HAL
open science

Effets de l'interaction dipôle-dipôle sur les propriétés magnétiques d'un condensat de chrome

Benjamin Pasquiou

To cite this version:

Benjamin Pasquiou. Effets de l'interaction dipôle-dipôle sur les propriétés magnétiques d'un condensat de chrome. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris-Nord - Paris XIII, 2011. Français. NNT : 2011PA132006 . tel-00659391

HAL Id: tel-00659391

https://theses.hal.science/tel-00659391v1

Submitted on 12 Jan 2012

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.

UNIVERSITÉ PARIS-NORD
INSTITUT GALILÉE

LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES LASERS

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS XIII
Spécialité : Physique

présentée par
Benjamin PASQUIOU

pour obtenir le titre de
Docteur en Physique

Sujet de la thèse :
Effets de l'interaction dipôle-dipôle sur les propriétés magnétiques d'un condensat de chrome

Soutenue le 3 Novembre 2011, devant le jury composé de :

M.	Christophe SALOMON	Président
M.	Christoph WESTBROOK	Rapporteur
M.	Florian SCHRECK	Rapporteur
M.	Anne CRUBELLIER	Examinatrice
M.	Anne AMY-KLEIN	Examinatrice
M.	Bruno LABURTHE-TOLRA	Co-directeur de thèse
M.	Olivier GORCEIX	Directeur de thèse

Table des matières

Table des matières I
Remerciements V

Introduction **VII**
Introduction générale VII
Dans cette thèse XI

1 Un condensat de chrome pour l'étude des interactions dipôle-dipôle **1**
1.1 Particularités de l'élément Chrome 1
1.2 Dispositif expérimental pour condenser le chrome 4
1.2.1 Systèmes lasers 4
1.2.2 Dispositif pour l'ultra-vide 5
1.2.3 Source de ^{52}Cr 6
1.2.4 Le ralentisseur Zeeman 9
1.2.5 Le piège magnéto-optique et le piège dipolaire 10
1.2.6 Optimisation du chargement du piège dipolaire 12
1.2.7 Obtention d'un condensat 17
1.3 Mise en évidence expérimentale des spécificités d'un condensat dipolaire 21
1.3.1 Striction du condensat 22
1.3.2 Modification des fréquences d'oscillations collectives 23
1.3.3 Mesure d'un effet des interactions dipôle-dipôle sur les modes d'oscillations collectives 25
1.3.4 Effets systématiques sur les oscillations collectives : détermination du déplacement lumineux tensoriel du chrome 26
1.3.5 Dépendance des modes collectifs d'un condensat dipolaire avec la géométrie de piégeage 28
1.3.6 Sensibilité des oscillations collectives : régime de Thomas Fermi d'un condensat dipolaire 29
1.3.7 Conclusion 30

2 Relaxation dipolaire en fonction de l'énergie Zeeman **31**
2.1 Introduction 31
2.2 Interaction dipôle-dipôle et relaxation dipolaire 32
2.2.1 Le potentiel d'interaction dipolaire 32
2.2.2 La relaxation dipolaire 34

2.3 Dépendance en champ magnétique de la relaxation dipolaire 35
2.3.1 Approximation de Born au premier ordre 36
2.3.2 Prise en compte de la forme des potentiels moléculaires 40
2.4 Interprétation de l'effet des potentiels moléculaires 46
2.4.1 La relaxation dipolaire : une sonde déportée 46
2.4.2 Allure des potentiels moléculaires 47
2.4.3 Domaines de validité 48
2.5 Mesure expérimentale de la relaxation dipolaire 51
2.5.1 Protocole expérimental 51
2.5.2 Résultats expérimentaux 52
2.5.3 Sonde des corrélations de paire 53
2.6 Détermination des longueurs de diffusion du chrome 56
2.6.1 Partie interne des potentiels moléculaires 56
2.6.2 Mesure des longueurs de diffusion 61
2.7 Ondes partielles d'ordres supérieurs 63
2.7.1 Relaxation dipolaire dans un gaz thermique 63
2.7.2 Contribution des ondes partielles d'ordres supérieurs 65
2.7.3 Influence de la température 68
2.7.4 Perspectives 69

3 Relaxation dipolaire dans un réseau optique 71
3.1 Introduction 71
3.2 Chargement d'un condensat dans des réseaux optiques 72
3.2.1 Vocabulaire spécifique aux réseaux optiques 72
3.2.2 Description du système optique 73
3.2.3 Evaluation de la profondeur des réseaux 75
3.2.4 Adiabaticité et « band mapping » 79
3.2.5 Principales caractéristiques des réseaux utilisés 81
3.2.6 Calcul des densités 81
3.3 Méthodes pour observer la relaxation dipolaire en dimensions réduites . 84
3.3.1 Protocole expérimental 84
3.3.2 Contrôle du champ magnétique 85
3.3.3 Résultats typiques 85
3.4 Les processus de relaxation dipolaire 87
3.4.1 Premières observations expérimentales - Principe 87
3.4.2 Dépendance en champ magnétique 89
3.4.3 Influence de la symétrie du piège 91
3.4.4 Vérification expérimentale de l'influence de la symétrie 93
3.5 Mesure du taux de relaxation dipolaire en géométrie 2D 96
3.5.1 Mesures 96
3.5.2 Méthode d'analyse et mesure en géométrie 2D 96
3.5.3 Comparaison 2D et 3D 99

3.5.4 Modèle théorique adapté à la géométrie 2D 101
3.6 Mesure du taux de relaxation dipolaire en géométrie 1D 103
3.6.1 Produits de la relaxation dipolaire en 1D 103
3.6.2 Mesure des taux de chauffage en 1D 107
3.6.3 Résultats théoriques en géométrie 1D 110
3.7 Perspectives 115

4 Démagnétisation spontanée d'un condensat dipolaire à champ magnétique quasi-nul 117
4.1 Introduction sur la physique des spineurs 117
4.2 Phases quantiques d'un spineur de chrome 119
4.2.1 Interactions de contact dépendantes du spin 119
4.2.2 Diagramme des phases à champ magnétique fini 121
4.3 Interaction dipôle-dipôle et magnétisation libre 123
4.3.1 Rôle de l'interaction dipôle-dipôle 123
4.3.2 Démagnétisation spontanée du condensat 124
4.4 Dépolarisation d'un gaz quantique dans des réseaux optiques 126
4.4.1 Modification du champ moyen des interactions de contact 126
4.4.2 Effets inélastiques inter-sites 130
4.5 Protocole expérimental 132
4.5.1 Séquence pour observer la dépolarisation du condensat 132
4.5.2 Contrôle de l'adiabaticité de la procédure 135
4.5.3 Obtention et stabilité d'un champ magnétique nul 136
4.6 Dynamique de démagnétisation 136
4.6.1 Mesure expérimentale de la dynamique 137
4.6.2 Modèle théorique 137
4.6.3 Facteurs d'instabilités 141
4.6.4 Atteindre les phases quantiques cycliques ou polaires 144
4.7 Thermodynamique pour S=3, aux abords de la transition entre phases quantiques 146
4.7.1 Thermodynamique d'un spineur à magnétisation fixe 147
4.7.2 Système à magnétisation libre 151
4.7.3 Phases quantiques non ferromagnétiques 157
4.7.4 Applications potentielles : thermométrie et refroidissement . . . 160

Conclusion 163

Annexes

A Contrôle des champs magnétiques 171
A.1 Détail des bobines utilisées 171
A.2 Compensation active du champ magnétique ambiant 174
A.2.1 Fluctuations du champ magnétique 174

A.2.2 Dispositif de compensation 174
A.2.3 Performances 175

B Simulations pour atteindre une résonance de Feshbach à hauts champs magnétiques 177
B.1 Principe d'une résonance de Feshbach 177
B.2 Résonances de Feshbach pour le chrome 178
B.3 Modélisation des champs magnétiques 179
B.3.1 Champs magnétiques 179
B.3.2 Caractéristiques de la configuration retenue 180
B.3.3 Champs et gradients créés 182
B.4 Réalisation du système 184
B.4.1 Alimentation électrique 184
B.4.2 Fils employés 184
B.4.3 Puissance dissipée et refroidissement 185

C Systèmes d'imagerie par absorption et par fluorescence 189
C.1 Système actuel d'imagerie par absorption 189
C.2 Système supplémentaire d'imagerie par fluorescence 190
C.2.1 Description du dispositif 190
C.2.2 Performances actuelles du système 196

Bibliographie 201

Remerciements

Cet ouvrage rapporte une partie des résultats scientifiques obtenus par le groupe Gaz Quantiques Dipolaires (GQD) du Laboratoire de Physique des Lasers (LPL) au cours de ces trois dernières années. Malheureusement, il ne suffit pas à rendre compte de la somme des efforts collectifs qui ont été nécessaires à la bonne marche de l'expérience. Je profite donc de cette page pour remercier toutes les personnes qui ont contribué à l'obtention de ces résultats, qui m'ont fait profiter de leur savoir, et qui m'ont soutenu durant toutes ces années.

Je tiens bien sûr à remercier d'abord tout les membres du groupe, à commencer par mon directeur de thèse Olivier Gorceix, et les quatre permanents Bruno Laburthe-Tolra, Etienne Maréchal, Laurent Vernac et Paolo Pedri : il est impressionnant de constater à quel point ces cinq personnalités si contrastées les unes des autres, avec des domaines d'intérêts et de compétences si différents, sont à même de travailler ensemble avec autant de dynamisme, d'efficacité et d'harmonie. A eux tous ils forment l'épine dorsale de cette expérience, et ils m'ont apporté énormément des points de vue scientifique, pédagogique et relationnel.

Je tiens également à remercier Gabriel Bismut : j'espère qu'il a apprécié autant que moi ces trois années de travail côte à côte. Un grand merci à Quentin Beaufils qui m'a fait découvrir les rouages de la machine. Je souhaite également beaucoup de plaisir et de réussite à Aurélie de Paz, qui reprend le flambeau du condensat de chrome.

Je remercie Anne Crubellier pour son soutien théorique vital, ainsi que Maxim Efremov. Je n'oublie pas de remercier les anciens du groupe GQD, même si je n'ai pas eu la chance de les connaître, et j'apprécie la valeur de l'héritage qu'ils ont laissé.

Je remercie également Christophe Salomon, Christoph Westbrook, Florian Schreck et Anne Amy-Klein pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse et pour avoir montré un vif intérêt pour mon travail.

De façon plus générale, je tiens à remercier l'ensemble des membres du LPL, qui font de ce laboratoire un endroit où il fait bon vivre et travailler. Plus particulièrement, merci aux mécaniciens Albert Kaladjian et Michel Fosse, aux électroniciens Fabrice Wiotte et Julien De Lapeyre de Bellair, et aux responsables administratifs Martine Alsters, Solen Guezennec et Sabine Barbut pour leur travail si essentiel.

Enfin je tiens à remercier de tout mon cœur Sarah pour avoir eu la patience de me supporter durant ces trois années, et le courage de corriger cet ouvrage.

Introduction

Introduction générale

La condensation de Bose-Einstein a été prédite dès 1924 par Albert Einstein [1] à la suite des travaux de Satyendra Nath Bose sur la statistique photonique [2]. Il s'agit d'un phénomène quantique obtenu pour de très basses températures, lorsque la longueur d'onde thermique de de Broglie $\Lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi\, m k_B T}}$ (h est la constante de Planck, k_B celle de Boltzmann) caractérisant la taille du paquet d'onde associé à un boson devient supérieure à la distance inter-particule moyenne. Dans ce cas les bosons (indiscernables) occupent le même état à un corps de plus basse énergie ; ils ne se comportent plus de façon indépendante et sont décrits par la même fonction d'onde : ils forment une « super-particule » macroscopique.

La réalisation expérimentale de ce nouvel état de la matière à partir d'un gaz d'atomes dilués a été accomplie pour la première fois en 1995 [3] par le groupe de Carl E. Wieman et Eric A. Cornell avec des atomes de Rubidium 87. Depuis, d'autres espèces atomiques ont été condensées [4, 5], et l'étude des propriétés fascinantes des condensats, telles que la superfluidité qui permet par exemple l'observation de vortex [6], ou encore leur cohérence qui offre des applications notamment pour le traitement quantique de l'information [7], se révèle fructueuse et rassemble une intense activité scientifique aussi bien théorique qu'expérimentale.

Un condensat de Bose-Einstein

Décrivons un peu plus les conditions d'apparition de cet état de la matière. Un condensat de Bose-Einstein correspond à l'occupation macroscopique de l'état à un corps le plus bas en énergie. Dans un gaz thermique de bosons, les atomes sont répartis sur les différents états du système en suivant une distribution de Bose. Le nombre total de bosons N s'écrit :

$$N = \sum_{i=0}^{\infty} \overline{n}_i = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{1}{e^{\beta(\epsilon_i - \mu)} - 1} \tag{1}$$

où $\overline{n}_i$ est le nombre d'occupation dans l'état i, N est le nombre total d'atomes. Les termes ϵ_i sont les énergies associées au système, indicées dans l'ordre croissant, ϵ_0 correspondant à l'état fondamental. Le terme μ est le potentiel chimique. Sa valeur est

déterminée par normalisation de façon à ce que la somme des nombres d'occupations soit égale au nombre total N d'atomes, et le potentiel chimique doit respecter la condition $\mu \leq \epsilon_0$.

Le terme $\beta = \frac{1}{k_B T}$ traduit la dépendance de cette distribution avec la température T. Lorsque le potentiel chimique tend vers la valeur ϵ_0, le nombre d'occupation $\overline{n}_0$ dans l'état de plus basse énergie diverge. Au contraire le nombre d'atomes dans les états excités $i > 0$ sature : si ce nombre devient inférieur au nombre total d'atomes, les atomes restant occupent l'état fondamental du système, dont le nombre d'occupation est arbitrairement grand : il y a alors formation d'un condensat de Bose-Einstein.

L'apparition de cette fraction condensée se produit par une transition de phase, à une température critique T_c. Dans le cas d'un gaz sans interactions confiné dans un piège harmonique sphérique de fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$, l'expression de T_c est donnée par [8] :

$$k_B\, T_c = \hbar\omega \left(\frac{N}{\zeta(3)}\right)^{\frac{1}{3}} \approx 0.94\, \hbar\omega\, N^{\frac{1}{3}} \tag{2}$$

où ζ est la fonction de Riemann. Une estimation de cette température critique dans nos conditions expérimentales donne $T_c = 400$ nK. De manière générale, la condensation de Bose-Einstein dans des gaz dilués d'atomes s'obtient pour des températures de l'ordre de quelques centaines de nanokelvins.

Pour refroidir les atomes jusqu'à de si faibles températures, il a fallu développer un arsenal de techniques expérimentales pour ralentir, piéger et refroidir les atomes : refroidissement laser, pièges magnétiques, optiques ou magnéto-optiques (MOT) [9, 10, 11], refroidissement évaporatif [12]. Ces techniques ne sont pas toutes applicables et/ou efficaces selon l'espèce atomique considérée, et la condensation d'un nouvel élément est chaque fois un nouveau défi. Le chrome quant à lui a été condensé pour la première fois par l'équipe de Tilman Pfau en 2005 [13]. Par la suite, notre équipe a obtenu un condensat de chrome en 2007, mais en adoptant une stratégie différente, basée sur une méthode « tout optique ».

Rôle des interactions

La physique des condensats est fortement enrichie par la présence d'interactions. Les interactions dominantes dans les condensats réalisés expérimentalement sont les interactions de van der Waals. Ces interactions sont isotropes et de courte portée (le potentiel varie en $\frac{1}{r^6}$) et elles peuvent être représentées par un pseudo-potentiel ayant la forme d'un pic de dirac :

$$V_{vdW}(\vec{r}) = g\, \delta(\vec{r}) = \frac{4\pi\hbar^2 a_S}{m}\, \delta(\vec{r}) \tag{3}$$

Pour cette raison, les interactions de van der Waals sont souvent appelées interactions de contact. Dans l'expression du pseudo-potentiel V_{vdW}, le terme m est la masse

d'un atome, g la constante d'interaction et a_S la longueur de diffusion pour des collisions en onde s. La longueur de diffusion, différente selon les isotopes et selon les états moléculaires considérés, caractérise les interactions de contact entre deux particules situées à une distance relative $|\vec{r}|$ supérieure au rayon de van der Waals.

Les interactions de contact modifient de façon notable le comportement du condensat. Par exemple, le profil d'un condensat dans un piège harmonique, qui est gaussien en l'absence d'interactions, s'élargit par l'effet des interactions répulsives et devient parabolique [8]. La réponse du condensat aux excitations de faible énergie est également modifiée par les interactions de contact : les fréquences des oscillations collectives du nuage sont alors modifiées [14]. D'autre part, des interactions de contact attractives peuvent diminuer la stabilité du condensat et même provoquer son effondrement lorsque le nombre d'atomes atteint une valeur critique [15]. A très bas champs magnétiques, ces interactions peuvent également entraîner l'existence de nouvelles phases quantiques spinorielles [16, 17].

Interactions dipôle-dipôle

En plus des interactions de van der Waals, d'autres interactions peuvent entrer en jeu. Dans le cas du chrome, les interactions dipôle-dipôle sont non négligeables. Ces interactions proviennent de l'existence d'un dipôle magnétique permanent : le dipôle d'un atome de moment magnétique $\vec{\mu} = g_S \mu_B \vec{S}$ (avec g_S le facteur de Landé, μ_B le magnéton de Bohr, $\vec{S}$ le moment angulaire de spin) crée un champ magnétique $\vec{B}$ qui exerce une force sur les autres dipôles. Le potentiel d'interaction entre deux particules de moment magnétique $\vec{\mu}_i = g_S \mu_B \vec{S}_i$ séparées de $\vec{r}$ s'écrit :

$$V_{dd}(\vec{r}) = \frac{d^2}{r^5}\left(r^2 \vec{S}_1.\vec{S}_2 - 3(\vec{S}_1 \cdot \vec{r})(\vec{S}_2 \cdot \vec{r})\right) \tag{4}$$

où on note $d^2 = \frac{\mu_0 (g_S \mu_B)^2}{4\pi}$ la constante de couplage. Cette expression contient les deux caractéristiques principales de l'interaction dipôle-dipôle, qui diffèrent des interactions de contact : l'interaction dipôle-dipôle évolue en $\frac{1}{r^3}$, ce qui fait d'elle une interaction longue portée [1] ; elle dépend des orientations respectives des moments $\vec{\mu}_i$ et du vecteur $\vec{r}$, et est donc anisotrope.

L'existence d'une interaction longue portée permet par exemple de pouvoir coupler deux atomes séparés d'une distance de l'ordre de quelques centaines de nanomètres, soit la distance entre deux sites créés par un réseau optique. La communication entre sites d'un réseau via l'interaction dipôle-dipôle offre des possibilités pour l'information

1. L'intégrale, dans un système homogène à 3 dimensions, d'un potentiel évoluant en $\frac{1}{r^3}$ diverge pour les grandes distances. En ce sens, l'interaction dipôle-dipôle est longue portée en 3D, mais courte portée en 2D et 1D [18]. Cependant, si on considère l'anisotropie du potentiel dipolaire, l'intégrale à 3D s'annule : l'interaction dipôle-dipôle a donc un caractère longue portée à la limite de la définition.

quantique [19]. Il est également possible d'observer de nouvelles phases quantiques (supersolide, échiquier,...) dans ces réseaux [20].

L'interaction dipôle-dipôle entre deux particules peut être attractive ou répulsive, suivant l'orientation respective des dipôles. Ce caractère anisotrope permet par exemple de choisir le signe des interactions pour des systèmes où certaines dimensions sont restreintes (deux exemples d'applications sont donnés dans les références [21, 22]). Cette anisotropie a été étudiée expérimentalement dans un condensat par la modification du rayon de Thomas Fermi [23] pour un condensat dipolaire, ainsi que par l'observation de la figure de répartition de la densité après l'effondrement d'un condensat purement dipolaire [24].

La présence d'un tel potentiel d'interaction non local et anisotrope fait naître encore bien d'autres effets fascinants et riches de perspectives : les domaines de stabilité du condensat sont modifiés par l'interaction dipôle-dipôle [25] ; il y a également des implications sur la superfluidité, dont la modification de la vitesse du son (cf. thèse de Gabriel Bismut) pour un condensat dipolaire ou encore la prédiction de l'existence d'un roton [26].

Systèmes dipolaires

Comme nous venons de le voir, l'interaction dipôle-dipôle vient s'ajouter aux interactions de contact pour modifier la physique du condensat. Cependant, pour la plupart des espèces condensées jusqu'à présent, les interactions dipolaires sont très faibles devant les interactions de contact. Le terme ϵ_{dd} exprime le caractère dipolaire d'une espèce. Il est défini comme le rapport entre l'interaction dipôle-dipôle et les interactions de contact, et s'écrit sous la forme [27] :

$$\epsilon_{dd} = \frac{4\pi}{3}\left(d^2\,S^2/\left(\frac{4\pi\hbar^2 a_S}{m}\right)\right) = \frac{d^2\,S^2\,m}{3\hbar^2 a} \tag{5}$$

Le choix de la constante $\frac{4\pi}{3}$ dans l'expression de ϵ_{dd} est fait de façon à ce que la valeur $\epsilon_{dd} = 1$ corresponde à la transition entre deux régimes : Pour $\epsilon_{dd} \geq 1$, un condensat homogène en 3 dimensions est instable [25] et s'effondre sur lui-même (à cause de la partie attractive de l'interaction).

Pour les espèces alcalines, dont le moment magnétique est égal à $\mu = 1\,\mu_B$, le paramètre ϵ_{dd} est très faible ($\epsilon_{dd} = 0.007$ pour le ^{87}Rb) : les interactions dipôle-dipôle sont négligeables et seules les interactions de contact ont une influence sur le condensat. La particularité du chrome est qu'il possède un fort moment magnétique permanent $\mu = 6\,\mu_B$, 6 fois plus élevé que pour les alcalins. L'interaction dipôle-dipôle entre deux atomes de chrome est 36 fois plus forte, et le paramètre ϵ_{dd} est alors égal à $\epsilon_{dd} \approx 0.159$. Bien que les interactions de contact restent dominantes, la force relative des interactions dipôle-dipôle est suffisante pour permettre l'observation d'effet dipolaires inaccessibles avec des alcalins : dès lors, la compétition entre ces deux types d'interactions va faire toute la richesse du condensat de chrome. L'utilisation de résonances de Feshbach

favorables permet également d'annuler les interactions de contact et d'obtenir ainsi un gaz de chrome purement dipolaire [28].

D'autres systèmes (en dehors de l'atome de chrome) permettent également d'observer des effet dipolaires. Des expériences de refroidissement des atomes de Dysprosium [29] (dont la condensation vient juste d'être annoncée) et d'Erbium [30], possédant également de forts moments magnétiques, sont actuellement en cours. Les atomes de Rydberg sont des états fortement excités ayant une très forte polarisabilité. Par l'application d'un champ électrique intense, les dipôles électriques de ces atomes deviennent alors très importants et permettent l'observation d'effet dipolaires tels que le blocage dipolaire [31] (la durée de vie des atomes de Rydberg est cependant limitée à quelques dizaines de microsecondes). Les molécules hétéronucléaires présentent elles aussi une forte polarisabilité, certaines d'entre elles ayant été piégées dans le plus bas état d'excitation ro-vibrationnel [32, 33, 34], ouvrant la voie vers la condensation de molécules polaires.

Dans cette thèse

Le cœur de ma thèse porte sur l'utilisation d'un condensat de chrome pour l'étude des effets dûs aux interactions dipôle-dipôle. Les résultats développés ici s'inscrivent à la fois dans les thèmes de l'hydrodynamique et du magnétisme : le champ moyen non local créé par les interactions dipolaires modifie la dynamique du condensat superfluide ; les collisions inélastiques dues aux interactions dipolaires permettent de libérer la magnétisation du système.

Dans le premier chapitre, je présente tout d'abord les particularités de l'élément chrome, et je détaille notre dispositif expérimental, ainsi que la stratégie choisie par notre groupe pour condenser le chrome ^{52}Cr. En particulier, je présente une étude sur l'optimisation du chargement de notre piège dipolaire en utilisant des états métastables [35]. Je traite ensuite des spécificités hydrodynamiques d'un condensat dipolaire, en rapportant la première mise en évidence expérimentale de la modification des fréquences des oscillations collectives du condensat par la présence des interactions dipôle-dipôle [36]. Il s'agit d'un effet de faible amplitude (variation des fréquences de l'ordre de 1%), sensible à la géométrie du piège ainsi qu'au nombre d'atomes du condensat.

Les trois chapitres suivants portent sur l'étude des effets inélastiques liés aux interactions dipolaires, dûs à des collisions induisant une modification de la magnétisation totale et une mise en rotation des produits de collision.

Dans le chapitre 2, je présente nos mesures du taux de relaxation dipolaire en fonction du champ magnétique, sur une gamme allant de 10 G à 10 mG (G = Gauss) [37]. Je montre que ce taux Γ est bien décrit par une règle d'or de Fermi, et qu'il est nécessaire de prendre en compte l'effet des potentiels moléculaires dûs aux interactions

de contact : $\Gamma \propto V_{dd}^2 |\Psi_{in}(R_{RD})|^2$. Le terme Ψ_{in} est la fonction d'onde pour des collisions en onde s : l'effet des potentiels moléculaires nous permet de déterminer les longueurs de diffusion $a_6 = (103 \pm 4)\, a_B$ et $a_4 = (64 \pm 4)\, a_B$ du chrome (a_B est le rayon de Bohr) en mesurant le taux de relaxation dipolaire. Le terme R_{RD} est la distance inter-particules de collision, qui dépend du champ magnétique $R_{RD} \propto \frac{1}{\sqrt{B}}$: la relaxation dipolaire a un caractère localisé, et peut ainsi servir de sonde déportée des corrélations de paire au sein du gaz condensé ou thermique.

L'utilisation de réseaux optiques dans le domaine des atomes froids a permis l'étude de la physique des systèmes aux dimensions réduites, avec notamment des observations expérimentales d'un gaz de Tonks en géométrie 1D [38] ou de systèmes fortement corrélés avec en particulier la transition de Mott [39, 40]. Dans le chapitre 3, je rapporte l'observation de la réduction du taux de relaxation dipolaire lorsque le condensat est confiné en géométrie 2D par des réseaux optiques [37], et de la quasi-annulation de ce taux en géométrie 1D [41]. Ces modifications surviennent lorsque l'énergie Zeeman (pour un champ de l'ordre de 10 mG) devient comparable à la bande interdite des réseaux, et elles dépendent de la symétrie du système définie par l'association de la géométrie des réseaux et de l'anisotropie du potentiel d'interactions dipolaires. Ces résultats ouvrent la voie vers l'observation de vortex créés par l'effet Einstein - de Haas [42, 43] et vers l'observation, dans des réseaux optiques 3D, d'oscillations cohérentes (Rabi) avec un état correspondant à une paire de particules en rotation. Si de plus le système est dans le régime de Mott, il pourrait y avoir un couplage entre un état isolant de Mott et un état superfluide composé de ces paires en rotation où l'effet tunnel est très important.

Enfin, dans le chapitre 4, je présente l'observation d'une démagnétisation spontanée du condensat de chrome de spin $S = 3$ [44] pour des champs magnétiques de l'ordre de 100 μG, correspondant à une transition entre deux phases quantiques spinorielles. Cette transition a lieu entre une phase ferromagnétique à hauts champs et une phase non polarisée à bas champs, de magnétisations différentes : la transition n'est rendue possible que grâce à la présence des interactions dipôle-dipôle qui libèrent la magnétisation totale du système. Je montre que la démagnétisation apparaît en dessous d'un champ magnétique critique déterminé par le champ moyen dû aux interactions de contact dépendantes du spin. J'expose également la dynamique de démagnétisation du condensat, qui dépend du champ moyen non local dû aux interactions dipolaires. Je présente aussi l'étude expérimentale des propriétés thermodynamiques d'un gaz de chrome à magnétisation libre, aux alentours de cette transition de phase. Enfin, je discute de possibles applications d'un tel système aux problématiques de la thermométrie et du refroidissement d'un gaz ultra-froid.

CHAPITRE 1

Un condensat de chrome pour l'étude des interactions dipôle-dipôle

1.1 Particularités de l'élément Chrome

Le chrome est un élément de transition situé dans la 6ème colonne du tableau périodique des éléments, de numéro atomique $Z = 24$. C'est un métal brillant couleur gris-acier, dont la température de fusion est de 1857°C à pression atmosphérique. Un des intérêts de cet élément est l'existence de plusieurs isotopes bosoniques et d'un isotope fermionique avec des abondances naturelles assez importantes (cf. Tab. 1.1) pour qu'il ne soit pas nécessaire de recourir à un processus d'enrichissement [45]. Les premières expériences menées par notre groupe [46, 47](avant mon arrivée fin 2008) portaient sur le piégeage et l'étude des isotopes ^{52}Cr et ^{53}Cr, et notamment de leurs propriétés collisionnelles grâce à la préparation d'un MOT mixte boson-fermion [48]. Par la suite, l'équipe s'est concentrée sur l'isotope bosonique ^{52}Cr afin d'obtenir un condensat de chrome [49], et je traiterai uniquement de cette espèce dans le présent ouvrage.

Actuellement, le groupe s'est doté d'une nouvelle chaîne laser bleu (cf. section 1.2.4) afin de disposer de la puissance lumineuse nécessaire à la fois à l'obtention d'un condensat de ^{52}Cr et au piégeage du ^{53}Cr, afin de tenter de refroidir le fermion par refroidissement sympathique [50] avec le boson. Le but poursuivi est l'étude des propriétés d'un gaz d'atomes froids fermioniques dipolaires, et si possible d'une mer de Fermi dipolaire.

Isotope	^{50}Cr	^{52}Cr	^{53}Cr	^{54}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 isotopes bosoniques du chrome ont un spin nucléaire nul, ce qui implique qu'il ne possèdent pas de structure hyperfine, contrairement à l'isotope fermionique. La figure Fig. 1.1 présente la partie pertinente pour notre expérience de la structure électronique du ^{52}Cr.

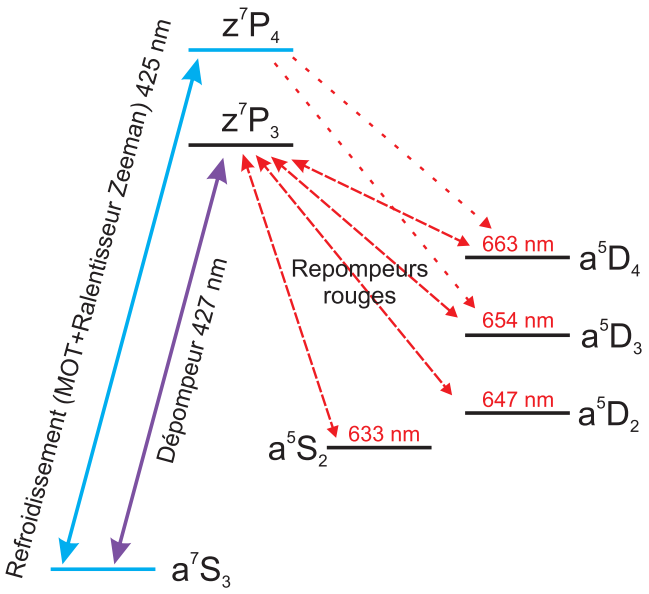

FIGURE 1.1 – *Schéma des niveaux électroniques pertinents pour la condensation du* ^{52}Cr. *Les longueurs d'ondes écrites en rouge correspondent aux transitions vers l'état excité* $^7P_3$.

La transition cyclante $^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ à 425.553 nm (cf. Tab. 1.2), presque fermée, est utilisée pour le refroidissement laser. L'état excité $^7P_4$ peut se désexciter radiativement vers des états métastables $^5D_4$ et $^5D_3$. Ces états sont dits métastables, car leurs niveaux d'énergie sont plus élevés que celui de l'état fondamental, mais les transitions vers des états de plus basses énergies sont interdites et ces états ont par conséquent des temps de vie très longs, supérieurs à 50 s [51]. Ils ont par ailleurs l'avantage de ne pas être affectés par la lumière du MOT, et donc ne subissent pas de collisions inélastiques assistées par la lumière, collisions pouvant entraîner des pertes [52], très présentes dans le cas du chrome.

Notre stratégie de condensation nous a amené à tirer partie de la présence de tels états métastables et à les utiliser comme des réservoirs dans lesquels s'accumulent suffisamment d'atomes piégés (refroidis auparavant par le MOT), avant de passer à l'étape d'évaporation. Les deux transitions partant de l'état excité $^7P_4$ vers les états $^5D_4$ et $^5D_3$ ont de faibles taux de couplages $\Gamma_{^5D_4} = (127 \pm 14)$ s^{-1} et $\Gamma_{^5D_3} = (42 \pm 6)$ s^{-1} [53], bien qu'elles soient interdites car ne conservant pas le spin. Ces valeurs non nulles s'expliquent par le fait que les atomes excités ne sont pas exactement dans un état $^7P_4$ mais dans une superposition de $^7P_4$ et d'autres états [54]. Pour un atome à plusieurs électrons, le spin n'est pas un bon nombre quantique, seul le moment angulaire total J en est un. De part ces faibles taux de couplage, le chargement des réservoirs correspondants est donc peu efficace. Pour améliorer le chargement dans ces états métastables, nous utilisons un faisceau dépompeur accordé sur la transition $^7S_3 \rightarrow {}^7P_3$.

Les couplages vers $^5D_4$ et $^5D_3$ sont alors plus favorables (cf. le tableau Tab. 1.4 situé à la section 1.2.6). Ce dépompeur permet de plus de peupler les états métastables $^5S_2$ et $^5D_2$, via $^7P_3$, soit des réservoirs à atomes supplémentaires. L'effet de ces états métastables en tant que réservoirs est étudié en détails dans la section 1.2.6.

La transition $^7S_3 \rightarrow {}^7P_3$ permet également de polariser complètement par pompage optique (en polarisation σ^-) les atomes de l'état fondamental $^7S_3$ dans le sous-état Zeeman de plus basse énergie $m_S = -3$ (le chrome a un spin $S = 3$), avant l'étape d'évaporation.

Longueur d'onde dans le vide	$\lambda = \frac{2\pi}{k} = 425.553$ nm
Energie de la transition	$\frac{hc}{\lambda} = 2{,}62$ eV
Largeur naturelle du niveau $^7P_4$	$\Gamma = \frac{1}{\tau} = 31.8 \times 10^6$ s^{-1}
Intensité de saturation	$I_{sat} = \frac{\pi hc\Gamma}{3\lambda^3} = 8.52$ mW.cm^{-2}
Température Doppler	$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} = 124\ \mu$K
Température de recul	$T_{\text{rec}} = \frac{\hbar^2 k^2}{mk_B} = 1.02\ \mu$K
Vitesse de recul	$v_{\text{rec}} = \frac{\hbar k}{m} = 1.8$ cm.s^{-1}

Tableau 1.2 – *Propriétés de la transition $^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ servant au refroidissement laser.*

La structure électronique du ^{52}Cr dans l'état fondamental $^7S_3$ est une exception par rapport aux règles de remplissage standards : ([Ar]3d^{5}4s^1). La sous-couche 3d est à moitié remplie, et ne comporte que des électrons célibataires. Le chrome possède donc 6 électrons de valence célibataires, qui sont tous alignés selon la règle de Hund, pour donner un spin $S = 3$. Le facteur de Landé de l'état $^7S_3$ est alors $g_J = g_S \approx 2$ et le chrome possède un moment magnétique permanent égal à $|\vec{\mu}| = g_S \mu_B S \approx 6\,\mu_B$, où μ_B est le magnéton de Bohr (cf. Tab. 1.3).

Niveau	J	Energie [cm^{-1}]	g_J	$\lvert\vec{\mu}\rvert$
^{7}S	3	0	2.00	$6\mu_B$
$z\ ^7$P	4	23498.84	1.75	$7\mu_B$
$z\ ^7$P	3	23386.35	1.92	$5.8\mu_B$
$a\ ^5$D	4	8307.57	1.50	$6\mu_B$
$a\ ^5$D	3	8095.21	1.50	$4.5\mu_B$
$a\ ^5$D	2	7927.47	1.50	$3\mu_B$
$a\ ^5$S	2	7593.16	2.00	$4\mu_B$

Tableau 1.3 – *Propriétés magnétiques des niveaux électroniques de l'isotope ^{52}Cr [54]. g_J : facteur de Landé ; $|\vec{\mu}|$: moment magnétique.*

Ce fort moment magnétique, 6 fois plus important que pour les alcalins, implique une interaction dipôle-dipôle magnétique entre deux atomes de chrome 36 fois plus

forte. L'obtention d'un condensat de chrome a ainsi permis les premières études expérimentales d'un gaz quantique dégénéré dipolaire.

1.2 Dispositif expérimental pour condenser le chrome

Je vais détailler les différentes étapes nous permettant l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein de chrome. A mon arrivée en thèse en octobre 2008, la condensation avait déjà été atteinte par le groupe depuis Novembre 2007. Notre méthode [49] diffère sensiblement de celle employée dans l'équipe de T. Pfau à l'université de Stuttgart, qui fut la première à condenser le chrome en 2005 [13]. Je vais donc dans la suite de cette section rappeler les principales étapes et les moyens techniques nécessaires à la réalisation du condensat. Des informations complémentaires sur le sujet sont disponibles dans la thèse de Quentin Beaufils [55], qui est la référence pour l'obtention du condensat de chrome sur notre installation.

Nous partons d'un jet effusif de chrome assuré par un four chauffé à environ 1400°C dans lequel se trouve un barreau de chrome pur. Ce jet est décéléré par un ralentisseur Zeeman, et les atomes sont ensuite capturés dans un piège magnéto-optique 3D (MOT). En même temps que le MOT, un piège dipolaire, constitué d'un seul faisceau horizontal, est focalisé sur le nuage et est directement chargé à partir des atomes provenant du MOT dépompés dans des états métastables. Une fois le piège dipolaire chargé d'environ 6×10^6 atomes, le MOT est éteint et les atomes sont pompés vers l'état fondamental, puis polarisés dans le sous-état Zeeman de plus basse énergie $m_S = -3$. Le piège horizontal est lentement transformé en piège dipolaire croisé (formant un « dimple »), puis la profondeur de ce piège est réduite lentement (en 14 s), afin de procéder à l'évaporation [56] du nuage, jusqu'à abaisser sa température en dessous de la température critique de condensation. Nous obtenons ainsi un condensat, maintenu dans le piège dipolaire « recomprimé » (la profondeur du piège est légèrement augmentée, pour rendre inefficace l'évaporation). Enfin, le condensat est imagé après temps de vol par un système d'imagerie par absorption.

1.2.1 Systèmes lasers

Le système laser principal, servant au refroidissement pour le MOT, au ralentisseur Zeeman et à l'imagerie par absorption, est constitué d'un Verdi V18, laser solide continu à 532 nm (Coherent), dont on prélève 13.5 W pour pomper un laser Ti:Sa[1] réglé à 851.106 nm. Celui-ci fournit 1.5 W en sortie, qui sont injectés dans une cavité externe de doublement[2] qui délivre finalement 300 mW à 425.553 nm. Cette chaîne laser est asservie à 150 MHz dans le rouge de la transition principale du chrome $^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$,

1. Tekhnoscan, modèle TIS-SF-07.
2. Tekhnoscan, modèle FD-SF-07.

grâce à un système d'absorption saturée au travers d'une cathode creuse [3].

A l'heure actuelle, il n'existe pas de diode laser à cette longueur d'onde, d'où la nécessité d'un tel système. Il est à noter cependant que ces performances sont aujourd'hui dépassées par le nouveau système laser dont le groupe à fait l'acquisition en 2009. Il s'agit d'une chaîne laser basée sur le même principe [4], mais qui fournit 3.2 W à 851 nm et 700 mW à 425 nm, pour 15 W sortant du laser Verdi. Ce nouveau système laser est destiné au piégeage et à l'étude de l'isotope fermionique ^{53}Cr, le but étant d'obtenir une mer de Fermi dipolaire.

Le piège dipolaire (cf. section 1.2.5) est créé au moyen d'un laser à fibre dopé Ytterbium à 1075 nm [5]. En plus de ces lasers, diverses diodes laser sont aussi employées : une source à 427 nm [6] est utilisée pour adresser la transition $^7S_3 \rightarrow {}^7P_3$ afin de dépomper les atomes du MOT (cf. section 1.2.6). Enfin, plusieurs diodes émettant entre 633 et 663 nm sont utilisées comme repompeurs d'états métastables (modèles détaillés à la section 1.2.6).

1.2.2 Dispositif pour l'ultra-vide

Le dispositif expérimental (cf. Fig. 1.2) est constitué de deux chambres à ultra-vide. La première contient la source de chrome, c'est-à-dire un four chauffant un barreau de chrome à environ 1400°C. Cette enceinte doit être ouverte pour changer le barreau de chrome une fois qu'il est épuisé (généralement à la fréquence d'une fois tous les deux ans, mais qui varie suivant les caractéristiques du four utilisé, cf. section 1.2.3 suivante). Un avantage du chrome est sa fonction de « getter » : il se colle aux parois du bouclier thermique entourant le four et « capte » les particules libres, ce qui nous permet notamment d'avoir dans la première enceinte un vide meilleur que celui autorisé par la capacité de pompage des deux pompes présentes. La pression dans la première enceinte est à 1.5×10^{-10} mBar pour un four « au repos » à 1000°C. Pour un four en fonctionnement normal aux alentours de 1400°C, produisant un flux suffisant de chrome, la pression mesurée [7] atteint environ 10^{-9} mBar. Ce vide secondaire est assuré par une pompe turbomoléculaire [8], elle-même pompée par une pompe primaire sèche [9].

De telles pressions ne sont pas assez faibles pour espérer créer un condensat, les pertes par collisions avec le gaz résiduel étant trop importantes. C'est pourquoi nous disposons d'une deuxième enceinte [10], isolée de la première par pompage différentiel,

3. Heraeus, See-through Hollow cathode Lamp, élément Cr, gaz Ne, 12 mA max.
4. Ensemble Verdi V18, MBR-110, MBD 200, de Coherent.
5. Laser à fibre dopée Ytterbium, modèle YLR-50-LP de marque IPG, fournissant 50 W continu à 1075 nm (large bande).
6. Diode Toptica, modèle SYS DLL100L, 170 mW à 855 nm + Cavité de doublement par cristal de LBO, Spectra-Pysics, modèle Wavetrain, donnant 5 mW à 427.60 nm.
7. Jauge à ionisation Bayard-Alper.
8. Modèle Navigator V301, Varian. Capacité de pompage 250 L.s^{-1}.
9. Modèle à spirale SH-100, Varian. Capacité de pompage 110 L.min^{-1}.
10. Modèle Spherical Octagone MCF600-S0200800-A Kimball Physics.

qui sert de chambre expérimentale dans laquelle est produit le condensat. La pression dans cette enceinte est abaissée à 5×10^{-11} mBar par une pompe ionique [11] et occasionnellement par un dispositif de sublimation de titane, utilisé environ tous les 6 mois.

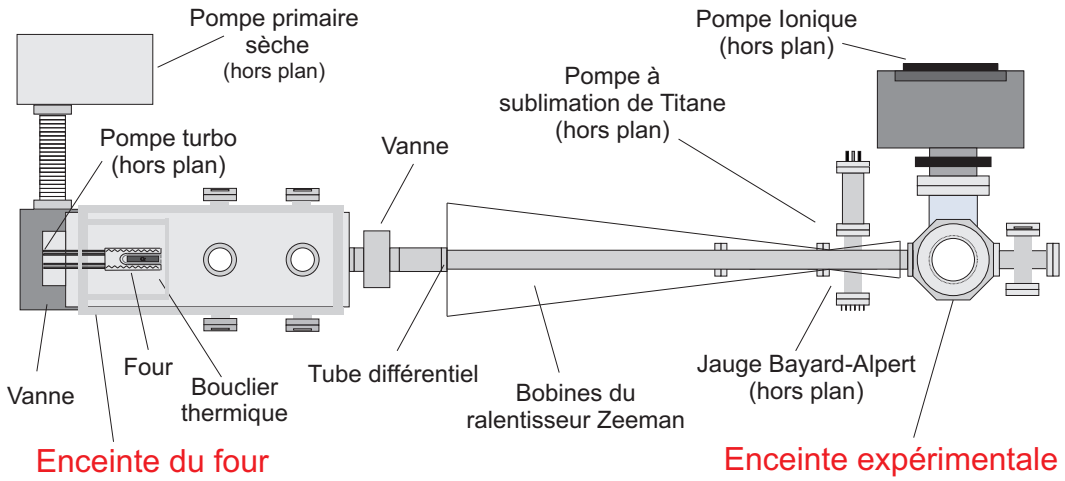

FIGURE 1.2 – *Schéma du dispositif expérimental (vu de dessus), avec détails du système à ultra-vide.*

Les deux enceintes sont reliées par un tube de 14 mm de diamètre autour duquel est enroulé le ralentisseur Zeeman de 90 cm de longueur (cf. section 1.2.4). Du côté de la première enceinte se trouve un tube différentiel de 25 cm de long, de diamètre 9 mm, permettant un rapport maximum de 400 entre les pressions des deux chambres. De plus, une vanne pneumatique [12] permet de séparer les deux enceintes, notamment pendant l'ouverture de l'enceinte contenant le four lorsqu'il faut changer le barreau de chrome.

1.2.3 Source de ^{52}Cr

Le four [13] (cf. Fig. 1.3) permet de chauffer un barreau de chrome [14] à des températures proches de sa température de fusion à pression atmosphérique 1857 °C. Il est placé dans un bouclier thermique refroidi par eau, afin que la température à l'extérieur de l'enceinte soit inférieure à 70°C. Ce four est constitué d'une cellule portée par trois poutrelles, dans laquelle sont placés deux filaments en tungstène (au dessus et en dessous du barreau de chrome) qui sont chauffés par un courant continu (typiquement 7 V/ 14.5 A pour obtenir 1000°C, et 12 V/ 20 A pour 1400°C). Les trois bras sont

11. VacIon Plus 75, Varian. Capacité de pompage 75 L.s^{-1}.
12. VAT Vakuumventile AG, modèle 48132-CE44, avec un système de fermeture automatique en cas de problèmes (électriques, pression).
13. Modèle HT12, par la société ADDON.
14. Pureté 99.7%, société GoodFellow.

fixés à une bride de type CF 40 qui nous permet de fixer le four sur un trépied monté sur une ouverture de la première enceinte. Ce trépied permet d'orienter la direction du jet effusif, et de compenser un éventuel affaissement du four sur le long terme. La température est mesurée par un thermocouple placé au plus près de la cellule contenant le chrome, et cette mesure sert à l'asservissement de l'alimentation commandée en courant. Les filaments chauffent un creuset en tungstène [15], dans lequel se trouve un insert en zircone [16] contenant le barreau de chrome. Le choix des matériaux est très important, car à ces températures des réactions peuvent avoir lieu entre deux composants (de l'insert, du creuset, ou le chrome lui-même), même à des températures plus basses que les températures de fusion de chaque élément (mélange eutectique). Le chrome ne peut notamment pas être directement mis en contact avec le creuset en tungstène.

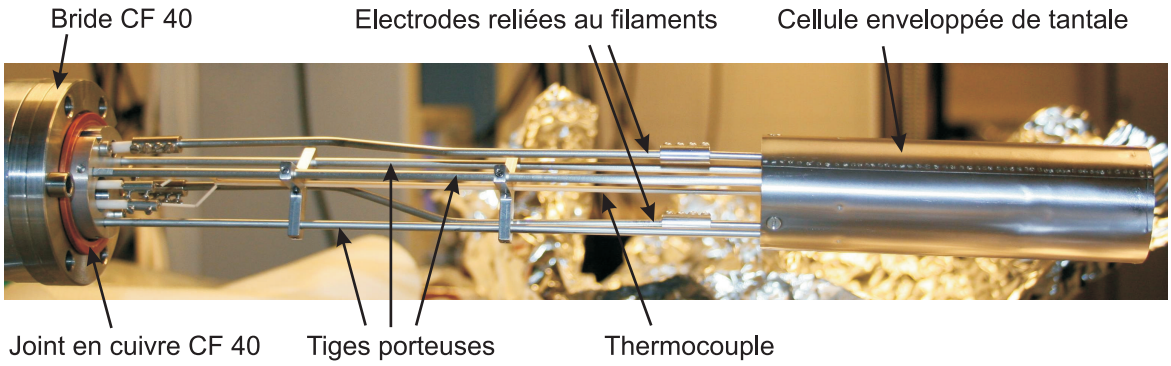

FIGURE 1.3 – *Photographie du four servant à émettre un jet effusif d'atomes de chrome.*

L'insert (cf. Fig. 1.4) est un cylindre creux de diamètres $\Phi_{\text{ext}} = 12.5$ mm et $\Phi_{\text{int}} = 8$ mm, de 6.4 cm de long, ouvert à une extrémité, dans lequel le barreau est placé. Le barreau de chrome fait 6 cm de long et 7.5 mm de diamètre, pour une masse de 20 g. L'ouverture de l'insert est en partie recouverte par un bouchon en zircone troué sur un diamètre $\Phi_{\text{trou}} = 4$ mm, maintenu par une colle haute température [17]. La taille de cette ouverture est déterminante pour le flux d'atomes obtenu dans le jet effusif. Un obturateur mécanique pouvant se rabattre devant le four en 200 ms permet de couper le flux d'atomes pendant la phase d'évaporation, afin d'éviter les collisions d'atomes rapides avec le nuage piégé.

Le flux de chrome en sortie du four dépend fortement de la température à laquelle est chauffé le barreau. Le thermocouple qui mesure cette température n'est pas mis en contact avec la cellule contenant le creuset mais est situé légèrement en retrait : la température mesurée est très sensible à la position du thermocouple par rapport à cette cellule. La mesure peut donc être faussée lors du remplacement du barreau

15. Fabriqué en Chine, distribué par Neyco.
16. Dioxyde de zirconium ZrO_2. Réalisé par Keratec.
17. 904 Zirconia, Cotronics. $T_{max} = 2200°$.

FIGURE 1.4 – *Photographie de l'insert en zircone. Après 15 mois d'utilisation, le barreau de chrome à l'intérieur est entièrement consommé. La couleur gris métallisé provient du dépôt du chrome sur l'insert qui, lui, est plutôt de couleur beige-orange. La poudre blanchâtre provient de la colle haute température servant à maintenir le bouchon.*

de chrome. Nous préférerons donc mesurer par absorption directement le flux obtenu dans le jet effusif, et adapter la température au flux voulu. Pour cela, un faisceau sonde polarisé σ^+, dont la fréquence est balayée autour de la transition $^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ du chrome, traverse le flux perpendiculairement à sa propagation. Il est possible d'ajouter un champ magnétique orienté dans la direction du faisceau sonde, afin d'optimiser la section efficace d'absorption [18]. Ce faisceau de largeur à $\frac{1}{e^2}$ (« waist ») égale à 1 mm est rétro-réfléchi, et sa puissance est choisie suffisamment faible (30 μW) pour ne pas saturer la transition. L'intensité lumineuse absorbée est alors mesurée sur une photodiode par mesure différentielle. On obtient ainsi un spectre d'absorption indiquant le flux en sortie du four.

Il est délicat d'exprimer quantitativement le flux d'atomes en fonction de l'absorption [57]. Il s'exprime sous la forme :

$$\Phi_{\text{four}} = \frac{dN}{dt} = n\, v\, S \tag{1.1}$$

où v est la vitesse moyenne des atomes, ayant une distribution de vitesse de Boltzmann. S est la surface du trou de sortie de l'insert. n est la densité d'atomes dans le four, dépendant de la pression de vapeur saturante P_{sat}, qui est très sensible à la température T.

$$n = \frac{P_{\text{sat}}(T)}{k_B T} \tag{1.2}$$

18. En pratique toutefois, on n'a pas recours à cette option pour calibrer le flux du four.

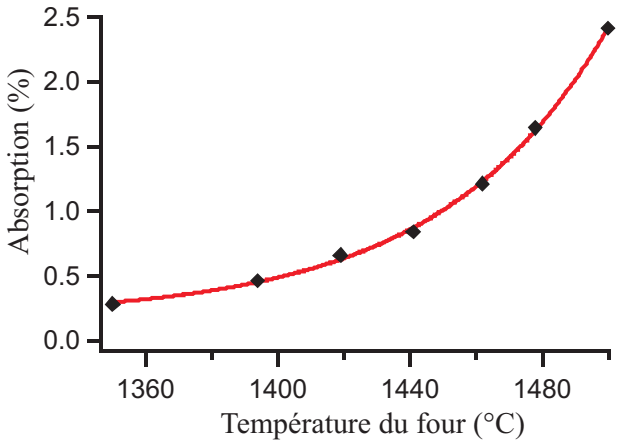

FIGURE 1.5 – *Puissance lumineuse absorbée par les atomes du jet effusif en sortie du bouclier thermique, en fonction de la température du four. Le trait continu est un guide pour l'oeil.*

Ainsi à 1500°C la densité au sein du four est de 2.4×10^{20} atomes.m^{-3}, et à 1300°C de 8.5×10^{18} atomes.m^{-3}. En plus de cette grande sensibilité à la température (cf. Fig. 1.5), on observe un régime transitoire après le remplacement du barreau de chrome, où l'absorption décroît de façon exponentielle avec une constante $\tau \approx 6$ jours, jusqu'à atteindre une valeur stable au bout de 20 jours. On constate de plus (lors du remplacement du barreau) que le chrome migre vers la sortie de l'insert au fur et à mesure que le barreau est consommé, ce qui peut entraîner des variations du flux sur des constantes de temps beaucoup plus lentes, l'homogénéité du chauffage le long de l'insert n'étant pas parfaite. Expérimentalement, une absorption de 0.5% du faisceau sonde est suffisante pour obtenir un condensat, et la température de fonctionnement est fixée de façon à avoir une absorption légèrement supérieure à cette valeur (typiquement 1% à 2%), en ayant pour objectif de ne pas consommer trop rapidement le barreau.

1.2.4 Le ralentisseur Zeeman

Entre l'enceinte du four et l'enceinte expérimentale se trouve un ralentisseur Zeeman de 90 cm de long. Ce ralentisseur Zeeman assure une décélération des atomes dans le jet par la force de pression de radiation d'un faisceau se propageant dans le sens inverse au déplacement des atomes. Le désaccord entre la fréquence de ce faisceau et la transition atomique dépend de la vitesse des atomes, par effet Doppler. On compense alors cette variation spatiale du désaccord en créant un champ magnétique variable spatialement, modifiant ainsi la position des niveaux atomiques par effet Zeeman. Le ralentisseur Zeeman est ainsi composé d'un ensemble de trois bobines de différentes tailles, qui assurent un champ magnétique statique variant le long du ralentisseur.

Une puissance lumineuse de 120 mW sur les 300 mW disponibles est prélevée en sortie de la chaîne laser principale à 425 nm, pour le faisceau du ralentisseur Zeeman. La

puissance de ce faisceau et son extinction sont contrôlées par un modulateur acousto-optique[19] et un obturateur mécanique. Ce faisceau est désaccordé de $\delta_0 = -450$ MHz par rapport à la transition atomique $^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ du ^{52}Cr. Il est orienté en direction du four grâce à un miroir métallique (cf. Fig. 1.6) placé sous vide à l'opposé de l'enceinte d'expérience (soit à 170 cm du four). Le faisceau au niveau du miroir a un diamètre de 18 mm, et est (grossièrement) focalisé sur l'ouverture du bouclier thermique contenant le four, de façon à augmenter le recouvrement entre la lumière et le flux d'atomes divergent. Le désaccord $\delta(z)$ (en Hz) entre le faisceau laser et la transition atomique s'exprime alors par :

$$\delta(z) = \delta_0 + \frac{v(z)}{\lambda} - \frac{\mu_B}{h} B(z) \tag{1.3}$$

où $v(z)$ est la vitesse des atomes ralentis le long du ralentisseur Zeeman, et $\lambda = 425$ nm est la longueur d'onde du faisceau contra-propageant. Nous choisissons d'avoir une décélération constante a_{ZS} sur toute la longueur du ralentisseur. Cette condition impose donc une variation de la vitesse $v^2(z) = v_c^2 - 2a_{\mathrm{ZS}}z$, où 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 variation de vitesse désirée dicte la forme du champ magnétique, évoluant avec la racine carrée de la position z, pour garder un désaccord constant (nul) :

$$B(z) = \frac{h}{\mu_B}(\delta_0 + \frac{1}{\lambda}\sqrt{v_c^2 - 2a_{\mathrm{ZS}}\, z}) \tag{1.4}$$

Les champs magnétiques sont ainsi conçus afin d'avoir une vitesse de capture $v_c \approx 550$ m.s^{-1}, et une vitesse en sortie du ralentisseur d'environ 10 m.s^{-1}, ce qui permet de capturer les atomes dans le MOT.

1.2.5 Le piège magnéto-optique et le piège dipolaire

Une fois sortis du ralentisseur Zeeman, les atomes sont piégés par le MOT (cf. Fig. 1.6). Ce dernier utilise deux bobines placées en configuration anti-Helmholtz, positionnées symétriquement par rapport à la chambre expérimentale, sur un axe vertical. Le gradient formé à l'emplacement du MOT est d'environ 18 G.cm^{-1} selon l'axe vertical et 9 G.cm^{-1} dans le plan horizontal. Les atomes sont piégés selon les trois directions de l'espace grâce à un faisceau laser horizontal croisé avec un angle de 90°et rétro-réfléchi (en demi-noeud de papillon, cf. Fig. 1.6), et grâce à un faisceau vertical, lui aussi rétro-réfléchi. Les faisceaux du MOT sont prélevés en sortie de la chaîne laser principale, et produisent une intensité totale au niveau des atomes de 120 mW.cm^{-2} pour 25 mW répartis sur les deux faisceaux.

Le rayon à $1/e$ du MOT ainsi produit est de 110 μm, et il contient près d'un million d'atomes, pour des faisceaux ayant un désaccord de 22 MHz dans le rouge de la

19. AA Opto-Electronic, modèle MT300-B60A/1 400-442, efficacité 85% à 425 nm.

transition cyclante $^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$. La température dans le MOT, mesurée par expansion libre du nuage, est estimée à $T = 120 \pm 20\,\mu$K. La densité dans l'espace des phases est de $\rho = n\,\Lambda_{dB}^3 = 5 \times 10^{-7}$, après un temps de chargement inférieur à 100 ms (n est la densité, et Λ_{dB} la longueur d'onde thermique de de Broglie). Le taux de chargement dans le MOT est environ 5×10^8 atomes.s^{-1} [49].

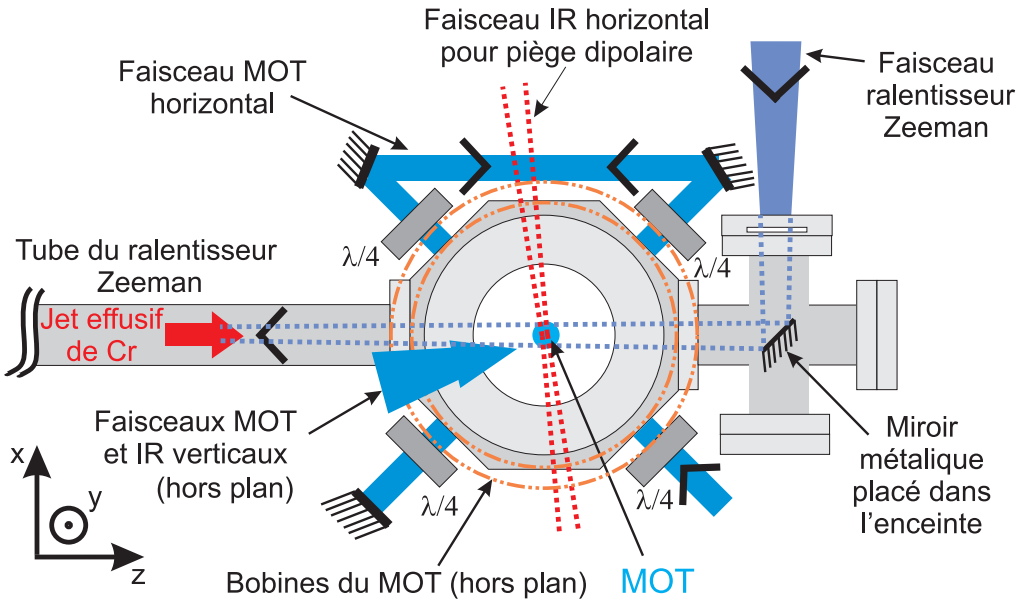

FIGURE 1.6 – *Schéma de l'enceinte expérimentale (vue du dessus), avec détail des faisceaux pour le MOT, ralentisseur Zeeman, et piège dipolaire.*

Le nombre d'atomes dans ce MOT de chrome est très faible comparé aux expériences de condensation d'alcalins, dont les MOTs peuvent contenir plusieurs milliards d'atomes. Ceci est dû au très grand taux de collisions inélastiques assistées par la lumière pour le chrome [58, 48], de 2 à 3 ordres de grandeur supérieur aux taux pour les alcalins, qui limite ainsi le chargement de notre MOT. Ce type de collisions inélastiques à deux corps se produit entre un atome dans l'état fondamental $^7S_3$, et un atome dans l'état excité $^7P_4$ du fait de la présence des faisceaux du MOT. Cette importance des collisions inélastiques assistées par la lumière pour le chrome est en accord avec les taux observés dans les groupes de J.J.Mc Clelland [59] et de T.Pfau [60].

Un si petit nombre d'atomes dans le MOT est un inconvénient certain pour l'obtention de la condensation. En effet, la stratégie choisie pour condenser le chrome repose sur le chargement d'un piège dipolaire, superposé au MOT, qui doit contenir le plus d'atomes possibles avant l'étape d'évaporation. Ce piège dipolaire est constitué d'un faisceau horizontal rétro-réfléchi de 35 W à 1075 nm, soit loin dans le rouge de la transition principale, qui traverse le MOT quasi-perpendiculairement à l'axe du ralentisseur Zeeman (cf. Fig. 1.6). Le piège optique ainsi formé a une profondeur de 400 μK, pour un waist de 42 μm. MOT et piège dipolaire sont allumés en même temps, puis une fois

le piège dipolaire chargé par des atomes dans des états métastables (cf. section 1.2.6), le MOT est éteint, et un piège dipolaire croisé est formé en répartissant (grâce à une lame $\frac{\lambda}{2}$ motorisée[20]) une partie de la puissance infrarouge dans un faisceau vertical (15 W en fin de rotation de la lame $\frac{\lambda}{2}$, sur un faisceau non rétro-réfléchi, de waist 50 μm). On obtient ainsi un « dimple » (une dépression) au centre du piège dipolaire croisé. En même temps que la rotation de la lame $\frac{\lambda}{2}$, on procède à une diminution de la puissance infrarouge globale en 14 s. Cette étape d'évaporation [61] permet d'obtenir un condensat à l'emplacement du dimple. Elle permet de refroidir les atomes sous la température critique de condensation, mais nécessite la perte de la majorité des atomes (98.5% dans notre expérience). Il est donc primordial d'optimiser le nombre d'atomes au sein du piège dipolaire, tâche a priori difficile du fait de l'importance des collisions inélastiques assistées par la lumière provenant des faisceaux du MOT, que j'ai évoquée plus haut.

1.2.6 Optimisation du chargement du piège dipolaire

Utilisation des états métastables

Nous avons donc cherché à améliorer le chargement du piège dipolaire avant l'étape d'évaporation. La structure électronique (cf. Fig. 1.1) du ^{52}Cr révèle l'existence d'états métastables. L'état excité $^7P_4$ est faiblement couplé aux états métastables $^5D_4$ et $^5D_3$, ce qui provoque une diminution du nombre d'atomes piégés par le MOT, car la transition $^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ assurant le refroidissement n'est pas fermée. Pour augmenter le nombre d'atomes dans le MOT, il est possible de boucher ces transitions par des faisceaux repompeurs. Cependant, l'intérêt d'une telle méthode est limité, car les couplages pour ces transitions sont faibles (cf. Tab. 1.4) : le gain d'atomes dans le MOT est faible, car l'effet dominant est celui des pertes par collisions inélastiques assistées par la lumière. Avoir un MOT très dense n'est d'ailleurs pas forcément la bonne stratégie, puisqu'en augmentant la densité, les collisions inélastiques assistées par la lumière sont également augmentées.

	z^7S_3	a^5S_2	a^5D_4	a^5D_3	a^5D_2
z^7P_4	3.15×10^7	interdite	127	42	interdite
z^7P_3	3.07×10^7	2.9×10^4	6×10^3	inconnue	inconnue

Tableau 1.4 – *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 [54] et [53]).*

La solution que nous avons adoptée pour améliorer le chargement du piège dipolaire consiste au contraire à tirer profit de l'existence de ces états métastables en les utilisant comme réservoirs. Pour cela, nous utilisons un laser dépompeur (cf. section 1.2.1)

20. Newport, plateau tournant motorisé modèle PR50, avec driver modèle SMC100CC.

asservi sur la transition $^7S_3 \rightarrow {}^7P_3$, qui permet d'accumuler vers les états métastables $^5S_2$, $^5D_4$, $^5D_3$ et $^5D_2$. L'état $^7P_4$ peut se désexciter vers les états $^5D_4$ et $^5D_3$, mais avec une plus faible probabilité (cf. Tab. 1.4). Ces états métastables sont des états noirs pour la lumière des faisceaux du MOT, les atomes dans ces états ne sont donc pas piégés par celui-ci. Par contre ils s'accumulent dans le piège dipolaire optique formé par le faisceau horizontal rétro-réfléchi. Ces atomes sont alors confinés dans la direction transverse au faisceau par effet de déplacement lumineux, et dans l'axe du faisceau les atomes dans les sous-états Zeeman $m_S > 0$ sont piégés par le piège magnétique formé par les bobines du MOT. Le piège dipolaire est donc chargé de cette façon, en accumulant les atomes dans ces différents états métastables.

