors considérer que tous les états de la structure magnétique de l'état fondamental subissent exactement le même décalage. Le déplacement lumineux induit par le laser est purement scalaire. Si le désaccord devient comparable à  $\delta_f$ , les états magnétiques de l'état fondamental ne subissent alors plus le même décalage. En effet, les probabilités de transitions entre les différents sous-états de l'état fondamental et les états excités ne sont plus identiques. Il en résulte un décalage linéaire et également quadratique en énergie entre les sous-niveaux Zeeman fondamentaux. On appelle ce décalage quadratique induit par la présence d'un faisceau laser proche de résonance l'effet Zeeman quadratique optique [51].

Considérons le cas présent : un atome de Chrome en interaction avec un champ laser de longueur d'onde 427,795 nm et polarisé  $\sigma^-$ . La figure 3.1 présente la sous-structure des états à prendre en compte : l'état fondamental  ${}^7S_3$  ainsi que les trois états  ${}^7P$  de la structure fine du Chrome. Les atomes sont initialement polarisés dans l'état  $m_S = -3$  de l'état fondamental.

Pour une polarisation  $\sigma^-$ , l'état  $m_S = -3$  est un état "quasi-noir". L'écart en énergie  $\delta_1$  entre cet état et le seul état excité accessible,  $|J = 4, m_S = -4\rangle$ , est suffisamment grand pour que la probabilité de transition soit très faible. Par ailleurs, l'écart en énergie  $\delta_2$  entre l'état  $m_S = -2$  et l'état excité  $|J = 3, m_S = -3\rangle$  est plus faible. Ces états ne subissent pas le même déplacement lumineux. Il est important de noter le rôle de la polarisation du laser car pour une polarisation orthogonale, les déplacements lumineux sont très différents. Par ailleurs, pour une polarisation  $\sigma^+$ , l'état  $m_S = -3$  est fortement couplé à l'état excité  ${}^7P_3$ ,  $m_S = -2$ , le

taux de diffusion de photons est donc beaucoup plus grand ce qui entraîne un chauffage du nuage.

De façon générale, on montre que le déplacement lumineux dans ce cas présente une composante commune à tous les états  $DL_0$ , une composante linéaire semblable à l'effet Zeeman et une composante qui dépend quadratiquement de  $m_S$ . Cette dernière est semblable à l'effet Zeeman quadratique.

$$DL(m_S) = DL_0 + \alpha m_S + qm_S^2 \quad (3.1)$$

Nous pouvons ainsi induire un décalage quadratique en énergie entre les sous-niveaux Zeeman.

### 3.1.1 Modifier les énergies des états du système

En présence d'un déplacement lumineux linéaire et quadratique (voire partie 3.1.2), l'énergie de l'état fondamental :  $^7S_3, m_S$  s'écrit :

$$E_{m_S} = V_{Trap} + (g\mu_B B_0 + \alpha)m_S + qm_S^2 \quad (3.2)$$

où  $B_0$  est le champ magnétique et  $V_{Trap}$  le déplacement lumineux scalaire induit par le faisceau produisant l'effet quadratique, auquel s'ajoute celui produit par le piège Infra-Rouge et éventuellement celui des lasers utilisés pour créer les réseaux. Nous présentons figure 3.2 à gauche, l'énergie des différents sous-états Zeeman en fonction du champ magnétique dans le cas où  $q = 26$  kHz et  $\alpha = 5$  kHz. A droite, nous présentons l'énergie des états de la sous-structure magnétique pour des déplacements lumineux quadratique et linéaire de  $q = 7$  kHz et  $\alpha = 1,5$  kHz, plus proche de nos paramètres expérimentaux. Cette figure montre qu'en présence d'un effet quadratique, nous pouvons modifier les énergies des états magnétiques de sorte que  $m_S = -3$  ne soit plus l'état fondamental du système. En effet, en diminuant le champ magnétique,  $m_S = -2$  puis  $m_S = -1$  deviennent successivement l'état de plus faible énergie.

Nous sommes donc en mesure de définir une plage de champ magnétique pour laquelle l'état  $m_S = -2$  devient l'état fondamental.

### 3.1.2 Calcul des déplacements lumineux

Un calcul exact des déplacements lumineux doit tenir compte de tous les états électroniques de l'atome. Pour ce calcul nous ferons l'approximation que seuls les états de la structure fine  $^7P_2, ^7P_3$  et  $^7P_4$  apportent une contribution.

On peut montrer qu'il est possible d'annuler le déplacement lumineux linéaire pour certaines longueurs d'onde. Le déplacement induit par le faisceau laser est dans ce cas purement quadratique. Pour une longueur d'onde de 427.795 nm (longueur d'onde à laquelle nous avons travaillé), une polarisation  $\sigma^-$ , un waist du faisceau de 100  $\mu\text{m}$  et une puissance de 80 mW, le calcul donne un coefficient linéaire théorique  $\alpha_{theo}/h = 5$  kHz et un coefficient quadratique  $q_{theo}/h = 26$  kHz. L'effet linéaire est alors négligeable, d'autant plus qu'il est possible de le compenser simplement en faisant varier le champ magnétique.

D'après l'équation 3.2, l'écart en énergie entre les états  $m_S = -3$  et  $-2$  (vers lequel nous souhaitons transférer les atomes) est :  $\Delta E = E_{-3} - E_{-2} = -g\mu_B B_0 + 5 \times q$ . Si l'effet quadratique

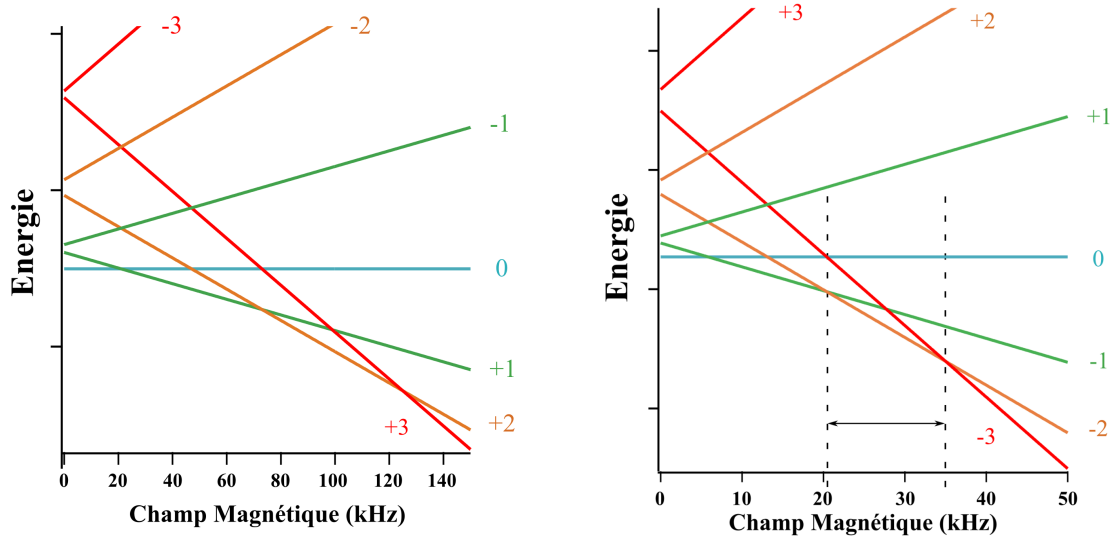


FIGURE 3.2 – Évolution de l'énergie des états Zeeman  $m_S = 0, -1, -2$  et  $-3$  en fonction du champ magnétique. A gauche : Pour un effet quadratique  $q = 26$  kHz et un déplacement lumineux linéaire de  $\alpha = 5$  kHz. A droite :  $q = 7$  kHz et  $\alpha = 1,5$  kHz. La plage de champ magnétique encadrée par deux lignes en pointillé correspond aux valeurs du champ pour lesquelles l'état  $m_S = -2$  est l'état de plus basse énergie.

compense l'effet Zeeman, il est possible d'obtenir une inversion des énergies entre ces deux états. Pour l'exemple choisi ici cela implique :  $g\mu_B B_0 = 5 \times q$ . On en déduit que pour une fréquence de Larmor de 125 kHz les états  $m_S = -3$  et  $m_S = -2$  ont la même énergie. Pour un champ magnétique facilement atteignable expérimentalement, l'état  $m_S = -2$  est donc l'état de plus basse énergie. Ceci illustre que l'effet quadratique est suffisant pour changer l'état fondamental du système. Dans la suite de cette thèse, nous utiliserons ce nouvel outil pour explorer la physique des spineurs.

Comme nous le verrons, nous avons choisi de travailler à un champ magnétique plus faible de  $\approx 28$  kHz. Comme le montre la figure 3.2, l'état  $m_S = -2$  est l'état de plus basse énergie à un champ magnétique de 28 kHz pour un effet quadratique beaucoup plus faible :  $q = 7$  kHz. Cela implique donc, en principe, de réduire la puissance laser à une valeur de 20 mW.

## 3.2 Mise en place expérimentale

### 3.2.1 Description du montage

Le faisceau laser utilisé est issu de la seconde chaîne bleue décrite dans la partie 1.2. L'essentiel de la puissance est envoyé vers une fibre au travers d'un Modulateur Acousto-Optique (MAO). Celui-ci permet un contrôle de la puissance du faisceau et, éventuellement, de la couper brutalement (typiquement en  $1 \mu s$ ), en modifiant l'amplitude de l'onde RF traversant le cristal du MAO. Il est amené, par la fibre, vers l'enceinte expérimentale, puis superposé

avec le faisceau à 427,6 nm au travers d'un cube polariseur. Ainsi il est aligné suivant l'axe  $x$  de l'expérience.

La Fig. 3.2.1 présente le montage expérimental permettant d'induire un effet quadratique au niveau des atomes. Une lentille de focale 750 mm permet de focaliser le faisceau sur le condensat. Son waist est estimé à 100  $\mu\text{m}$  au niveau du nuage. La puissance maximale mesurée en sortie de la fibre est de 200 mW et le laser est polarisé circulairement par la même lame quart d'onde utilisée pour définir la polarisation du faisceau à 427,6 nm (décrit dans la partie 1.1.2). Les deux faisceaux ont donc des polarisations orthogonales. Un renversement du champ magnétique  $\vec{B}$ , lors de la préparation d'état, permet de définir une polarisation  $\sigma^-$ .

### 3.2.2 Homogénéité de l'effet quadratique

Le faisceau à 427,6 nm est rétro-réfléchi. L'effet quadratique devant être homogène sur tout le volume du nuage, nous voulons éviter que le faisceau aller et le faisceau retour interfèrent. Pour cela, nous avons mis en place un bloqueur mécanique commandable électroniquement devant le miroir de rétro-réflexion afin de bloquer la réflexion du faisceau quadratique lors de la préparation d'état.

## 3.3 Séquence expérimentale et observations préliminaires

L'expérience consiste à augmenter en quelques millisecondes la puissance du faisceau puis à l'éteindre brutalement. Pour sonder l'état de spin du nuage nous mesurons les populations dans les différents états Zeeman par une procédure de Stern et Gerlach.

### 3.3.1 Procédure de mesure par Stern et Gerlach

Un fort gradient de champ magnétique est appliqué pendant que le faisceau vertical du piège dipolaire est coupé. Pendant la séparation des populations de spin, les atomes sont guidés le long de l'axe du piège dipolaire horizontal pendant environ 50 ms. On mesure alors, par imagerie par absorption, les populations dans les différents sous-niveaux Zeeman. Pour éviter de perdre des atomes pendant cette procédure, l'intensité du laser Infra-Rouge est augmentée au début de la procédure de Stern et Gerlach, ce que nous appelons la recompression.

### 3.3.2 Premières observations

Comme nous l'avons expliqué précédemment, la mise en place de ce faisceau produit un décalage lumineux quadratique qui lève la dégénérescence entre les différents états Zeeman. Pour une polarisation purement  $\sigma^-$ , des croisements apparaissent entre les niveaux pour certaines valeurs du champ magnétique (voir figure 3.2) mais ils ne sont pas couplés entre eux. Initialement, nous envisagions utiliser un champ RF à résonance les atomes vers d'autres états Zeeman.

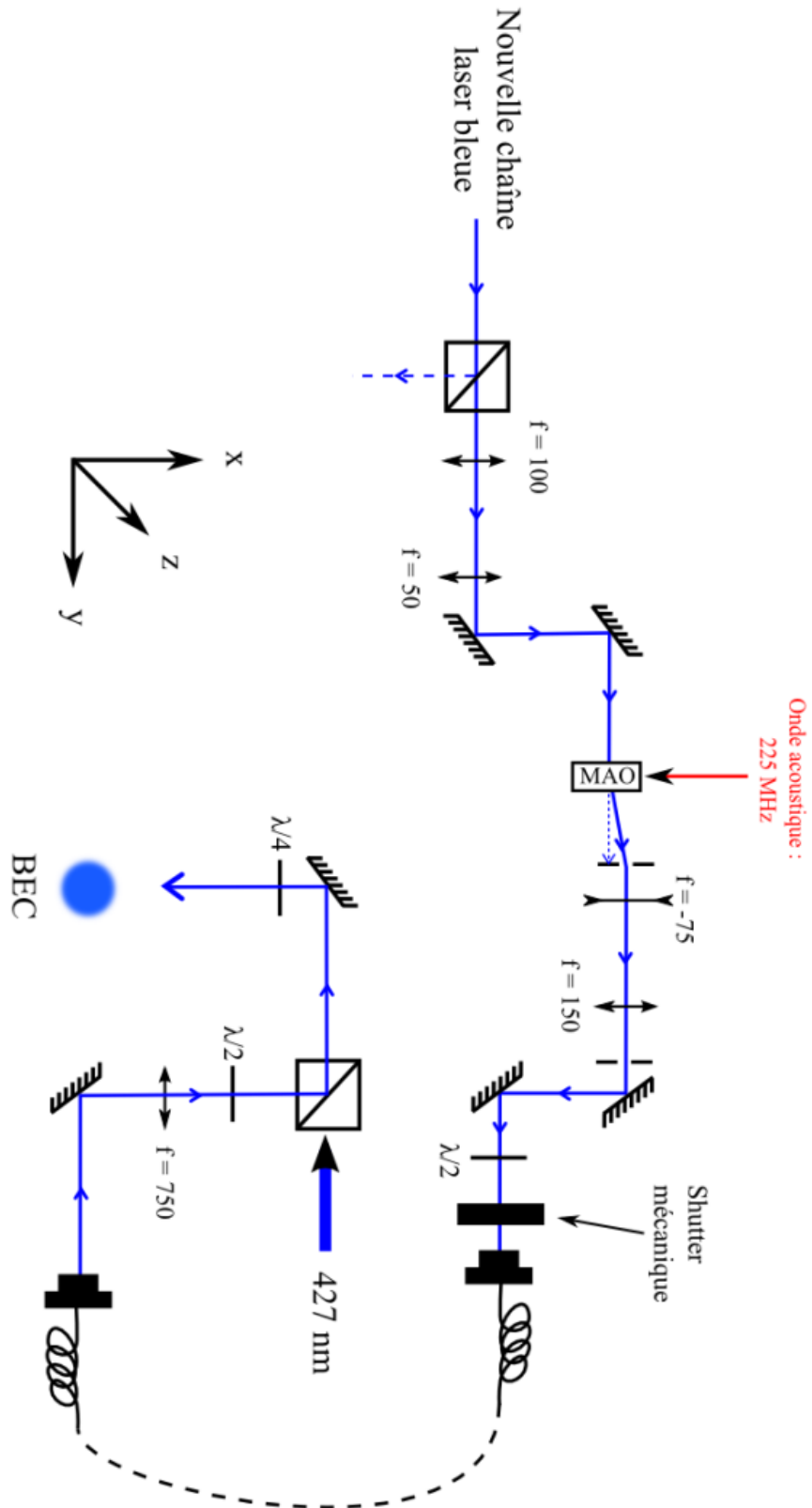


FIGURE 3.3 – Montage expérimental de préparation du faisceau induisant l'effet quadratique

Cependant, nous observons que les atomes, initialement dans l'état magnétique  $m_S = -3$ , sont transférés vers les autres états Zeeman lorsque l'on augmente simplement la puissance du faisceau quadratique. En principe, il est possible que ce couplage entre les différents états Zeeman soit induit par les interactions dipolaires. Cependant, nous avons observé que le transfert est d'une part très rapide et, d'autre part, dépendant de l'amplitude et de l'orientation du champ magnétique. Nous montrerons dans la partie 3.5 que ce couplage entre les états magnétiques est un couplage Raman à deux photons induit par le fait que la polarisation du faisceau quadratique n'est pas purement  $\sigma^-$ .

Notons au préalable que les études préliminaires que nous avons effectuées avec le condensat ne nous ont pas permis d'obtenir la préparation d'état recherchée. L'état observé est présenté figure 3.4 à gauche. Environ 40 % des atomes sont dans l'état  $m_S = -3$ , tandis que les états  $m_S = -2$ ,  $m_S = -1$ , et  $m_S = 0$  sont pratiquement équipéuplés.

### 3.4 Découverte d'un effet systématique

Nous allons montrer dans cette partie que la rampe d'effet quadratique que nous employons nous permet effectivement de transférer préférentiellement les atomes dans l'état magnétique excité de notre choix. Cependant, un effet systématique lié à la densité du nuage se produit lors de la procédure d'analyse Stern et Gerlach, qui fausse nos observations.

Nous avons réalisé l'existence de cet effet en effectuant la même expérience de préparation d'état, mais avec un nuage thermique. Le nuage atomique à une température  $T < T_C$  subit un effet quadratique croissant pendant quelques millisecondes, puis on le ramène brutalement à zéro. A la suite de l'analyse Stern et Gerlach, l'état obtenu est présenté figure 3.4 à droite. On observe que la population dans  $m_S = -2$  est supérieure à celles des autres états. Pour un gaz de température supérieure à  $T_C$ , il est possible de transférer préférentiellement les atomes vers l'état  $m_S = -2$ .

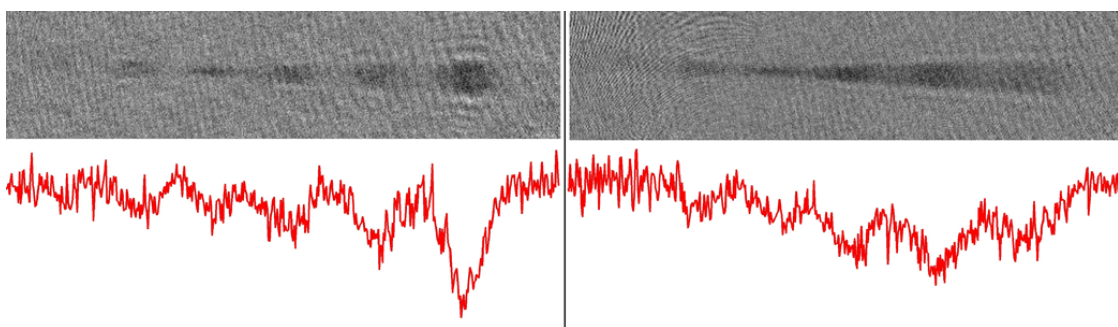


FIGURE 3.4 – A gauche : préparation d'état observée pour un condensat de Bose-Einstein. A droite : Expérience identique mais avec un gaz thermique. Il semble que l'on atteigne deux états différents en fonction de la température du nuage.

La différence entre les deux photos de la figure 3.4 laisse entrevoir un effet des interactions sur la préparation d'état. Cependant, les énergies d'interaction sont très inférieures à  $q$  et pas suffisantes a priori pour modifier cette préparation. En conséquence, notre interprétation de cet effet est qu'une dynamique très rapide a lieu au début de notre procédure d'analyse Stern

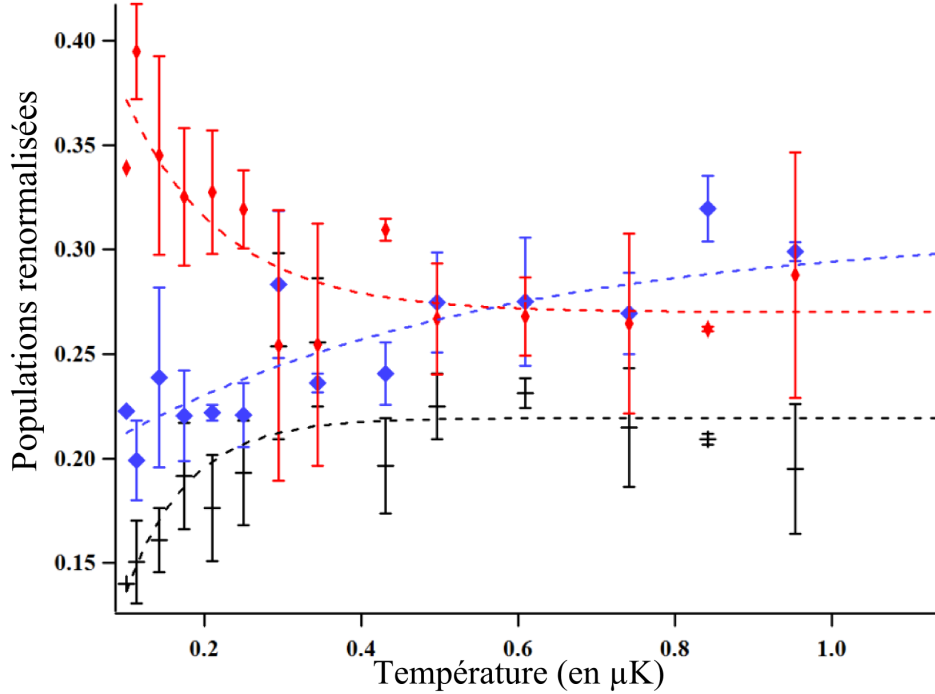


FIGURE 3.5 – Évolution des populations, normalisées par le nombre total d’atomes, dans les états  $m_S = -3$  (losanges rouges),  $-2$  (carrés bleus) et  $-1$  (croix noires) en fonction de la température initiale du nuage atomique. Les lignes en pointillé sont un ajustement à l’aide d’une exponentielle des trois courbes et servent à guider l’œil. Les barres d’erreur sont déduites en effectuant une moyenne sur trois réalisations identiques de l’expérience.

et Gerlach. L’échelle de temps associée à cette dynamique semble liée à la densité du nuage au début de la procédure. Nous ne sommes pas en mesure de résoudre expérimentalement cette dynamique car elle a lieu pendant les premières millisecondes de la procédure de Stern et Gerlach. Nous avons cependant mené une étude de l’évolution des populations en fonction de la température, et donc de la densité initiale du nuage. La figure 3.5 montre que plus la température initiale est importante et plus la préparation d’état observée est proche de celle attendue. Par ailleurs, nous observons que la magnétisation expérimentale ( $M = \sum_{m_S} m_S \times \frac{P[m_S]}{N_{\text{tot}}}$ , où  $P[m_S]$  est la population mesurée dans l’état  $m_S$ ) reste constante quel que soit la température du gaz. Comme on le voit sur la figure 3.6, sa valeur est d’environ  $-1,5$  ce qui tend à suggérer que le processus mis en jeu au cours de cette dynamique est un processus d’échange de spin.

Pour mettre en évidence cet effet de la densité, nous avons utilisé une technique qui consiste à libérer le condensat du piège dipolaire pendant un temps  $t$  variable, puis à le recapturer. La figure 3.7 présente schématiquement la séquence expérimentale. Juste après la préparation d’état, l’intensité du faisceau produisant le piège dipolaire est brutalement coupée. Cela libère le condensat qui explose entraînant une diminution de la densité du nuage. Après un temps  $t$  de libération, les atomes sont recapturés dans le piège dipolaire

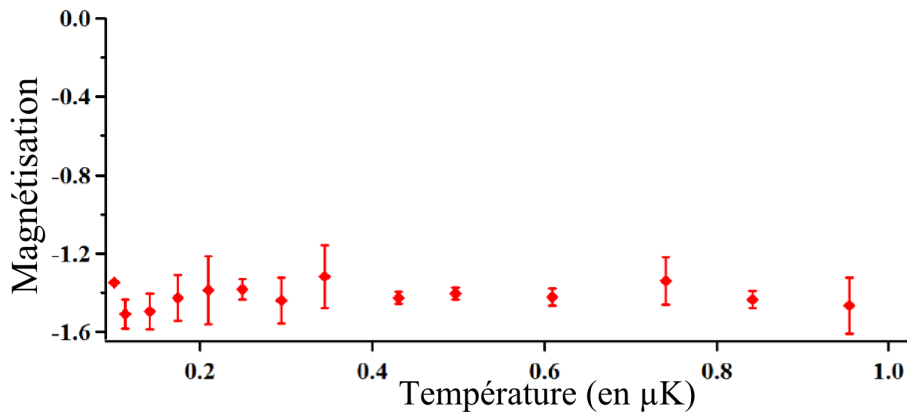


FIGURE 3.6 – Évolution de la magnétisation expérimentale en fonction de la température du nuage atomique. Les barres d'erreur sont déduites d'une moyenne sur trois réalisations identiques de l'expérience.

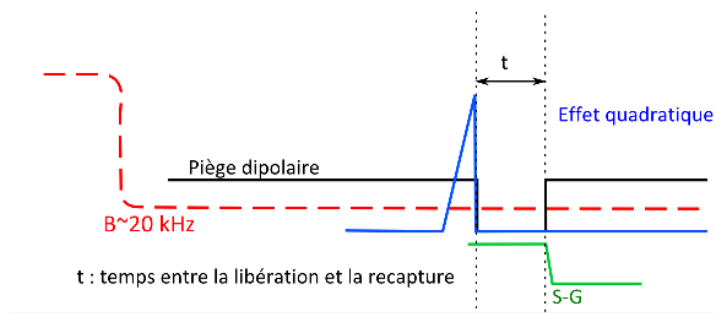


FIGURE 3.7 – Séquence temporelle consistant à lâcher le nuage puis à le recapter de façon à s'affranchir de l'effet systématique

horizontal pour effectuer la procédure de Stern et Gerlach et sonder l'état magnétique du nuage.

Le graphique 3.8 présente l'évolution des populations dans les sous-niveaux Zeeman  $m_S = -1, -2, -3$ , en fonction du temps de libération  $t$ , à température initiale constante. On observe expérimentalement que lorsque la densité du nuage avant la procédure d'analyse diminue (pour des temps de libération plus grand), la préparation d'état observée tend vers celle attendue.

En nous basant sur l'observation que cette dynamique se produit à magnétisation constante, nous supposons que cet effet est lié à des processus d'échange de spin induits par les interactions de contact (voir chapitre 7). Nous confirmons ainsi l'existence d'un effet systématique lié à la densité au cours de notre procédure d'analyse.



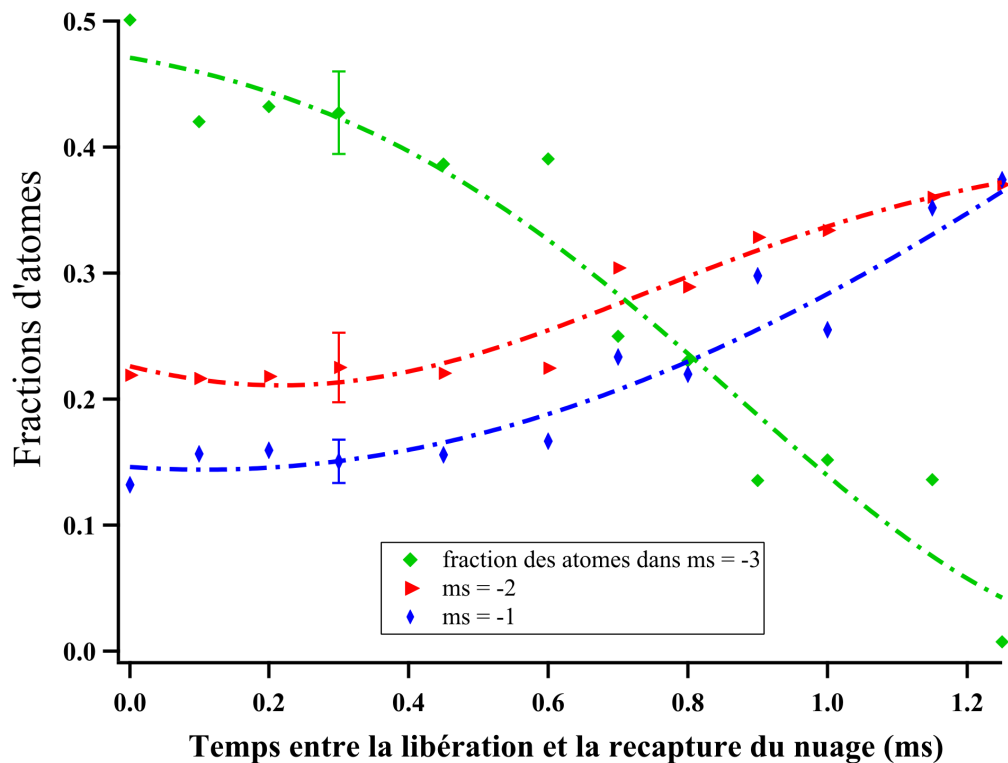


FIGURE 3.8 – Évolution des populations dans les états  $m_s = -1, -2$  et  $-3$  en fonction du temps  $t$  pendant lequel le nuage est libéré du piège Infra-Rouge, pour un effet quadratique et un champ magnétique fixé

### Dans un réseau 3D

Le fait de charger le condensat dans un réseau 3D nous a permis de diminuer, sinon complètement supprimer l'effet systématique. En effet, le confinement étant beaucoup plus fort que dans le piège dipolaire seul, la densité diminue beaucoup plus rapidement lorsque l'on relâche les atomes avant la mesure.

A partir de maintenant, toutes les données présentées ont été obtenues en confinement 3D.

## 3.5 Un couplage à deux photons

Nous avons évoqué dans la partie 3.3.2 le fait que la simple présence du faisceau quadratique permet des transitions de l'état fondamental vers les autres états magnétiques. Nous avons envisagé que ce couplage soit un effet des interactions, cependant l'échelle de temps sur laquelle se produit ce processus n'est pas compatible avec un couplage dipolaire à longue portée entre les différents sites du réseau. De plus, comme nous le décrirons plus loin, nous avons observé que la préparation d'état observée dépend de l'orientation du champ magnétique.

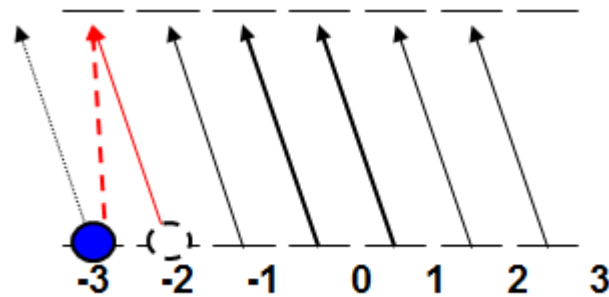


FIGURE 3.9 – Représentation schématique du processus à deux photons permettant le transfert des atomes vers l'état  $m_S = -2$

Notre interprétation est que le couplage entre les différents états magnétiques est assuré par des transitions Raman. Le fait que la polarisation du faisceau laser induisant l'effet quadratique ne soit pas parfaitement  $\sigma^-$ , permet un couplage entre les différents états magnétiques de l'état fondamental via les états excités. En effet, comme le montre la figure 3.9, dans le cas où le champ  $\vec{B}$  n'est pas parfaitement aligné avec l'axe de propagation du faisceau, il peut exister une petite composante de polarisation  $\pi$ . Si la condition, donnée dans la partie 3.1.2,  $g\mu_B B_0 = 5 \times q$  est respectée, cela permet des transitions à deux photons de l'état  $m_S = -3$  vers l'état  $m_S = -2$ .

Pour vérifier la validité de cette interprétation, nous avons étudié expérimentalement ainsi que théoriquement l'évolution des différentes populations en fonction de l'angle  $\theta$  entre le champ magnétique  $\vec{B}$  et l'axe de propagation du faisceau laser  $x$ . La projection du champ selon l'axe de propagation  $B_x$  restant constante, on fait varier la composante du champ orthogonale au faisceau laser  $B_z$ . La figure 3.10 présente l'évolution de la population dans les états  $m_S = -3$ ,  $m_S = -2$  et  $m_S = -1$  en fonction de  $B_z$  pour un effet quadratique fixé.

On observe effectivement que la direction du champ magnétique est critique lors de la préparation d'état. Si  $B_z$ , et donc  $\theta$ , devient trop grand, peupler majoritairement un seul état n'est pas possible. Expérimentalement, aligner le mieux possible le champ magnétique avec l'axe du faisceau laser permet d'obtenir un angle  $\theta$  suffisamment faible pour transférer sélectivement les atomes vers un seul état. Si l'on compare ces données à des calculs basés sur un modèle Raman, on constate un très bon accord entre théorie et expérience (voir figure 3.10).

Ces transitions dépendent donc de l'intensité du faisceau et de la polarisation de ce dernier. Pour une préparation d'état stable, il est donc primordial de contrôler l'orientation du champ magnétique qui définit la polarisation du laser vue par les atomes ainsi que l'intensité du faisceau. Pour asservir cette intensité nous utilisons une photodiode qui collecte la lumière en transmission d'un miroir à la sortie de la fibre et la méthode déjà décrite dans la partie 2.7.

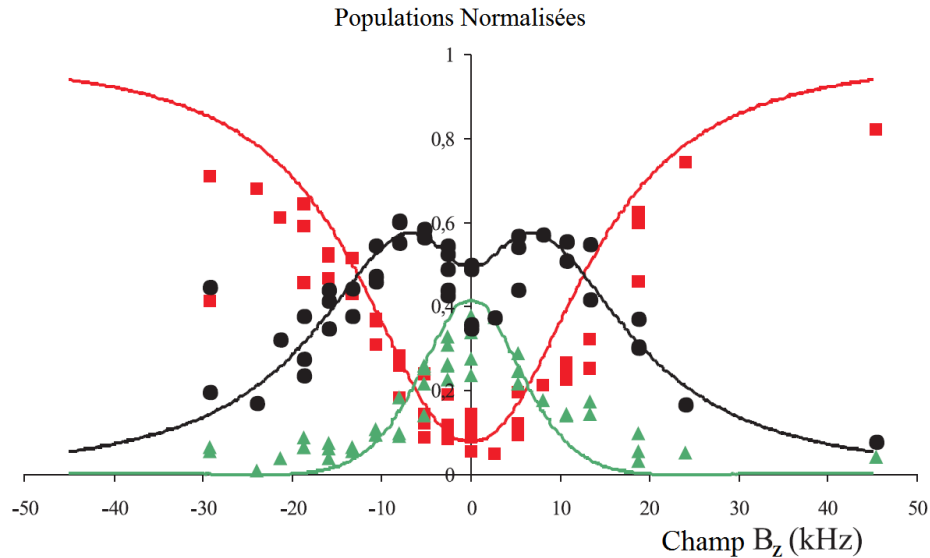


FIGURE 3.10 – Évolution des populations dans les états  $m_S = -1$  (triangles verts),  $-2$  (cercles noirs) et  $-3$  (carrés rouges) en fonction de l'amplitude du champ magnétique transverse, pour un champ magnétique longitudinal  $B_x = 15$  kHz et un effet quadratique fixé. Les lignes pleines sont le résultat de calculs effectués à l'aide d'un modèle de transitions Raman.

### 3.5.1 Stabilisation du champ magnétique

Le champ magnétique proche de l'enceinte expérimentale est mesuré à l'aide d'un détecteur<sup>1</sup> tri-axe de type vanne de flux ("fluxgate" en anglais) placé à environ 15 cm de la position du condensat.  $\vec{B}$  est stabilisé activement par une simple boucle d'asservissement P proportionnelle. Le signal d'erreur est la soustraction entre une valeur consigne et la mesure effectuée par le capteur. Une correction est appliquée en envoyant un courant dans trois bobines rectangulaires d'une taille d'environ  $1.5 \times 1.7$  m (une pour chaque axe), placées autour de l'enceinte. Cette technique nous permet de stabiliser le champ à 1kHz au niveau des atomes. Pour plus de détails se reporter à la thèse de Benjamin Pasquiou [49].

## 3.6 Préparation d'état : caractérisations

### 3.6.1 Une préparation adiabatique d'état

Nous voulons tout d'abord nous assurer du fait que le système reste dans son état fondamental à tout temps au cours de la préparation d'état. Pour mettre en évidence le caractère réversible de cette préparation, nous appliquons une rampe symétrique de l'intensité du faisceau induisant l'effet quadratique. La puissance est augmentée en  $T_{tot}/2$  puis diminuée dans le même temps. On sonde alors l'état de spin du nuage.

<sup>1</sup>Bartington Mag 03MC, saturation au-delà de  $\pm 1$  G.

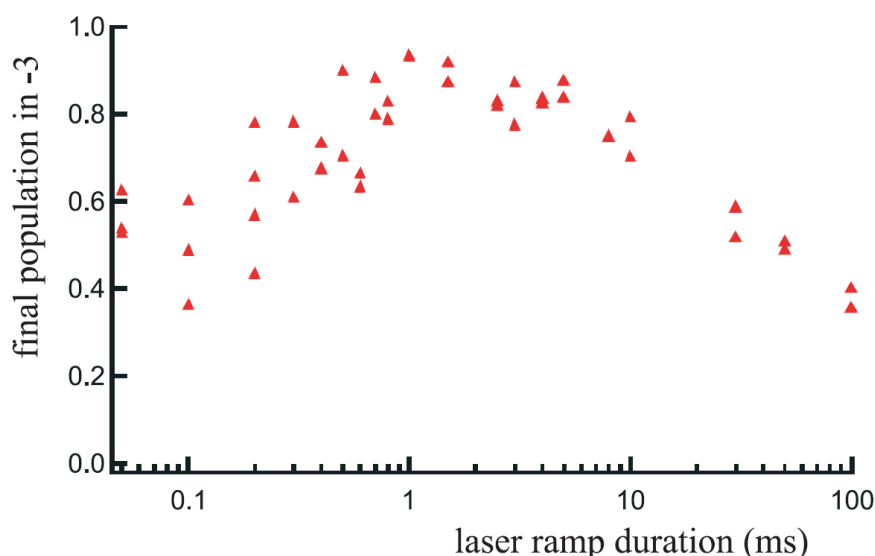


FIGURE 3.11 – Fraction d'atomes dans l'état  $m_S = -3$  en fonction de la durée d'une rampe symétrique de l'intensité du faisceau quadratique

Le figure 3.11 présente l'évolution de la population dans l'état  $m_S = -3$  en fonction de  $T_{tot}$ . On observe que pour une durée supérieure à 10 ms et pour une rampe trop rapide le nuage final n'est plus purement polarisé dans l'état  $m_S = -3$ . Pour des valeurs intermédiaires, on retrouve à nouveau un nuage polarisé dans lequel tous les atomes sont dans l'état  $m_S = -3$ .

D'après notre interprétation, pour les temps longs, les processus de diffusion de photons détériorent l'état final. Le taux de diffusion de photons est évalué à  $3 \text{ s}^{-1}$  pour la transition considérée ( ${}^7S_{3, m_{-3}} \Rightarrow {}^7P_{4, m_{-4}}$ ), ce processus est donc négligeable pour des durées de rampe inférieures à quelques millisecondes. Cependant, pour des temps plus longs, il induit une dépolarisation du nuage qui se manifeste figure 3.11 par une diminution du nombre d'atomes dans  $m_S = -3$ . Au contraire, si la rampe est trop courte, typiquement d'une durée inférieure à la milliseconde, le transfert est trop rapide pour être adiabatique et réversible : après une rampe symétrique de l'intensité, on ne retrouve pas l'état initial.

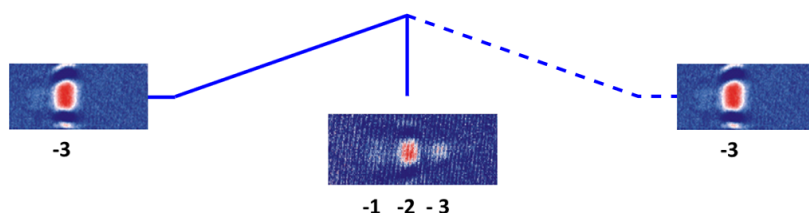


FIGURE 3.12 – Étude de l'adiabaticité de la préparation d'état : pour une rampe symétrique d'une durée de 3 ms, l'état initial et l'état final sont les mêmes. Si on coupe brutalement l'intensité du faisceau induisant l'effet quadratique : on observe l'état dans lequel les atomes sont transférés au cours de la préparation : l'état  $m_S = -2$ .

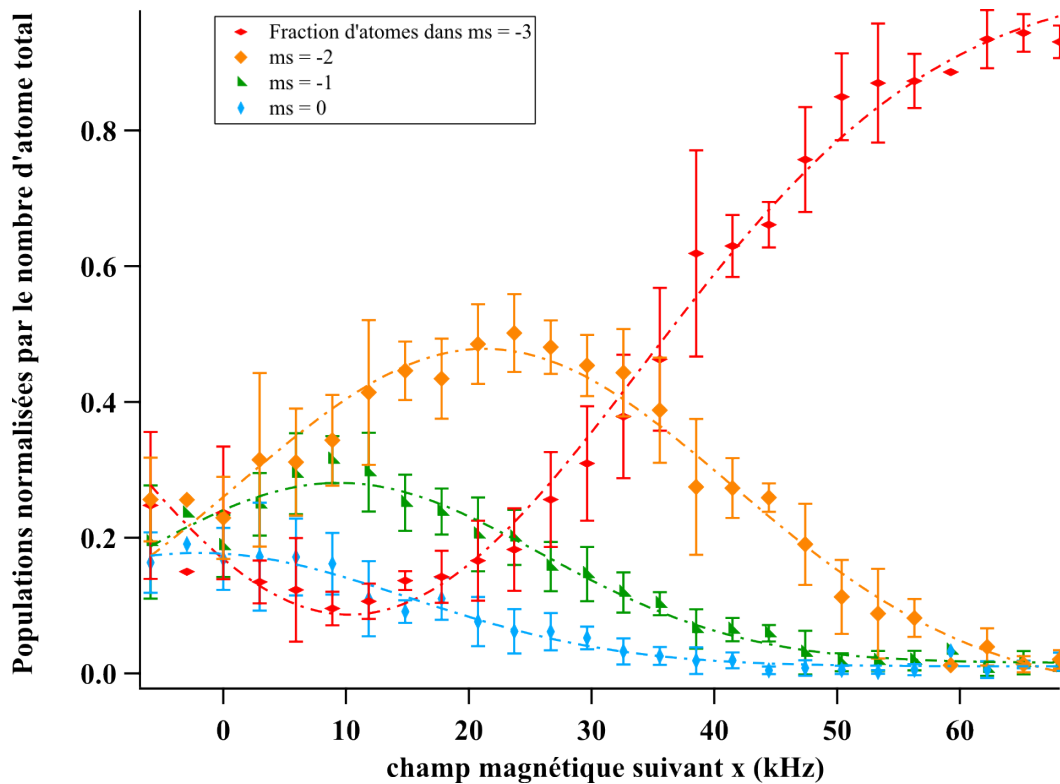


FIGURE 3.13 – Évolution des populations dans les états  $m_s = -1, -2$  et  $-3$  en fonction du champ magnétique pour un effet quadratique fixé  $q = 7,5$  kHz et un déplacement optique linéaire nul.

En pratique nous augmentons progressivement, en 1,5 ms, la puissance du laser induisant l'effet quadratique de façon à transférer adiabatiquement les atomes vers l'état Zeeman désiré,  $m_s = -2$ . La puissance est ensuite brutalement coupée (environ 1  $\mu s$ ). La mesure montre que les atomes sont préparés dans un état Zeeman excité. Près de 80% des atomes sont transférés vers  $m_s = -2$  (voir figure 3.12). Nous ne comprenons pas parfaitement pourquoi l'efficacité est limitée à 80% alors que la préparation d'état est complètement réversible. La mesure réalisée est probablement entachée d'une erreur qui peut provenir de l'effet systématique décrit partie 3.4.

### 3.6.2 En fonction du champ magnétique

La figure 3.2 montre, pour un effet quadratique donné, les énergies des différents états Zeeman en fonction du champ magnétique, en supposant que celui-ci soit bien aligné suivant l'axe de propagation du faisceau. Une étude expérimentale de l'évolution des populations normalisées dans les états Zeeman  $m_s = -3, -2$  et  $-1$  en fonction du champ  $B_x$  est présentée figure 3.13. On montre que pour un champ de l'ordre de 25 kHz, le décalage quadratique est suffisant pour préparer les atomes dans les états  $m_s = -2$ . Pour des champs magnétiques plus faibles, on observe que nous pouvons également transférer de façon significative les

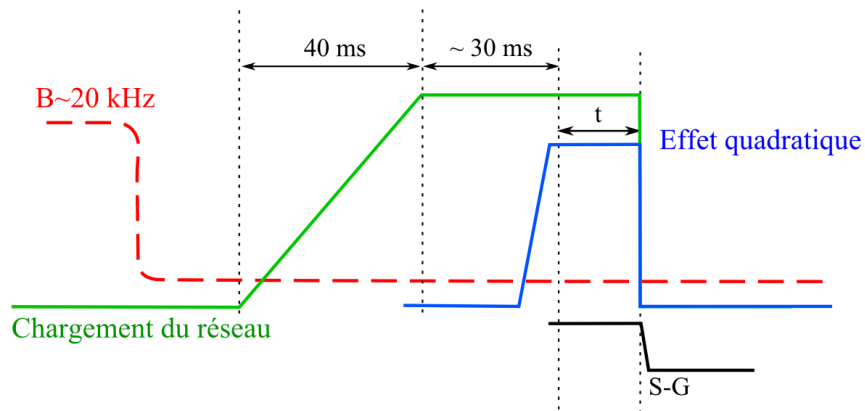


FIGURE 3.14 – Séquence expérimentale permettant l'étude de l'évolution de la préparation d'état en fonction du temps  $t$  pendant lequel le faisceau quadratique est maintenu à puissance maximale

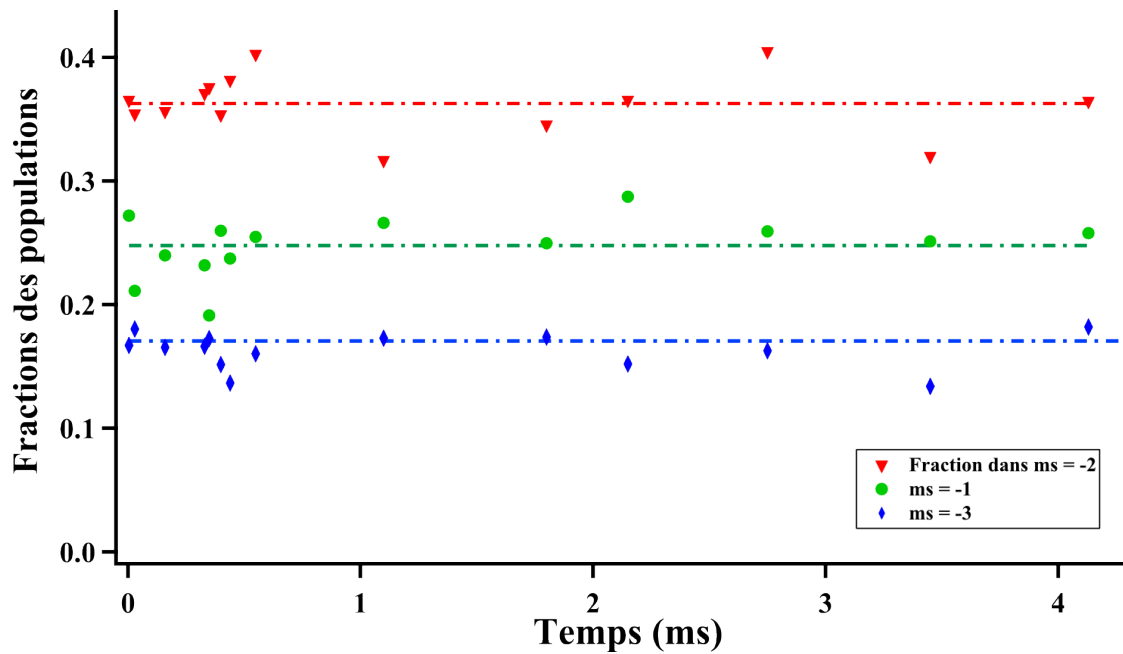


FIGURE 3.15 – Évolution de la préparation d'état en fonction du temps  $t$  pendant lequel l'effet quadratique est maintenu constant

atomes vers l'état  $m_S = -1$ . L'état  $m_S = 0$  n'est pas accessible expérimentalement car le champ magnétique nécessaire est trop faible.

### 3.6.3 Stabilité en présence de l'effet quadratique

Nous avons également étudié l'évolution de l'état de spin du nuage en présence d'un effet quadratique constant. Les atomes sont chargés dans le réseau 3D et on applique la rampe d'effet quadratique produisant l'état recherché ( $m_S = -2$ ). L'effet quadratique est alors maintenu constant pendant un temps  $t$  variable avant la procédure d'analyse Stern et Gerlach. On observe que, tant que l'effet quadratique est maintenu, l'état du système ne change pas. La séquence expérimentale est présentée figure 3.14 et les résultats sont présentés figure 3.15. Il s'agit d'un résultat important car il montre que tant que l'effet quadratique est maintenu, le système n'évolue pas. Cela confirme d'une part l'adiabaticité du transfert vers  $m_S = -2$ , d'autre part, ce que nous avons vu dans la partie 3.1.1, c'est-à-dire que l'état  $m_S = -2$  est effectivement l'état de plus basse énergie en présence d'un effet quadratique.

# Mise en place d'un double-piège

Nous présentons dans ce chapitre la mise en place d'un double-piège dipolaire, ainsi qu'une nouvelle méthode de préparation de l'état de spin des atomes contenus dans ce piège. L'objectif de l'ajout d'un tel outil à notre arsenal est de disposer de deux condensats séparés de quelques micromètres et dans des états de polarisation opposée. L'étude des interactions dipôle-dipôle étant au cœur du projet de recherche de l'équipe, un tel système pourrait constituer un système modèle pour l'étude de ces interactions à longue portée.

Le nouveau double-piège dipolaire est produit par deux faisceaux à 532 nm interférant avec un petit angle produisant un réseau suivant un des axes de l'expérience. L'angle entre les deux faisceaux étant très faible, l'interfrange, et donc le pas du réseau, est suffisamment grand pour que les atomes soient uniquement chargés dans deux des sites du réseau, formant ainsi un double-piège. En effet, nous avons pu observer par imagerie *in situ* que ce piège coupe en deux le condensat. Qui plus est, si le chargement du piège est suffisamment lent pour être adiabatique, les deux nuages conservent leurs propriétés quantiques.

Enfin, à l'aide d'un gradient de champ magnétique, nous créons un décalage en énergie magnétique entre les deux puits de façon à pouvoir modifier l'état de spin des atomes de l'un des puits sans affecter les atomes du second.

## 4.1 Principe

Nous avons vu dans la partie 2.1 que l'interaction entre un atome et un champ laser inhomogène hors résonance déplace ses niveaux d'énergie de telle sorte que ces énergies dépendent de la position de l'atome. Il en résulte une force conservative et l'atome voit un puits de potentiel. L'atome est attiré vers les zones d'intensité minimale (pour un désaccord vers le bleu) ou les zones d'intensité maximale (pour un décalage vers le rouge). Nous avons montré que dans le cas d'une onde stationnaire, les atomes voient un réseau de puits de potentiel périodique, avec une périodicité de  $\lambda/2$ , où  $\lambda$  est la longueur du laser.

Le but de cette expérience est de produire un piège dans lequel les atomes du condensat seront chargés dans deux et seulement deux puits de potentiel, séparés de quelques microns, produisant deux condensats de Bose-Einstein. Avec un réseau optique produit par



l'interférence de deux faisceaux à 532 nm contra-propageants, c'est impossible ( $\lambda/2 = 266$  nm). Le rayon de Thomas-Fermi du condensat de Chrome étant de l'ordre de  $5 \mu\text{m}$ , il nous faut augmenter la périodicité du réseau 1D, c'est-à-dire l'interfrange des interférences, pour pouvoir réduire le nombre de puits peuplés [52].

Quand deux faisceaux de même longueur d'onde  $\lambda$  et cohérents en phase interfèrent, l'interfrange  $i$  vaut :

$$i = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (4.1)$$

où  $\theta$  est l'angle entre les deux faisceaux. On en déduit que pour obtenir un interfrange de  $4,2 \mu\text{m}$ , l'angle entre les deux faisceaux doit être approximativement égal à  $7^\circ$ . Cet angle est expérimentalement défini par la distance entre les deux faisceaux au niveau d'une lentille les focalisant sur le condensat. Pour une lentille de focale 200 mm, placée à 200 mm du condensat, les faisceaux doivent être écartés d'environ  $d = 2,5$  cm pour obtenir un angle  $\theta$  de  $7^\circ$ .

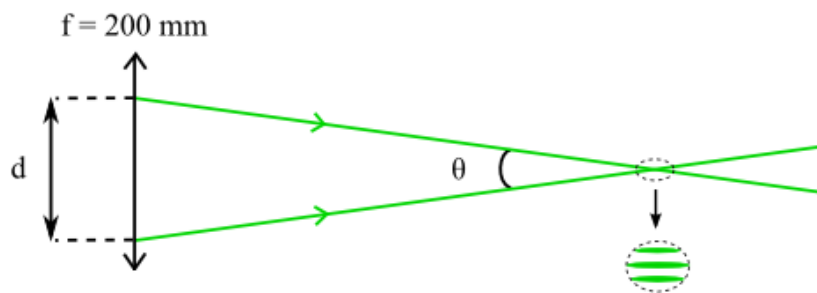


FIGURE 4.1 – Interférence de deux faisceaux avec un angle  $\theta$ . En faisant varier  $\theta$ , nous contrôlons l'interfrange.

## 4.2 Montage expérimental

Le piège est réalisé en utilisant un faisceau laser à 532 nm. Le faisceau traverse un Modulateur Acousto-Optique (MAO) à 110 kHz, qui nous permet de contrôler sa puissance. Il est ensuite guidé vers l'enceinte expérimentale par une fibre optique. En sortie de la fibre, un cube polariseur permet de définir la polarisation du laser qui est linéaire et horizontale en transmission du cube. Le faisceau est ensuite séparé en deux par un bi-prisme, non-polarisant, à déplacement latéral<sup>1</sup>. L'espacement entre les deux faisceaux est égal à  $A = 10$  mm qui est la distance entre les deux surfaces réfléchissantes du bi-prisme. Leurs puissances sont égales.

Comme dit précédemment, on veut que l'espacement des faisceaux sur la dernière lentille soit de 2,5 cm pour obtenir un écart entre les puits de potentiel de  $4,2 \mu\text{m}$ . L'écart entre les faisceaux étant de 10 mm en sortie du bi-prisme, on utilise un télescope de grandissement 2,5 composé d'une lentille divergente de focale -50 mm et d'une lentille convergente de focale 125 mm. Les faisceaux traversent ensuite un miroir dichroïque (coefficient de transmission

<sup>1</sup>Lateral Displacement Non-Polarized Beamsplitter : ref 47-188 chez Edmund Optics

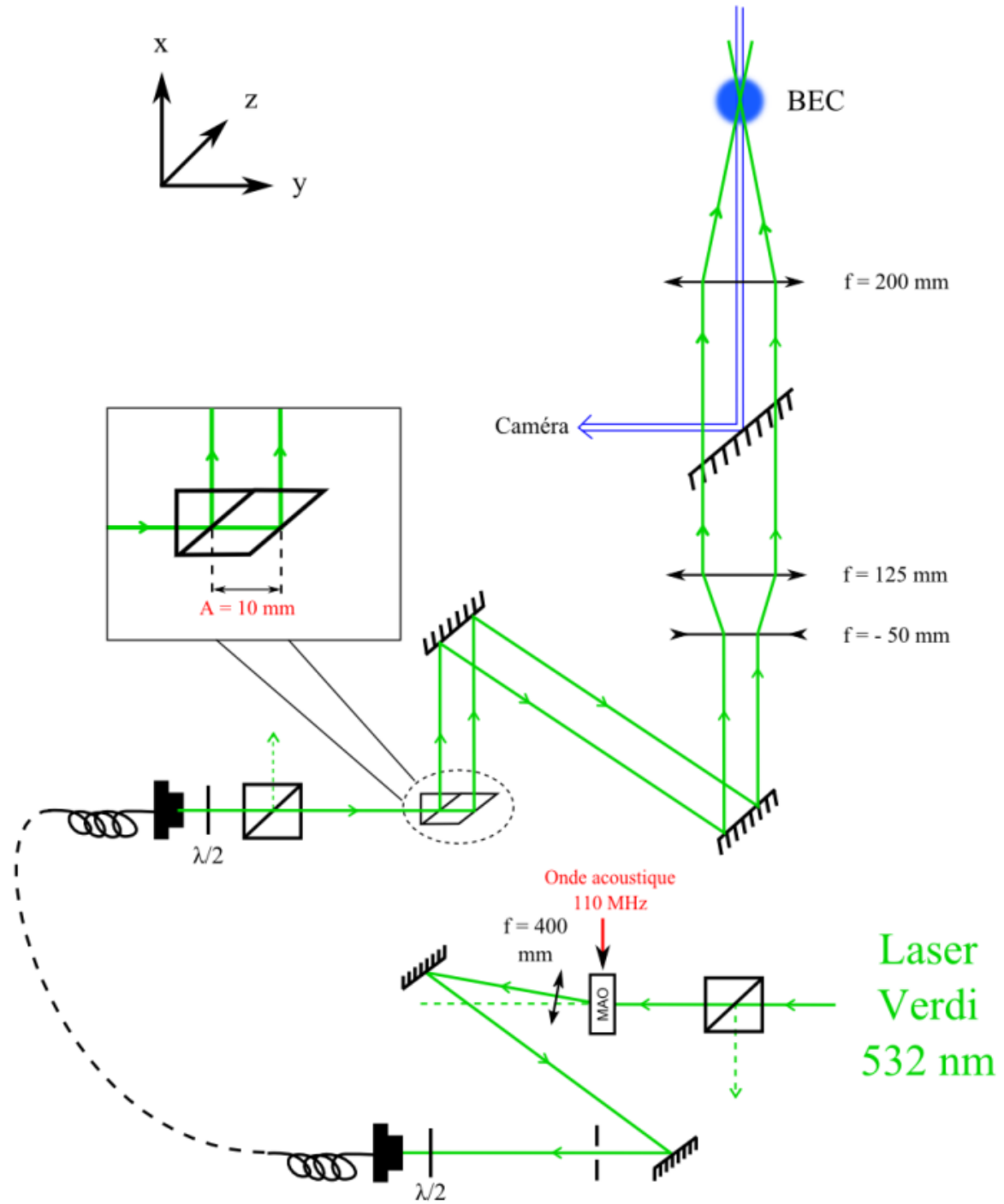


FIGURE 4.2 – Montage expérimental permettant la préparation des faisceaux produisant le double-piège

à 532 nm : 80%) qui sert également à l'imagerie. Les faisceaux sont focalisés sur les atomes par la première lentille d'imagerie de focale 200 mm. La figure 4.2 présente le montage expérimental. Lors de l'alignement des faisceaux, nous avons découvert à quel point la position du waist par rapport aux atomes est critique. La deuxième lentille du télescope est donc placée sur translation de façon à contrôler à la centaine de micromètres près la position du waist du faisceau au niveau des atomes.

En sortie de la fibre, le faisceau est collimaté, avec un waist de 1,1 mm. Le bi-prisme ne modifiant pas la forme du faisceau, le diamètre théorique des deux faisceaux après le télescope de grandissement 2,5 est de 2,75 mm. Après avoir traversé la dernière lentille de 200 mm, les deux faisceaux ont un waist de 12,5  $\mu\text{m}$  et une longueur de Rayleigh de l'ordre de 1 mm, ce qui explique la nécessité de mettre sur translation la seconde lentille du télescope.

### 4.3 Stabilisation du déphasage entre les deux trajets

Afin de charger de façon reproductible le condensat dans les deux puits, il est primordial de stabiliser la différence de phase entre les deux faisceaux de façon à ce que la position de la frange centrale varie temporellement sur une distance très inférieure à la taille du condensat.

En sortie du séparateur à déplacement latéral, les deux faisceaux sont guidés par les mêmes éléments optiques vers les atomes. La vibration des optiques entraînent donc un déphasage identique pour les deux faisceaux laser. La figure d'interférence au niveau du condensat n'en est donc pas affectée. On parle de réjection du mode commun. On note, cependant, que les deux faisceaux ne traversent pas la même épaisseur de verre lors de leur trajet dans le bi-prisme ( $\Delta L = A = 10$  mm). Ainsi des fluctuations de phase entre les deux faisceaux peuvent être induites par la différence entre leurs chemins optiques au travers du verre du bi-prisme. Une étude complète de ces fluctuations de phase, effectuée par Johnny Huckans et Ariane Carrance, montre que la principale source de fluctuation de phase est liée aux fluctuations de température du cristal. Celles-ci entraînent des fluctuations de l'indice de réfraction du verre ainsi qu'une dilatation de l'élément qui induit une variation du déphasage entre les deux faisceaux :

$$\frac{d\Phi}{dT} = \frac{2\pi}{\lambda} \left( l \frac{dn}{dT} + n \frac{dl}{dT} \right) \quad (4.2)$$

Où  $T$  est la température du cristal,  $l = \Delta L = 10$  mm est la distance supplémentaire qu'un des faisceaux parcourt dans le cristal et  $n = 1.519$  est l'indice de réfraction du verre. Avec les données indiquées par le constructeur (Schott), on estime que ces deux effets sont de même importance.

La figure 4.3 montre une étude de la différence de phase  $\phi$  entre les faisceaux en fonction de la température  $T$ . Le montage expérimental est semblable à celui présenté figure 4.2 : le faisceau laser est séparé en deux par le bi-prisme puis les deux faisceaux sont focalisés par une lentille de focale  $f = 200$  mm de façon à ce qu'ils interfèrent au niveau d'une caméra. Le bi-prisme étant placé dans une boîte décrite dans la partie 4.4 et on fait varier la température à l'intérieur de cette boîte à l'aide du module Peltier placé sous celle-ci. La température est mesurée au moyen d'une thermistance au plus près du bi-prisme.

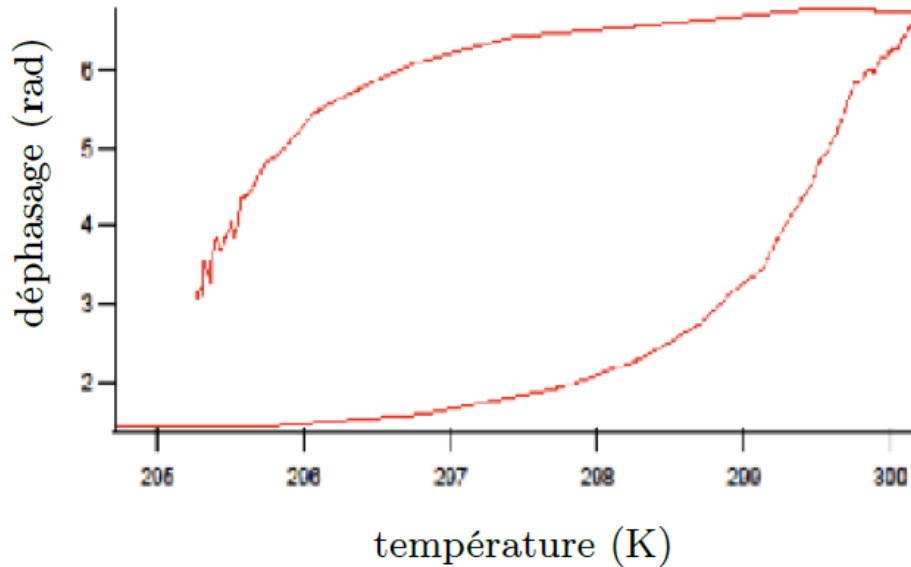


FIGURE 4.3 – Évolution du déphasage entre les deux faisceaux induits par le passage dans le bi-prisme en fonction de sa température. La forte hystérésis observé est probablement dû au fait que la thermistance ressent plus rapidement les fluctuations de température que le cristal, du fait de sa position.

Pour déterminer le déphasage entre les deux faisceaux, on mesure pour chaque température leur profil d'interférence. Un ajustement du profil d'intensité par une fonction  $I(x)$  permet de déterminer le déphasage :

$$I(x) = y_0 + Ae^{\frac{(x-x_0)^2}{2w^2}} (B + \sin(\nu(x - x_0) + \phi)) \quad (4.3)$$

Où  $x_0$  est la position du centre de la figure d'interférence,  $w$  le waist des deux faisceaux et  $\nu$  la fréquence de la figure d'interférence.

On observe effectivement figure 4.3 que la température du bi-prisme a un effet non négligeable sur le déphasage entre les deux faisceaux. En effet, une variation de la température de 1 K peut induire une variation du déphasage jusqu'à 1 rad. Ce qui correspond à un décalage de la frange centrale de quasiment  $1 \mu\text{m}$ , comparable à la taille du condensat. Il est donc primordial d'asservir la température du bi-prisme afin d'assurer la stabilité de la position des franges d'interférences produisant le piège.

#### 4.4 Principe de l'asservissement en température du bi-prisme à déplacement latéral

La stabilisation en température du bi-prisme implique une mesure de la température et l'usage d'un élément pour la contrôler. Une boîte d'isolation thermique en aluminium a

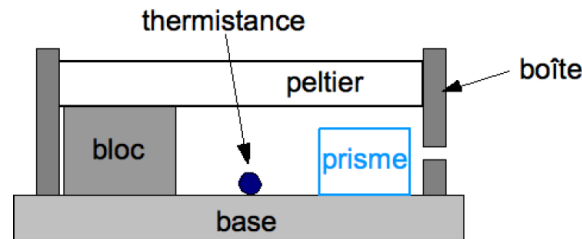


FIGURE 4.4 – Éléments de la boîte contenant le bi-prisme

été construite. Elle permet, en plus d'homogénéiser la température à l'intérieur, d'isoler le prisme de l'environnement extérieur améliorant encore la stabilité. Une thermistance collée à l'intérieur de la boîte au plus près prisme permet de mesurer la température. Pour modifier la température du cristal, un module Peltier est placé au-dessus du prisme, un bloc d'aluminium le soutient pour empêcher le contact entre les deux éléments. Il est nécessaire d'éviter ce contact car le Peltier se dilate lors de son fonctionnement.

Enfin, un circuit d'asservissement Proportionnel, Intégral (PI) a été conçu par Fabrice Wiotte, responsable de l'atelier d'électronique du LPL. Le circuit, décrit en détail dans le rapport d'Ariane Carrance [53], permet d'asservir la température à une consigne que nous fixons. La figure 4.4 présente le schéma de la boîte d'isolation thermique décrite plus haut.

## 4.5 Chargement des atomes dans le bi-piège

Le bi-piège est superposé au piège dipolaire Infra-Rouge sur les atomes. La profondeur du piège est augmentée progressivement en 100 ms de façon à ce que le transfert soit le plus adiabatique possible. Cependant, il s'est révélé très difficile de charger simultanément deux puits de façon reproductible. La figure 4.5 présente une image in situ des atomes chargés dans le double-piège.

### 4.5.1 Instabilités de chargement

Nous avons découvert que la source la plus importante de fluctuations de chargement est liée à la position du condensat par rapport aux franges d'interférence. Nous pensons que ce sont les instabilités de pointé du laser Infra-Rouge qui causent ces déplacements.

La figure 4.7 a), présente les fluctuations de positionnement de la frange centrale de la figure d'interférence produisant le bi-piège. La position de cette frange est mesurée en pulsant les faisceaux du bi-piège sur les atomes au cours de l'imagerie. La figure 4.6 est une image que l'on observe typiquement lors de ces expériences : les zones où les atomes sont correctement imagés correspondent aux nœuds de l'onde stationnaire (intensité laser faible) tandis que celles où ils sont mal détectés sont les ventres de l'onde (intensité maximale). En répétant plusieurs fois l'expérience et en ajustant les profils par une sinusoïde modulée par une gaussienne, on obtient l'histogramme 4.7 a).

Par ailleurs, une observation de la position du condensat in situ montre que celle-ci peut varier d'une réalisation à l'autre de  $2 \mu\text{m}$ . L'histogramme 4.7 b) présente l'instabilité de la

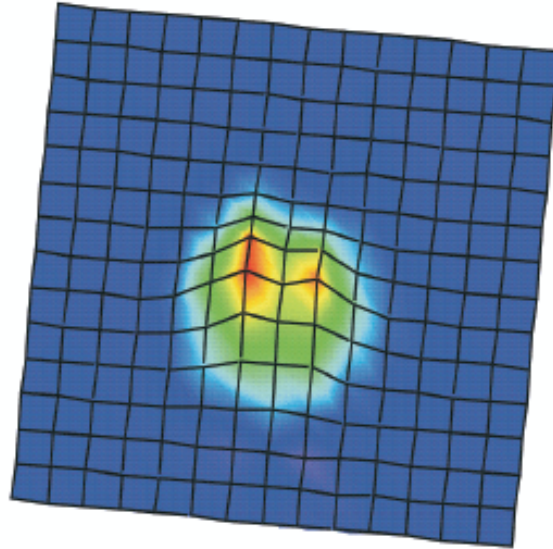


FIGURE 4.5 – Profil du nuage atomique chargé dans le double-piège pris par imagerie par absorption in situ

position du centre du condensat. Il est à comparer avec les instabilités de positionnement de la frange centrale du bi-piège 4.7 a). Le condensat ayant un rayon d'environ  $3 \mu\text{m}$ , on comprend que des fluctuations de la position du condensat de  $2 \mu\text{m}$ , soit sur une distance comparable à l'interfrange, peuvent faire varier significativement le nombre d'atomes chargés dans chacun des puits.

#### 4.5.2 Charger sans recomprimer le piège Infra-Rouge

Comme indiqué dans la partie 1.8, après évaporation dans le piège dipolaire Infra-Rouge, la puissance du laser est à nouveau augmentée afin de recomprimer le piège. La taille du condensat dans le piège non-recomprimé est légèrement plus importante que dans le piège recomprimé. Nous avons donc, dans un premier temps, tenté de transférer les atomes depuis le piège non-recomprimé vers le bi-piège. Cette méthode ne permet d'améliorer que légèrement la stabilité.

#### 4.5.3 Augmenter artificiellement la taille du piège dipolaire

La technique qui nous a permis d'atteindre le but recherché consiste à artificiellement augmenter la taille du piège dans la direction  $y$ , perpendiculaire à l'axe de propagation des faisceaux. En pratique, la fréquence de l'onde RF traversant le cristal du MAO, placé sur le trajet du faisceau Infra-Rouge, est modulée. Il en résulte une légère modulation de la trajectoire du faisceau, et donc de la position du piège. La fréquence de modulation de 100 kHz est choisie de façon à être très grande devant les fréquences du piège. Ainsi, les atomes ressentent l'effet d'un potentiel effectif moyenné suivant l'axe  $y$ .

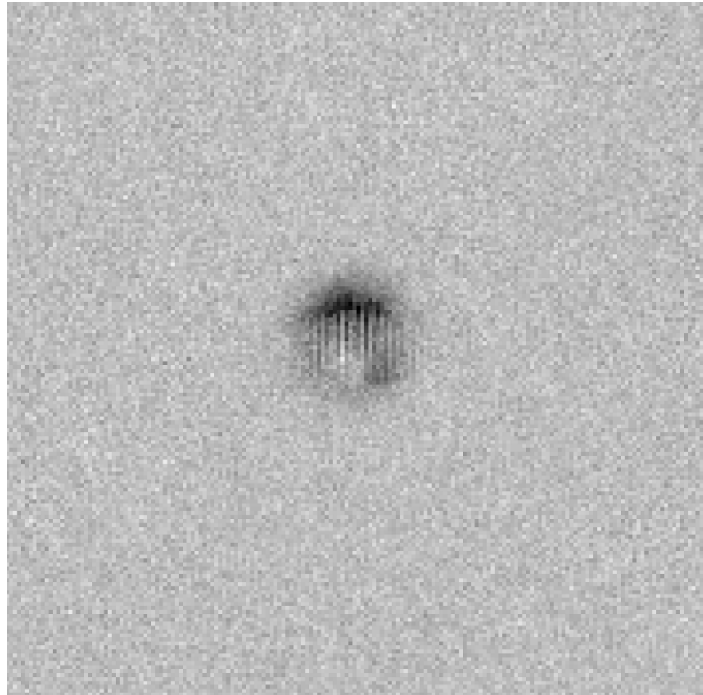


FIGURE 4.6 – Ombre de la figure d'interférence sur le nuage atomique. Ces images nous permettent de déterminer la position de la frange centrale et d'en déterminer la stabilité

Bien que cette méthode ne permette pas de corriger les instabilités de pointé du laser, en augmentant la taille du condensat, nous observons expérimentalement une meilleure reproductibilité du chargement du bi-piège. Ultérieurement, un asservissement en pointé du faisceau laser produisant le piège dipolaire Infra-Rouge pourrait être envisagé pour résoudre ce problème de fluctuations en position du condensat.

## 4.6 Caractérisation des fréquences des pièges

Pour déterminer les fréquences de piégeage de ces deux nouveaux pièges, nous avons cherché à déterminer leurs spectres d'excitation paramétrique[54]. Une fois les atomes chargés dans le piège, il s'agit de moduler sa constante de rappel. En effet, une modulation de la constante de rappel à une fréquence égale à deux fois la fréquence de piégeage entraîne un chauffage exponentiel du nuage[55].

Expérimentalement, nous modulons l'intensité du faisceau laser à une fréquence que l'on fait varier. Nous mesurons la température du nuage, après une modulation d'une durée de 1 s et un temps de vol de 5 ms, en fonction de la fréquence de cette modulation. Pour appliquer cette modulation, nous utilisons les MAOs au travers desquels passent les lasers. Nous modulons l'amplitude de l'onde RF envoyée par le driver vers le MOA à l'aide de deux générateurs de fonction (Agilent). Le premier produisant la rampe habituelle de chargement, le second, la modulation à la fréquence désirée. Les deux fonctions sont sommées via un sommateur électronique.

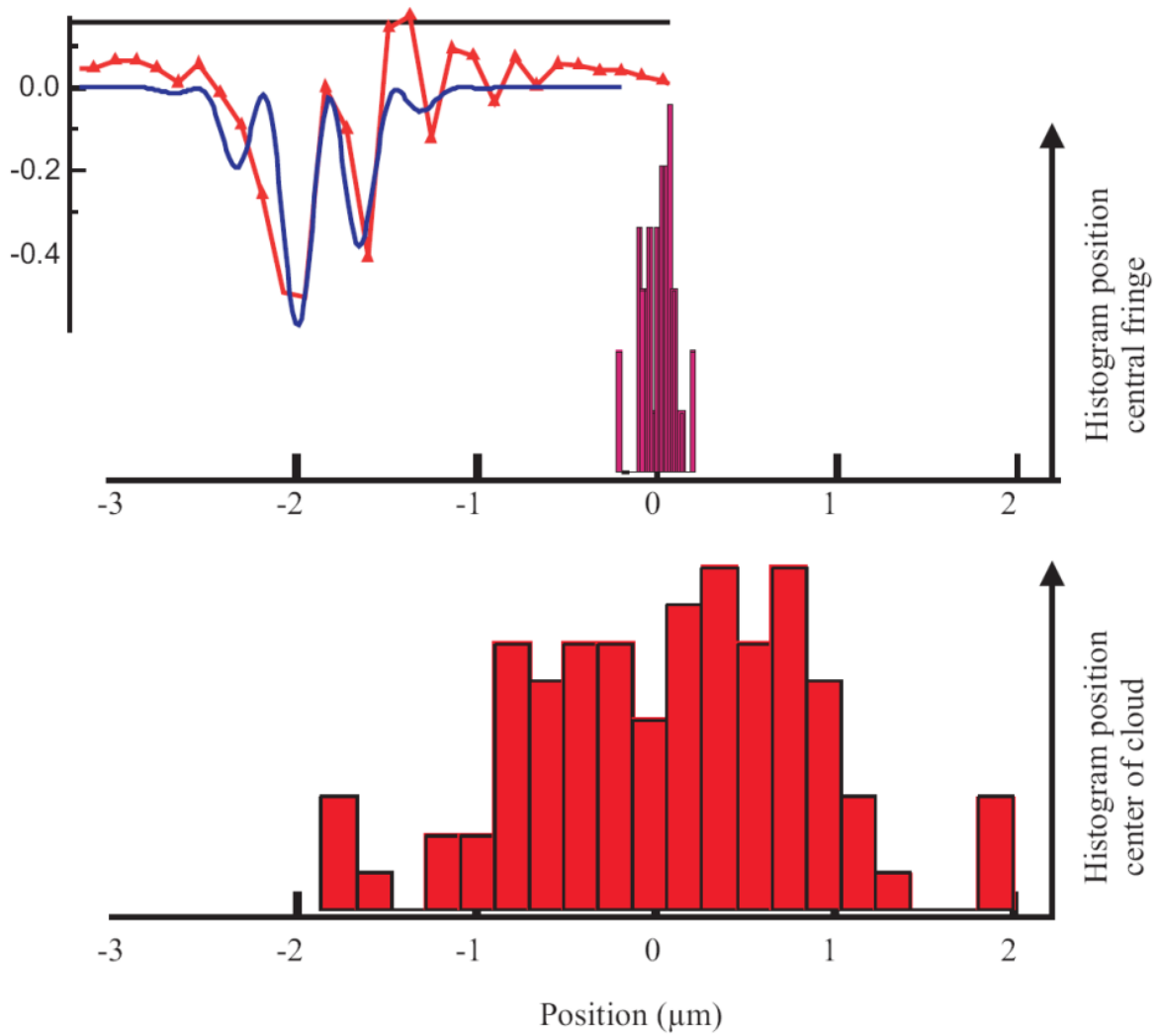


FIGURE 4.7 – Histogrammes représentants : a) une analyse statistique de la position de la frange centrale de la figure d'interférence, b) une analyse statistique de la position du condensat



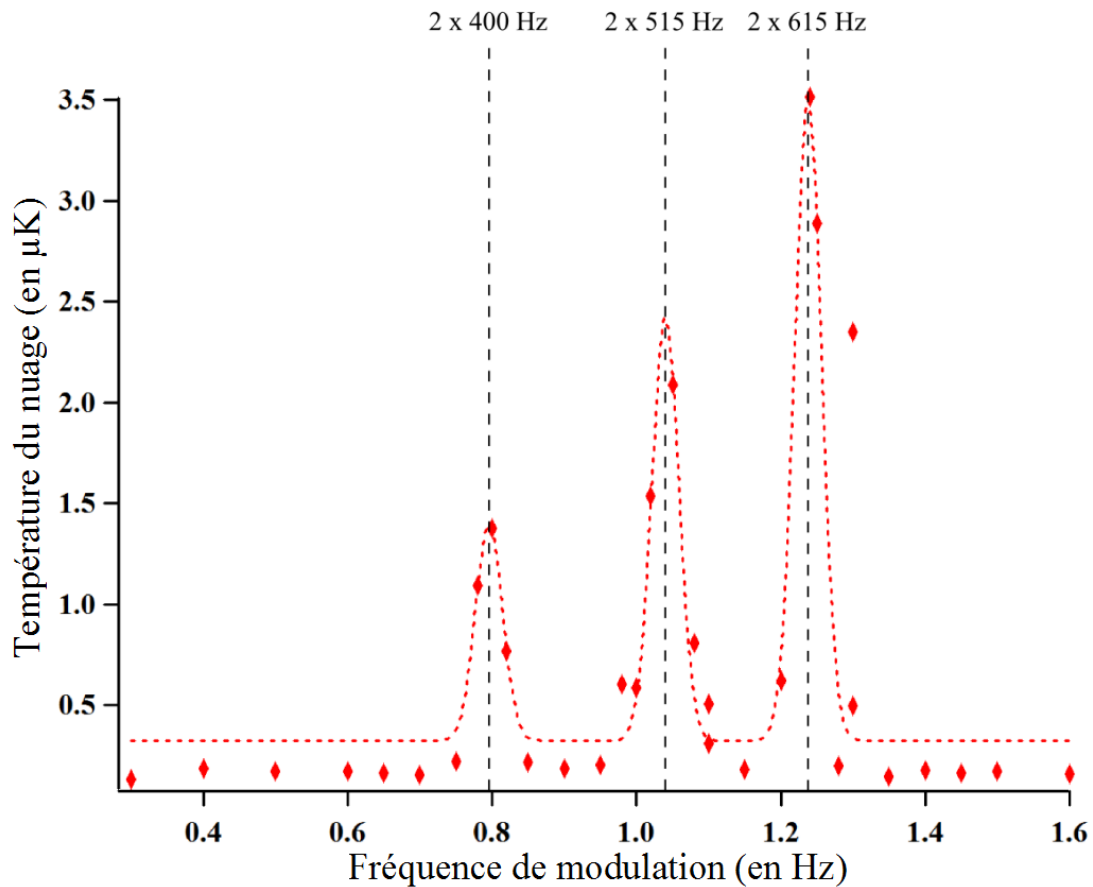


FIGURE 4.8 – Mesure des fréquences du piège Infra-Rouge par la méthode d'excitation paramétrique. Évolution de la température du nuage atomique en fonction de la fréquence de modulation de la profondeur du piège Infra-Rouge. La courbe en pointillé est un ajustement des données expérimentales par trois gaussiennes

### Mesure des fréquences du piège Infra-Rouge

Considérons tout d'abord le piège dipolaire produit uniquement par le faisceau laser Infra-Rouge focalisé. La figure 4.8 montre la température du nuage en fonction de la fréquence de modulation de la puissance de l'Infra-Rouge. On en déduit que les fréquences du nouveau piège dipolaire Infra-Rouge sont (515 ; 615 ; 400) Hz.

### Mesure des fréquences du piège produit par la superposition du double-piège et du piège Infra-Rouge

Pour cette mesure, nous utilisons la même méthode mais en superposant le double-piège au piège dipolaire Infra-Rouge. Au préalable, il est important de noter que le bi-piège est très peu confinant suivant l'axe  $x$ , on s'attend donc à ce que la fréquence de piégeage suivant cet axe soit fixée par le piège Infra-Rouge seul. En revanche, suivant l'axe  $z$ , on s'attend

à ce que la fréquence de piégeage du double-piège soit assez semblable à la fréquence du piège Infra-Rouge, les deux pièges intervenant de façon équivalente. Enfin, suivant l'axe  $y$  le double-piège, très confinant, impose la fréquence de piégeage.

Dans une première expérience, nous modulons la puissance des faisceaux verts. Notons que nous n'effectuons pas l'expérience à puissance de vert maximale. En effet, la fonction de transfert des drivers de modulateur acousto-optique ne permet pas de moduler la puissance laser pour des consignes trop élevées. La figure 4.9 (Triangles verts) présente le résultat de cette expérience. Nous observons un chauffage du nuage pour une fréquence de modulation de 5300 Hz. La fréquence maximale mesurée, de 2650 Hz, doit être pondérée par la puissance laser envoyée sur les atomes car  $\omega_i$  varie en racine de la puissance  $\sqrt{P}$  (voir partie 2.1). Pour l'expérience présentée ici la puissance laser totale est de 280 mW. La puissance à laquelle nous souhaitons travailler est de 360 mW. Nous estimons donc la fréquence de piégeage du double-piège à 3000 Hz suivant l'axe  $y$ .

Dans un second temps, nous modulons la profondeur du piège Infra-Rouge tandis que la puissance de vert est maximale : figure 4.9 (Losanges rouges). Nous en déduisons les fréquences du piège produit par la superposition du bi-piège et du piège Infra-Rouge : (500 ; 3000 ; 600) Hz. Suivant les axes  $x$  et  $z$ , les fréquences sont bien semblables à celles du piège Infra-Rouge. La fréquence suivant l'axe  $y$  est beaucoup plus importante.

A noter que nous pouvons encore augmenter la puissance de vert, jusqu'à environ 2,5 W. Il nous est donc possible d'augmenter la fréquence de piégeage suivant l'axe  $y$  jusqu'à 8000 Hz.

## 4.7 Caractéristiques du nuage

Après expansion, nous observons que la forme du nuage est très anisotrope. L'expansion du nuage atomique est plus importante suivant l'axe le plus confinant,  $y$ . Cette expansion anisotrope est caractéristique de la condensation [56]. Cela indique à la fois le caractère dégénéré du gaz en expansion ainsi que le fait que le confinement produit par le double-piège est très fortement anisotrope. Nous allons dans cette section déterminer les caractéristiques des deux nuages dans le double-piège en supposant deux condensats à trois dimensions. Nous discuterons ensuite de cette approximation : le confinement étant très fort suivant un axe, il est peut-être plus pertinent de considérer deux gaz 2D. Ce qui veut dire que le confinement suivant une des directions est suffisamment important pour geler le mouvement des atomes suivant cet axe.

Considérons un nuage, suffisamment froid pour être dégénéré, confiné dans un potentiel dipolaire. Quel que soit la dimensionnalité du système, les collisions restent décrites comme des processus de diffusion à trois dimensions car la taille caractéristique de confinement par le réseau,  $a_y = \sqrt{\frac{\hbar}{m_C r \omega_y}}$ , reste grande devant la longueur de diffusion  $a_S$ . Pour un gaz 3D, le profil de densité du nuage est un profil de Thomas-Fermi suivant les trois directions de l'espace [8].

$$n(x, y, z) = n_0 \left( 1 - \left( \frac{x}{R_x} \right)^2 - \left( \frac{y}{R_y} \right)^2 - \left( \frac{z}{R_z} \right)^2 \right) \quad (4.4)$$

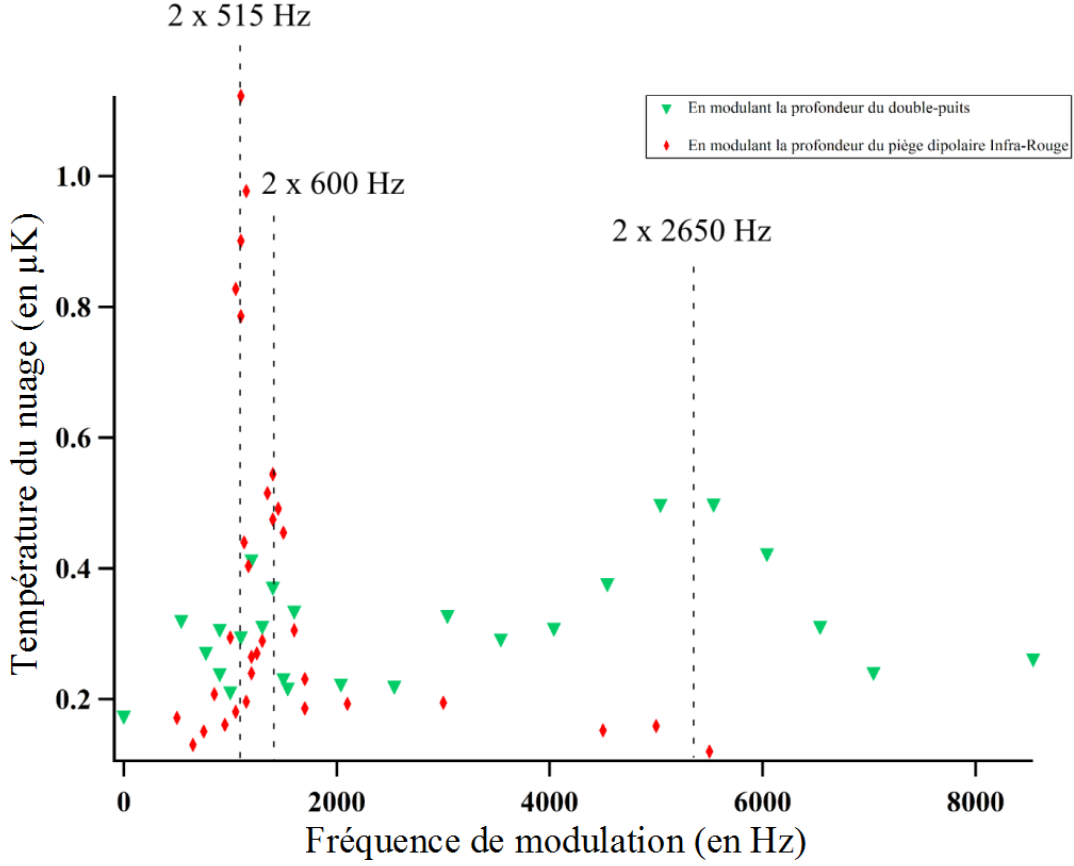


FIGURE 4.9 – Température du nuage en fonction de la fréquence de la modulation. Losange rouge : On module la profondeur du piège dipolaire Infra-Rouge, la profondeur du double-piège est maximale. Triangle vert : La profondeur du double-piège est modulée.

Où  $n_0$  est la densité maximale au centre du nuage,  $\mu$  le potentiel chimique et  $R_i$  le rayon de Thomas-Fermi suivant l'axe  $i$ .

Notons que pour que l'utilisation de l'approximation de Thomas-Fermi soit justifiée, le potentiel chimique du nuage,  $\mu$ , doit être grand ou au moins comparable à l'énergie de piégeage  $\hbar\omega_y$ . Dans le cas contraire, le profil de densité du nuage suivant l'axe  $y$  est modifié. En effet, dans la direction  $y$  de fort confinement, les interactions sont trop faibles par rapport à l'énergie de confinement pour déformer le profil de densité du nuage, qui reste gaussien car solution de l'oscillateur harmonique.

La condition  $\int n(\vec{r})d\vec{r} = N$ , nous permet d'exprimer le potentiel chimique en fonction du nombre d'atomes [8] :

$$\mu = \frac{\hbar\omega_{ho}}{2} \left( \frac{15Na_S}{a_{ho}} \right)^{2/5} \quad (4.5)$$

Où  $a_{ho} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_{ho}}}$  et  $\omega_{ho}$  est la moyenne géométrique des fréquences du piège.  $a_S$  est la longueur de diffusion qui caractérise les interactions de contact entre deux atomes interagissant

dans le potentiel moléculaire de spin total  $S$ . Les atomes étant initialement tous préparés dans l'état  $m_S = -3$ , c'est la longueur  $a_6$  qui intervient dans ce calcul. Pour  $N = 15000$ , le calcul donne une valeur du potentiel chimique de :  $\mu = h \times 6,6$  kHz.

Si on compare cette valeur à la fréquence de piégeage suivant l'axe le plus confinant on constate que :  $\mu \approx \hbar\omega_y$ . Nous en déduisons que le confinement n'est pas suffisant pour geler le mouvement des atomes suivant l'axe  $y$ . L'hypothèse, faite précédemment, que le condensat confiné par le double-piège est un nuage à trois dimensions est donc justifiée. Cela implique que notre système ne peut pas réellement être décrit comme un système à deux dimensions. On parle de régime quasi-2D. Dans le cadre de cette approximation, nous en déduisons les rayons de Thomas-Fermi du nuage :

$$R_x = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_x^2}} = 5.4 \mu\text{m} \quad (4.6)$$

$$R_y = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_y^2}} = 402 \text{ nm} \quad (4.7)$$

$$R_z = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_z^2}} = 6.4 \mu\text{m} \quad (4.8)$$

### Estimation de la profondeur du piège

Connaissant les fréquences de piégeage du double-piège, nous avons cherché à estimer la profondeur du piège. Pour un réseau à une dimension de pas  $d$ , elle s'exprime :

$$V_0 \sin^2 \pi \frac{y}{d} = V_0 \pi^2 \frac{y^2}{d^2} = \frac{1}{2} m \omega_y^2 y^2 \quad (4.9)$$

où  $V_0$  est la profondeur du piège,  $d = 4,2 \mu\text{m}$  est le pas du réseau à une dimension produit par l'interférence des deux faisceaux. Nous déduisons de l'équation 4.9 que la profondeur du double-piège est de :  $V_0 \approx 2 \mu\text{K}$ .

## 4.8 Observation d'interférences d'ondes de matière

Les atomes sont transférés dans le piège en 100 ms. Si les deux pièges (Infra-Rouge et Vert) sont alors relâchés brutalement, les deux nuages explosent et se superposent. Après un temps de vol de 5 ms, on peut observer des interférences entre les deux nuages relâchés. La figure 4.10 présente une image, typiquement prise dans ces conditions, qui présente bien des interférences d'ondes de matière.

C'est une preuve expérimentale que le chargement des atomes dans le double-piège produit bien deux condensats [57, 5]. Cependant, cette expérience est soumise aux mêmes instabilités de chargement décrites dans la partie 4.5.1. Si un des puits ne contient que peu d'atomes, il ne sera pas possible d'observer des interférences et, en pratique, on ne les observe effectivement pas pour chaque réalisation. Nous n'avons donc pas pu obtenir de données quantitatives quant à la phase relative entre les deux condensats [5, 52].

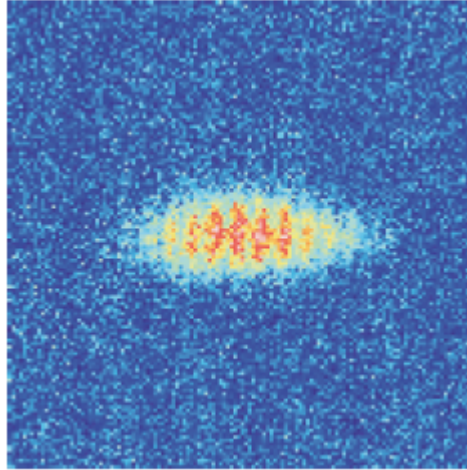


FIGURE 4.10 – Observation expérimentale d'interférences d'ondes de matière entre les deux condensats

#### 4.9 Procédure de préparation sélective d'un état Zeeman excité

Nous souhaitons préparer deux ensembles de  $N$  atomes de polarisations opposées. Un tel système pourrait nous permettre d'étudier plus avant les propriétés dipolaires du condensat de Chrome avec un système original de deux ensembles de spins en interaction.

En pratique, il s'agit de préparer sélectivement les atomes d'un seul des deux puits dans l'état Zeeman le plus énergétique  $m_S = +3$ , les atomes du second puits restant dans leur état fondamental,  $m_S = -3$ . Le champ étant orienté selon l'axe joignant les deux nuages ( $y$ ), le schéma 4.11 présente une vision simple de l'état que nous cherchons à atteindre.

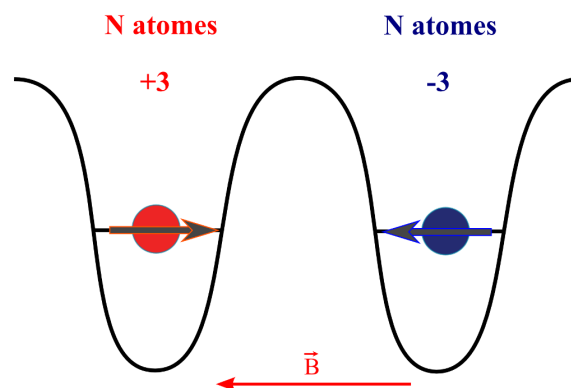


FIGURE 4.11 – Représentation schématique de la préparation d'état que nous cherchons à obtenir : deux nuages de polarisation opposée

### 4.9.1 Un gradient de champ magnétique

Tout d'abord, nous introduisons un décalage magnétique entre les deux puits. Pour cela nous appliquons un gradient de 10 G/cm suivant l'axe  $y$ . Ce gradient assure un écart en énergie magnétique de 10 kHz entre les atomes des deux puits,  $g\mu_B B_R - g\mu_B B_L = 10 \text{ kHz}$ , où  $B_R$  est le champ magnétique vu par les atomes dans le puits de droite et  $B_L$  celui vu par les atomes dans le puits de gauche.

Expérimentalement, le gradient de champ magnétique est produit en utilisant les bobines produisant le gradient du MOT. Un champ magnétique homogène, orienté suivant l'axe  $y$ , est produit par les bobines de compensation placées autour de l'enceinte. La fréquence de Larmor qui est associée à ce champ est d'environ 200 kHz.

### 4.9.2 Préparation de l'état

La présence de ce gradient de champ magnétique nous permet d'adresser indépendamment les atomes des deux différents puits. Un balayage RF dont la fréquence centrale est égale à la fréquence de Larmor associée au champ magnétique au niveau du puits de droite,  $B_R$ , permet de transférer sélectivement les atomes du puits de droite (par exemple) vers l'état  $m_S = +3$ . Cela reste vrai dans la mesure où la fréquence de Larmor du puits de gauche n'est pas atteinte.

#### Procédure expérimentale

Après formation du condensat dans le piège dipolaire non-recomprimé (voir 4.5.2), la puissance des faisceaux produisant le double-piège est augmentée en 100 ms. On transfère ainsi quasi-adiabatiquement les atomes dans le double-piège, produisant deux condensats séparés de  $4,2 \mu\text{m}$ . Chacun des puits contient en moyenne 5000 atomes. Le gradient de champ magnétique et le champ magnétique sont alors établis. Nous balayons ensuite la fréquence de l'onde RF appliquée aux atomes. Une procédure d'analyse Stern et Gerlach nous permet, enfin, de mesurer les populations dans les différents états Zeeman.

Expérimentalement, nous avons observé que dans ces conditions, la procédure de Stern et Gerlach induit une diminution du nombre d'atomes. En effet, cette procédure implique de laisser les atomes s'étendre dans le piège dipolaire horizontal pendant plusieurs dizaines de millisecondes. Le piège dipolaire non recomprimé n'est pas assez profond pour confiner les atomes pendant l'analyse Stern et Gerlach et ils s'échappent du piège. Dans le but d'augmenter la profondeur du piège avant la mesure, nous recomprimons celui-ci avant l'analyse.

La séquence expérimentale complète est présentée schématiquement figure 4.12.

#### Optimisation du balayage RF

Dans le cas de cette expérience, le balayage RF est convolué par une fonction gaussienne. Cette opération transforme le profil d'intensité temporel de l'onde RF qui devient une gaussienne, au lieu d'un créneau. Nous avons observé que cela a été déterminant pour parvenir à la préparation d'état voulue. En effet, l'allumage et l'extinction rapides de la RF induisent l'apparition de composantes élevées de fréquence qui empêchent une préparation d'état

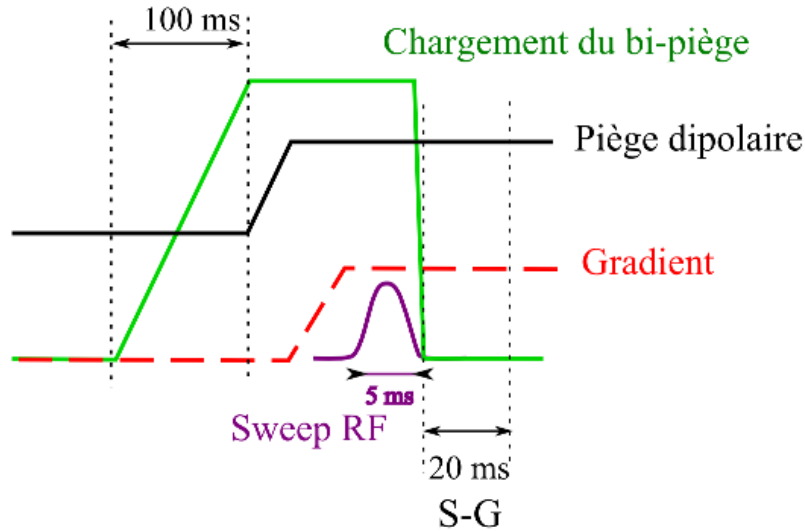


FIGURE 4.12 – Séquence expérimentale permettant de transférer 50% des atomes dans l'état  $m_S = +3$  tandis que les autres atomes restent dans l'état fondamental

spatialement sélective. L'utilisation de cette nouvelle rampe permet de supprimer ces composantes rapides.

Pour une amplitude de balayage de 30 kHz, un gradient de 28 MHz/cm (10 G/cm) et un champ magnétique statique de 200 kHz, la préparation d'état obtenue est présentée figure 4.13. Nous observons que nous sommes capables de préparer  $\approx 75\%$  des atomes dans l'état  $-3$ , à gauche de l'image, et  $\approx 25\%$  des atomes dans l'état  $+3$ , à droite. Comme nous le verrons dans la partie 6.2.3, notre système d'imagerie détecte moins bien les atomes dans les états magnétiques positifs (notamment  $m_S = +3$ ) que les atomes dans les états magnétiques négatifs. Nous interprétons donc l'image 4.13 comme présentant, en réalité, une situation où à peu près la moitié des atomes sont dans  $m_S = -3$  et l'autre moitié dans l'état  $m_S = +3$ .

### Une préparation d'état spatialement sélective

Bien que la procédure de Stern et Gerlach ne nous permette pas de connaître la position initiale des atomes, nous pensons que nous préparons bien les atomes d'un des puits dans l'état magnétique  $m_S = +3$ , sans affecter les atomes de l'autre puits qui restent dans  $m_S = -3$ .

Tout d'abord, la préparation d'état obtenue ici ne peut être observée par simple manipulation RF avec le Chrome. En effet, l'écart en énergie entre les différents états magnétiques dépend linéairement de  $m_S$ . Le simple fait que la population dans l'état  $m_S = 0$  soit nulle montre que seul un des puits a été affecté par l'onde RF. Tous les atomes de ce puits ont été transférés dans l'état  $m_S = +3$  tandis que les atomes du second puits n'ont pas été affectés. Dans le cas contraire, on observerait une répartition des atomes dans tous les états Zeeman, et en particulier, dans l'état  $m_S = 0$ . En effet, une impulsion  $\frac{\pi}{2}$  de RF ne prépare pas les atomes dans une superposition des états  $m_S = -3$  et  $m_S = +3$ , mais dans une superposition de tous les états  $m_S$ , avec en particulier  $\approx 30\%$  des atomes dans  $m_S = 0$ .

Nous en déduisons donc que nous sommes bien en mesure d'affecter sélectivement l'état des atomes d'un des puits.

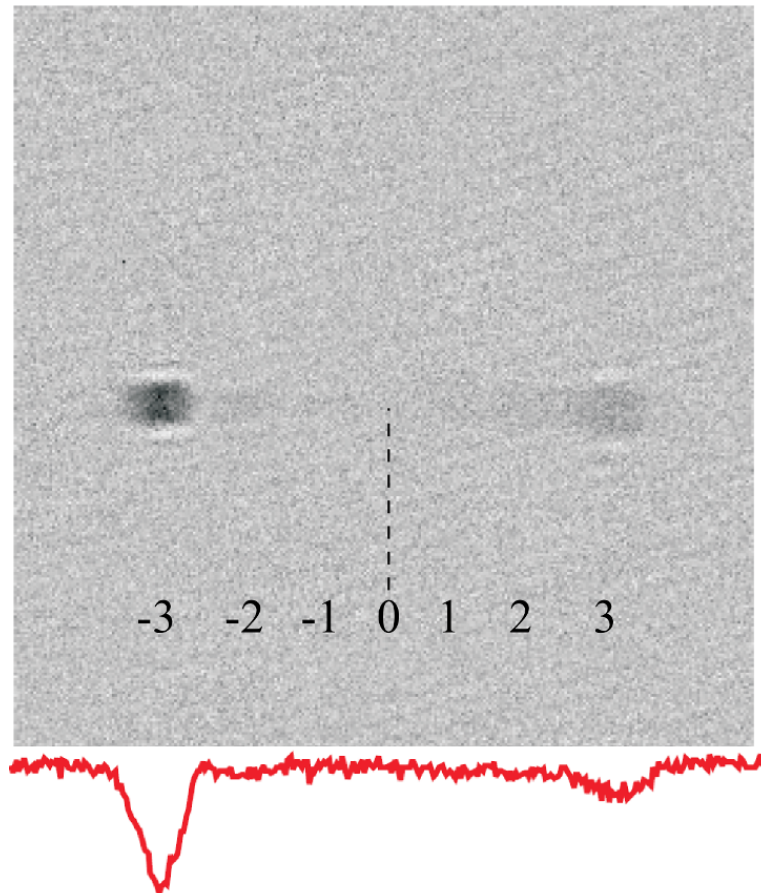


FIGURE 4.13 – Image obtenue par analyse Stern et Gerlach montrant la préparation de deux nuages d'atomes de polarisations opposées. Nous associons la différence de signal entre le puits de gauche et le puits de droite à un problème d'imagerie que nous détaillerons dans la partie 6.2.3. En effet, comme nous le verrons, nous détectons moins efficacement les atomes dans les états magnétiques de  $m_S$  positifs.

Le système obtenu au terme de cette préparation d'état est composé de deux condensats dans des états de spin de polarisation opposée. D'après nos estimations, le couplage dipolaire entre deux nuages séparés de  $4,2 \mu\text{m}$  est de l'ordre de 10 Hz. Nous espérons donc pouvoir étudier la dynamique d'évolution d'un tel système, composé de deux spins géants. Nous présentons les détails et résultats de cette expérience dans le chapitre 9.





# Une nappe de lumière et une imagerie verticale

## 5.1 Motivations

Dans certains matériaux magnétiques, la formation de domaines magnétiques a été observée. Le système se divise en domaines de magnétisation uniforme, les dipôles tous alignés suivant la même direction. Ce phénomène devient favorable énergétiquement à une température inférieure à la température de Curie. La température de Curie est la température de transition entre un régime où les atomes s'orientent aléatoirement et un régime où ils s'alignent les uns avec les autres en formant des domaines[58].

Récemment, ce phénomène a également été observé dans des condensats spinoriels [59, 60, 61]. Ce sont des gaz dégénérés qui présentent un degré de liberté de spin comme le Chrome dans un piège optique dipolaire. Dans le cas du Chrome, la question de savoir si les spins s'organisent spatialement en zones de magnétisation constante à bas champ magnétique reste ouverte. Nous avons conçu une expérience pour tenter de répondre à cette question.

Pour cette étude nous avons opté pour la mise en place d'un nouveau piège très fortement confinant suivant un axe. Ce confinement doit être suffisamment important pour geler le degrés de liberté de spin suivant un axe et suffisamment faible suivant un autre pour permettre la formation de domaines de spin.

Le choix d'un confinement 2D est motivé par plusieurs raisons. Tout d'abord, l'observation de domaines de spin implique d'imager les atomes à l'aide d'une imagerie in situ, sensible aux différents états de spin. L'utilisation d'un tel piège avec une imagerie selon l'axe de fort confinement permet de révéler la présence de domaines de spin en supprimant une éventuelle intégration sur des domaines différents. Par ailleurs, le nuage doit être suffisamment large dans le plan perpendiculaire à l'imagerie pour permettre la formation de domaines. Enfin, d'un point de vue théorique, il est plus facile de simuler un système à deux dimensions qu'à trois.

Dans ce chapitre, nous décrirons la mise en place d'un nouveau piège quasi-2D produit

par une nappe de lumière et celle d'une nouvelle imagerie verticale.

## 5.2 Mise en place d'une nappe de lumière

Nous allons décrire dans cette section la mise en place d'une nappe de lumière. Cette nappe de lumière induit un très fort confinement suivant l'axe  $z$ . Nous décrirons les critères que doit respecter le piège pour permettre l'observation de domaines de spin. Nous argumenterons les raisons du choix d'un piège dipolaire et nous donnerons les principales caractéristiques du piège, déterminées expérimentalement.

### 5.2.1 Choix des fréquences de piégeage

#### Conservation de la densité

L'état fondamental d'un condensat dipolaire de Chrome est ferromagnétique en présence d'un champ magnétique externe. Tous les spins sont alignés suivant l'axe défini par ce champ magnétique. En l'absence de champ magnétique externe, on observe une dépolarisation du nuage. En principe, la dépolarisation se produit quand le champ magnétique produit par les atomes eux-mêmes devient supérieur au champ magnétique externe. La magnétisation est alors libre. Ainsi, le condensat, initialement polarisé dans l'état  $m_S = -3$  peut se dépolariser lorsque le champ magnétique externe devient suffisamment petit [27].

Expérimentalement, l'équipe a observé ce processus de dépolarisation. Il est énergétiquement autorisé lorsque l'écart en énergie Zeeman entre deux niveaux magnétiques consécutifs ( $\Delta_{Zee} = g\mu_B B$ ) devient comparable à l'écart en énergie entre un système de deux particules interagissant dans le potentiel moléculaire de spin total  $S = 6$  et un système de deux particules interagissant dans le potentiel moléculaire  $S = 4$ .

$$g\mu_B B_C = \frac{4\pi\hbar^2}{m}(a_6 - a_4)n_0 \quad (5.1)$$

Ces expériences à champ faible sont très difficiles et notre contrôle du champ magnétique ne nous permet pas d'atteindre des valeurs du champ inférieures à quelques centaines de microgauss. Nous voulons donc que la valeur de  $B_C$  reste de l'ordre de celle observée dans le piège dipolaire Infra-Rouge.

Le champ critique  $B_C$  dépend de la densité moyenne  $n_0$ , elle-même dépendant de la moyenne géométrique des fréquences du piège  $\omega_{ho} = (\omega_x \times \omega_y \times \omega_z)^{\frac{1}{3}}$ . Nous avons donc choisi les fréquences de piégeage du nouveau piège de façon à ce que leur moyenne géométrique soit égale à la moyenne géométrique des fréquences du piège dipolaire Infra-Rouge.

#### Dimensions des nuages

Afin de pouvoir observer des domaines de spin, la longueur de cicatrisation de spin est le paramètre pertinent pour évaluer la taille minimale du nuage atomique. Cette longueur, associée aux interactions dépendantes du spin, caractérise la distance typique nécessaire à la fonction d'onde de spin du condensat pour s'adapter à une variation spatiale rapide du potentiel de piégeage. Il s'agit donc de la distance minimale entre deux domaines de spin.

Elle définit ainsi la taille des plus petits domaines de spin pouvant se former. Les interactions de contact fixent sa valeur, donnée par l'expression :

$$\xi_S = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2mc_2n}} \quad (5.2)$$

où  $m$  est la masse,  $n$  la densité moyenne, et  $c_2$  est un coefficient égal à  $\frac{4\pi\hbar}{3m}(a_6 - a_4)$  pour un atome de spin 3. Où  $a_6$  et  $a_4$  sont respectivement les longueurs de diffusion associées à une collision dans le potentiel moléculaire  $S = 6$  et  $S = 4$ . Pour une densité de  $3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  (densité typique du condensat), on estime la longueur de cicatrisation de spin à  $\xi_S = 3 \times 10^{-6} \text{ m}$ .

Ainsi, pour que le spin soit gelé suivant l'axe d'imagerie, c'est-à-dire que l'état de spin des atomes ne change pas sur tout le trajet du faisceau d'imagerie au travers du nuage, la taille du condensat suivant cet axe ne doit pas excéder  $\xi_S$ . En revanche, dans le plan perpendiculaire, la taille du nuage doit être grande devant cette longueur de façon à pouvoir observer des domaines de spin.

### 5.2.2 Un confinement 1D

Un tel confinement peut être obtenu en utilisant diverses techniques. Ce type de confinement implique que les degrés de liberté spatiaux soient gelés suivant une direction de l'espace. Le condensat peut donc être décrit comme un gaz à deux dimensions. L'équipe de Ketterle rapporte, en 2001, la première démonstration expérimentale de la production d'un condensat en régime 2D [62]. Pour cette expérience, le confinement est assuré par un piège dipolaire. Le mode du faisceau est mis en forme, à l'aide de lentilles cylindriques, de façon à ce que le waist du faisceau soit très faible suivant la direction verticale. Ce type de géométrie assure un confinement très fort suivant cet axe. Le caractère anisotrope du piégeage est observé après temps de vol. En effet, le nuage explose beaucoup plus rapidement dans la direction où le confinement est plus fort [56].

Un grand nombre d'autres méthodes ont vu le jour depuis lors. Un potentiel de piégeage sinusoïdal suivant une direction peut permettre d'atteindre ce régime. Ce potentiel est produit expérimentalement par l'interférence de deux ondes laser qui forment un réseau optique à une dimension. Comme nous l'avons vu dans la partie 4.1, l'angle entre les deux faisceaux définit l'interfrange de la figure d'interférence et donc le pas du réseau optique. C'est donc une technique très flexible. Dans [52], deux faisceaux lasers, interférant avec un petit angle, créent un potentiel de piégeage qui permet de répartir dans deux "crêpes" les atomes du condensat. Plus simplement, deux faisceaux contra-propageants suffisent à induire un fort confinement 1D [63].