Le fait de dépomper les atomes vers les états métastables a pour conséquence de diminuer la densité du MOT. Ainsi le taux de collisions inélastiques assistées par la lumière entre deux atomes dans le cycle de refroidissement du MOT est réduit, mais également le taux de collisions inélastiques ayant lieu entre un atome du MOT et un atome du piège dipolaire dans un état métastable. Ce dernier type de collisions n'est alors plus limitant pour le chargement du piège dipolaire. La nouvelle limite est fixée par les collisions inélastiques entre deux atomes métastables (cf. ci-dessous), beaucoup moins fréquentes. Dépomper les atomes du MOT peut également diminuer sa taille en limitant la diffusion multiple de la lumière, ce qui donne un meilleur recouvrement spatial entre le MOT et le piège dipolaire, et permet donc un meilleur chargement de ce dernier (cet effet est cependant marginal dans notre cas).

Après accumulation dans les états métastables dans le piège dipolaire, les faisceaux et le champ magnétique du MOT sont éteints, et les atomes métastables sont repompés par des diodes laser [21] vers l'état fondamental $^7S_3$. Les atomes sont ensuite polarisés dans le sous-état Zeeman de plus basse énergie par pompage optique, grâce à une impulsion lumineuse de polarisation σ^-, à résonance avec la transition $^7S_3 \rightarrow {}^7P_3$ à 427 nm. Enfin, on procède à l'étape d'évaporation.

Le dark spot

Pour optimiser le chargement du piège dipolaire, nous utilisons un « dark spot »[62]. Les trajets de deux des faisceaux repompeurs [22] sont dédoublés. Sur ces nouveaux trajets, est interposé un fil métallique droit, et ce fil est imagé en un « point noir »(« dark spot ») au centre du MOT. Les faisceaux, formant un petit angle avec le faisceau infrarouge, n'éclairent ainsi pas le centre du piège dipolaire, mais seulement l'extérieur du MOT. Ce dispositif permet, via la transition $^7S_3 \rightarrow {}^7P_3$, de repomper dans le cycle de refroidissement du MOT les atomes métastables dont l'énergie serait encore trop

21. 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.

22. Transitions $^5S_2 \rightarrow {}^7P_3$ à 633 nm et $^5D_4 \rightarrow {}^7P_3$ à 663 nm.

importante pour être capturés par le piège dipolaire. L'efficacité du procédé vient du fait que les couplages entre l'état $^7P_3$ et les métastables $^5S_2$ et $^5D_4$ restent faibles comparés à ceux des transitions $^7S_3 \rightarrow {}^7P_3$ et $^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ (cf. Tab. 1.4) : les atomes parcourent alors plusieurs cycles de refroidissement dans le MOT, perdant ainsi beaucoup d'énergie cinétique, avant de se désexciter spontanément à nouveau dans les états métastables. Avec l'ajout du dark spot sur les deux faisceaux repompeurs mentionnés, le nombre d'atomes dans le piège dipolaire est augmenté de 20%.

Contribution de chaque métastable au condensat

Au cours de ma thèse, nous avons procédé à une étude détaillée des méthodes d'optimisation du chargement du piège dipolaire basées sur l'emploi des quatre états métastables [35]. Cette étude montre 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.

Afin d'étudier la contribution de chaque état métastable, nous avons procédé au chargement du piège dipolaire optique par chacun de ces états, séparément et simultanément. Pour ce faire, il faut laisser allumés les faisceaux repompeurs correspondants aux transitions vers les métastables qu'on ne veut pas peupler. Après un temps d'accumulation dans l'unique métastable choisi, le MOT est éteint [23], et les atomes sont repompés vers l'état fondamental $^7S_3$, puis sont imagés par absorption, après un court temps de vol d'environ 1 ms, donnant accès à la température et à la densité du nuage.

Par cette méthode, nous avons obtenu les résultats de la figure Fig. 1.7, où sont présentés les nombres d'atomes finalement piégés lors de l'utilisation séparée de chaque état métastable comme réservoir, colonne (b)-(e), ou de tous les métastables simultanément, colonne(a). Le premier constat sur ces résultats est que l'utilisation d'états métastables permet de charger bien plus d'atomes dans le piège optique (cf. colonne (a) et (b) pour la valeur optimale) que lorsqu'il n'y a que l'état fondamental $^7S_3$ (cf. colonne (f)).

D'autre part, une idée naïve voudrait qu'en accumulant dans tous les réservoirs de métastables disponibles, la population totale piégée serait maximale. Cependant il faut affiner cette idée en prenant en compte les collisions inélastiques, qui imposent la limite sur la population finale du piège. Ces collisions sont de deux types : celles entre un métastable et un atome dans les états excités $^7P_3$ ou $^7P_4$ (collisions inélastiques assistées par la lumière), et celles entre deux atomes métastables, dans des états différents ou non. Le nombre final d'atomes piégés est déterminé par un équilibre entre les taux de chargement des différents états, et les taux de ces collisions inélastiques.

La comparaison des résultats colonnes (a) et (b) est particulièrement intéressante et permet d'illustrer l'idée précédente : on obtient le même nombre d'atomes dans

23. Pendant la période où le MOT est allumé, on procède également à des « balayages rf » (cf. section suivante).

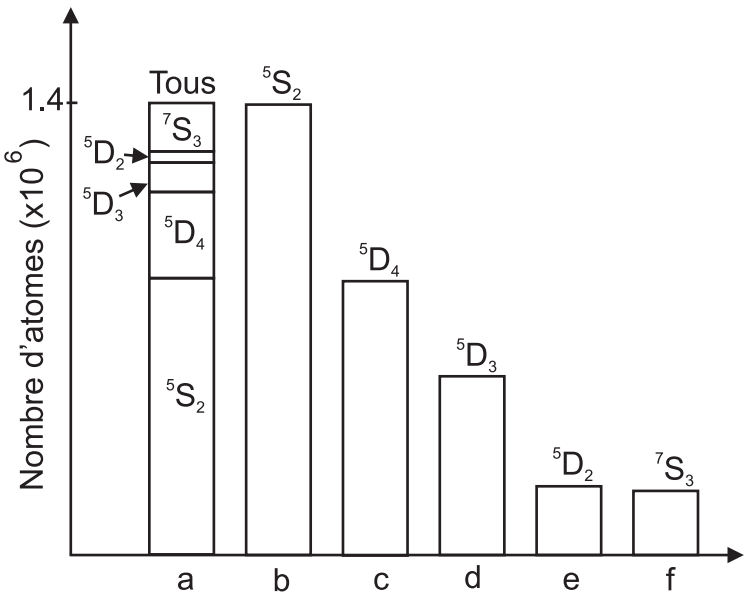

FIGURE 1.7 – *Nombre d'atomes au sein du piège dipolaire, après accumulation puis repompage dans l'état fondamental* $^7S_3$*. (a) Accumulation simultanée dans tous les états métastables, avec la contribution pour chaque état. (b)-(e) Accumulation dans un seul des 4 réservoirs disponibles (4 états métastables), les autres étant bouchés par les faisceaux repompeurs durant l'accumulation. (f) Accumulation dans* $^7S_3$ *uniquement, tous les réservoirs métastables étant bouchés.*

le piège dipolaire en accumulant dans tous les états métastables, qu'en accumulant seulement dans l'état $^5S_2$ en bouchant les autres transitions. Cet état semble d'ailleurs à lui seul suffisant pour maximiser l'accumulation des atomes, les résultats colonnes (c)-(e) montrant que les autres métastables n'ont pas cette efficacité.

Un modèle simple (mais trop naïf) tenant compte des collisions inélastiques permet de rendre compte de ce phénomène observé pour les colonnes (a) et (b), moyennant deux approximations : les collisions inélastiques assistées par la lumière sont négligées ; tous les différents taux de collisions inélastiques entre états métastables (différents ou non) sont pris sensiblement égaux, et notés β. A l'aide de ces deux approximations, nous pouvons écrire les équations de variation des populations, ici pour le cas simple du chargement du piège dipolaire via deux états métastables d'indices 1 et 2 :

$$\frac{dN_1}{dt} = \Gamma_1 N_{\mathrm{MOT}} - \beta \frac{N_1}{V} N_1 - \beta \frac{N_2}{V} N_1 \tag{1.5}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \Gamma_2 N_{\mathrm{MOT}} - \beta \frac{N_2}{V} N_2 - \beta \frac{N_1}{V} N_2 \tag{1.6}$$

$$\frac{dN_{\mathrm{MOT}}}{dt} = \Gamma - (\Gamma_1 + \Gamma_2) N_{\mathrm{MOT}} \tag{1.7}$$

où $N_{1,2,\mathrm{MOT}}$ est le nombre d'atomes dans l'état métastable 1 ou 2, ou dans le MOT. Les taux de dépompages dans les métastables 1 et 2 sont notés $\Gamma_{1,2}$, et Γ est le taux de chargement du MOT, dépendant du flux d'atomes provenant de notre four. V est le volume effectif du piège. Nous résolvons ce système de 3 équations dans deux configurations expérimentales :

- En accumulant seulement dans l'état métastable 1, le 2 étant continuellement repompé (d'où $\Gamma_2 = 0$). A l'équilibre, le nombre d'atomes dans le MOT est $N_{\mathrm{MOT}} = \frac{\Gamma}{\Gamma_1}$ et celui dans l'état 1 est $N_1 = \frac{V\Gamma}{\beta}$.
- En accumulant simultanément dans les deux états métastables. A l'équilibre, le nombre d'atomes dans le MOT est $N_{\mathrm{MOT}} = \frac{\Gamma}{\Gamma_1+\Gamma_2}$, et celui dans les états métastables est $N_1 + N_2 = \frac{V\Gamma}{\beta}$.

Dans les deux cas, il y a le même nombre final d'atomes dans le piège dipolaire, ce qui est en accord avec l'observation des cas des colonnes (a) et (b). Cependant, le fait que les populations de colonnes (c), (d), (e), et (f) soient plus faibles que celle de la colonne (b) montre que les taux de collisions inélastiques β dans ces états sont différents. Ce modèle simpliste ne fournit donc qu'une explication grossière de l'égalité entre les populations des colonnes (a) et (b).

L'utilisation du métastable $^5S_2$ seul est donc suffisante pour un chargement optimal, les autres transitions vers les métastables restant bouchées. Le couplage (cf. Tab. 1.4) vers cet état est 5 fois plus fort que vers l'état $^5D_4$, qui figure second en efficacité de chargement. Nous avons de plus mesuré les taux de collisions inélastiques à 2 corps pour chacun de ces deux états métastables $^5S_2$ et $^5D_4$, quand ils sont utilisés séparément comme réservoirs. En mesurant, après chargement dans ces réservoirs, les pertes en fonction du temps d'attente, on obtient les taux de pertes inélastiques $\beta_{^5S_2} = (1.6 \pm 0.4) \times 10^{-11}$ cm^3.s^{-1} et $\beta_{^5D_4} = (3.5 \pm 0.4) \times 10^{-11}$ cm^3.s^{-1}. Cette dernière valeur est en accord raisonnable avec celles reportées précédemment : $\beta_{^5D_4} = (3.3 \pm 0.7) \times 10^{-11}$ cm^3.s^{-1} [47] et $\beta_{^5D_4} = (2.6 \pm 0.5) \times 10^{-11}$ cm^3.s^{-1} [63]. Les propriétés collisionnelles dans l'état $^5S_2$ sont plus favorables que dans le $^5D_4$, ce qui explique en partie ses performances pour charger le piège dipolaire.

Ces résultats montrent l'intérêt d'utiliser des états métastables comme réservoirs pour charger un piège dipolaire, notamment pour s'affranchir des collisions inélastiques assistées par la lumière : la limitation du chargement du piège est alors due aux collisions inélastiques entre atomes dans les états métastables. Nous déduisons de cette étude une méthode optimisée pour charger le piège dipolaire, et ainsi obtenir au final un condensat de chrome. En pratique, nous accumulons dans le piège dipolaire les atomes dans les états métastables $^5S_2$ et $^5D_4$ (pour profiter de la présence du dark spot sur les deux faisceaux correspondants), la transition vers l'état $^5D_3$ étant bouchée en permanence. Nous avons aussi abandonné l'utilisation de la transition à 647 nm vers l'état $^5D_2$, dont la contribution en terme de nombre d'atomes est faible dans le piège dipolaire et indiscernable dans le condensat. Cette même contribution pour les autres états est substantielle : si, par exemple, après chargement dans le piège optique, on ne repompe

pas vers l'état fondamental $^7S_3$ les atomes accumulés dans le $^5D_4$ (faisceau repompeur jamais allumé pendant toute l'expérience), le nombre d'atomes dans le condensat est réduit d'environ 80%. De même pour le $^5D_3$, le condensat est réduit d'environ 25%.

Annulation du piège magnétique

Une autre technique s'est avérée particulièrement efficace pour augmenter le chargement du piège dipolaire (je ne la détaillerai pas ici, le sujet ayant été développé dans les références [64] et [55]). Il s'agit de pouvoir charger dans le piège dipolaire l'ensemble des sous-états Zeeman des états métastables, malgré le fait que le gradient de champ magnétique du MOT ne permette de capturer que les atomes métastables dans les sous-états $m_S > 0$. Pour cela, un champ magnétique oscillant à des fréquences rf [24] est appliqué pour faire basculer le spin des atomes par passage rapide adiabatique (ARP, [65, 66]). En répétant plusieurs fois ce « balayage » avec un taux de répétition suffisamment élevé par rapport au temps d'oscillation des atomes dans le piège magnétique, la moyenne des forces exercées par ce dernier s'annule, car les atomes alternent entre deux sous-états Zeeman de signes opposés. Les atomes ne ressentent plus l'effet des gradients de champ magnétique, et sont piégés uniquement par le piège dipolaire. Par cette technique, tous les sous-états Zeeman sont piégés dans le piège optique. De plus, la taille axiale du piège optique étant plus grande que celle du piège magnétique, le volume du piège est augmenté par cette méthode, tandis que la densité au centre du piège dipolaire est diminuée, ce qui réduit les pertes par collisions inélastiques qui limitent l'accumulation dans les états métastables (cf. précédemment). Cette technique permet d'augmenter de moitié la population accumulée dans le piège dipolaire.

1.2.7 Obtention d'un condensat

L'obtention et la détection d'un condensat nécessitent la mise en place de nombreuses techniques. En plus de celles développées précédemment et de celles que je vais aborder dans la présente section, j'ai consigné dans l'annexe C les détails concernant le système d'imagerie par absorption utilisé au cours des expériences décrites dans cet ouvrage, ainsi que les détails du système d'imagerie par fluorescence que j'ai développé vers la fin de ma thèse. L'annexe A quant à elle traite de l'ensemble des dispositifs mis en place pour contrôler les champs magnétiques. Les techniques non abordées ici (refroidissement transverse du jet de chrome, asservissement des lasers) sont décrites dans les thèses de mes prédécesseurs [58, 67, 55].

24. De 0.4 à 11.6 MHz, avec un taux de répétition de 10 kHz, l'amplitude du signal étant augmentée par un amplificateur 150 W Research Amplifier.

Système de contrôle informatique

L'ensemble des étapes nécessaires à l'obtention d'un condensat est commandé par un seul programme, réalisé sur le logiciel Labview v6.1 par Etienne Maréchal. Ce programme permet de définir les valeurs de sortie d'une carte digitale [25] pour une succession d'étapes temporelles (environ 30 en pratique) de durées paramétrables (durée minimale 100 ns). A chaque changement d'étape temporelle, les signaux TTL sont basculés à la position voulue, et commandent les différents instruments (AOM, obturateurs, ...). Le pas temporel d'une étape n'est pas fixe, et aucun signal n'est transmis tant qu'aucune commande digitale où analogique ne change. Ce programme Labview commande également deux cartes analogiques [26] qui permettent de spécifier à chaque étape temporelle des tensions de consigne. Ceci permet par exemple de commander en courant les alimentations de certaines bobines (cf. Annexe A), et ainsi de modifier (discrètement, ou par des rampes quasi-linéaires par échelons) les champs magnétiques. Le séquençage des commandes digitales et la synchronisation des cartes analogiques est assurée par l'horloge de la carte digitale, ce qui assure une bonne stabilité temporelle sur une durée de l'ordre d'une minute.

Les images par absorption prises par notre caméra CCD sont récupérées sur un deuxième ordinateur, par un autre programme Labview, qui les transmet au logiciel Igor Pro v5.05A. Les caractéristiques de nos nuages (température, nombre d'atomes...) sont alors extraites par différentes routines et fonctions d'analyses d'images, Igor Pro étant particulièrement adapté à ce type d'analyses de données. Il est également possible de fournir une liste de paramètres au logiciel Igor, qui communique les variables au programme Labview sur l'ordinateur de commande (via une connexion RS-232) et les fait varier automatiquement. Au cours de ma thèse, nous avons ainsi procédé à l'automatisation de la prise de données et à l'étoffement des routines Igor et Labview. Ceci permet à l'utilisateur de se concentrer uniquement sur le choix des données à prendre.

Etapes jusqu'à la condensation

Je décris ici le cycle temporel (cf. Fig. 1.8) utilisé afin d'obtenir un condensat de chrome, en m'appuyant sur les moyens techniques présentés précédemment. Au début d'un cycle, le MOT (faisceaux et champs magnétiques) ainsi que le faisceau du ralentisseur Zeeman sont allumés. Le faisceau infrarouge du piège dipolaire horizontal est superposé au MOT, afin d'y accumuler directement les atomes. Le faisceau dépompeur à 427 nm de la transition $^7S_3 \rightarrow {}^7P_3$ est allumé, ainsi que les repompeurs pour les états $^5D_3$, $^5D_4$ et $^5S_2$, les faisceaux de ces deux derniers passant par le dark spot, afin d'accumuler dans le piège dipolaire les atomes dans les états métastables $^5D_4$ et $^5S_2$. Les balayages rf sont également enclenchés afin de charger aussi les atomes métastables

25. DIO-64 Viewpoint Systems, comportant 64 sorties TTL.
26. National Instruments, modèles PCI 6713 à 8 sorties analogiques.

des sous-états Zeeman $m_S < 0$. Cette étape d'accumulation dure en pratique 200 ms, mais peut être réduite à 100 ms sans conséquences néfastes, le temps de chargement en $\frac{1}{e}$ étant de 35 ms.

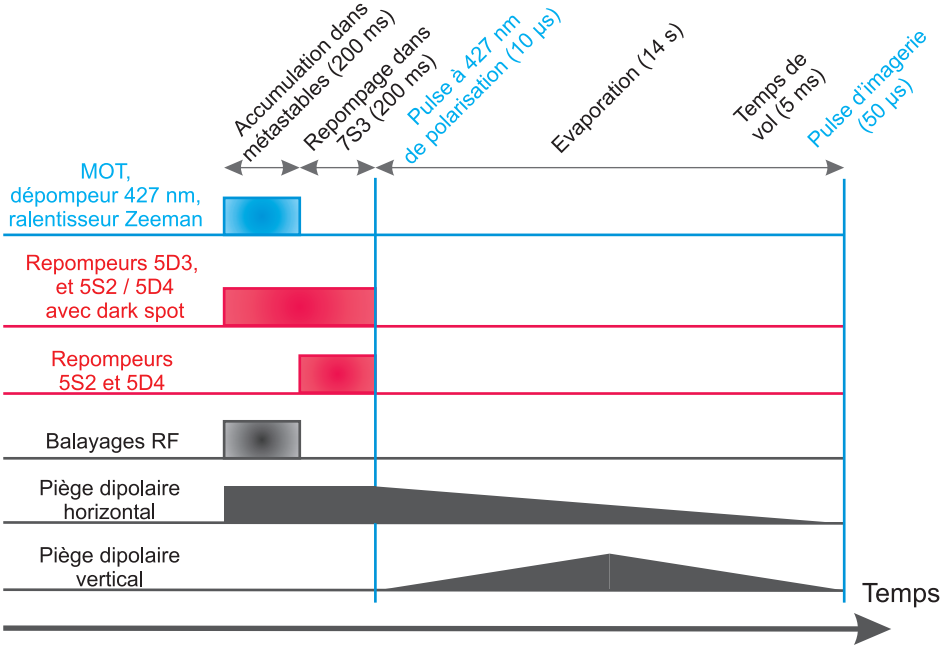

FIGURE 1.8 – *Schéma d'un cycle de création d'un condensat de chrome.*

A la fin de cette étape d'accumulation, le MOT, le ralentisseur Zeeman et le dépompeur à 427 nm sont éteints. L'obturateur du four est fermé. Tous les faisceaux des repompeurs rouges sont alors allumés, cette fois sans passer par le dark spot, afin de repomper les atomes des réservoirs métastables vers l'état fondamental $^7S_3$. Cette étape de repompage dure 200 ms. Un champ magnétique directeur est ensuite appliqué et une impulsion lumineuse « de polarisation » est déclenchée (de 5 à 50 μs par le faisceau dépompeur à 427 nm, tous les autres faisceaux étant alors éteints) afin de transférer par pompage optique tous les atomes dans le sous-état Zeeman de plus basse énergie $m_S = -3$.

L'étape d'évaporation est alors lancée en équilibrant la répartition de la puissance infrarouge des pièges dipolaires horizontal et vertical (par une lame $\frac{\lambda}{2}$ motorisée, déclenchée juste après l'impulsion de polarisation), tout en diminuant (le début de la rampe se déclenche 6 s après l'impulsion de polarisation) la puissance totale jusqu'à environ 500 mW au bout de 14 s (cf. Fig. 1.9). On obtient alors un condensat, maintenu dans le piège dipolaire croisé dont la profondeur est légèrement réaugmentée (pour rendre l'évaporation inefficace). Après extinction du piège dipolaire, ce condensat est détecté grâce au système d'imagerie par absorption (cf. Annexe C), au bout d'un temps de vol de 5 ms typiquement. Le cycle complet de création d'un condensat ne prend pas plus de 20 s (en tenant compte de la durée de réinitialisation de tous les paramètres

du cycle).

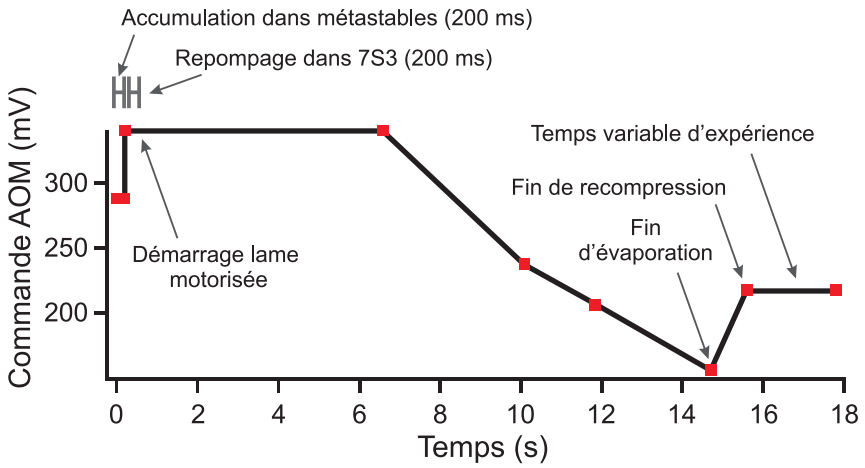

FIGURE 1.9 – *Schéma de la rampe imposée à l'AOM du faisceau infrarouge créant le piège dipolaire croisé, durant un cycle de création d'un condensat de chrome.*

Caractéristiques du condensat

A la fin du cycle, on obtient un condensat de 15000 à 20000 atomes (avec un maximum de 30000 atomes, le nombre d'atomes pouvant varier selon les conditions expérimentales, par exemple le flux du four) dans le piège dipolaire recomprimé, de fréquences[27] $\frac{\omega_x}{2\pi} = 270$ Hz, $\frac{\omega_y}{2\pi} = 380$ Hz et $\frac{\omega_z}{2\pi} = 520$ 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 $R_{\mathrm{TF}} \approx 3.2\,\mu$m et une densité au centre $n_0 \approx 3 \times 10^{20}$ m^{-3}. Sa durée de vie à $\frac{1}{e}$ est d'environ 10 s.

Autres méthodes de condensation du chrome

La stratégie que nous avons choisie n'est pas la seule à permettre la condensation du chrome. En effet, l'équipe de Stuttgart, première à avoir condensé cet élément, a elle opté pour un piège magnétique de type Ioffe-Pritchard à la place d'un piège optique dipolaire, ce qui leur permet de démarrer leur rampe d'évaporation avec un nombre d'atomes plus important ($\approx 10^8$). Toutefois, les sous-états Zeeman capturés par un piège magnétique sont ceux attirés par le minimum de champ (« low-field seeker »), qui correspondent pour le chrome aux énergies les plus élevées dans la structure fine. Or, pour les espèces fortement dipolaires comme le chrome, ces états sont sujets à la relaxation dipolaire (cf. chapitre 2), collisions inélastiques qui convertissent l'énergie magnétique en énergie cinétique. Ce processus s'est avéré néfaste pour l'obtention de la condensation, et il a été nécessaire de transférer, après une étape de pré-évaporation,

27. déterminées par des oscillations paramétriques de la puissance du faisceau du piège dipolaire.

les atomes dans un piège dipolaire optique, dans le sous-état le plus bas en énergie $m_S = -3$ [13].

Récemment, une nouvelle méthode [68] a été mise en place par cette même équipe. Elle est basée sur le chargement en continu d'un piège dipolaire, à partir d'un flux d'atomes suffisamment lent. En pratique, ils utilisent un MOT dont les faisceaux sont décalés en fréquence, déplaçant ainsi de façon contrôlée et continue les atomes jusqu'à un guide magnétique. Les atomes sont amenés par ce guide magnétique jusqu'au piège dipolaire, où ils sont freinés grâce à la combinaison d'une barrière de potentiel magnétique et de pompage optique sur la transition $^7S_3 \rightarrow {}^7P_3$. L'avantage d'un tel procédé est que les atomes ne sont plus sujets aux forts taux de collisions inélastiques assistées par la lumière. Leurs récents résultats [69] démontrent la faisabilité de cette technique, qui permet même un chargement du piège dipolaire suffisant pour l'obtention d'un condensat de chrome.

1.3 Mise en évidence expérimentale des spécificités d'un condensat dipolaire

La réalisation expérimentale d'un condensat dipolaire ouvre la porte à un vaste champ d'études sur les propriétés d'un gaz quantique dégénéré soumis à un tel potentiel d'interaction anisotrope et longue portée. Le paramètre ϵ_{dd} permet de quantifier l'importance des interactions dipolaires par rapport aux interactions de contact, et dont nous rappelons l'expression (déjà donnée à l'équation éq. (5)) :

$$\epsilon_{dd} = \frac{C_{dd}}{3\,g} = \frac{4\pi}{3}\left(d^2\,S^2 / \left(\frac{4\pi\hbar^2 a_S}{m_{Cr}}\right)\right) = \frac{d^2\,S^2\,m_{Cr}}{3\hbar^2 a} \tag{1.8}$$

où a_S est la longueur de diffusion associée au potentiel moléculaire pour un spin total S_t ($S_t = 6$, 4, 2 ou 0 pour le chrome), m_{Cr} est la masse atomique du ^{52}Cr et $g = \frac{4\pi\hbar^2 a_S}{m_{Cr}}$ est la constante des interactions de contact. Le terme $C_{dd} = \mu_0(\mu)^2 = \mu_0(g_S\mu_B S)^2$ (avec le spin $S = 3$) est la constante de couplage par interaction dipolaire pour des particules de moment magnétique μ. J'utiliserai de préférence dans cette thèse la constante $d^2 = \frac{\mu_0(g_S\mu_B)^2}{4\pi}$.

Dans le cas du chrome, $\epsilon_{dd} = 0.159$. Comme mentionné précédemment, le choix des constantes dans l'expression de ϵ_{dd} est déterminé de façon à ce que la valeur $\epsilon_{dd} = 1$ corresponde à la transition entre deux régimes : Pour $\epsilon_{dd} \geq 1$, un condensat homogène en 3 dimensions est instable [25] et s'effondre sur lui-même. Il est possible d'atteindre un tel régime pour un condensat de chrome, à condition de modifier les interactions de contact grâce à une résonance de Feshbach [70, 71, 72]. Je détaille dans l'annexe B une étude que j'ai été amené à réaliser au cours de ma thèse, sur les moyens nécessaires pour atteindre un tel régime dans notre expérience.

Pour $\epsilon_{dd} < 1$, le condensat est stable, l'interaction dipôle-dipôle n'étant pas dominante. Il est néanmoins possible d'observer dans ce régime des effets de l'interaction

dipolaire sur les caractéristiques du condensat. Dans cette section, je présenterai brièvement mon travail sur certains aspects d'un condensat dipolaire, qui seront développés dans la thèse de Gabriel Bismut : je parlerai tout d'abord de la striction du condensat par la présence d'interactions dipolaires, puis de la modification des oscillations collectives d'un condensat par ces mêmes interactions [36].

1.3.1 Striction du condensat

L'existence du potentiel d'interaction dipôle-dipôle déforme le profil du condensat [73] : malgré l'anisotropie et le caractère longue portée de ce potentiel, ce profil a toujours la forme d'une parabole inversée dans le régime de Thomas Fermi [74] (dans la limite où $\epsilon_{dd} < 1$), mais une parabole dont les rayons et leurs rapports ont été modifiés. Cette propriété provient du fait que le champ moyen créé par une distribution de dipôles magnétiques en parabole inversée a la forme d'une parabole inversée au sein du nuage. Ce résultat permet de calculer le rapport entre deux rayons de Thomas Fermi du condensat, appelé rapport d'aspect et noté $\sigma = \frac{R_y}{R_z}$, en fonction des fréquences du piège et de la valeur de ϵ_{dd} (cf. [23] pour la comparaison théorie/expérience en géométrie cylindrique). La striction du condensat permet de mettre en évidence expérimentalement la présence de l'interaction dipôle-dipôle. Cette striction est mesurée après expansion du condensat dipolaire lors du temps de vol [75], en mesurant le rapport d'aspect du condensat.

Pour deux orientations différentes du champ magnétique, soit deux orientations des dipôles magnétiques, le rapport d'aspect du condensat doit varier, de par l'anisotropie de l'interaction dipôle-dipôle. Nous avons mesuré la variation δ_σ du rapport d'aspect σ entre deux axes (y et z) du piège, pour deux orientations perpendiculaires entre elles du champ magnétique $\vec{B}$ (repérées par l'angle $\theta = 0$ et $\theta = \frac{\pi}{2}$, cf. Fig. 1.12). La variation du rapport d'aspect entre les deux orientations du champ magnétique s'écrit alors :

$$\delta_\sigma = \frac{2\left(\sigma(0) - \sigma(\frac{\pi}{2})\right)}{\sigma(0) + \sigma(\frac{\pi}{2})} \tag{1.9}$$

Cette grandeur dépend de la géométrie du piège, caractérisée par l'anisotropie $\lambda = \frac{\omega_x}{\omega_y}$, où ω_x et ω_y sont les fréquences du piège selon les axes x et y. La figure Fig. 1.10 présente la variation relative de ce rapport d'aspect δ_σ lors du changement d'orientation du champ, et ce en fonction de l'anisotropie du piège λ. Cette évolution de la variation δ_σ avec la géométrie du piège est cohérente avec notre modèle numérique, adapté de [74] pour la géométrie non cylindrique de notre piège. Dans ce qui suit, cette évolution de la variation du rapport d'aspect sera comparée à celle des fréquences d'oscillations collectives.

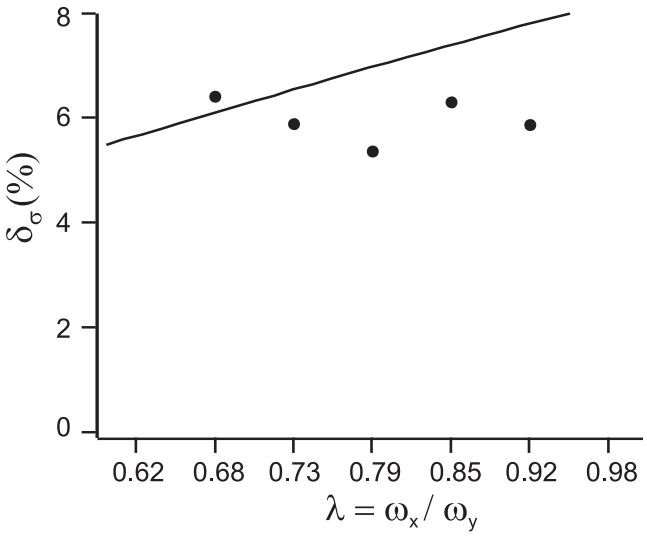

FIGURE 1.10 – *Variation relative δ_σ (cf. texte) du rapport d'aspect σ pour deux orientations perpendiculaires entre elles du champ magnétique $\vec{B}$, d'angle $\theta = 0$ et $\theta = \frac{\pi}{2}$ avec l'axe x du piège (cf. Fig. 1.12 pour un schéma de ces deux orientations). Les points noirs donnent l'évolution de δ_σ, en fonction de l'anisotropie du piège $\lambda = \frac{\omega_x}{\omega_y}$ (en abscisse). Le trait plein indique le résultat de nos simulations numériques dans l'approximation de Thomas Fermi, sans paramètres ajustables.*

1.3.2 Modification des fréquences d'oscillations collectives

L'analyse des oscillations collectives [76, 77] est un outil très répandu au sein de la communauté des atomes froids, pour de multiples usages [78, 79, 80]. Elle permet de mesurer la réponse d'un condensat à des excitations de faibles énergies.

Les oscillations collectives sont de plusieurs sortes. Elles dépendent des fréquences du piège dipolaire croisé, qui sont toutes les trois distinctes dans notre cas : la terminologie s'appliquant à la géométrie cylindrique a donc ici été étendue pour ce système. Les trois modes de plus faibles énergies sont les oscillations du centre de masse, appelés modes dipôlaires, et surviennent à des fréquences correspondant simplement aux trois fréquences du piège.

Pour des énergies supérieures apparaissent deux modes dits modes quadrupôlaires, caractérisés par les oscillations des rayons de Thomas Fermi du condensat, où les rayons selon deux axes différents oscillent en opposition de phase. Un mode monopôlaire existe également, appelé aussi mode de respiration, où la phase de l'oscillation est isotrope. Les modes monopôlaire et quadrupôlaires correspondent dans le cas d'un gaz sans interaction à des oscillations au double des fréquences du piège. La présence des interactions de contact décale ces fréquences propres d'oscillations des modes collectifs jusqu'à une valeur finie atteinte dans le régime de Thomas Fermi (cf. Fig. 1.11). Dans ce régime, ces valeurs dépendent uniquement des fréquences du piège, et pas de la longueur de

diffusion a_S ni du nombre d'atomes [14].

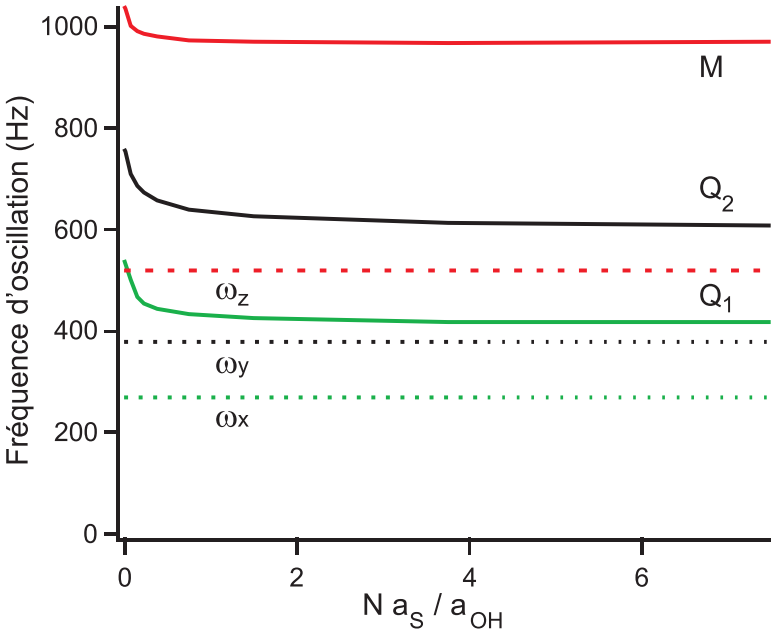

FIGURE 1.11 – *Fréquences des différents modes d'oscillations collectives, pour la géométrie d'un piège harmonique de fréquences* $\frac{\omega_x}{2\pi} = 270$ *Hz,* $\frac{\omega_y}{2\pi} = 380$ *Hz,* $\frac{\omega_z}{2\pi} = 520$ *Hz, en fonction du paramètre* $N\frac{a_S}{a_{OH}}$ *(transition entre le cas sans interactions et le régime de Thomas Fermi).* a_{OH} *est la taille caractéristique de l'oscillateur harmonique,* N *le nombre d'atomes et* a_S *la longueur de diffusion. En traits pointillés : les fréquences des modes dipôlaires (mouvement du centre de masse, indépendant des interactions), égales aux fréquences du piège harmonique. En traits continus : les fréquences des deux modes quadrupôlaires* Q_1 *et* Q_2*, et du mode monopôlaire* M*. Dans le cas sans interactions* ($N\frac{a_S}{a_{OH}} = 0$)*, ces modes oscillent à deux fois les fréquences respectives du piège. Ces résultats sont calculés à partir des références [81, 14]. L'influence des interactions dipôle-dipôle n'est pas représentée ici.*

La prise en compte, en plus des interactions de contact, du potentiel d'interaction dû au dipôle magnétique du chrome décale encore ces fréquences d'oscillations collectives, et ce, différemment selon l'orientation des dipôles (fixée par la direction du champ magnétique statique externe $\vec{B}$ par rapport aux axes du piège), à cause du caractère anisotrope de l'interaction dipôle-dipôle. Grâce à cette dépendance nous pouvons faire une mesure différentielle, qui permet d'observer un effet a priori petit en absolu (jusqu'à 3%). Cet effet est proportionnel au rapport ϵ_{dd} entre interactions dipôle-dipôle et interactions de contact.

1.3.3 Mesure d'un effet des interactions dipôle-dipôle sur les modes d'oscillations collectives

En mesurant la fréquence d'un même mode d'oscillations collectives, pour une configuration du piège donnée, mais pour deux orientations différentes du champ magnétique, il est possible de mesurer un décalage relatif de la fréquence de ce mode (cf. Fig. 1.12). Les décalages relatifs attendus pour le chrome ont été calculés dans les références [74, 82] en fonction de l'anisotropie du piège. Ces références prédisent un décalage relatif maximum pour un des deux modes quadrupôlaires d'environ 4% pour une géométrie particulière de piégeage.

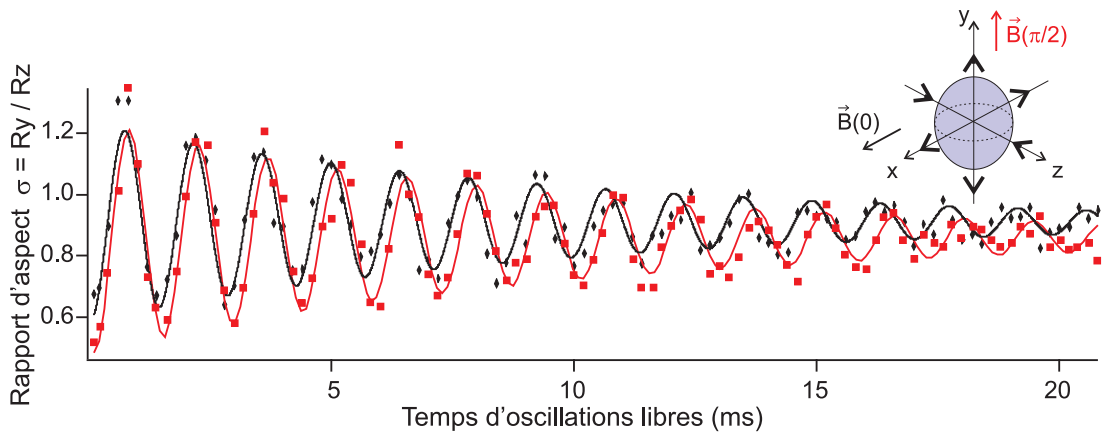

FIGURE 1.12 – *Oscillations collectives libres du mode quadrupôlaire étudié (mode noté Q_2 sur Fig. 1.11, les mouvements du condensat pour ce mode sont représentés dans l'insert à droite), après 10 cycles de modulation de 20% de l'amplitude du piège dipolaire à une fréquence proche de celle d'oscillation collective. La configuration du piège dipolaire correspond à une anisotropie $\lambda = \frac{\omega_x}{\omega_y} = 0.79$. Est représenté ici en ordonnées le rapport d'aspect entre les rayons de Thomas Fermi selon les axes y et z, qui oscillent en opposition de phase. Pour les carrés rouges, le champ magnétique $\vec{B}$ est orienté selon l'axe y (l'angle $\theta = \frac{\pi}{2}$ est définit par rapport à $\vec{x}$). Pour les losanges noirs, $\vec{B}$ est orienté selon l'axe x ($\theta = 0$). Les traits pleins sont les ajustements par une fonction sinusoïdale avec décroissance exponentielle qui permettent d'extraire les fréquences d'oscillations.*

Nous avons ainsi mesuré (cf. Fig. 1.12) les fréquences d'oscillation du mode quadrupôlaire intermédiaire (mode noté Q_2 sur la figure Fig. 1.11) pour deux orientations perpendiculaires (fréquences $\frac{\omega_Q(\theta)}{2\pi}$ avec $\theta = 0$ ou $\frac{\pi}{2}$ l'angle entre $\vec{B}$ et l'axe horizontal x du piège dipolaire) du champ magnétique. Nous mesurons alors le décalage relatif δ_Q et sa variation pour différentes configurations du piège :

$$\delta_Q = \frac{2\left(\omega_Q(0) - \omega_Q(\frac{\pi}{2})\right)}{\left(\omega_Q(0) + \omega_Q(\frac{\pi}{2})\right)} \tag{1.10}$$

Il n'a pas été possible de mesurer expérimentalement ce décalage pour le mode quadrupôlaire Q_1 (oscillant à la fréquence la plus basse). La valeur relative du décalage δ_{Q_1} est pourtant a priori plus grande pour notre piège. Cependant une quasi-dégénérescence de la seconde harmonique de sa fréquence d'oscillation avec celle du mode monopôlaire entraîne un couplage entre les deux types d'oscillations (dans un piège anharmonique), ce qui rend la mesure difficile à interpréter.

La mesure de la figure Fig. 1.12 montre un net décalage de la fréquence du mode Q_2 selon l'orientation du champ $\vec{B}$, qui peut être attribué à l'effet de l'interaction dipôle-dipôle. Dans la suite de cette section, je donne de manière quantitative l'évolution de ce décalage avec les fréquences (ω_x,ω_y,ω_z) du piège dipolaire. Je discute également de la sensibilité de cet effet avec le nombre d'atomes, et des conditions d'applicabilité de l'approximation de Thomas Fermi.

1.3.4 Effets systématiques sur les oscillations collectives : détermination du déplacement lumineux tensoriel du chrome

Le décalage δ_Q mesuré (voir ci-dessous) est faible ($\approx 2\%$), et l'existence de petits décalages systématiques d'origines différentes de l'interaction dipôle-dipôle peut fausser substantiellement la mesure. Nous avons ainsi considéré les deux principales sources de décalage systématique, capables de modifier les fréquences vibrationnelles du piège lors du changement d'orientation de $\vec{B}$:

- Une première source de décalage est l'existence de gradients de champs magnétiques. Ces gradients ne changent pas les fréquences d'un piège parabolique, seulement la position du centre du piège : $\delta x = \frac{g}{m\omega^2}$, où g est l'accélération due au gradient de potentiel, et ω la moyenne géométrique des fréquences d'oscillations dans l'approximation d'un piège harmonique. Cependant le piège dipolaire croisé n'est pas harmonique mais gaussien : le décalage relatif des fréquences vibrationnelles lors de la variation de $\vec{B}$, dû à la présence de gradients, s'exprime alors sous la forme $\frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{-3g^2}{m^2 \mathrm{w}^2 \omega^4}$, avec w le waist du potentiel gaussien.
- Une deuxième source de décalage systématique est le déplacement lumineux tensoriel Δ dû au piège dipolaire infrarouge. Le déplacement lumineux dépend du sous-état Zeeman considéré (ici, toujours $m_S = -3$, donc sans influence) ainsi que de l'orientation des dipôles par rapport à la polarisation de la lumière [46].
- Un article récent [83] suggère aussi la prise en compte de l'effet des fluctuations quantiques pour une estimation précise des fréquences d'oscillations collectives. Les auteurs ont calculé pour notre système un déplacement absolu de 0.3% de la fréquence du mode quadrupôlaire, qui reste donc négligeable par rapport au décalage relatif dû à l'interaction dipôle-dipôle. Nous n'avons alors pas pris en compte cette source de décalage systématique.

Nous avons alors mesuré les fréquences d'oscillations du centre de masse (modes dipôlaires) en fonction de l'anisotropie du piège, et leur variation δ_D (cf. Fig. 1.13) d'une orientation à l'autre de $\vec{B}$. Pour décrire correctement les effets des deux sources de

décalages systématiques considérées, les mesures de δ_D ont été ajustées par une fonction de la forme $\Delta - \frac{\alpha}{\omega^4}$. Nous obtenons ainsi une mesure de la variation du déplacement lumineux tensoriel $\Delta = (3 \pm 1)\%$, à comparer à une estimation théorique [46] (basée sur la connaissance des caractéristiques du piège dipolaire) donnant $\Delta_{\text{th}} = 1.2\%$. Ceci représente la première détermination expérimentale du déplacement lumineux tensoriel pour le chrome.

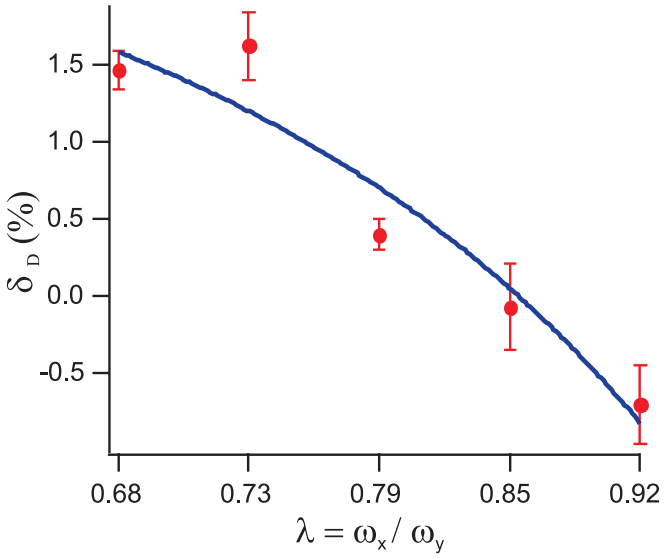

FIGURE 1.13 – *Décalage systématique δ_D des fréquences du mode dipôlaire vertical (axe y), pour les deux orientations de $\vec{B}$, uniquement dû à l'anharmonicité du piège (en présence de gradients de champ magnétique) et à la variation Δ du déplacement lumineux tensoriel du chrome. Ce décalage est donné en fonction de l'anisotropie $\lambda = \frac{\omega_x}{\omega_y}$ du piège. Le trait plein est l'ajustement par la fonction $\Delta - \frac{\alpha}{\omega^4}$, dont est extraite la valeur de Δ. Les barres d'erreurs proviennent d'un bruit rms de 3% sur les rayons de Thomas Fermi.*

Le décalage systématique δ_D dépend uniquement de potentiels externes : il provient d'une modification des fréquences du piège pour chaque orientation. La mesure de ces fréquences de piégeage permet, grâce à un modèle hydrodynamique [14], d'obtenir les fréquences d'oscillation du mode quadrupôlaire attendues s'il y a uniquement des effets systématiques et pas d'interaction dipôle-dipôle : on en déduit le décalage systématique $\delta_{Q,\text{syst}}$. Il suffit alors de retrancher à la mesure $\delta_{Q,\text{exp}}$ la valeur $\delta_{Q,\text{syst}}$ pour obtenir le décalage δ_Q imputable à la présence de l'interaction dipôle-dipôle.

1.3.5 Dépendance des modes collectifs d'un condensat dipolaire avec la géométrie de piégeage

Nous avons alors mesuré le décalage δ_Q dû à l'interaction dipôle-dipôle en fonction de la géométrie du piège, présenté Fig. 1.14. Ce résultat est en relativement bon accord avec notre modèle théorique, adapté des références [74, 82] pour une géométrie de piégeage non cylindrique.

Si on compare δ_Q à la variation relative du rapport d'aspect δ_σ (cf. section 1.3.1), on constate que cette dernière est moins sensible à la géométrie du piège. Cette sensibilité supérieure des oscillations collectives vient du fait que les mesures sont effectuées pour des configurations du piège proches du passage d'un piège aplati (en forme de disque, appelé aussi oblate) à un piège allongé (en forme de cigare, appelé aussi prolate) : en traversant ce croisement (paramètre d'anisotropie $\lambda = \frac{\omega_x}{\omega_y} \approx 1$), le champ moyen créé par les dipôles change de signe, et donc le signe de δ_Q change également (on retrouve cette sensibilité au voisinage de la configuration sphérique dans les simulations de [74, 82]). La variation du rapport d'aspect δ_σ, elle, ne change pas de signe à proximité de la géométrie sphérique car la direction de l'étirement du condensat est déterminée seulement par l'orientation de $\vec{B}$ et non par la géométrie. L'observation du changement de signe de δ_Q avec la géométrie du piège est une nouvelle mise en évidence du caractère anisotrope de l'interaction dipôle-dipôle.

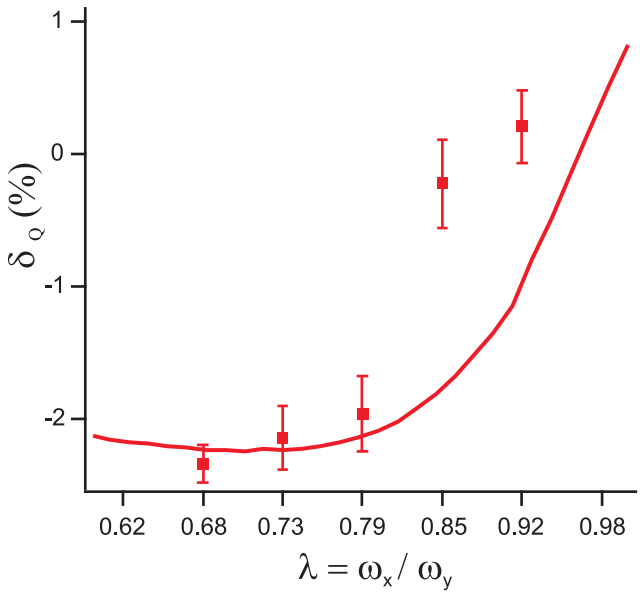

FIGURE 1.14 – *Décalage relatif δ_Q des fréquences d'oscillations du mode quadrupôlaire intermédiaire entre les deux orientations $\theta = 0$ et $\theta = \frac{\pi}{2}$ du champ magnétique $\vec{B}$, en fonction de l'anisotropie du piège $\lambda = \frac{\omega_x}{\omega_y}$. Le trait plein rouge indique le résultat de nos simulations numériques dans l'approximation de Thomas Fermi, sans paramètres ajustables.*

1.3.6 Sensibilité des oscillations collectives : régime de Thomas Fermi d'un condensat dipolaire

Considérons maintenant l'évolution du décalage δ_Q en fonction de l'importance de l'énergie cinétique par rapport à l'énergie d'interaction dans le nuage, afin d'évaluer l'applicabilité du régime de Thomas Fermi. En effet, les calculs théoriques [74, 82] utilisent l'approximation de Thomas Fermi. Or dans nos conditions expérimentales, l'énergie de champ moyen due aux les dipôles magnétiques est à peu près égale à l'énergie cinétique quantique $\frac{\hbar^2}{mR_{\mathrm{TF}}^2}$. Il n'est donc pas certain que le régime de Thomas Fermi puisse décrire correctement ce système.

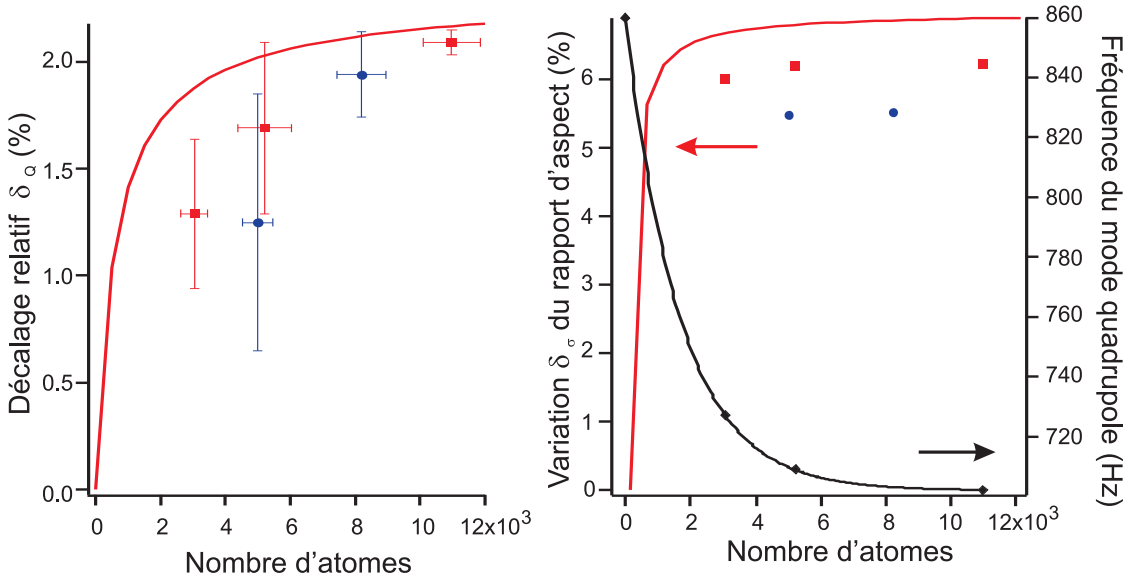

FIGURE 1.15 – *Décalage relatif δ_Q (à gauche) des fréquences du mode quadrupôlaire étudié, pour les deux orientations de $\vec{B}$, et variation δ_σ (à droite) du rapport d'aspect, en fonction du nombre d'atomes dans le condensat. Les carrés rouges correspondent à un rapport d'anisotropie du piège dipolaire $\lambda = \frac{\omega_x}{\omega_y} = 0.73$, et les rond bleus à $\lambda = 0.79$. Egalement à droite, diamants noirs : valeur absolue de la fréquence du mode quadrupôlaire. Les traits pleins sont les résultats de nos simulations numériques utilisant un ansatz gaussien.*

Nous avons donc mesuré δ_Q pour une configuration donnée du piège, mais avec un nombre d'atomes de plus en plus petit. Les résultats sur la figure Fig. 1.15 montrent que pour un nombre d'atomes inférieur à 6000, le décalage dû à l'interaction dipôle-dipôle commence à s'annuler, alors que la variation du rapport d'aspect du condensat reste quant à elle inchangée. Nos simulations numériques incluant le rôle de l'énergie cinétique (en utilisant un ansatz gaussien pour décrire le profil du condensat) confirment cette sensibilité supérieure : il faut environ 3 fois plus d'atomes pour atteindre le déca-

lage δ_Q, dû au potentiel d'interaction dipolaire, des fréquences d'excitations collectives prédit dans le régime de Thomas Fermi, qu'il n'en faut pour que le rapport d'aspect prenne la valeur prédite dans le régime de Thomas Fermi.

Nos simulations montrent que la sensibilité des oscillations collectives au nombre d'atomes est accrue lorsque la géométrie du piège est quasi-sphérique, proche de la configuration où se produit le basculement du signe du champ moyen créé par les dipôles magnétiques. Il est alors possible que la sensibilité au nombre d'atomes observée soit reliée à la sensibilité à la géométrie du piège.

1.3.7 Conclusion

Par ces mesures, nous avons montré l'influence de l'interaction dipôle-dipôle sur le spectre des excitations de faibles énergies du condensat. La mesure des fréquences propres des modes d'oscillations collectives modifiées par l'interaction dipolaire est sensible à la géométrie du piège, ainsi qu'à la transition vers le régime de Thomas Fermi.

L'étude des oscillations collectives est un moyen efficace pour sonder les effets des interactions dipôles-dipôles, et explorer la nature du système. Par exemple, il a été proposé [82] d'utiliser la mesure du décalage δ_Q, proportionnel au rapport ϵ_{dd} entre interaction dipôle-dipôle et interaction de contact, pour en déduire une mesure de la longueur de diffusion a_6. Cependant, atteindre la précision requise pour cette mesure représente un défi technique. D'autre part, des études théoriques récentes se sont intéressées aux oscillations d'un condensat en présence d'interaction dipolaire, pour différents modes et géométries, et notamment pour les modes d'énergies supérieures appelés modes ciseaux [84], ainsi que pour les modes dipôlaires entre deux condensats placés côte à côte dans deux pièges oblates [85]. On peut également parier que l'étude des oscillations collectives jouera un rôle important dans la caractérisation des systèmes de molécules polaires, pour lesquels les interactions dipôle-dipôle sont particulièrement fortes [21, 86].

CHAPITRE 2

Relaxation dipolaire en fonction de l'énergie Zeeman

2.1 Introduction

Une caractéristique importante du chrome est son fort moment magnétique $\mu \approx 6\,\mu_B$, six fois plus élevé que celui des alcalins. De ce fait, le potentiel d'interaction dipôle-dipôle est 6^2 fois plus élevé, et nous avons vu dans le chapitre précédent quelques exemples de modifications engendrées par ces interactions, bien qu'elles restent dominées par les interactions de contact. Une autre conséquence de ce fort moment magnétique est l'importance de processus de collisions inélastiques, appelés relaxation dipolaire, qui pour le chrome sont 6^4 fois plus importants que pour les alcalins.

Il s'agit de collisions inélastiques médiées par l'interaction dipôle-dipôle, qui s'accompagnent d'une modification de la projection (selon 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. Ce basculement du spin s'accompagne d'un gain en énergie dépendant du champ magnétique externe. Le potentiel d'interaction dipolaire V_{dd} (cf. éq. (4)) est invariant par rotation simultanée du spin et des coordonnées spatiales selon n'importe quel axe, donc le nombre quantique $M_J = M_S + M_L$ associé à la projection du moment angulaire total de la paire $\hat{S}_z + \hat{L}_z$ est conservé par collisions dipolaires : le basculement de spin s'accompagne par conséquent d'un changement de moment angulaire orbital, et donc d'une mise en rotation de la paire de particules.

L'importance de la relaxation dipolaire pour le chrome est telle qu'elle empêche la condensation de cet élément dans un piège magnétique, car ces collisions inélastiques trop fréquentes [87, 47] nuisent à l'étape finale d'évaporation. Par ailleurs, l'interaction dipôle-dipôle a ouvert des possibilités pour le refroidissement, en forçant le processus inverse de la relaxation dipolaire [88] : un gaz peut être refroidi en convertissant son énergie cinétique en énergie de magnétisation. Il suffit ensuite de supprimer cette énergie de magnétisation, en polarisant les atomes par pompage optique dans l'état de plus basse énergie. La limite de ce processus de refroidissement est imposée par l'énergie de recul conférée aux atomes lors du pompage optique et par la stabilité du champ magnétique.

Dans ce chapitre, je vais tout d'abord expliquer comment calculer le taux de relaxation dipolaire, grâce à un modèle de diffusion par un potentiel d'interaction dipôle-

dipôle considéré comme une perturbation de faible amplitude du système, en faisant l'approximation de Born au premier ordre. Cette méthode permet, grâce à une règle d'or de Fermi, d'obtenir un taux de collision en adéquation avec l'expérience pour des valeurs du champ magnétique inférieures à 1 G.

Pour un champ magnétique supérieur à 1 G, ce modèle n'est plus valide. Je montrerai en effet que la relaxation dipolaire est un processus de collision qui est localisé à une distance inter-particule R_{RD} dépendant du champ magnétique : $R_{RD} \propto \frac{1}{\sqrt{B}}$. Or, lorsque la collision se produit à des distances proches de la longueur de diffusion associée au potentiel d'interaction de contact (c'est-à-dire pour un champ magnétique suffisamment élevé), il y a un noeud dans la fonction d'onde de l'état en entrée de collision, noeud qui diminue le taux de relaxation dipolaire : dans ce cas, il est nécessaire de prendre en compte les potentiels moléculaires pour estimer correctement ce taux. Nous avons pour cela développé deux modèles théoriques, l'un analytique, l'autre numérique, qui permettent de rendre compte de l'effet de ces potentiels moléculaires.

Le caractère localisé de la relaxation dipolaire nous permet d'utiliser ce processus de collisions inélastiques comme une sonde déportée des corrélations de paire au sein du condensat ou d'un nuage thermique, jusqu'à des distances inter-particules R_{RD} proches du rayon de van der Waals. Ce type de mesure se rapproche de l'observation de l'effet Hanbury-Brown et Twiss [89].

Nous observons, aussi bien théoriquement qu'expérimentalement, un minimum local du taux de relaxation dipolaire en fonction du champ magnétique. Ce minimum est lié à l'influence des potentiels moléculaires, et notamment du potentiel d'entrée de collision en onde s (moment angulaire orbital $l = 0$). Ce minimum local dépend donc des longueurs de diffusion a_S associées aux potentiels moléculaires (où S est le spin total de la paire de particule). L'observation expérimentale d'un tel minimum permet ainsi de mesurer les valeurs $a_6 = (103 \pm 4)\, a_B$ et $a_4 = (64 \pm 4)\, a_B$ (où a_B est le rayon de Bohr) des longueurs de diffusion du chrome [37], ce qui constitue jusqu'à présent la meilleure mesure de ces quantités.

Enfin, n'ayant jusqu'à présent considéré que l'influence des collisions pour un état d'entrée en onde s, je discute de l'influence des ondes partielles d'ordres supérieurs, et montre qu'elles ne jouent aucun rôle dès que le champ magnétique dépasse une faible valeur (20 mG) : ce résultat est prometteur pour la suppression de la relaxation dipolaire entre fermions, qui interagissent uniquement en ondes d'ordres $l > 0$ impairs, ce qui devrait faciliter leur refroidissement.

2.2 Interaction dipôle-dipôle et relaxation dipolaire

2.2.1 Le potentiel d'interaction dipolaire

L'énergie d'interaction dipôle-dipôle entre deux atomes possédant chacun un moment magnétique $\vec{\mu} = g_S \mu_B \vec{S}$ provient de la force $(\vec{\mu}_2 \cdot \vec{\nabla})\vec{B}_1$ exercée sur l'un de ces

atomes par le champ magnétique $\vec{B}_1$ créé par le dipôle magnétique de l'autre atome (et inversement). Le champ magnétique créé à la position $\vec{r}$ par un dipôle situé en $\vec{r}\,'$ s'écrit, pour $\vec{r} \neq \vec{r}\,'$:

$$\vec{B}(\vec{r}) = -\frac{\mu_0}{4\pi}\left(\frac{|\vec{r}-\vec{r}\,'|^2\,\vec{\mu} - 3(\vec{\mu}\cdot(\vec{r}-\vec{r}\,'))\,(\vec{r}-\vec{r}\,')}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|^5}\right) \tag{2.1}$$

Dans un nuage d'atomes, un dipôle en présence du champ magnétique $\vec{B}_{\text{Tot-1}}$ créé par l'ensemble des autres dipôles subit alors un couple $\vec{\mu} \wedge \vec{B}_{\text{Tot-1}}$, qui peut entraîner une précession de Larmor du spin de l'atome.

En considérant le cas où les dipôles sont tous orientés selon le même axe (défini par exemple par un champ magnétique externe $B\vec{u}$, sur lequel s'alignent les dipôles), le potentiel d'interaction dipôle-dipôle entre deux atomes éloignés de $\vec{r}$ vaut $V_{dd}(\vec{r}) = -\vec{\mu}\cdot\vec{B}(\vec{r})$ et s'écrit :

$$V_{dd}(r,\theta) = \frac{d^2\,S^2}{r^3}\left(1 - 3\cos^2\theta\right) \tag{2.2}$$

où θ est l'angle $(\vec{u}\cdot\vec{r})$, avec $r = |\vec{r}|$, S est le spin d'un atome, et la constante de couplage est notée $d^2 = \frac{\mu_0(g_S\mu_B)^2}{4\pi}$.

Cette expression montre le caractère anisotrope et non central du potentiel d'interaction dipôle-dipôle. Ceci implique que les collisions par le biais d'un tel potentiel d'interaction peuvent engendrer un changement du moment angulaire orbital de la paire de particules, ce qui dans le cas d'une collision par relaxation dipolaire se traduit par une possible mise en rotation de la paire effectuant cette collision inélastique.

Réécrivons le potentiel d'interaction dipôle-dipôle 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 :

$$V_{dd}(\vec{r}) = \frac{d^2}{r^5}\left(r^2\hat{S}_1\cdot\hat{S}_2 - 3(\hat{S}_1\cdot\vec{r})(\hat{S}_2\cdot\vec{r})\right) \tag{2.3}$$

Nous prenons alors le cas de deux dipôles 1 et 2 orientés selon l'axe de quantification z, puis nous décomposons la partie tensorielle de 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. Nous obtenons :

$$\begin{aligned}\hat{S}_1\hat{S}_2 - 3(\hat{S}_1\hat{r})(\hat{S}_2\hat{r}) = {} & \hat{S}_{1z}\hat{S}_{2z} \\ & + \frac{1}{2}(\hat{S}_{1+}\hat{S}_{2-} + \hat{S}_{1-}\hat{S}_{2+}) \\ & - \frac{3}{4}[(2\hat{z}\hat{S}_{1z} + \hat{r}_-\hat{S}_{1+} + \hat{r}_+\hat{S}_{1-}) \\ & \times (2\hat{z}\hat{S}_{2z} + \hat{r}_-\hat{S}_{2+} + \hat{r}_+\hat{S}_{2-})]\end{aligned} \tag{2.4}$$

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. Grâce à cette décomposition, nous pouvons isoler trois termes dans le potentiel d'interaction dipôle-dipôle.