Il est également possible d'utiliser un laser présentant un mode transverse semblable à un mode de Hermite-Gauss  $\text{TEM}_{01}$ . Si le laser est désaccordé vers le bleu d'une transition atomique, les atomes sont attirés vers les zones où l'intensité est minimale et les atomes sont confinés entre les deux plans lumineux [64]. Enfin, ce type de confinement peut être obtenu à l'aide d'un piège habillé par la RF [65].

## Une nappe de lumière

Parmi les différentes manières de produire le confinement souhaité, nous avons opté pour la mise en place d'une nappe de lumière. Nous l'avons choisi pour sa simplicité. En effet, elle permet d'atteindre les objectifs que nous nous sommes fixés en évitant l'achat d'un nouveau laser ou des développements techniques lourds. Nous utilisons un faisceau laser, hors résonance, mis en forme de telle sorte qu'il ait une forme elliptique. Ses waists suivant la verticale ( $z$ ) et l'horizontale ( $y$ ) étant très différents, un tel faisceau peut produire le confinement anisotrope recherché.

## Détermination des waists

Nous avons choisi de travailler avec un laser à 532 nm. Comme nous l'avons vu dans la partie 2.1, le calcul du déplacement lumineux de l'état fondamental du Chrome dépend de la puissance  $P$  de l'onde, de sa longueur d'onde, des waists du faisceau et de sa polarisation. Le calcul prend en compte les couplages entre l'état fondamental et tous les états excités, principalement  ${}^7P$  de la structure fine du Chrome.

Considérons un faisceau laser elliptique, à 532 nm, d'une puissance de 1 W, de polarisation linéaire et focalisé sur les atomes avec des waists de  $w_y = 40 \mu\text{m}$  et  $w_z = 10 \mu\text{m}$ . Au point de focalisation du faisceau où l'intensité est maximale, le déplacement induit par un tel faisceau sur l'état fondamental du système ( ${}^7S_3, |m_S = -3\rangle$ ) est de  $\Delta E = 1.2 \text{ MHz} \times h$ . Cette valeur nous permet de déterminer la profondeur théorique du piège en unité de température :  $U(0,0,0) = U_{\text{nappe}} = k_B \times 57 \mu\text{K}$  qui ont une température de l'ordre de la centaine de nanoKelvin.

Cette profondeur est amplement suffisante pour piéger les atomes du condensat.

## Estimation des fréquences de piégeage

Connaissant ces paramètres, nous allons déterminer les caractéristiques du nuage atomique dans ce piège. Tout d'abord, nous faisons l'hypothèse que le piège est harmonique. Cette approximation est justifiée car la température des atomes est très faible devant la profondeur du piège. Le potentiel de piégeage s'exprime de la façon suivante au voisinage du point de focalisation :

$$U(x, y, z) = U_{\text{nappe}} \left( e^{-\frac{2y^2}{w_y^2}} \times e^{-\frac{2z^2}{w_z^2}} \times \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{x^2}{z_R^2}}} \right) \quad (5.3)$$

$$\approx U_{\text{nappe}} \left( 1 - 2 \left( \frac{y}{w_y} \right)^2 - 2 \left( \frac{z}{w_z} \right)^2 - \frac{x^2}{2z_R^2} \right) \quad (5.4)$$

où  $z_R$  est défini comme suit :  $\frac{1}{z_R} = \frac{1}{z_{Ry}} + \frac{1}{z_{Rz}}$  avec  $z_{Ri}$  est la longueur de Rayleigh du faisceau gaussien suivant l'axe  $i$ . Dans le cadre de l'approximation harmonique, nous en déduisons l'expression des fréquences de piégeage théoriques, suivant les trois axes, au waist du faisceau :

$$\omega_x = \sqrt{U_{Nappe}/mz_R^2} = 25 \text{ Hz} \quad (5.5)$$

$$\omega_y = \sqrt{4U_{Nappe}/m\omega_y^2} = 750 \text{ Hz} \quad (5.6)$$

$$\omega_z = \sqrt{4U_{Nappe}/m\omega_z^2} = 3000 \text{ Hz} \quad (5.7)$$

Notons que la moyenne géométrique des fréquences de ce piège est de : 390 Hz. Rappelons que les fréquences de piégeage du piège dipolaire Infra-Rouge recomprimé sont de : (270, 520, 380), ce qui donne une moyenne géométrique de : 380 Hz. La densité est bien conservée d'un piège à l'autre, de même que le champ magnétique critique,  $B_C$ , auquel se produit le processus de dépolarisation (voire 5.2.1).

### Estimation des rayons de Thomas-Fermi du nuage atomique

Pour déterminer les rayons de Thomas-Fermi du nuage, il faut tout d'abord déterminer la dimensionnalité du nuage atomique dans le piège. En effet, considérons le cas où le confinement est suffisamment important pour geler le mouvement des atomes suivant une direction. Dans cette direction, l'énergie d'interaction entre les atomes n'est plus dominante devant l'énergie cinétique. L'approximation de Thomas-Fermi n'est plus valable. Le profil de densité du nuage, suivant cet axe est donc uniquement fixé par le confinement. Le nuage est de dimensionnalité 2D. Le critère permettant de caractériser ce régime de confinement est :  $\mu \ll \hbar\omega$ .  $\mu$  est le potentiel chimique, c'est-à-dire l'énergie nécessaire à l'ajout d'une particule dans le système.

Comme dans la partie 4.7, nous supposons que le nuage est tridimensionnel. Nous en déduisons le potentiel chimique,  $\mu$ , et les trois rayons de Thomas-Fermi du nuage :  $R_x$ ,  $R_y$  et  $R_z$  pour un nombre d'atomes  $N = 15000$ .

$$\mu = \frac{\hbar\omega_{ho}}{2} \left( \frac{15Na_S}{a_{ho}} \right)^{2/5} = h \times 4 \text{ kHz} \quad (5.8)$$

$$R_x = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_x^2}} = 47 \text{ } \mu\text{m} \quad (5.9)$$

$$R_y = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_y^2}} = 1.6 \text{ } \mu\text{m} \quad (5.10)$$

$$R_z = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_z^2}} = 400 \text{ nm} \quad (5.11)$$

La comparaison entre la valeur de la fréquence de piégeage suivant l'axe le plus confinant et le potentiel chimique montre que :  $\mu \approx \hbar\omega_z$ . Nous en déduisons que le confinement n'est pas suffisant pour geler le mouvement des atomes suivant l'axe z. L'hypothèse, faite précédemment, que le condensat confiné par la nappe de lumière est un nuage à trois dimensions est donc valide.

Par ailleurs, comparons les rayons de Thomas-Fermi estimés à la longueur de cicatrisation de spin  $\xi_S = 3 \times 10^{-6} \mu\text{m}$ . La taille du nuage atomique suivant l'axe  $z$  est très inférieure à  $\xi_S$ . Le spin est donc complètement gelé suivant cet axe. Par ailleurs, la taille du condensat suivant l'axe  $x$  est largement supérieur à  $\xi_S$ . Nous devrions donc être en mesure d'observer des domaines de spin suivant cet axe.

### 5.2.3 Dispositif expérimental

Le faisceau utilisé est issu d'un laser Verdi à 532 nm. La puissance laser qui arrive sur les atomes est contrôlée par un Modulateur Acousto-Optique (MAO), à une fréquence de 80 MHz. En sortie du MAO, un télescope, formé de deux lentilles sphériques de focales -50 mm et 200 mm, augmente la taille du faisceau d'un facteur 4. Puis le faisceau traverse deux lentilles cylindriques (indiquées  $L_{C1}$  et  $L_{C2}$  sur la figure 5.1) de focales -40 mm et 150 mm. Ces deux lentilles forment un télescope qui n'agira que sur le waist du faisceau suivant l'axe  $z$ , le waist du faisceau suivant le second axe restant inchangé. Les waists finaux, mesurés après ces lentilles,  $L_{C1}$  et  $L_{C2}$ , sont de :  $w_y = 1170 \mu\text{m}$  et  $w_z = 4550 \mu\text{m}$ .

Le faisceau est alors monté à la hauteur du hublot de l'enceinte expérimentale par un périscope. Le schéma de principe du périscope est présenté figure 5.1. Le miroir supérieur de celui-ci est, en réalité, un cube polariseur. Il est orienté de telle sorte que, si la polarisation du laser est linéaire et horizontale, l'intensité laser est totalement réfléchi par le cube. Une lame demi-onde, placée avant le périscope, nous permet de contrôler cette polarisation.

Le faisceau traverse ensuite une lentille de focale 250 mm qui se trouve à 200 mm du condensat et focalise le faisceau sur celui-ci. Les waists au point de focalisation de cette lentille, mesurés au préalable à l'aide d'une caméra, sont de :  $w_y = 40 \mu\text{m}$  et  $w_z = 11 \mu\text{m}$ . Si le faisceau est correctement focalisé sur les atomes, il s'agit des waists du faisceau au niveau du nuage atomique. Le montage expérimental est présenté figure 5.1.

#### Mise en forme du faisceau

Avant d'envoyer le faisceau sur les atomes nous avons procédé à sa caractérisation. Au cours de cette étape, nous avons observé que, tout d'abord, les axes des deux lentilles cylindriques doivent être parfaitement alignés. Dans le cas contraire, le faisceau est très déformé. Puis, nous avons découvert que la position des lentilles du télescope cylindrique l'une par rapport à l'autre est très importante pour confondre les plans de focalisation suivant  $y$  et  $z$ . Nous avons donc placé la lentille  $L_{C2}$  sur translation et déplacé celle-ci jusqu'à ce que le faisceau focalise au même point suivant les deux directions. La figure 5.2 montre la forme finale du faisceau, après une lentille de 250 mm, au point de focalisation des deux axes.

### 5.2.4 Caractérisation expérimentale du piège

#### Adiabaticité du transfert

Le transfert des atomes du piège Infra-Rouge vers la nappe doit être adiabatique pour conserver le condensat tout au long de la séquence. Dans le cas contraire, le transfert entraîne l'excitation du condensat et le chauffage du nuage. En pratique, la séquence consiste à

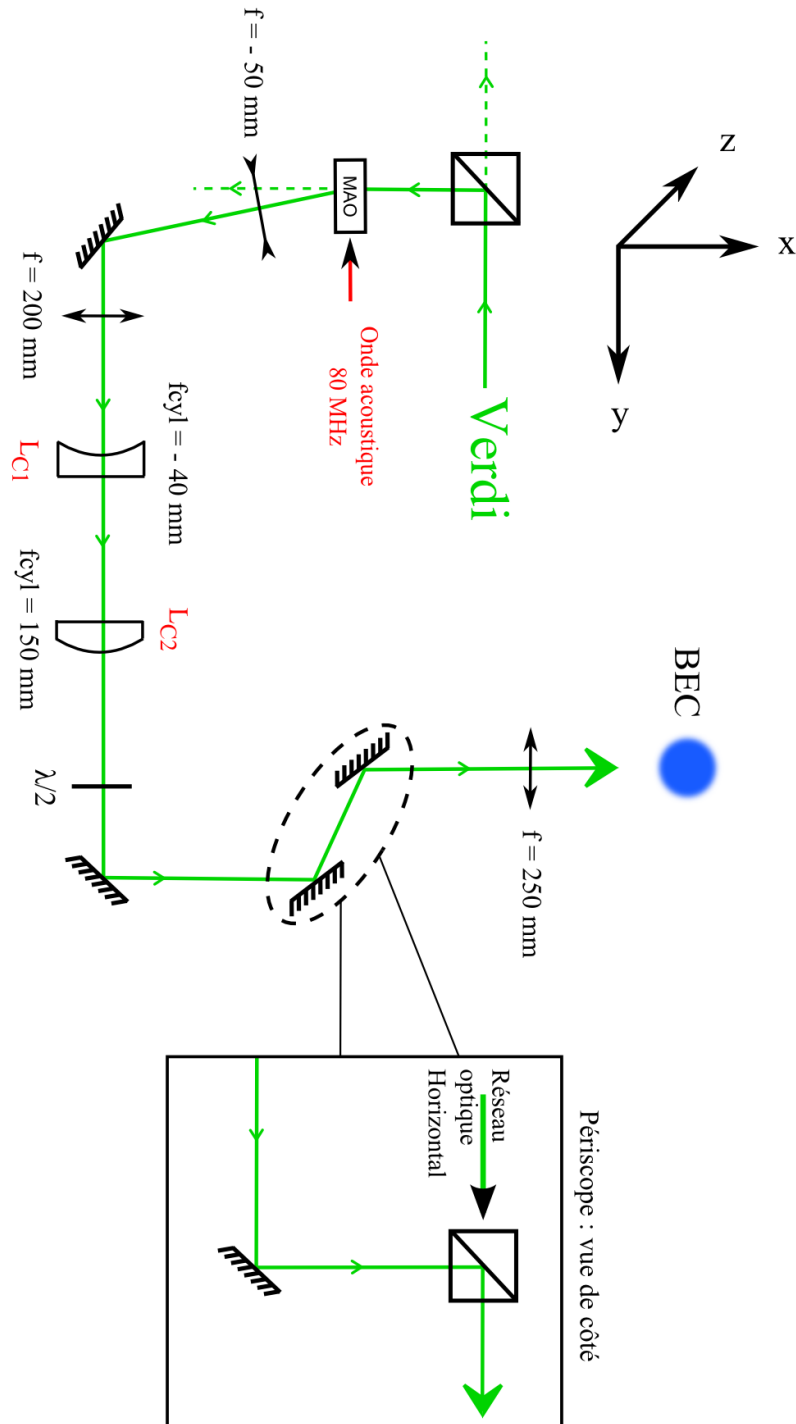


FIGURE 5.1 – Montage expérimental permettant la mise en forme du faisceau laser produisant la nappe de lumière.



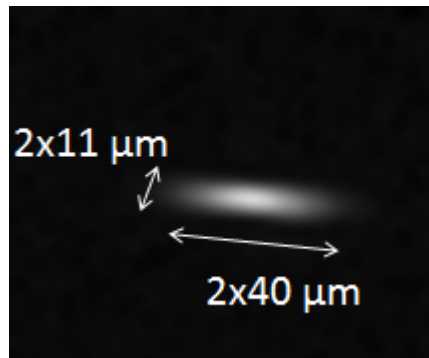


FIGURE 5.2 – Après optimisation : Coupe du faisceau, perpendiculairement à l’axe de propagation

augmenter progressivement l’intensité du faisceau laser produisant la nappe, en un temps  $T_1$ . L’intensité du faisceau laser Infra-Rouge est alors diminuée en un temps  $T_2$ .

Ces temps  $T_1$  et  $T_2$  ont été optimisés expérimentalement. La séquence est présentée figure 5.3. L’expérience consiste à mesurer la température du nuage après le transfert des atomes dans le nouveau piège par imagerie par temps de vol (temps de vol de 5 ms). Nous observons, pour un temps  $T_1$  de 200 ms et un temps  $T_2$  de 400 ms, un nuage très faiblement chauffé. Nous montrons figure 5.4 une image par absorption du nuage après cette séquence.

La température du nuage est de l’ordre de 200 nK ce qui est inférieur à la température critique de condensation. De plus, remarquons la forme très asymétrique du nuage. Cette expansion asymétrique est caractéristique d’un condensat de Bose placé dans un piège anisotrope où la densité est beaucoup plus importante suivant un axe[66] : l’expansion du nuage est plus rapide suivant l’axe où le confinement est plus important[56].

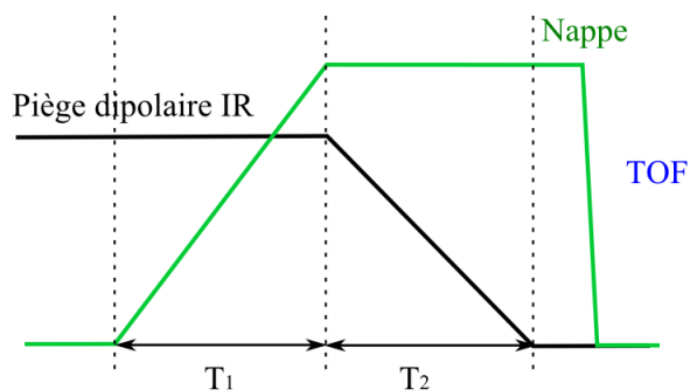


FIGURE 5.3 – Séquence de transfert des atomes du piège dipolaire Infra-Rouge vers la nappe de lumière

Le piège produit par la nappe de lumière est effectivement très anisotrope et le nuage ne subit quasiment pas de chauffage lors du transfert d’un piège à l’autre : le transfert est quasi-adiabatique.

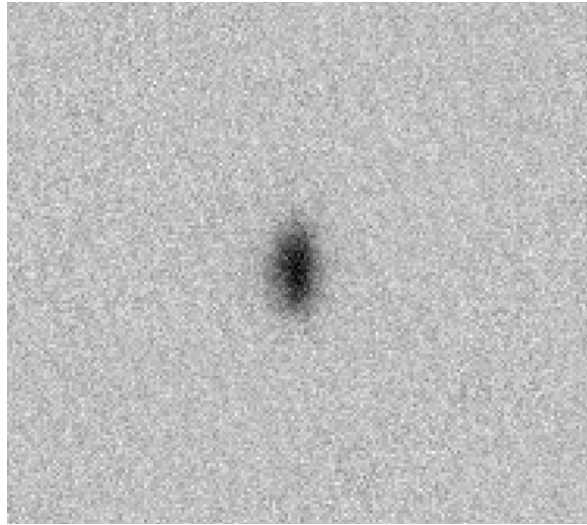


FIGURE 5.4 – Image du condensat après un temps de vol de 5 ms. Les atomes ont été préalablement transférés dans le piège produit par la nappe de lumière

### Mesure des fréquences de piégeage

Comme indiqué plus haut, la mesure des fréquences de piégeage nous donne accès à une estimation des rayons de Thomas-Fermi du condensat dans le piège. Supposons que le piège soit harmonique, en utilisant la méthode des oscillations paramétriques décrite dans la partie 4.6, nous avons mesuré ses fréquences de piégeage. Nous avons vu qu'une modulation de la profondeur du piège à une fréquence égale à  $2\omega_i/2\pi$  (où  $\omega_i/2\pi$  est la fréquence de piégeage suivant l'axe  $i$ ) induit une augmentation de la température du nuage. Nous étudions donc la température du nuage atomique en fonction de la fréquence à laquelle nous modulons la profondeur du piège.

Les atomes sont transférés dans le piège quasi-2D comme décrit précédemment (voir figure 5.3). Rappelons que cette mesure n'est pas faite à puissance maximale, la puissance du faisceau laser produisant la nappe est de 0,9 W au lieu de  $P_{max} = 1$  W. On mesure alors la température du nuage en fonction de la fréquence de modulation. Les figures 5.5 et 5.6 présentent les résultats de cette expérience pour les trois axes du piège. Les fréquences de piégeage expérimentales mesurées sont renormalisées par la puissance ( $\omega_i \propto \sqrt{P}$ ) et on en déduit les fréquences à puissance maximale :

$$\omega_x = 2\pi \times 17 \text{ Hz} \quad (5.12)$$

$$\omega_y = 2\pi \times 890 \text{ Hz} \quad (5.13)$$

$$\omega_z = 2\pi \times 2,6 \text{ kHz} \quad (5.14)$$

### Détermination expérimentale des rayons de Thomas-Fermi

Comme dans la section 4.7, nous supposons que l'approximation de Thomas-Fermi est valable pour les trois directions de confinement. Pour un gaz 3D, on détermine le potentiel

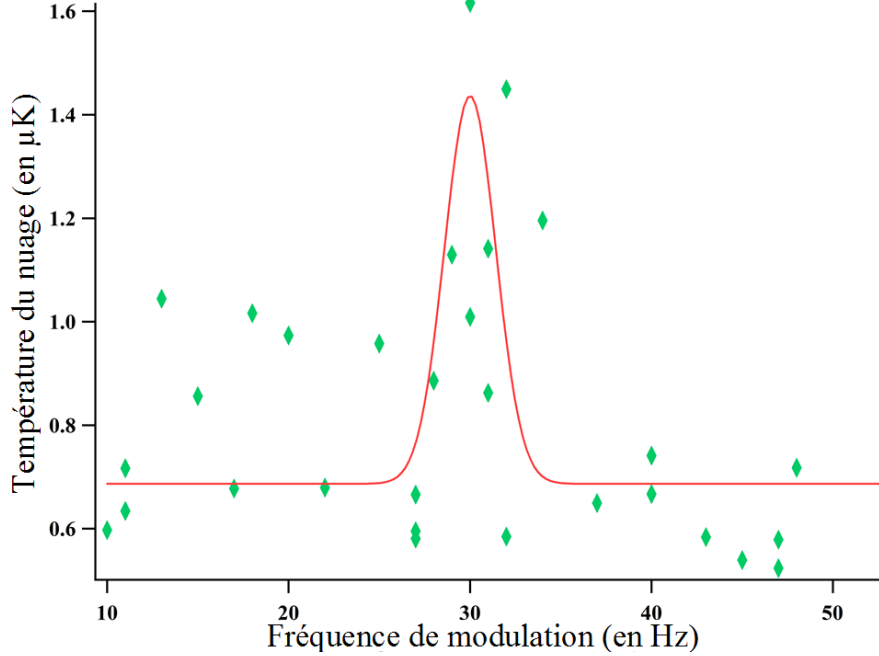


FIGURE 5.5 – Mesure de la fréquence de piégeage du piège 2D suivant l’axe  $x$  par la méthode des oscillations paramétriques. On observe ici la température du nuage en fonction de la fréquence de modulation. Les données sont ajustées à l’aide d’une gaussienne (ligne rouge).

chimique à partir des fréquences de piégeage mesurées :  $\mu_{exp} \approx h \times 3$  kHz. Le potentiel chimique est donc du même ordre de grandeur que  $\hbar\omega_z$ . Ainsi, le confinement n’est pas purement 2D, mais plutôt quasi-2D. Il est donc suffisant de traiter le système comme un nuage à trois dimensions. On en déduit les rayons de Thomas-Fermi du nuage :

$$R_x = 1,3 \mu\text{m} \quad (5.15)$$

$$R_y = 70 \mu\text{m} \quad (5.16)$$

$$R_z = 430 \text{ nm} \quad (5.17)$$

### Stabilité du piège

Une étude de la stabilité du chargement a été menée. Nous analysons 20 images du condensat chargé dans la nappe après un temps de vol de 5 ms, pour des conditions initiales identiques. Les histogrammes 5.7 présentent les instabilités de la température et du nombre d’atomes pour cette série de données.

Il s’agit d’une étude préliminaire qui a été poursuivie dans le cadre de la Thèse de Bruno Naylor. L’équipe a depuis confirmé que le chargement des atomes est très sensible à la position de la dernière lentille de focalisation (voir figure 5.1) et aux effets thermiques pouvant survenir dans les modulateurs acousto-optiques. Il est donc impératif de refaire ces réglages d’un jour à l’autre.

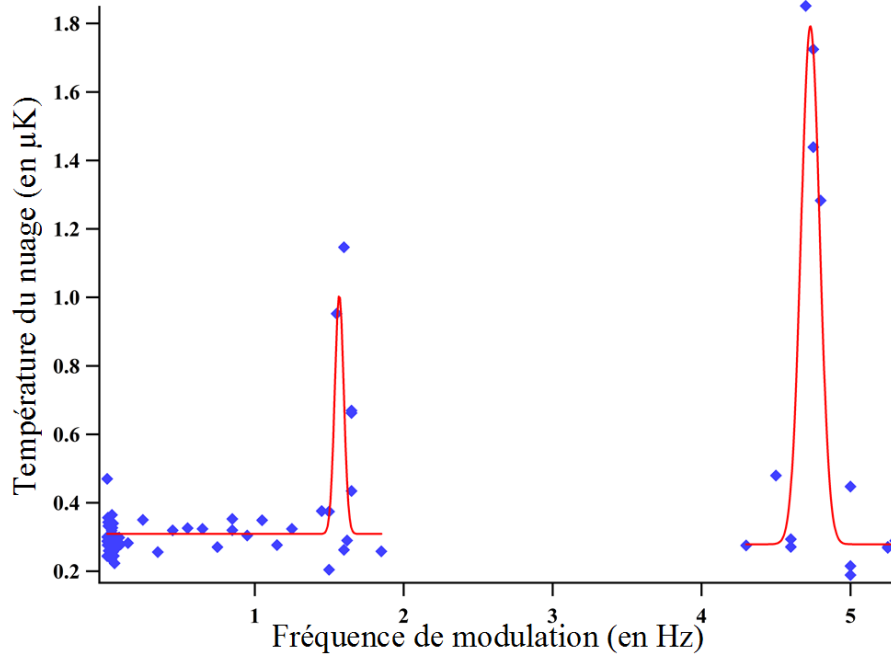


FIGURE 5.6 – Mesure des fréquences de piégeage du piège 2D suivant les axes  $y$  et  $z$  par la méthode des oscillations paramétriques. Les données sont ajustées à l'aide de deux gaussiennes (ligne rouge).

### 5.2.5 Conclusion

Nous observons un accord satisfaisant entre les fréquences de piégeage déterminées théoriquement et celles mesurées. Il en va de même pour les rayons de Thomas-Fermi du nuage. En comparant ces rayons à la longueur de cicatrization de spin  $\xi_S$ , on constate que le rayon de Thomas-Fermi suivant l'axe le plus confinant est effectivement beaucoup plus petit que  $\xi_S$ . Il n'y aura donc pas d'évolution de l'orientation des spins suivant cet axe. En revanche,  $\xi_S$  est beaucoup plus petit que le rayon de Thomas-Fermi du nuage suivant l'axe  $x$ . Nous devrions donc être en mesure d'observer des domaines de spin suivant cet axe.

## 5.3 Une nouvelle imagerie verticale

L'axe d'imagerie utilisé originellement sur l'expérience est orienté selon l'axe  $x$  (horizontal). Cependant, l'axe le plus confinant de la nappe de lumière se trouve suivant l'axe vertical  $z$ . Dans le cadre de ce projet, nous avons donc mis en place une nouvelle imagerie verticale que nous allons décrire dans cette section.

### 5.3.1 Mise en place expérimentale

La figure 5.8 présente le montage expérimental de la nouvelle imagerie. Le faisceau traverse le hublot inférieur de l'enceinte, puis les atomes et est collecté après le hublot supérieur par

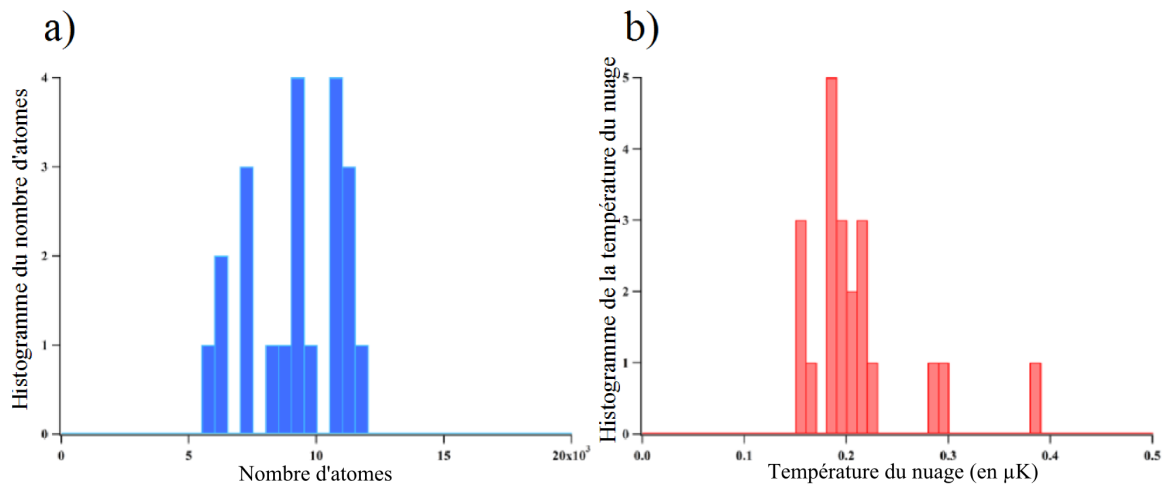


FIGURE 5.7 – Ces figures présentent les résultats d’une étude, effectuée sur 20 réalisations, des fluctuations : a) du nombre d’atomes et b) de la température du nuage. Les atomes ont été chargés dans le piège 2D en  $T_1 + T_2 = 600$  ms puis imagés après un temps de vol de 5 ms.

un miroir. Le système optique choisi a été conçu au cours du stage de M2 de Bruno Naylor [67]. Il est constitué de deux achromats de focale  $f = 200$  mm qui forment un télescope 1 :1. La première lentille est placée à 200 mm des atomes et les deux lentilles sont séparées de deux fois la distance focale  $f$ . Le faisceau traverse enfin un télescope de grandissement 7,5 formé d’une lentille divergente de focal -20 mm et d’une lentille convergente de focale 150 mm et est focalisé sur la caméra.

En amont des atomes, une lame demi-onde et un cube polariseur permettent de fixer la valeur de la puissance. Une lame quart d’onde (placée ultérieurement) définit la polarisation circulaire du laser.

Le premier doublet de lentilles a été soigneusement choisi afin de minimiser les aberrations sphériques. Ce doublet est le même que celui choisi pour l’imagerie horizontale [33]. La taille des pixels de la nouvelle caméra (Andor) étant de  $14 \mu\text{m}$ , un télescope de grandissement 7,5 a été mis en place de façon à pouvoir observer des objets de la taille du condensat ( $\approx 5 \mu\text{m}$ ).

La résolution du système a été très précisément caractérisée au cours du stage de M2 de Bruno Naylor [67]. Son travail a permis d’obtenir une résolution maximale de  $2,5 \mu\text{m}$ . Si on compare, une nouvelle fois, cette grandeur à la distance de cicatrization de spin, on constate que cette résolution est juste suffisante pour observer des domaines.

### 5.3.2 La caméra Andor

La caméra utilisée pour ce système d’imagerie est une caméra Andor iXon3. Elle présente une très forte sensibilité autour de 400 nm et une efficacité quantique d’environ 0.9. Le fait qu’elle puisse être refroidie à une température de l’ordre de  $-100^\circ\text{C}$  permet la réduction du courant d’obscurité.

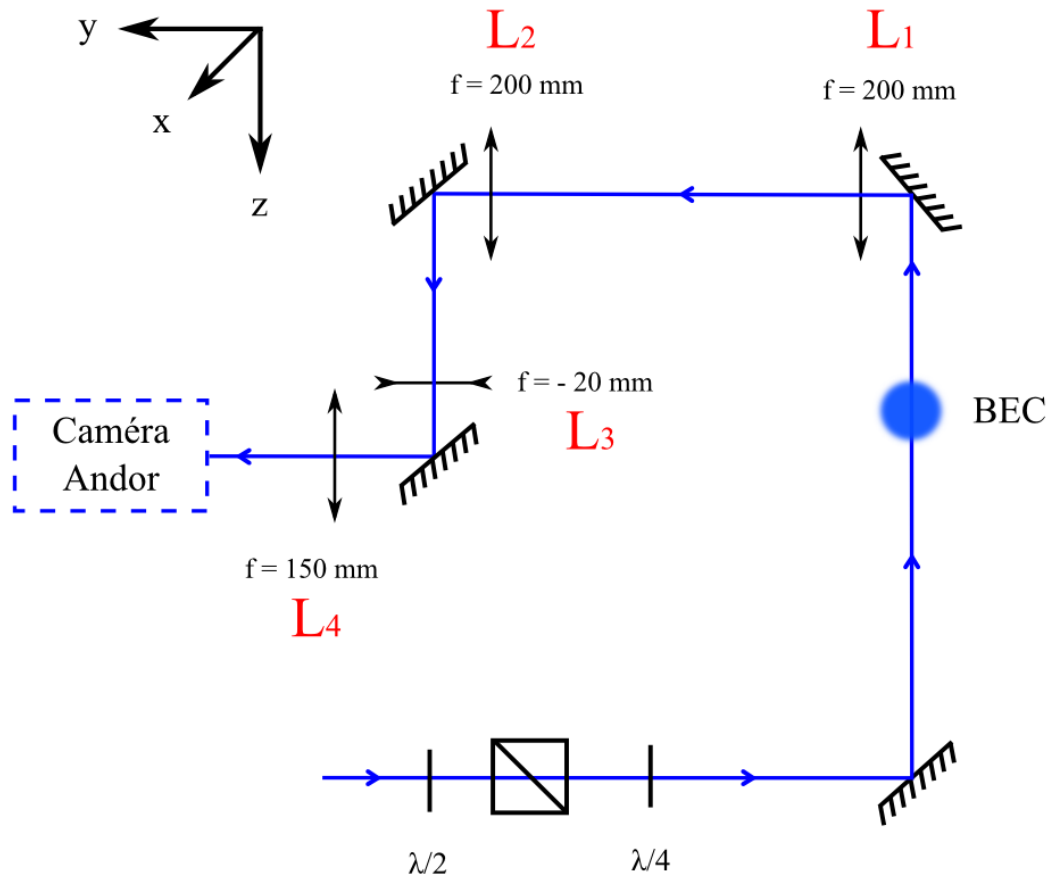


FIGURE 5.8 – Système optique permettant d’imager les atomes suivant l’axe vertical

### 5.3.3 Premières images par absorption

La position de la lentille L3 (voir Figure 5.8) est très sensible et influe de façon critique sur la résolution. De même, la position de la caméra par rapport à ces deux lentilles doit être finement optimisée pour la bonne focalisation de l’image du condensat sur la caméra. Ces positions ont été réglées en observant la fluorescence du MOT sous le nouvel angle d’imagerie dans un premier temps.

Nous avons alors pu prendre des images par absorption des atomes dans le piège dipolaire croisé. L’expérience consiste à envoyer une impulsion laser à résonance sur les atomes. On obtient une image par absorption des atomes. On prend ensuite une seconde image, une seconde plus tard, dans les mêmes conditions mais sans atomes.

En effectuant simplement la soustraction des deux images, nous obtenons l’image présentée Figure 5.9. Cette image, très préliminaire, a été prise pour une polarisation du laser linéaire, et une puissance de  $10 \mu\text{W}$ . L’impulsion laser est d’une durée de  $70 \mu\text{s}$ .

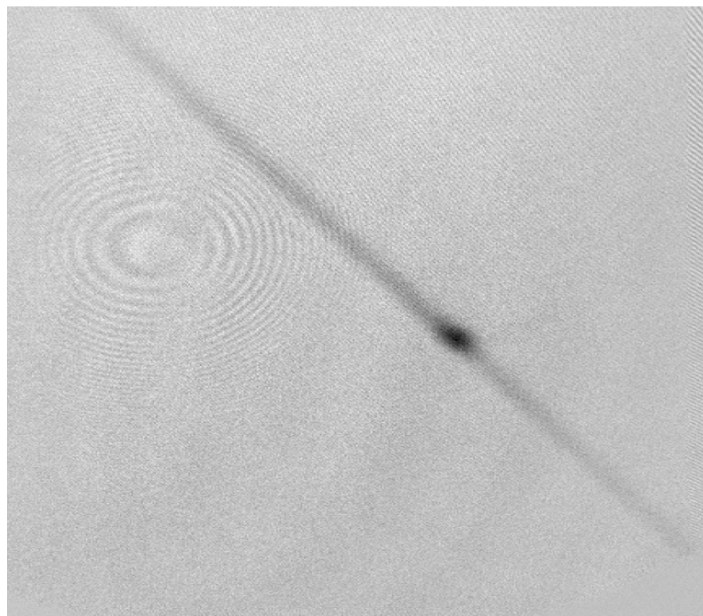


FIGURE 5.9 – Image par absorption des atomes dans le piège dipolaire croisé avec la nouvelle imagerie.

### 5.3.4 Applications

Cette imagerie verticale peut nous permettre de mettre en place des procédures d'analyse Stern et Gerlach plus rapides que celles décrites au paragraphe 3.3.1. Le désavantage de la technique de Stern et Gerlach que nous utilisons actuellement vient du fait qu'elle est très longue. En effet, l'angle entre l'axe d'imagerie et l'axe du piège dipolaire est très faible ( $7^\circ$ ). Pour pouvoir discerner les différents états de spin, les atomes s'étendent pendant plus de 40 ms dans le piège dipolaire horizontal. Cette technique induit des effets systématiques (voir 3.4). De plus, seuls les atomes dans l'état de spin  $m_S = 0$ , insensibles au gradient de champ magnétique, restent dans le plan focal de l'imagerie.

Au contraire, l'imagerie verticale permet de réduire la durée du Stern et Gerlach à quelques millisecondes. De plus, cette procédure ne nécessite aucun confinement, les populations de spin se séparent pendant un temps de vol. Il pourrait s'agir d'un remède à l'effet systématique décrit dans la partie 3.4 lié à la densité du nuage.

Enfin, à terme, cet axe d'imagerie a été conçu pour permettre une imagerie dépendante de l'état de spin. Nous espérons ainsi pouvoir observer la formation éventuelle de domaines de spin à champ magnétique très faible.

**Deuxième partie**

**Étude des propriétés magnétiques  
d'un gaz quantique dipolaire**





---

# *Avant-Propos*

---

Peu de temps après la production des premiers condensats de Bose-Einstein et des premières mers de Fermi dégénérées, de nombreux chercheurs se sont lancés dans l'étude de systèmes quantiques en interaction forte. Pour ce faire, l'utilisation de résonances de Feshbach [68] pour augmenter l'énergie d'interaction des atomes ou de réseaux optiques pour diminuer leur énergie cinétique[12] ont représenté les deux outils les plus importants. La physique des gaz ultra-froids a ainsi rejoint la thématique des gaz fortement corrélés initialement développée en physique de la matière condensée[69]. En particulier, la physique des atomes dans les réseaux optiques présente une grande analogie avec celle des électrons dans un solide.

L'observation de la transition entre le régime superfluide et le régime d'isolant de Mott pour des bosons en réseau [14] et l'obtention d'un état de Mott avec des atomes fermioniques dans deux états de spin [70, 16] ont confirmé le parallèle entre la physique des atomes froids et celle du solide. Mieux, on constate que le Hamiltonien de Heisenberg, utilisé pour décrire le magnétisme des électrons fortement corrélés, décrit aussi l'interaction effective des atomes dans un réseau optique. Dans les deux cas, une interaction effective spin-spin surgit du phénomène de superéchange[12]. Le modèle de Heisenberg, et certaines de ses variantes[71], constitue la base des théories du magnétisme quantique pour lesquelles subsistent encore beaucoup de questions ouvertes. Ces questions sont liées notamment à la compréhension de la frustration quantique, des liquides de spin ou du lien entre ordre antiferromagnétique et supraconductivité à haute température critique[72]. Un certain nombre d'expériences retentissantes se proposent de contribuer à la compréhension de ces systèmes avec des atomes froids dans des réseaux[73, 74, 75, 76, 77, 78].

En parallèle de cette approche, il est aussi possible de tirer parti de propriétés particulières des atomes qui possèdent un spin plus grand que celui des électrons. Ainsi, pour  $s > 1/2$ , les interactions dépendent du spin. Cela peut donner naissance à des processus nouveaux comme l'échange de spin qui entraîne des oscillations cohérentes entre les différentes populations de spin ainsi qu'à de nouvelles phases magnétiques à basse température[41, 79]. On appelle un tel système, présentant un degré de liberté interne, un spineur[80]. La physique des spineurs a été largement explorée depuis plus de 15 ans. Ces études portent notamment sur des oscillations cohérentes de spin dans des condensats[78, 81] ou dans des gaz thermiques[82, 83] et sur l'observation de phases (ferromagnétique, polaire,...). On note aussi les études portant sur les transitions de phase quantiques lorsque les interactions dépendantes du spin et l'effet quadratique Zeeman rentrent en compétition pour définir l'état fondamental du système. Ces études peuvent aussi être menées en réseaux optiques. Si des données sont déjà disponibles pour des bosons[84, 85] et des fermions[86, 87] en réseaux optiques, ce sujet est encore à peine exploré et soulève pourtant des questions très importantes sur la nature des états quantiques obtenus au voisinage de la transition de Mott[88], ou pour

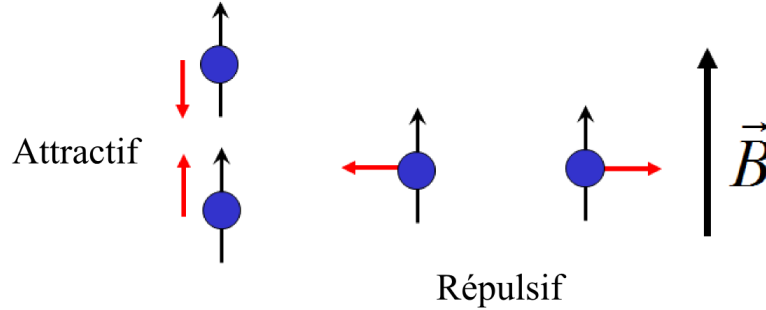


FIGURE 1 – Anisotropie du potentiel dipolaire. La force exerçant un premier dipôle sur un second peut être attractive ou répulsive en fonction de leurs positions relatives.

des systèmes présentant une symétrie d'interaction de type  $SU(N)$ [89, 90].

La contribution principale de notre groupe a été d'aborder expérimentalement la question du rôle des interactions dipôle-dipôle dans la physique du magnétisme de grand spin. Les interactions dipôle-dipôle introduisent deux originalités principales dans la physique : le fait que la magnétisation peut varier en fonction du temps et le fait que les atomes sont couplés à longue distance. Nous verrons que ces deux phénomènes ont des conséquences fondamentales sur la physique du magnétisme avec des atomes dipolaires.

## Les interactions dipôle-dipôle

Le Chrome présente une configuration électronique particulière du fait de la présence de six électrons non-appariés sur sa couche externe. Il en résulte que le Chrome bosonique a un moment magnétique permanent égal à  $6\mu_B$ , où  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr. Du fait de ce fort moment magnétique, les interactions dipôle-dipôle sont non-négligeables. Pour quantifier la force relative entre cette interaction et les interactions de contact, on définit le paramètre  $\epsilon_{dd}$  :

$$\epsilon_{dd} = \frac{d^2 S^2 m}{3\hbar^2 a_S} \quad (1)$$

Il est défini de telle sorte que pour  $\epsilon_{dd} \geq 1$ , le condensat devient instable[20, 91] du fait de la partie attractive des interactions dipolaires. Dans le cas du Chrome,  $\epsilon_{dd}$  est approximativement égal à 0,159. Cela indique tout d'abord que le condensat de Bose-Einstein de Chrome 52 est stable. Par ailleurs, contrairement au cas des alcalins, les interactions dipôle-dipôle, bien qu'elles ne dominent pas, ne sont pas négligeables et entrent en compétition avec les interactions de contact.

L'interaction dipôle-dipôle présente la particularité d'être à la fois à longue portée et anisotrope. En fonction de l'orientation relative des dipôles la force qui s'exerce peut être répulsive ou attractive comme le montre la figure 1.

L'existence d'un tel potentiel d'interaction dipolaire modifie aussi bien les propriétés magnétiques qu'hydrodynamiques du condensat.

## Propriétés hydrodynamiques : l'anisotropie du couplage dipolaire

Nous avons dit précédemment que l'interaction dipôle-dipôle est une interaction anisotrope. Cette propriété a déjà été mise en évidence à plusieurs reprises pour des condensats dipolaires. En 2005, l'équipe de Tilman Pfau étudie l'expansion d'un condensat de Chrome et montre que les interactions dipôle-dipôle induisent une déformation anisotrope du nuage dépendante de l'orientation du moment magnétique des dipôles [92]. En 2010, notre équipe étudie l'effet des interactions dipôle-dipôle sur la fréquence d'un des modes collectifs du condensat de Bose-Einstein de Chrome et met en évidence un décalage en fréquence également en fonction de l'orientation relative des dipôles magnétiques[93]. Étudiant les propriétés hydrodynamiques du condensat, l'équipe mesure, par spectroscopie de Bragg [94], le spectre d'excitation du condensat de Bose-Einstein de Chrome. L'expérience a permis une mesure de la vitesse du son dans le condensat et montré que cette vitesse varie avec l'orientation des dipôles[26, 95].

## L'interaction entre deux dipôles magnétiques

L'interaction entre deux dipôles magnétiques de moment magnétique  $\vec{\mu} = g_S \mu_B \vec{S}$  provient de la force exercée sur le premier dipôle par le champ magnétique  $\vec{B}_2$  produit par le second (et inversement). Le champ magnétique créé par un dipôle  $\vec{\mu}$ , situé en  $r = 0$ , à une position  $\vec{r} = r\vec{u}_r$ , s'exprime :

$$\vec{B}(\vec{r}) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3(\vec{\mu} \cdot \vec{u}_r)\vec{u}_r - \vec{\mu}}{r^3} \quad (2)$$

On en déduit l'expression du potentiel d'interaction entre deux dipôles :

$$V_{dd} = -\vec{\mu}_1 \cdot \vec{B}_2 \quad (3)$$

$$= -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3(\vec{\mu}_1 \cdot \vec{u}_r)(\vec{\mu}_2 \cdot \vec{u}_r) - \vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2}{r^3} \quad (4)$$

## En formalisme quantique

Considérons maintenant que tous les atomes sont alignés suivant la même direction, par exemple suivant l'axe du champ magnétique  $\vec{B}$ . Nous pouvons alors réécrire cette équation dans le formalisme quantique. Pour deux atomes séparés l'un de l'autre de  $\vec{r}$ , possédant chacun un moment magnétique  $\hat{\mu}_1 = g_S \mu_B \hat{S}_1$  et  $\hat{\mu}_2 = g_S \mu_B \hat{S}_2$  où  $\hat{S}_1$  et  $\hat{S}_2$  sont les matrices des opérateurs de spin, le potentiel d'interaction entre deux spins quantiques s'écrit :

$$V_{dd} = -\frac{\mu_0}{4\pi} (g_S \mu_B)^2 \frac{3(\hat{S}_1 \cdot \hat{r})(\hat{S}_2 \cdot \hat{r}) - r^2 \hat{S}_1 \cdot \hat{S}_2}{r^5} \quad (5)$$

Considérons que les deux dipôles sont orientés suivant l'axe de quantification  $z$ . Nous décomposons alors ce potentiel d'interaction dipôle-dipôle en terme d'opérateurs  $\hat{S}_{+,-} = \hat{S}_x \pm i\hat{S}_y$  capables de changer la projection du spin des atomes. On obtient :

$$\begin{aligned}
\hat{S}_1 \hat{S}_2 - 3(\hat{S}_1 \hat{r})(\hat{S}_2 \hat{r}) &= \hat{S}_{1z} \hat{S}_{2z} \\
&+ \frac{1}{2}(\hat{S}_{1+} \hat{S}_{2-} + \hat{S}_{1-} \hat{S}_{2+}) \\
&- \frac{3}{4}[(2\hat{z} \hat{S}_{1z} + \hat{r}_- \hat{S}_{1+} + \hat{r}_+ \hat{S}_{1-}) \\
&\times (2\hat{z} \hat{S}_{2z} + \hat{r}_- \hat{S}_{2+} + \hat{r}_+ \hat{S}_{2-})]
\end{aligned} \tag{6}$$

avec  $\hat{r}_{\pm} = \frac{x \pm iy}{r}$  et  $\hat{z} = \frac{z}{r}$ , où  $r = |\vec{r}| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  est la distance inter-particule, et  $x$ ,  $y$  et  $z$  sont les opérateurs positions.

Nous identifions ainsi trois processus pouvant être induits par les interactions dipôle-dipôle. Le premier terme  $\hat{S}_{1z} \hat{S}_{2z}$  ainsi que les termes  $\hat{z} \hat{S}_{1z}$  et  $\hat{z} \hat{S}_{2z}$  conservent le spin des deux particules. Ces termes engendrent des collisions élastiques à longue portée.

Le second terme, de la forme  $\hat{S}_{1+} \hat{S}_{2-} + \hat{S}_{1-} \hat{S}_{2+}$ , autorise l'échange de spin entre les deux particules, la magnétisation totale du système demeurant constante. Le processus est similaire à celui engendré par les interactions de contact dépendantes du spin (cf. 7.2.1) et sera à l'origine des oscillations inter-site qui font l'objet du chapitre 8.

Enfin, l'équation 6 contient des termes qui autorisent le changement du spin total de la paire d'atomes en interaction. Ces collisions inélastiques induisent un couplage entre le degré de liberté de spin de la paire d'atomes et le degré de liberté orbitale. Elles sont appelées collisions de relaxation dipolaire et nous en étudierons les propriétés en réseau 3D dans le chapitre 6.

## La relaxation dipolaire

Ces collisions modifient la projection (suivant l'axe de quantification) du moment angulaire de spin total,  $M_S = m_{S_1} + m_{S_2}$ , de la paire de particules en collision et ainsi la magnétisation du système.

Le potentiel dipolaire étant invariant par rotation simultanée du spin et des coordonnées spatiales, le bon nombre quantique à considérer lors de ces collisions est le moment cinétique total,  $J_z = \hat{S}_z + \hat{L}_z$ . Sa projection  $m_J = m_S + m_l$  doit être conservée lors de la collision. Un basculement de spin s'accompagne donc d'un changement de moment angulaire orbital et donc de la mise en rotation des deux atomes l'un par rapport à l'autre.

Dans le cas d'un condensat de Bose-Einstein de Chrome, les atomes dans l'état magnétique de plus basse énergie  $m_S = -3$  ne sont pas soumis à ces collisions par conservation de l'énergie totale. En effet, l'énergie cinétique n'est pas suffisante pour compenser la variation d'énergie magnétique. Cependant, ces collisions provoquent de fortes pertes au moment de l'évaporation et c'est la raison pour laquelle les atomes sont pompés optiquement vers l'état de plus basse énergie avant le début de la séquence d'évaporation.

Il convient à présent de rappeler les résultats essentiels obtenus par l'équipe dans le passé.

## Étude de la relaxation dipolaire en fonction du champ magnétique

Pour ces études, le spin des atomes est basculé vers l'état  $m_S = +3$  par un balayage RF (similaire à celui décrit dans la section 6.2.2). Pour un système de deux atomes dans l'état atomique  $|S = 3, m_{S1} = +3; S = 3, m_{S2} = +3\rangle$ , on peut déduire de l'équation 6, les canaux de relaxation dipolaire possibles, connaissant les conditions de conservation de l'énergie :

$$|+3, +3\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|3, 2\rangle + |2, 3\rangle) \equiv |1\rangle \quad \Delta E^{(1)} = g_S \mu_B B \quad (7)$$

$$\rightarrow |2, 2\rangle \equiv |2\rangle \quad \Delta E^{(2)} = 2 \times g_S \mu_B B \quad (8)$$

Lors d'un processus de relaxation dipolaire, l'énergie magnétique libérée est convertie en énergie cinétique. L'expérience montre que la relaxation induit des pertes à grand champ magnétique car l'énergie cinétique acquise par les atomes est suffisante pour leur permettre de quitter le piège. Au contraire, lorsque le champ est faible, les atomes restent confinés dans le piège et on observe un chauffage du nuage[96].

L'équipe a ensuite réalisé la même expérience dans un réseau 2D. Dans le réseau, le fort confinement bidimensionnel réduit la densité d'états accessibles[96]. L'équipe a pu observer que la relaxation dipolaire ne se produit qu'à partir d'une valeur seuil du champ magnétique.

## Expériences à champ magnétique nul

Enfin, à très bas champ, comme montré dans la thèse de Benjamin Pasquiou, un condensat dans l'état  $m_S = -3$  (c'est-à-dire dans l'état atomique de plus basse énergie) se dépolairise spontanément sous l'effet de l'interaction dipôle-dipôle car les énergies de contact dépendantes du spin favorisent alors un état non ferromagnétique[27, 49].



# Relaxation dipolaire en confinement 3D

Les interactions dipôle-dipôle peuvent induire des collisions inélastiques que l'on appelle relaxation dipolaire. Ces collisions entraînent un couplage entre les moments cinétiques de spin et orbital de l'atome. Ainsi, réduire la densité d'états orbitaux accessibles permet de réduire le taux auquel se produisent ces collisions. Une technique largement utilisée pour réduire la densité d'états accessibles est d'employer un réseau optique tridimensionnel où l'énergie cinétique de l'atome est quasiment quantifiée du fait de la structure de bande du réseau[12].

Les expériences présentées dans ce chapitre se placent dans la continuité des expériences effectuées par l'équipe en confinement dans des réseaux 1D et 2D. En ajoutant un faisceau laser pour produire le réseau 3D décrit dans le chapitre 2, nous avons atteint ce régime où l'énergie nécessaire à exciter le mouvement des atomes est quantifiée suivant les trois directions de l'espace. Nous avons observé que dans ce confinement 3D, la relaxation dipolaire devient un processus résonant, autorisé uniquement si l'énergie magnétique libérée lors de la collision est égale à l'énergie nécessaire à exciter un atome dans une des bandes d'énergie supérieure du réseau. De cette façon, en faisant simplement varier le champ magnétique, nous sommes en mesure d'inhiber totalement le processus.

Nous tirons également partie des propriétés d'anisotropie de l'interaction dipôle-dipôle pour étudier la structure de bande du réseau 3D en fonction de l'orientation des dipôles, c'est-à-dire de l'orientation du champ magnétique. En effet, l'anisotropie de l'interaction dipolaire fait apparaître des règles de sélection de telle sorte que les états orbitaux accessibles dépendent très fortement de l'orientation du champ magnétique par rapport aux axes propres du réseau.

Enfin, nous montrons que ce couplage discret entre le moment cinétique de spin et le moment cinétique orbital dépend du nombre d'atomes par site. En effet, pour décrire correctement nos résultats, il nous faut tenir compte de l'énergie d'interaction de contact entre les atomes. Cette énergie, dépendante du nombre d'atomes par site, modifie l'énergie et la structure des résonances si ce nombre varie.



## 6.1 Principe

Comme nous l'avons vu dans la partie II, lorsqu'une paire d'atomes subit un processus de relaxation dipolaire, la projection du spin total  $M_S$  de la paire est modifiée. L'énergie magnétique libérée est alors convertie en énergie cinétique. L'expérience décrite dans ce chapitre repose sur le fait que l'énergie cinétique des atomes est quantifiée par la présence du réseau.

Considérons le cas simple de deux atomes isolés, piégés dans un puits de potentiel harmonique à trois dimensions de fréquences  $\frac{1}{2\pi}(\omega_y < \omega_z < \omega_x)$ . Les deux atomes sont initialement dans l'état  $m_S = +3$  et nous ne considérerons ici que les états finaux qui restent confinés par le réseau. Les énergies considérées restent donc typiquement de l'ordre de l'énergie  $\hbar\omega_i$  nécessaire à changer l'état vibrationnel de l'atome, dans un piège harmonique de fréquence  $\omega_i/2\pi$ , suivant l'axe  $i$ . Dans ces conditions, pour qu'un événement de relaxation dipolaire ait lieu, l'énergie magnétique libérée doit être égale à l'énergie nécessaire pour promouvoir la paire dans une des bandes vibrationnelles d'énergie supérieure du réseau.

### Notations

Dans la suite nous considérerons le mouvement des atomes dans les coordonnées relatives  $x = x_1 - x_2$ . L'utilisation des coordonnées relatives se justifie car en confinement harmonique, le mouvement relatif et le mouvement du centre de masse des atomes sont découplés. Or, la relaxation dipolaire n'affecte que le mouvement relatif des deux atomes. Il est donc commode de ne considérer que les coordonnées relatives, d'états propres  $|n_x, n_y, n_z\rangle$ , où les  $n_i$  sont les nombres quantiques associés aux coordonnées relatives.