Le premier terme $\hat{S}_{1z}\hat{S}_{2z}$, ainsi que la partie en $\hat{z}\hat{S}_{1z}\hat{z}\hat{S}_{2z}$ du terme produit, constituent la partie de l'interaction dipôle-dipôle qui conserve le spin de chacune des deux particules. Il s'agit de termes engendrant des collisions élastiques, mais longue portée (car le potentiel varie en $\frac{1}{r^3}$). Le deuxième terme de éq. (2.4) de la forme $\hat{S}_{1+}\hat{S}_{2-} + \hat{S}_{1-}\hat{S}_{2+}$ autorise l'échange de spin entre les particules, le spin total étant conservé. L'exemple usuel d'échange de spin est donné pour le cas d'un état à deux particules de spin 1 : $|m_{S1}, m_{S2}\rangle = |0,0\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|1,-1\rangle + |-1,1\rangle)$, où l'on remarque que le spin total est bien conservé. Ce phénomène d'échange de spin se produit également pour les alcalins, mais dans ce cas ce sont les interactions de contact qui autorisent cet échange.

Enfin, l'aspect de l'interaction dipôle-dipôle qui nous intéresse particulièrement dans cette thèse correspond au troisième terme (le terme produit) de l'expression éq. (2.4). Ce terme, lui, autorise le changement de la projection du spin de la paire de particules. Ce potentiel d'interaction accorde ainsi un degré de liberté supplémentaire au système, par rapport aux condensats où les interactions de contact dominent : la magnétisation est libre. Ces collisions médiées par le potentiel d'interaction dipôle-dipôle, lorsqu'elles font varier le spin total de la paire de particules en diminuant l'énergie interne de magnétisation, sont appelées relaxation dipolaire.

2.2.2 La relaxation dipolaire

La relaxation dipolaire est un type de collisions inélastiques qui change la magnétisation. La présence d'un champ magnétique externe $\vec{B}$ produit un décalage en énergie des différents sous-états Zeeman. En l'absence de structure hyperfine, l'écart entre deux sous-états consécutifs est égal à $\Delta E = g_S \mu_B B$, dépendant de la norme du champ $\vec{B}$. Ainsi, le changement de magnétisation dû à la relaxation dipolaire peut s'accompagner d'une variation de l'énergie cinétique ΔE du système. Dans le cas d'un condensat (d'énergie cinétique négligeable dans les conditions de l'approximation de Thomas Fermi) créé dans le sous-état Zeeman $m_S = -3$ de plus basse énergie, les collisions inélastiques dipolaires (à champ magnétique non nul) vers des états $m_S > -3$ sont alors interdites par conservation de l'énergie totale : l'énergie cinétique nécessaire pour compenser la variation d'énergie interne lors du changement de magnétisation n'est pas suffisante (cf. cependant les expériences du chapitre 4 pour un contre-exemple). La condition de conservation de l'énergie s'écrit pour un système de deux particules :

$$\frac{\hbar^2 k_f^2}{2\mu} = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2\mu} + \Delta M_S \times g_S \mu_B B \tag{2.5}$$

où $k_{i,f}$ sont les vecteurs d'onde des états initial et final, $\mu = \frac{m_{Cr}}{2}$ est la masse réduite du chrome, et $\Delta M_S = M_{S_i} - M_{S_f}$ est associé à la variation de la projection du spin total de la paire de particules. Dans toutes les études exposées dans cette thèse, nous considérons

un condensat produit initialement dans le sous-état $m_S = -3$ de l'état fondamental $^7S_3$. Le spin des atomes est alors basculé par un unique balayage rf (analogue aux balayages utilisés dans la section 1.2.6) vers le sous-état Zeeman de plus haute énergie $m_S = +3$. Un tel passage adiabatique rapide (ARP) permet en pratique de transférer près de 95% des atomes dans le sous-état $m_S = +3$ (efficacité mesurée par une procédure de Stern et Gerlach [90]), où la relaxation dipolaire est énergétiquement possible. Considérons alors un système à deux particules $|m_{S1} = 3, m_{S2} = 3\rangle$. L'expression éq. (2.4) nous donne les canaux de collisions dipolaires possibles ainsi que les variations d'énergie ΔE associées :

$$|3,3\rangle \to |3,3\rangle \equiv |0\rangle \qquad \Delta E^{(0)} = 0 \tag{2.6}$$

$$\to \frac{1}{\sqrt{2}}(|3,2\rangle + |2,3\rangle) \equiv |1\rangle \qquad \Delta E^{(1)} = g_S \mu_B B \tag{2.7}$$

$$\to |2,2\rangle \equiv |2\rangle \qquad \Delta E^{(2)} = 2 \times g_S \mu_B B \tag{2.8}$$

Notons que pour cet état initial $|0\rangle$, il n'y a pas d'échange de spin possible, par contre la collision élastique $|0\rangle \to |0\rangle$ peut bien avoir lieu, qui, elle, conserve le spin de chaque particule. Pour un champ magnétique $\vec{B}$, le gain en énergie cinétique de la paire après collision est, d'après l'équation éq. (2.5), de $\Delta M_S = 0$, 1 ou 2 fois l'écart d'énergie Zeeman $\Delta E = g_S \mu_B B$.

Les canaux de collision $|0\rangle \to |1\rangle$ et $|0\rangle \to |2\rangle$ sont les deux canaux de relaxation dipolaire possibles ici. Les produits des collisions par ces canaux doivent respecter la conservation du moment angulaire total. En effet, le premier canal est décrit par les opérateurs $\hat{z}\hat{S}_{1z}\hat{r}_+\hat{S}_{2-} + \hat{r}_+\hat{S}_{1-}\hat{z}\hat{S}_{2z}$ dont la composante en $\hat{r}_+ = \frac{x+iy}{r}$ implique une mise en rotation de la paire de particules. De même, le deuxième canal de collision est décrit par le terme $\hat{r}_+\hat{S}_{1-}\hat{r}_+\hat{S}_{2-}$, ce qui implique une mise en rotation doublement chargée. La relaxation dipolaire induit un changement de magnétisation (changement de projection du spin total), couplé à une mise en rotation du système : ce phénomène est analogue à l'effet Einstein-de Haas en physique du solide [42] où par exemple l'inversion brutale, par inversion du champ magnétique appliqué selon l'axe du cylindre, de l'aimantation d'un barreau cylindrique fait d'un matériau ferromagnétique entraîne la mise en rotation du cylindre autour de son axe.

2.3 Dépendance en champ magnétique de la relaxation dipolaire

Pour mieux comprendre la dépendance de la relaxation dipolaire avec le champ magnétique, nous allons dans cette section détailler deux modèles théoriques capables de calculer le taux de relaxation dipolaire, et discuter leur validité dans la gamme de

champs 0.01 - 10 G. Nous décrivons notamment l'importance des potentiels moléculaires, qui sont à l'origine d'un minimum local du taux de relaxation dipolaire pour un champ magnétique proche de 4 G dans le cas du chrome.

2.3.1 Approximation de Born au premier ordre

Problème de diffusion

Afin d'exprimer le taux de collisions dues à l'interaction dipôle-dipôle, il faut calculer la section efficace de collision $\sigma^{(j)}$ associée à chaque canal j de relaxation dipolaire. Pour estimer ces sections efficaces, il est utile d'appliquer la théorie de la diffusion. Pour cela, considérons une particule arrivant à proximité d'un élément perturbateur, le diffuseur (ici, un autre atome), qui interagit ici avec la particule via le potentiel d'interaction dipôle-dipôle V_{dd}. Nous allons considérer un système de deux particules dont nous séparons les coordonnées du centre de masse des coordonnées relatives. Le problème est traité par la théorie des perturbations au premier ordre dont une solution $|\Psi\rangle$ doit vérifier :

$$E|\Psi\rangle = (\hat{H} + V_{dd})|\Psi\rangle \tag{2.9}$$

où $\hat{H}$ dépend des conditions du problème (cf. ci-dessous). La résolution de l'éq. (2.9), en traitant l'interaction dipôle-dipôle comme une perturbation, nous donne la solution $|\Psi^{\pm}\rangle$ connue sous le nom d'équation de Lippmann-Schwinger [90] :

$$|\Psi^{\pm}\rangle = |\Phi_{in}\rangle + \frac{1}{E - \hat{H} \pm i\,\varepsilon} V_{dd}|\Psi^{\pm}\rangle \tag{2.10}$$

donnée pour une onde incidente $|\Phi_{in}\rangle$. Le terme ε est un artifice de calcul pour éviter les divergences (il est de signe positif et il tend vers 0). La signification de la notation $(\pm)$ sera donnée dans la suite. Dans cette équation, le premier terme désigne la partie non perturbée par le diffuseur, et le deuxième terme la partie diffusée. Pour le calcul des sections efficaces de collision, nous allons nous intéresser à l'amplitude de la partie diffusée.

Cas de particules libres dans un champ magnétique externe

Dans un premier temps, nous ne considérons pas la présence du piège, ni les interactions de contact, et nous recherchons seulement l'expression des sections efficaces de collisions par relaxation dipolaire pour une paire de particules libres. Nous prendrons donc dans l'équation de Lippmann-Schwinger l'expression de l'hamiltonien :

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_\eta \qquad \text{avec} \qquad \hat{H}_\eta = \frac{g_S \mu_B}{\hbar} \vec{B} \cdot \vec{S} \tag{2.11}$$

où $\vec{S} = \vec{S}_1 + \vec{S}_2$ est le spin total de la paire de particules, et $\hat{H}_\eta$ décrit l'effet Zeeman dû au champ magnétique $\vec{B}$. Les valeurs propres de $\hat{H}_\eta$ sont $M_S \times g_S \mu_B B$, correspondant

à une paire de particules dont la projection du spin total $\vec{S}$ est M_S. Le terme $\hat{H}_0$ s'écrit en représentation position $\hat{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta$ et c'est l'hamiltonien correspondant à une particule libre de masse réduite $\mu = \frac{m_{Cr}}{2}$.

Dans la suite de ce chapitre (cf. section 2.3.2), nous considérerons l'importance des interactions de contact dans certaines configurations, et dans le chapitre 3, nous nous intéresserons plus particulièrement au confinement induit par le piégeage dans des réseaux optiques. Il est alors possible de reprendre le traitement et les résultats qui suivent, mais en modifiant l'expression de l'hamiltonien $\hat{H}$ en conséquence pour l'adapter aux conditions expérimentales.

Nous pouvons réécrire l'expression éq. (2.10) dans l'espace des positions de base $|\,\vec{r}, M_S\,\rangle$, pour une paire de particules de projection du spin total M_S. Nous prenons tout d'abord le cas simple où l'onde incidente $|\Phi_{in}\rangle$ est une onde plane $|\vec{k}_i\rangle$ de vecteur d'onde $\vec{k}_i$:

$$\langle \vec{r}, M_S|\Psi^{\pm}\rangle = \langle \vec{r}, M_S\,|\,\vec{k}_i\rangle + \sum_{M_{S'}} \int d^3\vec{r}\,'\,\langle \vec{r}, M_S\,|\frac{1}{E-\hat{H}\pm i\,\varepsilon}|\vec{r}\,', M_{S'}\rangle\langle \vec{r}\,', M_{S'}|V_{dd}|\Psi^{\pm}\rangle \tag{2.12}$$

Dans cette expression, nous cherchons à évaluer le deuxième terme. On reconnaît sous l'intégrale le terme $G_{\pm,\,M_S,\,M_{S'}}(\vec{r},\vec{r}\,')$, qui est une fonction de Green s'exprimant sous la forme [90] :

$$G_{\pm,\,M_S,\,M_{S'}}(\vec{r},\vec{r}\,') = \frac{\hbar^2}{2\mu}\langle \vec{r}, M_S\,|\frac{1}{E-\hat{H}\pm i\,\varepsilon}|\vec{r}\,', M_{S'}\rangle \longrightarrow -\frac{1}{4\pi}\frac{e^{\pm i\,k_f|\vec{r}-\vec{r}\,'|}}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|} \tag{2.13}$$

où k_f est le module du vecteur d'onde en sortie de collision. Ce vecteur d'onde est associé à l'énergie E, qui dépend de la variation $\Delta M_S = M_S - M_{S'}$ à cause de la présence de $\hat{H}_\eta$. D'après l'écriture des états de sortie de collisions dipolaires, éq. (2.6), éq. (2.7) et éq. (2.8), les valeurs possibles de ΔM_S sont 0, 1 et 2. La condition de conservation de l'énergie (éq. (2.5)) entraîne la relation suivant pour k_f :

$$\frac{k_f}{k_i} = \sqrt{1 + \frac{\Delta M_S \times g_S \mu_B B}{\hbar^2 k_i^2}} \tag{2.14}$$

Connaissant l'expression éq. (2.13) de la fonction de Green $G_{\pm,M_S,M_{S'}}(\vec{r},\vec{r}\,')$, nous pouvons maintenant réécrire éq. (2.12) de la façon suivante :

$$\langle \vec{r}, M_S|\Psi^{\pm}\rangle = \langle \vec{r}, M_S|\vec{k}_i\rangle - \frac{2\mu}{4\pi\hbar^2}\sum_{M_{S'}}\int d^3\vec{r}\,'\,\frac{e^{\pm i\,k_f|\vec{r}-\vec{r}\,'|}}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|}\langle \vec{r}\,', M_{S'}|V_{dd}|\Psi^{\pm}\rangle \tag{2.15}$$

Cette expression peut être simplifiée en considérant que la distance $|\vec{r}-\vec{r}\,'|$ est très grande. Cette condition est justifiée par le fait que, pour calculer les sections efficaces de

collision, on cherche à évaluer l'effet du potentiel diffuseur sur une paire de particules, en mesurant cet effet à une distance relative suffisamment grande pour que le potentiel diffuseur n'ait plus d'influence notable. Il faut alors considérer des distances grandes devant la portée du potentiel d'interaction dipolaire V_{dd} (cf. plus loin dans cette section, pour une discussion sur la validité de ces calculs), soit $|\vec{r}| \gg |\vec{r}'|$. Nous obtenons donc l'approximation $|\vec{r} - \vec{r}'| \approx r - \frac{\vec{r}}{r} \cdot \vec{r}'$ et nous réécrivons éq. (2.15) sous la forme :

$$\langle \vec{r}, M_S | \Psi^{\pm} \rangle = \langle \vec{r}, M_S | \vec{k}_i \rangle - \frac{2\mu}{4\pi\hbar^2} \frac{e^{\pm i\, k_f\, r}}{r} \sum_{M_{S'}} \int d^3\vec{r}'\, e^{\left(\mp i\, k_f \frac{\vec{r}}{r} \cdot \vec{r}'\right)} \langle \vec{r}', M_{S'} | V_{dd} | \Psi^{\pm} \rangle \quad (2.16)$$

La forme de cette expression donne la signification physique de la solution. Le premier terme correspond à la partie non perturbée par le diffuseur, qui reste une onde plane de même vecteur de propagation $\vec{k}_i$. Le deuxième terme correspond à la partie diffusée, qui a la forme d'une onde sphérique $\frac{e^{i\, k_f\, r}}{r}$, de vecteur d'onde final de module k_f, et d'amplitude $f(\vec{k}_f, \vec{k}_i)$ s'écrivant :

$$f(\vec{k}_f, \vec{k}_i) = \frac{\mu (2\pi)^{\frac{3}{2}}}{2\pi\hbar^2} \sum_{M_{S'}} \int d^3\vec{r}'\, e^{-i\vec{k}_f . r'} \langle \vec{r}', M_{S'} | V_{dd} | \Psi^{+} \rangle \quad (2.17)$$

où nous n'avons considéré que la valeur en $(+)$ de $\Psi^{\pm}$. Celle-ci correspond à l'onde plane incidente, plus une onde sphérique sortante, diffusée à cause de la présence de l'élément perturbateur. L'expression de Ψ^{-} correspond elle aussi à l'onde plane incidente, plus une onde sphérique entrante, qui correspond à une diffusion inversée dans le temps, et qui ne nous intéresse pas dans le cas présent.

L'évaluation de l'amplitude $f(\vec{k}_f, \vec{k}_i)$ de l'onde sphérique diffusée va nous permettre de calculer les sections efficaces de collisions dues au potentiel d'interaction dipôle-dipôle, et donc d'estimer les taux de relaxation dipolaire.

Sections efficaces de collision et taux de relaxation dipolaire dans l'approximation de Born

L'approximation de Born au premier ordre est basée sur le fait que la perturbation induite par l'élément diffuseur est faible. Elle permet ainsi de remplacer dans le résultat de éq. (2.17) le terme $|\Psi^{+}\rangle$ par sa valeur non perturbée, soit dans notre cas $|\Phi_{in}\rangle = |\vec{k}_i\rangle$. Nous obtenons alors une écriture simple de l'amplitude de l'onde diffusée :

$$f(\vec{k}_f, \vec{k}_i) = \frac{\mu (2\pi)^{\frac{3}{2}}}{2\pi\hbar^2} \sum_{M'_S \to k_f} \int d^3\vec{r}'\, e^{-i\vec{k}_f . r'} \langle \vec{r}', M'_S | V_{dd} | \vec{k}_i \rangle = \frac{\mu (2\pi)^3}{2\pi\hbar^2} \langle \vec{k}_f | V_{dd} | \vec{k}_i \rangle \quad (2.18)$$

La valeur de la section efficace différentielle de collision par unité d'angle solide, pour une « particule » (une paire de particules) diffusée de vecteur d'onde k_f par le potentiel dipolaire, est alors donnée par l'expression [90] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\vec{k}_f, \vec{k}_i)|^2 \tag{2.19}$$

L'expression de la section efficace totale s'obtient alors en intégrant $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ sur tout l'angle solide pour $\vec{k_f}$ et pour $\vec{k_i}$. Un résultat important découlant des équations éq. (2.18) et éq. (2.19) est que la section efficace de collision est proportionnelle au carré de la transformée de Fourier $\tilde{V}_{dd}$ du potentiel d'interaction dipôle-dipôle V_{dd} :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto |TF(V_{dd})(\vec{q})|^2 \propto |\int d^3\vec{r}'\, e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}'}\, V_{dd}(\vec{r}')|^2 \tag{2.20}$$

avec $\vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f$.

Nous réalisons l'intégration sur l'angle solide de l'expression éq. (2.19), en considérant que les deux particules considérées sont identiques, ce qui amène à symétriser la fonction en conséquence. Nous obtenons l'expression de [87] :

$$\begin{aligned}\sigma = \left(\frac{\mu}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{1}{k_i k_f} \Bigg[&\int |\tilde{V_{dd}}(\vec{k_i} - \vec{k}\,')|^2\ \delta(|\vec{k}\,'| - k_f)\, d\vec{k}\,' \\ &+ \epsilon \int \tilde{V_{dd}}(\vec{k_i} - \vec{k}\,')\, \tilde{V_{dd}}^*(-\vec{k_i} - \vec{k}\,')\ \delta(|\vec{k}\,'| - k_f)\, d\vec{k}\,' \Bigg]\end{aligned} \tag{2.21}$$

avec ϵ qui dépend de la symétrie des particules considérées, soit $+1$ pour des bosons, et -1 pour des fermions. Ce calcul (non trivial, reproduit par Paolo Pedri à partir de [87]) donne, pour chaque valeur de ΔM_S, les sections efficaces correspondant aux trois canaux de collision dipolaire :

$$\sigma_0 = \frac{16\pi}{45} S^4 \left(\frac{d^2 m_{\mathrm{Cr}}}{\hbar^2}\right)^2 h(1) \tag{2.22}$$

$$\sigma_1 = \frac{8\pi}{15} S^3 \left(\frac{d^2 m_{\mathrm{Cr}}}{\hbar^2}\right)^2 h\left(\frac{k_f^{(1)}}{k_i}\right) \frac{k_f^{(1)}}{k_i} \tag{2.23}$$

$$\sigma_2 = \frac{8\pi}{15} S^2 \left(\frac{d^2 m_{\mathrm{Cr}}}{\hbar^2}\right)^2 h\left(\frac{k_f^{(2)}}{k_i}\right) \frac{k_f^{(2)}}{k_i} \tag{2.24}$$

S est le spin d'un atome (ici $S = 3$), et $k_f^{(j)}$ est le vecteur d'onde en sortie de collision, dépendant du canal j, considéré et donc de la valeur de ΔM_S (cf. éq. (2.14)). Le terme $h(u)$ est une fonction monotone définie sur l'intervalle $[1, \infty[$, qui est équivalent à $\left(1 - \frac{1}{2}\epsilon\right)$ pour $u \to 1$ et à $\left(1 + \epsilon(1 - \frac{4}{u^2})\right)$ pour $u \to \infty$:

$$h(u) = 1 + \epsilon \left(-\frac{1}{2} - \frac{3}{8}\frac{(1-u^2)^2}{u(1+u^2)} \ln\left(\frac{(1-u)^2}{(1+u)^2}\right)\right) \tag{2.25}$$

Pour remonter, à partir de ces sections efficaces, à un taux de relaxation dipolaire β mesurable expérimentalement, nous donnons l'expression du taux de collision dans le canal j pour une paire de particules se déplaçant l'une vers l'autre à la vitesse relative initiale v_i (cf. section 2.5.1 et [37]) :

$$\beta_j = \sigma_j v_i = \sigma_j \hbar \frac{k_i}{\mu} = 2\sigma_j \hbar \frac{k_i}{m_{Cr}} \tag{2.26}$$

Domaine de validité

L'approximation de Born se base sur un traitement perturbatif de la diffusion. Il est donc nécessaire, pour qu'elle soit valable, que l'amplitude de la partie diffusée (après remplacement de $|\Psi^+\rangle$ par $|\vec{k_i}\rangle$) soit faible devant celle de la partie non perturbée. Pour des potentiels de la forme $U(r) = \frac{U_0}{r^n}$, pour $n > 2$ et pour une particule de masse m possédant une énergie faible telle que $a\,k \ll 1$ (k est le vecteur d'onde de la particule, a est une distance caractéristique du potentiel, cf. ci-dessous), cette condition revient à respecter l'inégalité [91] :

$$U(r) \ll \frac{\hbar^2}{ma^2} \tag{2.27}$$

La distance caractéristique du potentiel a correspond pour l'interaction dipolaire à la portée R_{dd} du potentiel d'interaction dipôle-dipôle V_{dd}, qui est définie par $\frac{\hbar^2}{m_{Cr}R_{dd}^2} = \frac{d^2S^2}{R_{dd}^3}$. D'où l'expression :

$$R_{dd} = \frac{m_{Cr}d^2S^2}{\hbar^2} \tag{2.28}$$

La condition éq. (2.27) s'écrit alors $V_{dd}(r) \ll \frac{\hbar^2}{m_{Cr}R_{dd}^2}$, et correspond à $R_{dd}\,k \ll 1$. D'un point de vue physique, cette condition équivaut à dire que pour mesurer les sections efficaces de collisions, il faut considérer une distance $r = \frac{1}{k}$ très grande devant la portée du potentiel. L'approximation de Born reste donc valide pour un gaz de particules ayant une faible énergie, correspondant à des températures typiquement inférieures à 1 mK.

2.3.2 Prise en compte de la forme des potentiels moléculaires

Dans cette section, nous allons prendre en compte l'effet des potentiels moléculaires pour le calcul des taux de collisions pour chaque canal, afin de déterminer leur influence sur la relaxation dipolaire, et comparer les résultat obtenus avec les résultats précédents.

Expression de la partie orbitale du potentiel dipolaire

Pour bien décrire le système, il est intéressant de se placer dans la base des harmoniques sphériques. En effet, la relaxation dipolaire entraîne un changement de la

projection du moment angulaire de spin, ce qui par conservation de la projection du moment angulaire total entraîne un changement de la projection du moment angulaire orbital l. Dans un premier temps, nous considérons uniquement les interactions pour des états d'entrée en onde s (cf. section 2.7 pour l'étude avec des collisions en ondes partielles d'ordres supérieurs). Pour les canaux de relaxation dipolaire (les deux canaux de collision inélastique, cf. éq (2.7) et (2.8)), le potentiel d'interaction dipôle-dipôle couple une paire d'atomes dans l'état $|3,3\rangle \equiv |0\rangle$ de moment angulaire orbital $l = 0$, aux états $|1\rangle$ et $|2\rangle$ avec $l = 2$.

Considérons comme système de départ une paire d'atomes dans l'état $|0\rangle$ interagissant en onde s. Nous écrivons les états sous la forme $|i, l, m_l\rangle$, où $i \in \{0, 1, 2\}$ désigne l'état de spin, l est le moment orbital et m_l sa projection. Pour chacun des deux canaux de relaxation dipolaire, le potentiel d'interaction dipôle-dipôle est proportionnel à une harmonique sphérique $Y_l^{m_l}(\theta, \phi)$, avec r, θ et ϕ les coordonnées sphériques relatives de la paire de particules :

$$Y_2^1(\theta,\phi) = -\sqrt{\frac{15}{8\pi}}\sin\theta\cos\theta e^{i\phi} \quad \text{et} \quad Y_2^2(\theta,\phi) = \sqrt{\frac{15}{32\pi}}\sin^2\theta e^{2i\phi} \tag{2.29}$$

La partie angulaire du couplage V_j de chaque canal j de relaxation dipolaire se calcule alors à partir de l'expression de V_{dd} donnée éq. (2.3) et éq. (2.4), dans le cas où l'état initial a pour moment orbital $l = 0$:

$$\begin{aligned}
V_1(r) &= \langle 1, l=2, m_l=1|V_{dd}|0, l=0, m_l=0\rangle \\
&= 3S^{\frac{3}{2}}d^2\langle 1, l=2, m_l=1|\frac{(x+iy)z}{r^5}|0, l=0, m_l=0\rangle \\
&= -3S^{\frac{3}{2}}d^2\sqrt{\frac{8\pi}{15}}\langle 1, l=2, m_l=1|\frac{1}{r^3}\,Y_2^1(\theta,\phi)|0, l=0, m_l=0\rangle \\
&= S^{\frac{3}{2}}d^2\sqrt{\frac{6}{5}}\frac{1}{r^3}
\end{aligned} \tag{2.30}$$

$$\begin{aligned}
V_2(r) &= \langle 2, l=2, m_l=2|V_{dd}|0, l=0, m_l=0\rangle \\
&= \frac{3}{2}Sd^2\langle 2, l=2, m_l=2|\frac{(x+iy)^2}{r^5}|0, l=0, m_l=0\rangle \\
&= \frac{3}{2}Sd^2\sqrt{\frac{32\pi}{15}}\langle 2, l=2, m_l=2|\frac{1}{r^3}\,Y_2^2(\theta,\phi)|0, l=0, m_l=0\rangle \\
&= Sd^2\sqrt{\frac{6}{5}}\frac{1}{r^3}
\end{aligned} \tag{2.31}$$

où x, y, et z sont les coordonnées cartésiennes relatives, et $r = \sqrt{x^2+y^2+z^2}$.

Règle d'or de Fermi - Choix des fonctions d'ondes radiales

Nous utilisons ces expressions de la partie angulaire du potentiel d'interaction dipôle-dipôle, pour le calcul des taux de relaxation dipolaire. Pour calculer ces taux Γ de collisions inélastiques, nous écrivons une règle d'or de Fermi :

$$\hbar\Gamma^{(j)} = 2\pi \left(\int_0^\infty F_{in}(r)\, F_{out}^{(j)}(r)\, V_j(r)\, r^2\, dr \right)^2 \tag{2.32}$$

où $V_j(r)$ est la partie orbitale du potentiel d'interaction dipôle-dipôle pour le canal j, calculés en éq. (2.30) et éq. (2.31). Les termes $F_{in}(r)$ et $F_{out}^{(j)}(r)$ sont les parties radiales respectivement des états d'entrée et de sortie pour les canaux j de relaxation.

La portée du potentiel moléculaire est le rayon de van der Waals R_{vdW}, qui est défini par :

$$\frac{\hbar^2}{m_{Cr}\, R_{vdW}^2} = \frac{C_6}{R_{vdW}^6} \tag{2.33}$$

Pour des distances inter-particules r supérieures au rayon de van der Waals R_{vdW}, il existe des solutions analytiques à l'équation de Schrödinger pour le mouvement de deux particules libres. La partie radiale $F_{in}(r)$ de la fonction d'onde d'entrée, pour $l = 0$, s'écrit alors pour des distances suffisamment grandes (supérieures à R_{vdW}) sous la forme approchée :

$$F_{in}(r) = \sqrt{\frac{4\pi}{v_0}} \left(1 - \frac{a_6}{r} \right) \tag{2.34}$$

avec a_6 la longueur de diffusion associée au potentiel moléculaire de spin total $S_t = 6$. Le terme v_0 est une constante de normalisation correspondant à un volume effectif, explicité plus loin dans cette section.

La partie radiale normalisée de l'état de sortie $F_{out}^{(j)}(r)$ du canal j s'exprime, pour un moment angulaire orbital $l = 2$, pour des particules libres en sortie de collision (ce qui est justifié par les conditions expérimentales, où la relaxation dipolaire sera source de pertes) [91] :

$$F_{out}^{(j)}(r) = \frac{2\sqrt{\pi\, m_{Cr}\, k_f^{(j)}}}{h}\, j_2(k_f^{(j)}\, r) \tag{2.35}$$

avec $k_f^{(j)}$ le vecteur d'onde pour l'état de sortie, exprimé par éq. (2.14). Le terme $j_2(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}}\, J_{2+1/2}(x)$ est la fonction de Bessel sphérique d'ordre 2, $J_n(x)$ étant la fonction de Bessel d'ordre n.

Avant de calculer les taux Γ de relaxation dipolaire par la règle d'or de Fermi (éq. (2.32)), il faut s'attarder sur la valeur de la constante de normalisation v_0 pour la fonction radiale $F_{in}(r)$ de l'état d'entrée. Cette constante représentant un volume effectif qui permet de prendre en compte la forme du condensat dans lequel se produisent

les collisions, déterminée par le piège dipolaire croisé (nous n'avons considéré jusqu'à présent qu'une paire de particules libres). Considérons donc un piégeage harmonique sphérique pour le condensat, dont la fonction d'onde radiale peut s'écrire de façon approchée :

$$\Psi_{\text{Trap}}(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{4\,a_{HO}^2}\right) \tag{2.36}$$

avec $a_{HO} = \sqrt{\frac{\hbar}{m_{\text{Cr}}\,\omega_{HO}}}$ la distance caractéristique associée à l'oscillateur harmonique (ω_{HO} est la fréquence de l'oscillateur harmonique). Dans nos conditions expérimentales, la longueur de diffusion $a_6 \approx 5.4$ nm est plus faible que $a_{HO} \approx 700$ nm. Alors pour des distances inter-particules suffisamment grandes devant a_6, la forme de la fonction d'onde pour le système à deux corps considéré sera dominée par la fonction d'onde imposée par le piège $\Psi_{\text{Trap}}(r)$, tandis qu'à courtes distances (mais toujours supérieures à R_{vdW}), elle sera dominée par la fonction radiale pour deux particules libres $F_{in}(r)$. Nous remplaçons alors, dans le calcul avec la règle d'or de Fermi éq. (2.32), la fonction radiale $F_{in}(r)$ par une fonction approchée $F_{in}^{trap}(r)$ rendant compte des deux types de comportements à courtes et longues distances :

$$F_{in}^{trap}(r) = F_{in}(r) \times \Psi_{\text{Trap}}(r) = \sqrt{\frac{4\pi}{v_0}}\left(1 - \frac{a_6}{r}\right) \times \exp\left(-\frac{r^2}{4\,a_{HO}^2}\right) \tag{2.37}$$

La normalisation de la fonction d'onde radiale $F_{in}^{trap}(r)$ ainsi choisie impose alors la valeur du volume effectif $v_0 \approx (a_{HO})^3(2\pi)^{\frac{3}{2}}$.

Calcul du paramètre de relaxation dipolaire

Afin de calculer le paramètre de relaxation dipolaire β, nous écrivons l'équation locale $\frac{dn}{dt} \equiv -\beta n^2$ et intégrons cette équation sur un profil de densité gaussien représentant la paire de particules piégée pour trouver la relation entre le paramètre β et le taux de perte :

$$2\Gamma \equiv \frac{1}{2^{\frac{3}{2}}}\,n_0\beta \tag{2.38}$$

où Γ est le taux d'évènement de relaxation dipolaire. Nous écrivons ici le taux de perte 2Γ, car 2 atomes (sortant du piège) sont perdus par évènement de relaxation dipolaire. n_0 est la densité au centre prise égale à $n_0 = 2\left(\frac{m_{Cr}\,\omega_{HO}}{\pi\hbar}\right)^{\frac{3}{2}}$. Nous obtenons finalement les relations $\Gamma^{(j)} = \frac{1}{v_0}\,\beta_j$.

Les valeurs des paramètres de relaxation dipolaire β_j pour les deux canaux j existants (cf. éq. (2.7) et éq. (2.8)) sont alors calculables de manière analytique à partir de l'expression de la règle d'or de Fermi (éq. (2.32)) :

$$\beta_1 = \frac{16\pi}{15}\frac{m_{Cr}}{\hbar^3}S^3 d^4 \left(1 - \frac{3\,a_6 k_f^{(1)}\pi}{16}\right)^2 k_f^{(1)} \tag{2.39}$$

$$\beta_2 = \frac{16\pi}{15}\frac{m_{Cr}}{\hbar^3}S^2 d^4 \left(1 - \frac{3\,a_6 k_f^{(2)}\pi}{16}\right)^2 k_f^{(2)} \tag{2.40}$$

Ces résultats éq. (2.39) et éq. (2.40), obtenus en tenant compte des potentiels moléculaires, doivent être comparés à ceux donnés par l'approximation de Born éq. (2.23) et (2.24) sans ces potentiels. La figure Fig. 2.1 représente les paramètres de relaxation dipolaire pour les deux modèles analytiques développés jusqu'ici, en fonction du champ magnétique.

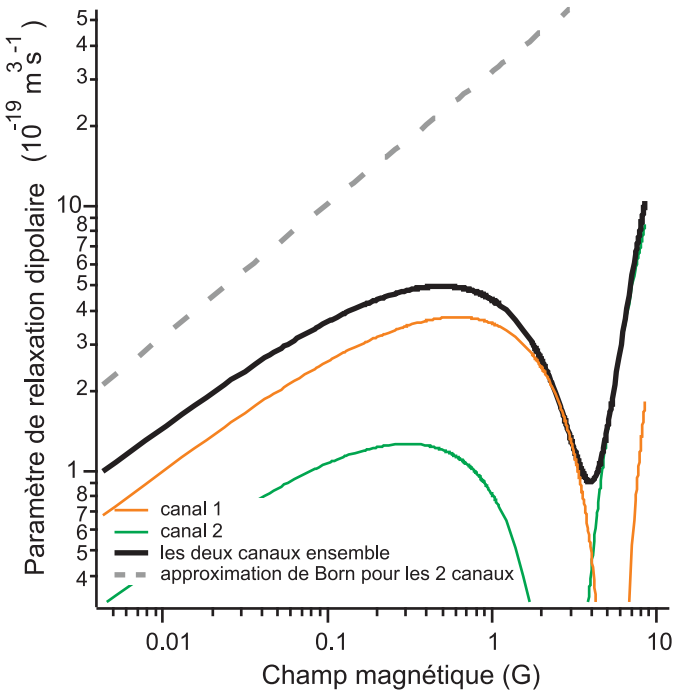

FIGURE 2.1 – *Comparaison entre le paramètre de relaxation dipolaire β calculé avec l'approximation de Born (traits pointillés, donnant la somme pour tous les canaux de relaxation) et les résultats donnés par le second modèle analytique qui tient en plus compte de la présence des potentiels moléculaires (traits pleins). En traits pleins oranges, est donné uniquement le paramètre β de relaxation dipolaire pour le canal 1, en verts pour le canal 2, et en noirs pour la somme des deux.*

Sur la figure Fig. 2.1, il apparaît tout d'abord qu'à bas champ magnétique ($B < 1$ G), l'évolution en fonction du champ magnétique des paramètres de relaxation dipolaire est semblable pour les deux modèles théoriques, à un facteur multiplicatif près, égal à 2. Par contre, pour des champs magnétiques plus élevés les deux modèles diffèrent, et

le second modèle donne un minimum local de relaxation dipolaire. L'existence de ce minimum est le résultat important de ce chapitre.

Différence de symétrisation dans un gaz thermique ou un condensat

Les résultats donnés par le premier modèle théorique sont 2 fois plus élevés (à bas champs) que ceux du second modèle. Dans le premier modèle, nous avons en effet considéré le cas de deux particules libres subissant un processus de diffusion dû à la présence du potentiel dipôle-dipôle. Dans le second modèle, nous avons considéré deux particules appartenant à un condensat. Cette différence d'un facteur 2 vient de la façon de symétriser la fonction d'onde pour des particules appartenant à un gaz thermique, différente du cas du condensat où tous les atomes sont dans le même état.

Un exemple simple est donné dans [92] : pour deux particules dans un gaz thermique, il est peu probable qu'elles occupent le même état $|k\rangle$ (k est le vecteur d'onde pour une particule), car il n'y a pas, contrairement au condensat, d'occupation macroscopique d'un même état. L'état à deux particules s'écrit donc sous la forme symétrique normalisée $\frac{1}{\sqrt{2}}(|k,k'\rangle + |k',k\rangle)$, ce que nous avons fait dans notre modèle au niveau de éq. (2.21). Pour deux particules du condensat, dans le même état de plus basse énergie, l'état normalisé s'écrit $|0,0\rangle$. En faisant tendre la température vers 0, l'état correspondant au cas du gaz thermique devient $\frac{1}{\sqrt{2}}(|0,0\rangle + |0,0\rangle) = \sqrt{2}\,|0,0\rangle$: il y a donc bien un facteur $(\sqrt{2})^2 = 2$ supplémentaire sur la probabilité de transition.

Remarquons pour la suite de ce chapitre que cette différence d'un facteur 2 se retrouve également dans l'expression de la fonction de corrélation de paire (pour la valeur centrale $g_2(R=0)$, cf. section 2.5.3) entre un gaz thermique et un condensat, ce qui est l'analogue pour les atomes de l'effet Hanbury Brown et Twiss [89].

Effets des potentiels moléculaires

Pour corroborer les observations de la figure Fig. 2.1, il est également possible de comparer directement les expressions analytiques trouvées pour les deux modèles sans (cf. éq. (2.23) et éq. (2.24)) et en prenant en compte (cf. éq. (2.39) et éq. (2.40)) les potentiels moléculaires. Dans le cas d'un condensat dans la limite où $k_i \to 0$, la valeur des vecteurs d'onde en sortie $k_f^{(j)}$ est $k_f^{(j)} = \frac{\sqrt{m_{Cr}}}{\hbar}\sqrt{j \times g_S \mu_B B}$. Les termes $h\left(\frac{k_f^{(j)}}{k_i}\right)$ tendent alors vers la valeur 2. Si de plus nous négligeons l'effet des potentiels moléculaires (ce qui revient à imposer la valeur $a_6 \to 0$), nous trouvons alors les mêmes expressions $\beta_1 = \frac{16\pi}{15}\frac{m_{Cr}}{\hbar^3}S^3 d^4 k_f^{(1)}$ et $\beta_2 = \frac{16\pi}{15}\frac{m_{Cr}}{\hbar^3}S^2 d^4 k_f^{(2)}$, toujours à un facteur 2 près.

Pour $a_6 \neq 0$, si le terme $\frac{3\,a_6 k_f^{(j)}\pi}{16}$ reste petit devant 1, c'est-à-dire (dans le cas $k_i \to 0$) pour des champs magnétiques $B \ll \left(\frac{16}{3\pi}\right)^2 \frac{\hbar^2}{a_6^2\, m_{Cr}\, j \times g_S \mu_B} = B^{(j)}_{\text{limite}}$, alors les deux modèles donnent des résultats équivalents (au facteur 2 près évoqué ci-dessus) : l'influence des potentiels moléculaires est donc faible à bas champs magnétiques. Nous pouvons estimer

les valeurs approchées de $B^{(j)}_{\text{limite}}$, en prenant pour valeur de la longueur de diffusion $a_6 = 102.5\,a_B$ [37], égales respectivement à $B^{(1)}_{\text{limite}} = 6.8$ G et $B^{(2)}_{\text{limite}} = \frac{1}{2}\,B^{(1)}_{\text{limite}} = 3.4$ G. Par conséquent, pour des champs $B \ll 3$ G, l'influence des potentiels moléculaires est faible.

Au contraire, pour un champ magnétique égal à $B^{(1)}_{\text{limite}}$ ou $B^{(2)}_{\text{limite}}$, il y a annulation complète du paramètre β_j de relaxation dipolaire du canal 1 ou 2. La somme $\beta_1 + \beta_2$ de ces deux paramètres de relaxation présente alors un minimum local (non nul) en fonction du champ magnétique. La position B_{min} de ce minimum local est située entre les positions $B^{(j)}_{\text{limite}}$ des deux annulations des paramètres β_j. Ce type de réduction des collisions inélastiques, due à la présence des potentiels moléculaires, a été discuté théoriquement [93] mais n'a jamais, à notre connaissance, été observé expérimentalement, jusqu'aux travaux présentés dans ce chapitre (cf. section 2.5 et [37]).

Il faut néanmoins examiner la validité du second modèle théorique, qui prend en compte les potentiels moléculaires. Si l'application de l'approximation de Born semble bien justifiée (cf. section 2.3.1), ce n'est pas forcément le cas pour l'influence des potentiels moléculaires. En effet, dans le cas du chrome, le rayon de van der Waals est très proche de la valeur de la longueur de diffusion a_6 : $R_{vdW} \approx 91\,a_B$ [94] et $a_6 \approx 102.5\,a_B$. Or les expressions de β_1 et β_2 données par éq. (2.39) et éq. (2.40) dépendent de la valeur de a_6, et ont été calculées pour une expression de la fonction radiale de l'état d'entrée $F^{trap}_{in}(r)$ valable uniquement pour des distances inter-particules r grandes devant R_{vdW}. Dans ce qui suit, nous verrons que la validité de ce modèle se brise effectivement pour des champs magnétiques supérieurs à 4 G, car la distance inter-particule typique de collision est alors inférieure à R_{vdW}.

D'autre part, nous n'avons considéré ici qu'un état d'entrée avec un moment angulaire orbital $l = 0$. Nous verrons dans la suite dans quelles circonstances cette approximation (négliger les ordres $l > 0$) est effectivement valide.

2.4 Interprétation de l'effet des potentiels moléculaires

2.4.1 La relaxation dipolaire : une sonde déportée

Afin d'interpréter les résultats précédents, intéressons-nous au caractère localisé de la relaxation dipolaire. En effet, on peut remarquer que les paramètres de relaxation dipolaire calculés éq. (2.39) et éq. (2.40) sont proportionnels au carré de la fonction d'onde radiale de l'état d'entrée $F^{trap}_{in}(r)$ décrite par éq. (2.37), pour une distance interatomique particulière :

$$\beta_j \propto |F^{trap}_{in}(r = R^{(j)}_{RD})|^2 \tag{2.41}$$

où $R^{(j)}_{RD}$ est une distance inter-particules différente selon le canal de relaxation dipolaire

j considéré, telle que $\left(1 - \frac{a_6}{R_{RD}^{(j)}}\right) = \left(1 - \frac{3\,a_6 k_f^{(j)}\pi}{16}\right)$. On en déduit les expressions de ces distances :

$$R_{RD}^{(j)} = \frac{16}{3\pi k_f^{(j)}} = \frac{16\hbar}{3\pi\sqrt{m_{Cr}(j \times g_S \mu_B B)}} \propto \frac{1}{\sqrt{j}}\,\frac{1}{\sqrt{B}} \tag{2.42}$$

Cette dépendance du taux de relaxation dipolaire avec la fonction d'onde radiale de l'état d'entrée à une distance particulière $R_{RD}^{(j)}$ reflète le caractère localisé de ce type de collision. L'évolution du taux de relaxation dipolaire dépend donc de la probabilité de présence de la paire de particules à cette distance relative typique $R_{RD}^{(j)}$.

De plus, il est possible de modifier la valeur de cette distance typique $R_{RD}^{(j)}$, car son expression dépend de la norme du champ magnétique : $R_{RD}^{(j)} \propto \frac{1}{\sqrt{B}}$. En mesurant le taux de relaxation dipolaire en fonction du champ magnétique, nous allons donc sonder la probabilité de présence de deux particules à une distance relative variable. Ainsi, l'interaction dipôle-dipôle est longue portée, mais la relaxation dipolaire a un caractère localisé : la relaxation dipolaire peut servir de sonde déportée mesurant la probabilité de présence de deux particules à une distance inter-atomique $R_{RD}^{(j)}$.

2.4.2 Allure des potentiels moléculaires

Il est possible de comprendre le caractère localisé de la relaxation dipolaire en étudiant l'allure des potentiels moléculaires en jeu dans la collision, tracés sur la figure Fig. 2.2. Nous avons pris sur cette figure l'exemple du canal 2 de relaxation dipolaire. Les états en entrée et en sortie ont respectivement pour moments angulaires orbitaux $l = 0$ et $l = 2$, pour lesquels nous avons tracé les potentiels moléculaires associés.

Ce schéma montre qu'il existe un croisement entre les deux potentiels, de par la présence de la barrière centrifuge de potentiel existant pour $l = 2$. Nous avons représenté sur ce schéma le croisement évité [95], dû au potentiel d'interaction dipôle-dipôle, qui explique le passage par relaxation dipolaire d'un état à l'autre. Le caractère localisé de la relaxation dipolaire vient de l'aspect localisé de ce croisement évité, à la distance inter-atomique notée R^*. En effet, la distance inter-particule typique $R_{RD}^{(j)}$ pour la relaxation dipolaire est très proche de cette distance R^*. La position R^* de ce croisement est donnée par $R^* = \hbar\sqrt{\frac{l(l+1)}{m_{Cr}(j \times g_S \mu_B B)}}$. Pour $l = 2$, nous obtenons $R_{RD}/R^* \approx 0.7$.

A grande distance inter-particule, l'écart en énergie entre les deux potentiels moléculaires provient de l'énergie Zeeman ($\Delta E = 2 \times g_S \mu_B B$ pour le canal 2 de relaxation) : en modifiant la valeur du champ magnétique, l'écart en énergie entre ces deux potentiels est modifié, et ce faisant, la position du croisement évité est déplacée, et donc la distance typique de collision par relaxation dipolaire est elle aussi modifiée.

Notons que dans le cas extrême de valeurs très faibles du champ magnétique, il n'est plus possible de parler du caractère local de la relaxation dipolaire. En effet, les parties asymptotiques des potentiels moléculaires sont dans ce cas très proches l'une

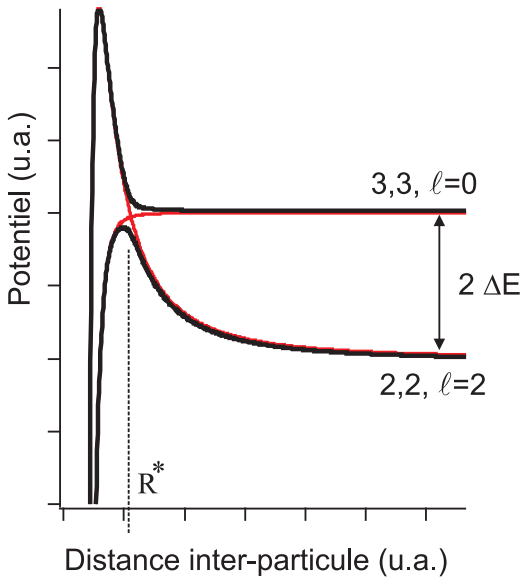

FIGURE 2.2 – *Schéma des potentiels moléculaires pour le canal 2 de relaxation dipolaire : l'état d'entrée* $|3,3\rangle$ *a pour moment angulaire orbital* $l = 0$*, et l'état de sortie* $|2,2\rangle$ *a* $l = 2$*. A grande distance inter-particules, l'écart en énergie entre ces deux états est égal au décalage* $\Delta E = g_S \mu_B B$ *dû à l'effet Zeeman (*$\times 2$*). Le trait vertical en pointillé donne la position* R^* *où s'effectue le croisement évité entre les états initial et final, très proche de la valeur* $R_{RD}^{(2)}$ *(cf. texte).*

de l'autre, et si cet écart en énergie $\Delta E \propto g_S \mu_B B$ est comparable au couplage créé par le potentiel V_{dd} d'interaction dipolaire, alors la région du croisement évité est très large, et ainsi le caractère local de la relaxation dipolaire est perdu pour de très faibles champs.

Cependant, à champs suffisamment élevés, l'étude des potentiels moléculaires permet bien d'expliquer le caractère localisé de la relaxation dipolaire, ainsi que sa fonction de sonde à différentes distances inter-particules (suivant le champ magnétique).

2.4.3 Domaines de validité

Le caractère localisé de la relaxation dipolaire permet d'interpréter l'évolution du taux de relaxation dipolaire (présenté Fig. 2.1) en fonction du champ magnétique calculé par le modèle théorique, introduit section 2.3.2. Nous distinguons les cas selon la valeur du champ magnétique par rapport à la position B_{min} du minimum local de relaxation dipolaire, dû aux potentiels moléculaires.

Cas à faibles champs $B << B_{min}$

Pour le cas $B << B_{min}$, les collisions s'effectuent à des distances typiques $R_{RD}^{(j)}$ supérieures à la longueur de diffusion a_6. Les résultats trouvés par le modèle analytique prenant en compte les potentiels moléculaires concordent bien avec ceux donnés par l'approximation de Born, à un facteur 2 près expliqué précédemment. Danss ce cas, $\frac{a_6}{R_{RD}} \ll 1$, donc la fonction d'onde radiale de l'état d'entrée $F_{in}(r)$ pour $l = 0$ est presque constante, et indépendante de a_6, $F_{in}(r) \approx \sqrt{\frac{4\pi}{v_0}}$. Quant à la fonction d'onde $F_{out}^{(j)}$ de l'état de sortie, elle non plus ne dépend pas de la longueur de diffusion. Cette indépendance vis à vis des potentiels moléculaires assure que l'on retrouve bien les mêmes résultats pour les deux modèles développés.

D'autre part, si nous considérons l'aspect localisé de la relaxation dipolaire, la valeur $k_f^{(j)} \times R_{RD}^{(j)}$ reste toujours constante, égale à $\frac{16}{3\pi}$. L'expression de la fonction de Bessel sphérique $J_2(k_f^{(m)} r)$ varie donc peu avec le champ magnétique, et en fin de compte la fonction d'onde radiale de l'état de sortie $F_{out}^{(j)}(R_{RD})$ varie comme $\sqrt{k_f^{(j)}} \propto B^{\frac{1}{4}}$. Sachant de plus qu'à champ faible, la fonction d'onde radiale $F_{in}(r)$ est indépendante de B, nous retrouvons alors bien, avec le calcul de l'intégrale de recouvrement éq. (2.32) une dépendance de β_j en $k_f^{(j)} \propto \sqrt{B}$. C'est cette même dépendance qui est présentée dans les expressions éq. (2.23) et éq. (2.24) calculées par le premier modèle, dans l'approximation où $\frac{k_f^{(j)}}{k_i} \to \infty$.

A bas champs $B << B_{min}$, le taux de relaxation dipolaire dans un condensat ne dépend pas des potentiels moléculaires, et vérifie $\beta \propto \sqrt{B}$.

Cas à hauts champs $B > B_{min}$

Dans le cas $B > B_{min}$, les limites de validité du modèle analytique sont atteintes, car le caractère localisé de la relaxation dipolaire fait que la distance typique de collision $R_{RD} \propto \frac{1}{\sqrt{B}}$ devient inférieure au rayon de van der Waals. Il n'est plus alors possible d'utiliser la fonction d'onde approchée $F_{in}(r) \propto \left(1 - \frac{a_6}{r}\right)$, qui néglige la partie interne des potentiels moléculaires. Pour estimer correctement le taux de relaxation dipolaire, il faut alors utiliser un modèle numérique (basé sur un calcul à N-corps) prenant en compte les potentiels moléculaires à courtes distances, modèle qui a été développé par Anne Crubellier, et dont la description se trouve dans la référence [37].

Champ au minimum de relaxation dipolaire $B \approx B_{min}$

Dans le cas intermédiaire $B \approx B_{min}$, les collisions s'effectuent à une distance internucléaire R_{RD} proche de la longueur de diffusion a_6. A cette distance, il y a un noeud dans la fonction d'onde radiale $F_{in}(r) = \sqrt{\frac{4\pi}{v_0}} \left(1 - \frac{a_6}{r}\right)$ associée au potentiel moléculaire pour $l = 0$. Lors du calcul de l'intégrale pour la règle d'or de Fermi éq. (2.32), c'est

la présence de ce noeud qui diminue la valeur de la section efficace de collision (cf. éq. (2.41)).

Le minimum local de relaxation dipolaire est donc dû à l'effet des potentiels moléculaires et il dépend de la valeur de la longueur de diffusion a_6, et sa position B_{min} correspond à une distance inter-particules proche de a_6. Il est alors possible, en mesurant expérimentalement la position de ce minimum, d'en déduire la valeur de la longueur de diffusion. En calculant la position du minimum du paramètre total de relaxation dipolaire $\beta(B) = \beta_1(B) + \beta_2(B)$ grâce aux expressions éq. (2.39) et (2.40), nous trouvons la relation entre le champ magnétique B_{min} et la longueur de diffusion a_6 :

$$a_6 = \frac{16(2+S)\hbar}{3\pi(2\sqrt{2}+S)\sqrt{m_{Cr}\, g_S\, \mu_B\, B_{min}}} \tag{2.43}$$

Nous avons obtenu expérimentalement l'évolution du paramètre de relaxation dipolaire en fonction du champ magnétique (cf. section 2.5 suivante, présentant le protocole d'acquisition et les données expérimentales). Ces mesures nous permettent d'obtenir une première estimation de la longueur de diffusion $a_6 = 117\ a_B$ grâce à la formule éq. (2.43).

Cette valeur doit être comparée avec la mesure $a_6 = (112 \pm 14)\, a_B$ obtenue [94] en analysant les positions de certaines résonances de Feshbach, et avec la mesure $a_6 = (102.5 \pm 0.4)\, a_B$ découlant des résultats d'une spectroscopie précise de l'une de ces résonances [96]. La comparaison confirme que cette mesure donne une valeur approchée pour la valeur de a_6. Cependant, étant donné que pour $B = B_{min}$ la distance typique de collision R_{RD} est proche du rayon de van der Waals (car pour le chrome, a_6 est proche de R_{vdW}), alors le modèle que nous utilisons ici n'est plus bien adapté : de même que pour le cas $B > B_{min}$, il faut tenir compte de la partie interne des potentiels moléculaires (c'est-à-dire des distances inférieures à la portée R_{vdW} du potentiel).

Nous pouvons envisager deux solutions pour remédier à ce problème :

- Développer un modèle théorique numérique prenant en compte ces potentiels moléculaires à courte distance $r < R_{vdW}$. C'est cette solution que nous avons choisie [37], et elle nous a permis de mesurer précisément la longueur de diffusion (cf. section 2.6).
- Mesurer précisément le taux de relaxation dipolaire sur une gamme de champs $B < B_{min}$ telle que la distance typique de collision R_{RD} reste toujours supérieure à R_{vdW} et donc que le second modèle analytique reste valide : dans ce cas la dépendance en a_6 du taux de relaxation dipolaire sera faible, ce qui devrait nécessiter une grande précision sur les données expérimentales.

2.5 Mesure expérimentale de la relaxation dipolaire

2.5.1 Protocole expérimental

Nous avons cherché à mesurer la variation du taux de relaxation dipolaire avec le champ magnétique, décrite théoriquement dans la section précédente. Pour cela, nous produisons un condensat de chrome de 10000 atomes, sans fraction thermique discernable, dans l'état fondamental $^7S_3$, dans le sous-état Zeeman de plus basse énergie $m_S = -3$, en présence d'un champ magnétique statique maintenu fixe à une valeur choisie. Comme expliqué précédemment, les collisions inélastiques dipolaires sont énergétiquement interdites dans cet état, pour des atomes ayant une énergie cinétique nulle (condensat dans le régime de Thomas Fermi). Nous procédons donc à un balayage rf (ARP, cf. section 1.2.6) de durée 2 ms autour de la fréquence de Larmor, pour transférer plus de 95 % des atomes dans le sous-état de plus haute énergie $m_S = +3$, pour lequel la relaxation dipolaire devient possible. Nous attendons alors un temps variable, puis procédons à un deuxième balayage rf, pour finalement imager les atomes dans l'état $m_S = -3$ par absorption après un temps de vol typique de 5 ms.

Nous mesurons par cette procédure les pertes d'atomes engendrées par les évènements de relaxation dipolaire. En effet, pour les champs magnétiques statiques appliqués lors de ces expériences, l'énergie cinétique transférée à la paire d'atomes par relaxation dipolaire est suffisante pour que la paire quitte le piège dipolaire. L'éventuel chauffage du nuage est également mesuré, d'après sa taille après temps de vol.

Pour des temps suffisamment courts entre les deux balayages rf, en pratique inférieurs à 30 ms, il n'y a aucun chauffage observable, seulement des pertes d'atomes. Cette observation est en contraste avec ce que l'on peut attendre dans un gaz thermique. En effet, la collision inélastique entre deux atomes entraîne la perte de la paire, et donc ne doit produire aucun chauffage par apport d'énergie cinétique au nuage, si ces atomes très énergétiques ne font pas d'autres collisions avant de quitter le nuage. Cependant les collisions sont plus fréquentes à la position du pic de densité du nuage, c'est-à-dire au centre du piège. Or les atomes les moins énergétiques d'un nuage thermique sont confinés au centre, alors que ceux ayant une énergie plus grande explorent les bords du piège. Ce sont donc en majorité les atomes les moins énergétiques qui sont perdus par relaxation dipolaire, ce qui tend à augmenter la température moyenne du nuage par thermalisation. Au contraire dans un condensat, le potentiel chimique est constant sur l'ensemble du nuage, donc la perte d'atomes quelles que soient leurs positions ne devrait pas, d'après ces considérations simples, engendrer de variation de la température totale du nuage.

Cependant, il a été montré théoriquement [97] qu'un processus de collision inélastique peut entraîner des variations locales du champ moyen des interactions entre particules, qui créent des excitations du condensat (du type création d'une excitation élémentaire), et peuvent ainsi entraîner une décondensation du nuage et/ou une augmentation de la température.

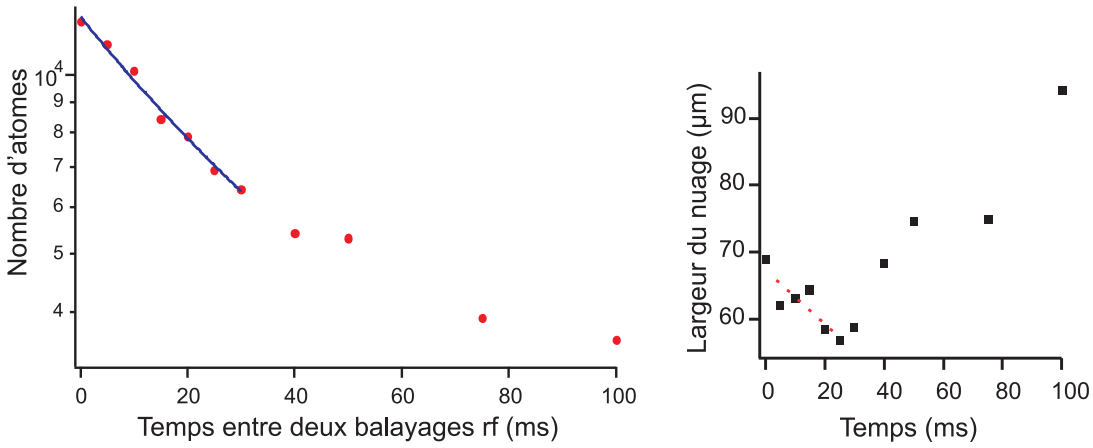

FIGURE 2.3 – *Un exemple typique de résultats des expériences pour la mesure du taux de relaxation dipolaire. A gauche, le nombre final d'atomes est mesuré après un temps variable pendant lequel les atomes sont dans le sous-état $m_S = +3$ où la relaxation dipolaire est autorisée énergétiquement. A droite, la taille du condensat (avec ajustement par une gaussienne) est mesurée après les mêmes temps de relaxation dipolaire. Après 30 ms, le nuage n'est plus condensé : le taux de pertes n'est mesuré qu'à l'aide des points aux temps inférieurs, comme le montre l'ajustement (cf. éq. (2.45)), en trait plein bleu.*

Les résultats expérimentaux semblent montrer cependant que le taux de chauffage au sein du condensat est plus faible que celui au sein d'un gaz thermique. La figure Fig. 2.3 présente un résultat typique obtenu pour le protocole décrit précédemment. Pour des temps courts, nous observons des pertes sans chauffage apparent. Puis pour des temps supérieurs à 30 ms, nous observons des pertes accompagnées d'un chauffage du système : pour ces temps longs, le nuage n'est effectivement plus condensé. Pour mesurer le taux de relaxation dipolaire, nous nous restreindrons uniquement à la partie aux temps courts, où la fraction condensée reste importante (cf. traits sur Fig. 2.3).

Notons que de manière générale, nous n'observons pas de signature de collisions à trois corps dans notre condensat de chrome, pour les densités explorées dans les chapitres de cette thèse (et ce, même au plus fortes densités, atteintes lors de l'utilisation de réseaux optiques, cf. chapitre 3). A titre d'exemple, les collisions à trois corps pour le chrome ont déjà été mesurées [94] lorsqu'elles sont fortement augmentées à proximité d'une résonance de Feshbach située à 205 G. Cependant, dans le cadre de cette thèse, nous négligerons leur influence.

2.5.2 Résultats expérimentaux

Le taux de perte est mesuré de la façon décrite précédemment pour différents champs magnétiques, et permet de remonter au paramètre β de relaxation dipolaire en

utilisant l'équation locale des pertes :

$$\frac{dn}{dt} = -\beta n^2 - \Gamma_{\text{rés}} n \tag{2.44}$$

où n est la densité, et $\Gamma_{\text{rés}} \approx 0.1\ s^{-1}$ est le taux de perte à un corps dû aux collisions avec le gaz résiduel dans l'enceinte expérimentale, mesuré indépendamment. Dans nos conditions expérimentales, le taux de relaxation dipolaire est si élevé que nous pouvons négliger $\Gamma_{\text{rés}}$.

Rappelons que nous n'avons expérimentalement accès à la valeur totale β du paramètre de relaxation dipolaire, mais que nous ne pouvons pas mesurer séparément les paramètres β_1 et β_2 de chacun des deux canaux de relaxation, seulement leur somme $\beta = \beta_1 + \beta_2$.

L'équation éq. (2.44) est alors intégrée sur le volume occupé par le condensat, pour avoir accès au paramètre β en fonction du nombre N d'atomes, en prenant un profil de densité parabolique (approximation de Thomas Fermi) pour le condensat [98] :

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha\, \beta N^{\frac{7}{5}} - \Gamma_{\text{rés}} N \tag{2.45}$$

où $\alpha = \frac{15^{\frac{2}{5}}}{14\pi} \left(\frac{m\omega_{HO}}{\hbar\sqrt{a_6}}\right)^{\frac{6}{5}}$, avec ω_{HO} la moyenne géométrique des fréquences d'oscillation associées aux axes du piège dipolaire croisé. Celles-ci sont mesurées par excitations paramétriques [99, 55]. Les données (semblables à l'exemple Fig. 2.3) sont ajustées par la solution analytique de l'équation éq. (2.45). Nous remontons ainsi à la mesure du paramètre β de relaxation dipolaire, en fonction du champ magnétique, présentée sur la figure Fig. 2.4.

Nous constatons un accord qualitatif entre les résultats expérimentaux et ceux donnés par le modèle théorique analytique (cf. Fig 2.1) prenant en compte les potentiels moléculaires. Nous observons effectivement un minimum local expérimental de relaxation dipolaire pour $B_{min} \approx 3.9$ G, qui est expliqué par l'influence des interactions de contact et est qualitativement décrit par ce modèle analytique, présenté dans la section 2.3.2 précédente. Le modèle numérique, lui, permet un accord quantitatif avec l'expérience (cf. section 2.6), ce qui est notamment indiqué par un meilleur accord à hauts champs sur la figure Fig. 2.4.

2.5.3 Sonde des corrélations de paire

Nous avons mis en évidence dans la section 2.4.1 le caractère localisé de la relaxation dipolaire : le taux de collision dépend de la probabilité de présence de deux particules à une distance relative particulière R_{RD}. Il est donc envisageable d'utiliser la relaxation dipolaire pour sonder les corrélations à deux corps du système.