Pour décrire l'état magnétique de la paire d'atomes, nous choisirons de travailler dans la base moléculaire,  $|S, m_S\rangle$ . C'est la base naturelle permettant de décrire les interactions de contact entre deux atomes, interactions qu'il nous faudra prendre en compte. Dans cette base, l'état initial à deux atomes s'écrit  $|6, 6\rangle$ . Les états finaux accessibles dépendent du canal de relaxation dipolaire considéré et sont :  $|6, 5\rangle$  par le premier canal de relaxation et  $|6, 4\rangle$  ou  $|4, 4\rangle$  par le second.

L'état de notre système s'écrit donc  $|S, m_S\rangle \otimes |n_x, n_y, n_z\rangle$  et l'état initial se note  $|i\rangle \equiv |S = 6, m_S = 6\rangle \otimes |n_x = 0, n_y = 0, n_z = 0\rangle$ .

La condition nécessaire pour que la relaxation dipolaire soit énergétiquement autorisée dépendant également du canal de relaxation dipolaire :

$$\Delta E_1 = g\mu_B B = \Delta E_{band} \quad \text{Pour le premier canal} \quad (6.1)$$

$$\Delta E_2 = 2g\mu_B B = 2\Delta E_{band} \quad \text{Pour le second canal} \quad (6.2)$$

Où  $\Delta E_{band}$  est l'écart en énergie entre deux bandes (successives ou non) du réseau, et  $\Delta E_{Zeeman}$  est l'écart en énergie magnétique entre l'état initial  $|i\rangle$  et l'état final  $|f\rangle$ . Ainsi, en confinement 3D, la relaxation dipolaire devient un processus résonant, inhibé ou non en fonction du champ magnétique.

Dans le cas de notre dispositif expérimental, le réseau 3D est très anisotrope (voir Chapitre 2). Les énergies nécessaires à exciter la paire d'atomes dans une bande vibrationnelle de plus haute énergie sont donc différentes suivant l'axe considéré. Cette propriété peut nous

permettre de sonder la structure de bande du réseau en excitant sélectivement le mouvement des atomes suivant une direction. Nous verrons par la suite que le processus est plus complexe : les états couplés par l'interaction dipolaire ne dépendent pas uniquement de l'énergie échangée. En effet, l'axe suivant lequel a lieu l'excitation dépend non seulement du canal de relaxation considéré mais également de l'orientation du champ magnétique. L'anisotropie du réseau, ajoutée à celle du couplage dipolaire, donne ainsi naissance à une série de règles de sélection.

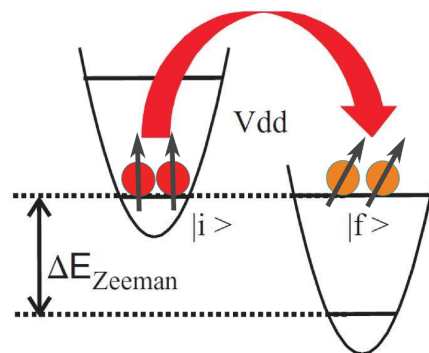


FIGURE 6.1 – Résonance de relaxation dipolaire dans un réseau 3D. Lorsque l'écart en énergie Zeeman entre deux sous-niveaux magnétiques est égal à l'énergie nécessaire à promouvoir les atomes dans une des bandes d'énergie supérieure du réseau, la transition de l'état  $|i\rangle$  à l'état  $|f\rangle$  est énergétiquement autorisée.

## 6.2 L'expérience

### 6.2.1 Calibration des champs magnétiques

D'après la calibration du réseau (voir partie 2.4), l'axe de confinement le plus faible est l'axe  $y$ . Dans cette direction, l'écart en énergie entre la bande fondamentale et la première bande excitée est de  $\approx 50$  kHz. D'après la condition 6.2 que nous avons posée pour que la relaxation dipolaire ait lieu en confinement 3D, le champ magnétique doit être de l'ordre de cette valeur pour observer des processus de relaxation dipolaire. Le champ requis étant relativement faible, sa calibration est un peu délicate. De plus, comme nous le verrons, l'orientation du champ est primordiale car c'est elle qui définit la direction suivant laquelle le mouvement des atomes peut être excité.

Pour définir l'amplitude du champ externe ainsi que son orientation nous utilisons les trois bobines de compensation placées suivant les trois axes de l'expérience. Afin de contrôler l'orientation du champ nous devons tout d'abord déterminer la compensation à appliquer, suivant les trois axes, pour atteindre le champ magnétique nul. Pour cela nous nous basons sur les travaux menés par l'équipe portant sur la démagnétisation spontanée du condensat à champ magnétique faible. En effet, à un champ magnétique inférieur à quelques kHz, le condensat de Chrome, initialement polarisé dans l'état  $m_S = -3$ , se dépolarise spontanément.

L'observation de ce phénomène nous permet d'affirmer que le champ magnétique est très proche du champ nul.

Dans un premier temps; nous mesurons par RF la fréquence de Larmor associée au champ magnétique externe. Nous réduisons alors le champ en utilisant les bobines de compensation, de façon à observer le phénomène de dépolarisation cité plus haut. On ajoute alors une composante de champ suivant l'axe de notre choix. Nous pouvons ainsi contrôler, à la fois, l'amplitude et l'orientation du champ magnétique externe.

### 6.2.2 Préparation de l'état initial

Le condensat est initialement chargé, en 40 ms, dans le réseau 3D décrit dans le chapitre 2. Nous avons vu dans la partie 2.5.2 que ce temps de 40 ms permet un chargement adiabatique des atomes dans le réseau. Les atomes restent donc dans l'état fondamental du système et peuplent la première bande vibrationnelle du réseau (de quasi-moment  $q = 0$ ) et l'état atteint est proche de l'état de Mott. Les atomes sont répartis dans les puits du réseau comme décrit dans la section 2.5 : un cœur de sites doublement occupés au centre du nuage et une coquille de sites simplement occupés autour. Nous appelons "singlons" les atomes isolés dans un site et "doublons" les paires d'atomes.

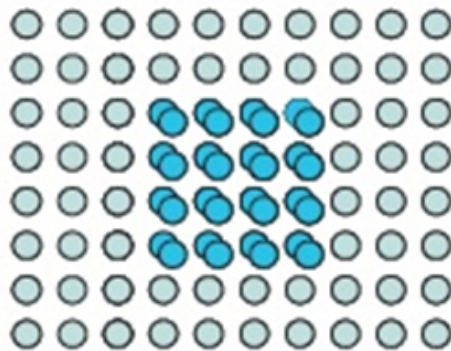


FIGURE 6.2 – Répartition des atomes dans le réseau 3D. L'état de Mott que nous sommes en mesure d'atteindre en chargeant adiabatiquement les atomes dans le réseau est constitué d'un cœur de doublons ( $\approx 60\%$  des atomes) entouré d'une coquille de singlons ( $\approx 40\%$  des atomes).

#### Transitions à désaccord variable : Passage adiabatique

Initialement le condensat est produit dans l'état Zeeman :  $m_S = -3$ . Pour observer une dynamique de relaxation dipolaire, le nuage doit être préparé dans un état Zeeman excité : ici,  $m_S = +3$ . Le transfert de population est effectué par un balayage RF. Il s'agit de faire varier la fréquence des photons RF envoyés sur les atomes de sorte que, si la plage sur laquelle la fréquence RF est variée inclut la fréquence de Larmor associée au champ magnétique externe  $\omega_L/2\pi$ , le spin des atomes est basculé.

Pour décrire le principe du passage adiabatique, considérons un système à deux niveaux :  $|g\rangle$  l'état fondamental et  $|e\rangle$  l'état excité. Dans la base de l'atome habillé par RF et en l'absence

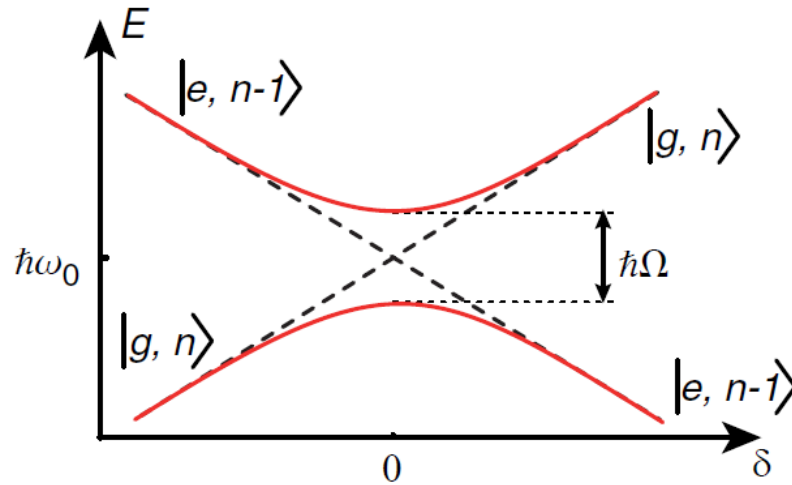


FIGURE 6.3 – Évolution de l'énergie des états propres de la base habillée pour un système à deux niveaux en fonction du désaccord  $\delta$  en présence d'un couplage RF de force  $\Omega$  [97].

de couplage RF, les états propres du système sont :  $|g, n\rangle$  et  $|e, n-1\rangle$ , où  $n$  le nombre de photons du champ RF. Au contraire, la présence d'un couplage RF modifie les états propres du système et un croisement évité apparaît dans le diagramme d'énergie. On note  $\delta(t)$  le désaccord entre la transition atomique et l'onde RF et  $\Omega$  la force du couplage. La figure 6.3 présente les énergies des états de la base habillée en fonction du désaccord  $\delta(t)$ .

Considérons le système initialement dans l'état  $|g, n\rangle$ , une variation adiabatique de la fréquence de l'onde RF induit une transition vers l'état  $|e, n-1\rangle$ . La condition pour que ce passage soit adiabatique est [97] :

$$\frac{d}{dt}|\delta(t)| \ll \Omega^2 \quad (6.3)$$

Dans le cas du Chrome, quand la fréquence RF est balayée à travers la résonance, la projection du spin de l'atome  $m_S$  change de signe sans changer de valeur absolue. Cependant, le seul état propre du système que l'on peut atteindre exactement avec cette méthode est l'état  $|S_1 = 3, m_{S_1} = 3; S_2 = 3, m_{S_2} = 3\rangle \equiv |S = 6, m_S = 6\rangle$ . Pour les champs relativement faibles avec lesquels nous travaillons, un balayage RF permet de transférer 85% des atomes dans l'état  $m_S = +3$ . L'amplitude et la fréquence de l'onde RF sont contrôlées par un générateur de fonction Agilent. Le temps de balayage est de 5 ms.

L'état initial du système composé de deux atomes dans un même site du réseau se note donc :  $|6, 6\rangle \otimes |n_x = 0, n_y = 0, n_z = 0\rangle$ . Le ket  $|n_x = 0, n_y = 0, n_z = 0\rangle$  décrit l'état orbital de la paire d'atomes dans les notations choisies au paragraphe 6.2. La figure 6.4 montre la préparation initiale typique, analysée par séparation Stern et Gerlach.

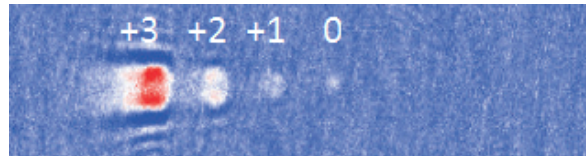


FIGURE 6.4 – Mesure par une procédure de Stern et Gerlach de l'état initial que nous obtenons après la préparation d'état. 85% des atomes sont transférés vers l'état  $m_S = +3$

### 6.2.3 Évolution et analyse

Après la préparation de l'état du nuage atomique dans l'état magnétique excité  $m_S = +3$ , on laisse le système évoluer pendant un temps  $t$ . Ce temps de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes est le temps nécessaire à la relaxation dipolaire de se produire. La profondeur du réseau est ensuite ramenée à zéro en 1 ms et on mesure les populations dans les différents sous-niveaux Zeeman par une procédure de Stern et Gerlach (voir partie 3.3.1) en fonction de l'amplitude et de l'orientation du champ magnétique. La grande majorité des données qui sont présentées dans ce chapitre ont été prises pour un champ magnétique orienté suivant l'axe  $x$  de l'expérience.

#### Problèmes d'imagerie

Au cours de ces expériences, nous avons observé que l'efficacité de détection des atomes dans les états magnétiques positifs est plus faible que celle des états négatifs. Quantitativement, on détecte presque trois fois moins bien les atomes dans l'état  $m_S = +3$ . Il en résulte une perte de signal et une diminution du rapport signal sur bruit. Nous interprétons cet effet comme lié à l'imagerie. En effet, la transition d'imagerie est la transition  ${}^7S_3$  vers  ${}^7P_4$ , le faisceau laser utilisé étant de polarisation  $\sigma^-$ . Au moment de l'impulsion d'imagerie, les atomes dans les états magnétiques les plus énergétiques sont pompés optiquement vers  $m_S = -3$ . Imager efficacement les atomes dans les états positifs nécessitent donc une dizaine de cycles d'absorption-émission et l'efficacité de détection en est diminuée.

Nous avons modifié la séquence expérimentale de façon à transférer, par la même procédure de passage adiabatique décrite dans la partie 6.2.2, les atomes vers les états magnétiques négatifs avant détection. Le transfert des atomes vers l'état  $m_S = -3$  permet d'obtenir la transition cyclante la plus efficace vers l'état excité  ${}^7P_4$   $m_S = -4$ .

#### Le double balayage RF

La méthode du double balayage consiste donc à appliquer, après le temps  $t$  d'évolution du système, un second balayage RF identique au premier. Ce second balayage RF inverse simplement le signe de la projection du spin atomique. Ainsi, les atomes dans les états magnétiques positifs, mal imagés, sont transférés vers les états négatifs. Cela nous permet d'augmenter sensiblement le rapport signal sur bruit de nos données expérimentales. La figure 6.5 présente une illustration de la séquence expérimentale complète.

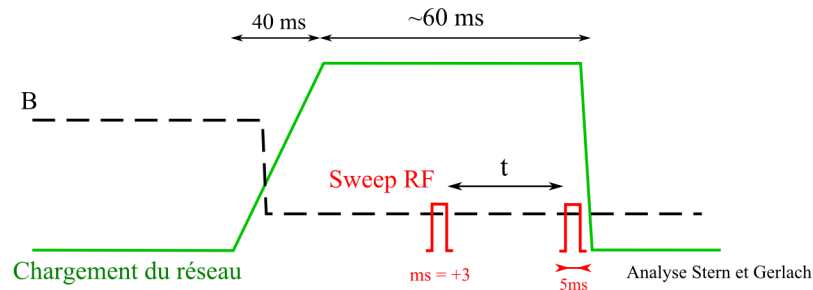


FIGURE 6.5 – Représentation schématique de la séquence expérimentale permettant l'étude du processus de relaxation dipolaire en réseau 3D. Lorsque les atomes sont chargés dans le réseau, le champ magnétique est ramené à une valeur que l'on fait varier. Les atomes subissent alors un premier balayage RF. Après un temps  $t$ , un second balayage RF est appliqué. A l'issue de ce second balayage, le signe de la projection du spin est inversé : les atomes qui sont restés dans  $m_S = +3$  pendant le temps d'évolution du système sont transférés dans  $m_S = -3$ , ceux qui ont été transférés dans  $m_S = +2$  (ou  $+1$ ) par relaxation dipolaire sont transférés vers  $m_S = -2$  (ou  $-1$ ). Nous mesurons alors les populations dans les différents états Zeeman par une procédure de Stern et Gerlach.

### 6.2.4 Observations

On observe deux comportements distincts dépendant de l'amplitude du champ magnétique  $B$  comparée à la profondeur du réseau  $V_0$  :

**Pour  $g\mu_B B > V_0$  :**

On observe une dynamique non-exponentielle de perte (voir courbe 2.12). Le nombre d'atomes diminue rapidement jusqu'à une valeur non-nulle et se stabilise. Notre interprétation est que l'énergie cinétique apportée aux atomes lors d'un processus de relaxation dipolaire est suffisante pour qu'ils quittent le piège [96]. La relaxation dipolaire n'ayant lieu qu'entre atomes situés dans un même site, les pertes cessent lorsqu'il ne reste plus qu'un seul atome par site.

**Pour  $g\mu_B B < V_0$  :**

On observe une dynamique de démagnétisation : les états Zeeman de  $m_S$  supérieur à  $-3$  sont peuplés. En utilisant la méthode de double-balayage, décrite plus haut, on mesure l'évolution de la population dans l'état  $m_S = -3$  en fonction de l'amplitude du champ magnétique. La relaxation dipolaire couple l'état initial de la paire d'atomes à des états finaux confinés par le réseau.

Un spectre typique est présenté figure 6.6. Pour cette série de données, le champ magnétique est orienté suivant l'axe  $x$ . Les fréquences de piégeage, suivant les trois axes des réseaux, sont calibrées comme indiqué en 2.4.3 et sont de :  $\frac{\omega_x}{2\pi} = 175(10)$  kHz,  $\frac{\omega_y}{2\pi} = 55(5)$  kHz, et  $\frac{\omega_z}{2\pi} = 115(10)$  kHz. On observe une diminution de la population dans l'état  $m_S = -3$  qui

est beaucoup plus marquée pour certaines valeurs de l'amplitude du champ magnétique. En dehors de ces plages, on observe que la magnétisation du système reste constante (voir figure 6.6) et ce quel que soit le temps  $t$  d'évolution. Cela indique qu'en dehors de ces plages de champ magnétique, aucun processus de relaxation dipolaire ne se produit. Cette figure présente les deux résonances de plus basse énergie que nous avons observées : la première à 55 kHz et la seconde à 78 kHz.

### 6.3 Spectroscopie de la structure de bandes du réseau 3D

Nous allons montrer dans cette partie que le processus de relaxation dipolaire nous permet d'étudier la structure de bande du réseau 3D. En effet, la relaxation dipolaire permet d'exciter le mouvement des atomes vers des états vibrationnels différents en fonction de l'orientation du champ magnétique et de son amplitude. Il en découle des règles de sélection qui nous permettent d'identifier chacune des résonances observées.

#### L'expérience

La séquence consiste à charger le réseau adiabatiquement en 40 ms, on établit alors le champ magnétique avec l'amplitude et l'orientation choisies. Après une centaine de millisecondes, pour laisser le temps au champ de s'établir, nous employons la séquence de double balayage RF. Enfin, nous mesurons le nombre d'atomes dans l'état  $|m_S = -3\rangle$  par une procédure d'analyse de Stern et Gerlach.

Notons que, pour cette série d'expériences, le champ magnétique est balayé sur une plage trop importante pour permettre de l'asservir. Dans cette section le champ magnétique présente donc des fluctuations de l'ordre de 5 kHz ce qui élargit les différentes résonances. Nous nous intéressons, dans cette section, aux énergies auxquelles elles se produisent.

#### Résultats

La figure 6.3 présente les spectres obtenus pour deux orientations perpendiculaires du champ magnétique. Pour le premier spectre (en rouge sur la figure), le champ est orienté suivant l'axe  $x$  et le temps entre les deux balayages RF est de  $t = 20$  ms. Pour le second spectre, le champ est orienté suivant l'axe  $y$  et le système évolue pendant un temps  $t = 30$  ms.

Nous avons vu dans la partie 6.1 que les résonances apparaissent pour certaines valeurs du champ magnétique. Comme attendu, on observe une série de résonances qui correspondent à l'excitation des paires d'atomes vers différents états vibrationnels du réseau. Cependant, on remarque que l'orientation du champ magnétique joue également un rôle important. En effet, les deux spectres sont très différents et ne présentent pas les mêmes résonances. Dans la partie suivante, nous expliquons cette observation par le fait que l'anisotropie du couplage dipolaire donne naissance à une série de règles de sélection dépendantes du canal de relaxation dipolaire considéré ainsi que de l'orientation du champ magnétique.

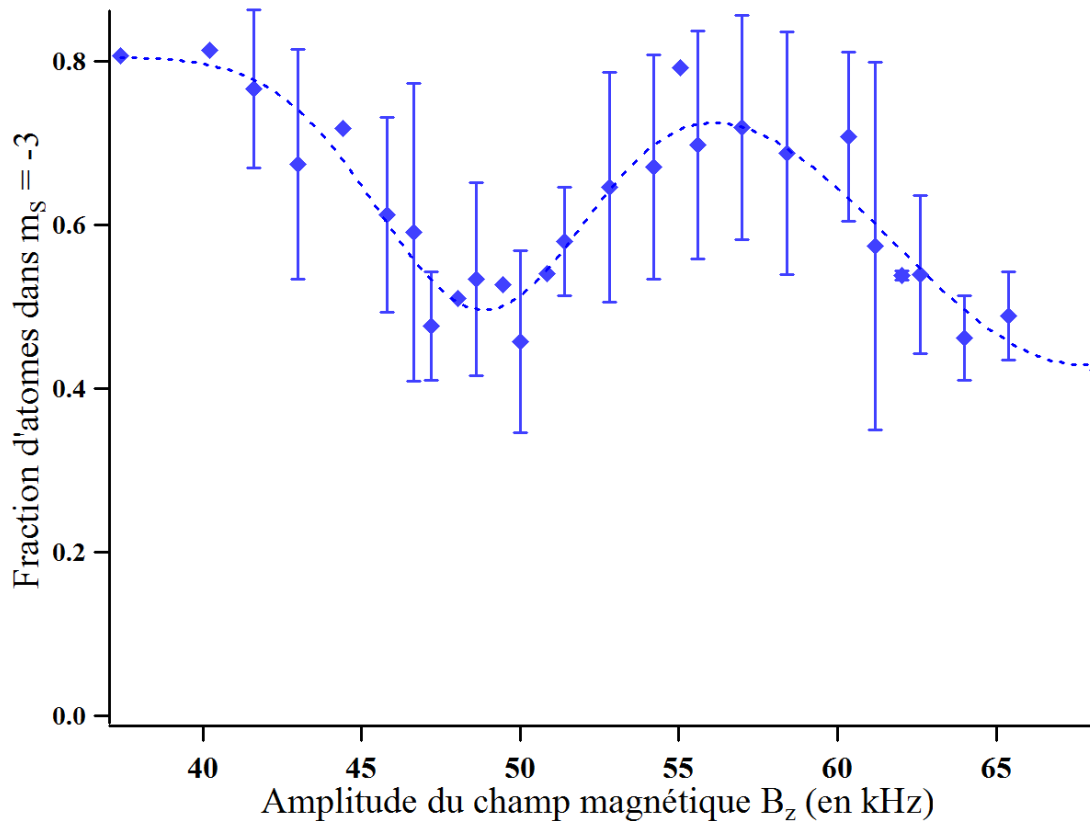


FIGURE 6.6 – Observation de résonance de relaxation dipolaire en réseau 3D. Cette figure présente l'évolution de la population dans l'état  $m_S = -3$  en fonction du champ magnétique. Deux types de processus surgissent lorsque l'on fait varier le champ. Pour certaines valeurs du champ magnétique, nous observons une diminution de la population dans l'état  $m_S = -3$  ce qui implique que les populations dans les autres états Zeeman ont augmenté. Au contraire, pour les autres valeurs du champ magnétique, nous observons que la population dans l'état  $m_S = -3$  a peu évolué par rapport à celle de l'état initial ( $\approx 80\%$  des atomes). En réseau 3D, la relaxation dipolaire devient un processus résonant. Les losanges bleus sont les points expérimentaux, les barres d'erreur représentent l'écart-type de cette mesure déterminé par une moyenne sur plusieurs points expérimentaux pour la même valeur du champ. La ligne bleue en pointillé est un ajustement des données par deux gaussiennes pour guider l'œil.



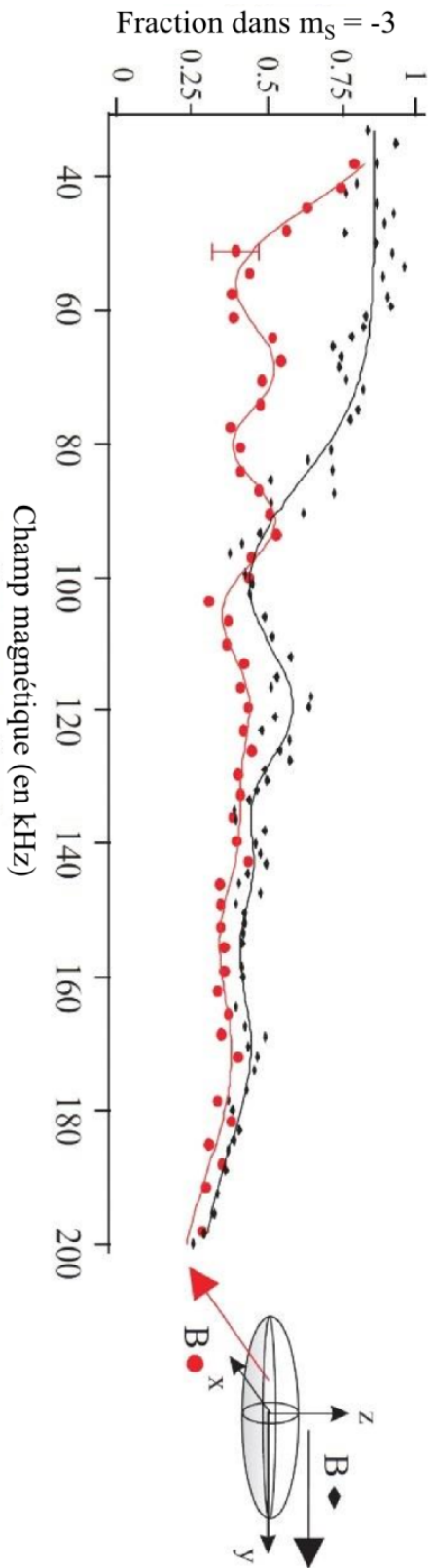


FIGURE 6.7 – Spectres de relaxation dipolaire pour deux orientations perpendiculaires du champ magnétique. Cercles rouges : évolution de la population dans l'état  $m_s = +3$  en fonction de l'amplitude du champ magnétique pour un champ magnétique orienté suivant l'axe  $x$ . La ligne pleine rouge est un ajustement par quatre gaussiennes des données. Losanges noirs : le champ est orienté suivant l'axe  $y$ . Le schéma à droite du graphique indique l'orientation du champ magnétique, pour les deux expériences, par rapport aux axes propres des sites du réseau.

## 6.4 Interprétation

Pour interpréter les données de la figure 6.3, nous considérons le système simple de deux atomes confinés dans un des sites du réseau. Cette approximation est justifiée car le nombre maximum d'atomes par site est de deux. La relaxation dipolaire étant un processus local et donc intra-site[96], la dynamique observée peut être comprise en ne considérant qu'un seul site doublement occupé. Nous numérotons les atomes de cette paire 1 et 2.

Le potentiel de piégeage induit par le réseau est supposé anisotrope de fréquences  $\frac{\omega_x}{2\pi}, \frac{\omega_y}{2\pi}$  et  $\frac{\omega_z}{2\pi}$ . La température des atomes étant très faible devant la profondeur du piège, nous considérerons ce puits de potentiel comme harmonique. Enfin, la paire d'atomes est initialement dans l'état magnétique excité  $|m_{S_1} = 3, m_{S_2} = 3\rangle = |S = 6, m_S = 6\rangle$  et elle se trouve dans la première bande vibrationnelle du puits de potentiel harmonique  $|n_x, n_y, n_z\rangle = |0, 0, 0\rangle$ .

### 6.4.1 Anisotropie du couplage dipolaire

Les données 6.3 suggèrent que la direction suivant laquelle le mouvement relatif des atomes est excité dépend de l'orientation du champ magnétique. Dans la partie II, nous avons vu que la relaxation dipolaire peut avoir lieu suivant deux canaux, 7 et 8, lorsque l'état initial est  $|S = 6, m_S = 6\rangle$ . La partie spatiale du couplage dipolaire s'écrit, respectivement pour ces deux canaux :

$$V_1 = 3S^{\frac{3}{2}}d^2 \frac{(\hat{x} + i\hat{y})\hat{z}}{\hat{r}^5} \quad (6.4)$$

$$V_2 = \frac{3}{2}Sd^2 \frac{(\hat{x} + i\hat{y})^2}{\hat{r}^5} \quad (6.5)$$

Dans ces équations,  $z$  représente l'orientation du champ magnétique et elles sont écrites en coordonnées relatives ( $\hat{i} = \hat{i}_1 - \hat{i}_2$  où  $i = x, y$  ou  $z$ ). Remarquons l'importance du potentiel moléculaire dans lequel interagit la paire d'atomes, dans la base moléculaire, les deux états finaux accessibles par les canaux 1 et 2 sont :

$$|1\rangle = \frac{|3, 2\rangle + |2, 3\rangle}{\sqrt{2}} = |6, 5\rangle \quad (6.6)$$

$$|2\rangle = |2, 2\rangle = \sqrt{\frac{6}{11}}|6, 4\rangle + \sqrt{\frac{5}{11}}|4, 4\rangle \quad (6.7)$$

Dans le cas du premier canal de relaxation dipolaire, le potentiel moléculaire n'est pas modifié. En revanche, dans le cas du second canal, l'état final est une superposition de deux états moléculaires différents. Deux atomes dans l'état  $|m_S = 2\rangle$  peuvent interagir dans le potentiel moléculaire de spin total  $S = 6$  ou de spin total  $S = 4$ . On a donc, non pas deux, mais trois états finaux accessibles :  $|6, 5\rangle, |6, 4\rangle$  et  $|4, 4\rangle$ . Pour ces deux derniers états, la partie spatiale de l'opérateur de couplage dipolaire pour le second canal s'exprime de la façon suivante :

$$V_{2(S=6)} = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{6}{11}} S d^2 \frac{(\hat{x} + i\hat{y})^2}{\hat{r}^5} \quad (6.8)$$

$$V_{2(S=4)} = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{5}{11}} S d^2 \frac{(\hat{x} + i\hat{y})^2}{\hat{r}^5} \quad (6.9)$$

Du fait des dépendances en  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  et  $\hat{z}$ , dans les équations 6.4, 6.8 et 6.9, les états vibrationnels avec lesquels l'état initial est couplé dépendent très fortement de l'orientation du champ magnétique ( $z$ ). Nous allons donc détailler ces règles de sélection et tenter d'identifier chacune des résonances que nous observons. On remarque cependant que ce sont des règles approchées car l'influence du terme en  $1/r^5$  dans les équations 6.8 et 6.9 est négligée.

### 6.4.2 Parité de la fonction d'onde de l'état final

La première règle de sélection découle des propriétés de l'oscillateur harmonique. En effet, les parties spatiales des fonctions d'onde décrivant les états piégés par le réseau sont solutions de l'oscillateur harmonique  $\phi_n^{(i)}(x)$  :

$$\phi_n^{(i)}(x_i) = \frac{1}{\sqrt{2^n n! \sigma_i}} \frac{1}{\pi^{1/4}} e^{-x_i^2/2\sigma_i^2} H_n\left(\frac{x_i}{\sigma_i}\right) \quad (6.10)$$

où  $x_i$  est la direction considérée ( $x$ ,  $y$  ou  $z$ ),  $\sigma_i = \frac{\hbar}{m\omega_i}$ , et  $H_n$  est la fonction de Hermite d'ordre  $n$ . Il est important de noter, dans cette expression, que la parité de ces fonctions d'onde est fixée par la parité de la fonction de Hermite qui dépend elle-même de  $n$ . Si  $n$  est un nombre pair, la fonction de Hermite est paire et elle est impaire si  $n$  est un nombre impair. Or, si l'état initial et l'état final ne sont pas de même parité, le couplage entre les deux états est nul. L'état initial  $|n_x = 0, n_y = 0, n_z = 0\rangle$  étant paire, les états accessibles par relaxation dipolaire sont donc nécessairement des états paires.

### 6.4.3 Règles de sélection

#### Pour le premier canal de relaxation dipolaire

L'état magnétique final est donné par l'équation 6.6 et la partie spatiale du potentiel d'interaction dipolaire est donnée par l'équation 6.4. Décomposons cette équation :

$$V_1 \propto (\hat{x} + i\hat{y})\hat{z} \quad (6.11)$$

$$\propto \hat{x}_1\hat{z}_1 - \hat{x}_1\hat{z}_2 - \hat{x}_2\hat{z}_1 + \hat{x}_2\hat{z}_2 + i\hat{y}_1\hat{z}_1 - i\hat{y}_1\hat{z}_2 - i\hat{y}_2\hat{z}_1 + i\hat{y}_2\hat{z}_2 \quad (6.12)$$

Où  $z$  est toujours l'axe suivant lequel est orienté le champ magnétique  $\vec{B}$ . Les opérateurs  $\hat{i}_1$  et  $\hat{i}_2$  représentent l'excitation du mouvement des atomes 1 et 2 dans la bande supérieure suivant l'axe  $i$  (avec  $i = x, y$  ou  $z$ ).

Dans l'équation 6.12, le terme  $\hat{x}_1\hat{z}_1 - \hat{x}_1\hat{z}_2 - \hat{x}_2\hat{z}_1 + \hat{x}_2\hat{z}_2 = \hat{x}\hat{z}$  correspond à l'excitation du mouvement relatif des deux atomes suivant les axes  $x$  et  $z$ . Dans ce cas, l'état initial  $|6, 6\rangle \otimes |0, 0, 0\rangle$  peut donc être couplé à l'état  $|6, 5\rangle \otimes |1, 0, 1\rangle$ , pour un champ magnétique tel

que  $g\mu_B B = \hbar(\omega_x + \omega_z)$ . Ce terme autorise également un couplage vers les états  $|6, 5\rangle \otimes |1, 0, 3\rangle$  et  $|6, 5\rangle \otimes |3, 0, 1\rangle$  pour des champs magnétiques tels que  $g\mu_B B = \hbar(\omega_x + 3\omega_z)$  et  $g\mu_B B = \hbar(3\omega_x + \omega_z)$  respectivement. Ces deux états respectent la condition de parité énoncée précédemment paragraphe 6.4.2. En effet, la partie spatiale de la fonction d'onde décrivant ces états, produit de deux fonctions impaires, est paire

De la même façon, le terme  $i(\hat{y}_1 \hat{z}_1 - \hat{y}_1 \hat{z}_2 - \hat{y}_2 \hat{z}_1 + \hat{y}_2 \hat{z}_2) = i\hat{y}\hat{z}$  autorise l'excitation du mouvement relatif des deux atomes suivant les axes y et z. Le premier état pour lequel le couplage n'est pas nul est :  $|6, 5\rangle \otimes |0, 1, 1\rangle$  pour un champ magnétique tel que  $g\mu_B B = \hbar(\omega_y + \omega_z)$ . Les états  $|6, 5\rangle \otimes |0, 3, 1\rangle$  et  $|6, 5\rangle \otimes |0, 1, 3\rangle$  sont également accessibles pour des champs magnétiques plus élevés.

Cependant, en ignorant l'énergie d'interaction intra-site  $U$ , on ne peut qu'estimer les énergies de transitions car, comme nous le verrons, les interactions de contact entre deux particules décalent légèrement les résonances.

#### Pour le second canal de relaxation dipolaire

Nous pouvons effectuer exactement le même traitement pour le second et le troisième canal de relaxation dipolaire. Les parties spatiales du couplage dipolaire pour ces deux canaux sont identiques et s'écrivent :

$$V_{2 \text{ et } 3} \propto \frac{(\hat{x} + i\hat{y})^2}{r^5} \quad (6.13)$$

$$\propto \hat{x}^2 - \hat{y}^2 + 2i\hat{x}\hat{y} \quad (6.14)$$

Nous négligeons ici l'énergie d'interaction intra-site, les résonances pour les deux canaux se produisent donc à la même énergie. Les états vibrationnels de plus basse énergie couplés à l'état initial par  $V_{2 \text{ et } 3}$  sont  $|2, 0, 0\rangle$ ,  $|0, 2, 0\rangle$ ,  $|1, 1, 0\rangle$ ,  $|4, 0, 0\rangle$ ,  $|0, 4, 0\rangle$ ,  $|1, 3, 0\rangle$  et  $|3, 1, 0\rangle$ . Les transitions vers ces états ont respectivement lieu pour des champs magnétiques tels que :  $2g\mu_B B = 2\hbar\omega_x$ ,  $2g\mu_B B = 2\hbar\omega_y$ ,  $2g\mu_B B = \hbar(\omega_x + \omega_y)$ ,  $2g\mu_B B = 4\hbar\omega_x$ ,  $2g\mu_B B = 4\hbar\omega_y$ ,  $2g\mu_B B = \hbar(\omega_x + 3\omega_y)$  et  $2g\mu_B B = \hbar(3\omega_x + \omega_y)$ .

#### 6.4.4 Identification des résonances

La connaissance de ces règles de sélection nous permet d'identifier les résonances que nous avons observées expérimentalement (voir figure 6.3). La figure 6.4.4 présente nos données expérimentales ainsi et identifie chacune des résonances observées. Rappelons que les fréquences de piégeage du réseau sont de  $\omega_x = 170(10)$  kHz,  $\omega_y = 55(5)$  kHz et  $\omega_z = 115(10)$  kHz.

La résonance de plus basse énergie, observée pour un champ  $\vec{B}$  orienté suivant l'axe x, se produit à un champ magnétique d'environ 55 kHz. Cette résonance correspond à une transition, par le second canal, vers l'état vibrationnel  $|0, 2, 0\rangle$  à une énergie de  $g\mu_B B = \hbar\omega_y = h \times 55$  kHz. La seconde résonance, à une énergie de  $h \times 80$  kHz  $\approx \hbar(\omega_y + \omega_z)/2$ , est également induite par le second canal. Elle correspond à une excitation vers l'état  $|0, 1, 1\rangle$ .

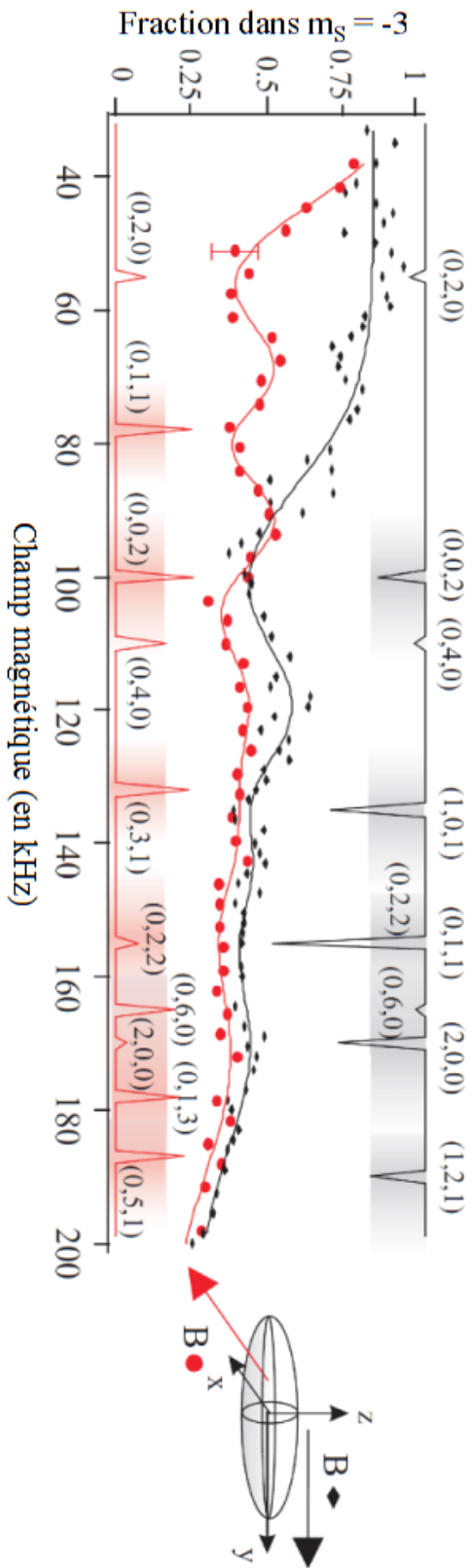


FIGURE 6.8 – Comparaison entre théorie et expérience. Cette figure présente les mêmes données que la figure 6.3 ainsi que les résonances attendues en utilisant les règles de sélection décrites plus haut (6.4.3). Les deux séries de pics représentent la position en fréquence des résonances et la force du couplage,  $\langle i|V_{1,23}|f\rangle$ , associée à chacune des résonances prédites via la hauteur du pic. Pour chacune de ces résonances, nous indiquons les nombres quantiques  $(n_x, n_y, n_z)$  identifiant chacune des bandes dans lesquelles les atomes sont excités. Les ombres autour de ces pics représentent qualitativement l'élargissement de chacune des résonances par l'effet tunnel.

Pour des champs magnétiques élevés, il devient difficile de différencier les résonances car la largeur des résonances augmente à mesure que l'énergie d'excitation augmente. Notre interprétation est que la source principale d'élargissement est l'augmentation du taux de passage par effet tunnel, ou taux de "tunneling", pour les bandes d'énergie supérieure. En conséquence, plus l'énergie d'une bande est élevée, plus le taux de tunneling augmente et plus la largeur de la bande et celle de la résonance sont importantes (illustré figure 2.7).

## 6.5 Effet du nombre d'atomes par site

La largeur de la première résonance, expérimentalement mesurée par un ajustement gaussien des données expérimentales, est de  $15 \pm 5$  kHz. Cette valeur est beaucoup plus importante que prévue théoriquement. En effet, le calcul, en ne tenant compte que du taux de tunneling, donne une valeur de 100 Hz.

Nous nous sommes donc efforcés d'identifier les sources d'élargissement. Par exemple, les fluctuations de la profondeur du réseau ou de l'amplitude du champ magnétique peuvent être à l'origine de cet effet. Pour obtenir une résonance plus étroite, nous avons donc pris un grand soin à injecter les fibres de façon à réduire les fluctuations d'intensité. Nous avons également développé un asservissement en intensité des faisceaux produisant les réseaux. Les fluctuations de champ magnétique, de l'ordre de 5 kHz, ont été réduites par un asservissement de champ magnétique. Ainsi, pour les expériences présentées dans la suite de ce chapitre, l'intensité des faisceaux laser produisant le réseau, ainsi que le champ magnétique sont asservis.

Dans cette partie, nous nous concentrons sur la résonance de plus faible énergie. Cette première résonance correspond au second canal de relaxation dipolaire (couplage  $V_{2 \text{ et } 3}$  où l'état initial est couplé aux états  $|6, 4\rangle \otimes |2, 0, 0\rangle$  et  $|4, 4\rangle \otimes |2, 0, 0\rangle$ ). Comme nous l'avons vu dans la partie 6.4.1, si on ne tient pas compte de l'énergie d'interaction, ces deux états sont dégénérés et la résonance a lieu à une énergie :  $g\mu_B B = \hbar\omega_y \approx \hbar \times 55$  kHz. La largeur théorique de cette résonance étant de 100 Hz, il devient pertinent, à cette échelle, de considérer l'énergie d'interaction de contact entre deux atomes d'un même site. Nous montrons dans cette partie que la dépendance en spin des interactions de contact lève la dégénérescence entre les deux états finaux.

### 6.5.1 Expérience

Nous avons cherché à réduire les bruits techniques pouvant induire un élargissement. Les paramètres que nous cherchons à contrôler sont l'amplitude et l'orientation du champ magnétique ainsi que les fréquences de piégeage du réseau. Nous avons donc asservi le champ magnétique ainsi que la puissance des faisceaux laser formant le réseau. La méthode d'asservissement du champ magnétique est décrite dans la partie 3.5.1. La méthode d'asservissement de l'intensité des faisceaux est décrite en détail dans la partie 2.7.

L'expérience est ensuite identique à celle décrite dans la partie 6.2. De façon à augmenter le rapport signal sur bruit des données nous utilisons la méthode de double balayage décrite dans la partie 6.2.3. Pour différentes valeurs de l'amplitude du champ magnétique, nous analysons les populations dans les différents sous-états Zeeman après un temps  $t = 6,5$  ms

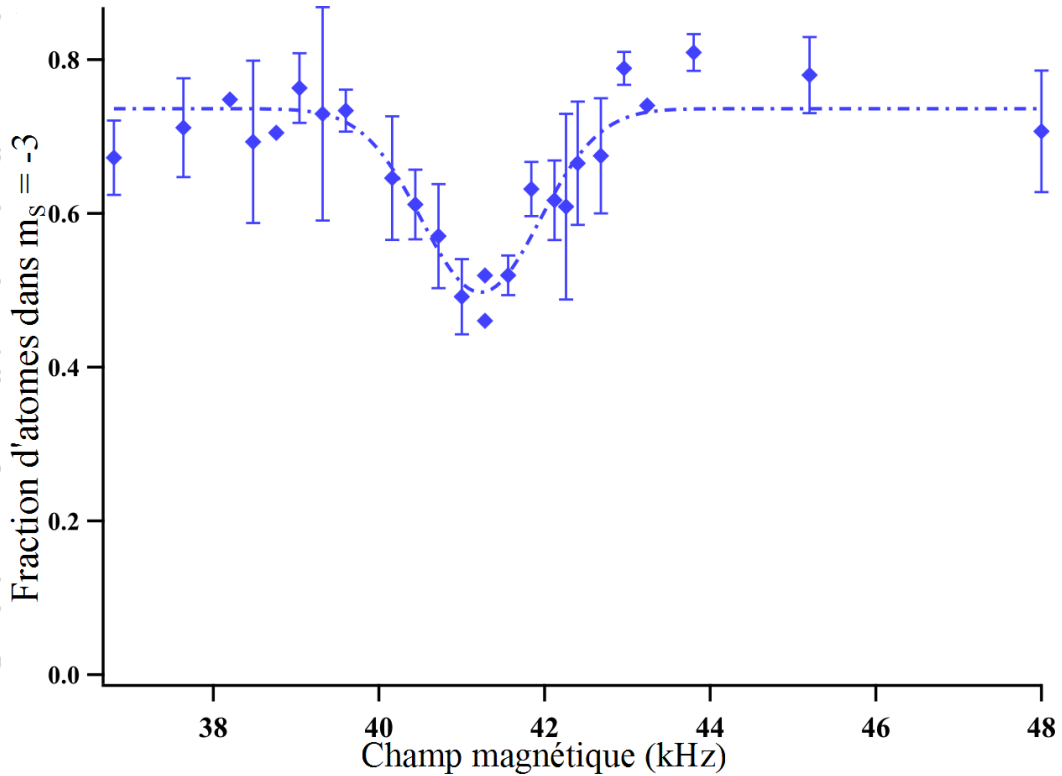


FIGURE 6.9 – Résonance de relaxation dipolaire de plus basse énergie. Nous étudions l'évolution de la population dans l'état de spin  $m_s = -3$  (après une séquence de double-balayage) en fonction de l'amplitude du champ magnétique. Le champ magnétique est orienté suivant l'axe  $x$ . Ces données ont été obtenues en asservissant le champ magnétique ainsi que la profondeur du réseau. Les losanges bleus sont les données expérimentales, les barres d'erreur sont déterminées par une moyenne sur plusieurs mesures. La ligne en pointillé bleue est un ajustement des données par une gaussienne. On observe qu'en asservissant champ et réseau, nous sommes capables de réduire la largeur en  $1/e$  de cette résonance à  $1 \pm 0.1$  kHz.

d'évolution. Pour cette série de données, la fréquence de piégeage  $\omega_y/2\pi$  est légèrement plus faible que pour les expériences précédentes :  $45 \pm 5$  kHz.

La figure 6.9 présente le spectre obtenu. Tout d'abord, nous observons que l'énergie à laquelle se produit la résonance est légèrement plus faible que celle prédite en négligeant l'énergie d'interaction intra-site. La résonance est observée à  $41,2 \pm 0.1$  kHz, plus faible que  $\omega_y/2\pi$ . Par ailleurs, la résonance présente une largeur en  $1/e$  de  $1 \pm 0.1$  kHz. La largeur et son incertitude sont déterminées par un ajustement gaussien des données.

### 6.5.2 Interprétation

Nous montrons dans cette partie que le décalage en énergie de la résonance est dû à l'énergie d'interaction de contact, que nous avons précédemment négligée, entre deux particules contenues dans un même site. Pour interpréter ces données, nous considérons à nouveau un

système de deux atomes piégés dans un puits de potentiel harmonique anisotrope.

La prise en compte de l'énergie d'interaction de contact est nécessaire pour déterminer l'énergie totale du système. Ainsi, dans l'état fondamental  $|6,6\rangle \otimes |0,0,0\rangle$  le décalage en énergie,  $\Delta_i$  induit par les interactions de contact vaut :

$$\Delta_i = \Delta_0 = \left(\frac{m}{h}\right)^{3/2} (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/2} g_6 \quad (6.15)$$

Ce calcul est effectué à l'aide d'une théorie perturbative du premier ordre, en supposant un piège harmonique [98]. De la même façon, nous déterminons ce décalage en énergie pour l'état final  $\Delta_f$ . Rappelons cependant que l'état final est une superposition linéaire de deux états moléculaires  $|6,4\rangle$  et  $|4,4\rangle$ . Les interactions de contact, dépendantes du spin total de la paire, lèvent la dégénérescence entre les deux états finaux  $|f_1\rangle \equiv |6,4\rangle \otimes |0,2,0\rangle$  et  $|f_2\rangle \equiv |4,4\rangle \otimes |0,2,0\rangle$  et entraînent un dédoublement de la résonance. Les décalages en énergie,  $\Delta_{f1}$  et  $\Delta_{f2}$ , induits par les interactions de contact pour les deux états finaux, valent :

$$\Delta_{f1} = \frac{\Delta_i}{2} \quad (6.16)$$

$$\Delta_{f2} = \frac{g_4}{g_6} \frac{\Delta_i}{2} \quad (6.17)$$

La figure 6.10 illustre schématiquement l'effet des interactions de contact sur les énergies du système. La résonance se produit à une énergie de  $\hbar\omega_{res} = \hbar(\omega_y + (\frac{\Delta_f - \Delta_i}{2}))$ . Notons que l'état initial étant plus confiné que les états finaux, l'énergie d'interaction est plus forte dans cet état. Le calcul montre que les interactions intra-sites induisent un décalage global de la résonance vers le rouge d'environ 2,5 kHz et sépare la résonance en deux pics, séparés de 0.85 kHz, correspondant aux deux potentiels moléculaires.

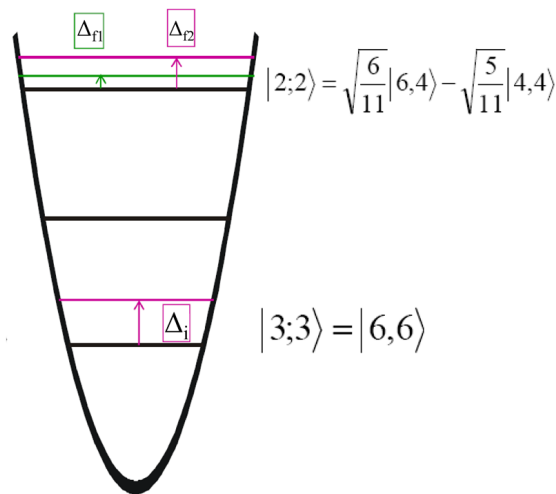


FIGURE 6.10 – Décalage en énergie de l'état initial et de l'état final dû à l'énergie d'interaction de contact entre deux atomes dans un même site



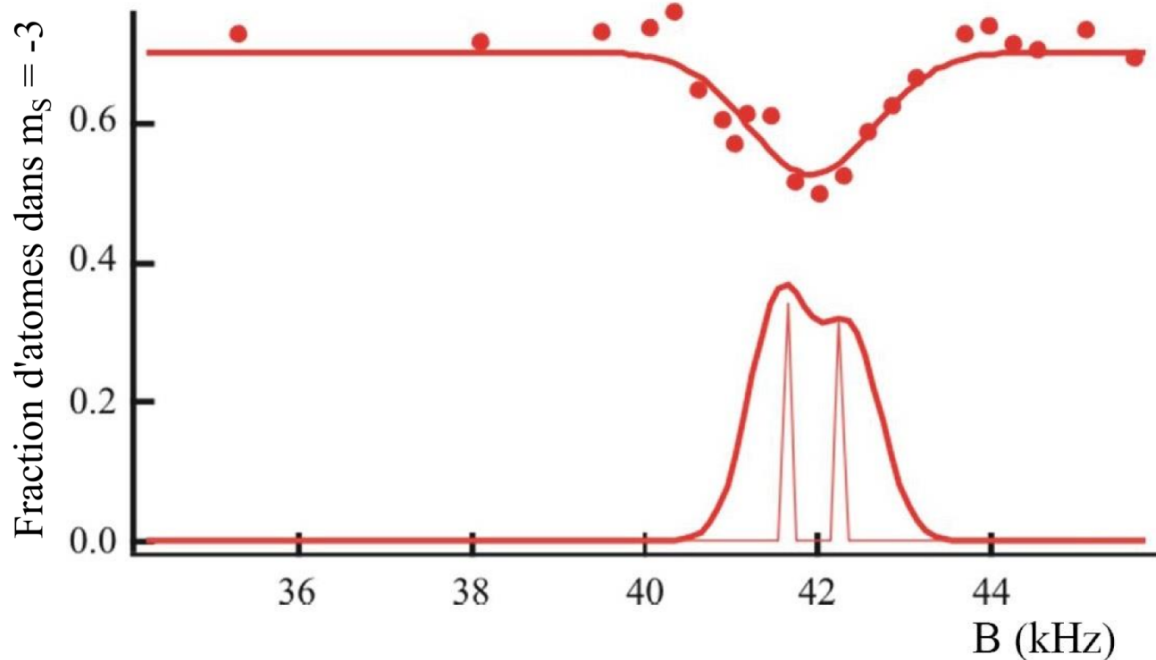


FIGURE 6.11 – Comparaison entre l'évolution théorique et l'évolution observée expérimentalement de la population dans l'état  $m_s = -3$  en fonction du champ magnétique dans le cas où le nombre maximum d'atomes par site est de deux. Le champ est orienté suivant l'axe  $x$  et on ne considère que la résonance de plus faible énergie. Les cercles rouges correspondent aux données expérimentales. La théorie est représentée en miroir des données expérimentales. Elle prédit deux résonances. L'ajout d'un bruit technique de 1 kHz dans les simulations induit le brouillage de ces deux résonances.

Nous ne sommes cependant pas en mesure de résoudre expérimentalement ces deux résonances. D'éventuelles fluctuations résiduelles du champ magnétique ou des inhomogénéités du réseau l'expliquent probablement. La figure 6.11 présente une comparaison entre les données expérimentales et une simulation de l'évolution de la population dans l'état  $m_s = -3$  en fonction de l'amplitude du champ magnétique. La simulation prédit effectivement deux résonances. Cependant un bruit technique de 1 kHz est suffisant pour induire un élargissement qui empêche de les résoudre.

### 6.5.3 En fonction du nombre d'atomes

Nous avons montré que les interactions de contact modifient la forme de la résonance de plus faible énergie et la déplacent. Dans cette section, nous allons étudier le cas où l'occupation maximale de chaque site peut être supérieure à deux. Dans le cas où trois atomes se trouvent dans le même site, on peut s'attendre à ce que les interactions de contact modifient la forme de cette première résonance.

### Chargement diabatique des réseaux

Nous avons vu qu'un chargement adiabatique des atomes dans le réseau permet d'atteindre un état de Mott. Dans cet état, le nombre d'atomes maximum par site est égal à deux. Au contraire, comme nous l'avons indiqué dans la partie 2.5.2, un chargement brutal ne permet pas aux atomes de "s'organiser" dans le réseau. Le nombre d'atomes par site devient aléatoire et la probabilité qu'un certain nombre de sites soient peuplés par plus de deux atomes devient alors non négligeable. Considérons l'exemple d'une distribution poissonnienne des atomes dans les sites du réseau pour une occupation moyenne de deux atomes par site. La figure 6.12 présente la probabilité de trouver  $N = 0 \dots 10$  atomes dans chaque site. On constate que les probabilités que deux ou trois atomes occupent un site sont comparables.