En effet, les expressions éq. (2.39) et (2.40) des paramètres β_1 et β_2 de relaxation dipolaire sont proportionnelles à la fonction de corrélation de la paire de particules, à la

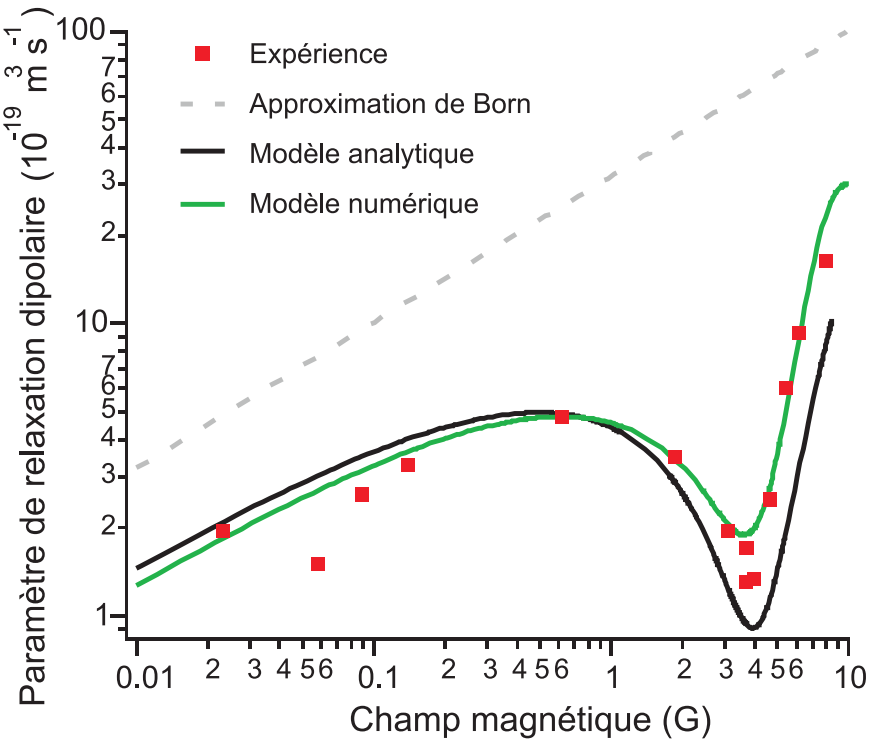

FIGURE 2.4 – *Variation du paramètre β de relaxation dipolaire en fonction du champ magnétique. Les carrés rouges sont les valeurs expérimentales. Les pointillés donnent le résultat théorique avec l'approximation de Born, sans prendre en compte les potentiels moléculaires. Le trait plein noir donne le résultat pour le modèle analytique (dans l'approximation de Born) prenant en plus en compte les potentiels moléculaires, où la valeur de a_6 a été ajustée pour correspondre aux points expérimentaux : nous trouvons alors la valeur (erronée) $a_6 = 117\,a_B$ (au lieu de la valeur déterminée plus loin $a_6 = (103 \pm 4)\,a_B$). Le trait vert donne le résultat obtenu par un modèle numérique tenant compte des potentiels moléculaires, même à des distances plus faibles que R_{vdW} (cf. [37] et la section 2.6 pour les détails sur ce modèle).*

distance relative R_{RD} dépendant du champ magnétique. Cette fonction de corrélation s'écrit dans le cas général :

$$g_2(\vec{r},\vec{r}\,') = \frac{\langle \hat{\Psi}^\dagger(\vec{r})\hat{\Psi}^\dagger(\vec{r}\,')\hat{\Psi}(\vec{r})\hat{\Psi}(\vec{r}\,')\rangle}{\langle \hat{\Psi}^\dagger(\vec{r})\hat{\Psi}(\vec{r})\rangle\langle \hat{\Psi}^\dagger(\vec{r}\,')\hat{\Psi}(\vec{r}\,')\rangle} \tag{2.46}$$

où $\hat{\Psi}(\vec{r})$ est ici l'opérateur annihilant la particule à la position $\vec{r}$. Pour deux particules interagissant via un potentiel de type « sphère dure » de rayon a_6, représentant les interactions de contact, l'expression de g_2 s'écrit pour $R = |\vec{r} - \vec{r}\,'| > a_6$ [100] :

$$g_2(R) = \left(1 - \frac{a_6}{R}\right)^2 \tag{2.47}$$

Or, à la distance particulière $R = R_{RD}$, d'après éq. 2.41, nous avons :

$$\beta_j \propto |F_{in}^{trap}(r = R_{RD}^{(j)})|^2 \propto \left(1 - \frac{a_6}{R_{RD}^{(j)}}\right)^2 = g_2(R_{RD}^{(j)}) \tag{2.48}$$

Ainsi, grâce au caractère local de la relaxation dipolaire, la mesure des taux de collision inélastique dipolaire permet de mesurer la fonction de corrélation de paire $g_2(R_{RD})$, avec la possibilité de faire varier la distance R_{RD} en modifiant le champ magnétique statique.

Cependant, ce caractère proportionnel n'est vrai que pour chacun des canaux j de relaxation dipolaire séparément : $\beta_j \propto g_2(R_{RD}^{(j)})$. Or expérimentalement, nous avons accès qu'au paramètre $\beta = \beta_1 + \beta_2$.

Nous pouvons alors exprimer les paramètres de relaxation dipolaire en fonction de la distance inter-particule, en prenant $R_{eff} = R_{RD}^{(2)} = \frac{16}{3\pi k_f^{(2)}} = \frac{16\hbar}{3\pi\sqrt{m_{Cr}\,2\times g_S\mu_B B}}$. Nous calculons alors le rapport $\frac{2\beta(R_{eff})}{\beta_{\text{Born}}}$, entre le paramètre $\beta(R_{eff}) = \beta_1(R_{eff}) + \beta_2(R_{eff})$ calculé à partir des expressions éq. (2.39) et éq. (2.40) donné par le modèle tenant compte des potentiels moléculaires, et le paramètre β_{Born} calculé à partir du premier modèle (cf. éq. (2.23) et éq. (2.24)). Nous obtenons alors, dans la limite où $k_i \to 0$, l'expression :

$$\begin{aligned}\frac{2\beta(R_{eff})}{\beta_{\text{Born}}} &= \frac{1}{(S+\sqrt{2})}\left(S\left(1-\frac{a_6}{\sqrt{2}\,R_{eff}}\right)^2 + \sqrt{2}\left(1-\frac{a_6}{R_{eff}}\right)^2\right) \\ &= \frac{1}{(S+\sqrt{2})}\left(S\ g_2\left(\sqrt{2}\,R_{eff}\right) + \sqrt{2}\ g_2\left(R_{eff}\right)\right) = g_2'(R_{eff})\end{aligned} \tag{2.49}$$

où g_2' est une écriture légèrement modifiée de la fonction g_2 de corrélation de paire.

Sur la figure Fig. 2.5 sont représentées les mêmes données expérimentales que celles présentées Fig. 2.4, mais cette fois-ci sous la forme d'une fonction de corrélation à deux particules effective g_2', en fonction de la distance inter-particule typique R_{eff}.

Il apparaît sur la figure Fig. 2.5 que les données expérimentales concordent bien avec la fonction de corrélation g_2' pour de grandes distances inter-particules (donc à bas champs magnétiques). Par contre, à faibles distances (hauts champs), survient un désaccord, pour deux raisons : tout d'abord, l'expression éq. (2.47) de la fonction de corrélation de paire g_2 pour un potentiel de type sphère dure n'est plus valide pour des distances inter-particules inférieures à la portée R_{vdW} du potentiel moléculaire ; de même, les expressions des paramètres de relaxation dipolaire éq. (2.39) et (2.40) donnés par le second modèle analytique ne sont également plus valides pour des distances $R_{RD} < R_{vdW}$ car le pseudo-potentiel des interactions de contact ne suffit plus à décrire les interactions à courtes distances. Ceci se vérifie bien sur les données expérimentales de la figure Fig. 2.5, pour des distances $R_{eff} < 100\,a_B \approx R_{vdW} = 91\,a_B$.

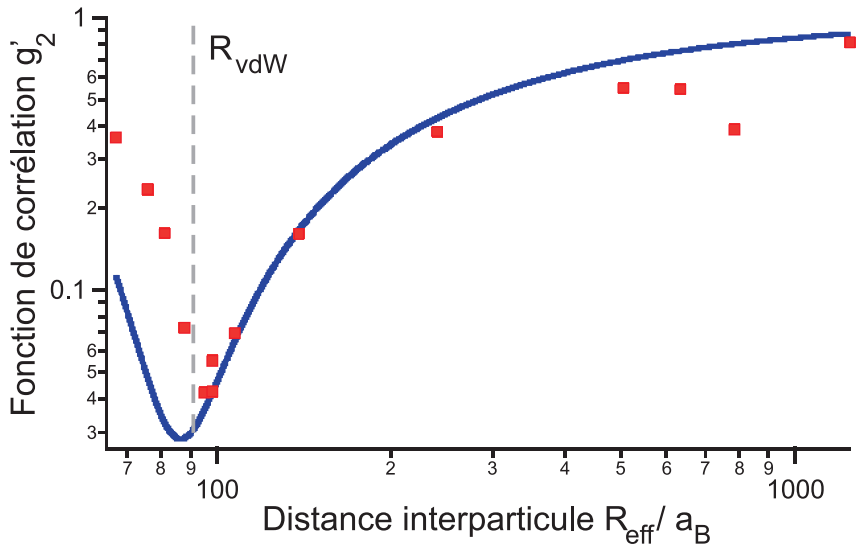

FIGURE 2.5 – *Fonction de corrélation à deux particules modifiée g_2' (cf. texte) en fonction de la distance inter-particule arbitraire R_{eff} choisie. Les carrés rouges donnent les points expérimentaux $g_{2,exp}' = \frac{2\,\beta_{exp}}{\beta_{\text{Born}}}$, où β_{Born} est calculé par le premier modèle analytique. Le trait plein bleu donne la variation théorique de g_2' d'après l'expression éq. (2.49), la valeur de a_6 étant ajustée ($a_6 \to 105\,a_B$) sur les données expérimentales pour $R_{eff} \gg R_{vdW}$. Les pointillés verticaux donnent la position de $R_{vdW} \approx 91\,a_B$.*

La relaxation dipolaire permet donc de sonder les corrélations de paires pour des champs magnétiques suffisamment faibles ($B < 1$ G) pour que la partie interne ($r < R_{vdW}$) des potentiels moléculaires n'ait pas d'effet.

2.6 Détermination des longueurs de diffusion du chrome

A cause de la proximité pour le chrome entre le rayon de van der Waals R_{RD} et la longueur de diffusion a_6, le modèle analytique développé à la section 2.3.2 n'est plus quantitatif à la position du minimum de relaxation dipolaire, proche de a_6. Pour espérer mesurer la longueur de diffusion en repérant la position de ce minimum, il faut développer un modèle numérique qui prenne en compte la partie interne ($r \lesssim R_{vdW}$) des potentiels moléculaires.

2.6.1 Partie interne des potentiels moléculaires

Les détails de ce modèle numérique sont donnés dans la référence [37]. Celui-ci a l'avantage, en plus de bien décrire la partie interne des potentiels moléculaires, de traiter correctement la symétrisation de la fonction d'onde pour un condensat (cf. section 2.3.2) ainsi que de calculer le taux de relaxation dipolaire également pour le

cas d'une population thermique (cf. section 2.7). Nous allons ici nous intéresser plus particulièrement à la prise en compte de la partie interne des potentiels moléculaires.

Contribution de la partie radiale

Définissons brièvement les notations pour les états d'entrée et de sortie de relaxation dipolaire. Pour le cas d'un condensat polarisé dans le sous-état Zeeman $m_S = +3$, l'état initial d'une paire de particules est caractérisé par les nombres quantiques spin total $S_t = 6$, sa projection $M_t = 6$ selon l'axe de quantification, le moment angulaire orbital $l_{in} = 0$ et sa projection $m_{in} = 0$. Nous écrivons alors cet état moléculaire $|in\rangle = |S_t, M_t, l_{in}, m_{in}\rangle = |6, 6, 0, 0\rangle$, auquel il faut ajouter la partie radiale correspondante.

Cet état initial est couplé par le potentiel d'interaction dipôle-dipôle à trois états moléculaires possibles $|out^{(j)}\rangle = |S_t^{(j)}, M_t^{(j)}, l_{out}, m_{out}\rangle$ en sortie de collision : $|out^{(1)}\rangle = |6, 5, 2, 1\rangle$ associé au gain d'énergie $g_S\mu_B B$; ainsi que $|out^{(2)}\rangle = |6, 4, 2, 2\rangle$ et $|out^{(3)}\rangle = |4, 4, 2, 2\rangle$ avec l'énergie $2\, g_S\mu_B B$.

Le canal 1 de relaxation dipolaire introduit précédemment (éq. (2.7)) correspond à la sortie vers l'état $|out^{(1)}\rangle$, tandis que le canal 2 (éq. (2.8)) correspond à une superposition linéaire de $|out^{(2)}\rangle$ et $|out^{(3)}\rangle$. Notons l'importance pour ces états de sortie des longueurs de diffusion a_6 et a_4, étant donné que les spins totaux sont égaux à $S_t = 6$ ou 4.

Pour évaluer les taux de relaxation dipolaire vers les états $|out^{(j)}\rangle$, nous utilisons une règle d'or de Fermi :

$$\begin{aligned}\Gamma^{(j)} &= \frac{2\pi}{\hbar}\,|\langle in|V_{dd}|out^{(j)}\rangle|^2 \\ &= \frac{2\pi}{\hbar}|\langle S_t, M_t, l_{in}, m_{in}|C_{orb}|S_t^{(j)}, M_t^{(j)}, l_{out}, m_{out}\rangle|^2 \times (I(\Delta E_{out}^{(j)}))^2\end{aligned} \tag{2.50}$$

où nous avons séparé les parties orbitales et radiales. C_{orb} est la partie orbitale du potentiel V_{dd} d'interaction dipôle-dipôle. Le terme $I(\Delta E_{out}^{(j)})$ est la partie radiale du couplage, qui dépend du gain d'énergie $\Delta E = g_S\mu_B B$ par relaxation dipolaire, et donc dépend du champ magnétique. $I(\Delta E_{out}^{(j)})$ est de la forme :

$$I(\Delta E_{out}^{(j)}) = \int_0^\infty \frac{F_{in}(r)\, F_{out}^{(j)}(r)}{r^3}\, r^2\, dr \tag{2.51}$$

où $F_{in}(r)$ et $F_{out}^{(j)}(r)$ sont les parties radiales des fonctions d'ondes associées aux états d'entrée $|in\rangle$ et de sortie $|out^{(j)}\rangle$. La partie orbitale ne dépend pas de la distance inter-particule, et donc ne dépend pas du champ magnétique : seule la partie radiale en dépend. Pour calculer les taux de relaxation dipolaire, il faut bien décrire l'effet des potentiels moléculaires sur les parties radiales $F_{in}(r)$ et $F_{out}^{(j)}(r)$, et ce pour de petites et de grandes distances.

Finalement, le calcul du taux de relaxation dipolaire en fonction du champ magnétique revient principalement au calcul de l'intégrale radiale $I(\Delta E_{out}^{(j)})$ pour chaque état de sortie j.

Choix des fonctions d'onde radiales

Pour décrire correctement l'effet des potentiels moléculaires même à faibles distances inter-particules, il faut bien choisir les fonctions d'onde radiales $F_{in}(r)$ et $F_{out}^{(j)}(r)$ pour le calcul de l'intégrale $I(\Delta E_{out}^{(j)})$, qui dépendent de S_t, S'_t, l_{in}, l_{out} et ΔE_{out}.

A longues distances inter-particules, nous utilisons pour la fonction d'onde radiale d'entrée, la fonction d'onde correspondant à une paire de particules piégées par le piège dipolaire croisé, et pour les fonctions d'ondes radiales de sortie, la fonction correspondant à une paire de particules libres, car les atomes ont suffisamment d'énergie pour quitter le piège. Pour de faibles distances inter-particules, les fonctions d'ondes radiales d'entrée et de sortie sont représentées par une fonction vibrationnelle moléculaire correspondant à un potentiel moléculaire pour un spin total S_t et S'_t respectivement. L'amplitude de la fonction vibrationnelle moléculaire est fixée en raccordant cette fonction avec celles utilisées à longues distances.

Les fonctions vibrationnelles moléculaires sont calculées en se basant sur le concept des lignes de noeuds développé par Anne Crubellier [101, 102]. Comme mentionné plus haut, nous choisissons la fonction d'onde adaptée pour de grandes distances inter-particules, et nous exprimons comme contrainte le fait que la fonction d'onde doit s'annuler pour un point nodal particulier, à la frontière entre la partie interne et la partie externe du potentiel moléculaire (soit aux environs de R_{vdW}). Cette condition sur la position de ce point nodal détermine alors la fonction d'onde sur l'ensemble de la partie interne du potentiel moléculaire. Ensuite, les positions des lignes des noeuds doivent être ajustées en fonction de paramètres tels que les longueurs de diffusion, l'énergie de collision, et le moment angulaire orbital.

La position du point nodal qu'il nous faut déterminer peut s'écrire sous la forme :

$$R_0 = R_{00} + A\,\epsilon_c + B\,l(l+1) \tag{2.52}$$

où ϵ_c est l'énergie de collision et l est le moment angulaire orbital. R_{00}, A et B sont des constantes caractérisant la partie interne du potentiel moléculaire, et sont différentes suivant le spin total d'entrée S_t. Elles dépendent de plusieurs paramètres : les longueurs de diffusions a_6 et a_4, la constante de van der Waals C_6 (pour le potentiel $U_{vdW} = -\frac{C_6}{r^6}$), ainsi que dans une moindre mesure de C_8. Nous utilisons les valeurs C_6 et C_8 mesurées pour le chrome dans la référence [94]. La constante R_{00} est équivalente à la valeur de la longueur de diffusion du potentiel moléculaire considéré, et nous l'utilisons alors comme paramètre libre afin d'ajuster les résultats théoriques aux données expérimentales, et obtenir ainsi une mesure de la longueur de diffusion.

Calcul de l'intégrale radiale $I(\Delta E)$

La figure Fig. 2.6 présente, d'après les résultats de ce modèle numérique, l'évolution en fonction du champ magnétique de l'intégrale radiale $I(\Delta E)$ (en prenant en compte la partie interne des potentiels moléculaires) pour le canal de relaxation vers l'état

moléculaire de sortie $|out^{(1)}\rangle$, ce qui correspond au canal 1 de relaxation dipolaire (cf. éq. (2.7)).

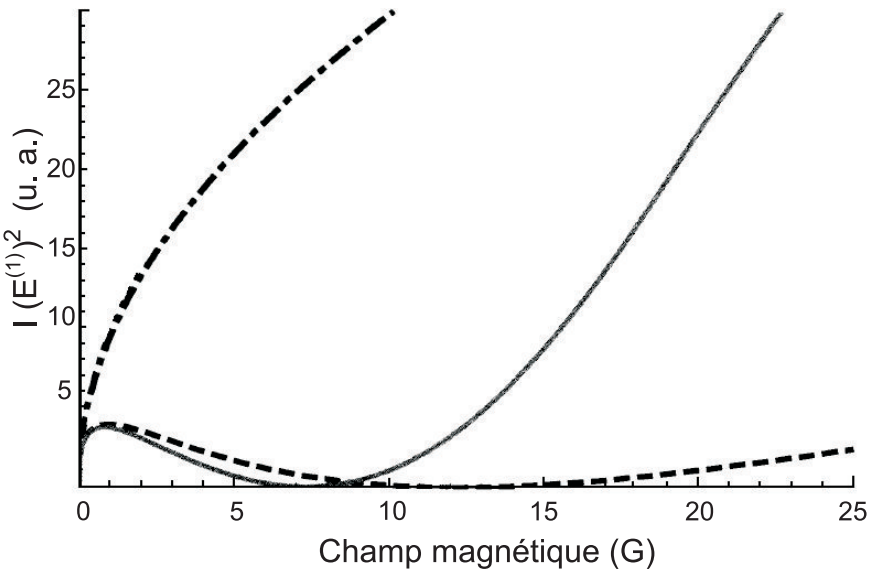

FIGURE 2.6 – *Influence des potentiels moléculaires initial et final sur le taux de relaxation dipolaire. Nous représentons ici la partie radiale du couplage par le carré de l'intégrale $I(\Delta E^{(1)})$ pour l'état $|out^{(1)}\rangle$ de sortie, en fonction du champ magnétique (en G). La courbe en points/traits présente le cas où les deux potentiels moléculaires sont ignorés, ce qui est équivalent au modèle présenté faisant l'approximation de Born. La courbe en pointillés représente le cas où seul le potentiel moléculaire d'entrée est pris en compte : il apparaît un minimum de relaxation dipolaire. La forte diminution par rapport à la première courbe provient des oscillations de la fonction d'onde vibrationnelle. La courbe en trait plein prend également en compte le potentiel moléculaire de sortie : l'augmentation de l'intégrale $I(\Delta E^{(1)})$ pour de forts champs magnétiques correspond à l'augmentation de la densité de probabilité au niveau de la barrière centrifuge ($l = 2$) de ce potentiel de sortie. Ces courbes ont été tracées pour des valeurs typiques des paramètres a_6, a_4, ... sans rechercher l'accord quantitatif avec les données expérimentales.*

Nous donnons les résultats dans trois cas. Tout d'abord le cas où la forme des potentiels moléculaires est totalement dans le calcul de l'intégrale de recouvrement $I(\Delta E)$. La fonction d'onde d'entrée est celle d'une paire de particules piégée radialement par un potentiel harmonique sphérique. La fonction d'onde de sortie correspond à une paire non piégée décrite par l'expression éq. (2.35). Ce résultat est donc équivalent à celui donné dans le cadre de l'approximation de Born, soit une évolution attendue du type $f(B) \propto \sqrt{B}$.

Dans le second cas, nous considérons de plus l'influence du potentiel moléculaire associé à l'état initial (mais pas celui de l'état final) : la fonction d'onde d'entrée est

alors décrite par l'expression éq. (2.37) à laquelle a été connectée la fonction d'onde vibrationnelle décrivant la partie à courtes distances inter-particules. Il y a alors une forte réduction du taux de relaxation dipolaire, avec également la présence d'un minimum local de relaxation dipolaire, mais à une position $B_{\min}$ surestimée. L'existence de ce minimum est donc bien due à l'effet des potentiels moléculaires, et plus précisément à l'effet du potentiel moléculaire associé à l'état d'entrée. Ce résultat confirme la dépendance du taux de relaxation dipolaire avec la densité de probabilité de l'état d'entrée : $\beta \propto |F_{in}(r = R_{RD})|^2$.

Dans le dernier cas, nous considérons les potentiels d'entrée et de sortie pour le calcul de $I(\Delta E)$. La position du minimum de relaxation est alors déplacée, et il y a à hauts champs une augmentation du taux de relaxation dipolaire, par rapport au cas où le potentiel moléculaire de sortie est négligé. Cette élévation du taux de collision provient d'une augmentation de la densité de probabilité dans l'état de sortie au niveau de la barrière centrifuge ($l = 2$), à cause d'une résonance de forme en onde d pour le potentiel moléculaire associé au spin total $S_t = 4$.

Résonance de forme

Une résonance de forme [103, 104, 72] est un type de résonance qui apparaît dans le cas où une particule (non piégée) traverse par effet tunnel une barrière de potentiel, par exemple la barrière centrifuge des potentiels moléculaires avec $l > 0$, et reste piégée à l'intérieur de cette barrière dans un état quasi-lié, avant de pouvoir s'échapper par effet tunnel. Ce phénomène augmente fortement la valeur de la section efficace de collision correspondante.

Notons qu'une résonance de forme est différente d'une résonance de Feshbach [72], en ce que la résonance de forme s'effectue sans variation du potentiel moléculaire. Au contraire, une résonance de Feshbach implique la capture de la particule dans un état lié dont le potentiel diffère de celui de l'état initial, accompagnée d'une perte d'énergie de cette particule par déposition dans un quelconque degré interne de liberté (l'énergie totale étant cependant toujours conservée).

Dans le cas considéré ici, il s'agit d'une résonance de forme en onde d pour le potentiel moléculaire associé au spin total $S_t = 4$, dont l'influence sur le taux de relaxation dipolaire devient importante pour des champs magnétiques élevés : la valeur de la longueur de diffusion a_4 intervient alors de manière notable pour des champs magnétiques élevés (cf. ci-dessous et Fig. 2.8). D'après les calculs d'Anne Crubellier [37], la position en énergie de cette résonance est attendue à proximité du sommet de la barrière centrifuge de potentiel, ce qui correspond bien à des champs magnétiques élevés (car le gain d'énergie cinétique pour la paire de particule est $\Delta E \propto g_S \mu_B B$).

2.6.2 Mesure des longueurs de diffusion

Le modèle numérique permet d'estimer l'effet des potentiels moléculaires, à courtes et longues distances inter-particules. Les résultats de ce modèle peuvent donc être ajustés aux données expérimentales, et ainsi permettre d'obtenir une mesure des longueurs de diffusion. La figure Fig. 2.7 présente l'évolution, calculée par ce modèle numérique, des paramètres de relaxation dipolaire β_j vers chacun des états $|out^{(j)}\rangle$, ainsi que le paramètre total β, en fonction du champ magnétique.

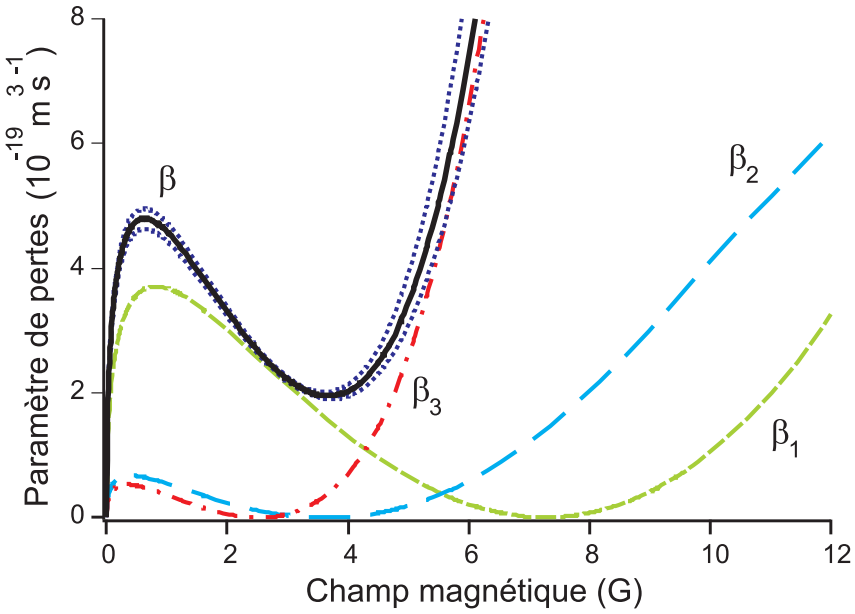

FIGURE 2.7 – *Contribution de chacun des différents canaux de relaxation dipolaire, en fonction du champ magnétique. Les trois courbes colorées donnent les paramètres de relaxation dipolaires β_j pour chacun des 3 états moléculaires de sortie : en pointillés verts $|out^{(1)}\rangle$; en longs pointillés bleus $|out^{(2)}\rangle$; et en points/traits rouges $|out^{(3)}\rangle$. Le trait noir donne la somme de ces trois contributions, soit le paramètre total β de perte par relaxation dipolaire. Le trait noir central est tracé pour une valeur de $C_6 = 733\,a.u.$ (où a.u. est égal à $E_h\,a_B^6$, avec $E_h = 4.359744 \times 10^{-18}\,J$ étant un Hartree), tandis que les deux courbes noires en pointillés donnent le taux de perte total pour les valeurs extrêmes (autorisées par [94]) de $C_6 = 803\,a.u.$ (haut) et $663\,a.u.$ (bas), ce qui donne une idée de l'influence de C_6. La valeur de a_4 est ici prise égale à $69\,a_B$, et $a_6 = 103\,a_B$.*

La courbe de β est ajustée sur les données expérimentales en faisant varier le paramètre R_0, ce qui permet de remonter à la valeur de la longueur de diffusion a_6. Les canaux de relaxation dipolaire font intervenir la longueur de diffusion a_6, mais également la longueur de diffusion a_4. L'influence de la valeur de a_4 sur le taux de relaxation dipolaire n'intervenant que pour des champs magnétiques élevés (cf. Fig. 2.8), il est alors possible d'extraire les valeurs de a_6 et a_4 en ajustant la théorie aux données

expérimentales respectivement à faible et fort champ magnétique.

Longueurs de diffusion a_6 et a_4 du chrome

Nous faisons varier la valeur de la longueur de diffusion a_6 dans l'intervalle de confiance $[99\,a_B, 107 a_B]$ donné en [94], et la courbe théorique est ajustée avec la partie à bas champs des données expérimentales (cf. Fig. 2.8), c'est-à-dire la partie pour de grandes distances inter-particules. Cette méthode est validée par le fait que nous avons montré à la section 2.5.3 que la mesure du taux de relaxation dipolaire à bas champs est analogue à la mesure de la fonction de corrélation de paire à grandes distances inter-particules, or l'expression de cette fonction pour de telles distances ne dépend que de a_6. Nous obtenons alors la valeur $a_6 = (103 \pm 4)\,a_B$.

Nous ajustons ensuite la partie à hauts champs magnétiques des données en faisant varier a_4 sur l'intervalle de confiance $[52\,a_B, 64\,a_B]$ (cf. [94]), pour finalement trouver $a_4 = (64 \pm 4)\,a_B$.

Nous avons également fait varier la valeur de C_6 (cf. Fig. 2.7) mais son influence s'est avérée négligeable comparée à celles de a_6 et a_4. Cette faible influence s'explique pour les grandes distances inter-particules par le fait que la décroissance en $-\frac{C_6}{r^6}$ est très rapide, si bien qu'à des distances supérieures à $1.5\,R_{vdW}$, l'incertitude sur C_6 a déjà une influence négligeable comparée à celle sur a_6. Les barres d'erreurs sur les valeurs de a_6 et a_4 obtenues proviennent de l'incertitude sur C_6, et des incertitudes expérimentales.

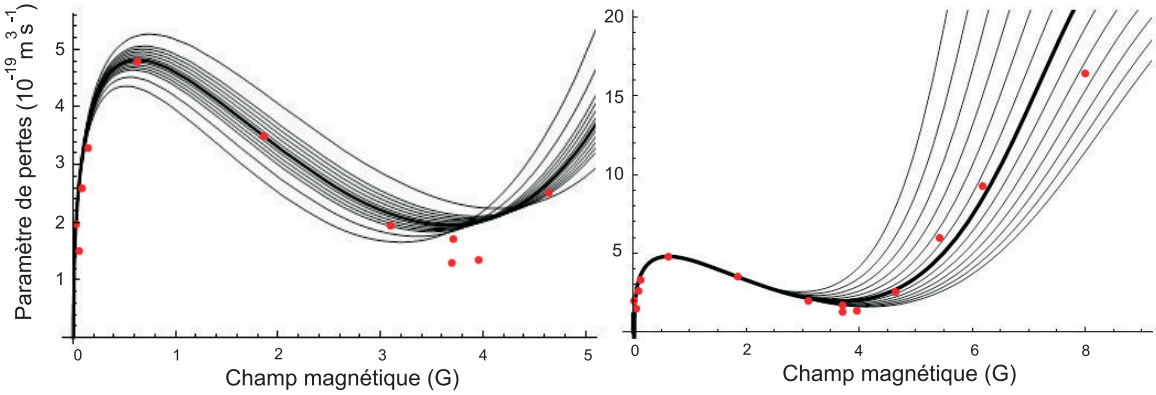

FIGURE 2.8 – *Importance des paramètres a_6 et a_4 sur le taux de relaxation dipolaire, en fonction du champ magnétique. Les points rouges sont les données expérimentales. En traits pleins noirs, à gauche, les résultats théoriques pour plusieurs valeurs de a_6 : $94\,a_B$, de $98\,a_B$ à $107\,a_B$ avec un pas de $1\,a_B$, puis $110\,a_B$ et enfin $114\,a_B$. Dans ce cas, $C_6 = 733\,a.u.$ et $a_4 = 64\,a_B$. A droite, les résultats théoriques pour plusieurs valeurs de a_4 : de $58\,a_B$ à $70\,a_B$ avec un pas de $1\,a_B$. Dans ce cas, $C_6 = 733\,a.u.$ et $a_6 = 103\,a_B$.*

Nous comparons alors ces deux mesures des longueurs de diffusion du ^{52}Cr à celles obtenues en [94] grâce à l'étude de résonances de Feshbach ($a_6 = (112 \pm 14)\,a_B$, $a_4 = (58 \pm 6)\,a_B$) et en [96] où nous avons procédé à l'étude minutieuse de l'une de ces

résonances de Feshbach, qui a la particularité d'avoir son canal d'entrée en onde d ($a_6 = (102.5 \pm 0.4)\, a_B$). Les valeurs déduites des mesures présentées ici sont en accord avec ces deux références.

L'étude de la relaxation dipolaire en fonction du champ magnétique permet donc la mesure des longueurs de diffusion a_6 et a_4.

Cette méthode de détermination des longueurs de diffusion est semblable aux expériences de photoassociation [105], où la variation de l'intensité des lignes de photoassociation reflète la structure de la fonction d'onde dans l'état d'entrée de collision, et permet donc de remonter à la valeur de la longueur de diffusion [106]. L'intérêt ici de la relaxation dipolaire est que, contrairement à la photoassociation qui est un phénomène résonant et donc ne fournit qu'une information discrète, la relaxation dipolaire se produit sur une vaste gamme de champs magnétiques, et donc sonde de façon continue l'état d'entrée de collision en fonction de la distance inter-particule.

2.7 Ondes partielles d'ordres supérieurs

Dans les développements précédents, nous avons considéré le cas d'un condensat maintenu dans un piège dipolaire harmonique sphérique. Dans ce cas, la fonction d'onde adaptée pour décrire l'état en entrée de collision correspond à un potentiel en onde s, donc avec un moment angulaire $l = 0$ (cf. le choix de $F_{in}(r)$, éq. (2.34)). Le choix de ne considérer que le cas $l = 0$ est également adapté pour décrire les collisions dans un gaz thermique suffisament froid. En effet dans ce cas, les interactions de contact se produisent elles aussi en onde s, car pour $l > 0$, la présence de la barrière centrifuge de potentiel empêche les particules (ayant une faible énergie) de se rapprocher suffisamment l'une de l'autre. De fait la section efficace σ pour des collisions d'ordre $l = j$ par ces interactions courtes portées, est donnée par la loi de seuil de Wigner [107], comme étant proportionnelle à $\sigma \propto \epsilon_c^{2j}$, où ϵ_c est l'énergie de collision ($\epsilon_c \propto k_i^2$). Ainsi, pour des particules suffisamment peu énergétiques, les collisions se produisent purement en onde s dans un gaz thermique.

Cependant, l'interaction dipôle-dipôle est longue portée. Les atomes peuvent alors ressentir ce potentiel dipolaire même à des distances inter-particules supérieures à la barrière centrifuge. Par exemple, les ondes partielles d'ordre $l > 0$ interviennent pour la partie élastique (cf. éq. (2.6)) de l'interaction dipôle-dipôle, même à basses températures. La question se pose donc de la contribution des ondes partielles d'ordres supérieurs sur le taux de relaxation dipolaire.

2.7.1 Relaxation dipolaire dans un gaz thermique

Afin d'étudier l'influence des ondes partielles sur la relaxation dipolaire, nous réitérons les expériences développées à la section 2.5.1, mais cette fois pour différentes températures, en dessous et au-dessus de la température de condensation. Pour faire

varier la température du nuage, la rampe d'évaporation est légèrement modifiée, pour qu'elle se finisse à une profondeur du piège dipolaire plus élevée (les fréquences du pièges sont mesurées par excitations paramétriques [99]). Nous mesurons ainsi le taux de relaxation dipolaire pour un condensat et pour un gaz thermique, présenté sur la figure Fig. 2.9.

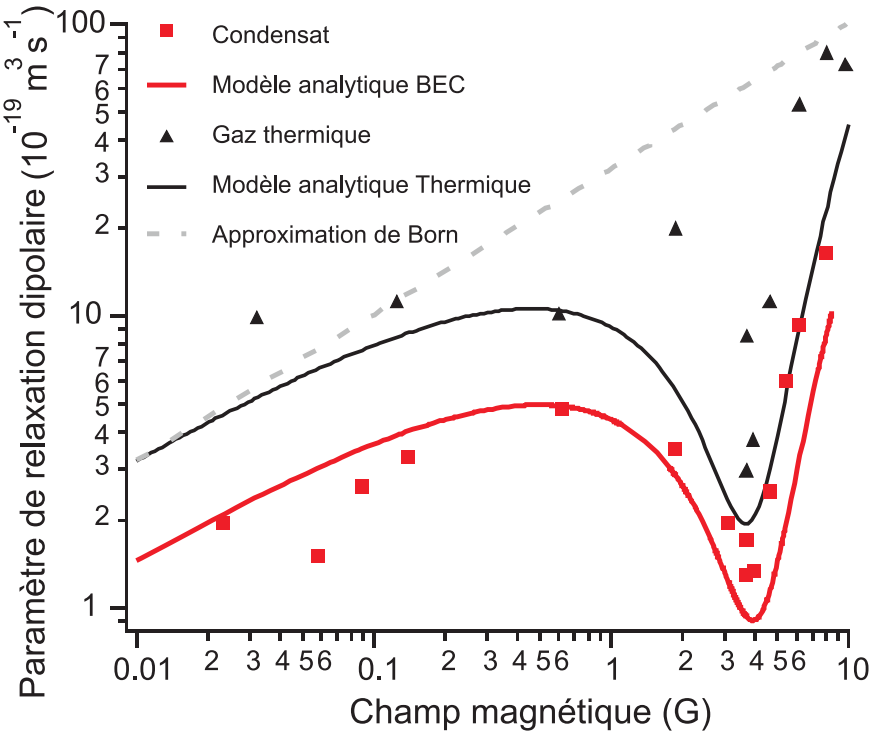

FIGURE 2.9 – *Paramètre de relaxation dipolaire β en fonction du champ magnétique. Les carrés rouges sont les valeurs expérimentales pour un condensat (déjà présentées Fig. 2.4). Les triangles noirs présentent le cas d'un gaz thermique de température $T = 4.2\,\mu K$. Les pointillés donnent le résultat théorique avec l'approximation de Born, sans prendre en compte les potentiels moléculaires. Les traits pleins rouges et noirs donnent les résultats par le modèle analytique (dans l'approximation de Born) prenant en plus en compte les potentiels moléculaires, ajustés aux points expérimentaux.*

Sur ces données le taux de relaxation dipolaire semble insensible à la température du nuage, car il diffère peu du cas dans un condensat, mis à part l'augmentation d'un facteur 2 (cf. section 2.3.2). L'évolution du taux de relaxation dipolaire dans le gaz thermique présente également un minimum local B_{min} de relaxation dipolaire. Or ce minimum a été expliqué par le modèle théorique précédent, qui ne tient compte que des potentiels moléculaires pour des collisions en onde s ($l = 0$). Nous déduisons donc de ces données que les ondes partielles $l > 0$ ne jouent pas un rôle très important pour la relaxation dipolaire à ces relativement faibles températures. Nous verrons ci-dessous par un développement théorique (cf. section 2.7.2) qu'il faut que le champ magnétique

soit suffisamment élevé ($B > 30$ mG) pour que les ondes partielles d'ordres supérieurs ne contribuent pas à la relaxation dipolaire.

Corrélations dans un gaz thermique

En considérant donc que seule l'onde partielle $l = 0$ intervient, la théorie est la même pour un gaz thermique et il est alors possible de reproduire les mesures décrites à la section 2.5.3 de la fonction de corrélation de paire.

Il est donc possible de sonder les corrélations de paire pour des particules dans un gaz thermique, jusqu'à une distance inter-particule limite correspondant à un champ magnétique devenant inférieur à 30 mG (cf. section 2.7.2), c'est-à-dire une distance maximale d'environ 100 nm ($\approx 2000\, a_B$). La distance minimale est, elle, définie comme pour le cas d'un condensat, par le rayon de van der Waals $R_{vdW} = 91\, a_B$. La relaxation dipolaire permet par conséquent de sonder les corrélations de paire au sein d'un condensat et d'un gaz thermique pour cette gamme de distances inter-particules, ce type de mesure rappelant l'observation de l'analogue pour les atomes de l'effet Hanbury-Brown et Twiss [89].

Vérification expérimentale de l'absence d'influence de la température

Nous présentons également sur la figure Fig. 2.10, le taux de relaxation dipolaire en fonction de la température. Ces taux ont été mesurés pour deux champs magnétiques statiques proches du minimum local B_{min} de relaxation dipolaire. La variation observée du taux de relaxation dipolaire en fonction de la température est semblable, que ce soit à la position ou en dehors de ce minimum local.

Nous mesurons ainsi une différence d'un facteur 2, entre le taux de relaxation dipolaire au sein d'un gaz condensé et au sein d'un nuage thermique, et cette observation persiste même pour un champ B_{min} correspondant au minimum de relaxation dipolaire.

D'autre part nous constatons que, dans la gamme de température explorée, dans un gaz thermique le taux de relaxation dipolaire est invariant avec la température. Pour un champ supérieur à 30 mG, ceci est en accord avec le modèle numérique développé dans le cadre de l'approximation de Born, et ce même à la position du minimum de relaxation B_{min} (cf. calculs d'Anne Crubellier [37]).

2.7.2 Contribution des ondes partielles d'ordres supérieurs

Pour vérifier théoriquement la faible influence des ondes partielles d'ordre $l > 0$, nous généralisons le modèle analytique développé précédemment (cf. section 2.3.2) dans le cas $l = 0$, sans interactions. Pour cela, considérons les mêmes états de paires de particules définis par les sous-états Zeeman $|0\rangle \equiv |3,3\rangle$, $|1\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|3,2\rangle + |2,3\rangle\right)$ et $|2\rangle \equiv |2,2\rangle$, mais cette fois l'état initial $|0\rangle$ a pour moment orbital $l = 2$, $l = 4$, $l = 6$... La variation du moment orbital est $\Delta l = -2$, 0 ou 2. Il faut alors calculer les couplages

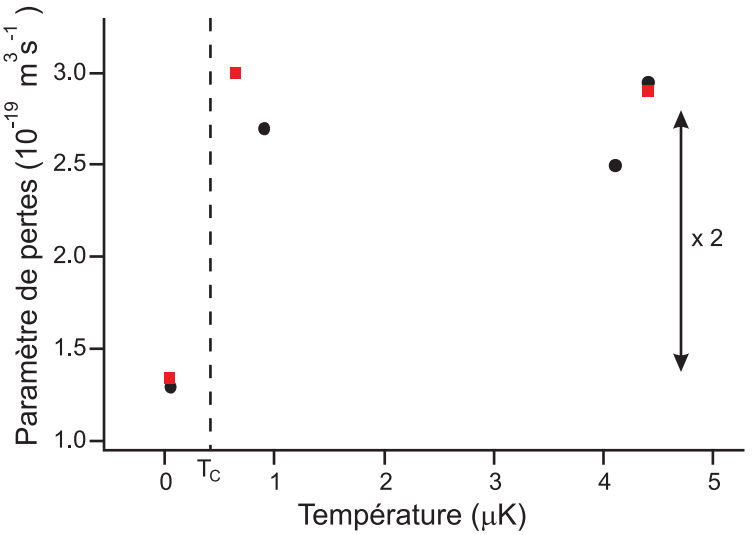

FIGURE 2.10 – *Taux de relaxation dipolaire pour différentes températures, pris pour un champ magnétique à proximité de B_{min}, le minimum local de relaxation dipolaire. Les carrés rouges sont mesurés pour un champ de 3.8 G, et les ronds noirs pour 3.9 G. Les points à la température la plus faible correspondent à un condensat, tandis qu'aux températures supérieures, le nuage est thermique. Les traits pointillés verticaux indiquent la position de la température critique de condensation T_c.*

pour les différents canaux de relaxation dipolaire, en séparant la partie radiale de la partie orbitale.

La partie orbitale des couplages a les mêmes expressions que pour le cas $l = 0$, calculées en éq. (2.30) et éq. (2.31). Reste alors à calculer la contribution de la partie radiale, afin de pouvoir évaluer par une règle d'or de Fermi (cf. éq. 2.32) le taux de relaxation dipolaire dans chaque canal. Nous ne donnons ici que les contributions des transitions du type $l \to l+2$, qui sont majoritaires. Il faut alors calculer l'intégrale :

$$I(\Delta E_{out}^{(j)}) = \int_0^\infty \frac{F_{in,l\neq 0}^{trap}(r)\, F_{out,l+2}^{(j)}(r)}{r^3}\, r^2\, dr \tag{2.53}$$

où $F_{in,l\neq 0}^{trap}$ et $F_{out,l+2}$ sont exprimées par des fonctions de Bessel sphériques comme dans l'expression éq. (2.35), en ajoutant en plus le confinement par le piège pour $F_{in,l\neq 0}^{trap}$, de façon analogue à éq. 2.37. L'évaluation numérique de $I(\Delta E_{out})$ donne les résultats de la figure Fig. 2.11.

Cette figure montre que la contribution des ondes partielles avec $l > 0$ devient négligeable pour des champs magnétiques supérieurs à environ 30 mG. Dans ce cas, seules les collisions pour des fonctions d'entrée en onde s contribuent. Ce résultat peut s'expliquer par le fait qu'aux champs magnétiques élevés, l'énergie cinétique gagnée par relaxation dipolaire, c'est à dire $g_S \mu_B B$, est très grande devant l'énergie cinétique de l'état d'entrée : $k_f \gg k_i$. Dans ce cas, la fonction d'onde radiale de sortie $F_{out,l+2}$ oscille

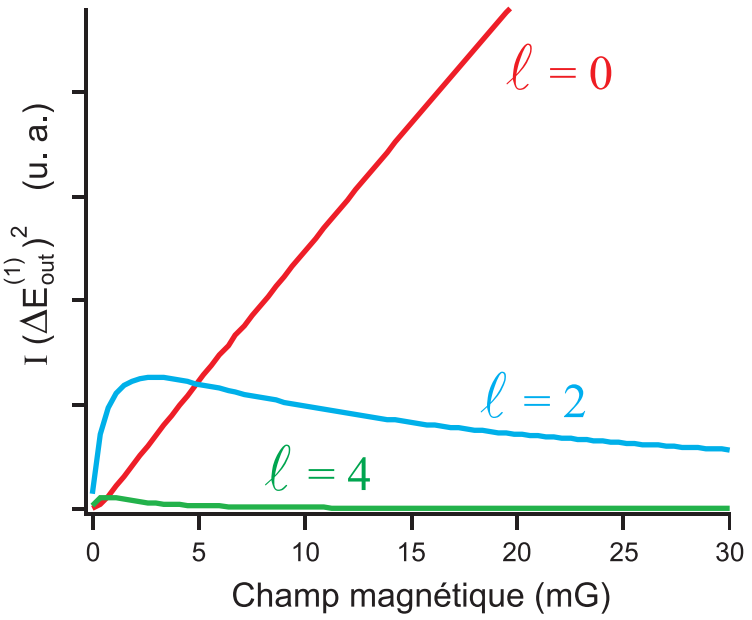

FIGURE 2.11 – *Importance de la partie radiale du couplage pour des états d'entrée en ondes partielles $l = 0$, 2 et 4. Nous présentons ici la valeur du carré de l'intégrale $I(\Delta E^{(1)}_{out})$ pour le canal 1 de relaxation dipolaire, en fonction du champ magnétique, pour les transitions $l \to l + 2$. Sur cet exemple, l'énergie de collision a été choisie égale à 1.5 fois le potentiel chimique $\mu \approx 4$ kHz. Les contributions des ondes partielles d'ordres encore plus grands sont encore plus faibles.*

bien plus rapidement que celle d'entrée $F_{in,l}$ (cf. Fig. 2.12). Le seul endroit où $F_{out,l+2}$ oscille peu et où son amplitude est grande se trouve au voisinage du point tournant interne, à petites distances inter-particules à l'intérieur de la barrière centrifuge : c'est à cette position que la contribution au taux de relaxation dipolaire est la plus forte.

Pour un état d'entrée avec $l = 0$, le potentiel associé ne possède pas de barrière centrifuge, la fonction d'onde d'entrée à courtes distances varie lentement et est non nulle, d'où une forte contribution à la relaxation dipolaire. Par contre pour un état d'entrée avec $l > 0$, à cause de la présence de la barrière, l'amplitude de $F_{in}(r) \propto r^l$ est très faible dans la partie interne du potentiel, qui est le seul endroit où $F_{out,l+2}$ oscille lentement, ce qui rend la valeur de $I(\Delta E)$ quasi-nulle. Ainsi, aux champs magnétiques élevés ($B > 30$ mG), seules les collisions en ondes s contribuent à la relaxation dipolaire.

Au contraire, aux faibles champs magnétiques, les ondes partielles d'ordres supérieurs contribuent (cf. Fig. 2.11) : en effet, l'énergie cinétique gagnée par relaxation dipolaire est cette fois faible ($k_f \approx k_i$), donc $F_{out,l+2}$ et $F_{in,l}$ oscillent à des fréquences similaires pour de grandes distances inter-particules, ce qui rend leur contribution au calcul de $I(\Delta(E))$ non nulle (cf. Fig. 2.12), même pour $l > 0$.

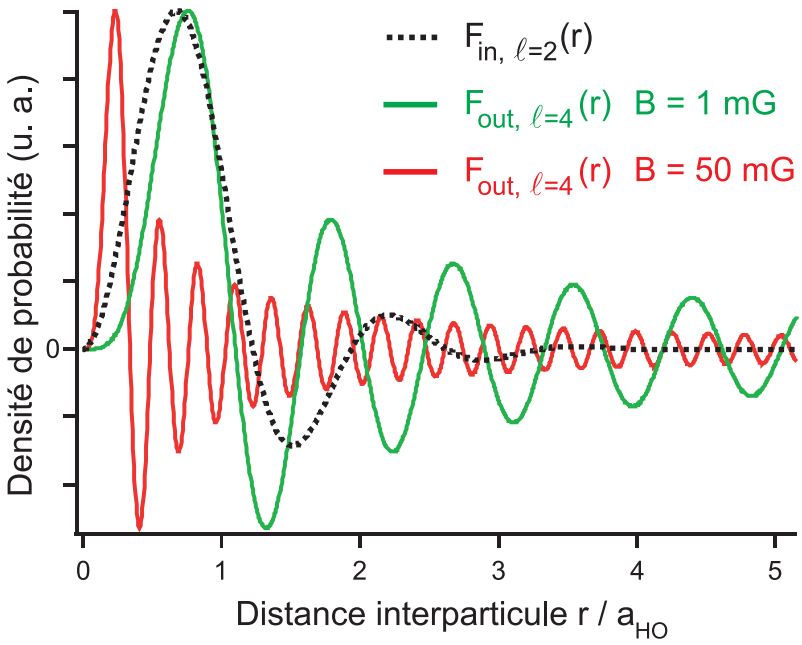

FIGURE 2.12 – *Partie radiale des fonctions d'ondes des états d'entrée et de sortie $F_{in}(r)$ et $F_{out}(r)$ à des distances supérieures à la barrière centrifuge de potentiel. L'allure de la fonction F_{in} est donnée en traits pointillés dans le cas d'une onde partielle $l = 2$, couplée par le potentiel d'interaction dipolaire à F_{out} avec $l = 4$ (les deux courbes en traits plein). L'allure de F_{out} est représentée pour deux valeurs du champ magnétique (1 mG en vert, 50 mG en rouge), c'est-à-dire pour deux énergies cinétiques différentes pour l'état de sortie. Il apparaît que pour un champ de 50 mG, F_{out} oscille beaucoup plus vite que F_{in}. Les distances sont exprimées par rapport à la taille caractéristique du piège dipolaire $a_{HO} = \sqrt{\frac{\hbar}{m_{Cr}\,\omega_{HO}}} \approx 13500\,a_B$.*

2.7.3 Influence de la température

Nous avons donc montré que les ondes partielles avec $l > 0$ ne contribuent pas au taux de relaxation dipolaire, à condition que le champ magnétique soit suffisamment élevé, pour respecter le critère $k_f \gg k_i$.

Le modèle numérique N-corps déjà mentionné, qui permet notamment de traiter correctement le problème d'une population thermique tout en assurant une bonne symétrisation des états, nous donne la dépendance de la relaxation dipolaire avec la température : nous trouvons alors [37] que le taux de relaxation dipolaire est indépendant de la température dans le cas où $k_f \gg k_i$, c'est-à-dire pour un champ magnétique suffisamment élevé. Ceci est bien vérifié expérimentalement, sur les données de la figure Fig. 2.10, prises à $B \approx 3.85$ G $\gg 30$ mG.

Cependant, cette prédiction n'est valable que dans le cas d'un gaz suffisamment froid, pour que l'énergie cinétique des particules soit inférieure à la hauteur de la

barrière centrifuge du potentiel moléculaire pour $l \neq 0$. En effet, si les atomes sont trop énergétiques, la probabilité de présence de la paire de particules à des distances relatives inférieures à la position de la barrière de potentiel est augmentée, car ils ont assez d'énergie cinétique pour la traverser. Dans ce cas, les ondes partielles d'ordres supérieurs contribuent à la relaxation dipolaire, et il n'y a plus d'invariance avec la température. Les taux de relaxation dipolaire théoriques pour températures très élevées, supérieures à 1 mK, ont été calculés dans la référence [93]) : en effet dans cette référence, le minimum local de relaxation, dû à la contribution des collisions en onde s, disparaît pour des températures supérieures à 10 mK.

2.7.4 Perspectives

Nous avons donc montré que, bien que l'interaction dipôle-dipôle soit longue portée, seules les collisions en onde s ($l = 0$) contribuent à la relaxation dipolaire pour des champs magnétiques suffisamment élevés, en pratique supérieurs à 30 mG. Ce résultat nous permet de déduire le comportement de la relaxation dipolaire pour un isotope fermionique (^{53}Cr dans notre cas). En effet, deux fermions identiques ne peuvent effectuer de collision qu'en ondes partielles impaires. Or la contribution des ondes partielles d'ordre $l > 0$ est très faible pour des champs magnétiques suffisamment élevés. Nous pouvons alors en conclure que, à hauts champs, la relaxation dipolaire sera supprimée pour des fermions polarisés.

Nous pouvons d'ailleurs retrouver ce résultat pour $l = 0$ dans les expressions des sections efficaces de collisions calculées précédemment pour les deux canaux de relaxation dipolaire dans l'approximation de Born, pour le cas de deux fermions éq. (2.23) et éq. (2.24) (avec le terme $\epsilon = -1$) : à basse température et à haut champ (soit $\frac{k_f}{k_i} \to \infty$), ces sections efficaces sont proportionnelles à $\frac{k_i}{k_f}$. Le taux de relaxation dipolaire est alors proportionnel $\frac{k_i^2}{k_f}$: il est donc favorable de travailler à haut champ magnétique, pour annuler ce taux de collisions inélastiques.

Grâce à cette réduction à haut champ de la relaxation dipolaire pour des fermions, il est envisageable de créer un gaz de fermions dégénérés dipolaires. En effet, en polarisant les atomes dans le même état de spin, la situation est analogue à celle considérée précédemment, mais de plus les collisions en onde s sont interdites, et le système est alors stable vis-à-vis de la relaxation dipolaire. Ceci est par exemple le cas pour des atomes dans un piège magnétique, polarisés dans l'état le plus élevé en énergie Zeeman, où la relaxation dipolaire est énergétiquement favorable. Il est donc envisageable, pour des champs magnétiques suffisants, de refroidir un gaz de fermions fortement dipolaires dans un piège magnétique (par exemple par refroidissement sympathique [50] avec les bosons), sans subir de collisions inélastiques par relaxation dipolaire.

CHAPITRE 3

Relaxation dipolaire dans un réseau optique

3.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons considéré une gamme de champs magnétiques telle que l'énergie cinétique gagnée par relaxation dipolaire était suffisante pour faire sortir les atomes du piège. Nous n'avons alors pas considéré l'existence d'états piégés en sortie de collision. Dans ce chapitre, nous réduisons maintenant le champ magnétique jusqu'à ce que les produits de la relaxation dipolaire restent piégés, et plus encore jusqu'à ce que l'énergie gagnée par le changement du spin total, proportionnelle à l'énergie Zeeman $g_S\mu_B B$, soit comparable à l'énergie $\hbar\omega_0$ nécessaire pour changer d'état dans un piège harmonique de fréquence $\frac{\omega_0}{2\pi}$: en diminuant la valeur du champ magnétique, la densité d'états piégés accessibles par relaxation dipolaire est réduite. On peut s'attendre alors à une nette diminution de la relaxation dipolaire, dans le cas extrême d'un condensat occupant l'état fondamental du piège et ayant une énergie cinétique nulle, en présence d'un champ magnétique tel que $g_S\mu_B B < \hbar\omega_0$.

Afin de diminuer suffisamment la densité d'états accessibles aux produits de la relaxation dipolaire, une solution pratique est d'utiliser des réseaux optiques [108], un réseau optique formant une succession de pièges dipolaires fortement confinants selon un axe. Les fréquences de piégeage $\frac{\omega_{\text{réseau}}}{2\pi}$ ainsi atteintes dans chacun des sites du réseau sont beaucoup plus élevées ($\frac{\omega_{\text{réseau}}}{2\pi} \approx$ 100 kHz, ce qui correspond à un champ magnétique d'environ 30 mG, au lieu de $\frac{\omega_0}{2\pi} \approx$ 300 Hz dans le piège dipolaire).

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la distance inter-particule où se produit la relaxation dipolaire évolue en $R_{RD} \propto \frac{1}{\sqrt{B}}$. Or lorsque dans les réseaux optiques, la densité d'états est réduite parce que le champ magnétique est tel que $g_S\mu_B B < \hbar\omega_0$, de manière équivalente la distance R_{RD} devient comparable à la taille caractéristique du piège harmonique selon l'axe de plus fort confinement $a_{\text{réseau}} = \sqrt{\frac{\hbar}{m_{Cr}\,\omega_{\text{réseau}}}}$ (dans nos conditions expérimentales $a_{\text{réseau}} \approx$ 38 nm). Les taux de ces collisions inélastiques dipolaires sont dans ce cas modifiés par le confinement.

En ce sens, cette situation est analogue à la modification des sections efficaces de collisions élastiques et inélastiques dues aux interactions de contact, lorsque la longueur de diffusion a_S est comparable à $a_{\text{réseau}}$ [109, 110, 111] : pour atteindre un tel régime, la longueur de diffusion est modifiée grâce à l'emploi d'une résonance de Feshbach [71, 70]. Notre système est cependant différent, car les longueurs de diffusion restent faibles devant le confinement (nous n'employons pas de résonance de Feshbach, et

$a_{\text{réseau}} \approx 7\,a_S$). Par contre, la distance inter-nucléaire R_{RD} où se produit la relaxation dipolaire peut être jusqu'à 2-3 fois supérieure à $a_{\text{réseau}}$, ce qui indique une possible modification des taux de relaxation dipolaire.

Dans ce chapitre nous aborderons le problème des collisions dues à la relaxation dipolaire dans des systèmes confinés grâce à des réseaux optiques, jusqu'à devenir des systèmes quasi-2D et quasi-1D [112] : le mouvement du gaz est « gelé » selon le ou les axes de fort confinement car l'énergie du nuage est alors inférieure à l'énergie nécessaire à l'excitation vers le premier niveau excité (ici, le potentiel chimique $\mu \ll \hbar\omega_l \approx \hbar\omega_{\text{réseau}}$, où $\hbar\omega_l$ est l'écart entre la bande fondamentale du réseau et la première bande excitée).

Nous observons une réduction du taux de relaxation dipolaire en géométrie 2D, pour un champ magnétique inférieur à un seuil fixé par la bande interdite (de largeur $\hbar\omega_l$) du réseau optique [37]. En géométrie 1D cylindrique, nous mesurons une quasi-annulation de la relaxation dipolaire pour un champ inférieur à ce même seuil [41]. Nous montrerons de plus l'importance de la symétrie du système, définie par l'association de la géométrie du piège formé par les réseaux optiques et par l'anisotropie du potentiel d'interaction dipôle-dipôle.

3.2 Chargement d'un condensat dans des réseaux optiques

3.2.1 Vocabulaire spécifique aux réseaux optiques

Un faisceau laser rétro-réfléchi, avec la même polarisation rectiligne à l'aller et au retour, crée une onde stationnaire périodique de pas $\frac{\lambda_l}{2}$ où λ_l est la longueur d'onde du laser. La variation spatiale de l'intensité ainsi créée s'écrit selon l'axe y de propagation du faisceau $I(y) = 4I_0 \sin^2(k_l\, y)$ où I_0 est l'intensité du laser incident et $k_l = \frac{2\pi}{\lambda_l}$ (nous considérons ici le cas où le rayon de Thomas Fermi du condensat ($R_{TF} \approx 3\mu$m) est très petit devant la longueur de Rayleigh du faisceau ($z_R = 13$ mm), d'où une faible variation longitudinale de la puissance, en dehors du phénomène d'interférences). Le potentiel ainsi créé permet de piéger des atomes dans un ensemble périodique de sites très confinants selon l'axe y. Lors de cette étude, nous nous placerons dans deux configurations, illustrées sur la figure Fig. 3.1 :

- l'une avec un seul réseau optique vertical (axe y), dont le potentiel périodique piège les atomes du condensat en formant un empilement de sites communément appelés « crêpes » (« pancakes » en anglais). Chacun de ces sites est fortement confinant dans une direction (l'axe y), et donc constitue un bon outil pour l'étude de systèmes à deux dimensions. En effet, si au sein d'un site l'énergie nécessaire à l'excitation vers le premier niveau excité de l'oscillateur harmonique selon l'axe du réseau est très supérieure à l'énergie cinétique du nuage et à l'énergie d'interaction inter-particules (soit $\hbar\omega_l \gg k_B T$ et gn où n est la densité et g la constante d'interaction), alors le mouvement selon cette

direction est gelé dans l'état fondamental de cet oscillateur, et il est pertinent de parler de nuage quasi-2D. Dans ce chapitre, nous nous référerons à cette configuration par le terme de géométrie 2D (plutôt que l'appellation synonyme rencontrée également dans la littérature, de « réseau 1D »).

- l'autre configuration est formée de deux réseaux optiques indépendants (qui n'interfèrent pas) et perpendiculaires l'un par rapport à l'autre (l'un vertical selon y et l'autre horizontal selon x) créant un ensemble de « tubes ». Les atomes ainsi piégés sont cette fois des systèmes fortement confinés selon deux directions, et donc quasiment à une dimension. Nous parlerons alors de géométrie 1D (terme équivalent à « réseaux optiques 2D »).

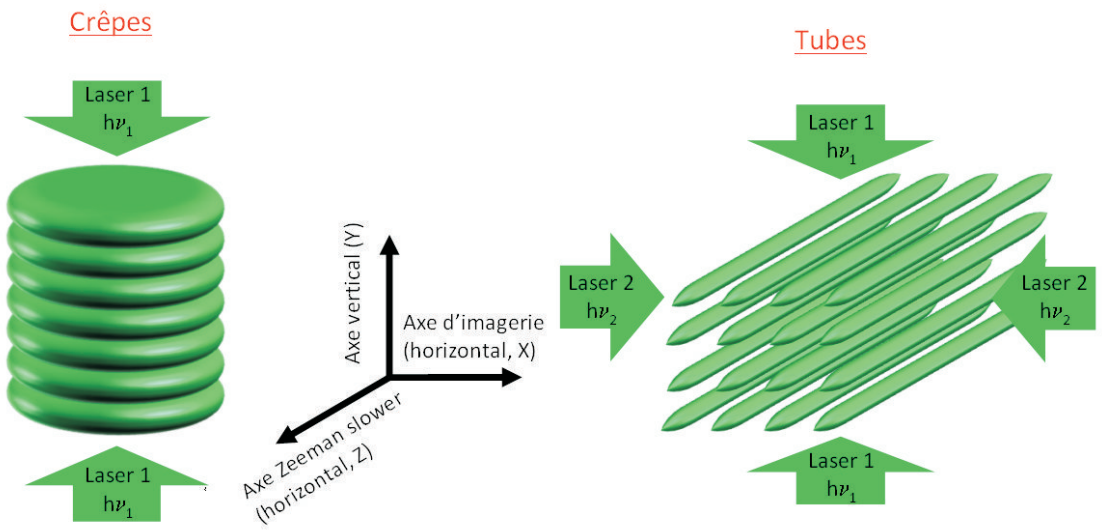

FIGURE 3.1 – *Configurations pour les géométries 2D et 1D, avec les axes de piégeages correspondants, auxquels nous nous référerons dans tout ce chapitre.*

3.2.2 Description du système optique

Le système laser utilisé pour les deux réseaux optiques provient d'un Verdi 18W de longueur d'onde $\lambda_l = 532$ nm (cf. section 1.2.1) dont nous prélevons 1.7 W, répartis sur chacun des deux réseaux. Le système optique est détaillé sur le schéma de la figure Fig. 3.2.

Nous avons construit trois trajets « modulateurs acousto-optiques (AOMs) + fibres », afin de nous doter sur le long terme de réseaux optiques 3D. Pour les expériences présentées dans cette thèse, seules deux fibres optiques ont été placées pour illuminer le condensat, l'une selon l'axe vertical, et l'autre selon un axe horizontal parallèle à notre axe d'imagerie (en fait presque parallèle, avec un angle de 7°, cf. Fig. 3.3). Après pas-

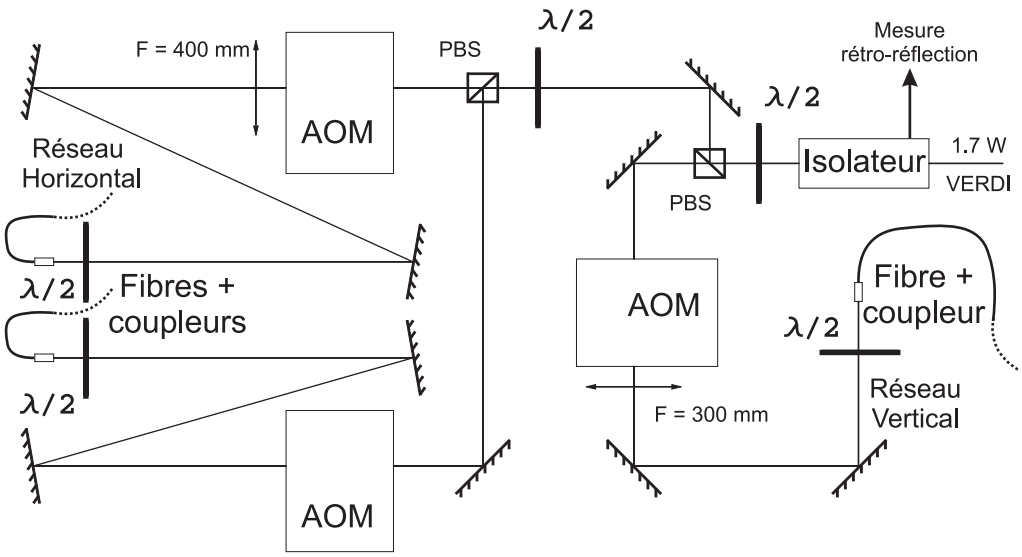

FIGURE 3.2 – *Schéma du système contrôlant les trois réseaux optiques. Dans toutes les expériences présentées dans cette thèse, nous n'en utiliserons que deux. AOM : Modulateur Acousto-Optique. PBS : cube polariseur (Polarizing Beam Splitter).*

sage à travers un isolateur optique [1] pour protéger le laser Verdi du retour des faisceaux rétro-réfléchis, nous contrôlons la puissance globale dans chacun des réseaux par des lames demi-onde (notées $\frac{\lambda}{2}$) placées devant des cubes polariseurs [2] (PBS). De plus, nous pouvons commander rapidement la puissance optique en utilisant le premier ordre de diffraction après passage dans les AOMs [3] : le temps d'allumage et d'extinction de la puissance lumineuse est inférieur à 300 ns, avec un délai de 700 ns par rapport à la commande TTL (temps de déclenchement 100 ns) de notre carte digitale (cf. section 1.2.7).

La lumière diffractée est injectée dans les fibres optiques [4] qui permettent de guider commodément un faisceau de mode proche d'un mode TEM00 jusqu'aux atomes. Le système optique en sortie de fibre et jusqu'à la position du condensat est détaillé dans le schéma Fig. 3.3 pour le faisceau horizontal, le trajet sur l'axe vertical étant analogue, à l'exception de la distance focale de la lentille assurant l'adaptation du mode gaussien pour le faisceau de retour (positionnée avant le miroir de rétro-réflection), qui est de

1. Isolateur de Faraday Linos. Transmission 89%.
2. Cubes CVI modèle PBSO-532-050 à adhérence moléculaire, transmission > 95 %, réflection > 99.5 %
3. AOM AA Opto-Electronic, modèles MT80-A1.5-VIS et MT110-A1.5-VIS (80 et 110 MHz). Efficacité de diffraction dans l'ordre 1 : 88%.
4. Fibre Panda monomode à maintien de polarisation, modèle PM-S460-HP, entre 460 et 550 nm, connecteur FC/APC. Efficacité expérimentale de couplage à 532 nm : 80%. Les extrémités de fibre sont coupées en biseau, afin d'éviter les effets de cavité Fabry-Pérot, qui apparaissent pour une fibre à section droite.

400 mm (au lieu de 300 nm).

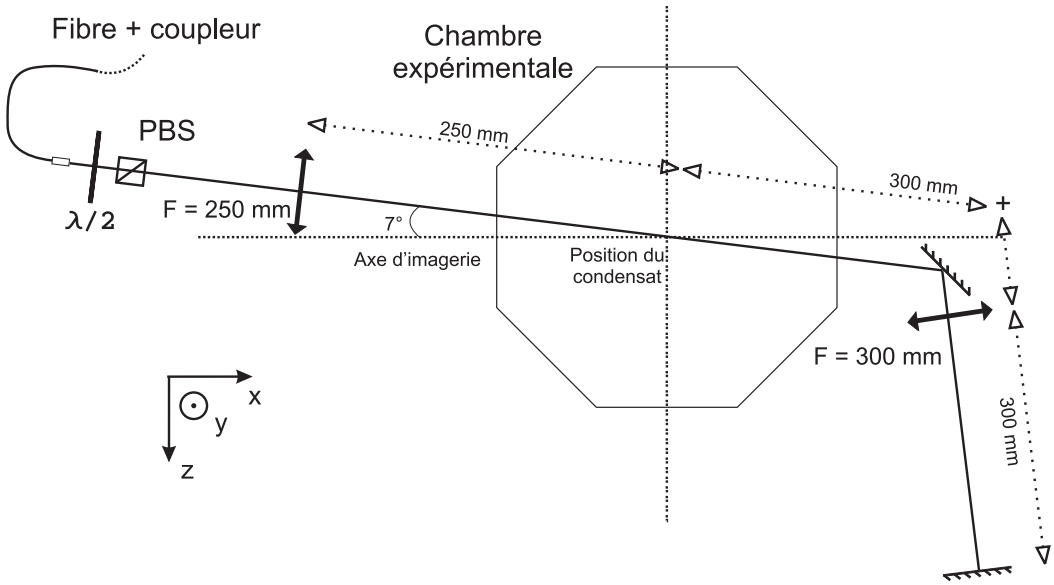

FIGURE 3.3 – *Système optique du réseau horizontal (vue de dessus).*

Les faisceaux sont rétro-réfléchis et réinjectés dans leur fibres respectives. La puissance au retour est mesurée partiellement après réflection sur le cube d'entrée de l'isolateur optique (cf. Fig. 3.2). Les waists au niveau des atomes sont mesurés tous les deux égaux à $w_l = 40\,\mu$m à l'aide d'une caméra CCD, et la longueur de Rayleigh est mesurée à $z_R = \frac{\pi w_l^2}{\lambda_l} = 13$ mm. Pour éviter des effets d'interférences entre les deux faisceaux sur l'échelle de temps des expériences, nous utilisons les ordres de diffraction des AOMs -1 pour l'un et 1 pour l'autre, soit un décalage en fréquence de 160 ou 190 MHz (selon les AOMs utilisés) entre les deux faisceaux. Nous estimons la puissance optique maximale sur les atomes à environ 550 mW par faisceau à l'aller, d'après la mesure des pertes introduites par chacun des éléments du montage optique.

3.2.3 Evaluation de la profondeur des réseaux

La profondeur du piège produit par les réseaux optiques est mesurée séparément pour chacun des faisceaux. Pour cela, le réseau est appliqué sur le condensat pendant une durée de $2\,\mu$s. Comme expliqué ci-dessous, cette procédure [113] permet d'observer la diffraction du condensat par le réseau optique, dont l'analyse permet la calibration de la profondeur du réseau.

La présence d'un réseau optique d'axe y crée un potentiel $V(y) = \frac{V_0}{2}(1+\cos(2\,k_l\,y))$. La périodicité de ce potentiel, séparant le condensat dans une succession de sites espacés de $\frac{\lambda_l}{2}$, permet d'introduire la notion de structure de bande, en décomposant le système atome-réseau $|\Psi\rangle$ sur ses états propres, soit les états de Bloch $|\nu, q\rangle$, avec ν le numéro de la bande vibrationnelle, et q le quasi-moment dans cette bande.

Considérons le chargement dans un réseau optique d'un condensat, dont l'extension en moment est très faible (proportionnelle à l'inverse du rayon de Thomas Fermi $\frac{\hbar}{R_{\mathrm{TF}}} \approx 0.02\,\hbar k_l$) dans le régime de Thomas Fermi. Il est alors possible d'approximer sa distribution en moment à un dirac centré en $p_0 = 0$, valeur vers laquelle elle tend dans la limite où le condensat possède un grand nombre de particules. Nous transposons alors les états de Bloch dans la base discrète des ondes planes $\{|\Phi_p^{(q)}\rangle\}$ de moment $p = q + 2j\hbar k_l$ ($j \in \mathbb{Z}$) : $|\nu, q\rangle = \sum_p \alpha_p^{(q)} |\Phi_p^{(q)}\rangle$, et pour le condensat, nous décomposons $|\nu, 0\rangle = \sum_p \alpha_p^{(0)} |\Phi_p^{(0)}\rangle$. La coupure rapide du réseau permet ensuite effectivement de projeter les états de Bloch sur cette base $\{|\Phi_p^{(0)}\rangle\}$. La distribution en moment du système sera alors répartie en ordres j de diffraction correspondants aux moments $p = \pm 2j\hbar k_l$, qu'il est possible d'observer au moyen d'une imagerie après temps de vol (cf. Fig. 3.5).

Ecrivons l'équation de Schrödinger dépendante du temps pour une particule, en ne considérant que le problème à une dimension :

$$i\hbar \frac{d|\Psi\rangle}{dt} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2|\Psi\rangle}{dy^2} + \frac{V_0}{2} \cos(2k_l y)|\Psi\rangle \tag{3.1}$$

avec m la masse d'un atome. Nous obtenons, en prenant comme système $|\Psi\rangle$ un condensat assimilé à une onde plane de quasi-moment $q_0 = 0$ dans la bande $\nu = 0$, et en mesurant le résultat dans $\langle\Phi_p^{(0)}|$:

$$i\hbar\, \dot{\alpha}_p^{(0)} = -\frac{\hbar^2 p^2}{2m}\, \alpha_p^{(0)} + \frac{V_0}{2} \sum_{p'} \int \left(\frac{e^{2ik_l y} + e^{-2ik_l y}}{2} \right) \alpha_{p'}^{(0)} e^{\frac{iy}{\hbar}(p'-p)} dy \tag{3.2}$$

soit le système d'équations :

$$i\hbar\, \dot{\alpha}_p^{(0)} = -\frac{\hbar^2 p^2}{2m}\, \alpha_p^{(0)} + \frac{V_0}{4} \left(\alpha_{p-2\hbar k_l}^{(0)} + \alpha_{p+2\hbar k_l}^{(0)} \right) \tag{3.3}$$

Nous résolvons par un calcul numérique ce jeu d'équations en $p = \pm 2j\hbar k_l$: pour les profondeurs de réseaux explorées ici, la représentation de l'hamiltonien par une matrice de taille 20x20 ($j \in [-9; 9]$) est suffisante pour que le résultat converge. Nous obtenons ainsi l'évolution des populations dans les différents ordres de diffraction, présentée dans la figure Fig. 3.4, en fonction de la durée d'illumination du réseau, pour le cas d'une profondeur $V_0 = 25\,E_r$, où $E_r = \frac{\hbar^2 k_l^2}{2m}$ est l'énergie de recul, d'environ $\frac{E_r}{h} \approx 13.6$ kHz pour notre expérience. Il est de plus possible d'obtenir par ce calcul la largeur des bandes en fonction de la profondeur du réseau.

Régime de Raman Nath

Pour la mesure de la profondeur du réseau, ce dernier est illuminé pendant un temps court ($2\,\mu$s) par rapport au temps caractéristique τ_l d'oscillation selon l'axe du réseau (typiquement $\frac{\omega_{\text{réseau}}}{2\pi} \approx 135$ kHz, d'où $\tau_l \approx 7.4\,\mu$s). Le terme dans l'hamiltonien

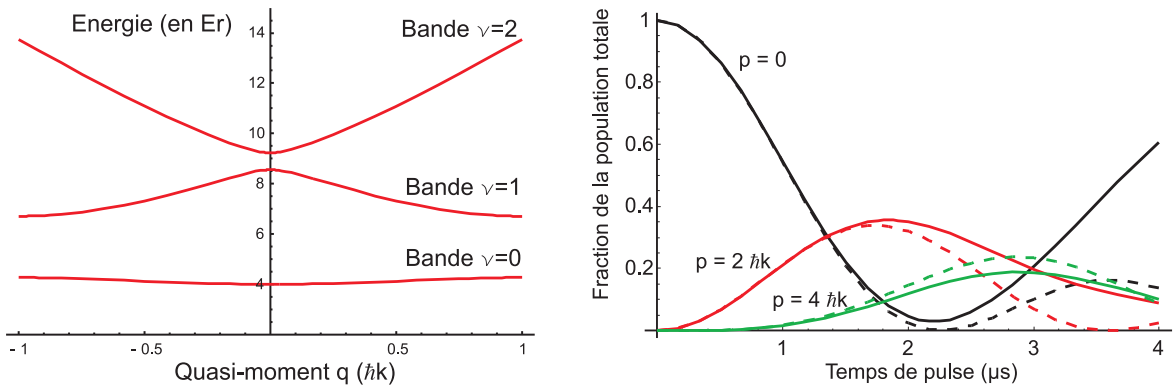

FIGURE 3.4 – *A gauche : les trois premières bandes, pour un réseau de profondeur $V_0 = 5\,E_r$ (pour l'exemple), dans la première zone de Brillouin. A droite : Evolution des populations dans les trois premiers ordres de diffraction ($p = 0 \rightarrow$ noir ; $p = 2\hbar k_l \rightarrow$ rouge ; $p = 4\hbar k_l \rightarrow$ vert), calculée exactement (traits pleins) et avec l'approximation du régime de Raman-Nath (pointillés), pour un réseau à la profondeur $V_0 = 25\,E_r$ utilisée dans les expériences de ce chapitre.*

de l'équation éq. (3.1) correspondant à l'énergie cinétique peut alors être négligé. Cette approximation revient à se placer dans le régime de Raman-Nath, qui est analogue à la diffraction par un réseau mince en optique [114]. Dans ce cas, en appliquant le pulse du réseau, on imprime une phase sur la fonction d'onde telle que l'état final s'écrive :

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle &= \exp\left(\frac{i\,V_0 t\cos(2k_l y)}{2\hbar}\right)|\Phi_p^{(0)}\rangle \\ &= \left(\sum_{j=-\infty}^{+\infty} i^j J_j\left(\frac{V_0 t}{2\hbar}\right)e^{-2ijk_l y}\right)|\Phi_p^{(0)}\rangle \\ &= \sum_{j=-\infty}^{+\infty} i^j J_j\left(\frac{V_0 t}{2\hbar}\right)|\Phi_{p-2j\hbar k_l}^{(0)}\rangle \end{aligned} \tag{3.4}$$

Les populations correspondant à des moments $p = 2j\hbar k_l$, sont alors données par le carré de la fonction de Bessel J_j d'ordre j. La validité de l'approximation du régime de Raman-Nath est vérifiable sur la figure Fig. 3.4 où l'on superpose le résultat de l'équation éq. (3.4) avec le résultat obtenu précédemment de façon numérique.

La dépendance des populations de moments $p = 2j\hbar k_l$ en fonction de la durée de l'impulsion nous permet de calibrer la profondeur des réseaux en observant les images de diffraction obtenues après un temps de vol de durée $t_{\mathrm{TOF}} = 5$ ms (cf. Fig. 3.5). En effet, ces différents ordres de diffraction sont alors espacés l'un de l'autre d'une distance équivalente à une différence de moment de $2\hbar k_l$. Leur position est alors déterminée par $y_\nu = \frac{2\nu\hbar k_l t_{\mathrm{TOF}}}{m}$.

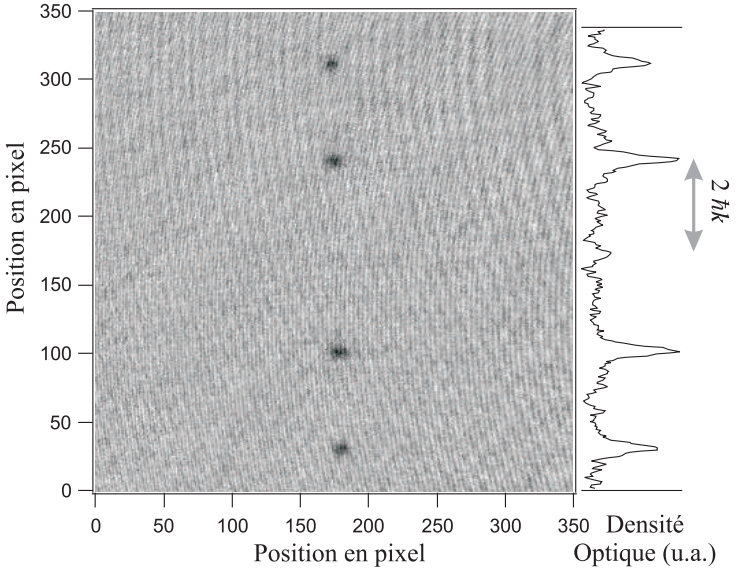

FIGURE 3.5 – *Figure de diffraction du condensat par une impulsion de* $2\,\mu s$ *du réseau vertical (axe y), prise après un temps de vol de 5 ms. L'observation du minimum de population dans l'ordre 0 de diffraction (au centre de l'image) pour cette durée d'illumination permet d'estimer précisément la profondeur du réseau à* $V_0 \approx 25E_r$.

Cas du réseau horizontal

Pour le réseau selon l'axe horizontal x presque parallèle (angle de 7°) à l'axe du faisceau d'imagerie, les différents ordres de diffraction ne peuvent pas être observés correctement, car leurs projections dans le plan de l'image ne sont pas assez espacées. Pour remédier à ce problème, nous appliquons le réseau alors que le condensat est maintenu dans le piège dipolaire, puis nous attendons environ 1 ms avant d'éteindre le piège et de procéder au temps de vol, au lieu d'éteindre immédiatement après l'application du réseau. En faisant cela, les populations des ordres de diffraction, de moments multiples de $2\hbar k_l$, explorent les bords du piège, dont l'anisotropie et l'anharmonicité dévient leur trajectoire. Après temps de vol, les ordres sont peu séparés, selon une direction différente de l'axe du réseau, mais suffisamment distincts pour mesurer le nombre d'atomes dans chacun.

Déplacement lumineux

Nous mesurons expérimentalement pour chacun des réseaux une profondeur V_0 d'environ 25 E_r, pour environ 550 mW de puissance sur les atomes provenant de l'aller d'un faisceau. Par ailleurs, connaissant la taille des waists, et la puissance lumineuse, il est possible de calculer le déplacement lumineux théorique induit par la présence du champ électrique dû au réseau. Pour ce faire, il faut tenir compte du couplage entre l'état fondamental $^7S_3$ et les différents états excités ^7P [46]. Les valeurs des niveaux

d'énergie d'intérêt et les taux de couplage correspondants (reproduites dans le tableau Tab. 3.1) sont répertoriées sur le site du NIST [54]. Des transitions vers d'autres états excités existent (^5P et ^7D) mais leur couplages sont beaucoup plus faibles.

Niveau	J	Energie (cm^{-1})	A (s^{-1})
$a\ ^7S$	3	0	
$z\ ^7$P	2	23305.01	3.16×10^7
$z\ ^7$P	3	23386.35	3.07×10^7
$z\ ^7$P	4	23498.84	3.15×10^7
$y\ ^7$P	2	27728.87	1.62×10^8
$y\ ^7$P	3	27820.23	1.50×10^8
$y\ ^7$P	4	27935.26	1.48×10^8
$x\ ^7$P	2	42238.04	6.9×10^6
$x\ ^7$P	3	42254.11	5.5×10^6
$x\ ^7$P	4	42275.20	5.3×10^6
$w\ ^7$P	2	47697.44	1.1×10^6
$w\ ^7$P	3	47708.59	1.1×10^6
$w\ ^7$P	4	47719.08	1.2×10^6

Tableau 3.1 – *Probabilité de transition A de l'état fondamental $^7S_3$ vers les différents niveaux électroniques P de l'isotope ^{52}Cr, adapté de [54].*

Un tel calcul donne une profondeur de réseau estimée à 50 E_r, ce qui est assez différent du résultat expérimental (25 E_r). Cet écart peut s'expliquer par un défaut de positionnement du plan focal par rapport aux atomes, la distance de Rayleigh étant $z_R = 13$ mm. En effet, pour des raisons pratiques, il n'a pas été possible de positionner précisément le plan focal en se basant sur l'effet sur les atomes (déplacement lumineux dans le piège magnétique, par exemple), pour l'un des deux trajets (aller ou retour) de chacun des deux réseaux. Le positionnement transverse étant lui optimisé, un écart de positionnement axial de l'ordre de 10 mm sur l'aller ou le retour d'un faisceau suffit à expliquer cette différence entre l'estimation théorique et la profondeur expérimentale.

3.2.4 Adiabaticité et « band mapping »

Après avoir mesuré la profondeur des réseaux optiques, nous nous sommes assurés de pouvoir y transférer le condensat de façon adiabatique, c'est à dire d'une façon suffisamment lente pour que le nuage adapte sa forme au potentiel créé par un réseau, et qu'il soit chargé uniquement dans la bande vibrationnelle fondamentale.

Pour mesurer la distribution de population dans les différentes bandes du réseau, le condensat est chargé en un temps suffisament long (généralement 15 ms, cf. ci-dessous), puis les réseaux sont éteints en 100 μs, ce qui est lent devant le temps caractéristique d'excitation des bandes (10 μs), mais court devant le temps de thermalisation (1 ms,

de l'ordre de la période d'oscillation dans le piège dipolaire croisé). En effectuant cette extinction, la distribution des quasi-moments est transférée adiabatiquement en une distribution des moments réels. Une mesure en temps de vol permet alors d'observer, séparées spatialement selon l'axe du réseau, les différentes zones de Brillouin correspondant aux populations des différentes bandes vibrationnelles [115]. Nous appellerons cette procédure « band mapping » dans la suite de cette étude. Si le temps de coupure est trop long (supérieur à 1 ms), les collisions élastiques entre particules tendent à homogénéiser la distribution en moment, et les populations des bandes ne sont plus accessibles distinctement.

Nous avons indiqué qu'il faut éteindre les réseaux suffisamment lentement pour la procédure de band mapping. De même, pour espérer effectuer un chargement adiabatique du condensat dans la bande fondamentale du réseau, il faut allumer les faisceaux en un temps suffisamment long. En pratique, un allumage défini par une rampe linéaire de durée supérieure à 100 μs permet, d'après la mesure par band mapping, de ne transférer aucune population dans les bandes excitées. L'expression du critère de Landau Zener [95] pour obtenir une transition adiabatique est donnée, dans le cas adapté à notre chargement, par :

$$\frac{2\pi}{\hbar}\frac{\Delta^2}{\frac{dV_0}{dt}} \gg 1 \tag{3.5}$$

où $\frac{dV_0}{dt}$ est la variation de la profondeur des réseaux, et Δ est l'écart en énergie entre l'état fondamental et la première bande excitée pour des quasi-particules de moment $q = 0$, qui est toujours supérieur à 4 E_r [116]. Ce critère nous indique qu'il faut effectuer une rampe de chargement en un temps très supérieur à 3 μs, ce qui concorde avec l'expérience. Nous avons alors choisi un temps de chargement de 15 ms, bien plus grand que la limite de diabaticité, et long devant le temps caractéristique d'oscillation dans le piège (environ 3 ms), pour lequel on n'observe par band mapping aucune population dans les bandes excitées.

Nous limitons ce temps à 15 ms, même si un temps encore plus long assure en principe une adiabaticité encore meilleure. En effet, pour un nuage chargé dans un réseau en un temps trop court, les différences de population entre sites, alliées à d'éventuelles différences de potentiels de piégeage (à cause de la taille finie de la longueur de Rayleigh du faisceau, ou de la présence de gradients, par exemple) font que les phases des populations dans chacun des sites évoluent différemment. Ceci entraîne la perte de la cohérence totale du nuage qui existait auparavant pour le condensat, perte de cohérence visible par un échauffement mesurable après extinction lente des réseaux [117]. Cette décohérence se manifeste d'autant plus que l'effet tunnel entre sites est faible, soit pour des réseaux très profonds.

3.2.5 Principales caractéristiques des réseaux utilisés

Nous donnons ici les caractéristiques principales des réseaux ainsi formés, pour les géométries 2D et 1D. La profondeur pour chacun des deux réseaux optiques est de 25-30 E_r. Dans ces conditions, la largeur de la bande fondamentale associée à un réseau est $\frac{\Delta_0}{h} \approx 56$ Hz (obtenue par le calcul numérique section 3.2.3), et celles des bandes excitées 1 et 2 respectivement $\frac{\Delta_1}{h} \approx 1.6$ kHz et $\frac{\Delta_2}{h} \approx 16$ kHz. L'écart entre la bande fondamentale, et la première excitée est $\hbar\omega_l \approx h \times 120$ kHz.

Fréquences

A la fin de la rampe d'évaporation, et après une légère recompression, les fréquences d'oscillation du piège dipolaire, sans réseaux, sont $\frac{\omega_x}{2\pi} = 270$ Hz, $\frac{\omega_y}{2\pi} = 380$ Hz et $\frac{\omega_z}{2\pi} = 520$ Hz, mesurées par excitations paramétriques. Avec un réseau allumé, dans l'approximation où le fond d'un site est considéré comme celui d'un piège harmonique, il faut prendre en compte la fréquence de piégeage selon l'axe du réseau $\omega_{\text{réseau}} = \frac{1}{\hbar}\sqrt{4V_0\,E_r}$ [118], soit $\frac{\omega_{\text{réseau}}}{2\pi} \approx 135$ kHz. Cette valeur est légèrement différente de ω_l donnée ci-dessus, car le piège formé par les réseaux est sinusoïdal, et non harmonique. Dans toute la suite de ce chapitre, nous ferons l'approximation d'un piège harmonique $\omega_l \approx \omega_{\text{réseau}}$.

Dans les tubes 1D d'axes z (deux réseaux allumés, d'axes x et y), la fréquence radiale est alors $\frac{\omega_\perp}{2\pi} \approx 135$ kHz et la fréquence axiale est mesurée à $\frac{\omega_z}{2\pi} = 635$ Hz.

Effet tunnel

Le temps caractéristique τ_{tunnel} (à mi-hauteur) de passage par effet tunnel (« tunneling ») d'un site à l'autre d'un réseau de profondeur $V_0 = 25\,E_r$, pour un atome dans la bande fondamentale, peut être estimé [118] par la largeur de la bande fondamentale :

$$\tau_{\text{tunnel}} = \frac{2h}{\Delta_0} = \frac{h}{2J} \approx \frac{h}{2}\left[\frac{4}{\sqrt{\pi}} E_r\, s^{\frac{3}{4}}\, e^{-2\sqrt{s}}\right]^{-1} \approx 40 \text{ ms} \tag{3.6}$$

avec $s = \frac{V_0}{E_r}$, et le terme J est le gain en énergie cinétique dû au passage par effet tunnel d'un atome dans un site voisin. En première approximation, ce temps τ_{tunnel} sera considéré comme suffisamment long comparé à la durée typique de nos expériences (100 ms au maximum), pour pouvoir négliger l'effet tunnel d'un site à l'autre, pour les atomes de la bande fondamentale.

3.2.6 Calcul des densités

Condensat

Dans le condensat contenant $N_{tot} = 15000$ atomes, d'après les fréquences d'oscillation du piège dipolaire, la densité au centre est estimée [8] à :

$$n_0 = \frac{\hbar\omega_{OH}}{2g}\left(\frac{15N_{tot}a_S}{a_{OH}}\right)^{\frac{2}{5}} \approx 3\times 10^{20}\text{m}^{-3} \tag{3.7}$$

avec $\frac{\omega_{OH}}{2\pi}$ la moyenne géométrique des fréquences de l'oscillateur harmonique selon chaque axe, $a_{OH} = \sqrt{\frac{\hbar}{m_{Cr}\omega_{HO}}}$ la taille caractéristique moyenne du piège, a_S est la longueur de diffusion associée au potentiel moléculaire de spin total S_t (égal à 0, 2, 4 ou 6 – dans ces expériences nous utiliserons uniquement a_6) et $g = \frac{4\pi\hbar^2 a_S}{m_{Cr}}$ est la constante pour interactions de contact.

En ajoutant un réseau (réseau 1D), notre nuage est séparé en sites espacés de $\frac{\lambda_l}{2}$, soit environ 40 crêpes distinctes (il faut compter que pour ces configurations, le volume maximal occupé par le nuage dans le réseau est légèrement supérieur à celui du condensat en 3D, cf. section 4.6.2). Avec 2 réseaux optiques (réseau 2D), on forme une matrice d'environ 600 tubes indépendants.

Géométrie 2D : site central

On cherche maintenant à calculer les densités « pic » des nuages pour les cas d'ajout d'un ou de deux réseaux optiques. Le système d'imagerie à disposition ne permet pas de mesurer in situ la densité locale pour chaque site, ni les rayons de Thomas Fermi in situ. Nous avons uniquement accès à des informations globales (nombre d'atomes, température...) moyennées sur l'ensemble des sites. Il faut donc faire des hypothèses sur la densité locale, en fonction des paramètres connus (profondeur des réseaux, fréquences d'oscillations dans le piège dipolaire, ...).

Considérons dans un premier temps la géométrie 2D, dans le cas d'un nuage suffisamment froid pour être dégénéré. Chaque crêpe est considérée comme un système quasi-2D, dont les collisions sont toujours décrites par la diffusion en 3D, ce qui est valide tant que la taille caractéristique du confinement par le réseau $a_l = \sqrt{\frac{\hbar}{m_{Cr}\,\omega_l}}$ reste très supérieure à la longueur de diffusion a_S. Pour une crêpe, nous prenons alors un profil de densité gaussien selon l'axe de confinement y, et un profil Thomas Fermi selon les axes perpendiculaires (x, z) :

$$\Psi \propto e^{-\frac{y^2}{2a_l^2}} \times \sqrt{1 - \frac{x^2}{R_x^2} - \frac{z^2}{R_z^2}} \tag{3.8}$$

où R_x et R_z sont les rayons de Thomas Fermi du condensat selon les axes x et z. La validité d'un tel « ansatz » gaussien est justifiée par la grande profondeur de nos réseaux ($s = \frac{V_0}{E_r} >> 1$) par rapport à l'énergie d'interaction qui est beaucoup plus faible, de l'ordre du potentiel chimique ($\mu \approx 5$ kHz dans le réseau). De ce fait, les interactions sont trop faibles pour pouvoir déformer le profil de densité selon l'axe de fort confinement, qui reste donc gaussien. La normalisation de cette fonction d'onde pour le site central nous donne une relation entre la densité pic au centre n_0^{3D} (le

système est jusque là toujours considéré comme étant à 3 dimensions) et le nombre d'atomes dans ce site N_0 : $n_0^{3D} = \frac{2N_0}{\pi^{\frac{3}{2}} a_l R_x R_z}$.

Puis, en suivant le formalisme développé pour des condensats en quasi-2D dans [112], le potentiel chimique s'exprime de la façon suivante :

$$\mu = g_{2D} n_0^{2D} = \frac{2\sqrt{2}\pi\hbar^2}{m_{Cr}} \frac{a_S}{a_l} n_0^{2D} = \frac{2\sqrt{2}\pi\hbar^2 a_S}{m_{Cr}} n_0^{3D} = \frac{1}{2} m_{Cr} \omega_i^2 R_i^2 \tag{3.9}$$

avec ω_i les différentes fréquences d'oscillation dans le piège dipolaire, g_{2D} la constante d'interaction en 2D, et n_0^{2D} la densité à 2D. Finalement l'expression de la densité pic du site central, en fonction du nombre d'atomes dans ce site, s'exprime :

$$n_0^{3D} = \left(\frac{N_0\, m_{Cr}^2\, \omega_x \omega_z}{2\sqrt{2}\, \pi^{\frac{5}{2}}\, \hbar^2\, a_S\, a_l} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{3.10}$$

Géométrie 2D : ensemble des sites

Pour prendre en compte les différents sites, considérons la somme des profils de chaque crêpe (espacés de $\frac{\lambda_l}{2}$), modulée par l'enveloppe globale du nuage, qui est choisie égale à un profil de Thomas Fermi du BEC selon y, dans l'hypothèse où le potentiel chimique reste constant. Cela donne une somme des nombres d'atomes du type :

$$N_{tot} = \sum_{i=-i_{max}}^{i_{max}} N_i = \sum_{i=-i_{max}}^{i_{max}} N_0 (1 - \frac{i^2}{i_{max}^2})^2 \tag{3.11}$$

Avec R_y le rayon de Thomas Fermi en y de l'enveloppe du nuage, et $i_{max} = \frac{2R_y}{\lambda_l}$. Nous obtenons la relation $N_0 = \frac{15\lambda_l}{32R_y} N_{\text{tot}}$ et l'expression de la densité pic en fonction du nombre d'atomes total :

$$n_0^{3D} = \left(\frac{15\, N_{\text{tot}}\, m_{Cr}^3\, \omega_x \omega_y \omega_z\, \lambda_l}{16\; 2^{\frac{3}{4}}\, h^3\, a_S^{\frac{3}{2}}\, a_l} \right)^{\frac{2}{5}} \tag{3.12}$$

Géométrie 1D

En géométrie 1D, un calcul similaire à celui mené précédemment pour la géométrie 2D, mais en utilisant cette fois un profil gaussien selon les deux axes de confinement, et un profil Thomas Fermi selon l'axe des tubes, donne l'expression de la densité pic en fonction du nombre total d'atomes :

$$n_0^{3D} = \left(\frac{15\, N_{tot}\, m_{Cr}^3\, \omega_x \omega_y \omega_z\, \lambda_l^2}{32\sqrt{\pi}\, h^3\, a_S^{\frac{3}{2}} a_l^2} \right)^{\frac{2}{5}} \tag{3.13}$$

Dans des réseaux optiques, la densité pic en géométrie 2D est estimée à 6×10^{20} m^{-3} grâce à éq. (3.12), et en géométrie 1D, elle est estimée à 1.5×10^{21} m^{-3} grâce à éq. (3.13).

3.3 Méthodes pour observer la relaxation dipolaire en dimensions réduites

3.3.1 Protocole expérimental

Après avoir préparé un condensat dans le sous-état $m_S = -3$, maintenu dans le piège dipolaire croisé (cf. section 1.2.7), nous fixons le champ magnétique à une valeur donnée (cf. section 3.3.2 suivante), puis le condensat est chargé dans un ou deux réseaux optiques, en allumant adiabatiquement en 15 ms les faisceaux des réseaux. Un balayage rf (une rampe sur la fréquence, cf. section 1.2.6) est alors appliqué pour transférer les atomes dans le sous-état $m_S = +3$ où la relaxation dipolaire est énergétiquement autorisée. Après un temps variable de relaxation dipolaire, les atomes sont à nouveau transférés dans $m_S = -3$ par le même balayage rf. La puissance du(des) réseau(x) optique(s) est ensuite ramenée à zéro, par une rampe linéaire de même durée que celle du chargement, afin d'avoir ainsi accès à la température et au nombre d'atomes restant dans le nuage (cependant la température n'est pas constante en diminuant lentement la profondeur des réseaux). L'autre méthode de mesure, et c'est celle que nous utiliserons le plus, consiste à effectuer une procédure de band mapping en 100 μs, pour avoir de plus accès aux populations des différentes bandes vibrationnelles (cf. section 3.3.3 suivante). La séquence ainsi décrite est récapitulée sur le schéma Fig. 3.6.

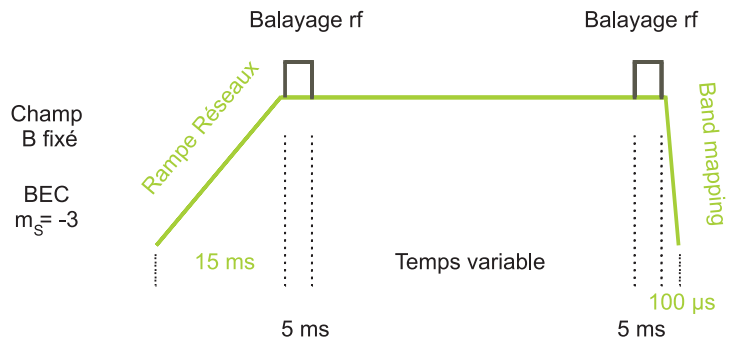

FIGURE 3.6 – *Séquence utilisée pour mesurer le taux de relaxation dipolaire dans les réseaux optiques, pour des atomes basculés dans le sous-état $m_S = +3$.*

3.3.2 Contrôle du champ magnétique

La relaxation dipolaire est un type de collisions inélastiques, où l'énergie Zeeman interne est convertie en énergie cinétique (cf. section 2.2.2) : le gain en énergie cinétique s'écrit alors $\Delta E^{(j)} = j \times g_S \mu_B B$ suivant le canal j de relaxation. Il est donc nécessaire de bien contrôler le champ magnétique au niveau des atomes, en amplitude ainsi qu'en direction, du fait de l'anisotropie de l'interaction dipôle-dipôle. Pour cela nous mesurons la norme du champ par spectroscopie rf (combinaison d'un balayage rf et d'une analyse par Stern et Gerlach, cf. section 4.5.1) et nous recherchons le minimum du champ magnétique, par l'application de différentes valeurs de courants sur nos trois jeux de bobines (en configuration Helmotz) dédiés chacun à un des trois axes de notre système : le champ est ainsi minimisé successivement sur chaque axe. Notre procédure de spectroscopie permet d'obtenir une mesure de l'amplitude de B avec une précision d'environ 1 à 2 kHz (c'est à dire environ ± 0.5 mG). La précision du repérage de la configuration où $B = 0$ est limitée par les fluctuations (techniques, terrestres, ...) du champ. Typiquement, pour une mesure inférieure à 5 kHz, on considérera cette configuration comme étant celle du champ nul. Nos performances en contrôle du champ seront bien meilleures lors des expériences décrites dans la partie 4, après la mise en place d'un dispositif de compensation active du champ (cf. Annexe A.2).

A partir de ce minimum, un champ magnétique est appliqué grâce à une seule paire de bobines, selon une direction alors bien définie, et son amplitude est à nouveau mesurée par spectroscopie rf.

En géométrie 2D, nous appliquerons un champ parallèle au plan (x, z) des gaz 2D. Lors des expériences en géométrie 1D, la direction du champ B devra être très finement alignée (± 0.05 rad, cf. section 3.4.4) avec l'axe z des tubes.

3.3.3 Résultats typiques

Nos mesures sont fournies principalement par imagerie par absorption, après la procédure de band mapping (cf. section 3.2.4), suivie d'un temps de vol entre 2 et 5 ms, donnant des images semblables à celle de la figure Fig. 3.7.

Pour un seul réseau (sur l'axe vertical y), les populations des différentes bandes pourront être déterminées en mesurant celles dans les différentes zones de Brillouin. Sur la figure Fig. 3.7, on peut voir selon l'axe vertical la délimitation assez nette de la première zone de Brillouin, de taille donnée par les extrema à $\pm\hbar k_l$ ($\times \frac{t_{\mathrm{TOF}}}{m_{Cr}}$). Nous nous sommes assurés de la position exacte de ces extrema en repérant la position des ordres de diffraction à $\pm 2\hbar k_l$ pour un même temps de vol, lors de la mesure de la profondeur du réseau (section 3.2.3).

La mesure de la distribution en moment selon l'axe horizontal z (perpendiculaire à l'axe du réseau) nous donne accès à la température du nuage. L'élévation de température est une conséquence de l'énergie cinétique gagnée par une paire d'atomes effectuant une relaxation dipolaire.

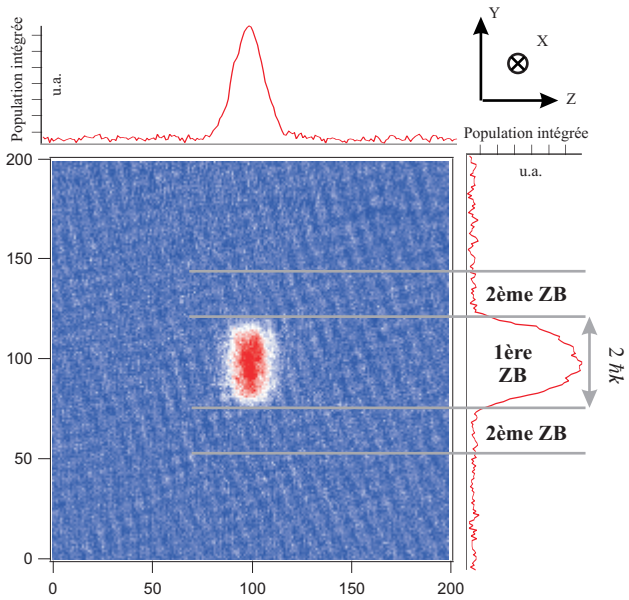

FIGURE 3.7 – *Image par absorption après band mapping (avec 2 réseaux, d'axes x et y), dans le cas sans relaxation dipolaire (champ magnétique sous le seuil, voir section 3.4.2). L'axe horizontal z donne la température du nuage, le vertical y donne la population dans les bandes excitées (nulle ici). Abscisse et ordonnée correspondent aux pixels de la caméra.*

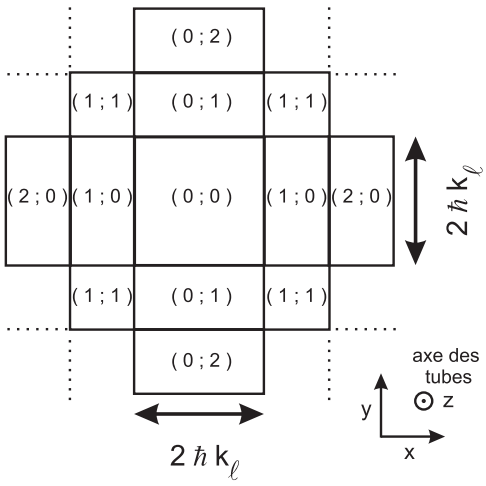

FIGURE 3.8 – *Schéma de la répartition spatiale après band mapping des populations des bandes vibrationnelles $(\nu_x\,;\nu_y)$ dans le cas de deux réseaux orthogonaux indépendants de grande profondeur (ici, les réseaux optiques ont pour axes l'horizontale et la verticale).*

Pour deux réseaux simultanés, les informations extraites de ces images sont assez semblables, étant donné que l'un des réseaux est selon l'axe vertical y, et que l'autre est

selon notre axe d'imagerie x (à un angle $\approx 7°$ près) : nous ne pouvons donc pas observer les différentes zones de Brillouin sur l'axe horizontal, l'angle avec l'axe d'imagerie étant trop petit. Par contre la distribution d'énergie le long des tubes, dont l'axe est dans le plan d'imagerie, est observable par une coupe horizontale, dont est alors extraite une température effective.

Il est important de noter qu'en présence de deux réseaux orthogonaux et indépendants, la distribution spatiale des zones de Brillouin après temps de vol est plus compliquée que pour un seul réseau (voir par exemple [117]). Dans le cas de réseaux très profonds (cf. Fig. 3.8), du fait de l'intégration selon l'axe d'imagerie, on mesure dans la largeur $\hbar k_l$ correspondant à la deuxième zone de Brillouin du réseau vertical seul, une population provenant de la bande ($\nu_x = 0\,;\nu_y = 1$) ainsi qu'une population doublement excitée ($\nu_x = 1\,;\nu_y = 1$).

3.4 Les processus de relaxation dipolaire

3.4.1 Premières observations expérimentales - Principe

La figure Fig. 3.9 est obtenue avec les méthodes détaillées ci-dessus : elle montre la dépendance en champ magnétique de la relaxation dipolaire. L'augmentation de la température du nuage y est un indicateur qualitatif (pour l'instant) du taux de relaxation dipolaire.

L'un des caractères les plus frappants de ces mesures est la présence de seuils en champ magnétique, en dessous desquels la relaxation dipolaire est fortement réduite, voire quasi-annulée en 1D. La relaxation dipolaire a pour caractéristique de changer le spin total de la paire d'atomes collisionnant [87], convertissant l'énergie magnétique en énergie cinétique. La présence du fort confinement réduit la densité d'états possibles en sortie de collision, ce qui diminue les taux de collisions inélastiques dipolaires. Plus particulièrement, les deux seuils observés Fig. 3.9 sont situés à des valeurs de B telles que l'énergie Zeeman $i \times g_S \mu_B B$ ($i = 1$ ou 2) relachée lors de la collision inélastique corresponde au gap entre la bande fondamentale et la première bande excitée des réseaux optiques, soit $\hbar\omega_l \approx 120$ kHz. Sous ce seuil, l'énergie cinétique gagnée par collision est insuffisante pour créer une excitation vibrationnelle, et le taux de relaxation dipolaire diminue.

Le deuxième point marquant sur ces données est la différence de chauffage observée entre les deux configurations. En 2D, même après un temps minimal de 5 ms (limitation technique de notre protocole expérimental), le nuage, dont la température était inférieure à la température de dégénérescence $T_D^{2D} \approx 0.61 \frac{\hbar\omega_{2D}}{k_B}\sqrt{N}$ (avec $\omega_{2D} = \sqrt{\omega_x \omega_z}$) [119], est tellement chauffé par collisions dipolaires que sa température finale dépasse T_D^{2D}. Au champ magnétique donnant le minimum de relaxation dipolaire, le taux de chauffage $\Gamma_{\text{heat}}^{2D} = 6$ nK.ms^{-1}, pour une densité pic au sein des nuages quasi-2D de $n^{2D} = 6 \times 10^{20}$ m^{-3} donne un taux de relaxation dipolaire $\beta^{2D} = 0.8 \times 10^{-19}$ m^3.s^{-1}. Le chauffage est si fort que nous pouvons considérer que le système devient presque

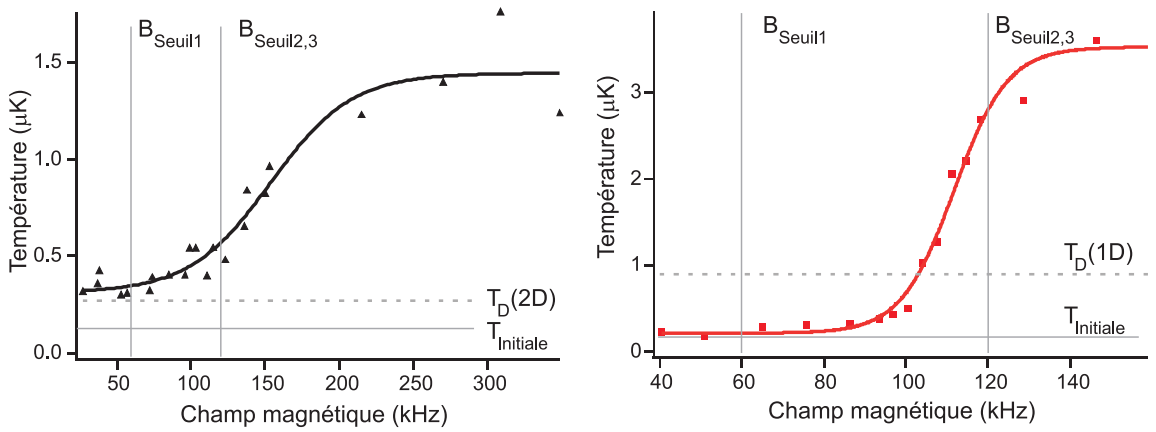

FIGURE 3.9 – *Exemple d'augmentation de la température par relaxation dipolaire, en fonction du champ magnétique (exprimé en Hz, comme* $\frac{g_S \mu_B B}{h}$*, où* 100 *kHz* $\equiv$ 36 *mG). En noir, géométrie 2D, après 10 ms de relaxation dipolaire, champ* $\vec{B}$ *orienté dans le plan des crêpes (selon* x*). En rouge, géométrie 1D, après 75 ms de relaxation dipolaire, champ* $\vec{B}$ *selon l'axe des tubes (axe* z*). Chaque réseau a une profondeur de 25-30* E_r*, soit* $\hbar\omega_l \approx 120$ *kHz. Les traits verticaux indiquent les positions des seuils* B_{seuil_1} *et* $B_{\text{seuil}_{2,3}}$ *(cf. texte). Les pointillés horizontaux donnent la température de dégénérescence [119, 120] dans chacune des géométries, les traits continus horizontaux donnent la température initiale. Les courbes en traits pleins sont des guides pour l'oeil.*

instantanément un ensemble de nuages thermiques quasi-2D : en pratique, β^{2D} est mesuré sur un nuage thermique. Au contraire, en géométrie 1D sous le seuil, le chauffage observé est très faible, de l'ordre de $\Gamma^{1D}_{\text{heat}} = 1$ nK.ms^{-1}, alors que la densité pic au sein de chaque nuage quasi-1D est plus élevée qu'en 2D $n^{1D} = 1.5 \times 10^{21}$ m^{-3}, ce qui donne un taux de relaxation dipolaire $\beta^{1D} = (5 \pm 1.5) \times 10^{-22}$ m^3.s^{-1}, soit 160 fois plus faible qu'en 2D, et près de trois ordres de grandeur plus faible qu'au sein du condensat non confiné. Le chauffage est alors si faible que la température du nuage reste très inférieure à la température de dégénérescence $T^{1D}_D = \frac{\hbar\omega_z}{k_B} \frac{N}{\ln(2N)}$ [120], et ce même après 75 ms dans l'état $m_S = +3$.

Cette nette différence de chauffage entre les deux géométries provient de l'annulation du couplage dû à l'interaction dipôle-dipôle pour certains canaux de relaxation dipolaire, pour des raisons de symétrie du nuage confiné. En effet, pour une géométrie cylindrique, la relaxation dipolaire ne peut se produire sans mise en rotation de la paire de particules effectuant la collision. Cette mise en rotation s'effectue, en géométrie 1D dans le cas de la figure Fig. 3.9, autour de l'axe des tubes (car le champ magnétique est orienté selon cet axe), ce qui correspond à une mise en rotation dans le plan où le confinement est le plus fort. Cette mise en rotation coûte donc une énergie dépendant du confinement, si bien que si l'énergie cinétique gagnée lors de la collision inélastique n'est pas suffisante pour créer un quantum de rotation, alors le taux de relaxation

dipolaire est nul.

A champ faible, la réduction des collisions inélastiques observée Fig. 3.9 s'explique donc par ces deux arguments : l'énergie gagnée lors de la collision est trop faible pour surmonter le gap entre les bandes vibrationnelles des réseaux optiques ; la conservation du moment angulaire total implique la mise en rotation du système, ce qui dans un système 1D à géométrie cylindrique nécessite une énergie de sortie de collision suffisante, sans quoi la relaxation dipolaire est interdite.

3.4.2 Dépendance en champ magnétique

Nous allons maintenant expliquer en détail la présence des seuils observés sur la figure Fig. 3.9 par des considérations sur l'énergie cinétique et l'énergie interne de magnétisation (dépendant du sous-état Zeeman considéré) du système. La section 2.2.2 a déjà présenté les canaux de relaxation dipolaire possibles (éq 2.7 et éq. 2.8) pour des atomes dans le sous-état $m_S = +3$ et l'énergie cinétique du canal de sortie, rappelés ici :

$$|3,3\rangle \equiv |0\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|3,2\rangle + |2,3\rangle) \equiv |1\rangle \qquad \Delta E^{(1)} = g_S \mu_B B \tag{3.14}$$

$$\rightarrow |2,2\rangle \equiv |2\rangle \qquad \Delta E^{(2)} = 2\, g_S \mu_B B \tag{3.15}$$

où B est le champ magnétique externe statique au niveau des atomes. Si les atomes ne sont pas tous dans le sous-état $m_S = 3$, il y a ouverture de nouveaux canaux de relaxation dipolaire, entre états de spin semblables et\ou différents, vers des sous-états Zeeman de plus basse énergie, ainsi que la possibilité de collisions avec échange de spin (cf. section 2.2.1). Nous restreindrons notre modèle au cas où les populations dans $|1\rangle$ et $|2\rangle$, restent faibles. Dans le cas d'un confinement uniquement selon l'axe y, créé par un seul réseau optique (les autres axes sont considérés comme non piégés), il apparaît, par conservation de l'énergie totale, que le processus de relaxation dipolaire doit respecter la relation :

$$\frac{\hbar^2 k_f^2}{2\mu} = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2\mu} - (n_f - n_i)\hbar\omega_l + \Delta M_S \times g_S \mu_B B \tag{3.16}$$

où $\Delta M_S = M_{S_i} - M_{S_f}$ est la variation de la projection du spin total associé à la paire d'atomes, $\mu = \frac{m_{Cr}}{2}$ la masse réduite, $k_{i,f}(x,z)$ le vecteur d'onde dans le plan (x,z) radial à l'axe du réseau, et $n_{i,f}$ est le nombre quantique associé au confinement dû à ce réseau. Pour écrire cette relation, nous avons fait l'approximation d'un piégeage harmonique dans chaque site, d'où la présence du terme $\hbar\omega_l$ qui détermine en fait l'écart entre la bande vibrationnelle fondamentale et la première excitée.

Réduction de la densité d'états

Démontrons à partir de l'équation éq. (3.16) l'existence des seuils observés, qui correspondent à des excitations vibrationnelles. Considérons un condensat chargé adiabatiquement dans les réseaux optiques. Le système vérifie les conditions $\frac{\hbar^2 k_i^2}{2\mu} < \hbar\omega_l$ et le nombre quantique associé à l'état d'entrée de collision est $n_i = 0$. Pour un champ magnétique suffisamment faible par rapport à $\hbar\omega_l$, la nécessité de la conservation de l'énergie éq. (3.16) implique alors la diminution du taux de relaxation dipolaire.

En effet les atomes sont basculés dans le sous-état $m_S = +3$ par un balayage rf. Les règles de sélection permettent alors seulement $\Delta M_S = M_{S_i} - M_{S_f}$ égal à 1 ou 2. Ceci entraîne un premier seuil en énergie pour le champ magnétique B_{seuil_1} pour $n_f = 1$ et $\Delta M_S = 2$ (canal 2, cf éq. (3.15)), en dessous duquel la relaxation dipolaire n'est pas possible :

$$2g_S\mu_B B_{\text{seuil}_1} = -\frac{\hbar^2 k_i^2}{2\mu} + \hbar\omega_l \quad \text{donc pour} \quad B_{\text{seuil}_1} \approx \frac{1}{2}\frac{\hbar\omega_l}{g_S\mu_B} \tag{3.17}$$

Puis, avec B croissant, apparaissent deux autres seuils B_{seuil_2} et B_{seuil_3}, l'un correspondant à $n_f = 1$ et $\Delta M_S = 1$ (canal 1, cf éq. (3.14)), l'autre à $n_f = 2$ et $\Delta M_S = 2$ (canal 2, cf éq. (3.15)) :

$$g_S\mu_B B_{\text{seuil}_2} = -\frac{\hbar^2 k_i^2}{2\mu} + \hbar\omega_l \qquad \text{et} \qquad 2g_S\mu_B B_{\text{seuil}_3} = -\frac{\hbar^2 k_i^2}{2\mu} + 2\hbar\omega_l \tag{3.18}$$

Ces deux seuils sont très proches $B_{\text{seuil}_2} \approx B_{\text{seuil}_3} \approx \frac{\hbar\omega_l}{g_S\mu_B}$, avec cependant une légère différence : $B_{\text{seuil}_2} > B_{\text{seuil}_3}$ à cause de l'anharmonicité du piège. Dans ces expressions et dans les développements qui vont suivre, nous avons négligé l'effet de l'anharmonicité du piège créé par les réseaux optiques, qui déplace légèrement la position des seuils en champs magnétiques.

Si le champ magnétique est inférieur à ces seuils dépendants de la fréquence du piège harmonique, la relaxation dipolaire avec excitation de bande n'est plus possible. La présence d'un réseau optique diminue donc le nombre d'états accessibles en sortie de relaxation dipolaire (en augmentant la fréquence du piège jusqu'à $\frac{\omega_l}{2\pi}$), lorsque le champ magnétique est petit. Il en découle alors une réduction du taux de relaxation dipolaire pour un champ magnétique sous ces trois seuils B_{seuil_i}.

Il est important de préciser que ces trois seuils ne sont pas les seuls qui existent, mais ce sont ceux pertinents pour la gamme de champ magnétique explorée : l'énergie Zeeman est en effet maintenue inférieure à $\{2-3\}\ \hbar\omega_l$.

Autres facteurs

Il ressort de ces premières considérations sur l'énergie lors des collisions inélastiques dipolaires, que la modification de la relaxation dipolaire par confinement est en partie

due à la réduction de la densité d'état dans les canaux de sortie de collisions. Cependant, cela ne suffit pas à expliquer tous les aspects des résultats expérimentaux observés :

- En géométrie 2D (cf. les résultats de la figure Fig. 3.13 présentée plus loin), le taux de relaxation dipolaire augmente quand le champ $\vec{B}$, orienté dans le plan des crêpes, diminue au dessous du seuil B_{seuil_1}. Seul le calcul de diffusion permet de rendre compte de ce phénomène (cf. le modèle théorique développé section 3.5.4). Remarquons que dans le cas où le champ tend vers la valeur nulle, le taux de relaxation dipolaire en géométrie 2D augmente alors jusqu'à devenir semblable au taux en géométrie 3D (la température effective est alors fixée par l'énergie de point zéro dans le réseau).
- En géométrie 1D le taux de relaxation dipolaire diminue extrêmement, jusqu'à quasiment s'annuler, en dessous des seuils $B_{\text{seuil}_2} \approx B_{\text{seuil}_3}$, comme le montre qualitativement la figure Fig. 3.9. Les collisions inélastiques dipolaire sont alors annulées même au delà du premier seuil B_{seuil_1}, car elles sont interdites pour des arguments de symétrie, que nous allons détailler maintenant.

3.4.3 Influence de la symétrie du piège

La symétrie du piège joue un rôle pour la relaxation dipolaire du fait du caractère anisotrope de l'interaction dipôle-dipôle. Pour la gamme des faibles champs magnétiques explorée ici, les collisions inélastiques de relaxation dipolaire s'effectuent à des distances inter-nucléaires R_{RD} (cf. section 2.4.1) de l'ordre de la distance caractéristique de l'oscillateur harmonique du piège (défini par les réseaux) selon l'(es) axe(s) de plus fort confinement. La relaxation dipolaire a donc lieu à une distance telle qu'elle devient sensible à la géométrie imposée par le(s) réseau(x) optique(s).

Calculons alors l'expression des termes de couplage pour la relaxation dipolaire, en commençant par rappeler l'expression de l'interaction dipôle-dipôle pour deux particules de spin S_1 et S_2 situées à la position relative $\vec{r}$:

$$V_{dd}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 (g_S \mu_B)^2}{4\pi} \frac{\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 - 3(\vec{S}_1 \cdot \vec{r})(\vec{S}_2 \cdot \vec{r})}{r^3} \tag{3.19}$$

On remplacera par la suite le terme en préfacteur $\frac{\mu_0 (g_S \mu_B)^2}{4\pi}$ par la constante d^2. En partant dans notre expérience de l'état de plus haute énergie $|0\rangle = |3,3\rangle$, pour un champ $\vec{B}$ aligné selon l'axe z, les termes de couplage vers les états $|1\rangle$ et $|2\rangle$ des deux canaux de relaxation dipolaire, déjà calculés section 2.3.2, sont donnés par :

$$\begin{aligned} V_1 = \langle \Psi_{\text{out},1} | V_{dd} | \Psi_0 \rangle &= 3 S^{\frac{3}{2}} d^2 \, \langle \Psi_{\text{out},1} | \frac{1}{r^3} \, \frac{(x+iy)z}{r^2} | \Psi_0 \rangle \\ &= S^{\frac{3}{2}} d^2 \sqrt{\frac{24\pi}{5}} \, \langle \Psi_{\text{out},1} | \frac{1}{r^3} \, Y_2^1(\theta,\phi) | \Psi_0 \rangle \end{aligned} \tag{3.20}$$

$$\begin{aligned} V_2 = \langle \Psi_{\text{out},2} | V_{dd} | \Psi_0 \rangle &= \frac{3}{2} S d^2 \, \langle \Psi_{\text{out},2} | \frac{1}{r^3} \, \frac{(x+iy)^2}{r^2} | \Psi_0 \rangle \\ &= S d^2 \sqrt{\frac{24\pi}{5}} \, \langle \Psi_{\text{out},2} | \frac{1}{r^3} \, Y_2^2(\theta,\phi) | \Psi_0 \rangle \end{aligned} \tag{3.21}$$

où x, y et z sont les coordonnées relatives respectivement $x_1 - x_2$, $y_1 - y_2$ et $z_1 - z_2$ du système à deux particules, et $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. Le terme $S = 3$ est le spin d'un atome de chrome. Les termes $|\Psi_{\text{out},i}\rangle$ et $|\Psi_0\rangle$ sont les fonctions d'onde associées aux états $|i\rangle$ et $|0\rangle$ définis précédemment section 3.4.2. Les fonctions $Y_l^m(\theta,\phi)$ sont les harmoniques sphériques (définies précédemment, cf. éq. (2.29)), avec r, θ et ϕ les coordonnées relatives sphériques.

Dans le cas d'un piège harmonique à géométrie sphérique, la partie orbitale des termes $|\Psi_{\text{out},i}\rangle$ est décomposée sur la base des ondes partielles, et nous considérons un condensat, dont la partie orbitale en $l = 0$ est proportionnelle à $Y_0^0(\theta,\phi)$. Les équations éq. (3.20) et éq. (3.21) montrent que les parties orbitales des fonctions d'ondes $|\Psi_{\text{out},1}\rangle$ et $|\Psi_{\text{out},2}\rangle$ couplées par V_{dd} sont proportionnelles respectivement à $Y_2^1(\theta,\phi)$ et $Y_2^2(\theta,\phi)$. Nous voyons donc l'influence de la symétrie du potentiel d'interaction dipôle-dipôle qui conditionne les états de sortie disponibles.

Exemple en géométrie cylindrique : annulation de la relaxation dipolaire

La géométrie du piège devient non sphérique lorsqu'interviennent les réseaux optiques. Prenons le cas particulier d'une géométrie cylindrique du piège (cas de la géométrie 1D), d'axe z, cet axe définissant également la direction du champ magnétique $\vec{B}$. La coordonnée radiale ρ donne la distance à l'axe z, soit selon les axes de fort confinement.

Dans l'expression du couplage du canal 1, le terme $(x + iy) = \rho\, e^{i\phi}$ correspond à l'excitation vers la première bande vibrationnelle des réseaux ($n_f = 1$, correspondant au cas définissant B_{seuil_2}). De plus la partie $e^{i\phi}$ indique la mise en rotation de la paire de particules. En effet pour que le couplage V_1 soit non nul, étant donné que la fonction d'onde d'entrée $|\Psi_0\rangle$ est paire selon les trois axes x, y et z, il faut considérer une fonction d'onde $|\Psi_{\text{out},1}\rangle$ proportionnelle à $\rho\, e^{i\phi} H_{2n+1}(z)$. Les termes $H_{2n+1}(z)$ avec $n \in \mathbb{N}$ sont les polynômes de Hermite d'ordres impairs, associés aux excitations vibrationnelles selon l'axe z des tubes, de plus faible confinement.

De même pour le canal 2 de relaxation dipolaire, les fonctions d'onde de l'état de sortie s'écrivent $|\Psi_{\text{out},2}\rangle \propto \rho^2\, e^{i2\phi} H_{2n}(z)$ avec $n \in \mathbb{N}$. Le terme $(x+iy)^2 = (x_1 + iy_1)^2 -$

$2(x_1 + iy_1)(x_2 + iy_2) + (x_2 + iy_2)^2$ implique le peuplement à la fois de la première et de la deuxième bande excitée des réseaux optiques.

Il apparaît donc que la symétrie cylindrique du piège associée à l'expression anisotrope du potentiel dipolaire impose deux caractéristiques aux produits de collision : il y a mise en rotation de la paire de particules ; selon l'axe des tubes, les niveaux d'énergie peuplés sont ceux correspondants à des fonctions d'onde impaires pour le canal 1 et paires pour le canal 2.

La mise en rotation des produits de ces collisions implique, pour un champ $\vec{B}$ parallèle à l'axe des cylindres, un transfert d'énergie cinétique uniquement selon les axes x et y, ce qui implique une excitation des bandes vibrationnelles des réseaux. Or, si l'énergie Zeeman associée à la collision inélastique n'est pas suffisante pour exciter ces bandes vibrationnelles, le système n'a pas assez d'énergie pour mettre en rotation la paire de particules, et la relaxation dipolaire dans ces canaux est interdite. La relaxation dipolaire à un champ magnétique faible ($B < B_{\text{seuil}_{2,3}}$) est alors totalement annulée dans ce cas particulier.

Notons que si la symétrie du système est brisée (si $\vec{B}$ n'est plus orienté selon l'axe z, ou si la géométrie du piège n'est pas circulaire dans le plan (x, y)) les expressions des fonctions d'onde $|\Psi_{\text{out},j}\rangle$ couplées à V_{dd} sont alors différentes : par exemple pour un champ $\vec{B}$ orienté selon un axe z' différent de z, les expressions de V_1 et V_2 ne s'écrivent plus dans la base (x, y, z), mais dans une base (x', y', z'). L'évolution du taux de relaxation dipolaire avec le champ magnétique est alors modifiée, ce que nous allons vérifier expérimentalement à la section 3.4.4 suivante.

Nous pouvons analyser de façon semblable les conséquences de la symétrie pour d'autres géométries. La symétrie du piège joue un rôle important dans le processus de relaxation dipolaire. Notons en particulier que les termes en $(x + iy)^j$ dans l'expression des couplages sont les initiateurs d'états à deux particules tournants autour de l'axe z. Le peuplement de tels états offre la possibilité excitante de créer ainsi des vortex simplement et doublement chargés ($(x+iy) = \rho\, e^{i\phi}$ ou $(x+iy)^2 = \rho^2\, e^{i2\phi}$) par relaxation dipolaire.

3.4.4 Vérification expérimentale de l'influence de la symétrie

Pour illustrer de façon expérimentale l'influence de la symétrie, nous avons mesuré la relaxation dipolaire en géométrie 1D, lorsque l'angle θ entre le champ $\vec{B}$ et l'axe des tubes est modifié. Pour un angle θ nul, à champ $B < B_{\text{seuil}_{2,3}}$, nous observons bien une quasi-annulation de la relaxation dipolaire, pour les raisons de symétrie évoquées ci-dessus.

Pour mesurer une évolution de la relaxation dipolaire en fonction de la symétrie cylindrique, on se place dans un champ magnétique sous le seuil $B_{\text{seuil}_{2,3}}$. Les atomes sont laissés pendant un temps fixe dans le sous-état $m_S = +3$, et puis le chauffage est mesuré (cf. Fig. 3.10), et ce pour différentes valeurs de l'angle θ (des composantes de

champs perpendiculaires à l'axe des tubes sont appliquées, tout en gardant la norme du champ magnétique bien inférieure au seuil $B_{\text{seuil}_{2,3}}$).