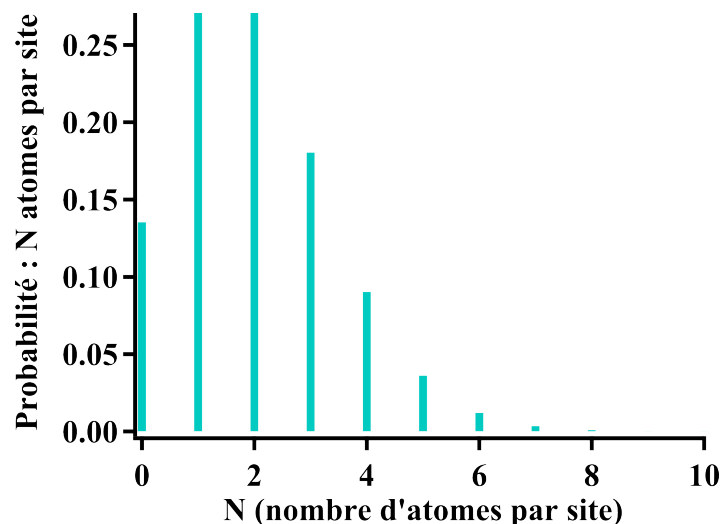


FIGURE 6.12 – Probabilités de trouver  $N$  atomes, avec  $N$  compris entre 0 et 10, dans un site si on considère une distribution poissonnienne, de valeur moyenne 2, des atomes dans le réseau. La probabilité de trouver 3 atomes dans un site est comparable à la probabilité de trouver deux atomes.

### L'expérience

Le but de cette expérience est de produire un état où un nombre non négligeable de sites contient plus de deux atomes et d'étudier la dynamique de relaxation dipolaire qui en résulte. La séquence expérimentale est quasiment identique à celle décrite précédemment (voir figure 6.5). Cependant, le temps de chargement du réseau est inférieur à 5 ms. Nous étudions alors la largeur totale en  $1/e$  de la résonance en fonction du temps de chargement des atomes dans le réseau. La figure 6.13 présente ces résultats pour un temps de chargement croissant. On observe que plus le temps de chargement est faible, plus la largeur de la résonance est importante.

Une étude plus poussée de ce phénomène permet d'obtenir le spectre expérimental présenté figure 6.14 (triangles bleus). On observe que la forme de la résonance est significativement modifiée : la double résonance associée à la présence de doublons peut toujours

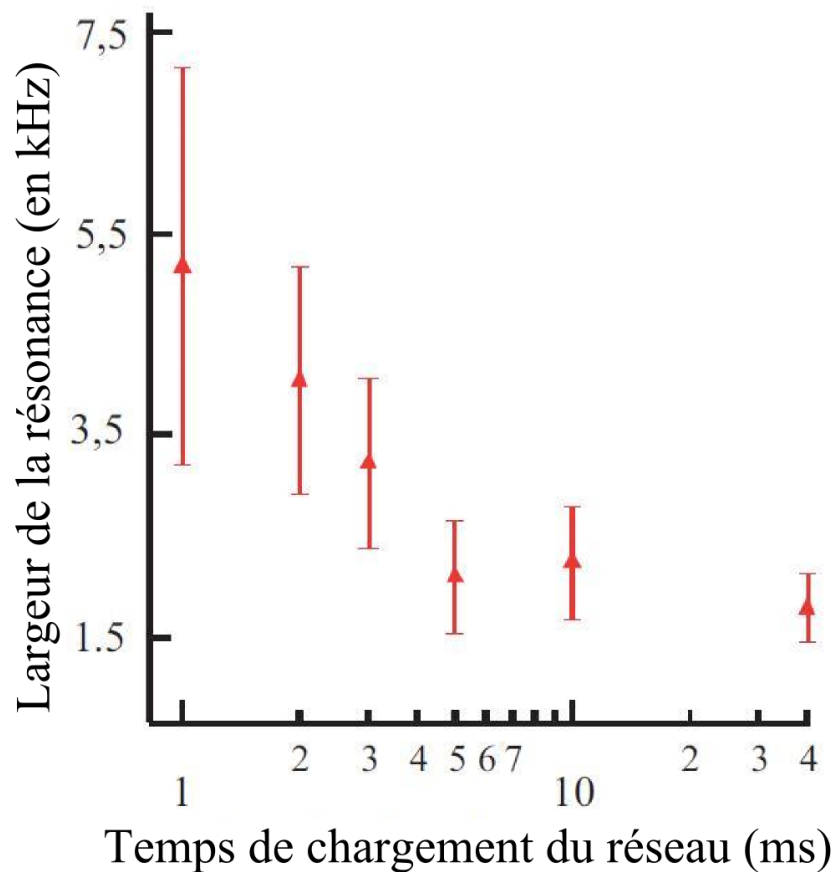


FIGURE 6.13 – Évolution de la largeur de la résonance de plus faible énergie en fonction de la vitesse à laquelle les atomes sont chargés dans le réseau. Nous déterminons ces largeurs en ajustant par une gaussienne les spectres expérimentaux obtenus pour les différents temps de chargement. Les triangles rouges correspondent à la largeur déterminée par cet ajustement. Les barres d'erreur sont déduites de cet ajustement. Nous observons que pour des temps de chargement inférieurs à 5 ms, la largeur de la résonance augmente progressivement.

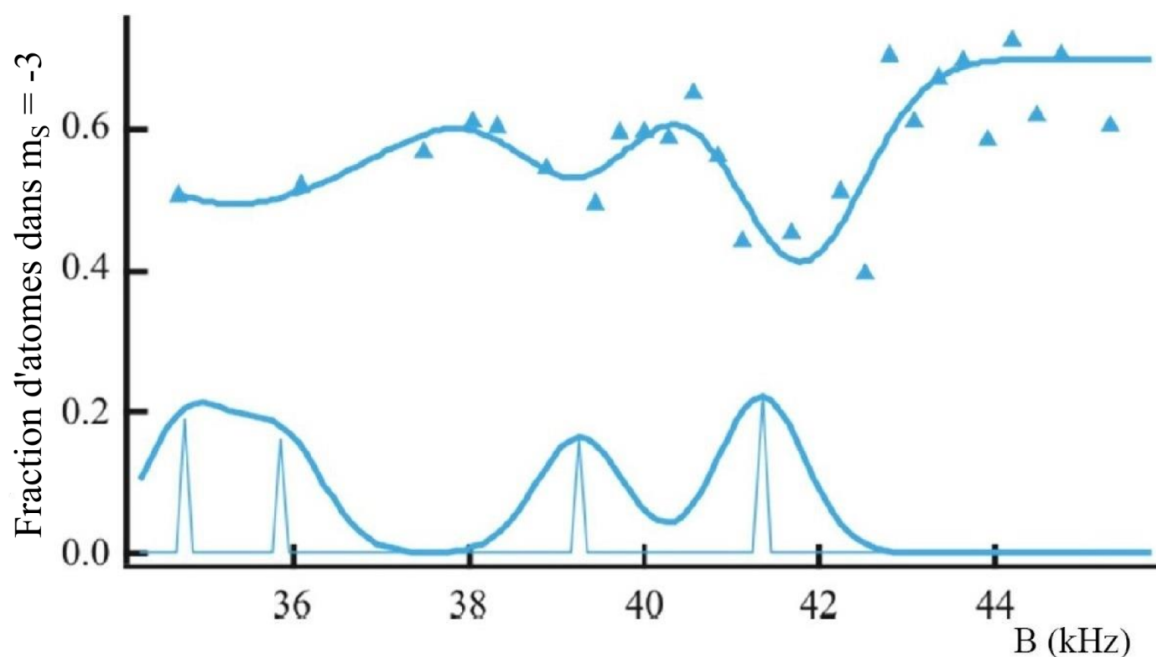


FIGURE 6.14 – Comparaison entre l'évolution théorique et l'évolution observée expérimentalement de la population dans l'état  $m_s = -3$  en fonction du champ magnétique pour un chargement rapide du réseau. Le champ est orienté suivant l'axe  $x$  et on ne considère que la résonance de plus faible énergie. Les triangles bleus correspondent aux données expérimentales. La simulation pour trois atomes par site, correspondant aux calculs de Paolo Pedri, est représentée en miroir des données expérimentales. Cette simulation prédit quatre résonances.

être observée (voir figure 6.11), cependant le spectre présente d'autres résonances. D'après notre interprétation, l'observation de ces résonances peut être attribuée à la présence de sites triplement occupés.

### Interprétation

Nous interprétons l'élargissement de la résonance, montré par la figure 6.13, comme une conséquence directe de l'augmentation de l'occupation moyenne des sites du réseau qui mène à une augmentation de l'énergie d'interaction dans un même site. La figure 6.14 présente une comparaison entre les données expérimentales et les calculs pour un site contenant trois atomes. Le modèle, développé par Paolo Pedri, prédit que l'état fondamental est couplé à 4 états excités [98]. Les résonances observées sont attribuées à l'existence de ces états excités.

Le calcul montre que les interactions de contact induisent un décalage en énergie de  $\Delta_i = 3\Delta_0$  de l'état fondamental.  $\Delta_0$ , définit dans l'équation 6.15, est le décalage en énergie induit par l'interaction entre deux atomes. Les expressions des décalages calculés pour les quatre états excités évoqués plus haut sont :

$$\Delta_{f1} = \frac{9}{8}\Delta_0 \quad (6.18)$$

$$\Delta_{f2} = \frac{9}{4}\Delta_0 \quad (6.19)$$

$$\Delta_{f3} = (a - b)\Delta_0 \quad (6.20)$$

$$\Delta_{f4} = (a + b)\Delta_0 \quad (6.21)$$

où  $a = (150 g_4 + 147 g_6)/(176 g_6)$  et  $b = \sqrt{5092g_4^2 + 508g_4g_6 + 4201g_6^2}/(176 g_6)$ .

On observe un bon accord entre la théorie et nos résultats expérimentaux. Nous en déduisons que le fait de charger adiabatiquement le réseau induit effectivement la présence d'une quantité non-négligeable de sites peuplés par trois atomes.

Le fait que les interactions de contact soient intrinsèquement dépendantes du spin nous permet donc de sonder l'occupation des sites du réseau. Des données plus précises (en particulier avec des résonances plus étroites) pourraient éventuellement nous permettre de déterminer quantitativement le nombre de sites doublement occupés et le nombre de sites triplement occupés.

Par ces expériences, nous avons tenté de sonder l'état à N corps dans de notre système. En effet, la figure 6.11 montre que, dans le cas d'un chargement adiabatique du réseau, le nombre de sites triplement occupés est très faible, voire nul. En effet, le spectre expérimental ne présente pas les résonances caractéristiques liées à la présence non-négligeable de sites contenant trois atomes. C'est une indication d'une distribution des atomes "squeezée", particulière de l'état de Mott qui nous permet d'affirmer que, lorsque le réseau est chargé lentement, le nombre d'atomes par site n'excède pas deux.

## 6.6 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre qu'en confinement 3D, la relaxation dipolaire devient un processus résonant où l'état initial est couplé à des bandes excitées du réseau. Cette étude nous a permis de mettre en évidence le caractère anisotrope de l'interaction dipolaire en montrant que les états accessibles dépendent de l'orientation du champ magnétique, c'est-à-dire de l'orientation des dipôles magnétiques.

En se concentrant sur la résonance de plus faible énergie, nous avons montré que l'énergie ainsi que la forme de cette résonance dépendent des interactions intra-sites. Ces interactions dépendant elles-mêmes du nombre d'atomes par site, nous avons donc à notre disposition une sonde originale de la distribution du nombre d'atomes par site. Nous pouvons, par exemple, noter la bonne compatibilité entre nos mesures et l'état de Mott attendu.

Enfin, il est important de remarquer que loin de ces résonances, la relaxation dipolaire est inhibée et la magnétisation est fixée. En conséquence, ce système est un bon candidat pour l'étude du magnétisme en réseau, à magnétisation constante et, comme nous le verrons dans les chapitres qui suivent, ce système présente d'intéressantes similitudes avec des systèmes de la physique de la matière condensée.

# Échange de spin dû aux interactions de contact

L'objet principal de cette thèse est l'étude de l'effet des interactions dipôle-dipôle sur les propriétés magnétiques d'un gaz dégénéré de Chrome. Toutefois, dans le cas du Chrome, on ne peut pas négliger les interactions de contact. En effet,  $\epsilon_{dd}$ , caractérisant la force relative des interactions de contact et des interactions dipolaires, est égal à 0,16 pour le Chrome 52. Les interactions de contact dominent les interactions dipolaires. Dans ce chapitre, nous nous concentrerons sur les processus induits par les interactions de contact et présentons la première observation d'échange de spin induit par ces interactions avec un gaz spinoriel de spin 3.

Comme nous l'avons vu précédemment, l'état fondamental du Chrome 52 possède sept sous-niveaux Zeeman. Le piège dipolaire Infra-Rouge ainsi que le réseau optique induisent un déplacement lumineux identique pour ces sept états [66, 99]. Le condensat de Bose-Einstein de Chrome, piégé par le piège dipolaire Infra-Rouge ou le réseau 3D (décrit dans le chapitre 2) possède donc un degré de liberté de spin. Il s'agit d'un spineur, c'est-à-dire un gaz quantique dégénéré possédant un degré de liberté interne.

De tels systèmes permettent l'étude, aussi bien théorique qu'expérimentale, de phases quantiques exotiques (cycliques, polaires...) [49]. L'existence de telles phases est intrinsèquement liée aux interactions de contact. En effet, elles apparaissent du fait que l'énergie de ces interactions dépend du spin total de la paire d'atomes considérée. Les différences entre les énergies associées aux différents potentiels d'interaction (de spin total  $S$ ) fixent le diagramme des phases et déterminent la nature du condensat. [100, 101] présentent une étude théorique des phases du condensat de Chrome en fonction du champ magnétique externe et de la valeur de  $a_0$  (encore inconnue).

A champ magnétique supérieur à un certain champ magnétique critique  $B_C$ , le condensat est ferromagnétique et polarisé dans l'état  $m_S = -3$ . Pour des champs plus faibles que  $B_C$ , l'état  $m_S = -3$  n'est plus l'état de plus basse énergie et le système subit une transition de phase [27]. Comme nous l'avons vu dans la partie 5.2.1, ce champ critique dépend explicitement des longueurs de diffusions  $a_6$  et  $a_4$ . Ces longueurs caractérisent l'interaction de deux

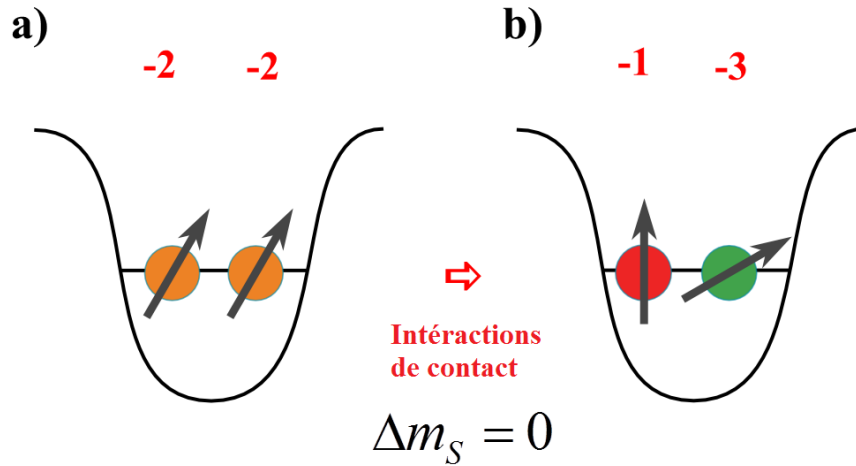


FIGURE 7.1 – Collisions d’échange de spin intra-site. A partir d’un état initial  $|-2, -2\rangle$ , un des états accessibles par ce type de collisions est l’état  $|-3, -1\rangle$ . Ces collisions modifient la projection de spin de l’atome individuel mais se produisent à magnétisation constante.

particules dans les potentiels moléculaires de spin total  $S = 6$  et  $S = 4$ .

Dans ce chapitre, nous considérerons un cas différent où le condensat, initialement ferromagnétique, est préparé dans un état magnétique excité. Nous montrerons que, cet état n’étant pas un état propre du point de vue des interactions de contact, le système évolue spontanément.

## 7.1 L’expérience

Dans ce chapitre, nous allons particulièrement nous intéresser aux collisions, présentées figure 7.1, entre deux atomes dans l’état  $|m_{S1} = -2, m_{S2} = -2\rangle \equiv |-2, -2\rangle$  induisant un processus d’échange de spin vers les états  $|-1, -3\rangle$  ou  $|-3, -1\rangle$ . Cependant, la base atomique n’est pas une bonne base pour décrire ces collisions. Nous verrons que l’état initial, à deux atomes, est une combinaison linéaire des états de la base moléculaire  $|S = 6; m_S = -4\rangle$  et  $|S = 4; m_S = -4\rangle$ . Deux potentiels moléculaires interviennent donc.

Nous avons décrit dans le chapitre 3 comment à l’aide d’un faisceau laser légèrement désaccordé et polarisé  $\sigma-$ , nous induisons un décalage quadratique des niveaux d’énergie magnétiques du Chrome. Un couplage Raman assuré par le même faisceau laser permet de transférer les atomes du condensat vers l’état magnétique  $m_S = -2$ . Nous étudions alors l’évolution spontanée de l’état de spin du système du fait des interactions dépendantes du spin.

### 7.1.1 Initier la dynamique

Nous avons montré expérimentalement qu’après une rampe symétrique de l’intensité du faisceau induisant l’effet quadratique d’une durée de 3 ms on retrouve un condensat dans son état fondamental, c’est-à-dire polarisé dans l’état magnétique de plus basse énergie  $m_S = -3$

(voir figure 3.12). Le transfert de population de  $m_S = -3$  vers  $m_S = -2$  est réversible pour une rampe de l'effet quadratique de 1,5 ms, et donc adiabatique a priori.

Nous avons aussi montré dans la partie 3.6.3 qu'en présence d'un effet quadratique constant, l'état de spin du système n'évolue pas. Dans l'expérience présentée figure 3.15, l'état  $m_S = -2$  reste l'état de plus basse énergie. En effet, si l'effet quadratique  $q$  est suffisamment élevé, l'écart en énergie  $\Delta E$  entre deux états à deux atomes  $|m_{S1} = -2, m_{S2} = -2\rangle$  et  $:\frac{|-3,-1\rangle+|-1,-3\rangle}{\sqrt{2}}$  devient très grand devant l'énergie d'échange associée aux interactions de contact. Les processus d'échange de spin sont donc énergétiquement inhibés, et les états  $m_S$  sont les états propres du système. Aucune dynamique de spin n'est observée.

En revanche, en l'absence d'effet quadratique, les états de la base moléculaire (à deux atomes) sont les états propres du système. Lorsque l'intensité du faisceau quadratique est abruptement ramenée à zéro, l'état du système est projeté sur cette base. L'état atomique produit  $|-2, -2\rangle$  n'étant pas un état propre de la base moléculaire, on s'attend à ce que l'état du système évolue au cours du temps.

### 7.1.2 Séquence expérimentale

La séquence expérimentale commence par le chargement adiabatique, en 30 ms (voir partie 6.2.2), du condensat dans le réseau optique. On augmente alors en 1,5 ms la puissance du faisceau laser induisant l'effet quadratique, puis on la coupe brutalement à  $t = 0$  ms. Le champ magnétique externe, de l'ordre de 20 kHz, est choisi de façon à préparer les atomes dans l'état  $m_S = -2$  (voir partie 3.6.2). On laisse alors le système évoluer pendant un temps  $t$  que l'on fait varier. Le réseau est ensuite coupé en 50  $\mu\text{s}$  et on mesure les populations dans les différents états de spin avec une analyse Stern et Gerlach. La figure 7.2 présente une représentation schématique de la séquence temporelle.

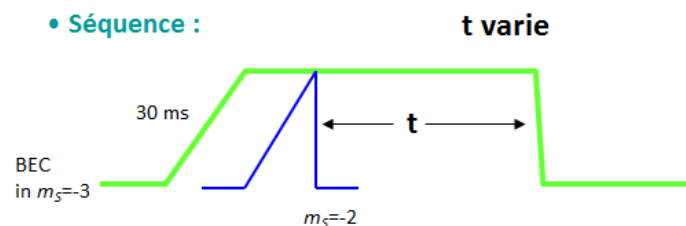


FIGURE 7.2 – Séquence expérimentale initialement utilisée pour observer les collisions intra-site

### 7.1.3 Observations

A notre surprise, sur l'échelle de temps attendue, nous n'avons pas été en mesure d'observer de dynamique en utilisant cette méthode. Dans la limite du rapport signal sur bruit, les populations mesurées dans les différents états de spin restent constantes pendant la première milliseconde de la dynamique.

Nous attribuons cette absence de dynamique à l'effet systématique que nous avons décrit dans la partie 3.4. Cet effet, que nous interprétons comme des processus d'échange de spin



durant le Stern et Gerlach, entraîne une modification des populations de spin au cours de la mesure. Malgré le fait que cet effet soit plus faible dans le réseau car le confinement du réseau est plus important que celui du piège dipolaire et la densité du nuage diminue plus rapidement lorsque qu'il est relâché, il reste néanmoins une source possible d'amortissement et de brouillage des oscillations des populations de spin.

#### 7.1.4 Dynamique hors du piège dipolaire Infra-Rouge

Pour tenter de contrer cet effet systématique, nous avons donc utilisé la technique décrite dans la partie 3.4 qui consiste à libérer les atomes du piège Infra-Rouge puis à les recapturer juste avant la procédure de mesure. En pratique, le piège Infra-Rouge est relâché 3 ms avant le Stern et Gerlach. La dynamique que nous cherchons à observer ayant lieu sur des échelles de temps très courtes, la rampe de l'effet quadratique est appliquée lorsque le piège Infra-Rouge est coupé, alors que les atomes sont uniquement maintenus par le réseau. Le système évolue pendant un temps  $t$  en dehors du piège Infra-Rouge. Une fois le réseau coupé, le piège dipolaire horizontal est allumé brusquement de façon à recapturer les atomes et effectuer la procédure d'analyse Stern et Gerlach. La figure 7.3 présente la nouvelle séquence temporelle.

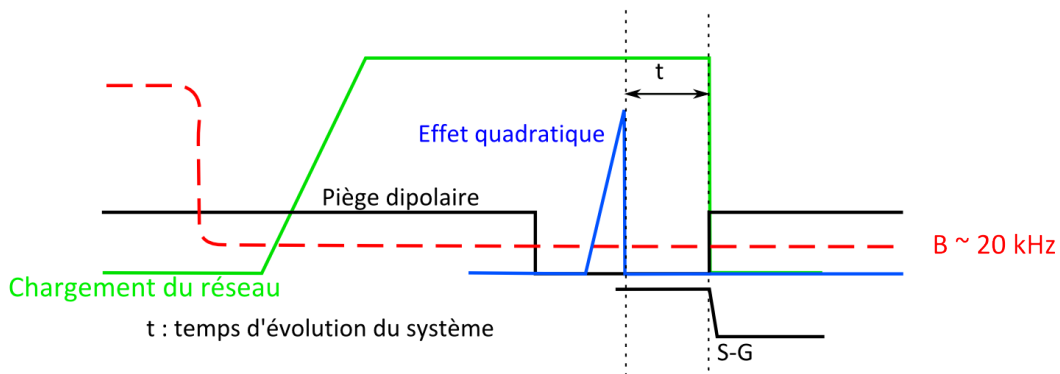


FIGURE 7.3 – Séquence expérimentale permettant l'observation de processus d'échange intra-site. Pendant la préparation d'état et le temps  $t$  d'évolution, les atomes ne sont maintenus que par le réseau optique. Le piège dipolaire Infra-Rouge n'est allumé que pour la procédure d'analyse Stern et Gerlach, lorsque les atomes ont été relâchés du réseau.

La figure 7.4 présente le résultat obtenu. On observe des oscillations très amorties où les populations dans les états  $m_S = -3$  et  $m_S = -1$  évoluent en opposition de phase avec la population dans l'état  $m_S = -2$ . Ces oscillations de spin se produisent à magnétisation constante comme le montre la figure 7.5 qui présente la magnétisation expérimentale mesurée en fonction du temps.

A priori, l'absence du piège dipolaire ne devrait avoir aucune influence sur la dynamique observée. Cependant, le piège dipolaire Infra-Rouge est allumé quasiment instantanément lors de la recapture. Connaissant les fréquences de piégeage du piège dipolaire (270, 520, 380) Hz, un temps de chargement inférieur à 2 ms provoque l'excitation du mouvement des atomes et entraîne un chauffage du nuage atomique. Nous pensons que la chute de densité

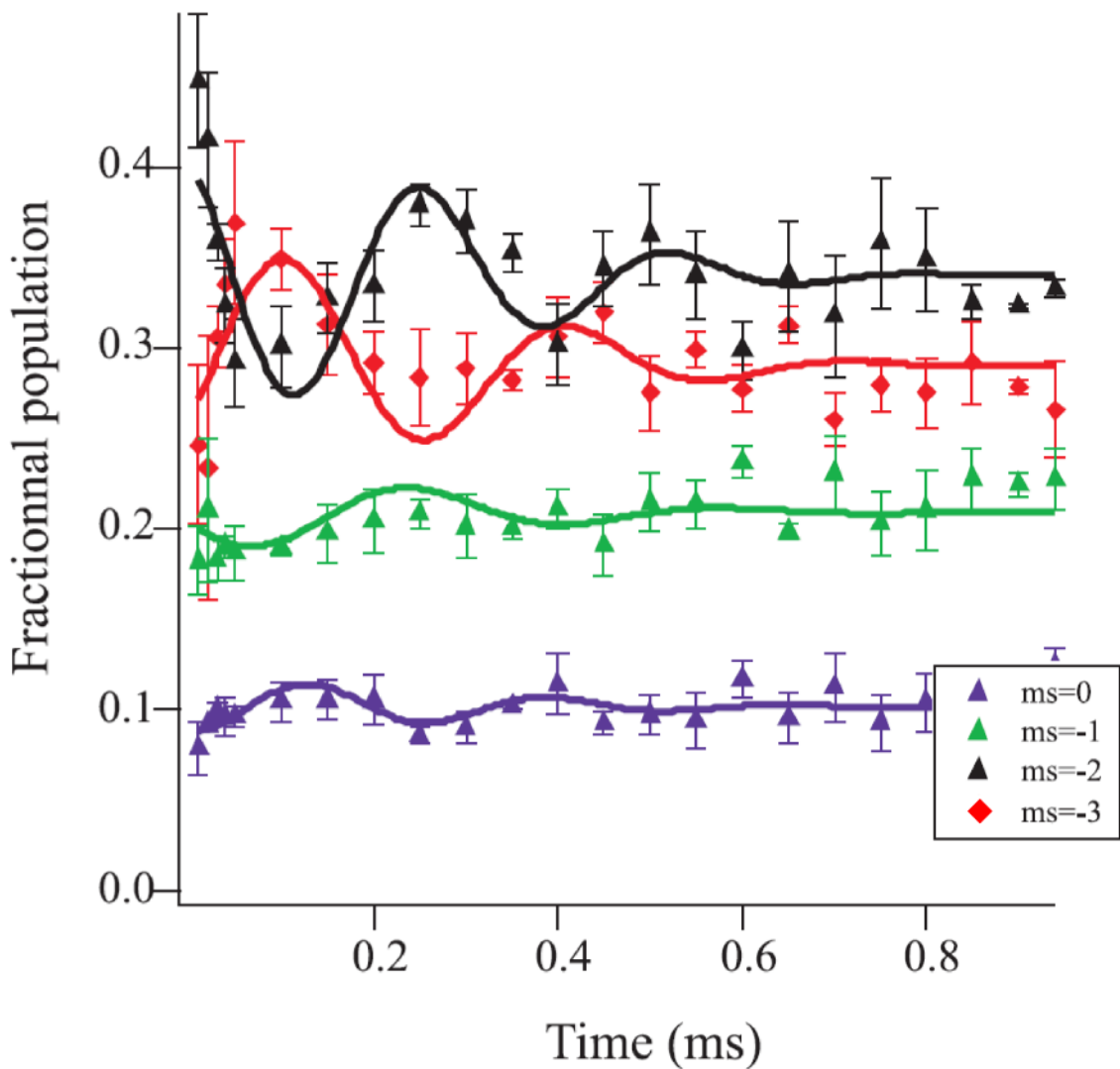


FIGURE 7.4 – Évolution des populations de spin,  $m_s = -3, -2, -1$  et  $0$ , au cours du temps. Ces données ont été prises pour une profondeur du réseau maximale et un champ magnétique (asservi) de 20 kHz. Le temps pendant lequel le piège Infra-Rouge est éteint et où les atomes sont uniquement maintenus par le réseau optique est de 3 ms. Les courbes pleines correspondent à un ajustement des données expérimentales par une fonction sinusoïdale amortie. Les barres d'erreur sont déduites d'une moyenne sur trois réalisations de l'expérience.

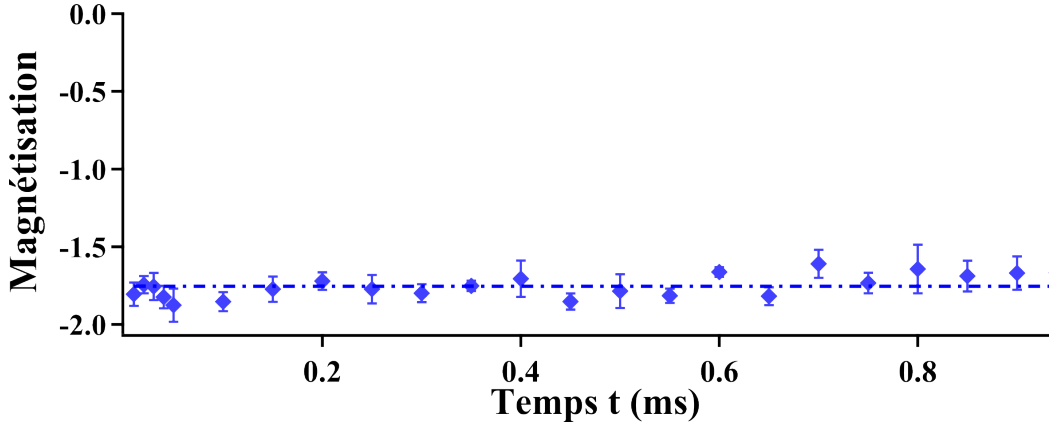


FIGURE 7.5 – Évolution de la magnétisation expérimentale au cours du temps. Le fait que celle-ci soit constante montre effectivement que le processus induisant les oscillations observées est un processus d'échange de spin. La ligne bleue en pointillé est un ajustement linéaire des données expérimentales utilisé pour guider l'œil. Les barres d'erreur correspondent aux erreurs statistiques déterminées à partir de trois mesures pour chaque valeur de  $t$ .

associée à ce chauffage permet de réduire encore l'effet systématique, cité plus haut, et a permis l'observation d'oscillations de spin.

## 7.2 Interprétation

Nous interprétons cette dynamique de spin comme une dynamique d'échange de spin induit par les interactions de contact entre deux atomes dans un même site. Tout d'abord, nous ferons l'approximation que le processus d'échange de spin, décrit ici, n'affecte pas la partie spatiale de la fonction d'onde décrivant le système [97]. Nous nous bornons donc à étudier la dynamique de spin.

Les états propres du point de vue des interactions de contact sont les états de la base moléculaire que nous noterons  $|S, m_S\rangle$ , où  $S$  est le spin total de la paire d'atomes considérée et  $m_S$  la projection de ce spin suivant l'axe de quantification. Dans cette base, le Hamiltonien décrivant ces interactions est diagonal :

$$\langle S, m_S | H_{VdW} | S, m_S \rangle = \bar{n}_0 g_S \quad (7.1)$$

Où

$$\bar{n}_0 = \int |\Psi_0|^4 d^3r = \left(\frac{m}{\hbar}\right)^{3/2} (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/2} \quad (7.2)$$

est la densité moyenne,  $\psi_0$  est la fonction d'onde spatiale d'un atome dans un site et  $g_S = \frac{4\pi\hbar^2}{m} a_S$ , avec  $a_S$  la longueur de diffusion caractérisant les interactions de contact dans le potentiel moléculaire de spin total  $S$ .

L'état atomique  $|-3; -3\rangle$  étant un état propre de la base moléculaire :  $|6, -6\rangle$ , cet état n'évolue pas au cours du temps. Au contraire, l'état  $|-2; -2\rangle = \sqrt{\frac{6}{11}}|6, -4\rangle - \sqrt{\frac{5}{11}}|4, -4\rangle$  est

une superposition de deux états propres d'énergie différente. On s'attend donc à observer une dynamique.

### 7.2.1 Les interactions de contact

Nous étudierons dans cette partie un système de deux atomes confinés dans un puits de potentiel harmonique. Cette simplification est justifiée car l'interaction de contact est une interaction à très courte portée. Il est donc généralement suffisant d'approximer le potentiel d'interaction entre deux atomes 1 et 2 dont les positions sont respectivement  $\mathbf{r}_1$  et  $\mathbf{r}_2$ , par une fonction  $\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$  [8].

$$\hat{V}_{VdW}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = \hat{V}_S \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \quad (7.3)$$

Avec

$$\hat{V}_S = \sum_S^S g_S \hat{P}_S \quad (7.4)$$

où  $\hat{P}_S = |S\rangle\langle S|$ ,  $g_S = \frac{4\pi\hbar^2 a_S}{m}$  et  $a_S$  est la longueur de diffusion associée au potentiel moléculaire de spin total  $S$ . Le potentiel d'interaction est donc nul si  $\mathbf{r}_1 \neq \mathbf{r}_2$ .

Où peut donc en déduire la force,  $U_{if}$  du couplage entre deux états de la base atomique :  $|m_{S1}; m_{S2}\rangle \equiv |i\rangle$  et  $|m_{S3}; m_{S4}\rangle \equiv |f\rangle$ . Via la base moléculaire, elle s'exprime :

$$U_{if} = \langle i|V|f\rangle = \sum_S \sum_{m_S=-S, \dots, S} g_S \langle m_{S1}; m_{S2}|S, m_S\rangle \langle S, m_S|m_{S3}; m_{S4}\rangle \quad (7.5)$$

Où le coefficient de Clebch-Gordan  $\langle m_{S1}; m_{S2}|S, m_S\rangle$  est non nul si  $m_{S1} + m_{S2} = m_S$ . On déduit la matrice d'interaction entre ces deux états :

$$H_{if} = \begin{pmatrix} E_i & U_{if} \\ U_{if} & E_f \end{pmatrix} \quad (7.6)$$

Où  $E_i$  et  $E_f$  sont respectivement les énergies de l'état initial et de l'état final.  $U_{if}$ , définit plus haut, est l'élément de matrice de le Hamiltonien d'interaction entre les états  $|i\rangle$  et  $|f\rangle$ , c'est-à-dire le terme de couplage entre ces deux états.

### 7.2.2 Évolution depuis -2

Par simplification, nous supposons dans cette partie que l'état initial de notre système est purement l'état de la base atomique  $|-2; -2\rangle \equiv |i\rangle$ . Cet état est couplé par interaction d'échange à l'état :  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|-1, -3\rangle + |-3, -1\rangle) \equiv |f\rangle$ . La préparation étant considérée parfaite, ce sont les deux seuls états à prendre en compte car ce sont les deux seuls états de même magnétisation. L'état  $|f\rangle$  décomposé sur la base moléculaire, s'écrit :

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|-1, -3\rangle + |-3, -1\rangle) = \sqrt{\frac{5}{11}}|6, -4\rangle + \sqrt{\frac{6}{11}}|4, -4\rangle \quad (7.7)$$

A partir des formules 7.6 et 7.5, on peut déduire les expressions de  $E_i$  et  $E_f$  qui dépendent de  $a_6$  et  $a_4$ . De même le terme de couplage entre ces deux états,  $U_{if}$ , s'exprime :

$$U_{if} = \frac{\sqrt{30}}{11} \frac{4\pi\hbar^2}{m} (a_6 - a_4)n_0 \quad (7.8)$$

### 7.2.3 Calcul de la fréquence d'oscillation des populations de spin

Comme nous l'avons dit plus haut, dans la base moléculaire, le Hamiltonien décrivant les interactions de contact est diagonal et s'exprime :

$$H_{VdW} = n_0 \begin{pmatrix} g_6 & 0 \\ 0 & g_4 \end{pmatrix} \quad (7.9)$$

Connaissant la décomposition de l'état initial  $|i\rangle$  dans la base moléculaire, nous notons l'état initial du système  $|i\rangle = |X(t=0)\rangle = (C_1(t=0); C_2(t=0))$ , où  $C_1(t=0) = C_1^0 = \sqrt{\frac{6}{11}}$  et  $C_2(t=0) = C_2^0 = \sqrt{\frac{5}{11}}$ . On peut déduire l'évolution temporelle de cet état ainsi que la probabilité que le système soit dans l'état  $|i\rangle$  à un temps  $t$  :

$$P_{|X(t)\rangle=|i\rangle} = (C_1^0)^4 + (C_2^0)^4 + 2(C_1^0 C_2^0)^2 \cos(\Omega_{VdW} t) \quad (7.10)$$

Où  $\Omega_{VdW} = \frac{E_6 - E_4}{\hbar} = n_0 \frac{g_6 - g_4}{\hbar}$

La superposition initiale d'états moléculaires entraîne donc des oscillations à une fréquence  $(\Omega_{VdW}/2\pi)$  correspondant au battement entre les deux fréquences propres associées aux potentiels moléculaires de spin total  $S = 6$  et  $S = 4$ . On en déduit la période des oscillations de spin attendue :

$$T_{VdW} = \frac{2\pi}{\Omega_{VdW}} = \frac{h}{n_0 |g_6 - g_4|} \quad (7.11)$$

où  $g_S = \frac{4\pi\hbar^2}{m} a_S$  avec les valeurs de  $a_6$  et  $a_4$  déterminées dans [27]. Pour notre système, on obtient une valeur de  $n_0$  de  $7,1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  et ainsi une valeur théorique de  $T_{VdW}$  de  $280 \mu\text{s}$ .

Cette valeur est cohérente avec la période de l'oscillation mesurée expérimentalement (voir figure 7.4). A partir de cette mesure, nous déduisons une valeur de  $|a_6 - a_4|$  de  $40 \pm 10 a_B$  en bon accord avec les résultats présentés précédemment par l'équipe[96].

## 7.3 Causes d'amortissement

L'échelle de temps sur laquelle ont lieu ces oscillations est compatible avec celle d'une dynamique cohérente d'échange de spin induite par les interactions de contact. Cependant, nous ne comprenons pas l'amortissement très rapide observé. Nous avons identifié plusieurs sources d'amortissement possibles qui s'ajoutent à l'effet systématique.

### Problèmes temporels

Tout d'abord, il est important de noter que notre séquence expérimentale nous interdit l'observation des premières microsecondes de l'évolution du système. La dynamique ayant

lieu pendant les  $50 \mu\text{s}$  où les atomes sont libérés du réseau et pendant le début de la procédure de Stern et Gerlach ne peut être observée (pour plus de détails, voir partie 3.4). De plus, il nous est difficile de prédire à quel moment, au cours du Stern et Gerlach, la densité du nuage devient suffisamment faible pour que toute dynamique cesse.

Il n'en reste pas moins que la procédure consistant à relâcher puis capturer à nouveau les atomes dans le piège Infra-Rouge nous a permis de réduire de façon conséquente la densité afin d'observer quelques oscillations de spin.

### Effet Tunnel

Dans [84], les auteurs définissent un taux d'amortissement phénoménologique lié au passage par effet tunnel de  $10 \text{ J}$ . Dans notre cas, cela correspondrait à un taux de  $600 \text{ Hz}$  pour une profondeur du réseau de  $17 E_R$ . Cependant nous observons expérimentalement un taux de  $2 \text{ kHz}$ .

Il est possible que l'effet du tunneling soit plus important dans le cas du Chrome. En effet, les longueurs de diffusion étant très différentes, l'énergie d'interaction intra-site est fortement réduite lorsque les atomes sont excités dans l'état  $m_S = -2$ . Pour une paire d'atomes dans l'état  $|S = 6, m_S = -6\rangle$ , l'énergie d'interaction est de l'ordre de  $h \times 10 \text{ kHz}$ . Pour une paire d'atomes interagissant dans le potentiel moléculaire de spin total  $S = 4$ , cette énergie est réduite à  $h \times 6 \text{ kHz}$ . Dans ce deuxième cas, l'énergie nécessaire à placer trois atomes dans un même site est plus faible. Le gap de l'état de Mott diminue lorsque les atomes sont transférés vers  $m_S = -2$  et l'état de Mott est moins robuste. Il en résulte un taux de tunneling plus important et un amortissement plus fort.

### Effets additionnels

Il est également possible que les interactions dipolaires, non-locales, entraînent de nouveaux mécanismes qui brouillent la configuration de spin intra-site. Cet effet pourrait contribuer à l'amortissement que nous observons. Par ailleurs, l'imparfaite préparation de l'état initial peut encore amplifier les effets évoqués précédemment[102].

## 7.4 État final

La dynamique observée mène à une distribution de spin asymptotique, avec près de 50% des atomes dans l'état  $m_S = -2$  et 25% dans les états  $m_S = -1$  et  $m_S = -3$ . Selon notre interprétation de ces observations, l'état final atteint au terme de cette dynamique de spin est un mélange statistique des états  $|6, -4\rangle$  et  $|4, -4\rangle$ . Notons qu'il s'agit d'un point essentiel pour les expériences décrites dans les chapitres suivants.

## 7.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre la première observation, avec un condensat de spin 3, d'échange de spin dû aux interactions de contact. Nous avons montré que la dynamique de spin observée est liée au fait que l'état initial atomique  $|-2, -2\rangle$  n'est pas un état propre de la

base moléculaire. Les états de la base moléculaire étant les états propres du point de vue des interactions de contact, l'état initial est une superposition cohérente de deux états d'énergies différentes de cette base. La fréquence des oscillations de spin observée correspond donc au battement entre les deux fréquences propres associées aux deux potentiels moléculaires à prendre en compte.

Nous obtenons un bon accord entre la fréquence mesurée expérimentalement et celle calculée en considérant un système de deux atomes dans un puits de potentiel harmonique. Nous avons pu en déduire, de façon originale, une valeur de  $|a_6 - a_4|$  compatible avec nos précédentes mesures.

# Magnétisme quantique hors équilibre d'un gaz quantique dipolaire

Un gaz dégénéré de Chrome bosonique confiné dans un piège dipolaire possède un degré de liberté de spin, ce qui fait de ce gaz un spineur, comme nous l'avons vu dans le chapitre 7. Dans ce chapitre nous avons décrit la dynamique d'échange de spin induite par les interactions de contact lorsque les atomes sont préparés dans un état Zeeman excité qui n'est pas un des états extrêmes ( $m_S = -3$  et  $+3$ ). Or, comme nous l'avons vu dans la partie II, le couplage dipolaire entre deux atomes (équation 6) possède un terme  $\hat{S}_{1+}\hat{S}_{2-} + \hat{S}_{1-}\hat{S}_{2+}$  qui autorise l'échange de spin entre deux particules. Nous décrivons ici l'étude de la dynamique de spin à longue portée induite par les interactions dipôle-dipôle en réseau 3D. Ces travaux sont complémentaires des travaux effectués avec des molécules dipolaires en réseau par l'équipe de J. Ye [103] et des atomes de Rydberg par l'équipe de T. Lahaye et A. Browaeys [104].

Le couplage dipolaire étant à longue portée, contrairement aux interactions de contact qui sont purement locales, il est possible d'observer son effet entre deux atomes séparés spatialement. La première expérience que nous présentons consiste à vider les sites du réseau doublement occupés pour ne conserver que les singlons, puis à étudier l'évolution de l'état de spin du système. Dans de telles conditions, la dynamique observée est entièrement due aux interactions dipôle-dipôle inter-site.

Une étude théorique, développée par P. Pedri et L. Santos, montre que le Hamiltonien décrivant ce système de singlons peut être réduit à un Hamiltonien effectif semblable au Hamiltonien d'Heisenberg utilisé en physique de la matière condensée pour décrire un ensemble de moments magnétiques localisés et en interaction. Notre expérience présente ainsi une première exploration du magnétisme quantique avec des particules de grand spin.

Nous avons ensuite étudié l'évolution de l'état de spin d'un système composé à la fois de singlons et de doublons. La dynamique de spin observée présente des oscillations cohérentes entre les différentes populations de spin sur une échelle de temps trop grande pour être attribuée aux interactions de contact. Pour confirmer que ces oscillations sont bien générées par les interactions dipôle-dipôle à longue portée, nous appliquons un gradient de champ magnétique de façon à créer un décalage en énergie magnétique entre les dif-



férents sites ce qui interdit tout processus d'échange à longue portée. La disparition des oscillations en présence de ce gradient montre que la dynamique de spin est bien due à une interaction à longue portée entre doublons, la présence de deux atomes par sites augmentant encore le couplage dipolaire. Bien que le système soit extrêmement complexe, chaque paire atomique étant couplée à de nombreux voisins, un modèle théorique simple basé sur une théorie de perturbation au deuxième ordre permet de rendre compte qualitativement de nos observations et confirme le caractère à N corps du système étudié.

Dans une dernière partie, nous analysons l'évolution de la dynamique de spin quand le réseau est porté à des profondeurs plus basses. Les interactions dipolaires dominent largement à haute profondeur du réseau, cependant, à mesure que l'on baisse cette profondeur, trois processus d'échange (le superéchange, les interactions de contact et les interactions dipolaires) entrent en compétition. Cette compétition est une des conséquences exotiques introduites par l'étude du magnétisme avec de grands spins. Nous observons que les oscillations de spin observées survivent à réseau assez peu profond, dans un régime où aucun modèle théorique n'est disponible. A très basse profondeur du réseau, nos observations sont assez bien reproduites par un modèle basé sur l'équation de Gross-Pitaevskii.

## 8.1 Observation d'échange de spin dû aux interactions dipôle-dipôle

### 8.1.1 Échange de spin à longue distance

Le potentiel dipolaire, décrit dans la partie II, présente des termes d'échange de sorte que deux atomes peuvent échanger leur spin si les conditions sont favorables, comme le montre la figure 8.1 b). Dans le cas d'une paire d'atomes initialement dans l'état atomique  $|m_{S1} = -2, m_{S2} = -2\rangle$ , le terme d'échange ( $\hat{S}_1^- \hat{S}_2^+$ ) induit une transition vers l'état  $|m_{S1} = -1, m_{S2} = -3\rangle$ . Si le champ magnétique est homogène et en l'absence d'effet quadratique, ce processus est quasi-résonant : les deux états ayant la même énergie, au terme d'Ising près. Ce processus se produit donc spontanément si l'écart en énergie entre les deux états ( $\Delta E$ ) reste très inférieur au terme qui les couple. Le couplage dipolaire entre deux atomes isolés s'exprime :

$$\hbar\Gamma_{res} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{S(g_S\mu_B)^2}{d^3} \quad (8.1)$$

où  $d$  est la distance entre deux sites du réseau optique,  $S$  le spin de l'atome,  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr et  $g_S$  est le facteur de Landé. Pour  $d = 256$  nm (comme c'est le cas dans notre expérience), on estime ce couplage à 25 Hz. Pour nos paramètres expérimentaux, nous nous attendons donc à ce que ce couplage dipolaire induise une dynamique lente sur une échelle de temps de l'ordre de 40 ms.

### 8.1.2 Un système d'atomes isolés

Pour mettre en évidence le caractère longue portée des interactions dipôle-dipôle, la première expérience décrite dans ce chapitre a été effectuée dans un régime où l'occupation maximale

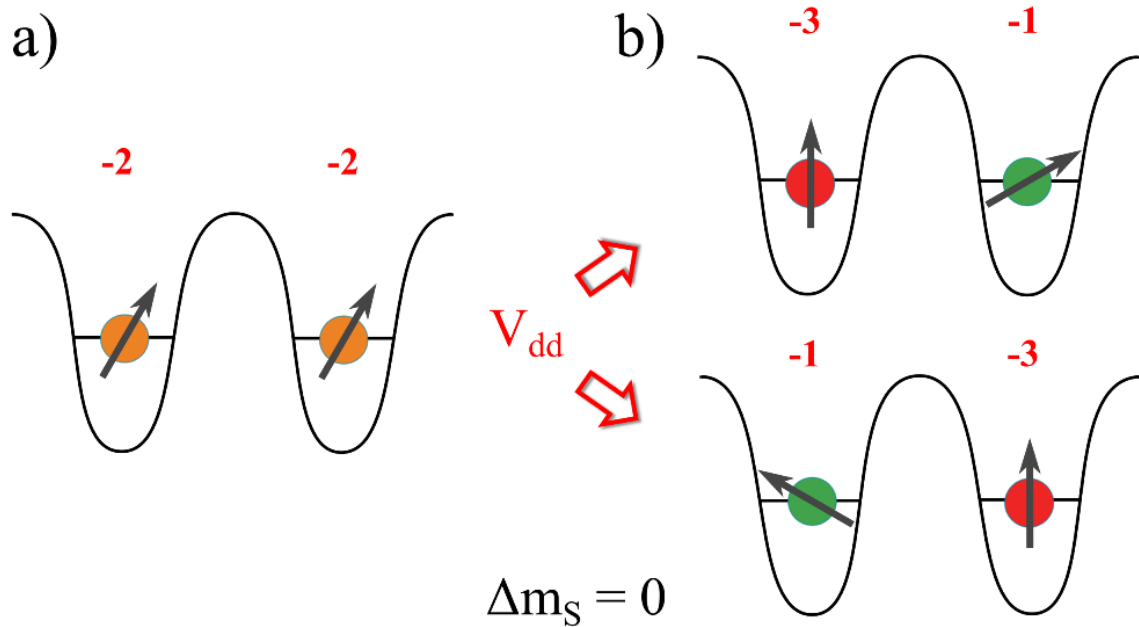


FIGURE 8.1 – Illustration schématique du processus d'échange de spin inter-site entre singlets. Chacun des sites contient un atome préalablement préparé dans l'état  $m_S = -2$ . Les interactions dipolaires induisent un processus d'échange de spin où l'état magnétique des deux atomes est modifié tout en conservant la magnétisation totale.

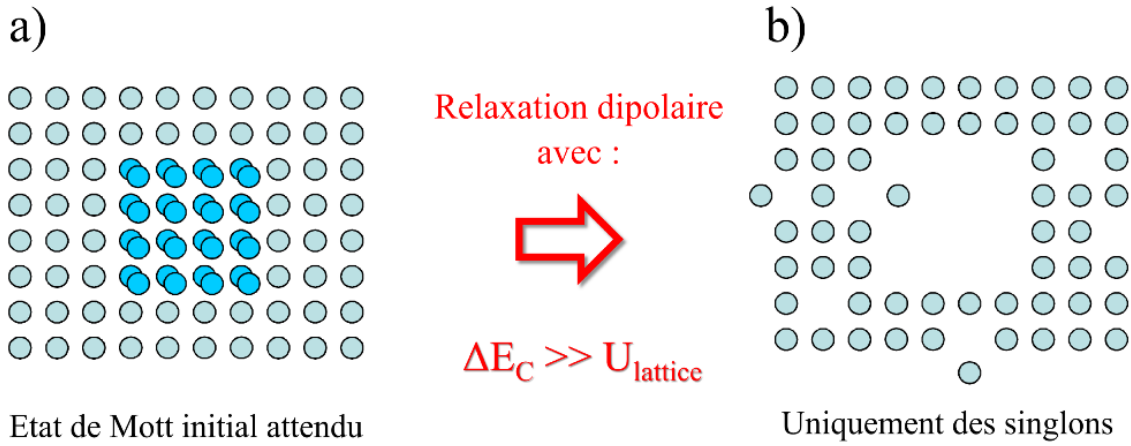


FIGURE 8.2 – La figure a) présente l'état de Mott initial : un cœur de doublons entouré de singlons. La figure b) présente le système après suppression des doublons.

des sites du réseau est de un atome (voir figure 8.1 a)). Le système est uniquement composé d'atomes isolés (singlons).

Cette configuration permet de s'affranchir de tout processus intra-site. Les interactions de contact (Chapitre 7) et la relaxation dipolaire (Chapitre 6), qui sont des processus locaux, sont totalement inhibées. Par conséquent, toute dynamique de spin observée ne peut être attribuée qu'aux interactions dipolaires inter-site.

### 8.1.3 Description de l'expérience

#### Élimination des doublons

Nous avons montré dans la partie 2.6 que nous sommes capables de vider sélectivement les sites doublement peuplés. Cette méthode repose sur les propriétés de la relaxation dipolaire qui un processus local (voir partie 6.2.4) et n'affecte donc que les paires d'atomes contenues dans un même site.

Par ailleurs, à un champ magnétique externe très élevé, un processus de relaxation dipolaire entraîne la perte des paires d'atomes qui entre en collision. En effet, si l'énergie cinétique transférée aux atomes au cours du processus de relaxation,  $\Delta E_c = g\mu_B B$ , est plus importante que la profondeur du piège  $U_{lattice}$ , les atomes subissant ce processus ont suffisamment d'énergie pour s'échapper du piège. Ainsi les atomes isolés (ou singlons) ne seront pas affectés tandis que les doublons sont éliminés.

Nous pouvons donc, en principe, produire un état où les sites du réseau contiennent au maximum un atome. La figure 8.2 b) montre une représentation schématique de la répartition des atomes dans le réseau après l'élimination des doublons. Cette figure est à comparer à la figure 8.2 a) qui présente l'état de Mott initial.

L'inconvénient de cette méthode est qu'elle implique une diminution importante du nombre total d'atomes. Comme nous l'avons vu dans la partie 2.6, 60% des atomes appartiennent à une paire et sont perdus lors de ce processus. Il en résulte une diminution

significative du rapport signal sur bruit des images que nous analysons.

### Préparation de l'état initial

Le champ est préalablement établi à une valeur de l'ordre de  $B_{ext} = 14$  MHz. Cette valeur est suffisante pour que l'énergie cinétique acquise par un atome lors d'un processus de relaxation dipolaire lui permette de quitter le piège. En effet, la profondeur du réseau est de l'ordre de  $U_{lattice} \approx 25E_R \approx h \times 338$  kHz, tandis que  $\Delta E_C \approx h \times 14$  MHz.

Les atomes sont alors chargés adiabatiquement dans le réseau (en 30 ms) de façon à atteindre l'état de Mott déjà décrit (voir figure 8.2 a). Nous utilisons alors la procédure de double-balayage, décrite dans la section 6.2.3 : les atomes sont transférés vers l'état  $m_S = +3$  par un balayage RF, puis, après un temps  $\tau$  de l'ordre de 15 ms, un second balayage RF transfère à nouveau les atomes dans l'état fondamental. Le temps  $\tau$  entre les deux balayages est le temps durant lequel la relaxation dipolaire se produit. Nous confirmons alors expérimentalement que tous les atomes subsistant dans le piège sont dans l'état fondamental  $m_S = -3$  et que le nombre d'atomes total a significativement diminué.

De plus, seuls les atomes isolés subsistent. Pour le montrer expérimentalement reportons nous aux mesures du nombre de doublons présentées dans la partie 2.6. On observe qu'après une dizaine de millisecondes, le nombre d'atomes total n'évolue plus. D'après notre interprétation, cette stabilisation traduit le fait que plus aucun processus de relaxation dipolaire ne se produit et donc que le système ne contient plus de doublons.

Le champ magnétique est ensuite ramené à une valeur de l'ordre de 20 kHz et orienté suivant l'axe  $x$  de l'expérience (qui est l'axe de propagation du faisceau induisant l'effet Zeeman quadratique). Pour assurer la stabilité de l'orientation et de l'amplitude du champ  $\vec{B}$ , qui impactent de façon critique la stabilité de la préparation d'état (voir partie 3.5), le champ magnétique est asservi suivant les trois directions de l'espace avec une précision de 1,5 kHz.

L'expérience est alors très similaire à celle décrite dans la section 7.1. Les atomes sont préparés dans l'état  $m_S = -2$  en augmentant en 1,5 ms l'intensité du faisceau laser induisant l'effet quadratique. Cette procédure est décrite en détail dans le chapitre 3.

### Étude de l'évolution du système

La valeur de l'effet quadratique est brutalement ramenée à zéro dans le but d'initier la dynamique de spin. Les atomes sont alors dans l'état Zeeman excité  $m_S = -2$ , comme expliqué dans le chapitre 3. On laisse ensuite le système évoluer pendant un temps  $t$ , compris entre 1 et 40 ms. Après ce temps d'évolution, les atomes sont libérés du réseau en 100  $\mu$ s. On analyse enfin la population dans les différents sous-états Zeeman par une analyse Stern et Gerlach (décrite partie 3.3.1). La séquence expérimentale est présentée schématiquement figure 8.3.

#### 8.1.4 Observations

La figure 8.4 présente les résultats de cette expérience. Nous observons que la population dans l'état  $m_S = -2$  diminue tandis que la population dans l'état  $m_S = -3$  augmente avec le temps. Les populations dans les états  $m_S = -2$  et  $m_S = -3$  évoluant en opposition de phase,

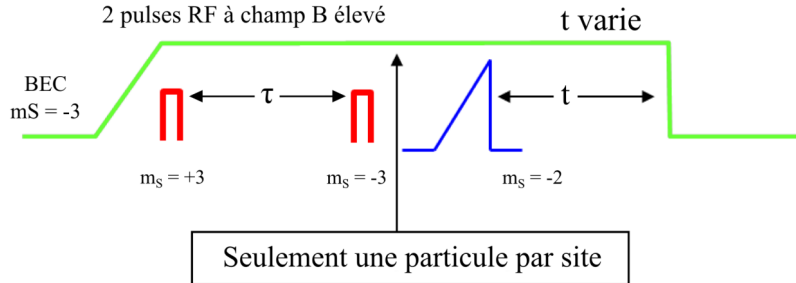


FIGURE 8.3 – Séquence temporelle permettant l'étude de la dynamique de spin d'un système composé uniquement de singlons : le réseau présenté en ligne verte est maintenu pendant toute l'expérience. Les deux pulses RF permettant la séquence de double-balayage sont présentés en rouge. A la suite de ces deux pulses seuls subsistent des singlons dans l'état fondamental du système.

nous traçons donc pour chaque temps  $t$  le ratio entre les populations dans l'état  $m_S = -3$  et  $m_S = -2$ . Cette opération permet d'augmenter le rapport signal sur bruit des données.

Nous constatons également que la magnétisation expérimentale (définie dans la partie 3.4) est constante tout au long de l'évolution du système. La figure 8.5 présente la magnétisation expérimentalement mesurée en fonction du temps. Cela semble indiquer que la dynamique que nous observons est effectivement un processus d'échange de spin.

Qui plus est, cette dynamique se produit entre atomes isolés les uns des autres dans les sites du réseau optique. Le couplage induisant un tel processus est nécessairement un couplage à longue portée. Nous attribuons donc cette évolution à un processus d'échange de spin inter-site véhiculé par l'interaction dipolaire. Ces données sont, d'après notre interprétation, la première observation expérimentale d'une dynamique d'échange de spin induite par les interactions dipôle-dipôle dans un gaz quantique dipolaire.

Cependant, l'échelle de temps sur laquelle se produit la dynamique ne semble pas compatible avec notre estimation préliminaire du couplage dipolaire,  $\Gamma_{res}$ , entre deux atomes distant de 256 nm (25 Hz). Cette estimation ne tient, en effet, compte que de l'interaction à longue portée entre deux atomes. Au contraire, dans notre système, un singlon n'interagit pas qu'avec un seul de ces voisins mais est entouré de sites également simplement occupés. Il ne s'agit pas d'un système à deux corps en interaction, mais bien d'un système à  $N$  corps. Il n'est donc pas évident de comparer nos données à un modèle théorique simple.

L'objet du paragraphe suivant est de décrire le principe d'un modèle développé par L. Santos et P. Pedri basé sur une théorie à  $N$  corps. Ce modèle permet de rendre compte de la dynamique observée.

### 8.1.5 Théorie

Notre système est un ensemble d'atomes isolés dans les sites d'un réseau 3D. Dans ces conditions, deux processus peuvent, en principe, expliquer une telle dynamique : l'échange de spin induit par les interactions dipolaires et l'interaction de superéchange. Dans cette partie, nous décrivons ce second processus et montrons qu'il est négligeable dans le cadre de

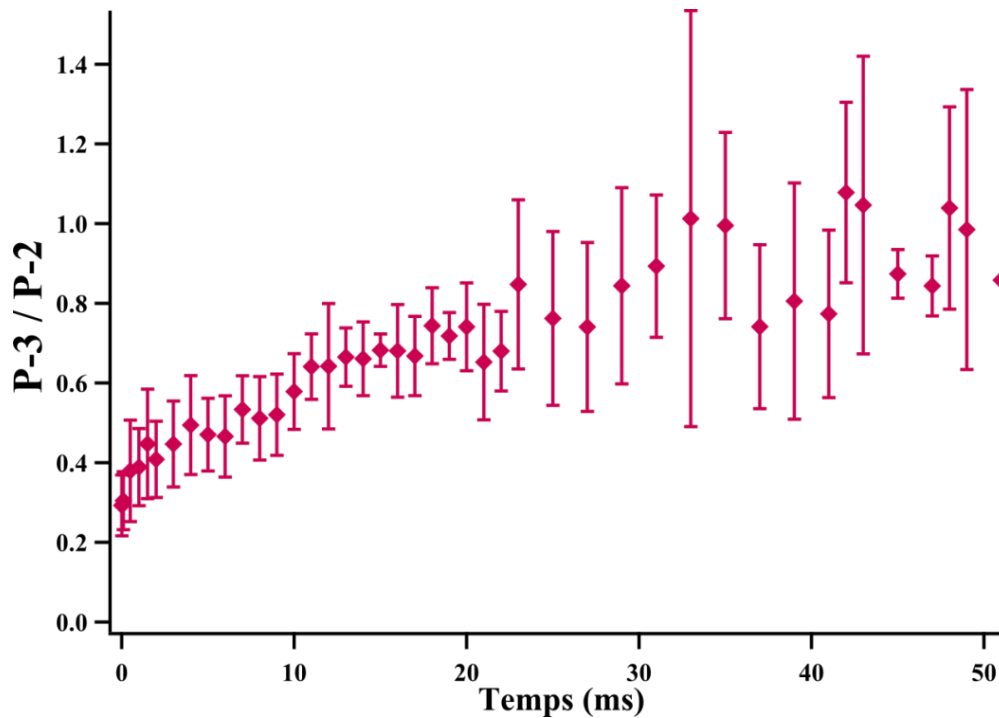


FIGURE 8.4 – Évolution du ratio des populations dans les états  $m_S = -3$  et  $-2$  en fonction du temps  $t$  d'évolution. Les barres d'erreurs présentées ici ont été déduites d'une analyse statistique des données.

nos paramètres expérimentaux. Nous mettons également en évidence le fait que, bien que notre système soit très différent de ceux que l'on trouve en physique de la matière condensée, le Hamiltonien dipolaire peut se réduire à un Hamiltonien très semblable au Hamiltonien de Heisenberg (voir partie 8.1.5).

### Interaction de superéchange

*Pour un spin 1/2 :*

Le modèle de Bose-Hubbard introduit la possibilité qu'un atome traverse par effet tunnel la barrière de potentiel séparant deux sites voisins produisant ainsi un site vide et un doublon. Pour des particules de spin 1/2 et de projections de spin opposées, ce processus est autorisé. Cependant, du fait de l'énergie d'interaction de contact,  $U$ , entre les deux particules, l'état (voir figure 8.6 (2)) ainsi produit a une énergie supérieure à l'état initial. Le second atome traverse à son tour la barrière de potentiel entre les deux puits vers le puits voisin. Le couplage entre ces deux états est proportionnel à  $J^2/U$  où  $J$  est le paramètre de passage par effet tunnel et  $U$  l'énergie d'interaction entre deux particules contenues dans un même site. La figure 8.6 présente schématiquement cet effet.

*Pour un spin 3 :*

Considérons le cas du Chrome bosonique. La figure 8.7 présente schématiquement le pro-

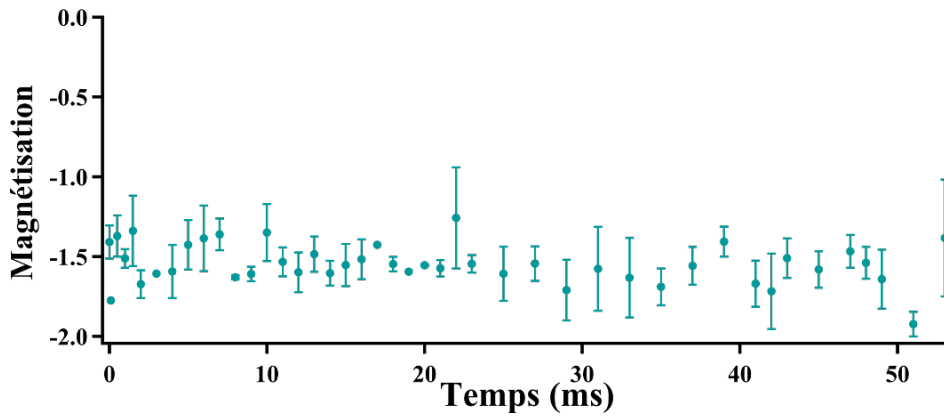


FIGURE 8.5 – Évolution de la magnétisation expérimentale au cours du temps. Les barres d'erreur sont déduites d'une analyse statistique de nos données.

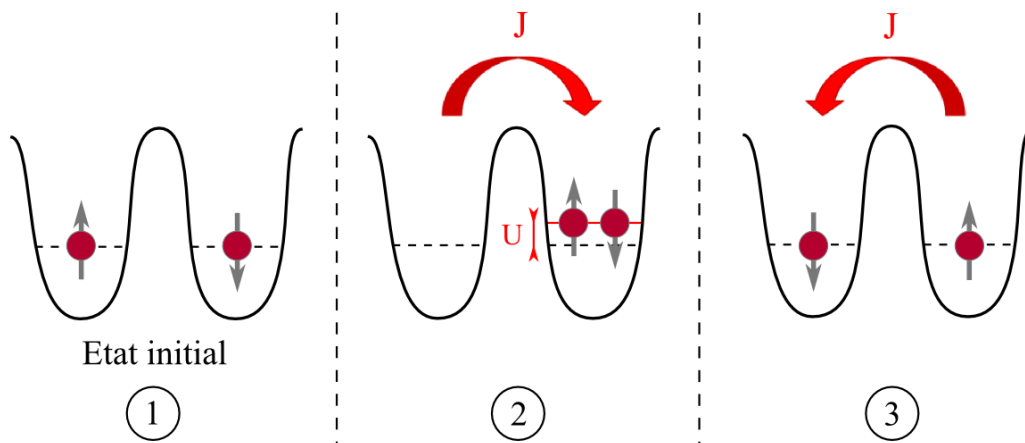


FIGURE 8.6 – Principe du processus de superéchange pour deux particules de spin 1/2.

cessus de superéchange pour des particules de spin 3. Considérons un état initial qui n'est pas un état propre de la base moléculaire (par exemple un état atomique  $|-2, -2\rangle$ ). La création d'un doublon par effet tunnel autorise un processus d'échange de spin induit par les interactions de contact qui couplent l'état initial à un état  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|-1, -3\rangle + |-3, -1\rangle)$ . L'un des atomes retourne alors dans le site voisin. Ce processus ne change pas la magnétisation totale du système, cependant l'état de spin de chacun des atomes est modifié.

Nous considérons maintenant ce processus dans le cadre de notre expérience. L'énergie d'interaction entre deux atomes contenus dans un même site,  $U$ , est de l'ordre de 10 kHz. Du fait de l'anisotropie du réseau 3D, nous faisons l'approximation d'un réseau bidimensionnel. Le paramètre de passage par effet tunnel est de :  $J_{x,z} \approx 11,3$  Hz (déterminé expérimentalement [102]). Or,  $J$  est très inférieur à l'énergie d'interaction entre particules. La probabilité qu'un doublon se forme par effet tunnel est donc très faible. Il en résulte que tout processus d'échange de spin induit par ce phénomène se produit à un taux inférieur à 0,1 Hz. [105]

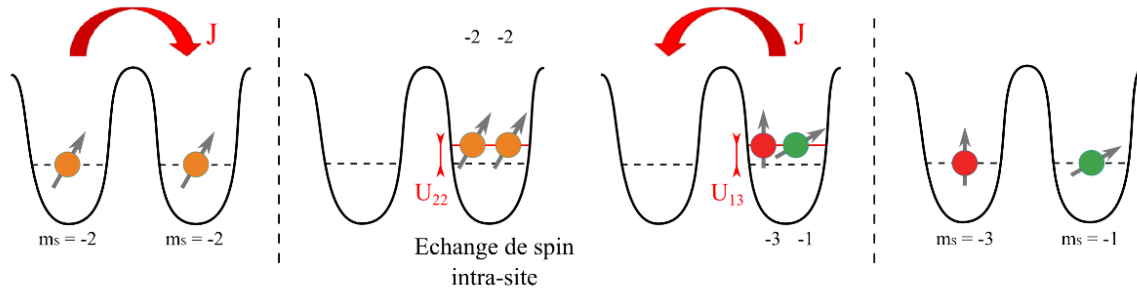


FIGURE 8.7 – Principe du processus de superéchange pour deux particules de spin 3.

Nous négligeons donc ce processus dans le modèle décrit par la suite.

### Interactions dipôle-dipôle

L'interaction dipolaire est le seul processus pouvant modifier l'état de spin des atomes dans cette configuration. Le potentiel d'interaction dipolaire entre deux atomes, séparés l'un de l'autre d'une distance  $r$ , a été décrit dans la partie II. Rappelons son expression :

$$\hat{H}_{dd} = -\frac{\mu_0}{4\pi} (g_S \mu_B)^2 \frac{3(\hat{S}_1 \cdot \hat{r})(\hat{S}_2 \cdot \hat{r}) - r^2 \hat{S}_1 \cdot \hat{S}_2}{r^5} \quad (8.2)$$

Dans la partie II nous avons développé ce Hamiltonien et montré qu'il induit trois types de couplage à longue portée. Nous négligeons ici les termes inélastiques ce qui se justifie, dans le cadre de la description de cette expérience, car il s'agit d'un processus local, interdit lorsque le système est uniquement composé de singlons. Seuls les termes d'Ising et d'échange jouent un rôle. On peut donc réduire le Hamiltonien 8.2 à un Hamiltonien effectif :

$$\hat{H}_d^{eff} = \frac{d^2}{4\pi r^3} \left(1 - 3\frac{z^2}{r^2}\right) \left[ \underbrace{\hat{S}_{1z} \hat{S}_{2z}}_{\text{Terme d'Ising}} - \frac{1}{4} \underbrace{(\hat{S}_1^+ \hat{S}_2^- + \hat{S}_1^- \hat{S}_2^+)}_{\text{Terme d'échange}} \right] \quad (8.3)$$

#### Remarque :

Bien que nous ayons négligé l'énergie de superéchange, le Hamiltonien 8.3 est formellement analogue au Hamiltonien de Heisenberg qui est utilisé en physique du solide pour décrire un ensemble de moments magnétiques localisés et en interaction. Il s'exprime :

$$H = \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} J_{i,j} \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j \quad (8.4)$$

Où les indices  $i$  et  $j$  font référence à des sites du réseau,  $\hat{S}_i$  et  $\hat{S}_j$  sont les opérateurs de spin associés aux atomes dans les sites  $i$  et  $j$  et  $J_{i,j}$  est le paramètre de passage tunnel entre les



deux sites  $i$  et  $j$ . Pour un système de deux atomes, il s'écrit très simplement :

$$H_{2 \text{ spins}} = J \hat{S}_1 \cdot \hat{S}_2 \quad (8.5)$$

En introduisant les opérateurs création et annihilation  $\hat{S}^+ = \hat{S}_x + i\hat{S}_y$  et  $\hat{S}^- = \hat{S}_x - i\hat{S}_y$ , le Hamiltonien 8.5 se réécrit :

$$H_{2 \text{ spins}} = J \left( \hat{S}_{1z} \hat{S}_{2z} - \frac{1}{2} (\hat{S}_1^+ \hat{S}_2^- + \hat{S}_1^- \hat{S}_2^+) \right) \quad (8.6)$$

On retrouve les mêmes termes d'Ising et d'échange que dans le Hamiltonien dipolaire effectif 8.3. Les similitudes entre le Hamiltonien de Heisenberg et le Hamiltonien décrivant les interactions dipolaires suggèrent que notre système pourrait avoir un intérêt pour la simulation quantique de systèmes de la matière condensée.

Cependant, notre système présente certaines originalités. Le Hamiltonien de Heisenberg décrit un ensemble de fermions. Le Chrome 52 étant un boson, il est possible de placer, dans un même site, plus d'une particule dans le même état interne. De plus, l'atome de Chrome 52 a un spin égal à 3 et sept sous-niveaux Zeeman possibles dans son état fondamental. Les propriétés magnétiques de notre système sont donc plus complexes.

Par ailleurs, en physique de la matière condensée, le processus de superéchange domine complètement les interactions directes entre les moments magnétiques des électrons. Dans notre cas, la situation est opposée car c'est bien l'interaction dipolaire qui domine l'interaction de superéchange :  $V_{dd} \gg \frac{J^2}{U}$ . De ce fait, contrairement au système de la matière condensée, les interactions d'échange entre particules contenues dans deux sites différents sont indépendantes du taux de passage par effet tunnel et donc de la profondeur du réseau.

### Modèle théorique

Pour effectuer des simulations numériques, nous avons simplifié le problème en considérant un réseau 2D non carré. L'approximation d'un système à deux dimensions se justifie par l'anisotropie du réseau. En effet, les écarts entre deux puits consécutifs sont à peu près égaux suivant les axes  $x$  et  $z$  tandis que l'espacement des puits est approximativement trois fois plus important suivant l'axe  $y$ . Nous prenons également en compte l'effet tunnel et un effet quadratique de sorte que la dynamique de spin est décrite par le Hamiltonien suivant [12, 102] :

$$\hat{H} = - \underbrace{\sum_{\langle i,j \rangle, m_S} J_{i,j} \hat{b}_{i, m_S}^\dagger \hat{b}_{j, m_S}}_{\text{Effet tunnel}} + q \underbrace{\sum_{j, m_S} m_S^2 \hat{n}_{j, m_S}}_{\text{Effet quadratique}} + \underbrace{\sum_{i,j} V_{i,j} \left( \hat{S}_i^z \hat{S}_j^z - \frac{1}{4} (\hat{S}_i^+ \hat{S}_j^- + \hat{S}_i^- \hat{S}_j^+) \right)}_{\text{Interaction dipôle-dipôle}} \quad (8.7)$$

$\langle \dots \rangle$  indique deux plus proches voisins,  $\hat{b}_j^\dagger$  et  $\hat{b}_j$  sont les opérateurs bosoniques de création et annihilation d'une particule, de projection de spin  $m_S$  suivant l'axe de quantification, dans le site  $j = (j_x, j_z)$  avec  $\hat{n}_{j, m_S} = \hat{b}_{j, m_S}^\dagger \hat{b}_{j, m_S}$  et  $\hat{n}_j = \sum_{m_S} \hat{n}_{j, m_S}$ . Enfin,  $V_{i,j}$  est la constante de couplage dipolaire entre deux sites  $i$  et  $j$ . Elle est explicitée dans [102] Supplemental Material.

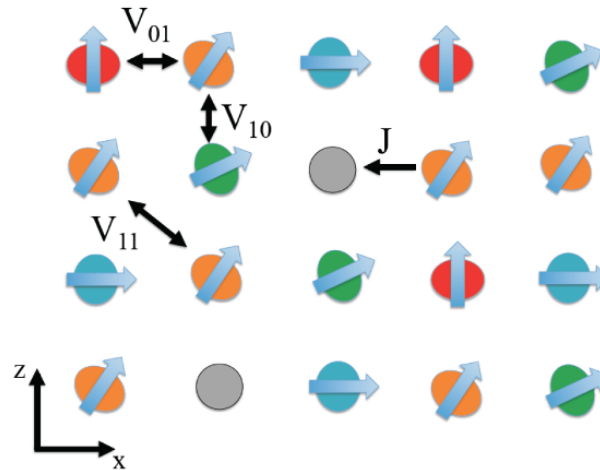


FIGURE 8.8 – Cette image présente schématiquement les différents paramètres inclus dans le Hamiltonien 8.7. Le modèle prend en compte la présence de trous et la possibilité qu'un atome traverse la barrière de potentiel la séparant du site vide avec un taux  $J$ . De plus, deux atomes séparés peuvent échanger du spin par couplage dipolaire  $V_{i,j}$ .

Le second terme de l'équation prend en compte la possibilité qu'un effet quadratique lumineux résiduel persiste. Nous décrivons ce terme dans la partie suivante (8.2) et montrons comment nous nous sommes efforcés de le mesurer. Le modèle tient également compte du passage par effet tunnel d'un atome vers un site voisin. Il s'agit du premier terme de l'équation 8.7 qui décrit l'annihilation d'un atome, de projection de spin  $m_s$ , dans le site  $i$  et la création d'un atome identique dans le site  $j$  avec un taux  $J$ .

Dans le cadre de ces simulations théoriques, nous avons supposé que le nombre maximum d'atomes contenus dans un site est de un. Ainsi,  $n_j$  ne peut prendre que les valeurs 1 ou 0. Cette approximation est justifiée car, comme nous l'avons vu précédemment (voir partie 7.3), le paramètre  $\frac{J}{U}$  est très faible. Il est donc très peu probable de produire un doublon par effet tunnel. Le seul cas où le passage par effet tunnel d'une particule dans un site voisin est autorisé est donc le cas où un atome traverse la barrière de potentiel vers un site vide. Ce processus est tout à fait envisageable, d'autant plus que la procédure expérimentale employée pour éliminer les doublons crée un cœur de sites vacants au centre du réseau.

La figure 8.8 présente schématiquement le système décrit et les différents couplages possibles dans le cadre de ce modèle.

## 8.2 Estimation de l'effet quadratique résiduel

Le laser Infra-Rouge et le laser produisant le réseau sont très désaccordés par rapport à la transition adressée ( ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P$ ) et on pourrait penser que la structure fine des états excités,  ${}^7P$  ne joue pas de rôle dans le calcul du décalage lumineux induit par ces deux faisceaux [41]. Cependant, ces états ne sont pas purement des états  ${}^7P$  et les largeurs des états de sa structure

fine sont très légèrement différentes. Les règles de somme, qui s'appliquent habituellement, ne s'appliquent pas et les différents états magnétiques de l'état fondamental ne subissent pas le même décalage lumineux [30].

De plus, parce qu'on ne connaît pas précisément certaines données spectroscopiques du Chrome, le calcul ne peut nous donner une valeur fiable. En effet, un calcul basé sur les données du NIST [36] prédit un effet quadratique de 1 kHz pour un laser à 532 nm, polarisé linéairement et d'intensité correspondant à un réseau optique d'une profondeur de  $25 E_R$ . Au contraire, en utilisant des données spectroscopiques plus récentes [106], on obtient, pour les mêmes paramètres, un effet quadratique résiduel de  $(100 \pm 400)$  Hz.

La présence d'un tel effet résiduel  $q$ , dépendant quadratiquement de la projection  $m_S$  du spin, peut se révéler problématique car s'il domine devant le couplage dipolaire ( $q \gg V_{i,j}$ ), la dynamique de spin inter-site est totalement inhibée. En effet, considérons un état initial  $|m_{S1} = -2, m_{S2} = -2\rangle$  et l'état final :  $|m_{S3} = -3, m_{S4} = -1\rangle$ . En présence d'un effet quadratique, ces deux états n'ont plus la même énergie et le couplage n'est plus résonant :  $\Delta E \approx q(8 - 10)$ .

Dans cette partie, nous décrivons comment nous avons tenté de quantifier expérimentalement cet effet quadratique résiduel par interférométrie. Nous montrons que cette expérience nous a permis de déterminer une valeur maximale pour la valeur de  $q$  et que cette mesure est cohérente avec une valeur de  $q$  permettant un bon accord entre expérience et simulations.

### 8.2.1 Mesure interférométrique

#### Principe

Le nuage est initialement polarisé dans un état magnétique  $m_S = -3$ . Après une première impulsion  $\pi/2$  de RF, l'état du condensat devient de la forme :  $\Phi = \sum_{m_S} C_{m_S} \phi_{m_S}$ . C'est-à-dire une superposition de tous les sept états Zeeman de l'état fondamental du Chrome. L'énergie de chacun de ces états, en tenant compte de l'effet quadratique optique, est de la forme :

$$E(m_S) = m_S g_S \mu_B B + q m_S^2 \quad (8.8)$$

On laisse alors le système évoluer pendant un temps  $T$ . Au cours de ce temps  $T$ , chacune des composantes acquiert une phase :  $\phi_T = (m_S g_S \mu_B B + q m_S^2) T / \hbar$ . Par une impulsion  $\pi$  de RF, on inverse alors les populations de spin : les atomes dans les états positifs sont transférés vers les états négatifs et vice versa, ce qui revient à inverser le signe de  $m_S$ . On laisse à nouveau les atomes évoluer pendant un temps  $T$ . La phase acquise par les atomes pendant ce temps  $T$  est égale à :  $\phi_{-T} = (-m_S g_S \mu_B B + q m_S^2) T / \hbar$ . Enfin, le système subit une dernière impulsion  $\pi/2$  de RF.

La phase totale acquise par les atomes au cours de cette séquence est de :  $\phi_{2T} = 2q m_S^2 T / \hbar$ . En l'absence d'effet quadratique, les deux phases s'annulent et l'état final est exactement l'état initial, c'est-à-dire l'état fondamental  $m_S = -3$ . Pour  $q = 0$ , la population dans l'état  $m_S = -3$ , mesurée à la fin de cette séquence d'écho de spin, est constante quel que soit  $T$ . Cette méthode permet donc de s'affranchir des déphasages dus à un champ magnétique spatialement inhomogène ou à l'effet Zeeman linéaire.

En revanche, si  $q \neq 0$ , la population finale mesurée dans l'état  $m_S = -3$  varie en fonction du temps. Notamment, si la condition  $\frac{2qT}{\hbar} = \pi$  est respectée, le signe de la fonction d'onde est inversée. Dans ce cas, la dernière impulsion de RF transfère tous les atomes dans l'état

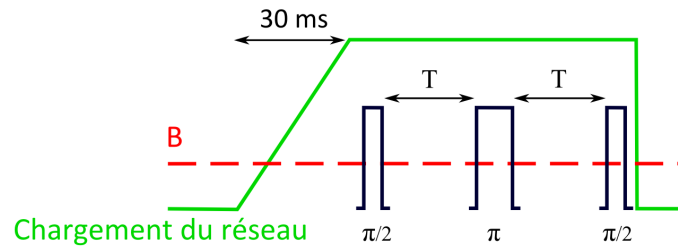


FIGURE 8.9 – Écho de spin : séquence temporelle permettant la mesure de l'effet quadratique résiduel par interférométrie atomique

$m_S = +3$ . On observe donc une extinction pour  $T = h/4q$  et, de la même façon, une résurgence pour une valeur  $T = h/2q$  où la phase acquise par chacune des composantes de spin est un multiple de  $2\pi$ .

### Description de l'expérience

Au cours des expériences qui vont être décrites dans la suite, les atomes sont initialement chargés adiabatiquement dans le réseau 3D et le champ magnétique établi à une valeur de 550 kHz. Cette valeur a été choisie expérimentalement car il nous est impossible de transférer efficacement, par RF, les atomes de  $m_S = -3$  à  $m_S = +3$  à champ trop faible.

Initialement, le condensat, dans l'état fondamental  $m_S = -3$ , est chargé dans le réseau et maintenu dans le piège dipolaire pendant toute la séquence. Puis les atomes subissent la séquence d'écho de spin décrite dans la partie 8.2.1. On mesure alors les populations dans les différents états magnétiques par une analyse Stern et Gerlach en fonction du temps  $T$ . La séquence expérimentale est présentée schématiquement par la figure 8.9.

### Résultats

Une courbe typiquement obtenue lors de ces expériences est présentée figure 8.10. Nous observons une rapide décroissance du nombre d'atomes dans l'état  $m_S = -3$  mais, nous n'observons pas la résurgence attendue à  $T = \frac{1}{2q}$ .

Notre interprétation est que, si la méthode d'écho de spin permet d'éliminer la contribution des inhomogénéités spatiales de champ magnétique, elle ne permet pas de s'affranchir de la dépendance temporelle du champ magnétique. Si dépendance temporelle il y a, elle induit un déphasage supplémentaire que nous ne sommes pas en mesure de compenser.

### 8.2.2 Estimation d'une valeur maximale de $q$

La figure 8.10 présente l'évolution de la population dans l'état  $m_S = -3$  aux temps courts. Les résultats d'une simulation de l'évolution du système sont également présentés sur la figure pour trois valeurs différentes de l'effet quadratique  $q$ .

On observe que la population dans l'état  $m_S = -3$  reste constante pendant les 500 premières microsecondes de la dynamique avant de commencer à diminuer. Si on compare ce résultat aux simulations, on constate que pour un effet quadratique  $q = 25$  Hz, simulations

et données expérimentales sont en bon accord. Par ailleurs, comme l'illustre la simulation de l'évolution de la population dans l'état  $m_S = -3$  pour  $q = 50$  Hz, le calcul montre que la dynamique est plus rapide si l'effet quadratique est plus fort. Cela nous permet donc de définir une borne supérieure à la valeur de l'effet quadratique résiduel :  $q \leq 25$  Hz. On ne peut cependant pas affirmer que l'effet quadratique est exactement égal à 25 Hz car d'autres processus (bruits techniques...) pourraient expliquer la diminution de la population dans l'état fondamental.

### 8.2.3 Comparaison entre théorie et expérience pour un système de singlons

Connaissant cette valeur, nous nous sommes à nouveau penchés sur la dynamique d'évolution d'un système composé de singlons (voir figure 8.4). Nous avons déjà établi que le Hamiltonien 8.7 permet de décrire notre système. Or ce Hamiltonien prend en compte le décalage en énergie induit par la présence d'un effet quadratique  $q$ . Nous avons donc comparé des simulations numériques faites à partir du Hamiltonien 8.7 aux données expérimentales.

La simulation est une tâche très difficile compte tenu de l'immensité du nombre de configurations de spin à considérer. Pour simplifier, la simulation a été effectuée sur une plaquette 2D  $3 \times 3$ . Le système est composé de sites contenant un atome unique ainsi que d'un trou unique. Malgré cela, un très grand nombre de configurations doivent être prises en compte.

La figure 8.11 présente les données expérimentales ainsi que les résultats de la simulation pour trois valeurs de l'effet quadratique. Ces simulations montrent effectivement une dynamique de spin sur une échelle de temps compatible avec les données. De plus, on constate que pour une valeur de  $q$  de 15 Hz la théorie et l'expérience sont en bon accord et on remarque que cette valeur de  $q$  est cohérente avec la mesure de  $q$  effectuée par interférométrie.

Cette comparaison montre également que pour rendre compte de la dynamique observée, la simulation doit tenir compte d'un nombre important de sites et d'atomes. Notre système est donc intrinsèquement un système dipolaire à  $N$  corps.

## 8.3 Observation d'échange de spin avec deux atomes par site

Dans la partie 8.1, nous avons décrit l'observation d'une dynamique d'échange de spin induite par un couplage dipolaire à longue portée entre atomes isolés dans les sites du réseau. Dans cette section, nous allons à nouveau étudier cette dynamique mais dans le cas où le nombre maximum d'atomes par site est de deux. Pour un tel système composé de doublons, il n'est plus possible de négliger les processus locaux comme les interactions de contact ou la relaxation dipolaire ce qui rend l'interprétation de nos résultats plus difficile.

### 8.3.1 Les processus mis en jeu

#### Échange de spin induit par les interactions de contact

Ce processus a été décrit dans le chapitre 7. Nous avons montré qu'on observe effectivement un processus d'échange de spin induit par les interactions de contact. Cependant, il se produit sur une échelle de temps très courte et s'amortit très rapidement. Nous considérons

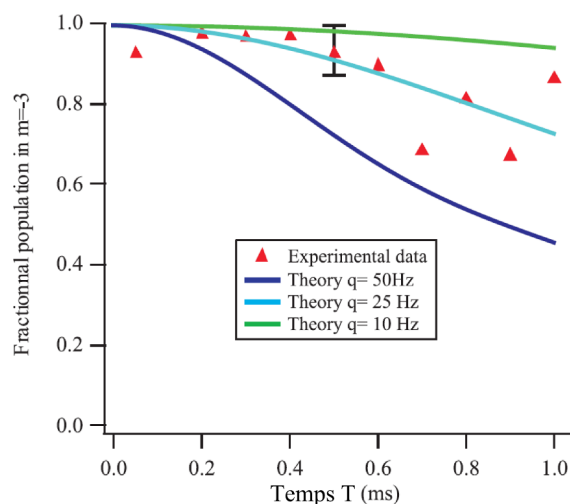


FIGURE 8.10 – Mesure de l'effet quadratique résiduel. La population finale dans l'état  $m_s = -3$  est tracée en fonction de la durée  $T$  de la séquence interférométrique pour les temps très courts. Triangles rouges : données expérimentales, lignes pleines : résultats de simulations de l'évolution du système pour trois valeurs différentes de l'effet quadratique  $q$ . Cette comparaison nous permet de définir une borne supérieure pour la valeur de  $q$  :  $q \leq 25$  Hz

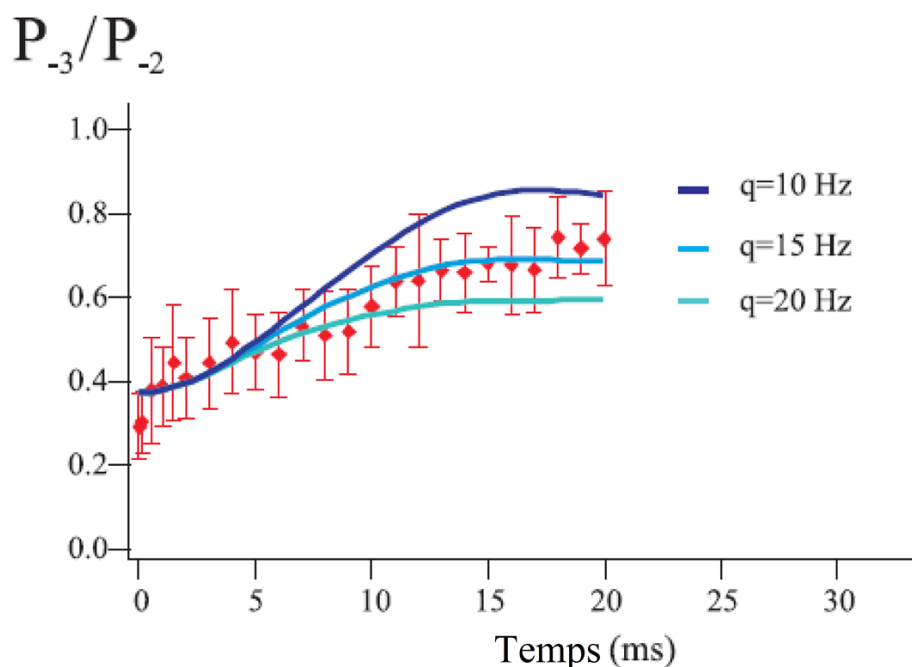


FIGURE 8.11 – Comparaison entre la dynamique de spin observée pour un système de singlons et les simulations numériques effectuées à partir du Hamiltonien 8.7 pour trois valeurs différentes de  $q$

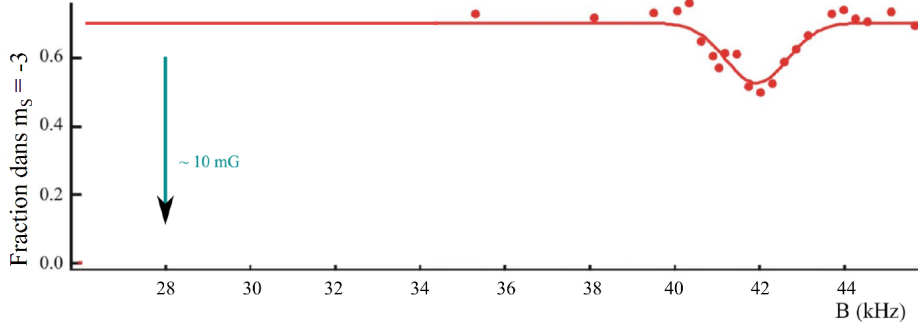


FIGURE 8.12 – Résonance de relaxation dipolaire de plus basse énergie. Elle est identique à la figure 6.9 présentée dans le chapitre 6.5. Les ronds rouges correspondent aux données expérimentales, la ligne rouge est un simple fit gaussien. Enfin, la flèche bleue indique le champ magnétique auquel nous travaillons. A ce champ magnétique de l'ordre de 28 kHz, la relaxation dipolaire est totalement inhibée.

donc dans cette section que cette dynamique a déjà eu lieu. L'état final atteint au terme de cette dynamique est un mélange statistique des états de la base moléculaire  $|6, -4\rangle$  et  $|4, -4\rangle$ . Nous considérerons cet état comme l'état initial du système dans cette partie.

### Inhibition de la relaxation dipolaire

Un second processus local que l'on peut voir apparaître est la relaxation dipolaire. Ce processus qui ne conserve pas la magnétisation empêche l'observation d'une dynamique d'échange de spin (qui se produit à magnétisation constante).

Nous avons cependant montré dans le chapitre précédent qu'en réseau 3D, nous pouvons inhiber ce processus pour certaines valeurs et orientations du champ magnétique. En effet, la relaxation dipolaire est un processus inélastique qui implique la conversion d'énergie magnétique en énergie cinétique. Or, en confinement 3D, l'énergie cinétique est quantifiée et la relaxation dipolaire devient un processus résonant. On peut donc choisir l'amplitude du champ magnétique de telle sorte que ce processus soit énergétiquement interdit et donc négligeable.

La résonance la plus basse en énergie se produit pour un champ magnétique d'une amplitude de  $B_f \approx (\hbar \times 45 \text{ kHz})$  et orienté suivant l'axe  $x$ . Ainsi, quel que soit l'orientation du champ, pour une amplitude inférieure à celle-ci la relaxation dipolaire est inhibée. La figure 8.12 présente la première résonance de relaxation dipolaire et la flèche bleue indique la valeur du champ que nous avons choisie. Pour cette valeur, aucun processus de relaxation dipolaire n'est visible ce qui rend possible l'observation d'une dynamique d'échange de spin.

Comme dans la section 8.1.5, on peut alors négliger les termes liés aux collisions inélastiques dans le Hamiltonien décrivant l'interaction dipolaire. Il se réduit à un Hamiltonien effectif similaire au Hamiltonien d'Heisenberg :

$$\hat{H}_d^{eff} = \frac{d^2}{4\pi r^3} \left(1 - 3\frac{z^2}{r^2}\right) \left(\hat{S}_{1z}\hat{S}_{2z} - \frac{1}{4}(\hat{S}_1^+\hat{S}_2^- + \hat{S}_1^-\hat{S}_2^+)\right) \quad (8.9)$$

### 8.3.2 L'expérience

La séquence expérimentale est identique à celle présentée dans la partie 8.1.3, à ceci près que les sites doublement occupés ne sont pas vidés. Le champ magnétique est établi à une valeur de  $\approx 28$  kHz, le condensat chargé adiabatiquement dans le réseau et la rampe d'effet quadratique appliquée pour exciter les atomes dans l'état  $m_S = -2$ . On mesure alors les populations dans les différents états Zeeman en fonction du temps d'évolution.

### 8.3.3 Résultats

La figure 8.13 présente l'évolution des différentes populations  $m_S = 0, -1, -2$  et  $-3$  en fonction du temps  $t$ . Pour s'affranchir des fluctuations du nombre d'atomes total  $N_{tot}$ , nous présentons l'évolution la fraction d'atomes dans les différents états de spin.

La dynamique observée présente des oscillations amorties entre les différentes populations de spin. La période de ces oscillations est de l'ordre de 4 ms. De plus, la figure 8.14 présente l'évolution de la magnétisation expérimentale en fonction du temps  $t$ . On constate qu'elle reste constante sur toute la durée de l'expérience.

Notre interprétation est que cette dynamique est un processus d'échange de spin induit par les interactions dipôle-dipôle à longue portée. En effet, l'échelle de temps sur laquelle se produisent ces oscillations est beaucoup trop longue pour qu'elles soient dues aux interactions de contact. La dynamique est, cependant, beaucoup plus rapide que celle observée dans le cas d'un système composé uniquement de singlons où l'on n'observe pas d'oscillations de spin.

Pour comparer la rapidité de ces deux dynamiques, nous mesurons le temps nécessaire pour que le rapport  $\frac{P[-3]}{P[-2]}$ , entre le nombre d'atomes dans l'état  $m_S = -3$  et le nombre d'atome dans l'état  $m_S = -2$ , augmente d'un facteur deux. Si le système est uniquement composé de singlons, ce temps est de 10 ms (voir figure 8.4). Dans le cas où certains des sites contiennent des doublons, ce temps est réduit à 1,5 ms (voir figure 8.13).

Nous pensons que le couplage dipolaire est accru par la présence de deux atomes par site.

### 8.3.4 Étude en présence d'un gradient

Pour être en mesure d'affirmer qu'il s'agit bien d'un processus d'échange de spin induit par les interactions dipôle-dipôle, nous cherchons à mettre en évidence le caractère longue portée des interactions induisant cette dynamique.

Notre dispositif expérimental nous permet, à l'aide d'un gradient de champ magnétique, d'inhiber les processus à longue portée et donc les interactions dipolaires. Nous présentons dans cette partie une étude de la dynamique de spin en fonction de la valeur de ce gradient.

#### Mise hors résonance des processus à longue portée

Nous avons vu précédemment que la présence d'un effet quadratique important met hors résonance toute dynamique d'échange de spin, aussi bien induit par les interactions dipolaires que par les interactions de contact. Cependant, nous ne cherchons qu'à inhiber sélectivement les processus à longue portée. Or l'ajout d'un gradient de champ ma-



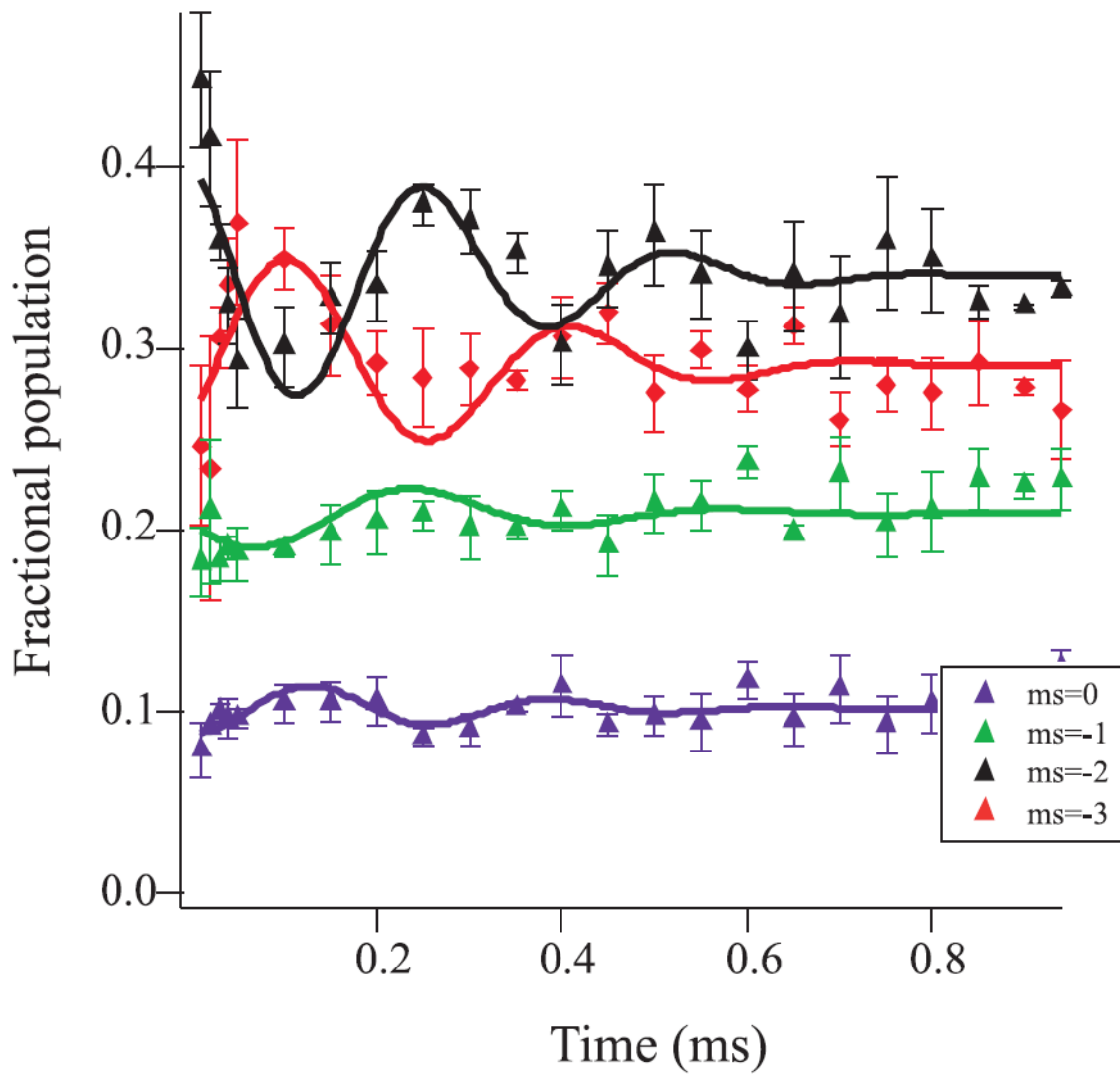


FIGURE 8.13 – Évolution des populations dans les états magnétiques  $m_s = 0, -1, -2$  et  $-3$  en fonction du temps. Les courbes pleines représentent un ajustement à l'aide d'une fonction sinusoïdale amortie.

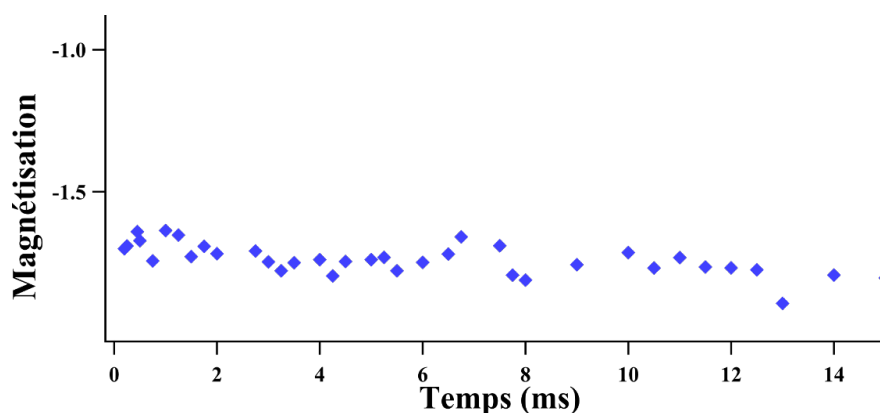


FIGURE 8.14 – Évolution de la magnétisation expérimentale pour un système constitué de doublons et de singlons.

gnétique suffisamment fort permet de produire un décalage spatial en énergie magnétique entre les atomes contenus dans chaque puits du réseau qui interdit tout processus inter-site. Ce principe est illustré par la figure 8.15. En effet, considérons le processus :  $|\text{site 1} : -2, -2; \text{site 2} : -2, -2\rangle \rightarrow |\text{site 1} : -2, -1; \text{site 2} : -2, -3\rangle$  : deux atomes dans deux sites différents du réseau échangent leur spin. En l'absence de gradient, l'état initial et l'état final ont la même énergie aux termes d'Ising près. En présence d'un gradient de champ magnétique  $\Delta B$ , où  $\Delta B$  désigne l'écart de champ magnétique entre deux sites, la différence d'énergie entre ces deux états est de  $\Delta E = g\mu_B\Delta B$ . Si cette énergie devient plus importante que le couplage dipolaire inter-site ( $\Delta B g\mu_B > V_{dd}$ ), la dynamique de spin inter-site est énergétiquement interdite.

Si en présence d'un tel gradient, nous observons une disparition de la dynamique de spin, nous pourrions affirmer que cette dynamique est bien le résultat d'un couplage à longue portée entre doublons.

### L'expérience

L'expérience consiste à appliquer un gradient de quelques Gauss par centimètre. Le champ magnétique est établi à une valeur de  $\approx 20$  kHz au centre du réseau. Cette valeur est choisie de façon à rester en-dessous de la première résonance de relaxation dipolaire sur l'ensemble du nuage.

Nous étudions alors la dynamique de spin en présence d'un gradient que l'on fait varier. La séquence expérimentale est, par ailleurs, identique à celle décrite dans la section 8.3.2 permettant l'étude de la dynamique d'échange de spin en présence de doublons.

### Analyse des données

L'analyse des données obtenues est identique à celle décrite dans la partie 8.3.2. Les populations dans les différents états Zeeman sont mesurées pour différents temps  $t$ . Après normalisation des populations par le nombre d'atomes total, nous étudions l'évolution du système en fonction du gradient appliqué pendant l'expérience. De façon à augmenter le

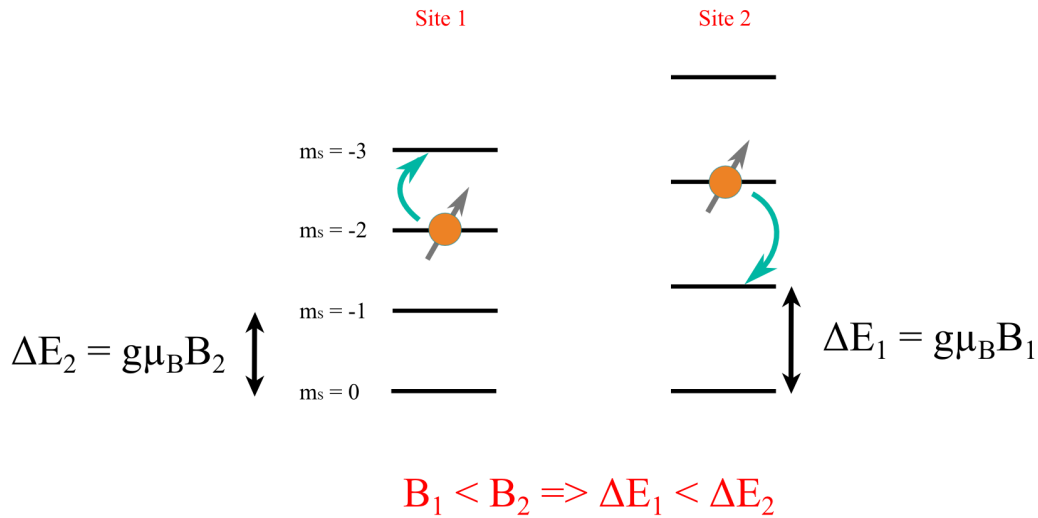


FIGURE 8.15 – Mise hors résonance des processus à longue portée en présence d'un gradient de champ magnétique. Un gradient de champ magnétique  $\Delta B = B_1 - B_2$  entre deux sites adjacents 1 et 2 induit un décalage en énergie magnétique  $\Delta E = g\mu_B \Delta B$  entre les deux sites. Si ce décalage devient grand devant le couplage à longue portée induisant la dynamique d'échange de spin, le processus est inhibé.

rapport signal sur bruit, nous traçons le rapport entre les populations dans les états  $m_S = -3$  et  $-2$  en fonction du temps. Une courbe typique est présentée en encart figure 8.16. Nous mesurons alors l'amplitude  $A$  de la dynamique de spin à l'aide d'un ajustement exponentiel. La figure 8.16 présente l'évolution de cette amplitude en fonction de la valeur du gradient.

### Observations

On observe que l'amplitude de la dynamique de spin diminue à mesure que le gradient augmente. Nous en déduisons donc que la dynamique de spin présentée figure 8.13 est bien la signature d'un processus d'échange de spin non-local, induit par les interactions dipôle-dipôle.

En pratique, un gradient de  $1 \text{ G.cm}^{-1}$  induit un décalage en énergie Zeeman de 70 Hz entre deux sites adjacents. A partir des données expérimentales (voir figure 8.13) nous pouvons déterminer que le couplage induisant la dynamique observée est de l'ordre de  $\hbar \times 250 \text{ Hz}$  (déduit de la fréquence des oscillations). Pour des valeurs de  $\Delta B$  supérieures à 250 Hz (c'est-à-dire environ  $3,5 \text{ G.cm}^{-1}$ ),  $g\mu_B \Delta B \gg V_{dd}$ . On observe effectivement que la valeur du gradient pour laquelle l'amplitude de la dynamique diminue significativement correspond à une valeur de  $\frac{\Delta E}{\hbar}$  de l'ordre de la fréquence des oscillations observées (250 Hz).

Par ailleurs, on note que les oscillations disparaissent lorsque l'on vide les sites doublement occupés. Au total, nous interprétons nos observations comme des preuves que les oscillations de spin résultent des interactions dipôle-dipôle entre doublons.

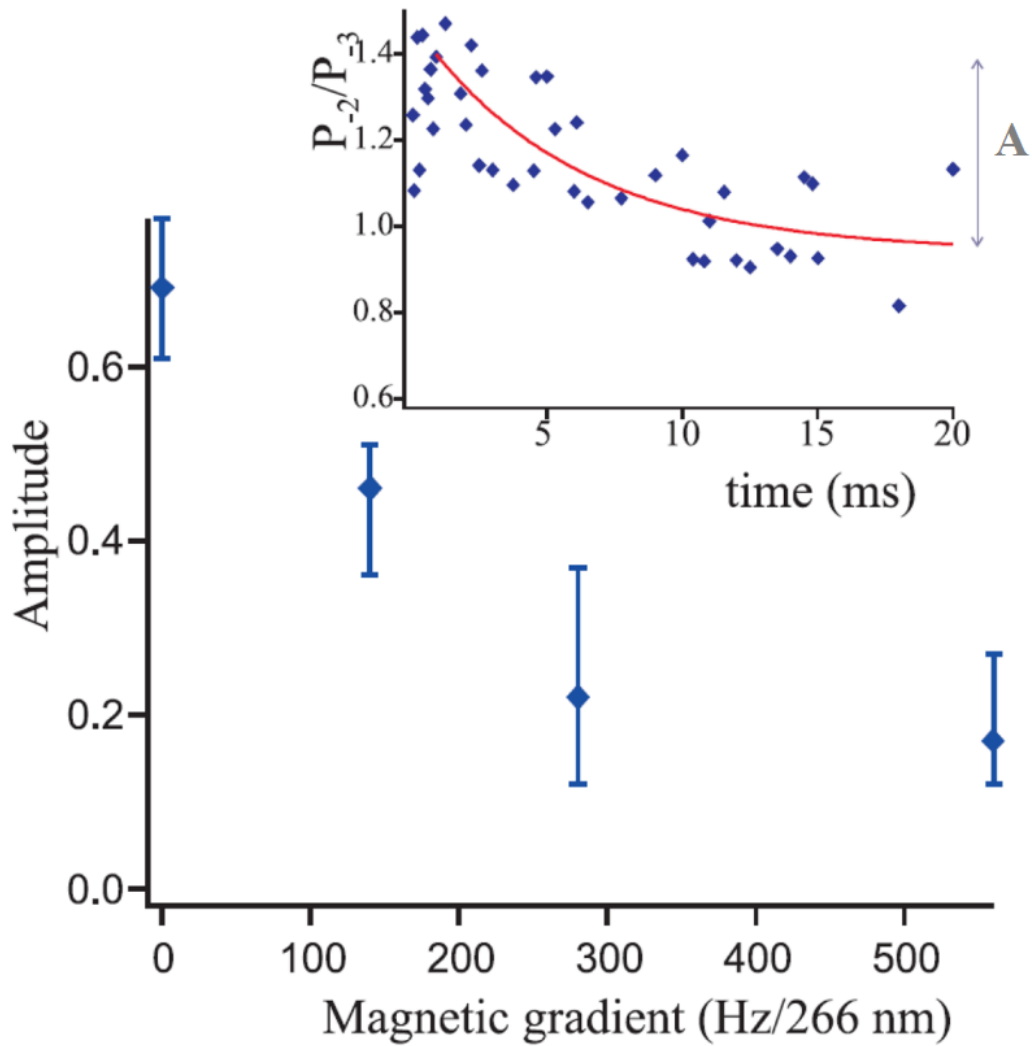


FIGURE 8.16 – Étude de l'amplitude des oscillations de spin observées en fonction de  $\Delta B$ . L'amplitude de l'oscillation est mesurée pour chaque valeur de  $\Delta B$  par un ajustement des données expérimentales à l'aide d'une fonction exponentielle. L'ajustement des données nous permet également de déterminer les barres d'erreur présentées pour chaque valeur.