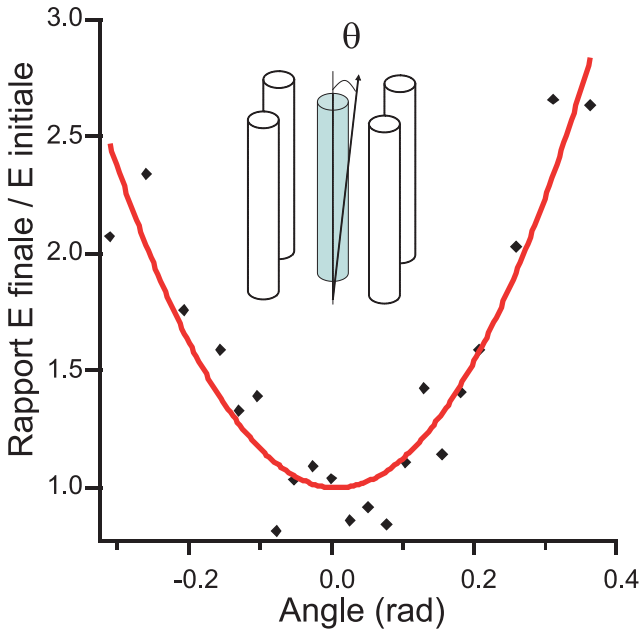

FIGURE 3.10 – *Energie relachée dans le nuage par 40 ms de relaxation dipolaire rapportée à l'énergie du système sans relaxation dipolaire, en fonction de l'angle θ entre l'axe des tubes et le champ magnétique $\vec{B}$.*

La température augmente effectivement sur les données de la figure Fig. 3.10 lorsque la symétrie cylindrique du système est brisée ($\theta \neq 0$ rad), signe que le taux de relaxation dipolaire augmente.

Un phénomène similaire peut être obtenu, en conservant le champ $\vec{B}$ bien aligné par rapport à l'axe des tubes, d'amplitude inférieure au seuil $B_{\text{seuil}_{2,3}}$, mais en faisant varier l'équilibre des puissances entre les deux réseaux, et donc en faisant varier l'ellipticité de la base du piège (dans le plan (x, y)). Le chauffage obtenu est mesuré pour un temps fixe pendant lequel les atomes sont dans $m_S = +3$, avec un champ $\vec{B}$ d'amplitude suffisamment faible pour être sûr d'être à tout moment sous les seuils définis par chacun des réseaux. Les résultats sont présentés sur la figure Fig. 3.11.

Le piégeage n'est plus à symétrie cylindrique, d'où l'ouverture de canaux de relaxation dipolaire. Ces expériences illustrent donc l'importance de la symétrie pour notre système confiné, une conséquence de l'anisotropie de l'interaction dipôle-dipôle.

Relaxation dipolaire inter-sites

Il est à noter que si le champ magnétique est encore davantage diminué, la distance caractéristique R_{RD} où se produisent les collisions inélastiques peut augmenter jusqu'à

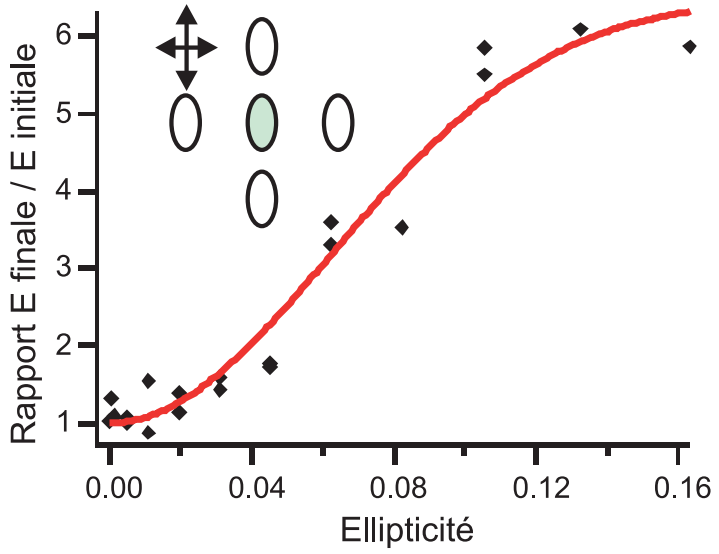

FIGURE 3.11 – *Energie relâchée dans le nuage par 40 ms de relaxation dipolaire, rapportée à l'énergie du système sans relaxation dipolaire, en fonction de l'ellipticité* $\frac{(\omega_x-\omega_y)^2}{(\omega_x+\omega_y)^2}$ *de la base des cylindres formés par les 2 réseaux* (ω_x *et* ω_y *sont les fréquences d'oscillation pour les deux axes principaux de chaque site), estimée par la mesure de la puissance lumineuse dans chacun des deux réseaux.*

devenir comparable à la distance inter-sites. Dans ce cas, la symétrie du système est brisée par la structure périodique des réseaux. De plus, R_{RD} devient comparable à la distance entre atomes $\left(\frac{1}{n}\right)^{\frac{1}{3}}$ (avec n la densité), et il faut alors considérer l'effet de l'interaction dipôle-dipôle comme un effet de champ moyen. Dans cette situation, nous devrions observer l'apparition de relaxation dipolaire inter-sites. Il est cependant techniquement difficile d'observer une telle relaxation, car elle apparaîtrait pour des champs de l'ordre de 1 à 10 mG, pour lesquels la parfaite orientation avec l'axe des tubes est difficile à maintenir. Faire la part des choses entre une probable relaxation dipolaire inter-sites et la relaxation intra-site due à une brisure de la symétrie est alors ardu.

Une expérience possible serait d'augmenter la distance entre chaque site, en changeant la longueur d'onde du faisceau du réseau, où en utilisant une géométrie à trois faisceaux cohérents entre eux, deux sur le même axe rétro-réfléchi, et un perpendiculaire, mais de même polarisation. La géométrie ainsi produite est un ensemble de tubes espacés cette fois de $\sqrt{2}\frac{\lambda}{2}$. On doit donc observer dans cette configuration de la relaxation dipolaire inter-sites pour des champs deux fois plus faibles que pour notre configuration. L'observation d'une variation de la relaxation dipolaire avec la distance entre chaque sites permettrait alors de prouver l'existence de relaxation dipolaire inter-site. Cependant dans cette configuration envisagée, la géométrie des sites n'est plus dans ce cas cylindrique, mais plutôt à base elliptique, ce qui peut constituer une brisure de

symétrie importante à prendre en compte.

Pour de si faibles valeurs de champ magnétique, en plus de la difficulté de l'alignement de $\vec{B}$, la physique en jeu devient plus compliquée, car on approche d'une valeur critique en B sous laquelle l'énergie Zeeman devient inférieure aux différences d'énergies d'interactions de contact entre les différents états de spin ($a_4 = 64\,a_B \neq a_6 = 102.5\,a_B$). Il existe alors une transition de phase prédite entre l'état ferromagnétique à hauts champs, et des phases avec différentes magnétisations [121, 17]. Cette physique sera étudiée en détail dans le chapitre 4 suivant.

3.5 Mesure du taux de relaxation dipolaire en géométrie 2D

3.5.1 Mesures

Nous allons maintenant mesurer quantitativement le taux de relaxation dipolaire dans ces conditions, et développer un modèle théorique rendant compte de ce taux.

Dans les données présentées dans les paragraphes précédents, nous avons identifié qualitativement le chauffage au taux de relaxation dipolaire, en considérant que le seul facteur de chauffage est la variation du spin total lors des collisions inélastiques, l'énergie magnétique Zeeman étant convertie en énergie cinétique. A bas champs, celle-ci n'étant pas suffisante pour expulser les atomes du piège pour la gamme de champ explorée : l'élévation de température par thermalisation est un bon indicateur du taux de collisions inélastiques.

Afin d'obtenir des mesures quantitatives, nous avons développé des modèles théoriques associés à chaque géométrie, adaptés aux grandeurs mesurables expérimentalement (cf. section 3.3.3 précédente). Nous verrons que ces modèles simples présentent un bon accord avec l'expérience, et permettent une analyse de la physique en jeu, ainsi que des mesures de taux de relaxation dipolaire extrêmement faibles, fortement modifiés par le confinement.

3.5.2 Méthode d'analyse et mesure en géométrie 2D

Dans le cas d'un gaz en géométrie 2D, nous observons un chauffage important dû à la relaxation dipolaire. Nous observons, sur les figures de band mapping, une distribution thermique qui représente une moyenne sur tous les sites de l'énergie cinétique relâchée par relaxation dipolaire. La thermalisation est en effet assurée par collisions élastiques entre les atomes ayant obtenu une grande énergie par relaxation dipolaire et les atomes de la partie majoritaire du nuage, restés dans le sous-état Zeeman $m_S = +3$ d'origine.

En géométrie 2D, nous ne mesurons aucune population discernable dans les bandes excitées du réseau (cf. section 3.3.3), même pour un champ magnétique supérieur aux

seuils $B_{\text{seuil}_{2,3}}$: ceci est dû à une rapide désexcitation collisionnelle (cf. section 3.6.1). Pour extraire de nos mesures un taux de relaxation dipolaire, écrivons l'équation locale de la variation de la population dans $m_S = +3$:

$$\frac{dn}{dt} = -\beta_{RD}\, n^2 - \Gamma_{\text{rés}}\, n \tag{3.22}$$

où $\Gamma_{\text{rés}}$ est le taux de pertes dues aux collisions à un corps avec le gaz résiduel (cause de pertes, mais non de chauffage), et β_{RD} est le taux relié aux collisions inélastiques par relaxation dipolaire.

Nous cherchons alors à exprimer l'équation éq. (3.22) en fonction de paramètres globaux, accessibles lors des mesures expérimentales (cf. section 3.3.3). Pour le cas de la géométrie 2D, le chauffage observé est extrêmement rapide, si bien que le système dépasse la température critique de dégénérescence T_D^{2D} de façon quasi-instantanée (dans les toutes premières millisecondes). Nous considérons alors que dès les premiers événements de relaxation dipolaire le nuage devient thermique, et que l'évolution se fait donc principalement au sein d'un gaz thermique.

Analyse pour un gaz thermique

Nous procédons donc à une analyse de la relaxation dipolaire dans un nuage thermique. Nous prenons alors comme fonction d'onde pour décrire le gaz au sein d'un site, le profil gaussien d'une distribution thermique pour la partie radiale, et un profil gaussien selon l'axe y de fort confinement :

$$\Psi_0 \propto \exp\left(-\frac{y^2}{2a_l^2}\right) \exp\left(-\frac{\frac{1}{2}m_{Cr}\,\omega_x^2 x^2}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{\frac{1}{2}m_{Cr}\,\omega_z^2 z^2}{k_B T}\right) \tag{3.23}$$

où k_B est la constante de Boltzmann et T la température. Cela modifie notamment l'expression de la densité éq. (3.12). Nous intégrons alors l'équation éq. (3.22) en utilisant la fonction d'onde éq. (3.23) :

$$n_{0,th}^{3D} = \left(\frac{15 N_{\text{tot}}\, m_{Cr}^2\, \omega_x \omega_y \omega_z\, \lambda_l}{32\, a_l a_S^{\frac{1}{2}}\, k_B T\, h\, \pi \sqrt{2}}\right)^{\frac{2}{3}} \tag{3.24}$$

$$\frac{dN_3}{dt} = -\frac{3}{7\sqrt{2}}\, \beta_{\text{RD}}\, n_{0,th}^{3D} N_3 - \Gamma_{\text{rés}} N_3 \tag{3.25}$$

Le terme $\Gamma_{\text{rés}}$ est négligé dans la suite, étant donné que la relaxation dipolaire est ici très rapide. Finalement, pour le cas de la géométrie 2D, on peut écrire le bilan énergétique suivant :

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= 2k_B T \frac{dN_3}{dt} + 2N_3\, k_B \frac{dT}{dt} \\ &\approxeq 2N_3\, k_B \frac{dT}{dt} = \frac{3}{7\sqrt{2}} \left(\frac{\beta_1}{2}\Delta E^{(1)} + \frac{\beta_2}{2}\Delta E^{(2)}\right) n_{0,th}^{3D} N_3 \end{aligned} \tag{3.26}$$

où $\Delta E^{(1)}$ et $\Delta E^{(2)}$, β_1 et β_2 sont respectivement les énergies de sortie (énergies Zeeman converties) et les taux des processus de relaxation des canaux 1 et 2. Dans cette équation, nous avons négligé dans l'expression de $\frac{dE}{dt}$ le terme en $T\,\frac{dN}{dT}$ par rapport à $N\,\frac{dT}{dT}$ (pas de pertes observées, cf. Fig. 3.12).

Notons que d'après l'équation éq. (3.24), $n^{3D}_{0,th}$ dépend de la température T. De plus, l'équation éq. (3.26) n'est valable que lorsque la majorité des atomes reste dans $m_S = +3$, ce qui reste vrai expérimentalement pour des temps inférieurs à 30 ms (pour des temps supérieurs, il faut prendre en compte les collisions avec les atomes dans $m_S = +2$). Comme $\Delta E^{(2)} = 2\Delta E^{(1)}$, nous définissons un « paramètre de chauffage par relaxation dipolaire », qui sera un paramètre de chauffage de l'ensemble du système $\beta^{2D}_{heat} = \frac{1}{2}\beta_1 + \beta_2$. C'est ce paramètre β^{2D}_{heat} que nous sommes à même de mesurer expérimentalement, à partir de données telles que celles présentées sur la figure Fig. 3.12.

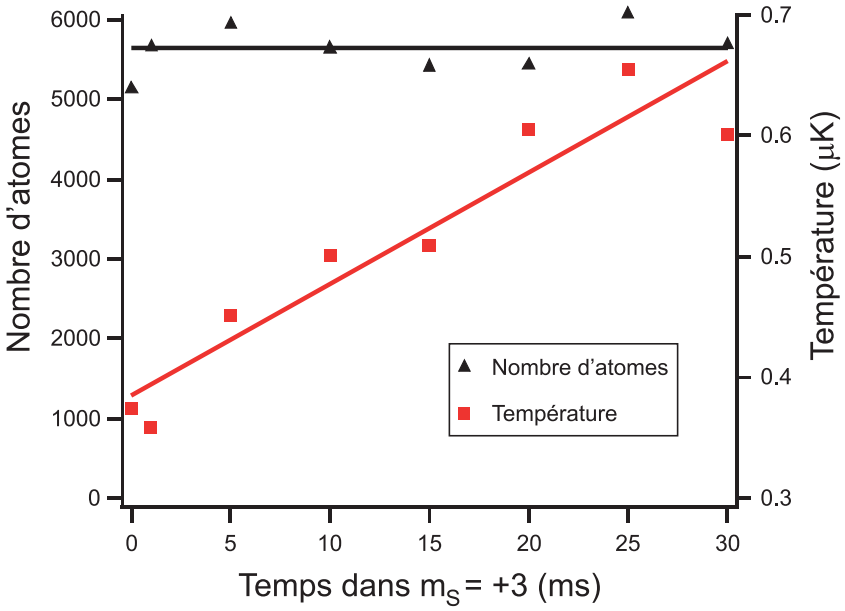

FIGURE 3.12 – *Données typiques pour la mesure de taux de relaxation dipolaire en géométrie 2D, pour un champ $\vec{B}$ perpendiculaire à l'axe z du réseau, d'amplitude 68 kHz, soit inférieur au seuil $B_{\text{seuil}_{2,3}}$ défini par le réseau ($\hbar\omega_l \equiv 120$ kHz). Les carrés rouges représentent la température du nuage mesurée selon l'axe des tubes grâce à la procédure de band mapping. Les triangles noirs donnent le nombre total d'atomes. Le trait plein rouge est un ajustement linéaire des températures mesurées, dont est extrait un taux de chauffage. La profondeur du réseau est mesurée au préalable à 27 Er.*

3.5.3 Comparaison 2D et 3D

Nous avons également effectué ces mêmes mesures en géométrie 3D, dans le condensat sans réseaux, avec un protocole semblable, à ceci près que l'imagerie se fait grâce à un temps de vol "classique", la température étant mesurée par un ajustement par une gaussienne sur l'un des deux axes perpendiculaires à celui de l'imagerie.

Ces mesures sont tout à fait similaires à celles développées dans la partie 2, mais pour des champs plus faibles (0.01 à 0.1 G ici, au lieu de 0.2 à 10 G). Les résultats expérimentaux en 3 dimensions sont d'ailleurs déjà connus, car étudiés également pour le chrome dans [87] pour un gaz thermique dans $m_S = +3$. On s'attend pour cette gamme de champ à pouvoir estimer les sections efficaces de collisions dipolaires grâce à une loi de diffusion en utilisant l'approximation de Born au premier ordre (cf. section 2.3.1). Dans ce cas le taux de relaxation dipolaire évolue proportionnellement à la racine carré de l'amplitude du champ magnétique.

Afin de mesurer ce taux, la variation de l'énergie est exprimée pour le cas de la géométrie 3D de façon semblable à la section précédente, en considérant un profil de densité thermique, car dans ce cas aussi le chauffage est tel que la température dépasse très rapidement la température critique de condensation :

$$\frac{dE}{dt} \approxeq 3k_B N_3 \frac{dT}{dt} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(\frac{\beta_1}{2}\Delta E^{(1)} + \frac{\beta_2}{2}\Delta E^{(2)}\right) n_0 N_3 - k_B T(2-\eta)\frac{dN_3}{dt} \tag{3.27}$$

où n_0 est la densité donnée par l'expression éq. (3.7). Dans cette expression, nous avons également pris en compte l'évaporation dans le piège dipolaire [12], qui n'est pas négligeable quand l'énergie Zeeman s'approche de la profondeur du piège. Nous considérons alors que l'énergie moyenne pour une particule sortant du piège par évaporation est $(\eta+1)k_B T$, η étant le rapport entre la profondeur du piège et la température [56]. La formule éq. (3.27) n'est valable que lorsque l'énergie $\Delta E^{(j)} = j \times g_S\, \mu_B\, B$ est inférieure à la profondeur du piège dipolaire. Dans le cas contraire, ce n'est plus la température qui est mesurée, mais bien les pertes d'atomes, et il faut utiliser directement l'équation des pertes :

$$\frac{dN_3}{dt} = -\frac{1}{2\sqrt{2}}\,\beta_{RD}\, n_0 N_3 - \Gamma_{\text{rés}}\, N_3 \tag{3.28}$$

Il est important de rappeler que les résultats mesurés en 2D sont des taux de chauffage dûs à la relaxation dipolaire, et non le taux donnant le nombre d'évènements de relaxation dipolaire. Pour le condensat, nous mesurons directement le paramètre de relaxation dipolaire β_{RD} (comme un taux de perte) à hauts champs magnétiques, et nous mesurons un paramètre de chauffage $\beta^{3D}_{\text{heat}} = \frac{1}{2}\beta_1 + \beta_2$ à bas champs. Pour pouvoir comparer les cas des géométries 3D et 2D, il faut exprimer le paramètre de relaxation dipolaire β_{RD} en 3D en fonction du paramètre de chauffage β^{3D}_{heat} : en effet, en 3D dans la limite où $k_f >> k_i$ (ce qui est le cas ici, car l'énergie magnétique est

très grande devant l'énergie cinétique du nuage pour les faibles températures atteintes expérimentalement), le calcul des sections efficaces [87] nous donne $\frac{\beta_1}{\beta_2} = \frac{\sqrt{2}}{3}$, d'où la relation $\beta_{heat}^{3D} = (\frac{5+3\sqrt{2}}{14})\beta_{RD}$. Il est ainsi possible de comparer le paramètre de chauffage β_{heat}^{2D} mesuré en 2D à un paramètre de chauffage β_{heat}^{3D} en 3D. Les résultats sont présentés en fonction du champ magnétique sur la figure Fig. 3.13.

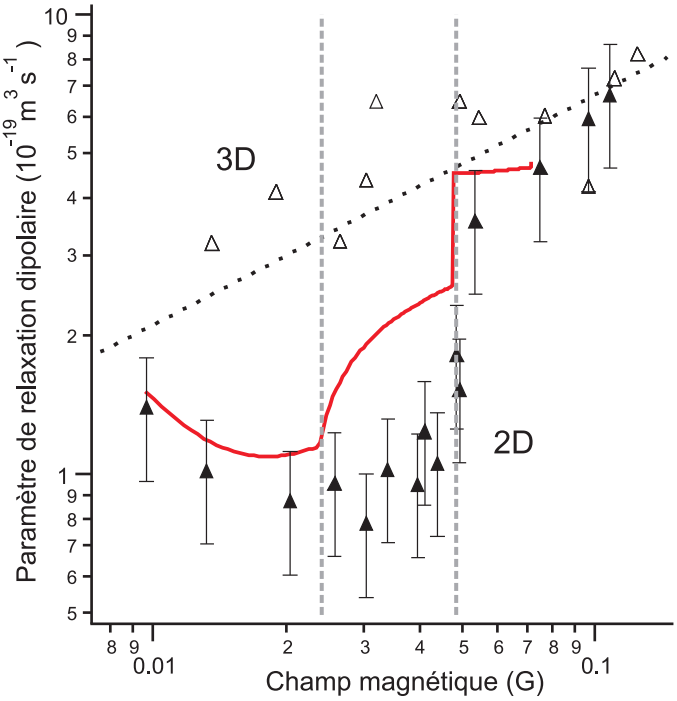

FIGURE 3.13 – *Evolution en fonction du champ magnétique des taux de relaxation dipolaires, correspondant au gain d'énergie cinétique du système, pour les géométries 2D (triangles pleins) et 3D (triangles ouverts). La courbe en pointillés est le résultat théorique calculé avec l'approximation de Born au 1er ordre pour un condensat. Les tirets verticaux donnent les positions des deux seuils B_{seuil_1} et $B_{\text{seuil}_{2,3}}$ équivalent respectivement à $\frac{\hbar\omega_l}{2}$ et $\hbar\omega_l$. Le champ $\vec{B}$ est aligné perpendiculairement à l'axe du réseau (axe z). La courbe pleine rouge est issue de notre modèle théorique pour la configuration 2D (cf. texte).*

On peut constater qu'en géométrie 3D, nos mesures s'accordent bien avec les résultats théoriques donnés par les sections efficaces éq. (2.23) et éq. (2.24) calculées à partir de l'approximation de Born, et sans prendre en compte les potentiels moléculaires (pour ces faibles champs magnétiques, la distance inter-particules de collision est bien plus grande que la longueur de diffusion a_6, donc l'effet des potentiels moléculaires est négligeable, cf. section 2.4.1).

Pour des champs magnétiques supérieurs au second seuil $B_{\text{seuil}_{2,3}}$, le paramètre de relaxation dipolaire en géométrie 2D est semblable au cas 3D (pas de différence d'un

facteur 2, car les deux nuages sont thermiques). Par contre, en dessous de ce seuil, la relaxation dipolaire est réduite, en accord avec nos considérations précédentes sur l'énergie et la symétrie du système : ces collisions inélastiques dipolaires sont significativement modifiées par le confinement.

Nous donnons sur cette même figure les résultats de notre modèle théorique adapté à la géométrie 2D, détaillé dans la partie suivante.

3.5.4 Modèle théorique adapté à la géométrie 2D

Pour calculer les taux de relaxation dipolaire dans le cas de la géométrie 2D, nous avons développé un modèle théorique numérique [37]. Ce modèle est basé sur l'approximation de Born au premier ordre, présentée dans le chapitre précédent (cf. section 2.3.1). Cependant, nous ne pouvons pas reprendre le modèle analytique développé précédemment, car la base des ondes partielles n'est pas une base adaptée à la géométrie non sphérique imposée par le réseau optique : seule la projection du moment angulaire orbital m_z selon l'axe du réseau z reste un bon nombre quantique (dans cette partie nous noterons l'axe du réseau l'axe z pour harmoniser les notations, même si son orientation dans notre configuration expérimentale correspond à l'axe y vertical, cf. Fig. 3.6).

Nous reprenons donc le traitement réalisé à la section 2.3.1, mais cette fois en remplaçant l'hamiltonien H donné en éq. (2.11) par celui prenant en compte le confinement dû au réseau (les différents sites du réseau sont traités indépendamment) :

$$H = H_0 + H_\eta = -\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta + \frac{\mu}{2}\omega_l^2 z^2 + \frac{g_S \mu_B}{\hbar}\vec{B}\cdot\vec{S} \tag{3.29}$$

Les états propres de cet hamiltonien sont notés $\Psi^n_{k,j}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot(\vec{x}+\vec{y})}\phi_n(z)|j\,\rangle$, où $\vec{k} = (k_x, k_y)$ est le vecteur d'onde dans le plan (x, y) et $\vec{r} = (x, y, z)$. Les termes $\phi_n(z)$ sont les états propres de l'oscillateur harmonique selon l'axe z du réseau, et les termes $|j\,\rangle$ sont les états de spin couplés par l'interaction dipôle-dipôle, donnés en éq. (3.14) et éq. (3.15).

D'après le résultat éq. (2.20) donné par l'approximation de Born développée à la section 2.3.1, la section efficace de collision est proportionnelle à la transformée de Fourier $\tilde{V}_{dd}$ du potentiel d'interaction dipôle-dipôle :

$$\sigma^{n_i,n_f}_{j_{in},j_{out}}(\vec{k}_i,\vec{k}_f) = \frac{\mu}{2\pi\hbar^2}\frac{1}{4\pi^2 k_i}\,|\langle j_{out}|\tilde{V}_{dd}(\vec{k}_i-\vec{k}_f,q_z)|j_{in}\rangle \times \tilde{f}_{n_i,n_f}(-q_z)\,dq_z|^2 \tag{3.30}$$

où $\tilde{f}_{n_i,n_f}(-q_z)$ est la transformée de Fourier de la fonction $f_{n_i,n_f}(z) = \phi^*_{n_f}(z)\phi_{n_i}(z)$. Il faut de plus symétriser cette expression, de la même manière qu'en éq. (2.21), afin de prendre en compte le fait que les deux particules sont identiques. Il faut alors intégrer ces expressions sur toutes les orientations $\theta_{i,f}$ des vecteurs d'onde $\vec{k}_i$ et $\vec{k}_f$, et faire

une sommation sur tous les états finaux de nombre quantique n_f, les états d'entrée et de sortie devant respecter la condition de conservation de l'énergie éq. (3.16). Nous écrivons alors :

$$\sigma_{j_{in},j_{out}}(k_i,k_f) = \frac{1}{2\pi}\sum_{n_f}\int \sigma^{n_i,n_f}_{j_{in},j_{out}}(\vec{k}_i,\vec{k}_f)\,d\theta_f d\theta_i \tag{3.31}$$

Un point important du calcul est la prise en compte de l'angle θ que fait le champ magnétique $\vec{B} = B\,(\cos\theta\,\vec{u}_x + \sin\theta\,\vec{u}_z)$ avec l'axe z du réseau. La partie spinorielle du couplage s'écrit alors sous la forme :

$$\langle 1|\tilde{V}_{dd}(\vec{q})|\,0\rangle = 4\pi\frac{d^2}{q^2}\,(q_x\sin\theta - q_z\cos\theta + i\,q_y)\times(q_x\cos\theta + q_z\sin\theta) \tag{3.32}$$

$$\langle 2|\tilde{V}_{dd}(\vec{q})|\,0\rangle = 2\pi\frac{d^2}{q^2}\,(q_x\sin\theta - q_z\cos\theta + i\,q_y)^2 \tag{3.33}$$

La figure Fig. 3.14 présente les résultats, calculés par Paolo Pedri, selon ce modèle pour deux orientations θ du champ magnétique, l'une parallèle au plan des crêpes formées par le réseau ($\theta = 0$) ce qui correspond aux données expérimentales de la figure Fig. 3.13, et l'autre parallèle à l'axe z du réseau ($\theta = \frac{\pi}{2}$). Pour la détermination de ces résultats, nous nous sommes limités uniquement aux excitations vers les première et deuxième bandes excitées, le champ magnétique appliqué dans l'expérience étant trop faible pour pouvoir exciter les bandes supérieures.

Ces résultats théoriques montrent tout d'abord la présence des deux seuils B_{seuil_1} et $B_{\text{seuil}_{2,3}}$ de relaxation dipolaire, dépendant de la profondeur du réseau optique. Au dessus de ces seuils, de nouveaux canaux de relaxation s'ouvrent, d'où les modifications de l'évolution du taux.

Nous constatons d'autre part que l'évolution du taux de relaxation dipolaire dépend de l'orientation du champ magnétique $\vec{B}$. Cet effet est une conséquence de la brisure, par le réseau optique, de la symétrie sphérique (géométrie 3D), et d'une association entre l'anisotropie de l'interaction dipôle-dipôle et la géométrie des sites 2D.

Un constat intéressant que l'on peut faire sur les résultats théoriques (Fig. 3.14) et expérimentaux (Fig. 3.13) est que le taux de relaxation dipolaire peut ne pas s'annuler à très faibles champs magnétiques. Ce phénomène dépend de l'orientation du champ $\vec{B}$, et est illustré théoriquement et expérimentalement pour le cas $\theta = 0$, où le champ est orienté dans le plan des sites 2D.

Il est possible d'expliquer qualitativement ce comportement à champ très faible grâce à la forme des fonctions d'onde en entrée et sortie de collision. Dans le cas où $\vec{B}$ est orienté selon l'axe du réseau ($\theta = \frac{\pi}{2}$), la fonction d'onde d'entrée associée à la projection du moment angulaire orbital selon l'axe du réseau $m_z = 0$ est couplée uniquement en sortie à $m_z = 2$: la présence de la barrière centrifuge réduit considérablement le

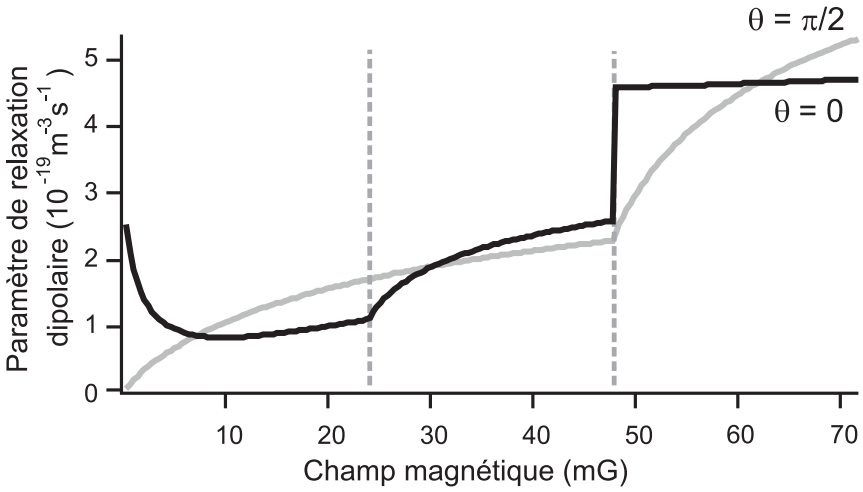

FIGURE 3.14 – *Paramètre de relaxation dipolaire β calculé par notre modèle théorique adapté à la géométrie 2D imposée par un réseau optique, en fonction du champ magnétique $\vec{B}$. La courbe noire donne le résultat lorsque le champ $\vec{B}$ est orienté dans le plan des sites 2D ($\theta = 0$), la courbe grise lorsque le champ est orienté parallèlement à l'axe du réseau ($\theta = \frac{\pi}{2}$). Les traits pointillés verticaux donnent les positions des deux seuils B_{seuil_1} et $B_{\text{seuil}_{2,3}}$, correspondants respectivement à $\frac{\hbar\omega_l}{2}$ et $\hbar\omega_l$.*

chevauchement entre les deux fonctions d'onde à courte distance inter-particule, et le taux de relaxation dipolaire s'annule avec le champ magnétique. Dans le cas $\theta = 0$, la fonction d'entrée avec $m_z = 0$ est couplée à une fonction de sortie de même $m_z = 0$ par l'interaction dipôle-dipôle : lorsque le champ magnétique est diminué, les parties radiales des fonctions d'onde en entrée et en sortie deviennent de plus en plus similaires car l'énergie en sortie se rapproche de plus en plus de l'énergie initiale.

Le fait que la relaxation dipolaire atteigne (dans le cas $\theta = 0$) pour $B = 0$ une valeur non nulle, et ce même à température nulle, vient de la combinaison de l'argument précédent et de l'énergie créée par le confinement dû au réseau : le confinement crée en effet un moment orienté selon l'axe du réseau, qui contribue à la relaxation dipolaire, le taux étant alors non nul. A champ nul, nous observons un taux de relaxation dipolaire en 2D de l'ordre du taux en 3D pour un vecteur d'onde en entrée égal à $k_i = \frac{1}{a_l}$.

3.6 Mesure du taux de relaxation dipolaire en géométrie 1D

3.6.1 Produits de la relaxation dipolaire en 1D

Le taux de relaxation dipolaire dans le cas 1D est légèrement plus compliqué à mesurer que dans le cas 2D précédent. Dans toute la suite, le champ magnétique est orienté

selon l'axe z des tubes. La procédure de band mapping donne accès à la température du nuage le long de l'axe des tubes 1D, ainsi qu'aux populations des différentes bandes vibrationnelles des réseaux (comme expliqué à la section 3.3.3). Comme présenté sur la figure Fig. 3.15, la présence de relaxation dipolaire est indiquée à la fois par une élévation de température, et par l'apparition d'atomes dans la première bande excitée $\nu = 1$ du réseau vertical (la population excitée du réseau horizontal est de fait difficilement observable, car après band mapping, les zones de Brillouin correspondantes se répartissent le long de l'axe d'imagerie). Aucun atome de la bande excitée $\nu = 2$ n'est discerné, dans les limites de détection de l'imagerie.

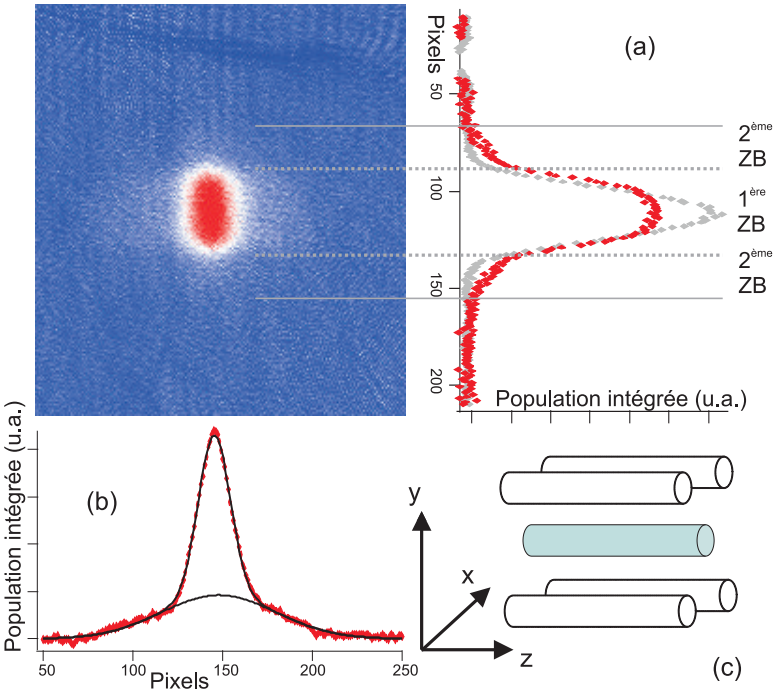

FIGURE 3.15 – *Image typique (moyenne de 4 photos) par band mapping après 5 ms de relaxation dipolaire en géométrie 1D, pour un champ $\vec{B}$ proche de $B_{\text{seuil}_{2,3}} = \hbar\omega_l$, orienté selon l'axe des tubes z. (a) En rouge, profil de population selon l'axe du réseau vertical y, sur lequel on distingue des populations dans les $1^{\text{ère}}$ et $2^{\text{ème}}$ zones de Brillouin (ZB). En gris, le même profil sans relaxation dipolaire. (b) Profil de population selon l'axe z des tubes, d'où est extraite une distribution de vitesse non gaussienne (les traits pleins sont issus d'un fit à deux gaussiennes). (c) Schéma des systèmes 1D.*

Peuplement des bandes vibrationnelles excitées

Afin de déterminer les contributions des deux canaux de relaxation dipolaire à l'excitation vers les bandes $\nu = 1$ et $\nu = 2$ des réseaux, analysons les expressions éq. (3.20) et éq. (3.21) des couplages V_1 et V_2. Comme déjà mentionné précédemment (cf.

section 3.4.3), le terme en $(x + iy)$ (où x et y sont les coordonnées relatives $x_1 - x_2$ et $y_1 - y_2$ pour la paire d'atomes) dans l'expression du couplage V_1, indique l'excitation de la première bande fondamentale excitée $\nu = 1$ par le canal 1 de relaxation dipolaire. De même, le terme $(x + iy)^2$ dans V_2 se décompose en $((x_1 - x_2) + i(y_1 - y_2))^2 = (x_1 + iy_1)^2 + (x_2 + iy_2)^2 - 2(x_1 + iy_1)(x_2 + iy_2)$: il y a donc excitation dans les deux bandes $\nu = 1$ et $\nu = 2$ par le canal 2 de relaxation dipolaire.

Désexcitation collisionnelle

Par la procédure de band mapping, on détecte effectivement une population provenant de la bande $\nu = 1$, mais aucune provenant de $\nu = 2$, bien que le seuil de relaxation dipolaire soit légèrement plus bas pour le canal 2 que pour le 1 ($B_{\text{seuil}_3} < B_{\text{seuil}_2}$, cf. les expressions de éq. 3.18). Ce phénomène s'explique par un processus de désexcitation vibrationnelle [122] : des collisions entre les atomes ayant effectué une relaxation dipolaire et ceux restant dans l'état $m_S = +3$, qui entraînent une désexcitation des bandes vibrationnelles des réseaux vers la bande fondamentale, l'énergie vibrationnelle étant alors transférée en énergie cinétique selon l'axe de faible confinement.

La relaxation dipolaire met en rotation la paire de particules après collision. Or, par conservation du moment angulaire, la désexcitation collisionnelle est interdite pour des états en rotation. Cependant, l'effet tunnel entre les différents sites des réseaux brise l'état de paire en rotation, ce qui autorise ensuite une possible désexcitation collisionnelle. Les temps caractéristiques pour l'effet tunnel, pour des réseaux de profondeur $V_0 = 25\,E_r$ sont estimés à 1 ms pour les atomes dans la bande $\nu = 1$, et 100 μs pour ceux dans $\nu = 2$, ce qui est court devant la durée typique (100 ms) de nos mesures. Les états tournants produits par relaxation dipolaire sont donc très rapidement brisés par l'effet tunnel, et les atomes excités dans les bandes des réseaux peuvent alors subir une désexcitation collisionnelle avec les atomes n'ayant pas expérimenté de relaxation dipolaire.

La désexcitation collisionnelle respecte la symétrie et la conservation de l'énergie. Les états à deux particules excitées respectivement dans les bandes $\nu_{i,j}$ des réseaux optiques sont notés $|\nu_i, \nu_j\rangle$. Les canaux de désexcitation autorisés et pertinent dans ce cas sont : $|0, 2\rangle \to |0, 0\rangle$ et $|1, 1\rangle \to |0, 0\rangle$. Un atome dans la bande $\nu = 2$ peut donc se désexciter par collision avec un atome de la partie non perturbée du nuage. Par contre, un atome dans la bande $\nu = 1$ ne peut se désexciter qu'avec un autre atome de la bande $\nu = 1$. En effet, le canal $|0, 1\rangle \to |0, 0\rangle$ est interdit par symétrie.

Ainsi aux temps courts, où le nombre d'atomes ayant participé à une relaxation dipolaire reste faible, seule la population excitée dans la bande $\nu = 2$ (provenant donc du canal 2 de relaxation dipolaire) des réseaux peut effectuer une désexcitation collisionnelle et donc contribuer significativement à l'augmentation de l'énergie du système le long de l'axe des tubes.

Expérimentalement, nous ne détectons pas, même pour des temps courts (1 ms), de population excitée dans la bande $\nu = 2$, ce qui indique que le processus de désexcitation

collisionnelle est plus rapide que le taux de relaxation dipolaire dans le canal 2. Nous observons par contre l'apparition de population dans la bande $\nu = 1$, la dynamique de désexcitation collisionnelle étant ralentie par la nécessité de l'existence d'une population suffisamment grande dans la bande $\nu = 1$.

Cependant l'augmentation de l'énergie le long de l'axe des tubes ne peut pas être attribuée uniquement à la population provenant de la bande $\nu = 2$: le processus de désexcitation collisionnelle $|1,1\rangle \rightarrow |0,0\rangle$ n'est pas interdit (contrairement à $|0,1\rangle \rightarrow |0,0\rangle$), et peut contribuer a priori significativement (à des temps suffisamment longs), du fait de l'augmentation de la population dans $\nu = 1$ par relaxation dipolaire. En outre, il peut y avoir un chauffage le long des tubes sans désexcitation collisionnelle, pour un champ magnétique au dessus du seuil.

Intégrabilité d'un système 1D

Nous mesurons l'augmentation de l'énergie du nuage le long des tubes. Après thermalisation du nuage, on s'attend à mesurer un profil spatial approximativement gaussien selon l'axe des tubes, dont la largeur augmente en fonction de l'apport en énergie, à condition que le système ait atteint l'équilibre thermodynamique. Cependant nous observons (cf. Fig. 3.15) un profil bimodal, ajustable par deux gaussiennes de largeurs différentes. Ceci montre que la thermalisation du système est inefficace. La gaussienne de plus grande largeur correspond à des atomes possédant une énergie cinétique importante, et nous attribuons l'origine de ces atomes aux produits de désexcitations collisionnelles initiées par les atomes dans les bandes excitées des réseaux optiques.

Le fait qu'il n'y ait pas de thermalisation suffisante entre les deux populations discernables par ces deux profils gaussiens de différentes largeurs est intriguant : ces deux populations distinctes sont effectivement toujours observables, même après des temps suffisamment longs vis à vis de la période d'oscillation dans le piège selon l'axe des tubes (environ 50 ms, soit quelques dizaines d'oscillations $-\frac{\omega_z}{2\pi} = 635$ Hz), et longs devant le temps de collisions des particules excitées avec le reste du nuage (soit de l'ordre de quelques dizaines de μs au seuil en champ magnétique). Une explication très plausible de ce phénomène serait le caractère intégrable [123, 124] de ces systèmes 1D que sont l'ensemble de tubes créés par les réseaux optiques.

Les systèmes 1D sont en effet un exemple de système intégrable, où le nombre d'intégrales du mouvement est très important, et où la thermalisation ne se produit pas [125, 126]. Le caractère intégrable des tubes 1D peut donc être la cause du manque de thermalisation observé (cf. Fig. 3.15). Pourtant l'intégrabilité de notre système n'est pas parfaite, car les atomes possédant une énergie cinétique suffisante peuvent être promus dans les bandes excitées des réseaux. La présence de l'interaction dipôle-dipôle, de caractère longue portée, peut aussi briser la symétrie 1D par l'existence d'interactions inter-sites. Ces deux points sont susceptibles de détériorer le caractère intégrable du système. Nous observons néanmoins une diminution du taux de thermalisation, qu'il resterait à analyser avec précision.

Création et détection de vortex

Comme déjà mentionné précédemment à la section 3.4.3 la paire de particules impliquée dans une relaxation dipolaire est mise en rotation, par conservation du moment angulaire, ce qui entraîne la formation d'un vortex simplement ou doublement chargé selon le canal 1 ou 2 considéré. Donc, en rendant suffisamment efficace le processus de formation de ces paires, il est alors envisageable d'observer des vortex créés grâce à l'interaction dipôle-dipôle.

Dans ce but, j'ai été amené à développer un système d'imagerie par fluorescence, capable de compléter notre unique méthode de détection, l'imagerie par absorption. L'intérêt de ce nouveau dispositif est de pouvoir observer les vortex dans nos gaz 1D selon un autre axe, car l'axe d'imagerie actuel n'est pas favorable. En effet, la disposition spatiale des réseaux fait que l'axe des tubes est dans le plan d'imagerie. Dans ces conditions, l'axe de rotation des vortex est celui des tubes, les vortex seront donc mieux caractérisés si l'image est prise selon cet axe, pour lequel il devrait être possible d'observer après temps de vol (et moyenne sur tous les vortex de chaque site), une diminution de la densité centrale plus ou moins contrastée selon la proportion d'atomes créés dans ces états tournants. Les détails de ce système d'imagerie par fluorescence sont donnés dans l'annexe C.

Nous n'avons pas encore observé de vortex dans ces systèmes. Cela peut s'expliquer par l'important effet tunnel déjà mentionné pour des atomes dans les bandes vibrationnelles excitées $\nu = 1$ et $\nu = 2$, suivi d'une rapide désexcitation collisionnelle. Ce processus nous empêche probablement d'observer la formation de vortex, l'état tournant à deux particules ne pouvant survivre au passage par effet tunnel de l'une des particules vers un autre site des réseaux.

Une des solutions possibles pour remédier à ce problème, serait de créer des réseaux plus profonds, afin que les paires en rotation survivent suffisamment longtemps pour devenir assez nombreuses pour être détectables par l'imagerie. Par exemple, il faudrait une profondeur d'environ $V_0 = 65\,E_r$ pour que le temps de tunneling caractéristique à mi-hauteur des atomes de la bande $\nu = 2$ soit de 5 ms.

3.6.2 Mesure des taux de chauffage en 1D

Nous allons mesurer un taux de chauffage par relaxation dipolaire (de façon similaire au développement à la section 3.5.3), en comptabilisant toute l'énergie déposée dans le système.

Pour cela, nous mesurons d'une part, sur nos images de band mapping, la population dans la 2ème zone de Brillouin, en prenant bien en compte la répartition spatiale des zones de Brillouin (cf. Fig. 3.8) pour un réseau 2D (nous supposons que la population dans la bande $\nu = 1$ horizontale est égale à celle dans la bande $\nu = 1$ verticale). Nous attribuons ainsi à ces populations dans $\nu = 1$ l'énergie vibrationnelle $\hbar\omega_l$ par atome.

Nous mesurons d'autre part l'énergie cinétique déposée le long de l'axe des tubes

par relaxation dipolaire. Le profil mesuré n'étant pas gaussien, nous mesurons alors les moments de 2nd ordre $\langle z^2 \rangle = \frac{1}{N_0} \int z^2 N(z) dz$ dont la valeur est proportionnelle à l'énergie cinétique (où $N(z)$ est la densité atomique intégrée selon les axes x et y). Nous pouvons ainsi définir par cette mesure une température effective [8] :

$$\langle z^2 \rangle = \frac{\pi}{4} \left(\frac{k_B \, T_{eff}}{m_{Cr} \, \omega_z^2} \right) \tag{3.34}$$

En comptabilisant les deux types mesurables d'énergie gagnée par relaxation dipolaire, nous déduisons l'expression d'un taux global de chauffage $\frac{dT_{tot}}{dt}$:

$$\frac{dE}{dt} = N_{tot} \, k_B \frac{dT_{tot}}{dt} = N_{(\nu=0)} \, k_B \frac{dT_{eff}}{dt} + \hbar \omega_l \, \frac{dN_{(\nu=1)}}{dt} \tag{3.35}$$

où $N_{(\nu=i)}$ est le nombre d'atomes dans la bande $\nu = i$.

Annulation de la relaxation dipolaire au dessous du seuil

Afin de mesurer expérimentalement le taux de relaxation dipolaire, nous reprenons le même protocole que précédemment, mais en géométrie 1D : le condensat est chargé adiabatiquement dans les réseaux optiques, dans un champ magnétique $\vec{B}$ à la valeur désirée, orienté selon l'axe des tubes ; ensuite, les atomes sont transférés dans le sous-état $m_S = +3$ par un balayage rf, et après le temps voulu, un second balayage rf est effectué et le résultat est imagé par la procédure de band mapping. Ceci nous donne les résultats déjà présentés sur la figure Fig. 3.9 (en fonction du champ magnétique, pour un temps fixe), et ceux de la figure Fig. 3.16 (champ magnétique fixe au dessus du seuil, en fonction du temps accordé à la relaxation dipolaire).

Pour un champ magnétique inférieur au seuil $B_{\text{seuil}_{2,3}}$, nous retrouvons comme attendu (cf. section 3.4.3) une très forte réduction de la relaxation dipolaire : nous ne détectons aucune population appartenant à la bande excitée $\nu = 1$, et nous mesurons un taux de chauffage $\frac{dT_{tot}}{dt} \approx \frac{dT_{eff}}{dt}$ extrêmement faible.

Un calcul similaire à celui mené dans la partie (3.5.2) en géométrie 2D, en utilisant un profil gaussien selon les deux axes de confinement, et Thomas Fermi selon l'axe des tubes, donne le taux d'évènements Γ_{RD} de relaxation dipolaire en géométrie 1D :

$$\Gamma_{RD} = \frac{dN_{tot}}{dt} = \frac{2}{7} \, \beta_{RD} \, n_0^{3D} N_{tot} \tag{3.36}$$

où n_0^{3D} est la densité déjà donnée à l'expression éq. (3.13). Nous relions alors le faible taux de chauffage mesuré à un paramètre de relaxation dipolaire β_{RD} :

$$N_{tot} \, k_B \frac{dT_{tot}}{dt} = \Gamma_{RD} \times 2 \, g_S \mu_B B = \frac{2}{7} \, \beta_{RD} \, n_0^{3D} N_{tot} \times 2 \, g_S \mu_B B \tag{3.37}$$

Finalement, nous déduisons de ces mesures pour un champ magnétique sous le seuil un paramètre de relaxation dipolaire $\beta_{min}^{1D} = (5 \pm 1.5) \times 10^{-22}$ m^3.s^{-1}. Ce taux est d'environ 3 ordres de grandeur plus faible que pour le condensat (en géométrie 3D, cf.

section 3.5.3). La raison pour laquelle ce taux n'est pas totalement annulé peut venir de la brisure de la symétrie cylindrique, principalement à cause du piégeage non nul selon l'axe z des tubes et de l'effet tunnel entre sites (l'orientation du champ $\vec{B}$ et l'ellipticité des sites étant aisément contrôlables sur des plages de ces paramètres pour lesquelles le taux varie peu).

Avec une telle suppression de la relaxation dipolaire, le nuage dans le sous-état Zeeman de plus haute énergie $m_S = +3$ est alors métastable et reste dégénéré (dans le régime correspondant à un quasi-condensat, cf. [127]), même après plus de 100 ms. Nous retrouvons d'ailleurs un condensat dans $m_S = -3$, après un balayage rf et une extinction lente des réseaux optiques, ce qui prouve que l'apport en énergie cinétique est bien plus faible que l'énergie nécessaire pour dépasser la température critique de dégénerescence. Ce résultat offre de nouvelles possibilités pour l'étude de la physique des condensats avec un degré interne de liberté (condensat spinoriel, [128]), où la coexistence d'atomes dipolaires dans différents états de spin serait assurée par une annulation similaire de la relaxation dipolaire.

Relaxation dipolaire au dessus du seuil

La dynamique de relaxation dipolaire, mesurée pour un champ magnétique au dessus du seuil $B_{\text{seuil}_{2,3}}$, est présentée sur la figure Fig. 3.16, avec les évolutions respectives de la température effective et de la population dans la bande excitée $\nu = 1$. La valeur du champ magnétique est fixée au dessous du seuil $B_{\text{seuil}_{2,3}}$, puis un champ légèrement supérieur à ce seuil est appliqué, le seuil étant effectivement dépassé au temps $t = 25$ ms.

Pour une valeur du champ magnétique légèrement au dessus du seuil, nous mesurons alors un taux de chauffage égal à $\frac{dT_{tot}}{dt} = 215 \pm 30$ nK.ms^{-1}, en additionnant les deux contributions (augmentation de la température et de la population dans la bande $\nu = 1$) qui sont estimées par les pentes à $t = 25$ ms de la figure Fig. 3.16.

Remarque Un aspect important des mesures précédentes est de s'assurer que la présence d'une population dans la bande $\nu = 1$ des réseaux provient directement de la création par relaxation dipolaire d'états excités vibrationnellement, et non du chauffage du nuage (apport d'énergie cinétique par relaxation dipolaire, associé à la thermalisation du système) : si l'énergie cinétique apportée par ce chauffage devient supérieure à la bande interdite entre les deux premières bandes des réseaux, alors les atomes ont suffisamment d'énergie pour occuper les bandes excitées, et sont répartis dans ces bandes en suivant une distribution de type Boltzmann. La figure Fig. 3.16 représente ainsi la population attendue dans la première bande excitée, dans le cas d'une distribution de Boltzmann pour la température effective mesurée selon l'axe des tubes. La différence entre cette population attendue par effet de la température et celle mesurée expérimentalement est nette pour des temps courts après le franchissement du seuil par le champ magnétique : ceci confirme bien la création de population dans la bande excitée

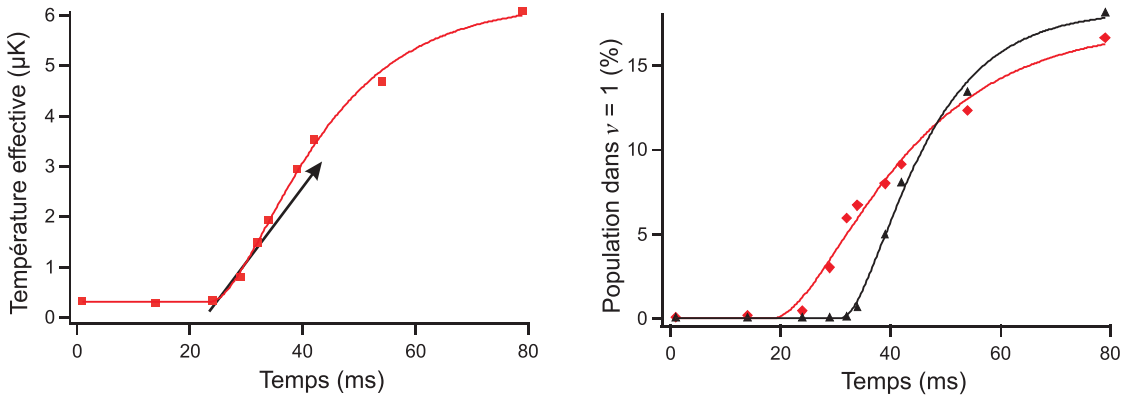

FIGURE 3.16 – *Relaxation dipolaire dans les tubes 1D en fonction du temps passé au dessus du seuil. La commande du champ B est modifiée pour atteindre depuis un champ faible une valeur légèrement supérieure au seuil* $B_{\text{seuil}_{2,3}}$ *(*$\frac{g_S \mu_B B}{h} = 140$ *kHz alors que* $\frac{\omega_l}{2\pi} = 120$ *kHz), qui est effectivement atteint au bout de 25 ms. A gauche, représentation de la température effective (cf. texte) mesurée selon l'axe z des tubes. La flèche noire indique la tangente à la courbe donnant le taux de chauffage à temps courts. A droite, figurent en rouge la proportion de la population mesurée dans la bande vibrationnelle* $\nu = 1$*, et en noir, cette même population attendue dans le cas d'une distribution de Boltzmann, pour une température égale à la température effective mesurée à gauche (cf. texte). Chaque point est la moyenne de 4 images. Les courbes en traits pleins sont des guides pour l'oeil.*

$\nu = 1$ directement par relaxation dipolaire, et non par le seul chauffage attribuable à l'énergie cinétique libérée lors de la collision inélastique.

3.6.3 Résultats théoriques en géométrie 1D

Nous avons ensuite développé un modèle analytique pour expliquer le taux de chauffage β_{heat} mesuré pour un champ magnétique légèrement au dessus du seuil.

Calcul des couplages pour les deux canaux

Pour cela, il nous faut calculer les couplages pour les deux canaux de relaxation dipolaire. Nous avons considéré pour cela deux particules dans l'état fondamental d'un site décrites par la fonction d'onde $\Psi_0 \propto e^{\left(-\frac{z^2}{2z_0^2}\right)} e^{\left(-\frac{\rho^2}{2\rho_0^2}\right)}$, où $\rho = \sqrt{x^2+y^2}$ est la coordonnée relative radiale (fort confinement) avec $x + iy = \rho e^{i\phi}$ et z est la coordonnée relative selon l'axe des tubes. $z_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{\mu\omega_z}}$ et $\rho_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{\mu\omega_{\text{réseau}}}}$ sont les tailles caractéristiques associées (avec $\mu = \frac{m_{Cr}}{2}$). Le champ magnétique est orienté selon l'axe des tubes. Les couplages s'écrivent alors, comme déjà mentionné dans les expressions éq. (3.20) et éq. (3.21) :

$$V_1 = \langle \Psi_{\text{out},1} | V_{dd} | \Psi_0 \rangle = 3 S^{\frac{3}{2}} d^2 \langle \Psi_{\text{out},1} | \frac{\rho z}{r^2} e^{i\phi} \frac{1}{r^3} | \Psi_0 \rangle \tag{3.38}$$

$$V_2 = \langle \Psi_{\text{out},2} | V_{dd} | \Psi_0 \rangle = \frac{3}{2} S d^2 \langle \Psi_{\text{out},2} | \frac{\rho^2}{r^2} e^{2i\phi} \frac{1}{r^3} | \Psi_0 \rangle \tag{3.39}$$

L'état $|\Psi_0\rangle$ est couplé par relaxation dipolaire à des états en rotation dans le plan perpendiculaire à l'axe des tubes, mais ces états en rotation peuvent également être excités sur différents niveaux du piège selon l'axe de plus faible confinement z. Il faut donc calculer les couplages avec chacun des états en sortie $|\Psi_{\text{out}}\rangle$ de fonction d'onde du type :

$$|\Psi^n_{\text{out},1}\rangle \propto \rho e^{i\phi} e^{\left(-\frac{z^2}{2z_0^2}\right)} e^{\left(-\frac{\rho^2}{2\rho_0^2}\right)} H_{2n+1}(\frac{z}{z_0}) \tag{3.40}$$

$$|\Psi^n_{\text{out},2}\rangle \propto \rho^2 e^{2i\phi} e^{\left(-\frac{z^2}{2z_0^2}\right)} e^{\left(-\frac{\rho^2}{2\rho_0^2}\right)} H_{2n}(\frac{z}{z_0}) \tag{3.41}$$

où les termes $H_k(x)$ sont les polynômes de Hermite d'ordre $k \in \mathbb{N}$, qui décrivent les niveaux vibrationnels de même parité du piège selon l'axe z. Pour les canaux 1 et 2 de relaxation dipolaire, les couplages vers les états du piège selon l'axe z de plus basse énergie donnent :

$$V_1^0 = \langle \Psi^0_{\text{out},1} | V_{dd} | \Psi_0 \rangle = 3 \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{1}{2}} S^{\frac{3}{2}} d^2 \frac{1}{\rho_0^2 z_0} \frac{\rho_0}{z_0} \tag{3.42}$$

$$V_2^0 = \langle \Psi^0_{\text{out},2} | V_{dd} | \Psi_0 \rangle = \frac{3}{(2\pi)^{\frac{1}{2}}} S d^2 \frac{1}{\rho_0^2 z_0} \tag{3.43}$$

Un point remarquable dans ces résultats est la différence de l'ordre de $\frac{\rho_0}{z_0}$ entre les deux couplages. Dans l'expérience, cette différence est d'environ $\frac{\rho_0}{z_0} = 0.02$ pour des réseaux de profondeur $V_0 = 25\, E_r$, ce qui donne un rapport entre les couplages $\frac{V_1^0}{V_2^0} = 0.37$. Cela traduit donc une nette domination du canal 2 de relaxation dipolaire.

Calcul du taux de relaxation dipolaire

Les expressions éq. (3.42) et éq. (3.43) donnent les valeurs de V_1^0 et V_2^0 : $\frac{V_1^0}{h} \approx 30$ Hz et $\frac{V_2^0}{h} \approx 100$ Hz, pour des réseaux de profondeur $V_0 = 25\, E_r$. Ces valeurs sont beaucoup plus faibles que les largeurs des première et deuxième bandes excitées ($\frac{\Delta_1}{h} = 1.6$ kHz et $\frac{\Delta_2}{h} = 16$ kHz). Dans ce cas, le calcul des taux de relaxation dipolaire doit suivre une règle d'or de Fermi. Comme nous avons vu que le couplage dans le canal 2 de relaxation dipolaire domine, nous allons calculer l'expression du taux de relaxation dipolaire dans ce canal 2.

Il faut tenir compte de tous les états excités $|\Psi^n_{\text{out},1,2}\rangle$ accessibles au sein de la largeur de la bande Δ du réseau peuplée par relaxation dipolaire. Cette façon de calculer est justifiée par la faible valeur de l'écart $2\hbar\omega_z$ entre niveaux de même parité du piège harmonique selon l'axe z des tubes ($\frac{\omega_z}{2\pi} = 635$ Hz), comparée à Δ. Nous calculons alors le couplage entre un état discret et plusieurs états continus de largeur Δ, il faut donc [70] faire une « sommation de plusieurs règles d'or de Fermi ».

Afin de calculer de cette façon le taux de relaxation dipolaire dans le canal 2, écrivons tout d'abord la somme de règles d'or de Fermi :

$$\hbar\Gamma_2 = \frac{2\pi}{\Delta}\sum_{j=0}^{j_{max}} |\langle\Psi^j_{\text{out},2}|V_{dd}|\Psi_0\rangle|^2 = \frac{2\pi}{\Delta}\sum_{j=0}^{j_{max}}(V_2^j)^2 \tag{3.44}$$

où $\Delta = 2\Delta_2$ est la largeur de la seconde bande excitée du réseau pour une paire de particules. Le terme j_{max} est choisi tel que $2j_{max}\,\hbar\omega_z = \frac{\Delta}{2}$, car le nombre d'états excités (pairs) selon l'axe z accessibles au sein de la largeur Δ est à peu près $\frac{\Delta}{4\hbar\omega_z}$. Après sommation [5], nous obtenons l'expression du taux de relaxation dipolaire dans le canal 2 :

$$\Gamma_2 = \frac{9\pi}{8}\left(\frac{d^2\,S}{\rho_0\hbar}\right)^2 \frac{\sqrt{m_{Cr}}}{\sqrt{\Delta}}\, n_0^{3D} N_{tot} = \frac{1}{2^{\frac{3}{2}}}\,\beta_2\, n_0^{3D} N_{tot} \tag{3.45}$$

où β_2 est le paramètre de relaxation dipolaire en géométrie 1D, ici provenant uniquement du canal 2 de relaxation dipolaire. N_{tot} est le nombre total d'atomes dans le nuage, et n_0^{3D} est la densité déjà calculée à l'équation éq. (3.13). Notons dans cette expression la dépendance du taux avec la largeur Δ_2 de la seconde bande excitée, ainsi que la dépendance avec le confinement ρ_0 imposé aux tubes.

L'application numérique de ce résultat donne un taux de relaxation dipolaire dans le canal 2 égal à $\beta^{1D}_{2,\text{théo}} = 2\times10^{-19}$ m^3.s^{-1}, à un champ magnétique supérieur au seuil $B_{\text{seuil}_{2,3}}$. Nous ferons une comparaison entre ce taux théorique et la valeur expérimentale un peu plus loin ci-dessous, qui donnera un accord raisonnable.

Cependant, il faut tempérer la validité de ce modèle, qui permet d'obtenir une expression analytique du taux de relaxation dipolaire. En effet, pour l'expression de Δ, nous n'avons considéré que la largeur de la seconde bande excitée Δ_2, alors que le canal 2 de relaxation dipolaire peuple les deux bandes excitées $\nu = 1$ et $\nu = 2$. De plus, nous avons séparé, dans le calcul des couplages, le mouvement relatif et le mouvement du centre de masse, qui ne sont rigoureusement pas factorisables en présence d'interactions.

Evolution du seuil - Interprétation

Après ce développement théorique permettant de quantifier le taux de relaxation dipolaire au dessus du seuil, intéressons-nous à l'évolution de la relaxation dipolaire en fonction de la profondeur des réseaux optiques, et plus particulièrement à l'évolution

5. Nous avons pour cela effectué une simplification autorisée lorsque la valeur de j_{max} est grande.

du seuil de la relaxation dipolaire. La relaxation dipolaire est mesurée en fonction du champ magnétique, pour deux profondeurs[6] $V_0 = 25\,E_r$ et $12\,E_r$, et les résultats sont présentés sur la figure Fig. 3.17.

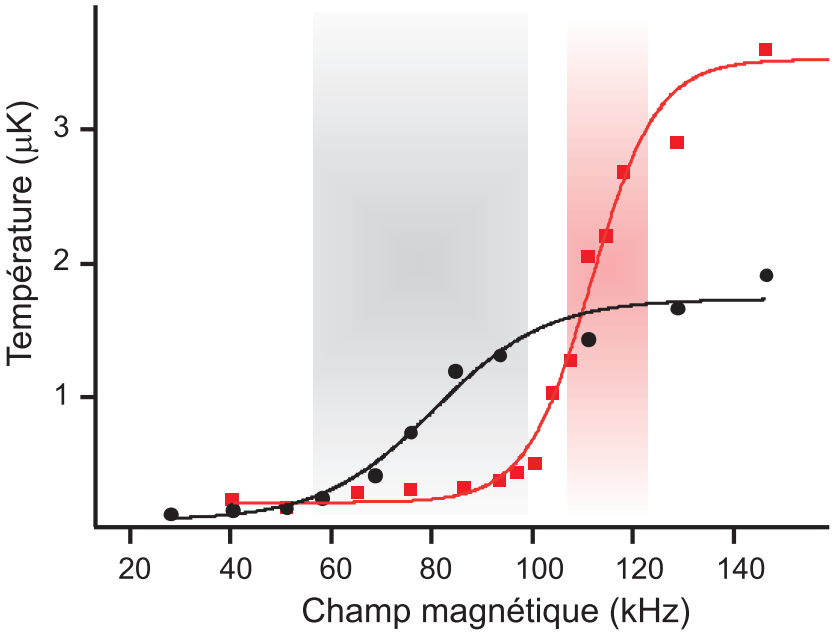

FIGURE 3.17 – *Courbes de chauffage du nuage par relaxation dipolaire en fonction de la norme du champ magnétique $\vec{B}$, orienté selon l'axe z des tubes. Le temps pendant lequel se produit la relaxation dipolaire est de 75 ms. Les points noirs sont mesurés pour une profondeur $V_0 = 12\,E_r$ égale pour chacun des deux réseaux, tandis que les carrés rouges donnent les résultats pour $V_0 = 25\,E_r$. Les traits pleins sont des guides pour l'oeil, les couleurs correspondant à celles des données expérimentales. Les bandes verticales dégradées donnent la largeur Δ_2 de la bande vibrationnelle $\nu = 2$, pour les deux profondeurs des réseaux explorées, et elles sont centrées au niveau des seuils théoriques.*

Il apparaît sur les deux courbes de la figure Fig. 3.17 que la position du seuil dépend bien de la profondeur des réseaux. Plus précisément, elle correspond au champ magnétique pour lequel la fréquence de Larmor est équivalente au gap $\hbar\omega_l$ entre les bandes $\nu = 0$ et $\nu = 1$: à 12 E_r, $\frac{\omega_l}{2\pi} \approx 80$ kHz, et à 25 E_r, $\frac{\omega_l}{2\pi} \approx 120$ kHz. Nous retrouvons donc bien expérimentalement le comportement attendu (cf. section 3.4.3).