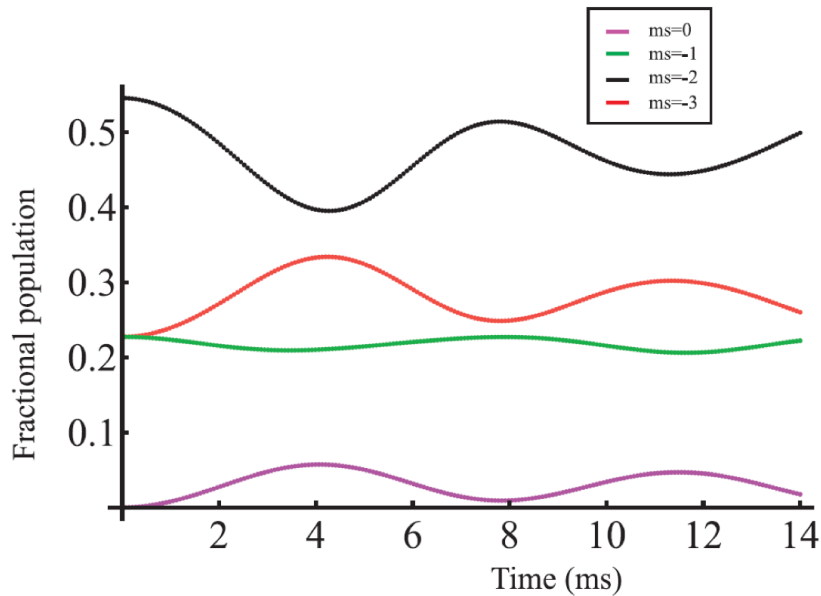


FIGURE 8.17 – Simulations numériques de l'évolution des populations de spin en supposant un système de deux sites contenant chacun deux atomes dans l'état  $|S = 6, m_S = -4\rangle$ . On suppose un couplage dipolaire entre les atomes des deux sites. La simulation montre effectivement que les populations de spin oscillent en fonction du temps. Cependant cette oscillation se produit sur une échelle de temps plus longue que celle observée expérimentalement.

### 8.3.5 Modèle théorique

Après avoir confirmé que la dynamique de spin observée est bien induite par les interactions dipôle-dipôle, nous avons développé un modèle simple pour interpréter ces données. Le modèle ne considère que deux sites chacun peuplé de deux atomes couplés entre eux uniquement par les interactions dipôle-dipôle. On suppose également que l'état initial est un état pur de la base moléculaire :  $|S = 6, m_S = -4\rangle$ . La figure 8.17 présente l'évolution théorique des populations dans les états  $m_S = 0, -1, -2$  et  $-3$ , normalisées par le nombre d'atomes total.

La simulation montre effectivement des oscillations entre les populations des différents états de spin (voir figure 8.13). Cependant, la période de ces oscillations de spin est deux fois plus grande qu'observées expérimentalement. Ce désaccord entre théorie et expérience est probablement dû au fait qu'une paire d'atomes dans un site du réseau n'est pas uniquement couplée à ses plus proches voisins. Pour tenir compte du caractère longue portée des interactions dipolaires, il est nécessaire de prendre en compte un grand nombre de sites. Cela requiert donc d'avoir recours à un traitement à N corps ce qui rend la simulation numérique de ce phénomène infaisable car le nombre de configurations à prendre en compte explose.

Notons cependant que, bien que nous utilisons un modèle théorique inspiré de la physique de la matière condensée, notre système présente des particularités qui rendent la physique que nous étudions différente et nouvelle.

## 8.4 Influence de la profondeur des réseaux (préliminaire)

Nous avons évoqué dans la partie précédente que notre système expérimental présente de fortes similitudes avec certains systèmes que l'on rencontre en physique du solide. Dans le cadre de la physique du solide, les systèmes décrits par le Hamiltonien de Heisenberg sont composés d'un ensemble de moments magnétiques localisés et en interaction du fait du mécanisme du superéchange. Nous avons montré que le Hamiltonien décrivant les interactions dipolaires peut être réduit, dans certaines conditions, à un Hamiltonien effectif très semblable au Hamiltonien de Heisenberg et que notre expérience permet en principe d'étudier une physique analogue à celle du magnétisme quantique.

Malgré les similarités avec le modèle de Heisenberg et le magnétisme des électrons fortement corrélés, il est peut-être plus intéressant de souligner les spécificités de notre système qui laisse entrevoir une physique très riche. Une première spécificité provient du fait que l'énergie d'échange provient du couplage dipolaire et non pas de l'énergie de superéchange. Les processus d'échange sont donc indépendants du taux de passage par effet tunnel  $J$ . Une seconde provient du grand spin de l'atome de Chrome qui permet, par exemple, d'observer de l'échange de spin associé aux interactions de contact. Au total, trois processus d'échange peuvent intervenir et entrer en compétition. L'expérience présentée ici consiste à étudier la dynamique de spin pour différentes profondeurs du réseau, ce qui permet de modifier les contributions relatives de ces trois processus.

A grande profondeur du réseau, nous avons vu que l'étude théorique nécessite un traitement à  $N$  corps très complexe. Cependant, les dynamiques : locale, associée aux interactions de contact en  $a_6 - a_4$  et non-locale, induite par les interactions dipôle-dipôle, sont découplées. Au contraire, à basse profondeur, la dynamique est plus complexe, mais le traitement théorique est plus simple. En effet, à basse profondeur du réseau, le régime superfluide est maintenu. La simulation de l'évolution d'un tel système s'avère beaucoup plus simple que dans le régime fortement corrélé car une théorie de champ moyen est suffisante. P. Pedri a développé un modèle basé sur l'équation de Gross-Pitaevskii qui reproduit de manière satisfaisante nos données. D'après les simulations, on estime que l'échange dû au couplage dipolaire et celui dû aux interactions de contact interviennent de manière égale à la dynamique observée.

### 8.4.1 L'expérience

La séquence expérimentale est identique à celle décrite dans la section 8.3.2. Le nuage atomique est chargé dans le réseau. Les atomes sont alors préparés dans l'état magnétique  $m_S = -2$  par une rampe de l'effet quadratique. Pendant toute la durée de l'expérience, le champ magnétique est fixé de 25 kHz et orienté suivant l'axe  $x$ . Après un temps  $t$ , nous mesurons la population dans les différents états de spin par une procédure de Stern et Gerlach et nous étudions l'évolution du système pour différentes durées d'évolution. L'expérience est reproduite pour différentes profondeurs du réseau.

L'analyse de ces résultats se base sur l'étude de l'évolution de deux paramètres en fonction de la profondeur du réseau :

- Les amplitudes de la dynamique de spin. Ces amplitudes sont mesurées par deux ajustements des données expérimentales : l'un par une fonction exponentielle, l'autre

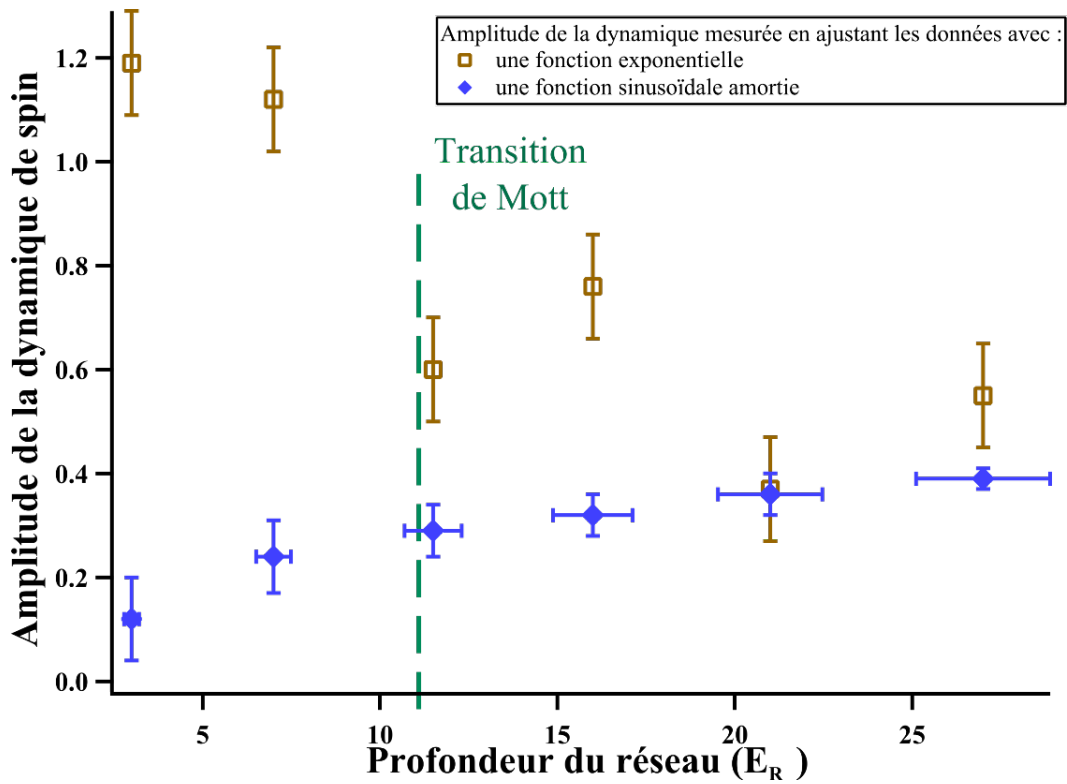


FIGURE 8.18 – Évolution de l'amplitude de la dynamique de spin en fonction de la profondeur du réseau. Losanges bleus : Cette amplitude est mesurée en ajustant les données expérimentales de l'évolution de la population dans l'état de spin  $m_S = -2$  à l'aide d'une fonction sinusoidale amortie. Carrés marrons : amplitude est mesurée en ajustant à l'aide d'une fonction exponentielle l'évolution de la population dans l'état de spin  $m_S = -2$ .

par une fonction sinusoidale amortie. Les résultats sont présentés figure 8.18 en fonction de la profondeur du réseau.

- La variation de la magnétisation par atome au cours de la dynamique,  $\Delta M$ , présentée figure 8.20.

Tout d'abord, nous observons, figure 8.18 une continuité qualitative de la dynamique de spin entre le régime de Mott (fortement corrélé) et le régime superfluide. Tandis que la transition de Mott se produit à une profondeur de  $11 E_R$ , nous observons encore, pour des profondeurs inférieures, des oscillations de spin, semblables à celle observées dans le régime de Mott. C'est le cas jusqu'à une profondeur de  $7,5 E_R$ . Pour des valeurs de la profondeur du réseau plus faibles que  $7,5 E_R$ , nous n'observons presque plus ces oscillations mais une dynamique essentiellement exponentielle, comme le montre la figure 8.19.

On remarque également figure 8.18 que, tandis que l'amplitude des oscillations de spin diminue, l'amplitude de la dynamique exponentielle augmente lorsque l'on réduit la profondeur du réseau.

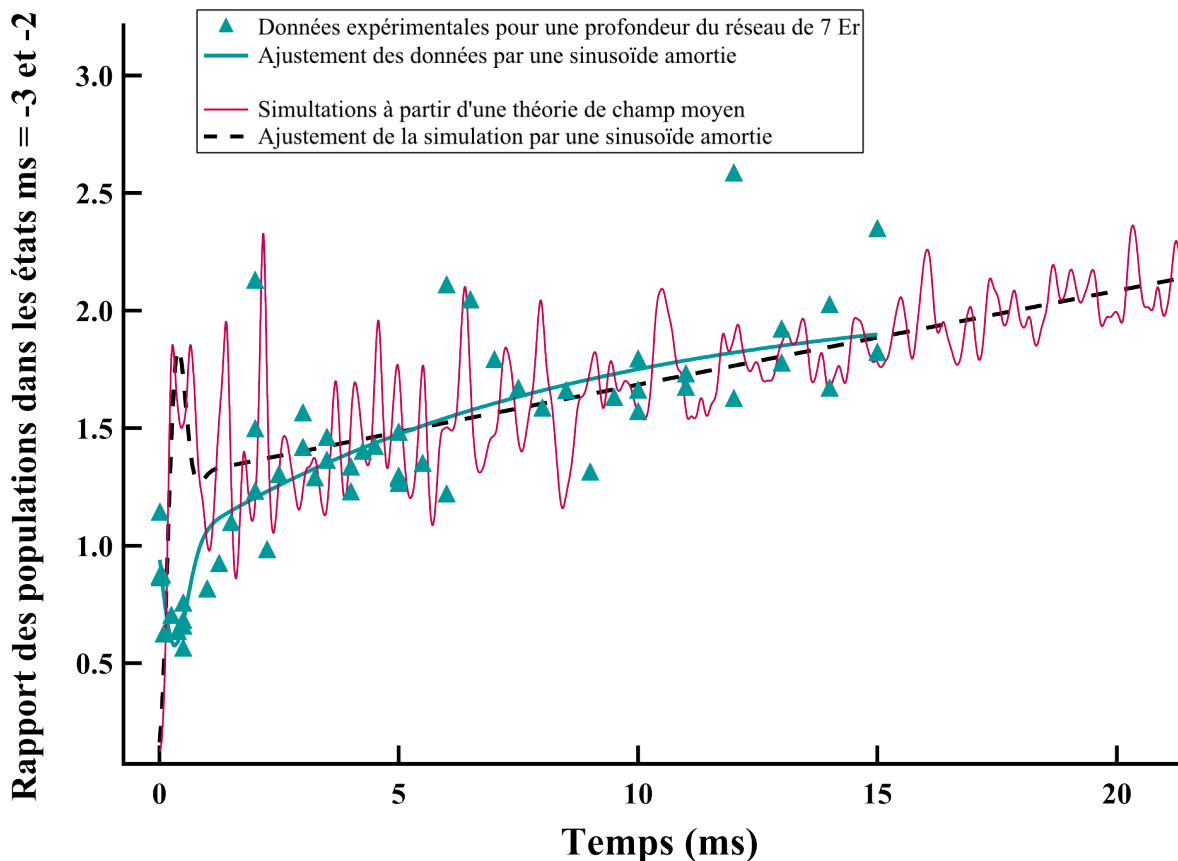


FIGURE 8.19 – Évolution du rapport des populations dans les états  $m_s = -3$  et  $-2$  en fonction du temps pour une profondeur du réseau de  $7 E_R$ . En losanges verts : nous présentons les données expérimentales, la ligne verte est un ajustement des données par une fonction sinusoidale amortie. On observe effectivement que pour une faible profondeur du réseau ( $< 7,5 E_R$ ), la dynamique observée est essentiellement exponentielle. La ligne rouge correspond aux simulations de champ moyen effectuées par Paolo Pedri pour une profondeur du réseau de  $7 E_R$ , la ligne noire en pointillé est un ajustement de ces simulations par une fonction qui est la somme d'une sinusoidale amortie et d'une exponentielle.



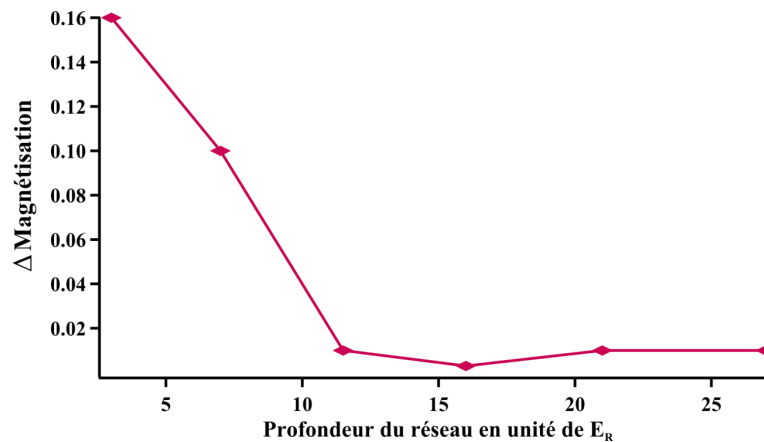


FIGURE 8.20 – Évolution de la magnétisation, noté  $\Delta M$ , au cours de la dynamique pour chaque valeur de la profondeur du réseau. Pour chaque expérience,  $\Delta M$  est égal à la différence entre la magnétisation initiale et la magnétisation finale. On observe que pour des valeurs très importantes de la profondeur du réseau,  $\Delta M$  est nulle ce qui implique que la dynamique observée se produit à magnétisation constante. Pour des valeurs inférieures à  $11 E_R$ , on observe que la magnétisation évolue au cours de la dynamique.

Nous observons que  $\Delta M$  reste quasiment nul pour des valeurs de la profondeur supérieures à  $11 E_R$ . Cependant, pour des valeurs inférieures,  $\Delta M$  augmente légèrement. La variation de la magnétisation observée n'est pas a priori associée fondamentalement à la transition de Mott. Elle est interprétée comme l'effet de la diminution des énergies des bandes du réseau qui rend énergétiquement possible la relaxation dipolaire.

A partir de ces observations, nous définissons trois zones :

- Pour des profondeurs supérieures à  $11 E_R$ , l'état de Mott : Les observations sont similaires à celles décrites dans la partie 8.3 et on observe des oscillations cohérente de spin au cours de l'évolution du système.
- Pour des profondeurs inférieures à  $7,5 E_R$  : On observe essentiellement une dynamique de spin exponentielle qui se produit à magnétisation légèrement variable.
- Pour des profondeurs comprises entre  $7,5$  et  $11 E_R$ , un régime intermédiaire : (cf. les données à une profondeur de  $7,5 E_R$ ) La profondeur du réseau est suffisante pour inhiber, au moins partiellement, la relaxation dipolaire mais pas suffisamment élevée pour atteindre le régime de Mott. Le nuage atomique reste dans un état superfluide. Il subsiste pourtant des oscillations de spin similaires à celles observées à réseau profond. Nous avons cherché à comprendre cette continuité observée entre le régime de Mott et le régime superfluide.

## 8.4.2 Interprétation

### Apparition de la relaxation dipolaire

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 6, il est possible de totalement inhiber la relaxation dipolaire pour les hautes profondeurs du réseau. Dans les conditions expérimentales décrites ici, le champ magnétique est choisi de telle sorte que, à profondeur maximale du réseau, la relaxation dipolaire soit hors-résonance (voir figure 8.12). Cela explique pourquoi, pour des profondeurs supérieures à  $11 E_R$ , la magnétisation reste constante au cours de la dynamique et  $\Delta M = 0$ .

Cependant, pour des valeurs de la profondeur inférieures à  $\approx 11 E_R$ , la valeur de  $\Delta M$  est différente de zéro. La dynamique de spin observée ne se produit donc pas à magnétisation constante ce qui démontre que la relaxation dipolaire y joue un rôle non-négligeable. En effet, alors que la profondeur du réseau diminue, l'énergie de la première bande vibrationnelle du réseau diminue et, avec elle, l'énergie nécessaire à exciter le mouvement d'un atome. Les énergies associées aux résonances de relaxation dipolaire deviennent donc de plus en plus faibles. En pratique, le champ magnétique choisi ne permet plus d'inhiber la relaxation de spin.

De plus, nous avons vu dans la partie 2.4.3 que la largeur des résonances dépend du taux de tunneling. La diminution de la profondeur du réseau implique donc l'augmentation de la largeur des résonances de relaxation dipolaire. L'observation de processus de relaxation dipolaire devient plus probable à faible profondeur de réseau.

A cause de l'apparition de la relaxation dipolaire, l'interprétation de la dynamique de spin pour des profondeurs du réseau inférieures à  $11 E_R$  devient assez complexe.

### Dynamique de spin au travers de la transition de Mott

Comme nous l'avons décrit dans les parties 8.1 et 8.3.2, à haute profondeur du réseau, nous observons que la dynamique se produit sur deux échelles de temps. A temps court, nous observons une dynamique d'échange de spin associée aux interactions locales entre doublons. A temps long, nous observons une autre dynamique de spin que nous avons associée au couplage dipolaire à longue portée entre atomes dans des sites distants du réseau.

Pour rendre compte de la fréquence lente des oscillations observées, nous avons développé le modèle minimaliste qui suit. La contribution dipolaire est la somme des interactions entre toutes les paires d'atomes :  $\sum_{i<j} V_{dd}(r_{ij})$  où  $i$  et  $j$  indiquent les sites contenant les atomes en interaction et  $r_{ij}$  est la distance entre les deux sites. Considérons l'état initial :

$$|i\rangle \equiv | -2, -2, \dots, \underbrace{-2}_i, \dots, \underbrace{-2}_j, \dots, -2, -2 \rangle \quad (8.10)$$

En supposant que l'état final n'implique qu'un seul processus d'échange entre deux atomes respectivement dans les sites  $i$  et  $j$ , l'état initial  $|i\rangle$  au premier ordre à l'état final  $|f\rangle$  :

$$|f\rangle \equiv \sum_{i<j} | -2, -2, -2, \dots, \underbrace{-3}_i, \dots, \underbrace{-1}_j, \dots, -2, -2, -2 \rangle \quad (8.11)$$

Le couplage entre ces deux états s'écrit :

$$2\pi\langle g|\sum_{ij}V_{ij}|e\rangle = 2\pi\sqrt{\sum_{ij}V_{ij}^2} \quad (8.12)$$

Plus exactement, on peut aussi déduire d'une théorie de perturbation au deuxième ordre l'échelle de temps typique pour l'échange de spin. On retrouve alors l'équation 8.12. Le calcul est difficile en présence de doublons car l'état initial est un mélange statistique des états  $|6, -4\rangle$  et  $|4, -4\rangle$ , c'est-à-dire que deux potentiels d'interactions interviennent :  $S = 6$  et  $S = 4$ . Mais on peut le faire dans les deux cas extrêmes ( $S = 6$  ou  $S = 4$ ). Le résultat de ce calcul est présenté figure 8.21 pour deux potentiels d'interaction : purement  $S = 6$  ou purement  $S = 4$ . On observe un bon accord entre nos observations et ces calculs : la fréquence des oscillations reste comprise entre ces deux valeurs.

Au contraire, à basses profondeurs du réseau, les oscillations disparaissent et nous observons une dynamique exponentielle. Comme nous l'avons souligné, du fait du processus de relaxation dipolaire, ce système est assez complexe à simuler car le système n'évolue pas à magnétisation constante. Paolo Pedri a développé un modèle élaboré basé sur une théorie de champ moyen qui néglige la relaxation dipolaire et qui montre que, à temps court, la dynamique mêle l'effet du couplage dipolaire et des interactions de contact. Les oscillations prédites dans la théorie ne sont pas clairement observées dans l'expérience. Les données expérimentales mettent en évidence une oscillation très amortie aux temps courts, voir figure 8.19. L'amortissement observé pourrait être un effet de température non nulle. A temps plus longs, la dynamique exponentielle observée expérimentalement est en accord qualitatif avec la théorie. Cela indique que la relaxation dipolaire ne joue pas un rôle dans la dynamique observée.

Les figures 8.20 et 8.18 présentent donc une première tentative d'étude des propriétés magnétiques d'atomes dipolaires, du régime fortement corrélé (Mott), au régime superfluide où la théorie de champ moyen s'applique. Il est important de noter que la dynamique d'échange de spin dans le régime de champ moyen est a priori très différente de la dynamique dans le régime fortement corrélé. En effet, dans le régime de champ moyen, la contribution des interactions dipolaires est déterminée par une moyenne globale. Si on considère un condensat de Bose-Einstein de densité homogène, cette contribution est nulle. Les parties positives et négatives de l'interaction dipôle-dipôle s'annulent. Dans ce régime, la dynamique observée est donc un effet de bords. En effet, alors qu'on peut considérer le cœur du condensat comme homogène, la contribution des interactions dipôle-dipôle n'est pas nulle sur les bords. Au contraire, l'équation 8.12, valide pour des réseaux profonds, prédit une dynamique au cœur du nuage. On pourrait envisager de sonder les états de spin localement pour vérifier cette différence de comportement entre les deux régimes.

## 8.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté l'observation d'une dynamique d'échange de spin non locale, induite par les interactions dipolaires, avec un gaz de Bose. Dans un premier temps, nous avons étudié un système composé uniquement d'atomes isolés dans les sites du réseau

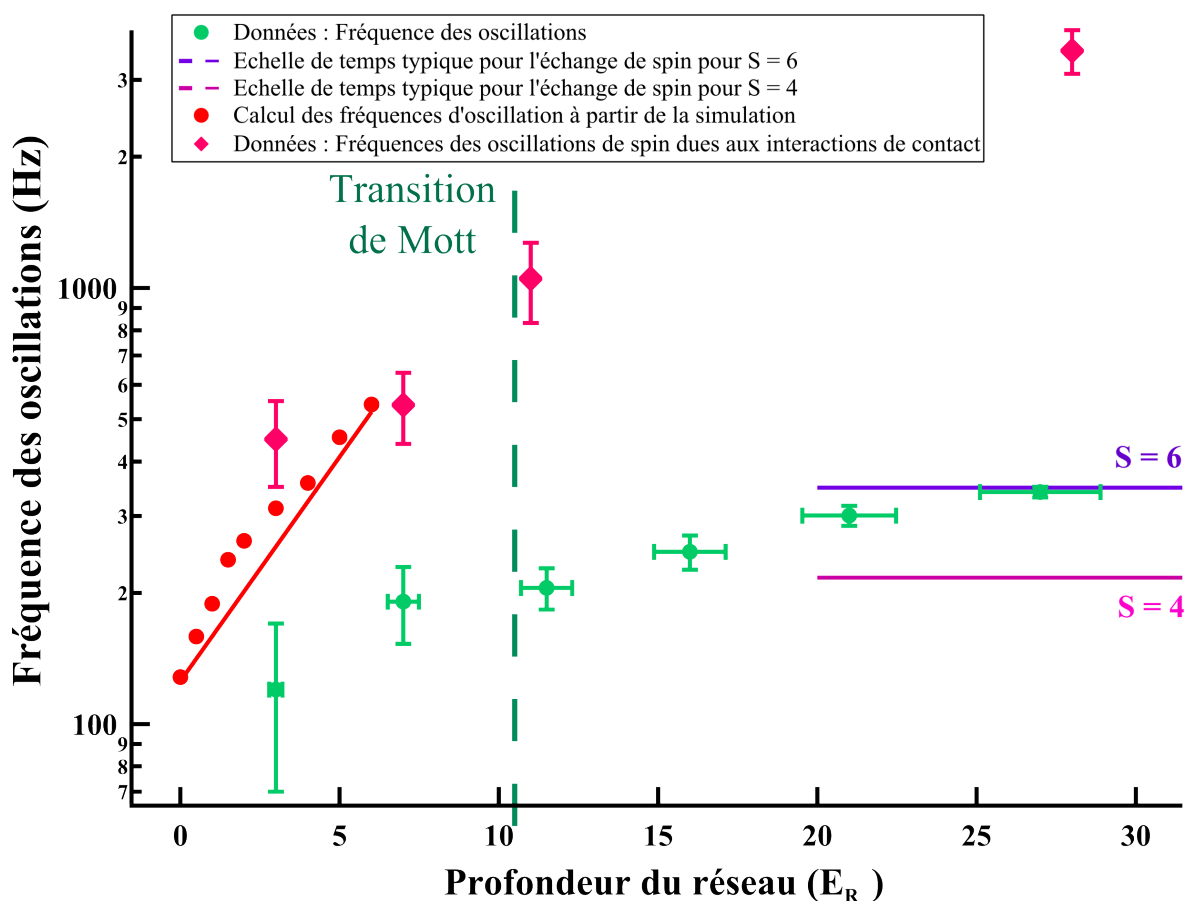


FIGURE 8.21 – Évolution de la fréquence des oscillations de spin en fonction de la profondeur du réseau. Cercles verts : Fréquences des oscillations de spin mesurées expérimentalement en ajustant les données à l'aide d'une fonction sinusoidale amortie. Cercles rouges : Calcul théorique des fréquences d'oscillations effectué par P. Pedri à partir d'une théorie de champ moyen, la ligne rouge est un ajustement linéaire guide l'œil. Losanges roses : Mesure expérimentale de la fréquence des oscillations de spin induites par les interactions de contact. Ligne en pointillé violet : Estimation de l'échelle de temps typique pour l'échange de spin dans le cas où seul le potentiel moléculaire de spin total  $S = 6$  intervient. Ligne en pointillé rose : Estimation de l'échelle de temps typique pour l'échange de spin dans le cas où seul le potentiel moléculaire de spin total  $S = 4$  intervient.

tridimensionnel. La dynamique de ce système est décrite par un Hamiltonien très similaire au Hamiltonien d'Heisenberg. Cependant, contrairement à la physique des électrons dans un solide, nous avons montré que l'énergie de superéchange n'est pas le processus d'échange dominant, puisque énergétiquement inhibé à réseau très profond. Dans ce cas simple, le seul processus pouvant induire la dynamique observée est l'interaction dipôle-dipôle. Du fait de son caractère longue portée, le couplage dipolaire introduit une interaction spin-spin d'un site à l'autre du réseau. Qui plus est, cette interaction ne se limite pas à coupler les plus proches voisins, le système est un système à  $N$  corps difficile à simuler.

Dans un second temps, nous présentons une expérience où l'on ne retire pas les doublons, certains des sites sont donc peuplés de deux atomes. La dynamique observée est plus rapide que celle observée dans le cas des singlons et présente des oscillations cohérentes entre les populations de spin. Une étude attentive de ce phénomène en présence d'un gradient de champ magnétique, qui met hors résonance les processus à longue portée, nous a permis de conclure que cette dynamique est effectivement liée aux interactions dipolaires. Le couplage dipolaire est accru par la présence de deux atomes par site.

A grande profondeur du réseau, nous observons deux dynamiques : une dynamique locale induite par les interactions de contact et une dynamique inter-site induite par les interactions dipôle-dipôle. Les deux dynamiques montrent des oscillations cohérentes de spin sur des échelles de temps distinctes. Elles sont toutes les deux bien comprises et des modèles minimalistes permettent de rendre compte de nos observations à réseau profond. Cependant, lorsque l'on diminue la profondeur du réseau, on constate que les échelles de temps sur lesquelles ont lieu ces dynamiques se rapprochent. Enfin, à profondeur très faible, les deux dynamiques se mélangent. Les oscillations de spin disparaissent quasiment pour laisser la place à une dynamique exponentielle bien décrite, aux temps longs, par une théorie de champ moyen. Les oscillations de spin survivent à profondeur de réseau intermédiaire, ce qui est une information intéressante notamment dans un régime où les modèles théoriques sont a priori très difficiles et où plusieurs types d'échange entrent en compétition.

# Dynamique de spin dans un double puits

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié les interactions entre des atomes isolés les uns des autres dans les sites d'un réseau 3D. Nous avons montré expérimentalement que les interactions dipôle-dipôle induisent une dynamique d'échange de spin à longue distance et que cette dynamique est indépendante du taux de passage par effet tunnel  $J$  [102].

Nous avons démontré que dans le cas où l'on considère un système où chaque site contient deux atomes (doublons), le couplage dipolaire est plus important que dans le cas où les atomes sont isolés dans un site (singlons). Le taux d'échange de spin augmente linéairement avec le nombre d'atomes. La comparaison de nos données expérimentales avec un modèle théorique simple nous a permis d'établir que les doublons interagissent entre eux comme de vrais spins  $S = 6$ .

Après avoir étudié les cas des singlons, puis des doublons, nous avons cherché à étudier l'interaction entre deux ensembles macroscopiques de spins. Nous avons décrit dans le chapitre 4 la mise en place d'un double-piège dipolaire qui, lorsqu'il est superposé au piège dipolaire Infra-Rouge, permet de produire deux condensats distants de  $4,2 \mu\text{m}$ . Nous avons également montré qu'à l'aide d'un fort gradient de champ magnétique il nous est possible d'induire un décalage en énergie entre les deux puits de sorte que nous pouvons modifier sélectivement l'état de spin d'un des nuages sans affecter le second. La figure 9.1 représente schématiquement l'état de spin obtenu.

Dans un premier temps nous avons envisagé observer des processus d'échange de spin où un atome du puits de droite interagirait avec les  $N$  atomes du puits de gauche. Le couplage dipolaire est ainsi plus grand d'un facteur  $N$  si on le compare au cas de deux spins isolés et se produirait à un taux  $\Gamma_{exc}$  de :

$$\hbar\Gamma_{exc} = SN \frac{\mu_0 (g_S \mu_B)^2}{4\pi d^3} \quad (9.1)$$

où  $d$  est la distance entre les deux puits,  $S$  le spin de l'atome,  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr et  $g_S$  est le facteur de Landé. Pour  $2N = 10^4$  et  $d = 4,2 \mu\text{m}$ , ce couplage devrait donc être de

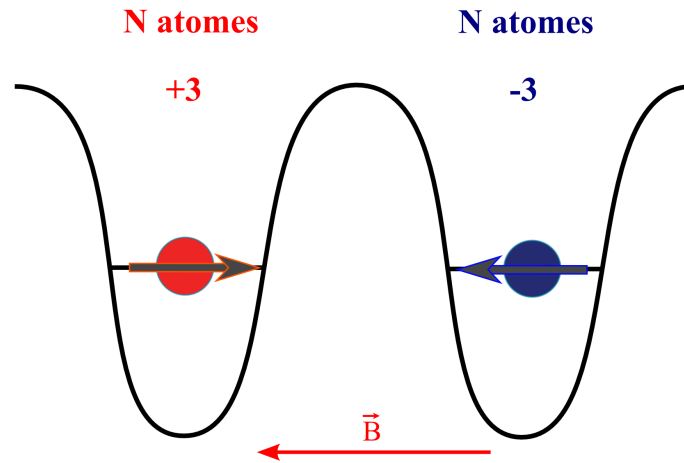


FIGURE 9.1 – Représentation schématique de l'état de spin après préparation d'état

l'ordre de  $\Gamma_{exp} = 2\pi \times 10$  Hz.

Nous montrerons dans ce chapitre que, bien que le système soit dans un état énergétiquement excité, il est dynamiquement stable pour des raisons de conservation de l'énergie. En principe, des processus d'échange de spin  $(3,-3) \rightarrow (2,-2)$  peuvent avoir lieu car l'interaction dipolaire inter-site n'est pas nulle. Cependant, nous n'observons pas de dynamique. Ceci s'interprète par une compétition entre les termes d'échange ( $S_1^+ S_2^-$ ) et les termes d'Ising ( $S_1^z S_2^z$ ). De ce fait, les échanges (ou fluctuations) de spin sont gelés.

Ce résultat s'interprète aussi à l'aide d'un formalisme purement classique. Les atomes, localement dans un état de spin extrême, se comportent collectivement comme un aimant. La dynamique de spin est bien reproduite par la stabilité dynamique de deux aimants classiques.

## 9.1 L'expérience

Par convention, nous supposons que les atomes du puits de droite sont préparés dans l'état  $m_S = +3$  et les atomes du puits de gauche dans l'état  $m_S = -3$ . Nous notons donc l'état initial de notre système :  $|D : m_S = +3, G : m_S = -3\rangle$ , D indiquant le puits de droite et G le puits de gauche.

### 9.1.1 Suppression du gradient de champ magnétique

Rappelons que la préparation d'un tel état nécessite la présence d'un gradient de champ magnétique. Or comme nous l'avons vu dans la partie 8.3.4, la présence d'un gradient interdit toute dynamique de spin entre atomes séparés spatialement. Dans ces conditions, le processus d'échange de spin ne conserve pas l'énergie du système et devient non résonant. Il est donc nécessaire de s'assurer qu'aucun gradient résiduel ne persiste pendant le temps  $t$  d'évolution du système.

Pour cela, nous préparons les deux condensats dans des états de spin opposés comme décrit dans la partie 4.9. Après un temps  $t_{grad}$ , que nous faisons varier, le faisceau Infra-Rouge vertical est coupé et on laisse les atomes s'étendre dans le piège horizontal. Cette procédure diffère de la procédure Stern et Gerlach car aucun gradient n'est appliqué pendant ces 30 ms d'expansion dans le piège dipolaire. Si les différentes populations de spin se sont séparées au terme de ces 30 ms, cela indique qu'un gradient persiste. Nous mesurons la taille, suivant l'axe  $x$ , du nuage atomique en fonction de temps  $t_{grad}$ . On constate que la taille diminue jusqu'à une valeur de  $t_{grad} \approx 17$  ms où elle atteint un plateau et n'évolue plus. Nous supposons donc que pour des temps supérieurs à 17 ms, le gradient résiduel est suffisamment faible pour permettre l'observation d'une dynamique de spin.

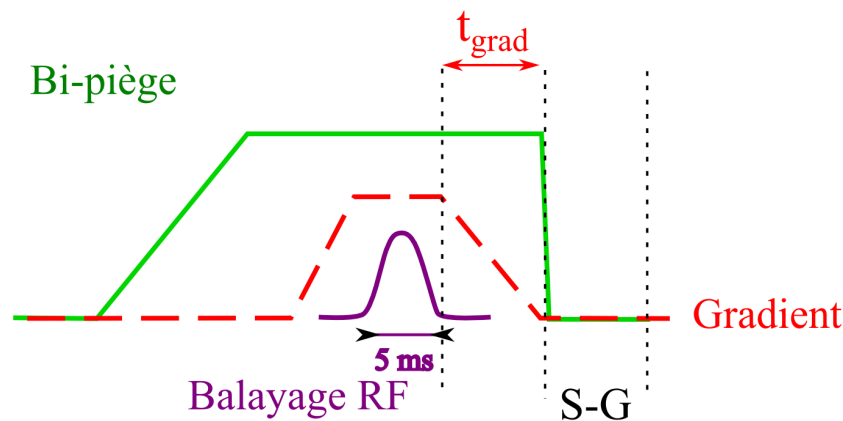


FIGURE 9.2 – Séquence expérimentale qui nous a permis de déterminer la valeur de  $t_{grad}$  nécessaire à la suppression du gradient de champ magnétique. La séquence est quasiment identique à celle décrite dans la partie 4.9 pour préparer les deux condensats dans des états de spin opposés. Cependant, aucun gradient n'est appliqué lors de la procédure de mesure Stern et Gerlach.

Expérimentalement, nous fixons le temps nécessaire à la suppression du gradient à  $t_{grad} = 20$  ms.

### 9.1.2 Séquence expérimentale

La séquence expérimentale commence par le chargement des atomes dans le double-piège. On prépare alors l'état de spin de deux nuages comme décrit dans la partie 4.9. Après les 20 ms nécessaires à la suppression du gradient, nous laissons évoluer le système pendant un temps  $t$  que l'on fait varier. Enfin, nous analysons les populations dans les différents états de spin par une analyse Stern et Gerlach. La séquence complète est présentée schématiquement figure 9.3.



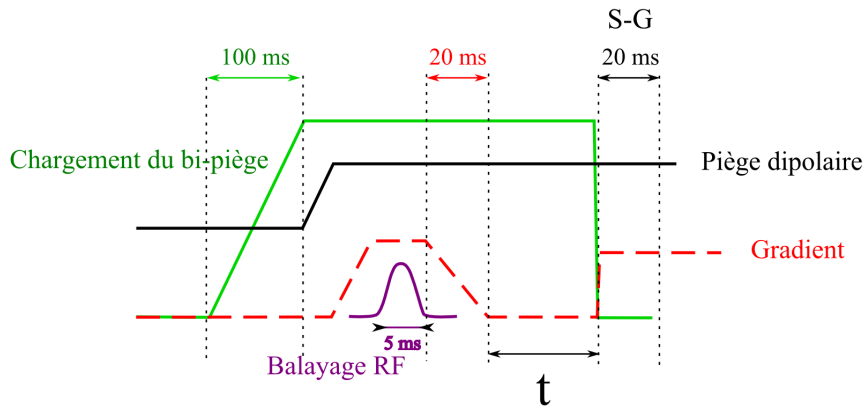


FIGURE 9.3 – Séquence expérimentale permettant d'étudier l'évolution d'un système de deux spins géants interagissant par interaction dipôle-dipôle

### 9.1.3 Contraintes expérimentales

#### Définir $t = 0$

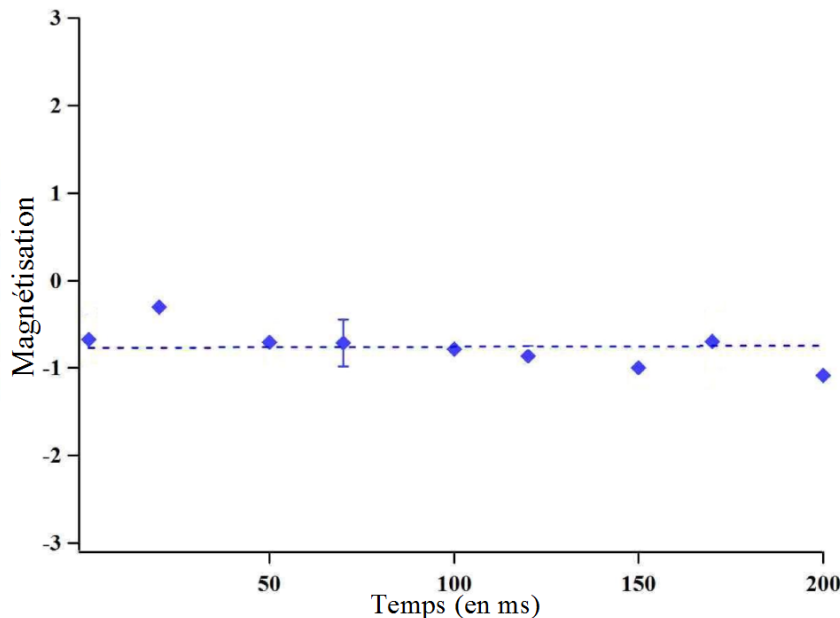
Il nous est difficile de définir précisément l'instant  $t = 0$  auquel commence la dynamique de spin. Les 20 ms nécessaires à la suppression du gradient interdisent l'étude de l'évolution du système immédiatement après la préparation d'état. Notons que si la présence d'un gradient résiduel inhibe les processus à longue distance, ce n'est pas le cas pour les processus locaux.

#### Importantes fluctuations du chargement

Comme indiqué dans la partie 4.5.3, les fluctuations de chargement du double-piège, induites par l'instabilité de la position du condensat, ont pu être réduites par la mise en place d'un piège dipolaire Infra-Rouge plus large. Cela reste cependant un des facteurs limitants. Pour chaque série de données, environ 40% des réalisations ne sont pas utilisables. L'analyse de données a donc nécessité un tri des images de façon à éliminer les cas où un seul des puits contient la majorité des atomes. Pour ce tri, nous utilisons la magnétisation totale ( $M$ ) mesurée expérimentalement comme critère. Si les atomes sont équirépartis dans les puits,  $M$  est proche de 0. Rappelons cependant que notre technique d'analyse Stern et Gerlach ne nous permet pas d'imager correctement les populations dans les états magnétiques positifs. Ainsi, la préparation est jugée correcte, si on mesure une magnétisation comprise entre -1 et 0.

La figure 9.4 présente l'évolution de la magnétisation totale typiquement observée lors de ces expériences. Un tri préalable a été effectué de façon à ne conserver que les réalisations où la magnétisation est effectivement comprise entre 0 et -1. Nous observons alors que, pour des réalisations de l'expérience où la répartition des atomes entre les deux puits est à peu près équitale, la magnétisation reste constante quel que soit  $t$ .

Nous montrerons dans la partie suivante pourquoi la magnétisation est un critère suffisant pour éliminer les réalisations de l'expérience où le déséquilibre de population entre les deux puits est trop important.

FIGURE 9.4 – Evolution de la magnétisation en fonction du temps  $t$ .

### 9.1.4 Observations

#### État initial

La figure 9.5 présente deux images après temps de vol du nuage atomique. La première image, figure 9.5 a), présente le nuage atomique après avoir été relâché du double-piège. On peut déduire de cette image la température du nuage qui est de l'ordre de 400 nK, inférieure à la température critique de condensation  $T_C$ . En revanche, après le balayage RF permettant la préparation de l'état initial, nous observons que le nuage a subi un chauffage jusqu'à une température  $1,5 \mu\text{K}$  (voir figure 9.5 b)). Après une analyse Stern et Gerlach de l'état de spin du nuage, nous constatons que cette augmentation de la température s'accompagne également d'une faible dépolarisation du nuage de gauche, initialement préparé dans l'état  $|G : m_S = +3\rangle$ .

Comme nous le verrons, pendant les 20 ms nécessaires à la suppression du gradient, le système subit une dynamique très rapide qui chauffe le nuage de gauche (G). Cette dynamique est due à des processus de relaxation dipolaire dans le puits de gauche où les atomes ont été préparés dans un état Zeeman excité :  $m_S = +3$ .

L'état initial de notre expérience n'est donc pas un système de deux condensats préparés dans des états d'énergie magnétique extrêmes mais un condensat préparé dans l'état  $m_S = -3$  à gauche et un gaz thermique froid à 80% polarisé dans l'état magnétique  $m_S = +3$  à droite.

#### Dynamique de spin

La figure 9.6 montre une des réalisations de cette expérience. A gauche, nous présentons le profil des images prises par absorption après une procédure de Stern et Gerlach, pour un

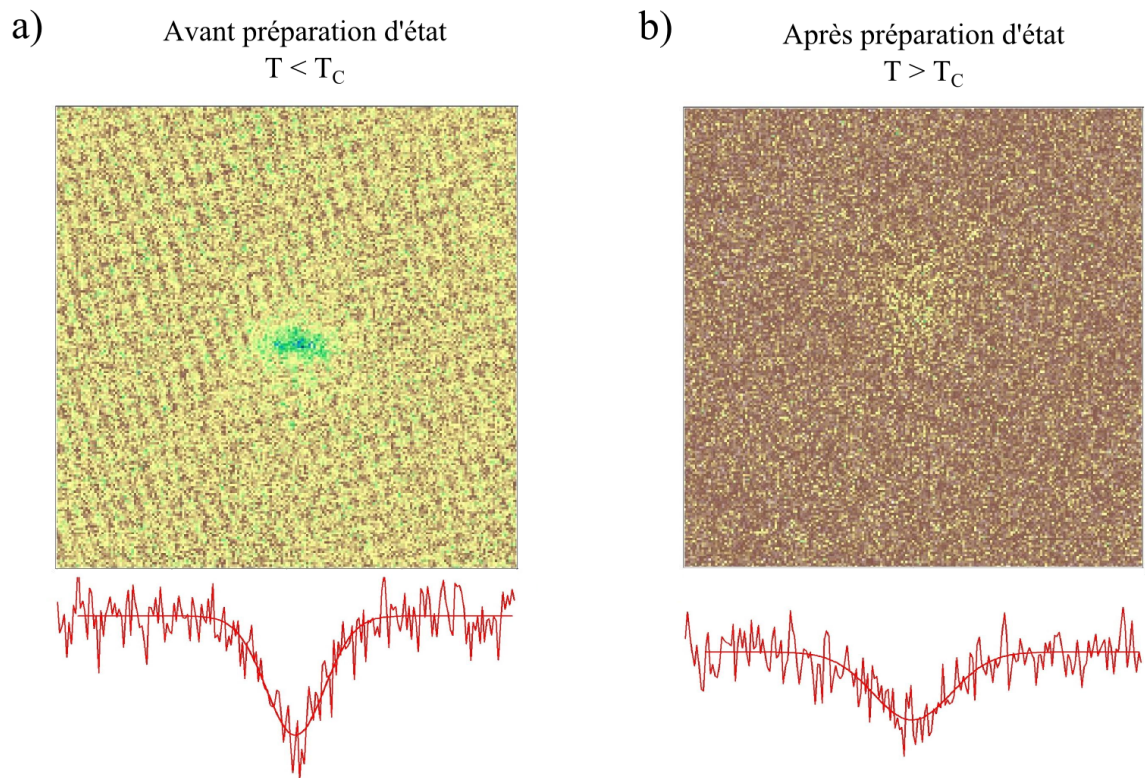


FIGURE 9.5 – Images du nuage atomique par absorption après un temps de vol de 3 ms. Dans les deux cas, la séquence est presque identique (voir figure 9.3) à une différence près : Image a) : Les atomes n'ont pas subi le balayage RF permettant la préparation de l'état de spin. Le profil de densité, affiché en-dessous, nous permet d'en déduire la température du nuage par un ajustement gaussien. Image b) : On mesure de la même façon la température du nuage après la procédure de préparation d'état.

temps  $t$  croissant. On observe tout d'abord que les populations dans les différents états de spin ne semblent pas évoluer en fonction du temps. Le nuage de gauche reste majoritairement polarisé dans l'état  $m_S = -3$ , les atomes du puits de droite dans l'état magnétique  $m_S = +3$  et une petite portion dans l'état  $m_S = +2$ . Pour confirmer cette observation, la figure de droite présente l'évolution de la magnétisation dans le puits de droite (en rouge) et de celle du puits de gauche en noir. Les magnétisations des deux nuages évoluent très peu, même pour des temps très longs devant le temps caractéristique  $1/\Gamma_{exc}$ . En effet, on s'attend à une inversion totale des magnétisations en  $\approx 50$  ms. Il semble donc que, dans cette configuration, les populations de spin soient gelées.

## 9.2 Interprétation

Nous allons dans cette partie présenter les différents processus qui peuvent avoir lieu dans notre système. Contrairement au cas décrit dans le chapitre précédent, nous ne pouvons pas négliger les processus locaux dans cette configuration. La relaxation dipolaire, notamment, n'est pas un processus résonant que nous pouvons inhiber.

### 9.2.1 Dynamique de relaxation dipolaire

Les atomes du puits de droite étant préparés dans l'état Zeeman  $m_S = +3$ , on peut s'attendre à observer de la relaxation dipolaire. Contrairement à ce que nous avons montré dans la partie 8.3.1, en confinement quasi-2D la densité d'états orbitaux accessibles est beaucoup trop importante pour permettre de contrôler ce processus. La relaxation dipolaire est un processus local induit par les interactions dipôle-dipôle. La magnétisation du nuage change et l'énergie magnétique cédée est convertie en énergie cinétique. Connaissant la profondeur du double-piège,  $V_0 \approx 2 \mu\text{K}$  (voir équation 4.9), et l'amplitude du champ magnétique,  $B_0 \approx 100$  kHz, l'énergie cinétique gagnée par une paire d'atomes n'est pas suffisante pour qu'ils s'échappent du piège. Dans ces conditions, la relaxation dipolaire se traduit donc par un chauffage du nuage. Nous attribuons donc le chauffage du nuage, qui se produit pendant les 20 ms entre la préparation d'état et le début de la dynamique, à la relaxation dipolaire. La magnétisation dans le puits de droite diminue et la température du nuage augmente.

Le puits de droite est épargné aux temps courts, les atomes étant initialement dans l'état fondamental  $m_S = -3$ .

Enfin, on observe que la magnétisation du puits de gauche n'évolue que très peu après les vingt millisecondes, consacrées à l'annulation du gradient, et ce même sur plusieurs centaines de millisecondes. Notre interprétation est la suivante : alors que la température du nuage dans le puits de droite augmente, la densité du nuage diminue et avec elle le taux de relaxation dipolaire. La relaxation dipolaire ne joue pas de rôle dans la dynamique (ou l'absence de dynamique) que l'on observe par la suite.

### 9.2.2 Interactions de contact

Les interactions de contact n'ont pas d'effet sur l'état de spin du nuage dans cette configuration : l'échange de spin ne peut pas se produire localement. En effet, les atomes des deux nuages sont préparés dans des états Zeeman extrêmes en énergie ( $-3$  à gauche et  $+3$  à droite).

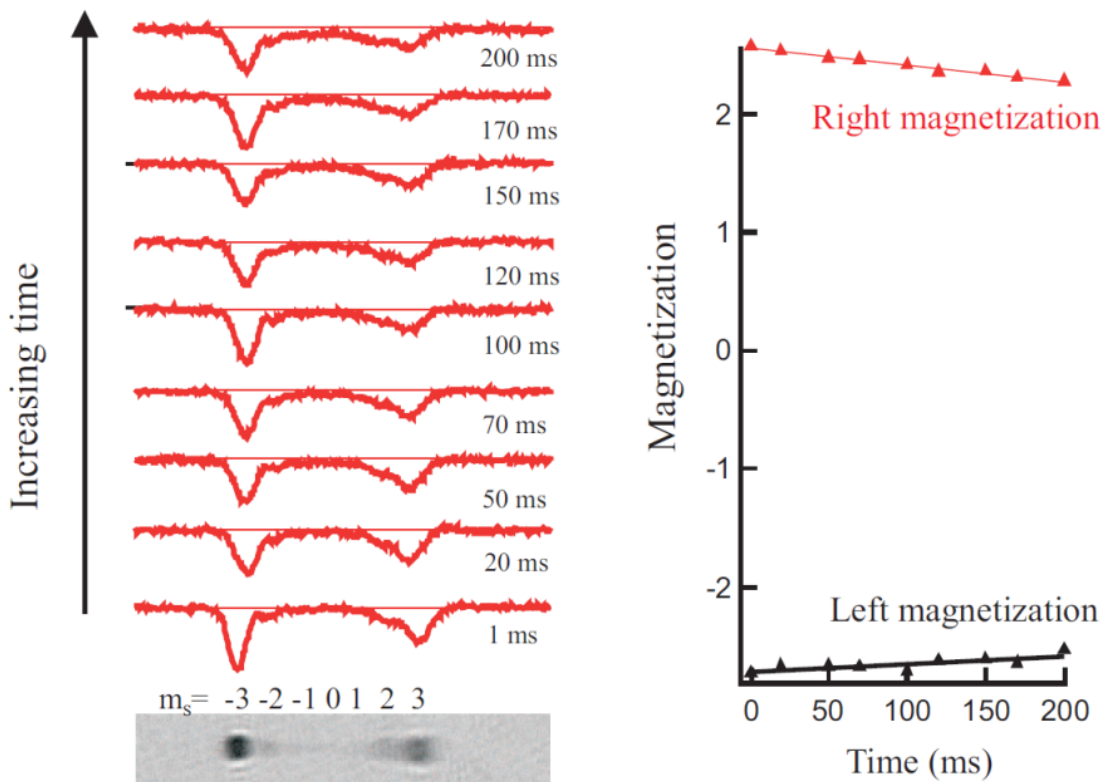


FIGURE 9.6 – Dynamique de spin dans le double-puits. A gauche, nous présentons le profil de densité, après une analyse Stern et Gerlach, de chaque image pour un temps  $t$  d'évolution du système. Nous en déduisons l'évolution des populations dans les différents états de spin. A droite, nous présentons la magnétisation mesurée expérimentalement dans les deux puits. On définit la magnétisation dans chacun des puits comme :  $\sum_{m_s} \frac{N_{m_s} m_s}{N}$ , où  $N_{m_s}$  est la population mesurée dans l'état  $m_s$  et  $N$  le nombre total d'atomes dans le puits. Pour la magnétisation du puits de droite, contenant les atomes dans les états magnétiques positifs, la somme est faite sur tous les  $m_s$  positifs et pour le puits de gauche, sur les  $m_s$  négatifs.

Or les états de la base atomique  $|m_{S1} = -3; m_{S2} = -3\rangle$  et  $|m_{S1} = +3; m_{S2} = +3\rangle$  sont également des états propres de la base moléculaire, respectivement  $|6, -6\rangle$  et  $|6, +6\rangle$ . Les paires d'atomes interagissent donc localement uniquement dans le potentiel moléculaire de spin total  $S = 6$ . En supposant que les deux nuages soient parfaitement séparés, les interactions de contact ne jouent pas de rôle dans la dynamique de spin.