De plus, sur ces données la largeur du seuil varie elle aussi avec la profondeur des réseaux optiques. La largeur semble ainsi correspondre à la largeur de la bande vibrationnelle $\nu = 2$. En effet, numériquement $\frac{\Delta_2}{h} \approx 43$ kHz pour 12 E_r et $\frac{\Delta_2}{h} \approx 16$ kHz pour 25 E_r, ce qui correspond aux largeurs expérimentales au niveau des seuils de relaxation dipolaire : nous déduisons des données de la figure Fig. 3.17 les largeurs

6. Les profondeurs de chacun des deux réseaux sont modifiées tout en restant toujours égales entre elles afin de respecter les conditions de symétrie (cf. section 3.4.4).

totales à $\frac{1}{e}$, qui sont respectivement égales à $\delta_{exp,12} \approx 35$ kHz pour 12 E_r et $\delta_{exp,25} \approx 19$ kHz pour 25 E_r.

La largeur de la bande fondamentale étant très fine pour ces deux profondeurs de réseaux, il est logique que ce soient les largeurs des bandes excitées $\nu = 1$ et $\nu = 2$ qui définissent la largeur du seuil. Dans l'hypothèse où le couplage du canal 2 est dominant, couplage avec à la fois la bande $\nu = 2$ et $\nu = 1$, et en considérant que la désexcitation collisionnelle est plus rapide pour les atomes dans la bande $\nu = 2$, il est raisonnable d'expliquer la largeur du signal de température Fig. 3.17 associé à la relaxation dipolaire comme provenant de la largeur Δ_2 de la bande $\nu = 2$. Cependant, il est possible que la largeur Δ_1 joue également un rôle ; la variation de la largeur du signal expérimental avec la profondeur des réseaux s'explique qualitativement par la variation commune des largeurs Δ_1 et Δ_2.

Finalement, la figure Fig. 3.17 montre que le chauffage dû à la relaxation dipolaire est plus élevé pour $V_0 = 25\,E_r$ que pour $V_0 = 12\,E_r$. Cette observation s'accorde elle aussi bien avec l'expression du taux de relaxation dipolaire trouvé grâce à l'équation éq. (3.45), car la largeur Δ diminue pour V_0 croissante.

Comparaison théorie/expérience - Régime d'interactions

L'application numérique du résultat de l'expression éq. (3.45) donne un paramètre de relaxation dipolaire dans le canal 2 égal à $\beta^{1D}_{2,\text{théo}} = 2 \times 10^{-19}$ m^3.s^{-1}. Comparons cette valeur avec la mesure du taux de chauffage global $\frac{dT_{tot}}{dt} = 215 \pm 30$ nK.ms^{-1} mesuré près du seuil : ce taux de chauffage nous donne un taux de relaxation dipolaire expérimental pour le canal 2 égal à $\beta^{1D}_{2,\text{exp}} = (4.6 \pm 1.4) \times 10^{-20}$ m^{3}s^{-1}. La mesure donne donc un résultat du même ordre de grandeur que la valeur théorique, ce qui est satisfaisant compte tenue des importantes simplifications de la théorie.

La légère différence entre ces deux valeurs peut aussi s'expliquer par les corrélations existantes dans un gaz à une dimension. En effet, en géométrie 1D le gaz peut entrer dans un régime de fortes interactions, dit régime de Tonks-Girardeau [129, 127, 38], où les bosons avec une interaction répulsive se comportent comme des fermions sans interactions. Dans un tel régime, les collisions sont réduites, de même que les corrélations du système [130]. Un bon critère pour délimiter le régime de fortes interactions (Tonks-Girardeau) de celui de faibles interactions (où le système est bien décrit par l'équation de Gross-Pitaevskii) est le paramètre $\gamma = \frac{mg}{\hbar^2 n}$, qui peut s'exprimer comme le carré du quotient de la distance moyenne inter-particules $\frac{1}{n}$ sur la longueur de corrélation $l_c = \frac{\hbar}{\sqrt{mgn}}$ (m est la masse d'un atome, g la constante décrivant les interactions de contact à 1D, et n la densité 1D). Pour $\gamma >> 1$, le système est fortement dans le régime de Tonks-Girardeau, et inversement. Pour notre expérience, $\gamma \approx 1$, ce qui caractérise un régime intermédiaire, où les collisions doivent déjà être réduites, la fonction de corrélation de paire (cf. éq. (2.46)) étant réduite environ de moitié.

3.7 Perspectives

Nous avons démontré expérimentalement une modification des collisions inélastiques dues à l'interaction dipôle-dipôle, par l'effet d'un confinement selon une ou deux directions grâce à l'ajout de réseaux optiques. Nous avons expliqué cette réduction par la modification des canaux de sortie de relaxation dipolaire, plus particulièrement par la réduction de la densité d'état selon les axes confinés. Un évènement de relaxation dipolaire convertit l'énergie interne Zeeman en excitation dans les bandes vibrationnelles des réseaux optique et en énergie cinétique. La présence d'un important gap en énergie entre la bande fondamentale et les bandes excitées permet de faire en sorte que, pour des valeurs de champ magnétique expérimentalement accessibles, l'énergie cinétique gagnée lors de la collision soit inférieure à ce gap. Le taux de relaxation dipolaire peut ainsi être réduit en abaissant le champ magnétique au-dessous d'un seuil déterminé par la profondeur des réseaux optiques.

Métastabilité en 1D

Nous avons de plus observé une quasi-annulation de la relaxation dipolaire dans des gaz 1D sous ce seuil en champ magnétique. Cette annulation est due à la symétrie du système, qui permet l'annulation des couplages des canaux de relaxation dipolaire sous le seuil. L'intérêt d'une telle annulation des collisions inélastiques est notamment de pouvoir obtenir des gaz métastables pour des états de spin non minimum en énergie. Ce résultat ouvre la voie à l'étude de la physique des spinors dipolaires, sans subir de pertes par relaxation dipolaire.

Relaxation dipolaire dans des réseaux optiques 3D

Un des développements possibles de cette expérience est de confiner les tubes selon la troisième direction, par l'ajout d'un réseau optique supplémentaire, afin d'obtenir une matrice cubique de sites (piège « 0D »), semblable à l'ordonnancement d'un cristal. Dans cette configuration, il est possible [39, 40] de charger dans chaque site un nombre déterminé d'atomes. Avec par exemple un remplissage de deux atomes par sites, la relaxation dipolaire entre ces deux particules doit se faire de manière résonnante. La collision n'aura ainsi lieu que pour des valeurs du champ magnétique égales aux valeurs critiques dépendant de la profondeur des réseaux (équivalentes aux seuils en géométries 2D et 1D), la relaxation dipolaire étant nulle pour des champs hors résonance. Des oscillations de Rabi avec l'état correspondant à une paire de particules en rotation seraient alors observables pour ce processus cohérent. Ainsi, il peut être également possible de coupler un état dans le régime d'isolant de Mott [39, 40] et un état superfluide composé de paires de particules en rotation, pour lequel l'effet tunnel est très important.

Création et détection de vortex

Une autre de nos perspectives est l'observation de vortex créés par relaxation dipolaire. En effet, les collisions inélastiques présentées ici créent des états à deux particules tournant autour de l'axe imposé par le champ magnétique $\vec{B}$. La production d'un nombre suffisant de ces états, et l'augmentation de leur durée de vie, doit permettre d'observer la création de vortex [43, 131] au moyen de l'interaction dipôle-dipôle, création qui n'a jusqu'à présent pas été démontrée, les vortex observés jusqu'ici étant créés par le biais d'une mise en rotation du condensat par un faisceau dipolaire mobile [6] ou d'excitation Raman par des faisceaux de type Laguerre-Gauss [132]. Il faut de plus noter que la création de tels vortex reviendrait à l'observation dans le domaine des atomes froids de l'effet Einstein - de Haas [42] en physique du solide, effet pour lequel un changement d'aimantation s'accompagne d'une mise en rotation du système.

En utilisant le caractère résonnant de la relaxation dipolaire dans des réseaux 3D, il devrait alors être possible de créer de façon cohérente ces états de paires en rotation.

CHAPITRE 4

Démagnétisation spontanée d'un condensat dipolaire à champ magnétique quasi-nul

4.1 Introduction sur la physique des spineurs

La physique des spineurs traite de l'étude des gaz quantiques dégénérés possédant un degré de liberté de spin. Dans un piège magnétique, ce degré de liberté est gelé, au sens où seuls les états « low-field seeker » sont piégés : le basculement du spin d'un atome peut mettre celui-ci dans un état non piégé, l'atome quittant alors le système. L'emploi d'un piège optique dipolaire permet de relâcher ce degré de liberté, car il piège tous les sous-états Zeeman [128, 133] quasiment de la même façon.

La possibilité de piéger tous les sous-états Zeeman a ainsi permis d'explorer de nouvelles phases exotiques (cycliques, polaires, ...) de ces systèmes spinoriels dont le paramètre d'ordre n'est alors plus représenté par un scalaire, mais par un vecteur. Ces phases ont été étudiées pour des systèmes ayant pour moment angulaire total $F = 1$ et $F = 2$, de façon théorique [134, 135, 136, 137] et expérimentale [138, 139]. L'existence de telles phases vient des différences entre les interactions de contact selon les composantes de spin : l'état de plus faible énergie du système n'est pas forcément un état où les atomes sont polarisés dans un même sous-état Zeeman. La partie des interactions de contact qui dépend du spin détermine la nature du condensat (ferromagnétique, antiferromagnétique, ...).

L'obtention d'un condensat spinoriel permet d'étudier la dynamique de spin [140, 141], la modification de la distribution des populations de spin étant généralement assurée par les collisions d'échange de spin. Elle permet également d'étudier des effets tels que la création de domaines de spin spatialement séparés [142] (cas ferromagnétique), ou encore l'apparition de textures de spin [143, 144].

La physique des spineurs est un domaine très riche, et de nombreux paramètres peuvent enrichir les comportements de ces systèmes : l'application de champs et gradients de champ magnétique peut modifier les textures de spin [143], l'effet quadratique Zeeman (d'origine magnétique ou optique) peut altérer l'état fondamental [145, 144]. Il a également été observé expérimentalement que l'interaction dipôle-dipôle pourrait avoir un effet sur la dissolution d'une texture de spin hélicoïdale en une multitude de domaines de spin [146]. Jusqu'à présent, la formulation théorique du problème ne semble pas complètement reproduire cet effet [147, 148], qui pourrait plutôt s'expliquer

par un effet hors équilibre.

L'interaction dipôle-dipôle est en général trop faible pour jouer un rôle dans les réalisations expérimentales de condensats spinoriels alcalins. Seules les interactions de contact déterminent la nature des phases observées. Ainsi, ces expériences sont effectuées à magnétisation constante, car le potentiel des interactions de contact est central, et ne permet donc pas de variation de la projection du spin total. Notons qu'il autorise cependant les collisions avec échange de spin, mais ce sont des collisions qui ne modifient pas la magnétisation du nuage. Ces systèmes sont donc (presque) insensibles à l'effet Zeeman linéaire, et l'observation de phases exotiques peut s'effectuer à haut champ.

Pour une espèce dipolaire comme le chrome, l'interaction dipôle-dipôle reste trop faible (en première approximation) pour modifier l'état fondamental du spineur à champ magnétique nul [149], mais elle permet de coupler des états dont la projection du spin total diffère (cf. la relaxation dipolaire, décrit section 2.2), et rend ainsi libre la magnétisation du système. En présence d'interactions dipolaires, le système devient alors sensible à l'effet Zeeman linéaire : à haut champ, le condensat est polarisé dans le sous-état Zeeman de plus basse énergie $m_S = -3$, le système est donc dans une phase ferromagnétique. Au contraire, à bas champ l'énergie Zeeman devient inférieure aux interactions de contact dépendantes du spin, et l'état fondamental correspond alors à une phase non polarisée (probablement cyclique ou polaire), de magnétisation différente [16, 17]. Le principal avantage de l'interaction dipôle-dipôle est ainsi de pouvoir explorer l'état fondamental d'un condensat spinoriel à magnétisation libre.

Dans ce chapitre, je traiterai de l'observation expérimentale d'une démagnétisation spontanée d'un condensat de chrome après application d'un très bas champ magnétique (inférieur à 0.5 mG), ce qui correspond à la trempe de ce condensat à travers une transition de phase, entre une phase ferromagnétique et une phase non-polarisée [44]. Cette expérience constitue ainsi les premiers pas de l'exploration de l'état fondamental d'un condensat spinoriel lorsque le degré de magnétisation est libre.

La démagnétisation observée apparaît en dessous d'un champ magnétique critique dont l'expression est donnée par les interactions de contact dépendants du spin. Je mettrai ainsi en évidence comment ce champ critique varie avec la densité du condensat. Puis j'expliquerai comment la dynamique de spin est liée à l'énergie du champ moyen non local dû aux interactions dipolaires.

Je comparerai ensuite la distribution des populations de spin observée après démagnétisation du condensat avec celles des phases quantiques de plus basses énergies prédites théoriquement [16, 17], et donnerai les facteurs possibles (effet de température finie, décohérence du système, adiabaticité à la transition, présence d'états métastables) pouvant expliquer les différences constatées.

Enfin j'aborderai la thermodynamique d'un tel système, en m'appuyant sur le diagramme des phases du cas simple d'un condensat sans interactions à magnétisation fixe [150], puis en décrivant, dans notre cas, les spécificités d'un condensat ayant une

magnétisation libre. J'évoquerai alors de possibles applications d'un tel système pour des problématiques liées à la thermométrie et au refroidissement de gaz ultra-froids.

4.2 Phases quantiques d'un spineur de chrome

4.2.1 Interactions de contact dépendantes du spin

Notre stratégie de condensation (cf. section 1.2.7) repose sur le chargement d'un piège optique dipolaire. Les atomes qui y sont piégés sont ensuite polarisés par pompage optique dans l'état de projection du spin $m_S = -3$ de plus basse énergie, afin d'interdire la relaxation dipolaire, avant de débuter l'étape d'évaporation.

Cependant, si les taux de relaxation dipolaire étaient négligeables, il serait envisageable d'atteindre la condensation à partir d'autres sous-états Zeeman, suivant les propriétés des collisions élastiques et inélastiques correspondantes. C'est le cas dans des expériences avec des spineurs alcalins (de Rb et Na), pour lesquels les taux de relaxation dipolaire sont faibles, et où l'étape d'évaporation peut être effectuée dans divers sous-états Zeeman, parfois même plusieurs simultanément [133].

Pour un condensat de chrome où le taux de relaxation dipolaire est important, il faut que les atomes soient tous polarisés dans le même sous-état Zeeman de plus basse énergie $m_S = -3$: cet état, stable en présence d'un champ magnétique suffisant (un champ supérieur à 5 mG suffit amplement dans nos conditions expérimentales), correspond à une phase ferromagnétique, et c'est l'état dans lequel nous produisons le condensat.

A champ magnétique nul, il n'y a plus d'effet Zeeman pour lever la dégénérescence des sous-états m_S et pour imposer l'état fondamental du système. Dans ce cas, ce sont les interactions de contact qui définissent l'état de plus basse énergie, et plus particulièrement la partie des interactions de contact qui dépend du spin.

Phases spinorielles à champ magnétique nul

Pour introduire quelques notions nécessaires, et afin de déterminer quelle est la phase de plus basse énergie à champ nul, fixée d'après la partie des interactions de contact dépendante du spin, nous reprenons ici le traitement effectué en [134] dans le cas d'une espèce bosonique de spin 1 (telle que ^{23}Na, ^{87}Rb). Le calcul repose tout d'abord sur la séparation, dans l'expression des interactions de contact, des parties dépendantes et indépendantes du spin. L'interaction de contact étant à symétrie sphérique, le spin total S_t d'une paire de particules est un bon nombre quantique pour décrire cette interaction. Nous écrivons alors le potentiel d'interactions de contact adapté à la description d'un spineur, ici dans le cas simplifié d'un spin $S = 1$, sous la forme :

$$\hat{V}(\vec{r}) = \delta(\vec{r}) \sum_{S_t=0,2} g_{S_t} \hat{P}_{S_t} = \delta(\vec{r}) \left(g_0 \hat{P}_0 + g_2 \hat{P}_2 \right) \tag{4.1}$$

où $g_{S_t} = \frac{4\pi\hbar^2 a_{S_t}}{m}$ est la constante d'interaction de contact pour le canal de collision de spin total S_t, avec m la masse d'un atome, et a_{S_t} la longueur de diffusion en onde s associée à ce canal. Pour des raisons de symétrie, seules les valeurs paires de S_t sont considérées ici : lors de la collision entre deux particules identiques dans le même sous-état Zeeman, la fonction d'onde associée est paire, ce qui impose au spin total S_t pour deux bosons collisionnant en onde s (moment angulaire orbital relatif $l = 0$, collisions dominantes à très basse température) d'être pair [151].

Le terme $\hat{P}_{S_t}$ est l'opérateur de projection de la paire dans l'état de spin total S_t. On utilise la relation de complétude $\hat{P}_0 + \hat{P}_2 = \hat{I}$ (avec $\hat{I}$ l'opérateur identité, et $\hat{P}_1$ nul par symétrie), ainsi que la relation $\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = \sum_{j=0}^{2S} \lambda_j \hat{P}_j$ (avec $\lambda_j = \frac{1}{2}[j(j+1) - S(S+1)]$), qui donne [134, 151] la relation $\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = \hat{P}_2 - 2\hat{P}_0$. Avec ces deux relations, on peut décomposer le potentiel d'interaction de contact en une partie indépendante du spin de coefficient c_0 et une partie dépendante du spin de coefficient c_2 :

$$\hat{V}(\vec{r}) = \delta(\vec{r}) \left(c_0 + c_2 \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \right) \tag{4.2}$$

où les constantes c_0 et c_2 sont définies par $c_0 = \frac{g_0+2g_2}{3}$ et $c_2 = \frac{g_2-g_0}{3}$. L'hamiltonien décrivant les interactions de contact s'écrit alors en seconde quantification :

$$\hat{H}_{\text{contact}} = \frac{1}{2} \int d\vec{r} \left(c_0 \sum_{m,j=-S}^{S} \hat{\Psi}_m^\dagger \hat{\Psi}_j^\dagger \hat{\Psi}_j \hat{\Psi}_m + c_2 \sum_{m,j,l,k=-S}^{S} \hat{\Psi}_m^\dagger \hat{\Psi}_j^\dagger \vec{S}_{m,k} \cdot \vec{S}_{j,l} \hat{\Psi}_l \hat{\Psi}_k \right) \tag{4.3}$$

où l'opérateur densité est défini par $\hat{n}(\vec{r}) = \sum_{m=-S}^{S} \hat{\Psi}_m^\dagger(\vec{r}) \hat{\Psi}_m(\vec{r})$, avec $\hat{\Psi}_m^\dagger$ les opérateurs de création d'une particule dans le sous-état Zeeman $m_S = m$ formant le vecteur du spineur. L'énergie associée à ces interactions de contact est calculée [134] dans l'approximation de champ moyen :

$$E_{\text{contact}} = \langle \hat{H}_{\text{contact}} \rangle = \frac{1}{2} \int d\vec{r}\, n^2(\vec{r}) \left(c_0 + c_2 \langle \vec{S} \rangle^2 \right) \tag{4.4}$$

où la densité s'écrit $n(\vec{r}) = \langle \hat{n}(\vec{r}) \rangle = \sum_{m=-S}^{S} \psi_m^*(\vec{r}) \psi_m(\vec{r})$. Les termes $\vec{S} = (S_x, S_y, S_z)$ représentent les opérateurs vecteurs de spin, $\langle \vec{S}_\mu(\vec{r}) \rangle = \sum_{m,n=-S}^{S} \zeta_m^* (s_\mu)_{m,n} \zeta_n$, où s_μ, pour $\mu = x, y, z$, sont les matrices de spin pour $S = 1$ et $\psi_m(\vec{r}) = \sqrt{n(\vec{r})}\, \zeta_m(\vec{r})$, avec ζ un spineur normalisé, $\sum_{m=-S}^{S} \zeta_m^* \zeta_m = 1$.

L'état fondamental est alors déterminé par la minimisation de l'énergie du système pour un nombre fixe de particules. A champ magnétique nul, la référence [134] démontre l'existence de deux phases distinctes, suivant le signe du coefficient c_2.

Pour $c_2 < 0$, l'énergie du système est minimisée en rendant maximum la valeur de $\langle \vec{S} \rangle^2 = 1$, ce qui est réalisable par exemple lorsque tous les atomes sont polarisés dans le même sous-état Zeeman de magnétisation extrême. L'état fondamental du système

correspond donc à une phase ferromagnétique. L'état fondamental est constitué de tous les spineurs reliés par rotation et par transformation de jauge au spineur $\zeta = (1, 0, 0)$ [134].

Pour $c_2 > 0$, l'énergie est minimisée dans le cas où $\langle \vec{S} \rangle = 0$. Dans ce cas, l'état fondamental correspond à une phase appelée polaire, de magnétisation nulle, représentée par le spineur $\zeta = (0, 1, 0)$ (et tous les spineurs liés par rotation et transformation de jauge). Cette phase est également appelée antiferromagnétique, terme adapté de la physique des cristaux liquides, cependant elle ne correspond pas à un alignement alterné de spins antiparallèles (ordre de Néel), car le condensat ne possède pas l'ordonnancement d'un cristal.

Ces résultats calculés pour un spin $S = 1$ sont généralisables aux spins plus grands [136, 137, 16, 17]. Dans ce cas, les coefficients c_i sont des combinaisons linéaires des constantes d'interactions g_{S_t}, et des phases supplémentaires apparaissent. On constate d'après cet exemple l'importance de la partie des interactions de contact dépendante du spin, qui détermine la nature de l'état fondamental.

4.2.2 Diagramme des phases à champ magnétique fini

A champ magnétique fini, l'effet Zeeman linéaire vient modifier les résultats précédents. En effet, pour l'exemple d'un spin $S = 1$, la séparation en énergie entre phase ferromagnétique et phase polaire, apparaissant à $c_2 = 0$, est alors décalée par l'énergie Zeeman. La transition de phase s'effectue alors pour un champ magnétique critique B_c dépendant de la valeur de c_2 [151], telle que l'énergie Zeeman soit compensée par l'énergie d'interaction provenant de la partie des interactions de contact dépendante du spin. Ainsi, un système $S = 1$ initialement dans la phase polaire (antiferromagnétique) à champ nul, deviendra ferromagnétique pour un champ magnétique supérieur au champ critique B_c. Au contraire, un système ferromagnétique à champ nul restera toujours ferromagnétique à champ fini.

Dans le cas du chrome, de spin $S = 3$, les différentes longueurs de diffusions a_6, a_4, a_2, et a_0 déterminent la nature de l'état fondamental à champ magnétique nul. La différence $a_6 - a_4 \approx 38\, a_B$ est positive, ce qui impose que l'état fondamental soit une phase non-ferromagnétique : par analogie avec le cas $S = 1$ décrit ci-dessus, la différence $a_6 - a_4$ correspondant au terme $c_2 > 0$, nous appellerons alors antiferromagnétique la nature du condensat de chrome à champ nul. Dans ce cas, la phase quantique correspondant à l'état fondamental antiferromagnétique du chrome est indéterminée : elle peut être polaire, cyclique,... selon la valeur de la longueur de diffusion a_0 encore inconnue. Le diagramme des phases est par ailleurs enrichi du fait de la complexité d'une espèce de spin $S = 3$ [17].

La nature du chrome à champ nul étant antiferromagnétique, en appliquant un champ magnétique externe croissant il est possible de traverser une transition entre la phase de l'état antiferromanétique et une phase ferromagnétique, quand l'énergie Zeeman devient supérieure à celle de la partie des interactions de contact dépendante

du spin. Une version simplifiée du diagramme de phase prédit théoriquement [17, 16] est donnée à la figure Fig. 4.1, en fonction de la valeur du champ magnétique externe et de la longueur de diffusion inconnue a_0.

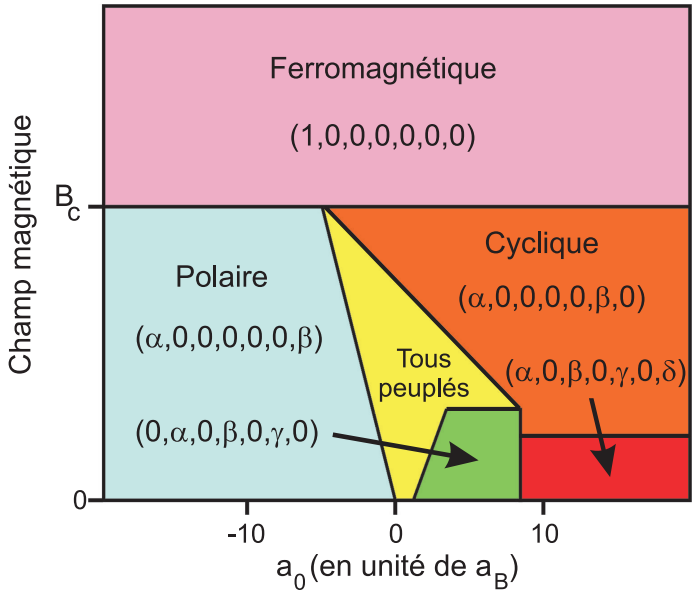

FIGURE 4.1 – *Diagramme simplifié des phases quantiques pour le chrome (spin 3), adapté de [17, 16]. La phase quantique correspondant à l'état fondamental du système dépend à la fois du champ magnétique externe et de la valeur de la longueur de diffusion a_0 associée au potentiel moléculaire pour $S_t = 0$, inconnue pour le ^{52}Cr. La distribution dans les différents sous-états Zeeman est représentée qualitativement pour chaque phase, par le spineur normalisé $\zeta = (\alpha, \beta, \gamma, \delta, \epsilon, \eta, \theta)$ correspondant aux sous-états Zeeman m_S = (-3, -2, -1, 0, 1, 2, 3). La phase ferromagnétique est stable uniquement pour un champ magnétique supérieur au champ critique B_c défini par éq. (4.5).*

Nous donnons qualitativement le spineur normalisé $\zeta = (\alpha, \beta, \gamma, \delta, \epsilon, \eta, \theta)$ représentant les populations dans les différents sous-états Zeeman m_S = (-3, -2, -1, 0, 1, 2, 3), pour les trois phases principales (dont les existences sont prédites sur de larges gammes de paramètres) : ferromagnétique (1, 0, 0, 0, 0, 0, 0), polaire (α, 0, 0, 0, 0, 0, β) et cyclique (α, 0, 0, 0, 0, β, 0).

La transition entre la phase ferromagnétique et la phase de l'état antiferromagnétique survient pour un champ magnétique critique B_c. En dessous de ce champ magnétique critique, le condensat initialement produit dans une phase ferromagnétique (tous les atomes sont polarisés dans le sous-état Zeeman $m_S = -3$) n'est alors plus dans l'état fondamental. B_c est défini par [17, 121] :

$$g_S \mu_B B_c = \frac{7.5}{11} \frac{2\pi\hbar^2(a_6 - a_4)}{m_{Cr}} n \tag{4.5}$$

Ce champ critique dépend donc de la densité n, et de la différence de longueurs de diffusion $a_6 - a_4$. Dans le cas des espèces Rb et Na, la différence entre les longueurs de diffusion est faible, et donc la partie des interactions de contact dépendante du spin l'est également. Ainsi, le champ magnétique critique calculé dans le cas du ^{87}Rb pour $F = 2$ [137] est de l'ordre de $30\,\mu$G pour une densité $n_0 = 10^{20}$ m^{-3}. Pour le chrome au contraire, les longueurs de diffusion sont très différentes (cf. section 2.6) : $a_6 - a_4 \approx 38\,a_B$. Le champ magnétique critique B_c en dessous duquel le condensat n'est plus ferromagnétique a alors une valeur accessible expérimentalement, typiquement inférieure à 1 mG : pour un condensat de chrome de 20000 atomes et une densité de $n_0 = 3.5 \times 10^{20}$ m^{-3}, nous avons $B_c \approx 250\,\mu$G.

Stabiliser le champ magnétique externe en dessous de cette valeur requiert cependant une très bonne maîtrise technique des champs, par exemple grâce à un blindage magnétique de la chambre expérimentale. Le procédé que nous avons utilisé est basé sur la compensation active des champs magnétiques, que je décris dans l'annexe A.2.

4.3 Interaction dipôle-dipôle et magnétisation libre

Dans tout le traitement précédent pour déterminer le diagramme des phases du chrome, nous n'avons considéré que les interactions de contact. En effet, l'énergie associée au potentiel d'interaction dipôle-dipôle est faible comparée à celle de la partie des interactions de contact dépendante du spin, qui fixe le champ magnétique critique : $C_{dd} \ll \frac{2\pi\hbar^2(a_6-a_4)}{m_{Cr}}$ (pour une distribution des dipôles donnant un effet maximum, la contribution des interactions dipôle-dipôle ne représente que 25% des interactions dépendantes du spin [17]). Cette énergie dipolaire contribue donc a priori peu à la détermination du diagramme des phases, c'est-à-dire à la détermination de l'état fondamental du système (cf. cependant la discussion de la référence [149] pour plus de détails).

4.3.1 Rôle de l'interaction dipôle-dipôle

L'interaction dipôle-dipôle est la seule interaction capable de modifier la magnétisation totale du système. Celle-ci est définie par :

$$M = \frac{1}{N_{\text{total}}} \sum_{m_S=-3}^{3} m_S \times N_{m_S} \tag{4.6}$$

avec N_{total} le nombre total d'atomes du spineur, et N_{m_S} le nombre d'atomes dans le sous-état Zeeman m_S. Les expériences menées jusqu'à présent sur des condensats spinoriels [138, 139] utilisent des espèces où l'interaction dipôle-dipôle est très faible par rapport aux interactions de contact. Or ces dernières ne peuvent entraîner de changements de l'état de spin que par échange de spin (par exemple, $|0\rangle + |0\rangle \rightarrow |-1\rangle + |1\rangle$), mais la projection du spin total, elle, reste constante. Ainsi, la magnétisation calculée sur l'ensemble du spineur est inchangée. Les spineurs ainsi formés sont dans

l'état fondamental pour une magnétisation constante, qui n'est pas nécessairement l'état de plus basse énergie.

Pour étudier le système à différentes magnétisations, il est donc nécessaire de préparer au préalable les condensats spinoriels avec la magnétisation voulue, c'est-à-dire modifier artificiellement la répartition des populations dans les sous-états Zeeman. Pour cela, une impulsion de champ magnétique radio-fréquence [152] est généralement utilisée pour mettre les atomes dans une superposition d'états Zeeman. Un gradient de champ magnétique est ensuite appliqué, afin que les phases de chaque sous-état évoluent différemment les unes des autres, ce qui provoque la décohérence de la superposition d'états : le spineur est ainsi formé avec la répartition voulue. Une fois le condensat spinoriel formé, il est ensuite possible d'observer une évolution des populations dans les sous-états Zeeman, mais la magnétisation reste toujours égale à celle préparée (artificiellement) initialement.

L'interaction dipôle-dipôle accorde un degré de liberté supplémentaire au système, en autorisant la dynamique de la magnétisation du système (cf. section 4.6). Ainsi, les phases prédites [17, 16] (cyclique, polaire, ...) en-deçà du champ magnétique critique B_c, de magnétisations différentes de celle de la phase ferromagnétique, pourraient devenir dynamiquement accessibles à partir d'un condensat initialement ferromagnétique, en réduisant le champ magnétique jusqu'à traverser la transition de phase.

En résumé, l'état fondamental du système est déterminé par la partie des interactions de contact dépendante du spin, mais la possibilité de passer entre deux phases de magnétisation différentes n'existe que grâce à l'interaction dipôle-dipôle.

4.3.2 Démagnétisation spontanée du condensat

Le condensat de chrome est produit à des champs magnétiques suffisamment élevés pour que son état fondamental corresponde à la phase ferromagnétique. Afin d'observer une transition de phase à partir de cette situation initiale, le champ magnétique est diminué en dessous de la valeur B_c, jusqu'à un champ quasiment « nul » (cf. section 4.5.3 pour la précision sur ce champ nul). Nous constatons alors que le nuage se dépolarise en un temps très court (inférieur à 10 ms) jusqu'à un état d'équilibre apparent (nous n'observons ensuite plus d'évolution pour des temps passés à champ magnétique nul allant jusqu'à plus de 500 ms), illustré sur la figure Fig. 4.2. La magnétisation dans cet état « final » est proche de zéro, typiquement égale à $M_{\text{finale}} \approx -0.5$.

Pour comprendre le caractère original des données de la figure Fig. 4.2, il est important de préciser qu'un condensat sans interactions ne se dépolarise pas, même si la magnétisation est libre. Les atomes d'un condensat sans interaction occupent en effet l'état de plus basse énergie, ce qui correspond au sous-état Zeeman $m_S = -S$, donc le condensat est dans une phase ferromagnétique pour tout champ magnétique non nul. Ce comportement est différent de celui d'un gaz thermique, pour lequel les sous-états zeeman suivent une distribution de Boltzmann (cf. section 4.7.1), ce qui implique une dépolarisation à champs faibles lorsque l'énergie Zeeman devient faible devant la

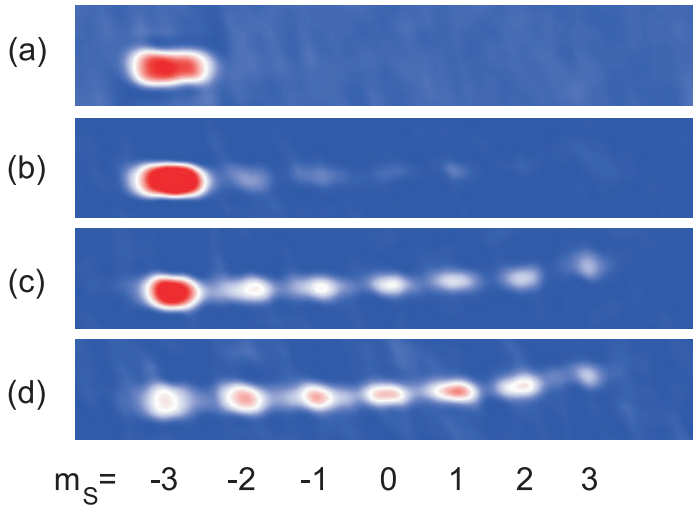

FIGURE 4.2 – *Exemple typique de distribution finale des 7 sous-états Zeeman d'un condensat de chrome dépolarisé. Les images sont prises par une procédure de Stern et Gerlach (cf. section 4.5.1), 155 ms après avoir commandé l'application d'un champ magnétique de faible amplitude : (a) 1 mG ; (b) 0.5 mG ; (c) 0.25 mG et (d) 0 mG. Le condensat se dépolarise de façon spontanée lorsque le champ magnétique est diminué, jusqu'à atteindre un état final où la dynamique de dépolarisation semble arrêtée. Au champ magnétique le plus faible, la distribution dans les sous-états Zeeman* m_S *= (-3, -2, -1, 0, 1, 2, 3) est égale à (*17.5 ± 9, 18 ± 4, 14 ± 1.5, 15 ± 3, 17 ± 3, 12.5 ± 4, 6 ± 2*)%, ce qui correspond à une magnétisation du nuage* $M_{\text{finale}} \approx -0.5$.

température du gaz. La dépolarisation du condensat est donc uniquement possible du fait d'une modification de l'état fondamental par les effets de champ moyen dûs aux interactions de contact.

Nous présentons également sur la figure Fig. 4.3 l'état final obtenu en fonction de la valeur du champ magnétique appliqué au niveau du condensat pendant un temps donné. On constate que la dépolarisation du condensat se produit sur une gamme de champs magnétiques de (demi-)largeur à $1/e$ égale à $\Delta B = 0.4$ mG, pour un champ critique théorique estimé dans ces conditions expérimentales à $B_c = 0.25$ mG grâce à l'équation éq. (4.5). Ce spectre en champ magnétique de démagnétisation du condensat doit être fait sur des temps courts (ici, environ 100 ms passés à $B < B_c$), sans quoi les fluctuations d'origines techniques du champ magnétique augmentent cette largeur (cf. Annexe A.2 sur l'ampleur de ces fluctuations). Sur ces données aussi, la magnétisation finale du système à champ nul (cf. section 4.6.4 pour les développements sur cet état final) est comprise dans l'intervalle $M_{\text{finale}} \in [-1\,;0]$: le nuage est fortement dépolarisé, les atomes étant quasiment équi-répartis dans les différents sous-états Zeeman.

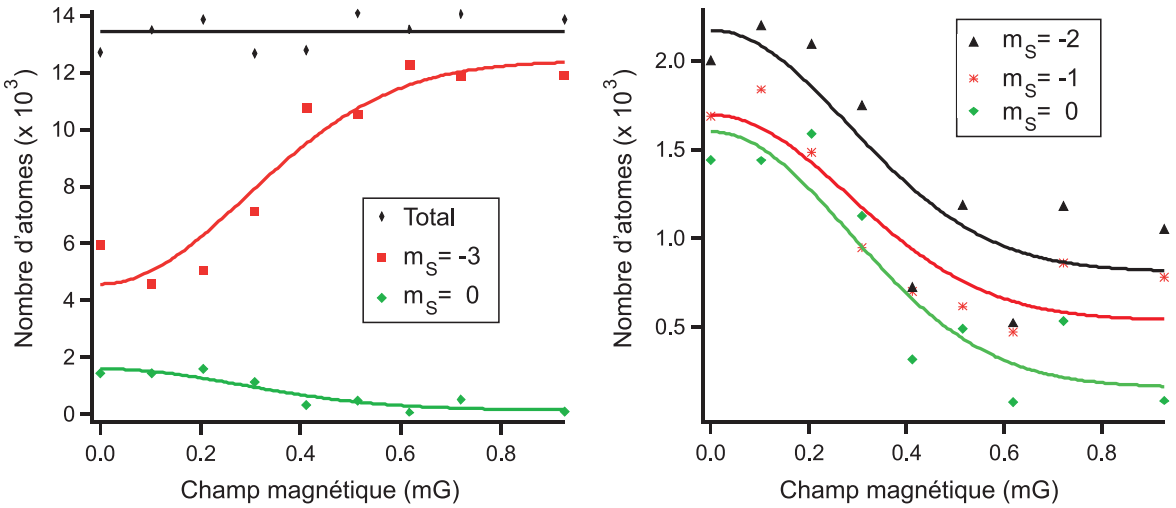

FIGURE 4.3 – *Distribution des populations dans les sous-états Zeeman, pour un condensat initialement dans $m_S = -3$, 155 ms après avoir commandé l'application d'un champ magnétique $\vec{B}$ de faible norme (présentée en abscisse). A gauche, les trois types de variations observées : les losanges noirs donnent le nombre total d'atomes, qui ne varie pas ; les carrés rouges donnent le nombre d'atomes dans $m_S = -3$; les losanges verts donnent le nombre d'atomes dans $m_S = 0$. A droite, les populations dans d'autres sous-états Zeeman, en fonction du même champ magnétique : $m_S = -2$ (triangles noirs), $m_S = -1$ (astérisques rouges), et $m_S = 0$ (losanges verts). Les courbes en trait plein sont des ajustements par une fonction gaussienne, de largeur à $\frac{1}{e}$ égale à 0.4 mG, pour chacune des populations (couleurs correspondantes). Les populations dans les sous-états Zeeman $m_S > 0$ non représentées ici ont un comportement similaire. Notons que même au champ maximum, la population dans $m_S = -2$ et $m_S = -1$ n'est ici pas nulle, à cause de la dépolarisation du gaz thermique et non du condensat (cf. section 4.7.2).*

4.4 Dépolarisation d'un gaz quantique dans des réseaux optiques

4.4.1 Modification du champ moyen des interactions de contact

L'expression du champ critique B_c dépend de la densité du nuage. Afin de rendre expérimentalement plus accessible ce champ critique, il est donc envisageable d'augmenter la densité en comprimant plus fortement le piège dipolaire croisé. De manière plus efficace, il est également possible de charger le condensat dans les réseaux optiques 2D décrits dans le chapitre précédent, afin que dans chacun des sites (tubes 1D) des réseaux la densité soit augmentée grâce au fort confinement : la densité au centre passe ainsi de $n_0 = 3.5 \times 10^{20}$ m^{-3} dans le condensat à $n_0 = 2 \times 10^{21}$ m^{-3} dans les réseaux pour 20000 atomes (cf. section 3.2.6).

Afin d'observer l'augmentation de la valeur du champ critique, nous mesurons,

comme pour les données de la figure Fig. 4.3, l'état final de dépolarisation obtenu en fonction du champ magnétique, dans le cas d'un condensat maintenu dans le piège dipolaire croisé et dans le cas d'un condensat chargé adiabatiquement (cf. section 3.2.4) dans des réseaux optiques 2D. Les résultats ainsi obtenus sont présentés sur la figure Fig. 4.4. Les caractéristiques des réseaux optiques sont les mêmes que celles présentées dans le chapitre précédent sur la relaxation dipolaire en dimensions réduites, détaillées dans la section 3.2.5.

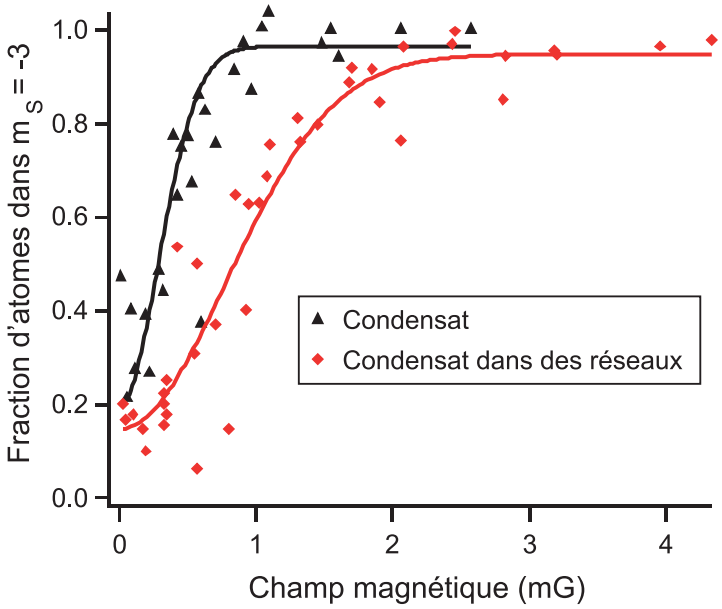

FIGURE 4.4 – *Fraction d'atomes restant dans le sous-état $m_S = -3$, 155 ms après avoir commandé l'application d'un champ magnétique $\vec{B}$ de faible norme (présentée en abscisse), dans deux configurations : les triangles noirs présentent le cas d'un condensat (géométrie 3D) ; les losanges rouges présentent le cas d'un condensat chargé adiabatiquement dans des réseaux optiques (géométrie 1D). Dans les deux cas, le nombre total d'atomes est le même (20000 atomes) et reste constant pour toutes valeurs de B. La profondeur des réseaux optiques est $V_0 = 25\,E_r$. Les courbes en traits pleins sont des ajustements aux données expérimentales (les couleurs correspondent) par une fonction gaussienne.*

Sur les résultats présentés sur la figure Fig. 4.4, il y a un élargissement de la gamme de champs magnétiques où la dépolarisation se produit, quand le condensat est chargé dans les réseaux optiques. D'autre part, il n'y a pas de différence visible au niveau de l'état final atteint : à champ nul, la distribution des populations dans les différents sous-états Zeeman est apparemment semblable dans les deux configurations.

Nous attribuons l'élargissement observé sur la figure Fig. 4.4 à l'augmentation du champ critique B_c, une conséquence de l'augmentation du champ moyen dû à la partie des interactions de contact dépendante du spin. En effet, lors du chargement du nuage

dans les réseaux optiques, la densité augmente, le potentiel chimique passe de $\frac{\mu}{h} = 3.8$ kHz pour le condensat à $\frac{\mu}{h} = 11$ kHz dans les réseaux. Dans l'hypothèse d'un effet de champ moyen, la largeur à $\frac{1}{e}$ des spectres obtenus devrait être grossièrement proportionnelle à la valeur du potentiel chimique, ce qui est vérifié par la comparaison entre théorie et expérience présentée par le tableau Tab. 4.1.

	Condensat	Condensat dans des réseaux
Champ critique théorique B_c (mG)	0.25	1.15
Largeur à $\frac{1}{e}$ expérimentale (mG)	0.4	1.45

Tableau 4.1 – *Comparaison entre la valeur théorique du champ magnétique critique B_c et la (demi-)largeur à $\frac{1}{e}$ mesurée expérimentalement, pour les deux configurations des spectres de la figure Fig. 4.4.*

L'accord entre théorie et expérience est satisfaisant, surtout en tenant compte de l'élargissement des courbes expérimentales par les fluctuations du champ magnétique ambiant, qui sont de l'ordre de 100 μG sur la durée de l'expérience. Pour plus de détails sur les méthodes employées pour contrôler le champ magnétique à proximité du champ nul, ainsi que sur les performances en stabilité obtenues, on se reportera à l'Annexe A.2 ainsi qu'à la section 4.5.3.

D'après ces données, nous sommes donc capables, en chargeant le condensat dans des réseaux optiques, d'augmenter la valeur du champ magnétique critique B_c en dessous duquel l'état fondamental n'est plus ferromagnétique, et où le nuage dégénéré se dépolarise. Cette augmentation du champ B_c est en accord avec une augmentation du champ moyen dû aux interactions de contact.

Déplacement lumineux tensoriel

Jusqu'ici, nous avons décrit la compétition entre l'effet Zeeman linéaire et les interactions de contact dépendantes du spin. Cependant, d'autres effets sont susceptibles de déplacer les uns par rapport aux autres les niveaux d'énergie des sous-états Zeeman, comme par exemple l'effet quadratique Zeeman, et ainsi de modifier l'état fondamental du système. Le ^{52}Cr a un spin nucléaire nul, il ne possède donc pas de structure hyperfine, et il n'y a alors pas d'effet Zeeman quadratique.

Par contre, le fait de piéger les atomes dans un piège dipolaire optique et l'ajout éventuel des réseaux optiques ont pour conséquence un décalage des sous-états Zeeman par l'effet quadratique optique, qui produit un effet similaire à l'effet quadratique Zeeman : le décalage des niveaux d'énergie est alors $\Delta E = m_S^2 \times \alpha$, avec α un paramètre dépendant des intensités, longueurs d'onde et polarisations des faisceaux. La référence [153] montre que l'effet quadratique optique peut effectivement modifier le diagramme des phases du chrome et faire varier la valeur du champ critique B_c.

Le décalage en énergie des sous-états Zeeman par la combinaison de l'effet Zeeman linéaire et de l'effet quadratique optique s'écrit :

$$\Delta E_{m_S} = m_S \times g_S \mu_B B + m_S^2 \times \alpha \tag{4.7}$$

Pour estimer la valeur de α, nous effectuons une mesure par spectroscopie rf (cf. section 1.2.6) sur un condensat dans le piège dipolaire, chargé ou non dans les réseaux optiques : nous effectuons un balayage en fréquence d'un champ magnétique oscillant à des fréquences rf, afin de transférer les atomes initialement dans le sous-état $m_S = -3$ vers le sous-état $m_S = 3$. Nous repérons ainsi la fréquence de résonance à laquelle se produit le changement de sous-état, pour le condensat chargé ou non dans les réseaux optiques, comme le montre l'exemple de la figure Fig. 4.5.

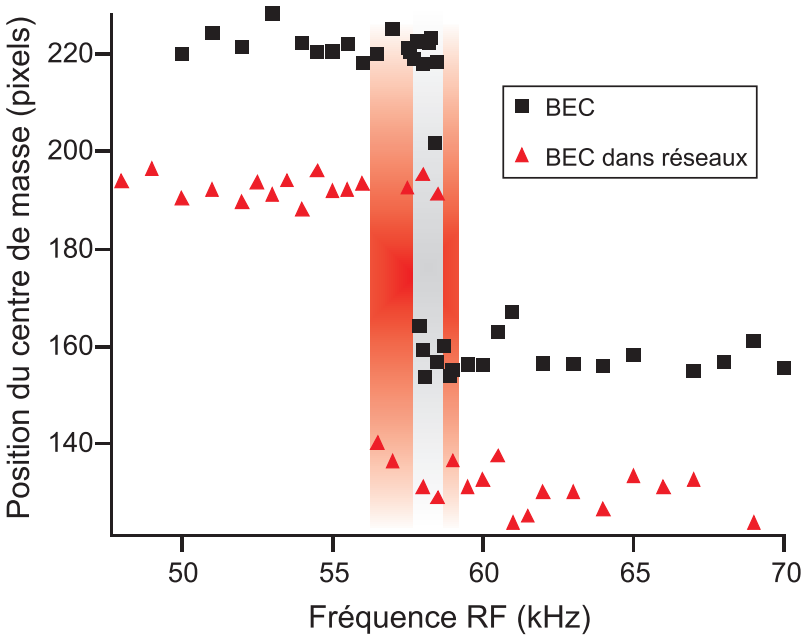

FIGURE 4.5 – *Spectroscopie rf dans deux configurations (les courbes sont décalées verticalement pour améliorer la visibilité) : les carrés noirs donnent le cas d'un condensat dans le piège dipolaire croisé, les triangles rouges le cas d'un condensat chargé dans les réseaux optiques 2D. En abscisse figure la valeur finale f_{fin} de la fréquence rf (en kHz) du champ magnétique appliqué (la fréquence rf est balayée de $f_{\text{ini}} = 10$ kHz à f_{fin}). En ordonnée figure la position (en pixels de la caméra d'imagerie) du nuage après une expérience de Stern et Gerlach : si la fréquence de résonance se trouve entre f_{ini} et f_{fin}, les atomes sont transférés dans le sous-état Zeeman $m_S = 3$, et sont déplacés par un gradient de champ jusqu'à la position la plus basse en ordonnées. Les bandes verticales donnent les largeurs expérimentales de la résonance, respectivement de 1 kHz et 3 kHz.*

En présence du seul effet Zeeman linéaire, la résonance se produit pour une fréquence rf égale à la fréquence de Larmor, $\hbar\omega_{RF} = g_S \mu_B B$, correspondant à l'écart

en énergie entre deux sous-états Zeeman consécutifs. L'effet quadratique optique induit un élargissement de cette résonance, car les écarts entre deux niveaux consécutifs ne sont plus les mêmes : les écarts extrêmes sont $\Delta E_3 - \Delta E_2 = g_S \mu_B B + 5 \times \alpha$ et $\Delta E_{-2} - \Delta E_{-3} = g_S \mu_B B - 5 \times \alpha$, d'où l'élargissement Δ dû à l'effet quadratique optique est de $\Delta = 10 \times \alpha$.

Entre les mesures faites sur le condensat et celles en présence des réseaux optiques, nous ne mesurons pas de décalage de la fréquence de résonance, par contre nous observons une augmentation de la largeur expérimentale de cette résonance, qui devient environ égale à 3 kHz en présence des réseaux. Cette mesure permet donc de définir une limite supérieure à l'effet quadratique optique : $\Delta E = m_S^2 \times \alpha = m_S^2 \times 300$ Hz. Un effet quadratique de cette ampleur n'est pas suffisant pour expliquer l'élargissement des spectres de dépolarisation présentés à la figure Fig. 4.4 entre le cas du condensat seul et celui du condensat dans les réseaux optiques [153]. Cependant, un tel effet quadratique optique est susceptible de modifier le diagramme des phases aux faibles champs magnétiques, ce que nous n'envisagerons pas ici.

4.4.2 Effets inélastiques inter-sites

Nous avons décrit au chapitre 3 le rôle crucial de la géométrie du système pour la relaxation dipolaire. Dans le cas d'un condensat chargé dans des réseaux optiques 2D, nous avons montré que, lorsque le champ magnétique est aligné avec l'axe z des tubes, la relaxation dipolaire au sein d'un site (tube 1D) est accompagnée d'une mise en rotation de la paire de particules, ce qui coûte une énergie : lorsque l'énergie Zeeman relâchée par le changement d'état est faible devant la hauteur de la bande interdite des réseaux optiques, la relaxation dipolaire est alors interdite pour des raisons de symétrie.

Le processus de dépolarisation spontanée du condensat se faisant à champ très faible, et dépendant de l'interaction dipôle-dipôle qui permet de faire varier la magnétisation, on pourrait s'attendre à ce que la dépolarisation pour un condensat chargé dans les réseaux dépende fortement de l'orientation du champ magnétique par rapport à l'axe des tubes 1D.

Cette prédiction n'est pas conforme à l'expérience, comme le montre la figure Fig. 4.6 présentant la dépolarisation d'un condensat dans les réseaux optiques en fonction du champ magnétique, pour deux orientations différentes de ce champ, parallèle et perpendiculaire à l'axe z des tubes : nous n'observons expérimentalement aucune différence entre les deux orientations du champ : la largeur à $\frac{1}{e}$ de la gamme de champs magnétiques dans laquelle se produit la dépolarisation reste la même, signe que le champ critique B_c est invariant ; l'état final de magnétisation est lui aussi apparemment identique.

Pour expliquer cela, rappelons que la relaxation dipolaire possède un caractère localisé (cf. section 2.4.1) : la collision s'effectue généralement à une distance interatomique particulière R_{RD} dont la valeur dépend du champ magnétique ($R_{RD} \propto \frac{1}{\sqrt{B}}$). Or, pour la gamme de champs magnétiques explorée pour observer une dépolarisation

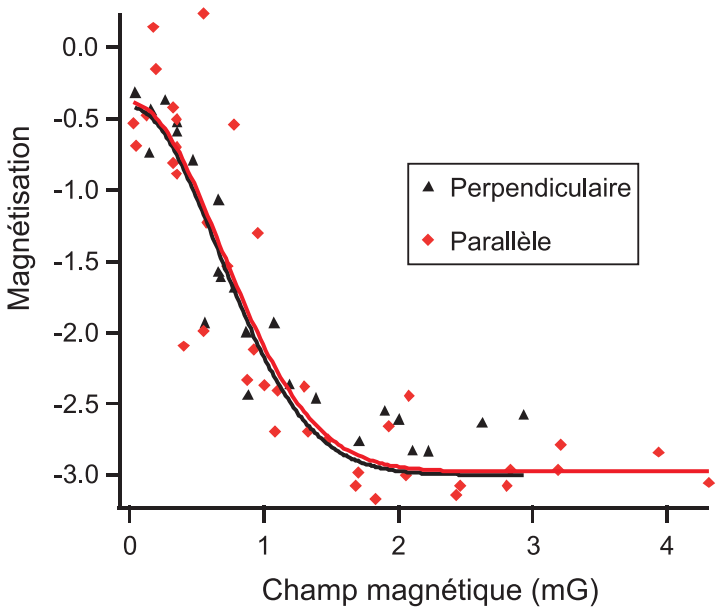

FIGURE 4.6 – *Dépolarisation du condensat, chargé dans les réseaux optiques (géométrie 1D, profondeur $V_0 = 25\,E_r$), 155 ms après avoir commandé l'application d'un champ magnétique $\vec{B}$ de faible norme présentée en abscisse, pour deux orientations de $\vec{B}$. Les losanges rouges sont les données prises pour un champ orienté parallèlement à l'axe z des tubes 1D, et les triangles noirs pour un champ orienté perpendiculairement à z. Les courbes en trait plein sont des ajustements aux données expérimentales (de couleurs correspondantes) par une fonction gaussienne, où la magnétisation à champs élevés est fixée égale à $M = -3$.*

spontanée du système, soit entre 0 et quelques mG, la distance R_{RD} est très grande, plus grande même que la distance entre deux sites des réseaux optiques : pour un champ $B = B_c$(réseaux) $= 1.15$ mG, la distance inter-particule typique est $R_{RD} \approx 400$ nm, alors que la distance inter-site est $\frac{\lambda}{2} = 266$ nm.

Pour de si grandes valeurs de R_{RD}, la symétrie cylindrique du système (imposée dans chacun des sites des réseaux) est brisée, et les atomes d'un site interagissent avec ceux des sites voisins. Le changement de magnétisation du système avec mise en rotation au sein de chaque site n'est alors pas interdit, et le condensat chargé dans les réseaux se dépolarise pour $B < B_c$. Cette observation expérimentale de l'invariance avec l'orientation du champ magnétique de la dépolarisation d'un condensat dans des réseaux optiques constitue une mise en évidence de la présence d'effets inélastiques inter-sites.

Une question intéressante que soulève l'existence de tels effets inter-sites est la possibilité de créer ainsi par collisions inélastiques dipolaires des paires de particules intriquées où chacune des particules appartient à un site différent. D'autres effets entre différents sites des réseaux optiques, liés au caractère longue portée de l'interaction

dipôle-dipôle, sont attendus[1] tels que la formation d'un superfluide de paires de Cooper formées entre deux sites [154], la modification de la stabilité d'un gaz quantique fortement dipolaire [155], ou encore l'intrication d'atomes pour réaliser des opérations utiles dans le domaine de l'information quantique [31].

4.5 Protocole expérimental

L'obtention et surtout l'étude de la dépolarisation spontanée d'un condensat nécessite l'application d'un champ magnétique très faible (ici, inférieur au mG) qui puisse rester stable sur toute la durée de l'expérience. Cette condition est techniquement difficile à remplir, et nécessite un protocole expérimental rigoureux, que nous allons détailler dans cette section.

Le bon contrôle des différents paramètres de l'expérience est d'autant plus nécessaire que certains effets (fluctuations du champ magnétique, possibilité de basculement diabatique du spin à proximité du champ nul, effet de température finie) peuvent partiellement reproduire les figures de dépolarisation observées. Nous allons donc également détailler les différents effets perturbatifs (sources d'erreurs), et exclure leur influence grâce notamment au protocole expérimental choisi.

4.5.1 Séquence pour observer la dépolarisation du condensat

Tout d'abord un condensat est produit dans le sous-état Zeeman $m_S = -3$, par la méthode décrite dans la section 1.2.7 de cette thèse, dans un champ magnétique final fixé à 20 mG environ. Pour ce champ suffisamment grand devant le champ critique B_c, le condensat est dans une phase ferromagnétique, et la fraction thermique observée (à peine discernable, inférieure à 10 %) n'est pas dépolarisée (dans la limite de notre détection).

Afin de provoquer la dépolarisation du condensat ainsi formé, nous commandons (soudainement) aux alimentations des bobines produisant les champs magnétiques l'application du champ voulu, inférieur à B_c. Les effets d'induction dans les éléments entourant l'enceinte expérimentale (bobines, structure métallique ...) font que le temps effectif de coupure à $\frac{1}{e}$ du champ magnétique est d'environ 8 ms. A cause de cette variation lente, le champ reste supérieur à B_c environ 50 ms après l'activation de la commande pour obtenir un champ nul, et pendant ce temps le condensat reste polarisé. Quand B_c est atteint, nous observons une rapide dépolarisation (cf. section 4.6) du condensat.

Une fois la valeur finale (nulle) du champ atteinte, nous attendons le temps désiré pour observer l'évolution de la dépolarisation. Le champ magnétique est ensuite légèrement remonté jusqu'à une valeur faible (environ 10 mG), mais supérieure au champ

1. Ces trois exemples d'effets nécessitent néanmoins une interaction dipôle-dipôle plus forte que dans le cas présent.

critique, par une rampe linéaire de durée 10 ms, afin de pouvoir procéder à une expérience de Stern et Gerlach [90] dans de bonnes conditions d'adiabaticité (cf. ci-dessous). Lors de cette procédure de Stern et Gerlach, un faible gradient de champ (0.25 G.cm^{-1}) est appliqué au niveau des atomes et le faisceau vertical du piège dipolaire croisé est bloqué : le condensat se déplace alors dans le piège dipolaire horizontal, et les différents sous-états Zeeman se séparent à cause du gradient de champ magnétique. Le gradient appliqué est faible afin d'avoir un champ magnétique de faible amplitude au niveau des atomes, pour deux raisons : cela permet d'imager correctement tous les sous-états Zeeman (imagerie à résonance pour tous), et cela limite la relaxation dipolaire pour les sous-états $m_S > -3$. Le fait de garder les atomes piégés dans le faisceau horizontal permet d'empêcher leur chute (à cause de la gravité) et donc de bénéficier de plus de temps pour que le faible gradient de champ puisse bien séparer les différents sous-états afin de pouvoir compter individuellement les populations. Après environ 45 ms d'expansion dans le faisceau horizontal, les atomes sont imagés par absorption in situ (juste après extinction du faisceau horizontal). La figure Fig. 4.7 présente une image d'un condensat dépolarisé obtenue par cette procédure de Stern et Gerlach.

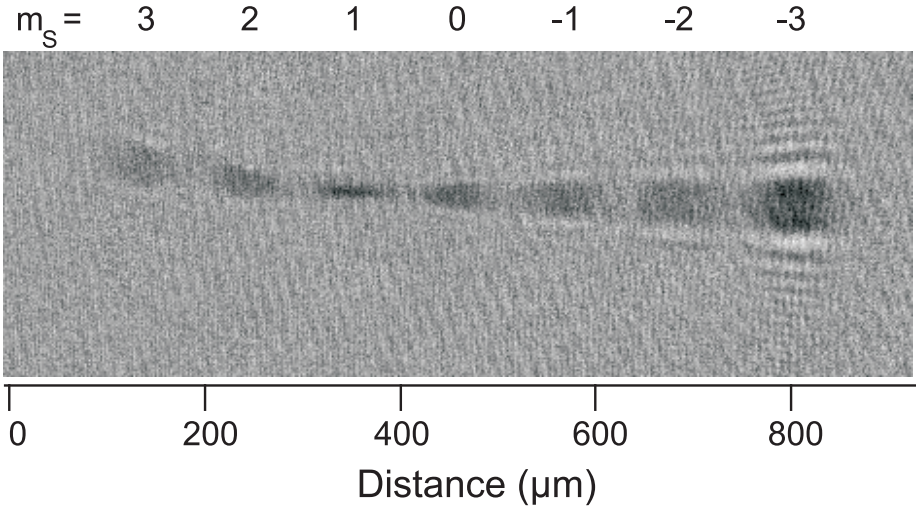

FIGURE 4.7 – *Exemple d'image typique obtenue par la procédure de Stern et Gerlach (cf. description dans le texte), lorsque le condensat est dépolarisé. L'image est prise in situ, juste après extinction du piège dipolaire horizontal. Les populations des différents sous-états Zeeman (indicés par m_S) sont séparées grâce à 45 ms d'évolution préalable dans le piège dipolaire horizontal. L'extension verticale apparente des différents nuages est due à la profondeur de champ du système optique pour l'imagerie. Cette procédure permet d'obtenir quantitativement le nombre d'atomes dans chaque sous-état Zeeman, mais pas leur distribution en moment (seulement qualitativement le long de l'axe du faisceau).*

Afin que l'imagerie par absorption soit aussi efficace pour tous les sous-états Zeeman, le temps de l'impulsion pour l'imagerie est rallongé (250 μs au lieu de 50 μs),

afin de pomper optiquement les atomes des sous-états $m_S \neq -3$ vers $m_S = -3$, pour lequel la section efficace d'absorption est maximisée. Nous nous assurons que l'imagerie est ainsi bien réalisée en vérifiant qu'il n'y a pas de diminution du nombre total d'atomes mesuré entre un nuage dépolarisé (en sommant chaque composante de spin) et le condensat dans $m_S = -3$.

Chargement dans des réseaux optiques

Dans le cas d'un condensat chargé dans des réseaux optiques, nous utilisons un protocole semblable à celui décrit ci-dessus, à quelques différences près. Avant d'appliquer un champ quasi-nul, le condensat est chargé adiabatiquement dans les réseaux, en augmentant leur puissance jusqu'à la profondeur voulue par une rampe de 15 ms (cf. section 3.2.4). Après un temps d'attente à champ nul, en même temps que le champ magnétique est légèrement remonté, les réseaux optiques sont éteints en 1 ms, ce qui est adiabatique vis à vis du temps d'excitation des bandes vibrationnelles des réseaux, et lent devant la thermalisation du système (il ne s'agit pas ici de la procédure de band mapping utilisée au chapitre précédent). Le reste du protocole est le même que celui utilisé pour un condensat.

Procédure alternative de Stern et Gerlach

La procédure de Stern et Gerlach décrite ci-dessus permet de mesurer de façon quantitative la distribution des populations dans les différents états de spin. C'est cette méthode qui est utilisée pour la plupart des résultats obtenus dans ce chapitre. Cependant, elle ne permet pas d'accéder à la distribution en moment des différents nuages, même après temps de vol (et non plus in situ). En effet l'expansion des nuages, lors de leur déplacement le long du faisceau horizontal, est confinée dans la direction radiale du faisceaux. L'élargissement du nuage observé selon l'axe du faisceau ne fournit alors qu'une information très imprécise sur la température des nuages.