De plus, l'interaction dipolaire d'une paire d'atomes dans le puits de droite avec les atomes du puits de gauche ne modifie pas le potentiel moléculaire dans lequel les atomes du puits de droite interagissent. On peut le comprendre simplement en se rappelant que l'interaction dipolaire est l'interaction entre le champ magnétique d'un atome et le moment magnétique du second. Si le champ magnétique produit par les atomes du second puits  $B_2(1)$  est homogène au niveau du premier puits, les atomes du premier puits interagissent tous de façon identique avec le champ magnétique induit par ceux du second puits. Dans une représentation classique, les spins du premier puits précessent donc tous à la même vitesse autour du champ produit par les atomes du second puits de telle sorte qu'il est toujours possible de trouver un axe suivant lequel le spin total de chaque paire atomique est égal à 6. Cela ne modifie donc pas le potentiel moléculaire dans lequel les atomes interagissent localement qui reste de spin total  $S = 6$ . Les processus d'échange de spin sont donc nécessairement des processus inter-puits et donc induits par les interactions dipôle-dipôle à longue portée.

### 9.2.3 Dynamique d'échange de spin

Nous avons estimé, dans l'introduction de ce chapitre, le couplage dipolaire entre les deux puits. Celui-ci devrait être de l'ordre de  $\Gamma_{exc} = 2\pi \times 10$  Hz. Or nous n'observons pas sur la figure 9.6 de dynamique d'échange de spin même pour des échelles de temps très supérieures à  $2\pi/\Gamma_{exp} \approx 100$  ms.

Nous allons montrer que cette absence de dynamique de spin est une signature du caractère classique du système que nous étudions.

#### Étude théorique

Nous avons montré que les interactions de contact ne peuvent pas jouer de rôle dans la dynamique observée. L'interaction entre les atomes est donc purement dipolaire. De plus, nous n'avons observé aucun processus de relaxation dipolaire après  $t = 0$ . En effet, la densité du nuage de droite est beaucoup trop faible pour que ce soit un processus limitant.

Nous avons développé dans ce contexte un modèle purement dipolaire et non-local. Nous considérons que les spins du puits de gauche interagissent uniquement par interaction dipôle-dipôle avec les spins du puits de gauche et vice versa. Nous notons  $\hat{s}_{G,i}$  (et  $\hat{s}_{D,i}$ ), l'opérateur de spin associé à un atome  $i$  (respectivement  $j$ ) dans le puits de gauche (respectivement de droite). Dans la description de Heisenberg, l'équation du mouvement, pour les spins du puits de gauche, s'écrit :

$$\frac{d\hat{s}_{G,i}}{dt} = \gamma \hat{s}_{G,i} \wedge (\vec{B}_0 + \sum_j \vec{B}(\hat{s}_{D,j}, \vec{r}_{i,j})) \quad (9.2)$$

Où  $\gamma = g_S \mu_B / \hbar$  est le rapport gyromagnétique. On note  $\vec{B}_0$  le champ magnétique externe et  $\vec{B}(\hat{s}_{D,j}, \hat{r}_{i,j})$  le champ magnétique produit par le spin  $j$  du puits de gauche à une position  $\hat{r}_{i,j}$ , où  $\hat{r}_{i,j}$  est l'opérateur décrivant la position relative entre l'atome  $i$  et l'atome  $j$ . Le champ magnétique généré par un spin  $\hat{s}$  à une position  $\hat{r}$ , s'exprime :

$$\vec{B}(\hat{s}, \hat{r}) = \frac{\mu_0 \gamma}{4\pi} \frac{3\hat{r}(\hat{r} \cdot \hat{s}) - \hat{r}^2 \hat{s}}{\hat{r}^5} \quad (9.3)$$

Le premier terme de l'équation 9.3 correspond donc à la force appliquée par le champ magnétique externe,  $\vec{B}_0$ , sur le spin  $i$ . Le second terme décrit l'action de tous les spins  $j$  du puits de droite sur l'atome  $i$  du puits de gauche. Pour simplifier l'équation, on introduit le spin total de chaque ensemble d'atome,  $\hat{S}_G$  à gauche et  $\hat{S}_D$  à droite :

$$\hat{S}_G = \sum_i \hat{s}_{G,i} \quad \text{et} \quad \hat{S}_D = \sum_j \hat{s}_{D,j} \quad (9.4)$$

L'équation 9.2 est donc facilement généralisable au cas de  $2N$  spins répartis équitablement dans deux pièges séparés d'une distance  $\vec{d}$ . L'équation 9.2, après sommation sur  $i$  et en faisant l'hypothèse que  $\langle \hat{r}_{i,j} \rangle \approx \vec{d}$ , se réécrit :

$$\frac{d\hat{S}_G}{dt} = \gamma \hat{S}_G \wedge (B_0 \vec{u}_y + \vec{B}(\hat{S}_D, \vec{d})) \quad (9.5)$$

Où  $\vec{d}$  est la position relative des deux puits.

La dynamique de spin à  $N$  corps se réduit donc à la dynamique de deux macrospins. Pour tirer cette conclusion, l'hypothèse que  $\langle \hat{r}_{i,j} \rangle \approx \vec{d}$  est primordiale. Dans le cas contraire, on ne peut pas affirmer (voir partie 9.2.2) que tous les atomes d'un des puits interagissent de la même façon avec le champ magnétique produit par les atomes du second. Dans ce cas, le terme  $\vec{B}(\hat{s}_{D,j})$  est dépendant de  $i$  et on ne peut alors pas réduire la dynamique de ce système à celle de deux macrospins.

Comme nous l'avons fait dans la partie 8.1.5, nous négligeons les termes inélastiques dans le Hamiltonien dipolaire. Il se réduit donc à un Hamiltonien effectif semblable au Hamiltonien 8.3 décrivant des atomes isolés dans les sites d'un réseau optique :

$$\hat{H}_d^{eff} = -2 \frac{\mu_0 \gamma^2}{4\pi d^3} \left( \hat{S}_G^z \hat{S}_D^z - \frac{1}{4} (\hat{S}_G^+ \hat{S}_D^- + \hat{S}_G^- \hat{S}_D^+) \right) \quad (9.6)$$

A partir de ce Hamiltonien, des simulations numériques ont été faites de la dynamique de spin d'un système de  $2N$  particules de spin  $1/2$  équiréparties dans deux puits. Augmenter le nombre d'atomes revient donc à augmenter le spin total par puits,  $S_{max}$ . Nous considérons le cas où le champ magnétique extérieur  $B_0$  domine le champ magnétique créé par les atomes. La figure 9.7 présente différentes évolutions temporelles pour des nombres d'atomes croissants. La simulation prédit qu'un système de  $N = 1$  ou 2 atomes présente une dynamique cohérente de spin. Cependant, cette dynamique disparaît lorsque l'on augmente  $N$ .

Cette analyse permet de confirmer ce que l'on observe expérimentalement, c'est-à-dire que la dynamique de spin est bien gelée quand la longueur du spin augmente.

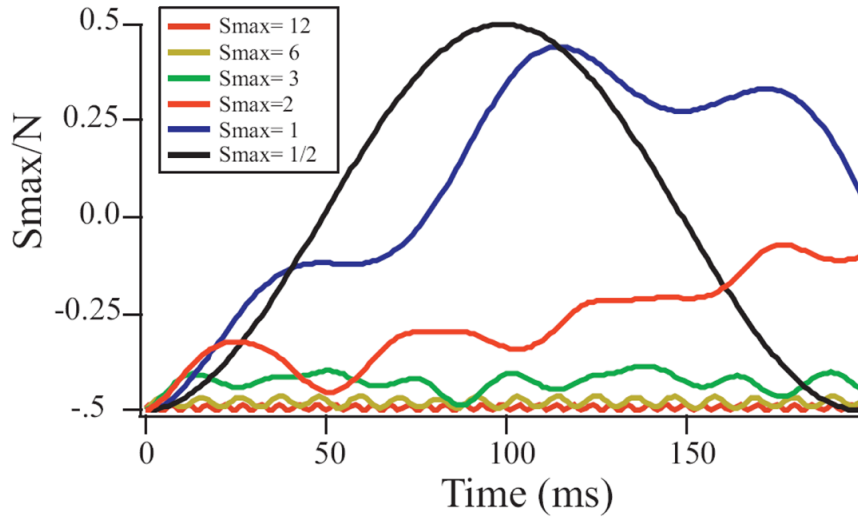


FIGURE 9.7 – Simulations de dynamique de spin dans un puits pour un nombre croissant de particules. Ici, nous considérons des particules de spin  $1/2$ . Le fait d’augmenter le nombre d’atomes par puits implique que le spin total  $S_{max}$  augmente. La dynamique de spin est présentée pour 1,2, 4, 6, 12 et 24 ce qui correspond à un spin total de  $S_{max}$   $1/2$ , 1, 2, 3, 6 et 12 respectivement. Pour chaque  $S_{max}$  la magnétisation par atome est tracée en fonction du temps.

### 9.2.4 Interprétation de ce blocage : Une description classique

Moyennons l’équation 9.5 :

$$\left\langle \frac{d\hat{S}_G}{dt} \right\rangle = \gamma \langle \hat{S}_G \rangle \wedge (B_0 \vec{u}_y + \langle \vec{B}(\hat{S}_D, \vec{d}) \rangle) \quad (9.7)$$

$$= \gamma \langle \hat{S}_G \rangle \wedge (B_0 \vec{u}_y + \vec{B}(\langle \hat{S}_D \rangle, \vec{d})) \quad (9.8)$$

Remarquons que le passage entre les équations 9.7 et 9.8 n’est possible que si l’on néglige les corrélations de spin. Si on néglige ces corrélations, l’équation 9.5 se réduit à une équation décrivant la précession d’aimants classiques [107].

Dans l’approximation classique et en présence d’un champ magnétique externe plus large que le champ produit par les aimants, les deux moments magnétiques classiques sont orientés suivant l’axe du champ magnétique et restent figés. En l’absence de force extérieure, tout changement d’orientation est énergétiquement interdit. En effet, si les deux spins basculaient, il en résulterait une variation de leur énergie d’interaction, correspondant au terme d’Ising  $-2 \frac{\mu_0 \gamma^2}{4\pi d^3} S_G^z S_D^z$  de le Hamiltonien 9.6. La figure 9.8 présente schématiquement l’évolution de l’énergie de la paire de macrospins en fonction de  $\theta$ , où  $\theta$  est l’angle de basculement du spin par rapport à l’orientation du champ magnétique. Or, pour de grands spins, le terme d’échange  $\hat{S}_G^+ \hat{S}_D^- + \hat{S}_G^- \hat{S}_D^+$  n’est pas suffisamment grand pour vaincre le terme d’Ising. La barrière de potentiel à franchir est trop grande et le retournement complet des



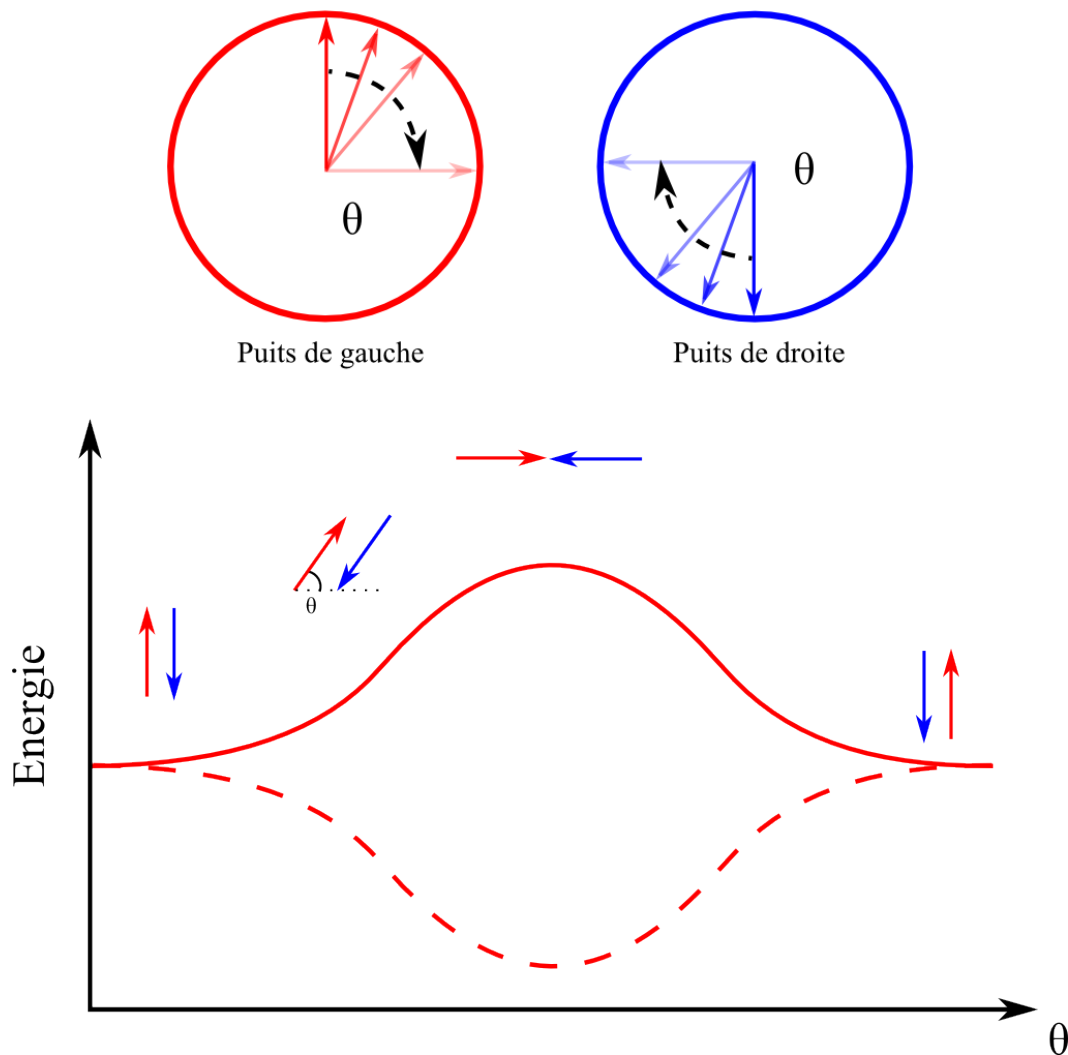


FIGURE 9.8 – La présence du terme d’Ising met hors résonance les processus d’échange de spin. Cette figure présente qualitativement l’énergie de chaque état en fonction de l’angle  $\theta$  d’inclinaison des spins par rapport au champ magnétique. Lorsque  $\theta$  augmente, l’énergie nécessaire au basculement des deux macrospins augmente également. Cette énergie n’étant pas contrebalancée par le terme d’échange, l’observation d’une dynamique de spin à une échelle macroscopique est impossible car cette dynamique est énergétiquement interdite.

macrospins est énergétiquement interdit.

Le magnétisme classique suffit donc à expliquer nos résultats en assimilant notre système à un système de deux aimants de magnétisation opposée, localisés et en interaction, dans un champ magnétique externe.

A noter qu'une étude du modèle quantique montre que la dynamique de spin n'est pas totalement inhibée. En effet, la simulation numérique prédit que le processus d'échange de spin suivant se produit : une paire de macro-atomes dans l'état  $|S, m_S = -S; S, m_S = +S\rangle$  subit une transition vers l'état  $|S, m_S = -S + 1; S, m_S = S - 1\rangle$  sur l'échelle de temps  $1/\Gamma_{exc}$ . Cependant, ces transitions ne prolifèrent pas[107]. Ces fluctuations quantiques se caractérisent par un  $\Delta m_S = 1$  très inférieur au spin total  $S$  du macrospin. On ne les observe donc pas expérimentalement.

### 9.3 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre une étude de la dynamique de spin de deux spins macroscopiques en interaction via l'interaction dipôle-dipôle. Nous avons montré que, contrairement à ce que nous attendions, l'état de spin dans lequel sont préparés les atomes est dynamiquement stable. Cela est dû aux termes d'Ising dans le Hamiltonien 9.6. En effet, ces termes mettent hors résonance les processus d'échange multiples nécessaires à l'évolution d'un macrospin.

Nous avons également évoqué le fait que le comportement de ce système peut être décrit par une théorie classique. Ce résultat est à comparer aux résultats du précédent chapitre. Dans ce cas, la dynamique de spin observée correspond à l'échange d'une excitation de spin dans chaque site avec  $\Delta m_S \approx 1$ , ce qui est bien observable car  $\Delta m_S \approx S$ . Seule une théorie basée sur la diagonalisation exacte nous a permis de rendre compte de cette dynamique à  $N$  corps.

Dans le cas de deux macrospins, les fluctuations de spin prédites par la théorie quantique ne peuvent être observées car  $\Delta m_S = 1 \ll S$ . Le comportement gelé observé est celui prédit par un modèle classique.



---

# Conclusion

---

Au cours de cette thèse, nous avons cherché à étudier les propriétés magnétiques d'atomes froids présentant de fortes interactions de type dipôle-dipôle en nous concentrant sur l'analyse de la dynamique du degré de liberté de spin.

Ces études ont été réalisées sur un dispositif expérimental qui existait déjà au début de ma thèse. Au cours de celle-ci, j'ai principalement mis en place deux nouveaux outils expérimentaux qui visent à la manipulation des degrés de liberté internes et externes d'atomes dipolaires de Chrome. Ma première réalisation expérimentale a été le chargement de condensats de Bose-Einstein dans un réseau optique tridimensionnel. C'est un réseau particulier produit par cinq faisceaux laser, et qui présente une forte anisotropie. Dans ce réseau, on obtient un état de Mott contenant un cœur avec exactement deux atomes par site. La deuxième réalisation expérimentale a été l'utilisation d'une chaîne laser Ti-Saph doublé en fréquence pour induire un déplacement lumineux tensoriel sur les atomes de Chrome. Ce déplacement lumineux pour placer les atomes dans un état de spin particulier dont on étudie ensuite l'évolution sous l'effet des interactions entre atomes. Ces deux réalisations principales, combinées ont permis d'obtenir la plupart des résultats présentés dans cette thèse. Nous retiendrons deux résultats principaux.

Dans une première expérience, nous avons démontré qu'un nuage porté dans un état magnétique excité, dans un réseau optique et à bas champ magnétique, est stable car la relaxation dipolaire est alors fortement inhibée. Cette inhibition provient d'une forte réduction de la densité d'état accessible du fait du confinement des atomes dans chaque site qui conduit à une quasi-quantification des niveaux motionnels accessibles. En pratique, la relaxation dipolaire n'a lieu que pour des champs magnétiques résonants pour lesquels l'énergie magnétique relâchée correspond à une excitation de bande du réseau. Nous avons étudié en détail ces résonances. Celles-ci présentent une forte anisotropie en fonction de l'orientation de champ magnétique, ce qui révèle l'anisotropie des interactions dipôle-dipôle. L'étude des résonances en fonction de l'orientation et de l'amplitude du champ magnétique nous a permis de caractériser la structure de bande tridimensionnelle de notre réseau. En nous concentrant sur la résonance de plus basse énergie, qui est aussi la plus étroite, nous avons mis en évidence l'effet des interactions sur la forme et la position des raies ce qui représente un outil pour la caractérisation de la distribution atomique dans le réseau.

Ce type de résonances réalise de manière directe et contrôlée un couplage entre le degré de liberté de spin et le degré de liberté orbital. Plusieurs travaux théoriques récents indiquent qu'il pourrait être possible d'exploiter des phénomènes analogues où la conservation du moment angulaire joue un rôle important pour créer des états magnétiques exotiques présentant des analogies avec les isolants topologiques[108, 109, 110]. L'équipe considère actuellement ces propositions avec attention notamment comme perspective d'études pour les fermions dipolaires en réseau dont on espère qu'ils seront plus faciles à manipuler du fait de l'exis-

tence d'un effet Zeeman quadratique important. Mon travail dans la seconde partie de ma thèse s'est cependant concentré sur le régime non-résonant dans lequel la magnétisation du gaz peut être considérée comme constante.

Dans cette nouvelle série d'expériences, nous utilisons l'effet de déplacement lumineux quadratique induit par un laser proche de résonance pour promouvoir les atomes dans un état Zeeman excité relativement bien déterminé  $m_S = -2$  puis nous étudions l'évolution de la population dans les différents états de spin en fonction du temps. La dynamique de spin observée est liée à des processus d'échange de spin attribués aux interactions de contact et aux interactions dipôle-dipôle inter-site. Nous observons qu'à réseau très profond, les deux interactions conduisent à des oscillations dont les périodes sont très différentes et qui sont donc découplés. Au contraire, à réseau peu profond, les deux processus contribuent sur des échelles de temps comparables et sont donc couplés.

L'intérêt principal de ces études est qu'elles permettent de mettre en évidence le rôle majeur des interactions dipôle-dipôle inter-site dans la dynamique de spin observée. En cela, nos études ont de fortes analogies avec les résultats récents de J. Ye[103] portant sur les molécules dipolaires dans les réseaux, ainsi qu'avec ceux de A. Browaeys portant sur l'échange de spin avec des atomes de Rydberg dans des pinces optiques[104]. L'originalité de notre système est principalement que nos expériences sont réalisées dans un régime de dégénérescence quantique qui permet dans un réseau optique d'obtenir un système de basse entropie proche d'un état de Mott avec un ou deux atomes par site. Dans ce système chaque atome est couplé à ses nombreux voisins et on est ainsi de plain-pied dans la physique à N-corps. On obtient un Hamiltonien effectif qui se rapproche du Hamiltonien d'Heisenberg si bien que notre système pourrait représenter un intérêt du point de vue de l'étude du magnétisme quantique et notamment des propriétés hors équilibre. Par exemple, nos données expérimentales portant sur l'étude de spin inter-site en présence de deux atomes par site représentent une exploration du magnétisme dans un domaine où, du fait de l'immensité des configurations de spin possibles, il n'existe pas, à notre connaissance, de traitement théorique adapté.

Le magnétisme que nous étudions dans nos expériences présente un certain nombre d'originalités par rapport au cas des électrons dans les solides et au Hamiltonien d'Heisenberg. Une première originalité est le grand spin des atomes ( $s > 1/2$ ). Une conséquence est que l'on peut sonder la dynamique de spin en mesurant l'évolution des populations dans les différents sous-niveaux Zeeman, contrairement à l'étude de J. Ye[103]. D'autre part, dans ces systèmes de grands spins, l'échange de spin associé aux interactions de contact peut jouer un rôle primordial. On a ainsi un système assez complexe où trois types d'échange entrent en compétition : l'échange dû aux interactions de contact, celui dû aux interactions dipolaires et le processus de super-échange. J'ai décrit dans ma thèse une première étude visant à explorer le rôle de ces phénomènes lorsque la profondeur des réseaux est modifiée. Enfin, le caractère anisotrope et longue portée de l'interaction dipolaire est une vraie différence par rapport au Hamiltonien de Heisenberg et peut introduire des comportements magnétiques exotiques tels que l'existence d'un ordre à longue portée à deux dimensions prédit par Hans Peter Büchler [111].

On peut donc espérer que les études présentées dans ce manuscrit soient le début de l'exploration d'un magnétisme quantique nouveau. Pour l'instant l'entropie, encore trop élevée dans ce système, laisse peu d'espoir pour l'apparition d'un ordre magnétique. De

nombreuses questions fascinantes pour l'étude de ce système quantique à N-corps original sont ouvertes et pourraient avoir des réponses expérimentales dans les années qui viennent. Une des questions qui se posent est celle de l'intrication qui pourrait surgir naturellement dans ce type de système du fait d'un échange de spin à longue distance. Ces questions pourraient être explorées prochainement par le groupe, qui, en collaboration avec le groupe de Paola Milman au Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques à L'université Paris Diderot, cherche à déterminer si des mesures de fluctuations de spin pourraient servir à révéler l'intrication. Une autre piste explorée par le groupe est d'utiliser le piège bidimensionnel décrit dans cette thèse pour y conduire des études équivalentes. Le régime 2D est particulièrement intéressant, d'une part du fait du lien avec la matière condensée et d'autre part parce qu'on peut changer la force de l'interaction dipôle-dipôle en faisant varier l'orientation du champ magnétique par rapport au plan des atomes. Enfin, il serait assez naturel d'étendre nos études au cas des fermions dipolaires ce qui devient possible avec la mer de Fermi toute récemment produite par le groupe[28]. Toutes ces études potentielles peuvent revêtir de nouveaux aspects si l'expérience est réalisée à très bas champ magnétique. Cette thématique, initiée par la thèse de B. Pasquiou, est aujourd'hui reprise par mon successeur B. Naylor, et fait l'objet d'expériences à Stanford dans le groupe de B. Lev [112]. Il peut alors surgir un couplage non-linéaire entre degré de liberté de spin et degré de liberté orbital qui est d'un certain point de vue l'élément le plus original introduit par les interactions dipolaires dans la physique du magnétisme.



---

# Bibliographie

---

- [1] Balykin, V. I., Letokhov, V. S., Minogin, V.G. G, Rozhdestvensky, Yu. V., and Sidorov, a. I.: *Radiative collimation of atomic beams through two-dimensional cooling of atoms by laser-radiation pressure*. Journal of the Optical Society of America B, **2**, 1776, (1985). VII
- [2] Chu, Steven, Hollberg, L, Bjorkholm, J E, Cable, Alex, Ashkin, A, Samsavar, a, and Leibsle, M: *Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure*. Physical Review Letters, **55**, 48–51, (1985). VII
- [3] Cohen-Tannoudji, Claude: *Manipulating Atoms with Photons*. Physica Scripta, **T76**, 33, (1998). VII
- [4] Phillips, William D: *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*. Reviews of Modern Physics, **70**(3), 721–741, (1998). VII
- [5] Shin, Y., Sanner, C., Jo, G. B., Pasquini, T. a., Saba, M., Ketterle, W., Pritchard, D. E., Vengalattore, M., and Prentiss, M.: *Interference of Bose-Einstein condensates split with an atom chip*. Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, **72**, 1–4, (2005). VII, 65
- [6] Ovchinnikov, Yu. B., Müller, J. H., Doery, M. R., Vredenburg, E. J. D., Helmerson, K., Rolston, S. L., and Phillips, W. D.: *Diffraction of a Released Bose-Einstein Condensate by a Pulsed Standing Light Wave*. Physical Review Letters, **83**, 284–287, (1999). VII
- [7] Madison, K.W., Chevy, F., Wohlleben, W., and Dalibard, J.: *Vortex formation in a stirred Bose-Einstein condensate*. Physical Review Letters, **1**, 1–10, (2000). VII
- [8] Dalfovo, Franco, Giorgini, Stefano, Pitaevskii, Lev P., and Stringari, Sandro: *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*. Rev. Mod. Phys., **71**, 69, (1998). VII, 63, 64, 121
- [9] Griesmaier, Axel, Werner, Jörg, Hensler, Sven, Stuhler, Jürgen, and Pfau, Tilman: *Bose-Einstein condensation of chromium*. Physical Review Letters, **94**, 1–4, (2005). VII, IX
- [10] Aikawa, K., Frisch, A., Mark, M., Baier, S., Rietzler, A., Grimm, R., and Ferlaino, F.: *Bose-Einstein condensation of erbium*. Physical Review Letters, **108**, 1–5, (2012). VII
- [11] Lu, Mingwu, Burdick, Nathaniel Q., Youn, Seo Ho, and Lev, Benjamin L.: *Strongly dipolar Bose-Einstein condensate of dysprosium*. Physical Review Letters, **107**, 1–5, (2011). VII



- [12] Bloch, Immanuel, Dalibard, Jean, and Zwirger, Wilhelm: *Many-body physics with ultracold gases*. Reviews of Modern Physics, **80**, 885–964, (2008). VII, 26, 28, 87, 93, 134
- [13] Bloch, Immanuel, Dalibard, Jean, and Nascimbène, Sylvain: *Quantum simulations with ultracold quantum gases*. Nature Physics, **8**, 267–276, (2012). VII
- [14] Greiner, Markus, Mandel, Olaf, Esslinger, Tilman, Hänsch, Theodor W, and Bloch, Immanuel: *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*. Nature, **415**, 39–44, (2002). VIII, 27, 31, 87
- [15] Bakr, Waseem S, Gillen, Jonathon I, Peng, Amy, Fölling, Simon, and Greiner, Markus: *A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice*. Nature, **462**, 74–77, (2009). VIII
- [16] Jördens, Robert, Strohmaier, Niels, Günter, Kenneth, Moritz, Henning, and Esslinger, Tilman: *A Mott insulator of fermionic atoms in an optical lattice*. Nature, **455**, 204–207, (2008). VIII, 87
- [17] Jördens, R., Tarruell, L., Greif, D., Uehlinger, T., Strohmaier, N., Moritz, H., Esslinger, T., De Leo, L., Kollath, C., Georges, a., Scarola, V., Pollet, L., Burovski, E., Kozik, E., and Troyer, M.: *Quantitative determination of temperature in the approach to magnetic order of ultracold fermions in an optical lattice*. Physical Review Letters, **104**, 1–5, (2010). VIII
- [18] Hart, Russell A, Duarte, Pedro M, Yang, Tsung Lin, Liu, Xinxing, Paiva, Thereza, Khatami, Ehsan, Scalettar, Richard T, Trivedi, Nandini, Huse, David A, and Hulet, Randall G: *Observation of antiferromagnetic correlations in the Hubbard model with ultracold atoms*. Nature, **16**, 1–11, (2014). VIII
- [19] Lahaye, Thierry, Koch, Tobias, Fröhlich, Bernd, Fattori, Marco, Metz, Jonas, Griesmaier, Axel, Giovanazzi, Stefano, and Pfau, Tilman: *Strong dipolar effects in a quantum ferrofluid*. Nature, **448**, 672–675, (2007). IX
- [20] Koch, T., Lahaye, T., Metz, J., Fröhlich, B, Griesmaier, A., Pfau, T., Fröhlich, B., Griesmaier, A., and Pfau, T.: *Stabilization of a purely dipolar quantum gas against collapse*. Nat. Phys., **4**, 150406, (2008). IX, 88
- [21] Billy, J., Henn, E. a L, Müller, S., Maier, T., Kadau, H., Griesmaier, a., Jona-Lasinio, M., Santos, L., and Pfau, T.: *Deconfinement-induced collapse of a coherent array of dipolar Bose-Einstein condensates*. Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, **86**, 2–5, (2012). IX
- [22] Aikawa, K., Baier, S., Frisch, A., Mark, M., Ravensbergen, C., and Ferlaino, F.: *Observation of Fermi surface deformation in a dipolar quantum gas*. Science, **345**, 1484–1487, (2014). IX
- [23] Fattori, M., Koch, T., Goetz, S., Griesmaier, A., Hensler, S., Stuhler, J., and Pfau, T.: *Demagnetization cooling of a gas*. Nat Phys, **2**, 10, (2006). IX

- [24] Beaufils, Q., Chicireanu, R., Zanon, T., Laburthe-Tolra, B., Maréchal, E., Vernac, L., Keller, J. C., and Gorceix, O.: *All-optical production of chromium Bose-Einstein condensates*. Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, **77**, 2–5, (2008). [3](#), [4](#)
- [25] Beaufils, Quentin: *Condensation de Bose-Einstein du Chrome et étude de collisions inélastiques dues aux interactions dipolaires*. PhD thesis, Université Paris Nord, (2009). [3](#), [10](#), [11](#)
- [26] Bismut, G., Laburthe-Tolra, B., Maréchal, E., Pedri, P., Gorceix, O., and Vernac, L.: *Anisotropic excitation spectrum of a dipolar quantum bose gas*. Physical Review Letters, **109**, 1–5, (2012). [4](#), [89](#)
- [27] Pasquiou, B., Maréchal, E., Bismut, G., Pedri, P., Vernac, L., Gorceix, O., and Laburthe-Tolra, B.: *Spontaneous demagnetization of a dipolar spinor bose gas in an ultralow magnetic field*. Physical Review Letters, **106**, 1–4, (2011). [4](#), [13](#), [37](#), [72](#), [91](#), [115](#), [122](#)
- [28] Naylor, B., Reigues, A., Maréchal, E., Gorceix, O., Laburthe-Tolra, B., and Vernac, L.: *A chromium dipolar Fermi sea*. arXiv preprint, (2014). [4](#), [171](#)
- [29] Chicireanu, R., Pouderos, a., Barbé, R., Laburthe-Tolra, B., Maréchal, E., Vernac, L., Keller, J. C., and Gorceix, O.: *Simultaneous magneto-optical trapping of bosonic and fermionic chromium atoms*. Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, **73**, 1–7, (2006). [4](#), [9](#)
- [30] Chicireanu, R., Beaufils, Q., Pouderos, a., Laburthe-Tolra, B., Maréchal, E., Vernac, L., Keller, J. C., and Gorceix, O.: *Accumulation of chromium metastable atoms into an optical trap*. European Physical Journal D, **45**, 189–195, (2007). [4](#), [136](#)
- [31] Weinstein, J D: *Magnetic Trapping of Atomic Chromium and Molecular Calcium Monohydride*. PhD thesis, Harvard University, (2001). [4](#)
- [32] Stuhler, J., Schmidt, P. O., Hensler, S., Werner, J., Mlynek, J., and Pfau, T.: *Continuous loading of a magnetic trap*. Phys. Rev. A, **64**, 031405, (2001). [5](#), [10](#)
- [33] Pouderos, Arnaud: *Refroidissement et piégeage d'atomes de Chrome*. PhD thesis, Université Paris Nord, (2007). [6](#), [11](#), [82](#)
- [34] Bourget, B.: *Mesure du flux d'une source effusive de chrome*, 2008. [8](#)
- [35] Chicireanu, Radu: *Studies of cold Chromium atoms in a magnetic and optical traps : steps towards Bose-Einstein Condensation*. PhD thesis, Université Paris Nord, (2007). [9](#), [11](#)
- [36] *Nist Atomic Spectra Database*. [10](#), [136](#)
- [37] Bismut, G., Pasquiou, B., Ciampini, D., Laburthe-Tolra, B., Maréchal, E., Vernac, L., and Gorceix, O.: *Optimized loading of an optical dipole trap for the production of chromium BECs*. Applied Physics B: Lasers and Optics, **102**, 1–9, (2011). [10](#)
- [38] Ketterle, Wolfgang, Davis, Kendall B, Joffe, Michael A, Martin, Alex, and Pritchard, David E: *High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap*. Physical Review Letters, **70**, 2253–2256, (1993). [10](#)

- [39] Beaufils, Q., Chicireanu, R., Pouderous, A., De Souza Melo, W., Laburthe-Tolra, B., Maréchal, E., Vernac, L., Keller, J. C., and Gorceix, O.: *Averaging out magnetic forces with fast rf sweeps in an optical trap for metastable chromium atoms*. Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, **77**, 2–5, (2008). [11](#)
- [40] Masuhara, Naoto, Doyle, John M, Sandberg, Jon C, Kleppner, Daniel, Greytak, Thomas J, Hess, Harald F, and Kochanski, Greg P: *Evaporative cooling of spin-polarized atomic hydrogen*. Physical Review Letters, **61**, 935–938, (1988). [11](#)
- [41] Grimm, Rudolf, Weidemüller, Matthias, and Ovchinnikov, Yurii B.: *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*. Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics, **42**, 95–170, (2000). [16](#), [38](#), [87](#), [135](#)
- [42] Gould, Phillip L, Ruff, George A, Pritchard, David E, Gould, L, and Ruff, George A: *Diffraction of atoms by light: The near-resonant Kapitza-Dirac effect*. Physical Review Letters, **56**, 827–830, (1986). [22](#), [23](#)
- [43] Denschlag, J. Hecker, Simsarian, J. E., Häffner, H., McKenzie, C., Browaeys, A., Cho, D., Helmerson, K., Rolston, S. L., and Phillips, W. D.: *A Bose-Einstein condensate in an optical lattice*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, **2552**, 20, (2002). [24](#), [30](#)
- [44] Boer, J H De and Verwey, E J W: *Semi-conductors with partially and with completely filled 3d-lattice bands*, 2002. [27](#)
- [45] Mott, N F and Peierls, R: *Discussion of the paper by de Boer and Verwey*. Proceedings of the Physical Society, **49**, 72–73, (2002). [27](#)
- [46] Bloch, Immanuel: *Ultracold quantum gases in optical lattices*. Nature Physics, **1**, 23–30, (2005). [27](#)
- [47] Greiner, Markus: *Ultracold quantum gases in three-dimensional optical lattice potentials*. PhD thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, (2003). [27](#), [29](#), [30](#)
- [48] Zwerger, Wilhelm: *Mott Hubbard transition of cold atoms in optical lattices*. Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics, **5**, S9—S16, (2003). [29](#)
- [49] Pasquiou, Benjamin: *Effets de l'interaction dipôle-dipôle sur les propriétés magnétiques d'un condensat de chrome*. PhD thesis, Université Paris Nord, (2011). [29](#), [48](#), [91](#), [115](#)
- [50] Greiner, Markus, Mandel, Olaf, Hänsch, Theodor W, and Bloch, Immanuel: *Collapse and revival of the matter wave field of a Bose-Einstein condensate*. Nature, **419**, 51–54, (2002). [31](#)
- [51] Tannoudji, Claude Cohen, Dupont-Roc, Jacques, Cohen-Tannoudji, Claude, and Dupont-Roc, Jacques: *Experimental study of Zeeman light shifts in weak magnetic fields*. Physical Review A, **5**, 968–984, (1972). [38](#)

- [52] Stock, Sabine, Hadzibabic, Zoran, Battelier, Baptiste, Cheneau, Marc, and Dalibard, Jean: *Observation of phase defects in quasi-two-dimensional Bose-Einstein condensates*. Physical Review Letters, **95**, 2–5, (2005). 54, 65, 73
- [53] Carrance, Ariane: *Pièges optiques pour des condensats de chrome*. Technical report, Laboratoire de Physique des Lasers, 2013. 58
- [54] Friebel, S., D’Andrea, C., Walz, J., Weitz, M., and Hänsch, T. W.: *CO<sub>2</sub>-laser optical lattice with cold rubidium atoms*. Phys. Rev. A, **57**, R20–R23, (1998). 60
- [55] O’Hara, Kenneth: *Optical trapping and evaporative cooling of fermionic atoms*. PhD thesis, Duke University, (2000). 60
- [56] Castin, Y. and Dum, R.: *Bose-Einstein Condensates in Time Dependent Traps*. Physical Review Letters, **77**, 5315–5319, (1996). 63, 73, 78
- [57] Andrews, M. R., Townsend, C. G., Miesner, H. J., Durfee, D. S., Kurn, D. M., and Ketterle, W.: *Observation of Interference Between Two Bose Condensates*. Science, **275**, 637–641, (1997). 65
- [58] Kittel, C: *Physical Theory of Ferromagnetic Domains*. Reviews of Modern Physics, **21**, 745, (1949). 71
- [59] Stenger, J., Inouye, S., Stamper-Kurn, DM M. M, Miesner, H. J., Chikkatur, A. P., and Ketterle, W.: *Spin domains in ground-state Bose-Einstein condensates*. Nature, **396**, 345–348, (1998). 71
- [60] Sadler, L E, Higbie, J M, Leslie, S R, Vengalattore, M, and Stamper-Kurn, D M: *Spontaneous symmetry breaking in a quenched ferromagnetic spinor Bose-Einstein condensate*. Nature, **443**, 312–315, (2006). 71
- [61] Eto, Yujiro, Saito, Hiroki, and Hirano, Takuya: *Observation of dipole-induced spin texture in an <sup>87</sup>Rb bose-einstein condensate*. Physical Review Letters, **112**, 1–5, (2014). 71
- [62] Görlitz, A, Vogels, J M, Leanhardt, A E, Raman, C, Gustavson, T L, Abo-Shaeer, J R, Chikkatur, a P, Gupta, S, Inouye, S, Rosenband, T, and Ketterle, W: *Realization of Bose-Einstein condensates in lower dimensions*. Physical review letters, **87**, 130402, (2001). 73
- [63] Plisson, T., Allard, B., Holzmann, M., Salomon, G., Aspect, a., Bouyer, P., and Bourdel, T.: *Coherence properties of a two-dimensional trapped Bose gas around the superfluid transition*. Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, **84**, 1–4, (2011). 73
- [64] Ryu, C., Andersen, M. F., Cladé, P., Natarajan, Vasant, Helmerson, K., and Phillips, W. D.: *Observation of Persistent Flow of a Bose-Einstein Condensate in a Toroidal Trap*. Physical Review Letters, **99**, 260401, (2007). 73
- [65] Colombe, Yves, Knyazchyan, Elena, Morizot, Olivier, Mercier, Brigitte, Lorent, Vincent, and Perrin, Helene: *Ultracold atoms confined in rf-induced two-dimensional trapping potentials*. Europhys. Lett., **67**, 593–599, (2004). 73

- [66] Stamper-Kurn, D. M., Andrews, M. R., Chikkatur, a. P., Inouye, S., Miesner, H. J., Stenger, J., and Ketterle, W.: *Optical Confinement of a Bose-Einstein Condensate*. Physical Review Letters, page 5, (1997). 78, 115
- [67] Naylor, Bruno: *Setting up an optical dipole trap and a non destructive in situ imaging system for a BEC experiment*. Technical report, Laboratoire de Physique des Lasers, 2013. 82
- [68] Chin, Cheng, Grimm, Rudolf, Julienne, Paul, and Tiesinga, Eite: *Feshbach resonances in ultracold gases*. Reviews of Modern Physics, 82, 1225–1286, (2010). 87
- [69] Ketterle, W.: *Bose-Einstein condensation in dilute atomic gases: atomic physics meets condensed matter physics*. Physica B: Condensed Matter, 280, 11–19, (2000). 87
- [70] Schneider, U, Hackermüller, L, Will, S, Best, Th, Bloch, I, Costi, T a, Helmes, R W, Rasch, D, and Rosch, A: *Metallic and insulating phases of repulsively interacting fermions in a 3D optical lattice*. Science (New York, N.Y.), 322, 1520–1525, (2008). 87
- [71] Auerbach, Assa: *Interacting Electrons and Quantum Magnetism*. Springer New York, N.Y, (1994). 87
- [72] Affleck, Ian and Marston, J. Brad: *Large- $n$  limit of the Heisenberg-Hubbard model: Implications for high- $T_c$  superconductors*. Physical Review B, 37, 3774–3777, (1988). 87
- [73] Simon, Jonathan, Bakr, Waseem S., Ma, Ruichao, Tai, M. Eric, Preiss, Philipp M., and Greiner, Markus: *Quantum simulation of antiferromagnetic spin chains in an optical lattice*. Nature, 472, 307–312, (2011). 87
- [74] Greif, Daniel, Uehlinger, Thomas, Jotzu, Gregor, Tarruell, Leticia, and Esslinger, Tilman: *Short-range quantum magnetism of ultracold fermions in an optical lattice*. Science (New York, N.Y.), 340, 1307–10, (2013). 87
- [75] Jo, Gyu Boong, Guzman, Jennie, Thomas, Claire K., Hosur, Pavan, Vishwanath, Ashvin, and Stamper-Kurn, Dan M.: *Ultracold Atoms in a Tunable Optical Kagome Lattice*. Phys. Rev. Lett., 045305, 5, (2011). 87
- [76] Fukuhara, Takeshi, Schauß, Peter, Endres, Manuel, Hild, Sebastian, Cheneau, Marc, Bloch, Immanuel, and Gross, Christian: *Microscopic observation of magnon bound states and their dynamics*. Nature, 502, 76–9, (2013). 87
- [77] Scazza, F, Hofrichter, C, Höfer, M, De Groot, P. C., Bloch, I., and Fölling, S.: *Observation of two-orbital spin-exchange interactions with ultracold SU(N)-symmetric fermions*. Nature Physics, pages 1–12, (2014). 87
- [78] Gerving, C S, Hoang, T M, Land, B J, Anquez, M, Hamley, C D, and Chapman, M S: *Non-equilibrium dynamics of an unstable quantum pendulum explored in a spin-1 Bose-Einstein condensate*. Nature Communications, 3, 1169, (2012). 87
- [79] Stamper-Kurn, Dan M. and Ueda, Masahito: *Spinor Bose gases: Symmetries, magnetism, and quantum dynamics*. Reviews of Modern Physics, 85(3), 1191–1244, (2013). 87

- [80] Kawaguchia, Yuki and Uedaa, Masahito: *Spinor Bose-Einstein condensates*. Physics Reports, **520**, 253–381, (2012). [87](#)
- [81] Krauser, J S, Ebling, U, Fläschner, N, Heinze, J, Sengstock, K, Lewenstein, M, Eckardt, A, and Becker, C: *Giant spin oscillations in an ultracold Fermi sea*. Science (New York, N.Y.), **343**, 157–60, (2014). [87](#)
- [82] Pechkis, H. K., Wrubel, J. P., Schwettmann, A., Griffin, P. F., Barnett, R., Tiesinga, E., and Lett, P. D.: *Spinor dynamics in an antiferromagnetic spin-1 thermal bose gas*. Physical Review Letters, **111**, 1–5, (2013). [87](#)
- [83] He, Xiaodong, Zhu, Bing, Li, Xiaoke, Wang, Fudong, Xu, Zhi fang, and Wang, Dajun: *Coherent spin mixing dynamics in thermal  $87$  Rb spin-1 and spin-2 gases*. arXiv preprint, pages 2–7, (2015). [87](#)
- [84] Widera, Artur, Gerbier, Fabrice, Fölling, Simon, Gericke, Tatjana, Mandel, Olaf, and Bloch, Immanuel: *Coherent collisional spin dynamics in optical lattices*. Physical Review Letters, **95**, 4–7, (2005). [87](#), [123](#)
- [85] Anderlini, Marco, Lee, Patricia J, Brown, Benjamin L, Sebby-Strabley, Jennifer, Phillips, William D, and Porto, J V: *Controlled exchange interaction between pairs of neutral atoms in an optical lattice*. Nature, **448**(7152), (2007). [87](#)
- [86] Jürgensen, Ole, Heinze, Jannes, and Lühmann, Dirk Sören: *Large-amplitude superexchange of high-spin fermions in optical lattices*. New Journal of Physics, **15**, (2013). [87](#)
- [87] Krauser, Jasper S., Heinze, Jannes, Fläschner, Nick, Götze, Sören, Jürgensen, Ole, Lühmann, Dirk Sören, Becker, Christoph, and Sengstock, Klaus: *Coherent multi-flavour spin dynamics in a fermionic quantum gas*. Nature Physics, pages 1–9, (2012). [87](#)
- [88] Imambekov, Adilet, Lukin, Mikhail, and Demler, Eugene: *Spin-exchange interactions of spin-one bosons in optical lattices: singlet, nematic and dimerized Phases*. Phys. Rev. A, **68**, 36, (2003). [87](#)
- [89] Bonnes, Lars, Hazzard, Kaden R. A., Manmana, Salvatore R., Rey, Ana Maria, and Wessel, Stefan: *Adiabatic Loading of One-Dimensional SU(N) Alkaline-Earth-Atom Fermions in Optical Lattices*. Phys. Rev. Lett., **109**, 205305, (2012). [88](#)
- [90] Wu, Congjun: *Exotic many-body physics with large-spin Fermi gases*. Physics, **92**, 9–11, (2011). [88](#)
- [91] Lahaye, T, Menotti, C, Santos, L, Lewenstein, M, and Pfau, T: *The physics of dipolar bosonic quantum gases*. Rep. Prog. Phys., **72**, 71, (2009). [88](#)
- [92] Stuhler, J., Griesmaier, a., Koch, T., Fattori, M., Pfau, T., Giovanazzi, S., Pedri, P., and Santos, L.: *Observation of dipole-dipole interaction in a degenerate quantum gas*. Physical Review Letters, **95**, 1–4, (2005). [89](#)

- [93] Bismut, G., Pasquiou, B., Maréchal, E., Pedri, P., Vernac, L., Gorceix, O., and Laburthe-Tolra, B.: *Collective excitations of a dipolar bose-einstein condensate*. Physical Review Letters, **105**, 1–4, (2010). 89
- [94] Stenger, J, Inouye, S, Chikkatur, A P, Stamper-Kurn, D M, Pritchard, D E, Ketterle, W, and Peres, Asher: *Bragg spectroscopy of a Bose-Einstein condensate*. Physical Review Letters, **82**, 4, (1999). 89
- [95] Bismut, Gabriel: *Excitations d'un condensat de Bose-Einstein dipolaire*. PhD thesis, Université Paris Nord, (2012). 89
- [96] Pasquiou, B., Bismut, G., Beaufiles, Q., Crubellier, a., Maréchal, E., Pedri, P., Vernac, L., Gorceix, O., and Laburthe-Tolra, B.: *Control of dipolar relaxation in external fields*. Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, **81**, 1–24, (2010). 91, 99, 103, 122
- [97] Widera, Artur: *Constructing Correlated Spin States with Neutral Atoms in Optical Lattices*. PhD thesis, Johannes Gutenberg-Universität, (2007). 97, 120
- [98] Paz, A. de, Chotia, A., Maréchal, E., Pedri, P., Vernac, L., Gorceix, O., and Laburthe-Tolra, B.: *Resonant demagnetization of a dipolar Bose-Einstein condensate in a three-dimensional optical lattice*. Phys. Rev. A, **87**, 051609, (2013). 109, 113
- [99] Barrett, M D, Sauer, J A, and Chapman, M S: *All-optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate*. Physical review letters, **87**, 010404, (2001). 115
- [100] Santos, L. and Pfau, T.: *Spin-3 chromium bose-einstein condensates*. Physical Review Letters, **96**, 190404, (2006). 115
- [101] Diener, Roberto B. and Ho, Tin Lun Lun:  *$^{52}\text{Cr}$  Spinor Condensate: A Biaxial or Uniaxial Spin Nematic*. Phys. Rev. Lett., **96**, 190405, (2006). 115
- [102] de Paz, A., Sharma, A., Chotia, A., Maréchal, E., Huckans, J. H., Pedri, P., Santos, L., Gorceix, O., Vernac, L., and Laburthe-Tolra, B.: *Nonequilibrium quantum magnetism in a dipolar lattice gas*. Physical Review Letters, **111**, 1–5, (2013). 123, 132, 134, 155
- [103] Yan, Bo, Moses, Steven a, Gadway, Bryce, Covey, Jacob P, Hazzard, Kaden R A, Rey, Ana Maria, Jin, Deborah S, and Ye, Jun: *Observation of dipolar spin-exchange interactions with lattice-confined polar molecules*. Nature, **501**, 521–525, (2013). 125, 170
- [104] Barredo, Daniel, Labuhn, Henning, Ravets, Sylvain, Lahaye, Thierry, Browaeys, Antoine, and Adams, Charles S.: *Coherent Excitation Transfer in a Spin Chain of Three Rydberg Atoms*. Phys. Rev. Lett., **114**, 113002, (2015). 125, 170
- [105] Trotzky, S, Cheinet, P, Fölling, S, Feld, M, Schnorrberger, U, Rey, A M, Polkovnikov, a, Demler, E A, Lukin, M D, and Bloch, I: *Time-resolved observation and control of superexchange interactions with ultracold atoms in optical lattices*. Science (New York, N.Y.), **319**, 295–299, (2008). 132

- [106] Sobeck, Jennifer S., Lawler, James E., and Sneden, Christopher: *Improved Laboratory Transition Probabilities for Neutral Chromium and Re-determination of the Chromium Abundance for the Sun and Three Stars*. The Astrophysical Journal, page 44, (2007). 136
- [107] Paz, A. de, Naylor, B., Carrance, J. Huckans a., Gorceix, O., Marechal, E., Pedri, P., Laburthe-Tolra, B., and Vernac, L.: *Dipolar atomic spin ensembles in a double-well potential*. Physical Review A, **043607**, 9, (2014). 165, 167
- [108] Baranov, M. a., Dalmonte, M., Pupillo, G., and Zoller, P.: *Condensed matter theory of dipolar quantum gases*. Chemical Reviews, **112**, 5012–5061, (2012). 169
- [109] Wall, M. L., Maeda, K., and Carr, L. D.: *Realizing unconventional quantum magnetism with symmetric top molecules*. arXiv preprint, page 11, (2014). 169
- [110] Peter, D, Müller, S, Wessel, S, and Büchler, H P: *Anomalous behavior of spin systems with dipolar interactions*. Physical Review Letters, **109**, 25303, (2012). 169
- [111] Bühler, Adam and Büchler, Hans Peter: *Supersolid phase in atomic gases with magnetic dipole interaction*. Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, **84**, 1–5, (2011). 170
- [112] Burdick, Nathaniel Q, Baumann, Kristian, Tang, Yijun, Lu, Mingwu, and Lev, Benjamin L: *Fermionic Suppression of Dipolar Relaxation*. Phys. Rev. Lett., **114**, 23201, (2015). 171





# Échange de spin et dynamique d'aimantation d'un gaz quantique dipolaire

## Résumé :

Dans ce mémoire nous présentons plusieurs études expérimentales des propriétés magnétiques d'un condensat de Bose-Einstein de Chrome chargé dans un réseau 3D, en nous focalisant sur les effets associés aux interactions dipolaires.

Nous montrons que dans un réseau 3D, la relaxation dipolaire est un processus résonant du fait de la réduction de la densité d'états orbitaux accessibles. Les résonances sont observées à des champs magnétiques  $B_{res}$  tels que l'énergie Zeeman relâchée soit égale à l'énergie nécessaire à exciter les atomes dans une bande d'énergie supérieure du réseau. Nous pouvons inhiber ce processus en appliquant un champ différent de  $B_{res}$ . L'analyse des résonances a permis de sonder la structure de bande 3D du réseau, ainsi que la mise en évidence de l'effet des interactions entre atomes.

Nous avons étudié la dynamique d'échange de spin dans un réseau 3D. Nous présentons en particulier la première observation d'échange de spin entre atomes localisés dans des sites séparés. Ces études permettent une exploration nouvelle du magnétisme en réseau. En variant la profondeur du réseau, nous étudions ces effets dans le régime superfluide, bien décrit par une théorie de champ moyen, et dans le régime fortement corrélé, dont la description théorique est difficile.

Enfin, nous étudions l'évolution de deux spins géants interagissant par interaction dipolaire. Le condensat initialement divisé en deux, les atomes des deux nuages sont préparés dans des états de spin opposés formant ainsi deux spins géants  $\pm 3 \times N$ . Nous montrons que toute dynamique de spin est énergétiquement inhibée pour de grands spins ce qui est bien reproduit par une théorie classique.

**Mots clés :** Condensation de Bose Einstein, interactions dipolaires, atomes ultra-froids de chrome, réseaux optiques, relaxation dipolaire, échange de spin, macrospin, magnétisme quantique.

---

## Spin exchange and magnetization dynamics of a dipolar quantum gas

### Abstract:

This Thesis reports on several experimental studies of magnetic properties of a Chromium Bose-Einstein condensate loaded into a 3D optical lattice, focusing on the effects induced by dipolar interactions.

We show that in a 3D lattice dipolar relaxation is a resonant process due to the reduction of the density of accessible orbital states. These resonances are observed for magnetic fields  $B_{res}$  such that the Zeeman energy released matches an excitation towards higher-energy bands of the lattice. We can thus inhibit those processes by applying a field different from  $B_{res}$ . Analyses of the resonances allowed us to probe the lattice 3D band structure as well as to demonstrate the effects of local interactions between atoms.

We study spin exchange dynamics in a 3D lattice. We especially observed for the first time spin exchange between atoms localized in different lattice sites mediated by dipolar interactions. These studies are the first step toward a new exploration of magnetism in lattice. Varying the depth of the lattice we study these effects in the superfluid regime, well described by mean field theories, as well as in the strongly correlated regime, whose theoretical description is still challenging.

Finally, we study the evolution dynamics of two giant spins interacting through dipolar interactions. The condensate being initially splitted in half, atoms from the two clouds are prepared in opposite spin states thus producing two giant spins  $\pm 3 \times N$ . We show that any spin dynamics is energetically inhibited for large spins which is well accounted for by a classical theory.

**Keywords:** Bose Einstein Condensation, dipolar interactions, ultracold chromium atoms, optical lattices, dipolar relaxation, spin exchange, macrospin, quantum magnetism.