Afin d'obtenir cette information de façon quantitative, nous utilisons une deuxième procédure de Stern et Gerlach. Après dépolarisation, après avoir augmenté le champ magnétique jusqu'à la valeur de 30 mG (au lieu de 10 mG précédemment) en 10 ms, nous appliquons un gradient vertical cette fois beaucoup plus fort (1 G.cm^{-1}) avec la bobine nommée « Transverse gradient vertical » (cf. Annexe A.1) pendant 2 ms. Les différents états de spin sont séparés suffisamment rapidement pour qu'il soit possible d'éteindre (quasi-)simultanément le piège dipolaire. Les populations, bien séparées après un temps de vol de 5 ms, sont alors imagées. Cette procédure plus rapide nous donne accès à la distribution en moment de chacune des populations, mais la mesure du nombre d'atome n'est plus aussi précise à cause du fort champ magnétique au niveau des atomes (quelques Gauss) au moment de l'imagerie.

4.5.2 Contrôle de l'adiabaticité de la procédure

Un point important est d'être sûr que la dépolarisation observée du condensat est due à la transition entre deux phases quantiques, et pas à une éventuelle projection diabatique du spin des atomes. Pour s'en assurer, nous adaptons les différentes étapes de la séquence de dépolarisation.

Tout d'abord, lors de l'application du champ nul, la décroissance lente du champ magnétique, due aux courants de Foucault et aux inductances des bobines environnantes, permet d'assurer une variation suffisamment lente du champ à proximité de la valeur nulle, pour que les spins des atomes polarisés dans $m_S = -3$ suivent adiabatiquement l'orientation de ce champ. Pour que le processus soit bien adiabatique, il faut que la fréquence de Larmor soit supérieure à la vitesse de variation de la direction du champ magnétique. Plus précisément, la condition d'adiabaticité est donnée par le critère de Landau Zener [95] :

$$\frac{2\pi}{\hbar}\frac{(g_S\mu_B B)^2}{\frac{d(g_S\mu_B B)}{dt}} = \frac{2\pi\, g_S\mu_B}{\hbar}\left(\frac{B^2}{\frac{dB}{dt}}\right) \gg 1 \tag{4.8}$$

Quand le processus n'est pas adiabatique, nous observons sur les images après l'analyse par Stern et Gerlach que la distribution de spin est très différente des états démagnétisés présentés à la figure Fig. 4.2 : nous obtenons par exemple des atomes uniquement dans les sous-états Zeeman $m_S = 3$, 2, et 1, avec la majorité dans $m_S = +3$. Ces images « ratées » indiquent la diabaticité de la séquence. Ce cas de figure se présente par exemple quand la valeur finale spécifiée du champ magnétique est loin du champ nul, mais que le champ traverse la valeur nulle au début des 50 ms de variation, avec une vitesse de variation élevée. Pour être sûr de l'adiabaticité de la procédure lors de la diminution du champ, nous effectuons des rampes de champ de différentes vitesses, et nous observons alors toujours une démagnétisation du condensat, et ce, même pour les vitesses les plus lentes.

Le problème de l'adiabaticité se pose également au moment de démarrer la procédure de Stern et Gerlach. En effet, la nécessité d'appliquer un gradient de champ pour séparer les sous-états Zeeman peut entraîner des transitions diabatiques. En plus de la possible diabaticité due à l'application rapide du gradient, les atomes lors de leur déplacement dans le faisceau horizontal du piège dipolaire peuvent traverser la position du champ nul, d'où une possible diabaticité si leur vitesse est trop grande. Pour empêcher cela, le champ magnétique est légèrement augmenté jusqu'à 10 mG en une rampe adiabatique durant 10 ms (dans ce cas, le critère de Landau est à peu près égal à $10 \gg 1$), avant de faire le Stern et Gerlach, pour lequel un gradient, qui reste faible (0.25 G.cm^{-1}), est appliqué.

Cependant, si la valeur du champ magnétique est très proche de zéro, il est alors impossible d'effectuer une transition parfaitement adiabatique, et il n'est pas exclu d'observer des « coups » diabatiques. Un autre facteur de diabaticité est la présence de fluctuations du champ magnétique (notamment un bruit oscillant à 50 Hz provenant

des alimentations des bobines) qui peuvent entraîner des basculements du spin du type Majorana [156, 58] à champ très faible. Pour prévenir ce phénomène, et assurer une stabilité aux temps longs, nous avons mis en place un système de compensation active de ces fluctuations, décrit ci-dessous et dans l'Annexe A.2.

4.5.3 Obtention et stabilité d'un champ magnétique nul

L'une des difficultés majeures pour obtenir une dépolarisation reproductible du condensat tient dans l'obtention d'un champ magnétique stable inférieur à B_c, soit typiquement 250 μG. Le dispositif mis en place à cette fin est décrit en détail dans l'Annexe A.2. Il repose sur une compensation active des fluctuations du champ magnétique grâce à un détecteur de champ tri-axe placé à proximité de l'enceinte expérimentale. Les trois bobines compensant le champ dans chaque direction permettent une résolution de 50 μG selon chaque axe, et assurent une stabilité à long terme (typiquement une heure de prise de données) de 100 μG.

Pour trouver la configuration permettant d'obtenir un champ nul au niveau des atomes, nous procédons à une spectroscopie rf (cf. section 1.2.6) : le spin des atomes est basculé si le balayage de la fréquence du champ magnétique rf traverse la fréquence de Larmor. L'efficacité du processus (mesurée par une expérience de Stern et Gerlach) permet donc de déterminer la valeur de la norme de champ magnétique. Par minimisations successives selon les trois directions définies par les axes des bobines (cf. Annexe A.1), nous arrivons à obtenir un champ de norme inférieure à 5 kHz (soit 1.8 mG). En deçà de cette valeur, la précision de cette spectroscopie ($\approx$ 1 kHz) est trop faible.

Pour diminuer encore la norme du champ, nous encadrons la position du minimum en repérant pour chaque axe les deux configurations donnant 10 kHz de part et d'autre du zéro, et choisissons alors le milieu. Si la dépolarisation du condensat est visible, nous maximisons alors la démagnétisation finale observée pour de courtes durées d'expérience (100 ms). D'autre part, il est également utile d'augmenter la fraction thermique du nuage, et de mesurer ainsi la dépolarisation du gaz thermique (cf. section 4.7.2), qui est discernable pour des valeurs plus élevées de champ magnétique (cf. Fig. 4.11), et de maximiser la dépolarisation jusqu'à observer celle du condensat. Au final, le critère le plus précis pour déterminer la position du champ nul est l'observation d'une dépolarisation maximale (magnétisation quasi-nulle) du condensat pur après un temps très court (inférieur à 100 ms après activation de la commande pour avoir un champ nul).

4.6 Dynamique de démagnétisation

Pour pousser plus avant l'étude de la dépolarisation du condensat à bas champ, nous nous sommes intéressés à la dynamique de démagnétisation. Nous verrons ci-dessous que pour le condensat de chrome dont la magnétisation peut changer, initialement

préparé dans une phase ferromagnétique, la dynamique à temps courts est fixée par l'interaction dipôle-dipôle.

4.6.1 Mesure expérimentale de la dynamique

Pour étudier la dynamique de démagnétisation, nous avons mesuré la magnétisation du système en fonction du temps pendant lequel le condensat est soumis à un champ magnétique . Nous avons effectué ces mesures dans deux configurations, la première avec un condensat (géométrie 3D), la seconde avec un condensat chargé dans des réseaux optiques (géométrie 1D). Nous observons alors sur la figure Fig. 4.8 une dépolarisation progressive à partir du moment où le champ externe devient inférieur au champ critique B_c, jusqu'à ce que le système atteigne une magnétisation quasiment nulle ($M \approx -0.5$) en quelques dizaines de millisecondes, sans diminution visible du nombre total d'atomes.

La comparaison entre les deux configurations avec et sans réseaux est fructueuse : nous constatons tout d'abord que la dépolarisation commence plus tôt dans le cas avec réseaux, ce qui s'explique par le fait que le champ critique B_c est alors plus grand, du fait de l'augmentation du champ moyen des interactions de contact.

Ensuite, la dynamique de démagnétisation dans les réseaux est (expérimentalement) plus lente que dans le condensat : en ajustant les données par une décroissance exponentielle, les temps caractéristiques à $\frac{1}{e}$ sont $\tau_{\text{BEC}} = 5$ ms et $\tau_{\text{Réseaux}} = 25$ ms. Ce phénomène est a priori surprenant, puisque la densité est fortement augmentée au sein des sites du réseau : on s'attend naïvement à une dynamique plus rapide dans les réseaux.

Pour expliquer la dynamique observée, nous allons développer un modèle simple décrit ci-dessous.

4.6.2 Modèle théorique

Pour décrire la dépolarisation, nous considérons l'équation de Gross-Pitaevskii dépendante du temps, en incluant les interactions de contact et les interactions dipôle-dipôle. Nous considérons un condensat initialement polarisé dans le sous-état $m_S = -3$. Nous calculons la dynamique uniquement pour les temps courts, en négligeant alors les termes du second ordre pour le sous-état $m_S = -2$ (et les termes pour $m_S > -2$ à tout ordre). En considérant de plus que l'interaction dipolaire est faible devant les autres types d'énergie (effet Zeeman, interactions de contact, ...), nous obtenons l'expression d'un système à deux niveaux entre $m_S = -3$ et $m_S = -2$, couplé par le potentiel d'interaction dipolaire :

$$i\hbar\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \psi_{-3} \\ \psi_{-2} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} H(\vec{r}) - 3g_S\mu_B B & \hbar\Gamma(\vec{r}) \\ \hbar\Gamma(\vec{r}) & H(\vec{r}) - 2g_S\mu_B B \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \psi_{-3} \\ \psi_{-2} \end{pmatrix} \tag{4.9}$$

où le vecteur (ψ_{-3}, ψ_{-2}) est un sous-ensemble du spineur $\psi = (\psi_m)_{(m)}$ pour un système de spin $S = 3$, le terme ψ_m étant le champ associé au sous-état $m_S = m$, avec

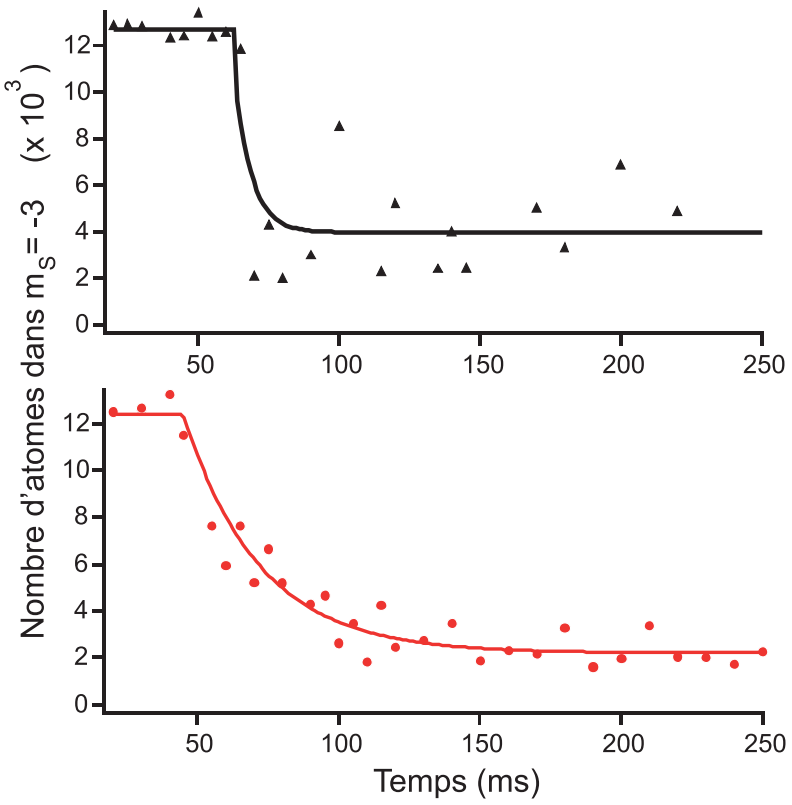

FIGURE 4.8 – *Dynamique de dépolarisation du condensat à champ nul. Les triangles noirs donnent, pour un condensat (en géométrie 3D), le nombre d'atomes restant dans le sous-état Zeeman $m_S = -3$, qui est le seul état peuplé à $t = 0$. Les ronds rouges donnent la même information dans le cas d'un condensat chargé au préalable dans des réseaux optiques (système en géométrie 1D). La commande imposant le champ magnétique nul est enclenchée à $t = 0$. La dépolarisation commence quand le champ magnétique atteint effectivement la valeur du champ critique B_c. Du fait d'une augmentation de la densité dans les sites des réseaux, B_c est plus élevé en présence de réseaux optiques, et la dépolarisation se produit donc plus tôt. Les traits pleins présentent les ajustements des données par une décroissance exponentielle.*

$\sum_m \psi_m^*(\vec{r})\psi_m(\vec{r}) = n(\vec{r})$. Le terme $H(\vec{r})$ prend en compte l'énergie cinétique, les interactions de contact et le potentiel de piégeage V_{trap} :

$$H(\vec{r}) = -\frac{\hbar^2}{2\,m_{Cr}}\nabla^2 + \frac{4\pi\hbar^2 a_6}{m_{Cr}}|\psi_{-3}(\vec{r})|^2 + V_{\text{trap}}(\vec{r}) \tag{4.10}$$

Les termes proportionnels à $g_S\mu_B B$ dans l'équation éq. (4.9) correspondent à l'énergie Zeeman associée aux différentes populations de spin. Dans l'écriture du terme $H(\vec{r})$, nous avons négligé les termes diagonaux dûs à l'interaction dipôle-dipôle, ce qui est va-

lide pour des champs magnétiques pas trop faibles [2]. Sur la partie non-diagonale de la matrice, nous écrivons le terme $\Gamma(\vec{r})$ qui représente le couplage par l'interaction dipôle-dipôle entre les deux populations, donné par :

$$\Gamma(\vec{r}) = \frac{-3\hbar^2}{\sqrt{2}} d^2\, S^{\frac{3}{2}} \int d^3r' \, \frac{[(x-x') - i(y-y')](z-z')}{|\vec{r}-\vec{r}'|^5} |\psi_{-3}(\vec{r}')|^2 \tag{4.11}$$

avec $d^2 = \frac{\mu_0 (g_S \mu_B)^2}{4\pi}$ et $\vec{r} = (x, y, z)$. Cette expression du couplage par l'interaction dipôle-dipôle correspond au couplage par le canal 1 de relaxation dipolaire (cf. éq. (2.7) et éq. (2.30)) où lors de la collision de deux particules dans $m_S = 3$ (au lieu de $m_S = -3$ ici) l'une des deux particules se dépolarise dans le sous-état $m_S = 2$ [3].

Un point important est l'écriture dans l'expression éq. (4.9) de la contribution des interactions de contact dans l'hamiltonien $H(\vec{r})$: ces interactions dépendent toujours de la longueur de diffusion a_6 et non pas de a_4. Ceci provient du fait qu'à temps courts, la population dans le sous-état $m_S = -2$ est faible, donc les collisions pour un atome dans $m_S = -2$ se font uniquement avec des atomes dans $m_S = -3$, ce qui est décrit par un potentiel moléculaire associé à un spin total $S_t = 6$, car $m_{S_t} = -5$. La différence d'énergie entre les deux termes diagonaux de la matrice est alors uniquement due à l'effet Zeeman linéaire, et non à la partie des interactions de contact dépendante du spin.

Ainsi ce modèle simpliste ne peut pas rendre compte de l'existence du champ critique B_c (qui dépend de la différence $a_6 - a_4$). Au contraire, il prédit une dépolarisation pour un champ magnétique $B < B_{dd} = \frac{\hbar\Gamma}{g_S \mu_B}$, et dans le cas contraire, l'énergie Zeeman inhibe la dynamique. Dans le cas d'un condensat, ce champ limite est environ $B_{dd} \approx 100\,\mu$G alors que $B_c \approx 250\,\mu$G, et dans le cas d'un condensat chargé dans les réseaux optique $B_{dd} \approx 30\,\mu$G, alors que $B_c \approx 1.15$ mG.

Dans le cas où le champ magnétique est inférieur à B_{dd}, le temps caractéristique de dépolarisation donné par ce modèle est qualitativement $|\Gamma|^{-1}$. Pour un condensat, ce temps caractéristique est d'environ 3 ms, et il est de 10 ms pour le cas d'un condensat chargé dans les réseaux optiques (géométrie 1D). Ces estimations sont en accord qualitatif avec nos observations. Il faut cependant rappeler que ce modèle explique la dynamique de dépolarisation uniquement aux temps courts.

Dynamique de dépolarisation dans les réseaux optiques

A la lumière de ce modèle théorique simple, nous pouvons expliquer le ralentissement de la dynamique de dépolarisation dans le cas d'un condensat chargé dans les réseaux optiques, observé sur la figure Fig. 4.8. En effet, d'après ce modèle, la dynamique de dépolarisation dépend du couplage Γ. Le terme $\hbar\Gamma$ est le champ moyen non-local créé par la distribution des dipôles magnétiques, qui d'après le caractère

2. Pour une description détaillée des termes (négligés ici) dûs à l'interaction dipôle-dipôle, on peut se référer à [131].

3. Il s'agit en fait d'une superposition cohérente d'états notée $|1\rangle$ dans éq. (2.7).

longue portée de l'interaction dipole-dipôle est calculé sur l'ensemble du volume du nuage.

Or, lors de l'application des réseaux optiques, le volume du nuage augmente dans nos conditions expérimentales. Cette assertion s'appuie sur la connaissance des caractéristiques des faisceaux du piège dipolaire croisé, et des réseaux optiques. En effet, le volume du nuage est proportionnel au produit des rayons R de Thomas Fermi du condensat selon les trois axes x, y et z :

$$R_x R_y R_z = \left(\frac{2\mu}{m_{Cr}}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\omega_{OH}^3} \tag{4.12}$$

où μ est le potentiel chimique et $\omega_{OH} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{\frac{1}{3}}$ la pulsation moyenne des oscillations d'un piège harmonique. Pour comparer les deux volumes avec (n°2) et sans (n°1) les réseaux optiques, nous évaluons le rapport :

$$\eta = \frac{(R_x R_y R_z)^{(2)}}{(R_x R_y R_z)^{(1)}} = \left(\frac{\mu^{(2)}}{\mu^{(1)}}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\omega_{OH}^{(1)}}{\omega_{OH}^{(2)}}\right)^3 \tag{4.13}$$

Nous calculons alors l'expression des potentiels chimiques $\mu^{(1)}$ et $\mu^{(2)}$ pour des systèmes 3D et 1D, grâce aux expressions des densités calculées au chapitre précédent dans le cas d'un condensat ($n_0^{(1)}$ donnée par éq. (3.7)) et dans le cas des réseaux optiques 2D ($n_0^{(2)}$ donnée par éq. (3.13)).

$$\mu^{(1)} = \frac{4\pi\hbar^2 a_6}{m_{Cr}} n_0^{(1)} \qquad \mu^{(2)} = \frac{2\pi\hbar^2 a_6}{m_{Cr}} n_0^{(2)} \tag{4.14}$$

ce qui donne le rapport :

$$\eta = \left(\frac{\lambda_l\, \omega_{OH}^{(1)}}{2^{\frac{3}{2}} \pi^{\frac{1}{2}}\, a_l\, \omega_{OH}^{(2)}}\right)^{\frac{6}{5}} \tag{4.15}$$

où λ_l est la longueur d'onde des faisceaux pour les réseaux optiques, et $a_l = \sqrt{\frac{\hbar}{m_{Cr}\,\omega_l}}$ est la taille caractéristique d'un site selon un axe des réseaux. La connaissance des caractéristiques des faisceaux du piège dipolaire et des réseaux optiques, ainsi que la mesure des fréquences du piège par excitations paramétriques, donne une valeur $\eta \approx 2.7$.

Le volume du nuage augmente donc de ce facteur η lorsque les réseaux optiques sont ajoutés. La densité moyenne calculée à partir de ce volume est alors divisée par η. Le champ moyen non-local créé par les dipôles magnétiques est donc lui aussi divisé par η, et le temps caractéristique de la dynamique $|\Gamma|^{-1}$ est donc multiplié par η, ce qui est en accord avec l'expérience ($\tau_{\text{BEC}} = 5$ ms et $\tau_{\text{Réseaux}} = 25$ ms). Nous pouvons par conséquent expliquer le ralentissement de la dynamique de dépolarisation par la diminution de la densité moyenne en présence des réseaux optiques, qui est le paramètre

significatif à cause du caractère longue portée de l'interaction dipôle-dipôle. C'est aussi la confirmation du caractère inter-site de la relaxation dipolaire dans ce régime.

4.6.3 Facteurs d'instabilités

Le modèle simple précédent ne permet pas d'expliquer le fait que la dynamique de dépolarisation commence dès que le champ magnétique est inférieur au champ critique B_c. Le problème d'après ce modèle réside dans le fait que dans l'expression de éq. (4.9), la population dans le sous état $m_S = -2$ est considérée comme très faible aux temps courts, et donc négligée au second ordre. Ainsi, comme expliqué précédemment, seules les interactions de contact avec le potentiel moléculaire pour un spin total $S_t = 6$ entrent en jeu, et la différence entre les longueurs de diffusion a_6 et a_4, qui détermine la valeur de B_c, n'intervient pas : la dynamique de dépolarisation est alors quasi-gelée tant que l'énergie Zeeman est supérieure au champ moyen non-local $\hbar\Gamma$ créé par les dipôles magnétiques ; pour $B < B_c$ et $B > B_{dd}$, le système est instable énergétiquement (il n'est plus dans l'état fondamental), mais la dynamique reste quasi-nulle.

Si au contraire la population dans le sous-état $m_S = -2$ n'est plus négligeable, alors les collisions pour un potentiel moléculaire pour $S_t = 4$ interviennent dans le système et la dynamique de dépolarisation n'est plus gelée pour un champ inférieur à B_c.

Pour expliquer la dynamique de dépolarisation, il faut donc identifier un phénomène capable de produire suffisamment d'atomes dans $m_S = -2$. Pour cela, il est probablement nécessaire d'inclure d'autres paramètres dans le modèle, tels que des fluctuations quantiques ou thermiques en présence du piège, ou encore des instabilités thermiques.

Dépendance spatiale du champ magnétique créé par les dipôles

Intéressons nous aux instabilités dues à l'inhomogénéité spatiale du champ dû aux dipôles magnétiques. Considérons le champ magnétique créé par l'ensemble des dipôles, orientés dans la direction z du champ magnétique externe, de distribution $n(\vec{r}\,')$:

$$\vec{B}_{dip}(\vec{r}) = -\frac{\mu_0}{4\pi}\int d\vec{r}\,' \left(\frac{|\vec{r}-\vec{r}\,'|^2\,\vec{\mu} - 3(\vec{\mu}\cdot(\vec{r}-\vec{r}\,'))\,(\vec{r}-\vec{r}\,')}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|^5}\right) n(\vec{r}\,') \tag{4.16}$$

avec le moment magnétique $\vec{\mu} = g_S\mu_B\vec{S}$. Si nous considérons tout d'abord des atomes dans le sous-état Zeeman $m_S = -3$, suivant une distribution homogène $n(\vec{r}\,') = n_0$ dans un espace infini, ce champ $\vec{B}_{dip}$ est nul en tout point.

Cependant, si nous considérons maintenant une distribution de Thomas Fermi pour un piège à géométrie sphérique, le champ créé par les dipôles n'est plus nul et son orientation ainsi que son amplitude dépendent de $\vec{r}$ [43]. La figure Fig. 4.9, calculée à partir de l'expression éq. (4.16), donne l'orientation du champ et son amplitude, représentées dans un plan (x, z) contenant l'axe du champ magnétique externe qui oriente les dipôles selon z.

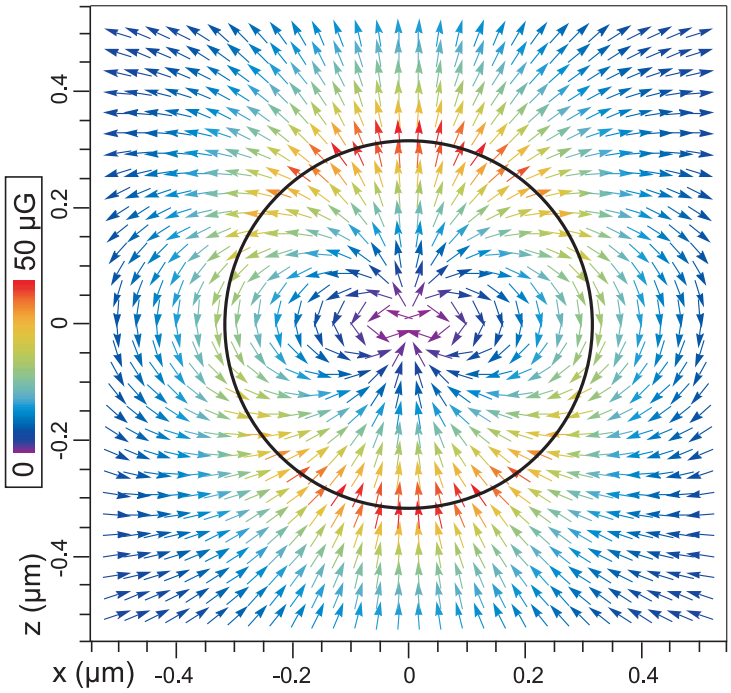

FIGURE 4.9 – *Champ $\vec{B}_{dip}$ créé par les dipôles magnétiques du condensat de chrome, tous les atomes étant polarisés dans le sous-état $m_S = -3$ selon l'axe z de quantification. Le champ est représenté dans le plan (x, z) pour $y = 0$. Les flèches indiquent la direction du champ dans le plan (x, z) (la composante selon l'axe y est nulle dans le plan $y = 0$). Les couleurs des flèches donnent l'amplitude du champ selon l'échelle de couleurs donnée à gauche. Nous utilisons une distribution de Thomas Fermi sphérique de rayon $R_{TF} = 3.2\,\mu m$, et le cercle noir représente la position de R_{TF}.*

L'orientation du champ créé par les dipôles varie donc avec $\vec{r}$. La présence d'un champ magnétique externe $\vec{B}$ induit un couple $\vec{\mu} \wedge \vec{B} = g_S \mu_B \vec{S} \wedge \vec{B}$ sur les spins, qui se mettent à effectuer une précession de Larmor autour de l'axe de $\vec{B}$. De la même façon, le champ $\vec{B}_{dip}(\vec{r})$ produit par l'ensemble des dipôles magnétiques exerce lui aussi un couple sur les spins des atomes, qui précessent alors autour de l'axe de $\vec{B} + \vec{B}_{dip}(\vec{r})$.

A cause du couplage au champ créé par les dipôles, les spins des atomes précessent autour d'un axe différent de celui du champ magnétique externe, ce qui autorise le basculement de spin. De plus, les spins précessent autour d'un axe différent selon leur position dans le nuage. Ce phénomène peut donner naissance à des textures de spins, sans toutefois que le condensat perde son caractère ferromagnétique : suivant les zones spatiales, les spins sont orientés de différentes façons, mais au sein d'une même zone (d'extension limitée) ils sont tous alignés les uns par rapport aux autres.

Notons par ailleurs que les phases quantiques à bas champ magnétique, prenant en compte l'inhomogénéité du champ $\vec{B}_{dip}(\vec{r})$ lié à l'interaction dipôle-dipôle n'ont, à notre connaissance, pas encore été calculées, ce qui constituerait certainement un

projet intéressant.

Zones d'instabilités

Pour décrire l'effet de ce champ $\vec{B}_{dip}(\vec{r})$ créé par les dipôles, nous citons en exemple les travaux de la référence [157], qui décrit par une approche hydrodynamique le cas d'un condensat spinoriel dipolaire de spin $S = 1$ de nature ferromagnétique (ce qui n'est pas le cas du chrome). Un des résultats présentés dans cette référence est l'expression, à partir de l'équation de la continuité de la densité de spin, du mouvement des spins en présence de l'interaction dipôle-dipôle et de l'effet Zeeman :

$$\frac{\partial f_{(x,y,z)}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_{\text{tot}}\, \vec{v}^{\,(x,y,z)}_{\text{spin}}) = \frac{g_S \mu_B S}{\hbar} (\vec{B}_{dip} \wedge \vec{f})_{(x,y,z)} + \frac{g_S \mu_B}{\hbar} (B\, \vec{z} \wedge \vec{f})_{(x,y,z)} \quad (4.17)$$

où $n_{\text{tot}} = \sum \psi_m^* \psi_m$ est la densité totale, $(\psi_m)_{(m)}$ étant le vecteur des fonctions d'ondes du spineur (décrivant chacun des sous-états Zeeman $m_S = m$). Le terme $f_{(x,y,z)} = \sum \psi_m^* (s_{(x,y,z)})_{mn} \psi_n$ est la densité de spin, avec $s_{(x,y,z)}$ les matrices de spin. Le terme $\vec{v}^{\,(x,y,z)}_{\text{spin}}$ est la vitesse superfluide de spin, correspondant à une densité de courant de spin $\vec{j}^{\,(x,y,z)}_{\text{spin}} = n_{\text{tot}}\, \vec{v}^{\,(x,y,z)}_{\text{spin}}$ (pour plus de détails sur ces notions, se référer à [151]).

Dans cette expression, la partie $\frac{g_S \mu_B S}{\hbar} (\vec{B}_{dip} \wedge \vec{f})_{(x,y,z)}$ représente l'effet du champ créé par les dipôles magnétiques $\vec{B}_{dip}$ sur les spins. La partie $\frac{g_S \mu_B}{\hbar} (B\, \vec{z} \wedge \vec{f})_{(x,y,z)}$ représente l'effet Zeeman linéaire induit par le champ magnétique externe $\vec{B}$ orienté selon l'axe z.

Nous pouvons constater dans l'expression éq. (4.17) la compétition entre le champ magnétique externe et le champ créé par les dipôles magnétiques, l'amplitude de ce dernier étant, dans nos conditions expérimentales, inférieure à $50\,\mu$G (d'après l'expression éq. (4.16)). Si le champ magnétique externe est suffisamment réduit jusqu'à être comparable au champ créé par les dipôles, alors il existe des zones d'instabilités des populations de spins, du fait de la précession des spins selon un axe différent de l'axe de quantification z : si le champ $\vec{B}_{dip}(\vec{r})$ créé par les dipôles est orienté perpendiculairement au champ externe $\vec{B}$ et si son amplitude est importante (cf. Fig. 4.9) par rapport à celle du champ externe, l'effet sur les spins est plus important. Remarquons que cette vision est équivalente [4] au modèle théorique simple développé précédemment (cf. section 4.6.2).

La référence [157] calcule, à champ magnétique externe nul pour un système ferromagnétique de spin $S = 1$, les instabilités dynamiques dues à l'interaction dipôle-dipôle et trouve des modes dans l'espace des moments pour lesquels le condensat est instable vis-à-vis des changements de spin. Le champ magnétique créé par les dipôles peut donc être une source d'instabilités qui, dans le cas où le condensat de chrome est énergétiquement instable (champ magnétique externe inférieur à B_c), peuvent déclencher la

4. Mis à part les approximations effectuées sur les termes de l'interaction dipôle-dipôle pour le modèle précédent.

dynamique de dépolarisation. L'étude des instabilités dynamiques est un des projets que s'est fixé Paolo Pedri.

Effets de la température

Une autre possibilité pour expliquer cette dynamique expérimentale de la dépolarisation en dessous du champ B_c serait de prendre en compte la présence du gaz thermique. En effet, dans notre système, la température minimale typique, d'environ 100 nK, est comparable à l'énergie Zeeman pour le champ critique B_c séparant les différentes phases quantiques spinorielles prédites. Il est envisageable que ces fluctuations thermiques puissent entraîner la dépolarisation d'une population suffisante dans le sous-état Zeeman $m_S = -2$ pour que la dynamique du système s'enclenche.

4.6.4 Atteindre les phases quantiques cycliques ou polaires

En réduisant le champ magnétique jusqu'à une valeur inférieure au champ critique B_c, nous nous attendons à traverser une transition entre une phase ferromagnétique et une phase non polarisée (cyclique ou polaire, dans les cas les plus probables, cf. Fig. 4.1). Nous pouvons donc espérer observer la formation d'une phase quantique correspondant à l'état fondamental du système avec le degré de magnétisation laissé libre.

L'état final mesuré pour un temps suffisamment long passé à champ nul est assez proche d'une équipartition des populations dans les différents états de spin, pour une magnétisation $M = -0.5$: l'exemple de la figure Fig. 4.2 présentée précédemment donne une distribution dans les sous-états Zeeman m_S = (-3, -2, -1, 0, 1, 2, 3) égale à $(17.5 \pm 9,\ 18 \pm 4,\ 14 \pm 1.5,\ 15 \pm 3,\ 17 \pm 3,\ 12.5 \pm 4,\ 6 \pm 2)\%$. Cette distribution ne correspond pas à celles attendues pour les phases prédites théoriquement : (α, 0, 0, 0, 0, β, 0) pour la phase cyclique ; (α, 0, 0, 0, 0, 0, β) pour la phase polaire. Plus encore que la distribution, sujette à des fluctuations importantes, l'absence de population nulle dans certains sous-états Zeeman est une indication forte du fait que les phases prédites ne sont pas atteintes.

Trempe d'un condensat à travers une transition de phase

Pour tenter d'expliquer la différence entre les phases prédites théoriquement et l'état observé expérimentalement, nous pouvons envisager plusieurs hypothèses. Tout d'abord, on peut questionner l'adiabaticité du passage à travers la transition de phase. Dans la littérature, le terme de « quench » (la trempe, en francais, définissant le brusque refroidissement de métaux pour changer leurs propriétés − durcissement, par exemple) est généralement employé pour caractériser une traversée rapide (diabatique) d'un point critique [144]. C'est probablement l'action que nous réalisons ici, car le champ magnétique traverse rapidement le champ critique B_c. Ce type de transition diabatique en un temps fini est décrit par le mécanisme de Kibble Zurek [158, 159] : l'état atteint est alors

un état excité du système (il y a notamment la possibilité d'excitations topologiques telles que la formation de vortex [160]).

De plus, nous pouvons invoquer l'existence d'autres états excités entre l'état fondamental non ferromagnétique à champ nul et l'état ferromagnétique [5]. La différence d'énergie entre ces états excités et l'état fondamental est très faible et il y a de fortes barrières de potentiel pour passer des uns aux autres : il est dans ce cas très probable que le système soit dans un état métastable dont l'énergie diffère peu de celle de l'état fondamental.

Enfin, soulignons qu'en principe, aucun processus ne peut directement coupler les deux phases (ferromagnétique et non polarisée). En effet, le processus de transfert entre les sous-états Zeeman $m_S = -3$ et $m_S = -2$, autorisé par les collisions inélastiques dipolaires, implique une mise en rotation de la paire de particules. Cette rotation est absente dans l'état fondamental, qui ne peut donc être directement couplé. Il est nécessaire de briser la symétrie grâce par exemple à la thermalisation avec les atomes de la fraction thermique, pour supprimer la rotation, afin de pouvoir atteindre la distribution correspondant à l'état fondamental.

Décohérence

La décohérence du nuage est également un facteur pouvant empêcher l'apparition des phases quantiques prédites. La perte de cohérence se produit lorsque les atomes des différents sous-états Zeeman ou de différentes zones spatiales du nuage évoluent dans le temps avec une phase différente. Cet effet peut être provoqué par plusieurs paramètres : la présence d'un gradient de champ magnétique peut créer une décohérence spatiale ; la présence d'une fraction thermique dans chacun des différents sous-états Zeeman peut également être un facteur de décohérence.

Un exemple d'effet de la perte de cohérence est donné dans la référence [142] pour le cas d'un système de moment angulaire total $F = 1$, de nature ferromagnétique. Les résultats de cet article théorique prédisent que l'évolution des populations dans les sous-états Zeeman, par échange de spin avec une magnétisation totale fixe, présente à température nulle des oscillations correspondant à un transfert cohérent, tandis qu'à température finie ces oscillations sont lissées.

De plus, la répartition finale est également modifiée : à température nulle, pour un condensat initalement dans $m_F = 0$, le système oscille autour d'une répartition finale donnée par $(m_F = -1; m_F = 0; m_F = 1) = (\frac{1}{4}; \frac{1}{2}; \frac{1}{4})$ qui correspond à l'état fondamental prédit. Il y a de plus formation de domaines séparés spatialement entre les populations dans $m_F = 0$ et celles dans $m_F = \pm 1$. Au contraire, à température finie, la répartition finale calculée est l'équipartition $(\frac{1}{3}; \frac{1}{3}; \frac{1}{3})$: la présence de fraction thermique pour chacun des sous-états Zeeman modifie la distributions des populations des sous-états $m_F = 1$ et $m_F = -1$, et il y a formation de domaines séparés spatialement

5. D'après des discussions privées avec Luis Santos.

pour chacune des populations $m_F = -1$, $m_F = 0$ et $m_F = 1$, la magnétisation locale n'étant plus la même, mais la magnétisation totale du nuage restant fixe.

Cet exemple pourrait fournir un guide d'explication à la distribution finale observée dans le cas du chrome, où il y a (quasi-) équipartition des 7 sous-états Zeeman. Il faut cependant tempérer ces arguments par le fait que nous n'observons pas de fraction thermique (mesurable) aux plus basses températures, ce qui indique que nous aurions plutôt affaire à un condensat dans un état métastable.

Domaines spatiaux de phase

Notons que ces systèmes spinoriels peuvent également être sujets à la formation de domaines de phase séparés spatialement [161]. Regardons brièvement si il y a des indications de la possibilité de telles séparations spatiales de phase pour notre système. Un des paramètres autorisant l'existence de séparation de phase est la longueur de cicatrisation dipolaire ξ_{dd} [162], ainsi que la taille des domaines, de l'ordre de la longueur de cicatrisation des spins ξ_{sp} :

$$\xi_{dd} = \frac{\hbar}{\sqrt{2\, m_{Cr}\, d^2\, n}} \tag{4.18}$$

Pour le condensat de chrome, nous estimons $\xi_{dd} \approx 2.6\,\mu$m. Il faut comparer cette longueur caractéristique à la taille du rayon de Thomas Fermi du condensat $R_{TF} \approx 3.2\,\mu$m. La longueur ξ_{dd} est donc inférieure à la taille du condensat. D'autre part, estimons la longueur de cicatrisation des spins, dont l'expression pour un système de spin 1 est donnée par $\xi_{sp} = \frac{\hbar}{\sqrt{2\, m\, |c_2|\, n}}$ [151]. Dans le cas adapté au chrome de spin 3 (c'est à dire probablement en remplacant le coefficient $|c_2|$ par un terme proportionnel à $\frac{4\pi\hbar^2(a_6-a_4)}{m_{Cr}}$), nous obtenons une valeur inférieure à ξ_{dd}, donc inférieure à R_{TF} : ces paramètres autorisent donc la formation de domaines de spin, formation qui est cependant soumise à des conditions supplémentaires [163].

4.7 Thermodynamique pour S=3, aux abords de la transition entre phases quantiques

Dans cette section, nous allons nous intéresser à la thermodynamique d'un gaz de chrome et plus particulièrement à l'exploration expérimentale du diagramme des phases de ce système en fonction de sa magnétisation et de sa température.

Un condensat correspond à l'occupation macroscopique de l'état à un corps de plus basse énergie. La condensation se produit pour une température critique T_c, en dessous de laquelle apparaît une fraction condensée, coexistant avec une fraction thermique non condensée qui devient de moins en moins importante au fur et à mesure que la température du nuage est diminuée. Dans le cas d'un spineur, où la projection du spin des atomes est libre, ce degré de liberté supplémentaire comparé au cas d'un système

scalaire fait que la température critique de condensation diminue [164]. Nous étudierons tout d'abord l'évolution en fonction de la température, pour une magnétisation fixe, d'un spineur sans interactions : suivant le choix de la magnétisation, le système peut développer une double transition de phase, où un des sous-états Zeeman condense sous la première transition, et où tous les sous-états condensent sous la seconde [150].

Notre système possède une magnétisation libre grâce à la présence de l'interaction dipôle-dipôle. Ceci entraîne une dépendance non-triviale de la magnétisation avec le champ magnétique externe, qui entraîne notamment une repolarisation du nuage à basses températures. Nous expliquerons ce phénomène observé expérimentalement grâce à un modèle thermodynamique pour un spineur sans interactions mais avec une magnétisation libre.

Enfin nous avons vu précédemment que les interactions, et plus particulièrement la partie des interactions de contact dépendante du spin, modifient l'état fondamental du système pour un champ magnétique inférieur à B_c. Au dessus du champ B_c, le condensat de chrome est dans une phase ferromagnétique, or l'évolution en fonction de la température d'un système de nature ferromagnétique est peu différente du cas sans interactions. Par contre, sous le champ critique B_c, la magnétisation du condensat de chrome est fortement modifiée (les phases quantiques prédites sont non-polarisées), et nous observons expérimentalement les signes d'une double transition de phase (semblable à celle prédite pour une magnétisation fixe) Ceci est dû, comme expliqué précédemment à l'effet des interactions de contact.

Nous discuterons enfin des applications possibles offertes par un tel système de magnétisation libre dans les domaines de la thermométrie et du refroidissement.

4.7.1 Thermodynamique d'un spineur à magnétisation fixe

Considérons tout d'abord le cas d'un condensat de spin non nul (spineur), avec liberté de la projection du spin (où les différents sous-états Zeeman peuvent coexister). Nous supposerons tout d'abord que la magnétisation du système est fixe (ce qui revient dans notre cas à négliger l'effet de l'interaction dipôle-dipôle).

Thermodynamique d'un spineur dans le cas sans interactions

La référence [150] calcule à magnétisation fixe, dans le cas d'un spineur sans interactions, de spin $S = 1$ purement linéaire (pas d'effet Zeeman quadratique), le diagramme des phases en fonction de la magnétisation et de la température (cf. Fig. 4.10).

Ce diagramme n'est plus uniquement composé d'une transition de phase entre gaz thermique et condensat à la température critique T_c, comme c'est le cas pour un système scalaire. En effet, dans le cas d'un spineur, le diagramme calculé prédit l'existence d'une double transition de phase lorsque la température du nuage diminue. Ce diagramme contient donc trois phases différentes qui, par ordre de température décroissante, correspondent à : A) une phase où les populations dans chaque sous-état sont

thermiques ; B) une phase où la composante majoritaire est (partiellement, car la température est non nulle) condensée, et toutes les autres composantes restent thermiques ; C) une phase où toutes les composantes sont (partiellement) condensées, les composantes (sauf la composante majoritaire déjà condensée) condensant simultanément à la transition entre les phases B et C.

Nous présentons à la figure Fig. 4.10 le diagramme des phases calculé à magnétisation fixe pour un système sans interactions, comme dans [150], mais adapté à nos conditions expérimentales : espèce de spin $S = 3$ dans un piège harmonique sphérique.

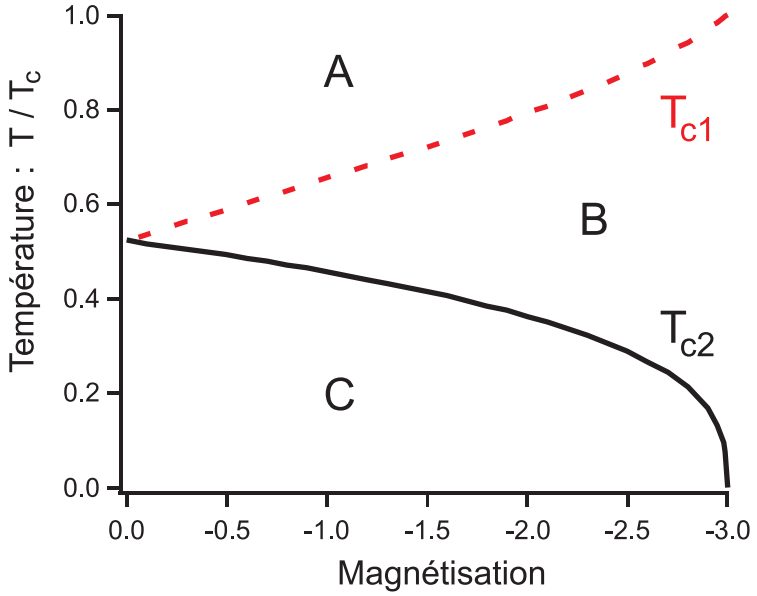

FIGURE 4.10 – *Diagramme des phases pour un spineur sans interactions, calculé pour une magnétisation fixe, adapté de [150] pour un gaz de chrome (spin $S = 3$) dans un piège harmonique sphérique. Les différentes phases correspondent à : A) tous les sous-états Zeeman sont thermiques ; B) seule la composante majoritaire condense, les autres sous-états sont thermiques ; C) tous les sous-états condensent. Le trait en pointillés donne la position de la première température critique T_{c1} en fonction de la magnétisation ; le trait plein donne la position de la deuxième température critique T_{c2}. Un système à magnétisation fixe parcourt ce diagramme selon un axe vertical lorsque la température varie.*

Dans le cas d'un système où la magnétisation est fixée, quand la température est réduite le système parcourt ce diagramme en suivant des axes verticaux, et traverse deux transitions de phases entre les phases A, B et C. Pour une magnétisation extrême $M = -3$, correspondant au peuplement du seul sous-état $m_S = -3$, il n'y a qu'une seule transition de phase située à la température critique $T_{c1} = T_c$, égale à la température critique d'un condensat scalaire. Pour une magnétisation différente de $M = -3$, la température critique T_{c1} diminue, ce qui est en accord avec le fait que la dégénéres-

cence du système augmente (il y a plusieurs possibilités pour obtenir la magnétisation imposée).

Description du calcul du diagramme de phase

Pour obtenir ce diagramme, nous écrivons tout d'abord la répartition des atomes d'un gaz thermique dans les différents sous-états Zeeman :

$$N(\beta|\mu_i|) = \sum_{n_x,n_y,n_z=0}^{\infty} \frac{1}{e^{\beta(\epsilon(n_x,n_y,n_z)+|\mu_i|)} - 1} \approx C\, f(\beta\, \mu_i)\, T^3 \tag{4.19}$$

où $\beta = \frac{1}{k_B T}$, et $\epsilon = \hbar\omega(n_x + n_y + n_z)$ représente les valeurs propres, pour les nombres quantiques n_x, n_y et n_z, de l'hamiltonien comprenant le piège harmonique sphérique de fréquence ω. Les potentiels chimiques μ_i correspondent à chaque sous-état Zeeman i. Ces potentiels chimiques sont égaux à $\mu_i = \mu + m_S \times g_S \mu_B B$, où μ est le potentiel chimique effectif et B est un paramètre déterminé de manière à ce que la magnétisation reste fixe [164] (lorsque la magnétisation est libre, B correspond alors au champ magnétique).

Nous avons simplifié l'écriture de l'expression éq. (4.19) (terme de droite), avec la fonction f qui correspond à la fonction de Bose $f = g_3$ (cf. [8]) :

$$f(\beta\mu_i) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\beta|\mu_i|n}}{n^3} \tag{4.20}$$

et la constante $C = \left(\frac{k_B}{\hbar\omega}\right)^3$.

A l'apparition de la condensation (et pour des températures plus basses), le potentiel chimique μ prend la valeur 0. Il est alors possible d'exprimer au niveau de la température de condensation T_{c1} le nombre total d'atomes N et la magnétisation $M = \sum_{m_S=-3}^{3} m_S \times N_{m_S}$ (non renormalisée par le nombre total d'atomes) du système :

$$N = CT_{c1}^3\,(f(0) + f(a) + f(2a) + f(3a) + f(4a) + f(5a) + f(6a)) \tag{4.21}$$

$$M = CT_{c1}^3\,(-3f(0) - 2f(a) - f(2a) + f(4a) + 2f(5a) + 3f(6a)) \tag{4.22}$$

où nous notons $a = \frac{g_S \mu_B B}{k_B T}$ (avec $T = T_{c1}$ pour éq. (4.22) et éq. (4.21)). Ces expressions indiquent que la température T_{c1} correspond à la condensation d'une seule composante (appelée composante majoritaire), les autres sous-états Zeeman restant thermiques. Dans le cas limite $a \to \infty$ où le spineur est entièrement polarisé dans la composante majoritaire, ce qui correspond à un système scalaire, le nombre total d'atomes est $N = CT_c^3\, f(0)$, où T_c est la température critique de condensation pour un système scalaire. Nous pouvons alors calculer la température de condensation T_{c1} en fonction de la magnétisation, grâce au système d'équations :

$$\frac{T_{c1}}{T_c} = \left(\frac{f(0)}{f(0)+f(a)+f(2a)+f(3a)+f(4a)+f(5a)+f(6a)} \right)^{\frac{1}{3}} \tag{4.23}$$

$$\frac{M}{N} = \frac{-3f(0)-2f(a)-f(2a)+f(4a)+2f(5a)+3f(6a)}{f(0)+f(a)+f(2a)+f(3a)+f(4a)+f(5a)+f(6a)} \tag{4.24}$$

D'où la courbe $T_{c1}\left(\frac{M}{N}\right)$ donnée à la figure Fig. 4.10 qui représente la position de la transition entre les phases A et B. Au niveau de la transition, la composante majoritaire condense, les autres restent thermiques.

Comme l'indique l'expression éq. (4.21), en dessous de la température T_{c1} le potentiel chimique μ est nul, et les potentiels chimiques μ_i des différents sous-états Zeeman (différents de la composante majoritaire) sont alors proportionnels au terme a : si l'un de ces sous-états condense à la température T_{c2}, alors $a = 0$ et tous les autres sous-états condensent également, ce qui correspond à l'apparition de la phase C du diagramme.

En exprimant le nombre total d'atomes à la température T_{c2}, ainsi que la magnétisation, en fonction du nombre d'atomes condensés N_c (de la composante majoritaire) et des populations thermiques alors égales (cf. éq. (4.19)) :

$$N = N_c + 7\,C\,T_{c2}^3\,f(0) \qquad\qquad M = -3N_c \tag{4.25}$$

nous obtenons la valeur de la température T_{c2} en fonction de la magnétisation $\frac{M}{N}$, et finalement :

$$\frac{T_{c2}}{T_{c1}} = \left(\frac{f(a)+2f(2a)+3f(3a)+4f(4a)+5f(5a)+6f(6a)}{21f(0)} \right)^{\frac{1}{3}} \tag{4.26}$$

Finalement, nous reportons sur le diagramme des phases les fonctions $T_{c1}\left(\frac{M}{N}\right)$ et $T_{c2}\left(\frac{M}{N}\right)$ ainsi calculées. Il apparaît notamment que pour une magnétisation (normalisée) extrême $M = -3$, il n'y a qu'une transition de phase ($T_{c2} = 0$) à la température $T_{c1} = T_c$. A magnétisation nulle, il n'y a qu'une transition de phase à $T_{c1} = T_{c2} = 7^{-\frac{1}{3}}\,T_c \approx 0.52\,T_c$, directement entre les phases A et C.

Diagramme de phase incluant les interactions

La référence [150] calcule également, à magnétisation fixe, les diagrammes de phase pour des systèmes de spin $S = 1$ avec interactions de contact, dans les deux cas d'un système de nature ferromagnétique ou anti-ferromagnétique.

Un condensat ferromagnétique « préfère » être dans un seul sous-état Zeeman, celui de plus basse énergie. Pour cette raison, lorsque la température est réduite, la composante majoritaire condense à une température T_{c1}, les autres composantes restant thermiques (phase équivalente à la phase B) ; puis lorsque la température atteint une seconde température T_{c2}, le condensat dans la composante majoritaire devient instable,

et le nuage peut redevenir thermique ou peut subir une séparation spatiale de phase (analogue de la phase C). La position des transitions sur le diagramme de phases est qualitativement inchangée par rapport au cas sans interactions, et il y a donc trois phases A, B et C réparties sur des zones similaires, mais la phase correspondant à C est très différente du cas sans interactions.

Pour le cas d'un système de nature anti-ferromagnétique, le diagramme des phases est qualitativement similaire à celui du cas sans interactions. Il y a bien trois phases A, B et C réparties de façon semblable, et équivalentes aux phases du diagramme Fig. 4.10 : gaz thermique ; composante majoritaire condensée ; toutes condensées.

A la lumière de ces résultats, nous pourrions nous attendre (de façon très spéculative) pour le cas particulier du chrome, à deux types de thermodynamique, suivant la valeur du champ magnétique : pour un champ supérieur au champ critique B_c, le condensat est dans une phase ferromagnétique, et en dessous de la température T_{c2} le condensat deviendrait alors instable [6] ; pour un champ inférieur à B_c, la nature anti-ferromagnétique du chrome stabiliserait le condensat.

Il faut cependant considérer le fait que la magnétisation du système est libre grâce aux interactions dipôle-dipôle. Dans la suite, nous allons étudier en quoi ce système diffère du cas sans interactions à magnétisation fixe présenté ci-dessus.

4.7.2 Système à magnétisation libre

Démagnétisation du gaz thermique

La présence des interactions dipôle-dipôle libère la magnétisation du système. Pour un condensat, nous avons montré que le changement de magnétisation apparaissait pour un champ magnétique inférieur au champ critique B_c dépendant des interactions de contact.

Pour un gaz thermique, la dépolarisation dépend d'une compétition entre l'énergie cinétique et l'énergie Zeeman imposée par le champ magnétique externe. Le nombre moyen d'occupation $N(\beta|\mu_i|)$ dans les différents sous-états Zeeman est donné par la distribution de éq. (4.19), où cette fois les potentiels chimiques $\mu_i = \mu + m_S g_S \mu_B B$ ne sont plus tels que le paramètre B garde fixe la magnétisation du système. B est ici égal au champ magnétique externe et détermine la magnétisation du gaz thermique.

Pour des champs magnétiques faibles mais supérieurs à B_c, nous observons une démagnétisation du gaz thermique mais pas du condensat. La figure Fig. 4.11 donne un exemple de ce phénomène, où nous avons mesuré en fonction du champ magnétique la dépolarisation d'un condensat pur (apparaissant à $B < B_c$) et celle d'un nuage à plus haute température, composé d'une fraction condensée et d'une fraction thermique : la fraction thermique se dépolarise effectivement pour des champs plus élevés que la fraction condensée, qui elle se dépolarise uniquement pour $B < B_c$.

6. Nous verrons en fait que ce n'est pas le cas, car la phase C est évitée.

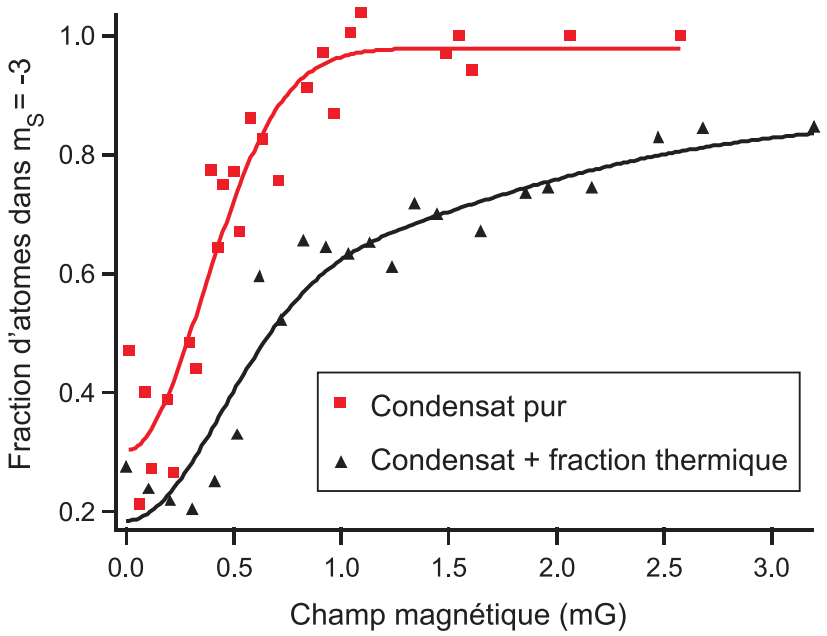

FIGURE 4.11 – *Fraction d'atomes restant dans le sous-état Zeeman $m_S = -3$, pour 155 ms d'attente après l'application du champ magnétique très faible donné en abscisse. Les carrés rouges donnent les résultats pour un condensat quasi-pur (presque pas de fraction thermique détectée, température estimée aux environs de 100 nK), déjà présentés Fig. 4.4, contenant 20000 atomes en moyenne. La courbe en trait continu noir est un ajustement par une fonction gaussienne, donnant une largeur à $\frac{1}{e}$ égale à 0.4 mG. Les triangles noirs donnent le résultat pour un nuage à température plus élevée $T = 330$ nK (obtenu en stoppant l'étape d'évaporation plus tôt), constitué d'une fraction condensée ($\approx$ 50 % à cette température) et d'une fraction thermique, avec en moyenne 27000 atomes au total. La courbe en trait continu noir est un ajustement par deux fonctions gaussiennes, donnant deux largeurs à $\frac{1}{e}$: 0.6 mG pour la première, en accord avec la dépolarisation du condensat sous le champ critique B_c, et 2 mG pour la deuxième, correspondant à la dépolarisation de la fraction thermique pour une énergie Zeeman faible comparée à la température.*

Cette dépolarisation du gaz thermique a été démontrée et utilisée, mais à des températures (et donc des champs magnétiques) beaucoup plus élevées (de l'ordre de 10 μK et 50 mG), pour une méthode de refroidissement baptisée « demagnetisation cooling » [88]. Dans ce cas de figure, la population initialement dans le sous-état $m_S = -3$ de plus basse énergie se dépolarise partiellement dans les différents sous-états grâce à l'interaction dipolaire, lorsque l'énergie Zeeman est réduite jusqu'à être inférieure à la température du gaz. Pour refroidir ce nuage thermique, les atomes dépolarisés, dont l'énergie cinétique a été convertie en énergie interne Zeeman, sont à nouveau transférés par pompage optique vers le sous-état $m_S = -3$. Dans notre cas, nous observons bien

ce genre de dépolarisation pour le gaz thermique, mais à des températures et champs magnétiques beaucoup plus faibles (environ 300 nK et 2 mG).

Nous insistons sur le fait que la dépolarisation observée du condensat est d'une autre nature, due à la traversée d'une transition de phase quantique à partir de la phase ferromagnétique, déterminée par la partie des interactions de contact dépendante du spin.

Phase A - Mesure de la première transition de phase

Après ce point sur la démagnétisation pour un gaz uniquement thermique, intéressons nous maintenant aux phases thermodynamiques d'un spineur à magnétisation libre pour des températures de plus en plus basses. Reprenons le diagramme des phases Fig. 4.10 obtenu pour un système à magnétisation fixe sans interactions, et comparons le à notre système expérimental, en gardant toujours un champ magnétique supérieur au champ critique : $B > B_c$.

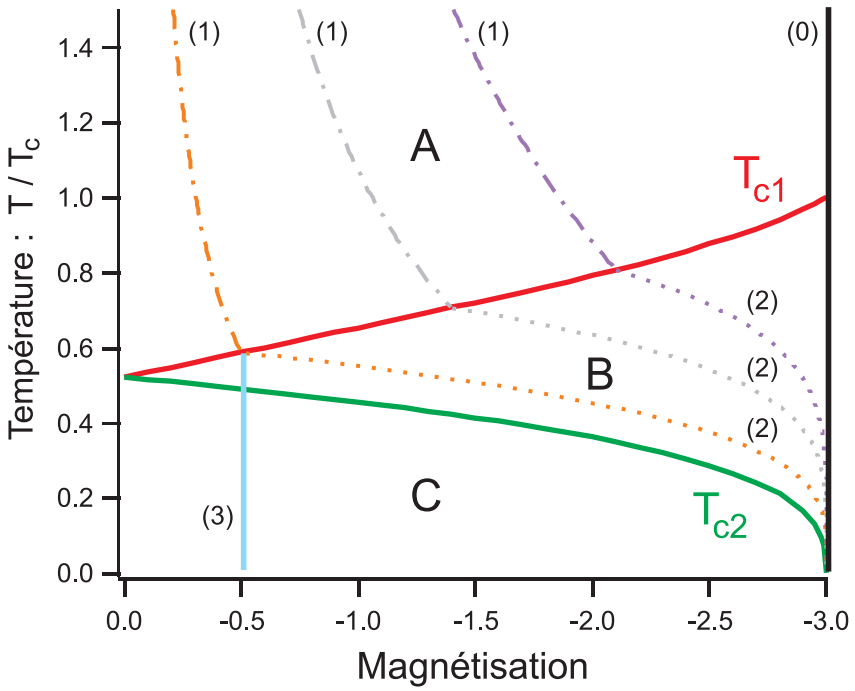

FIGURE 4.12 – *Diagramme des phases pour un système sans interactions à magnétisation fixe, comme sur la figure Fig. 4.10. Ont été rajoutés les différents trajets théoriques parcourus par un système à magnétisation libre : les trajets « (1) » et « (2) » sont calculés pour un système sans interactions, à magnétisation libre, pour plusieurs champs magnétiques fixes. Les trajets « (1) » sont calculés au dessus de T_{c1}, les trajets « (2) » en dessous. Le trajet « (3) » schématise le cas où le champ magnétique est inférieur à B_c, et où le condensat dépolarise. Le trajet « (0) » représente le cas limite où le champ magnétique est infiniment grand.*

A haute température $T > T_c$, l'ensemble du nuage est thermique, ce qui est l'équivalent de la phase A du diagramme. Comme expliqué ci-dessus, la magnétisation du système est imposée par une compétition entre l'énergie cinétique et l'énergie Zeeman imposée par le champ magnétique externe, et l'interaction dipôle-dipôle assure la liberté du changement de magnétisation. Faire varier le champ magnétique revient alors à faire varier la magnétisation du système.

Nous représentons sur la figure Fig. 4.12 le diagramme des phases déjà présenté, ainsi que les trajets suivis pour un système sans interactions dont la magnétisation est libre, baignant dans un champ magnétique externe fixe. Ces trajets numérotés « (1) » et « (2) » sont calculés grâce à un raisonnement similaire à celui développé à la section 4.7.1. Cependant cette fois le terme B correspond au champ magnétique externe qui reste fixe. Le paramètre a est alors pris égal à $a = \frac{g_S \mu_B B}{k_B T}$ et nous imposons la valeur du potentiel chimique $\mu = 0$, en partant d'un point de la courbe $T_{c1}\left(\frac{M}{N}\right)$ déjà calculée : le nombre d'atomes n'est alors plus constant, ce qui correspond à nos conditions expérimentales (où il y a plus d'atomes pour des températures élevées). Nous relions de cette façon la température à la magnétisation, pour B fixe.

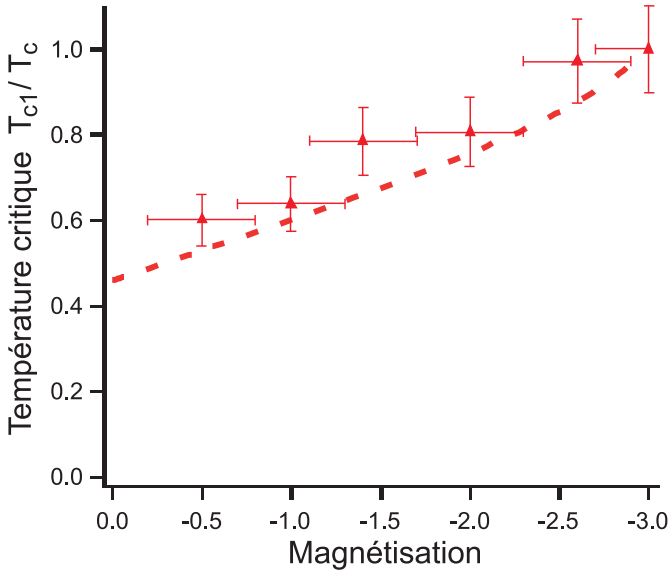

FIGURE 4.13 – *Température critique de condensation de la composante majoritaire en fonction de la magnétisation du système, imposée par la valeur du champ magnétique externe (par rapport à la température critique T_c pour un système scalaire). Les triangles rouges représentent les données expérimentales, la courbe en pointillés rouge représente l'évolution $T_{c1}(M)$ prédite dans le cas d'un gaz sans interactions, déjà présentée à la figure Fig. 4.10. La valeur de la magnétisation en abscisse est déterminée par la mesure de la magnétisation du nuage à la température T_{c1} repérée par l'apparition d'une fraction condensée. Les barres d'erreurs sont d'origine statistique.*

En faisant décroître la température du nuage, le système parcourt le diagramme des

phases (cf. Fig. 4.12) en suivant les trajets notés « (1) ». La température diminuant, le gaz thermique se repolarise légèrement, le nombre d'atomes dans les sous-états Zeeman de plus basses énergies augmentant alors. A la température $T_{c1}(M)$, la composante majoritaire $m_S = -3$ condense.

En faisant varier la température du système de part et d'autre de T_{c1}, nous observons expérimentalement l'apparition de la fraction condensée, ce qui nous permet de mesurer T_{c1}. En recommençant la mesure pour différents champs magnétiques externes, nous mesurons l'évolution de la température critique avec la magnétisation, et nous reproduisons ainsi expérimentalement la courbe $T_{c1}(M)$. La figure Fig. 4.13 donne les résultats expérimentaux, comparés avec la courbe théorique $T_{c1}(M)$ calculée dans le cas sans-interactions.

L'accord théorie/expérience est très satisfaisant : nous parvenons bien à reproduire expérimentalement la partie haute du diagramme, et ce même pour un champ magnétique inférieur au champ critique B_c (c'est le cas sur la figure Fig. 4.13 pour les données à la magnétisation $M = -0.5$, et partiellement à $M = -1$). Pour un champ magnétique supérieur à B_c, nous observons bien expérimentalement la première transition entre la phase A et B du diagramme, commune qualitativement aux trois cas théoriques envisagés : sans interactions, ferromagnétique et anti-ferromagnétique.

Phase B - Distribution bimodale de spin

Nous avons donc mis en évidence expérimentalement une transition de phase à la température $T_{c1}(M)$. En dessous de cette température, nous observons un état qui correspond à la phase B du diagramme sans interactions (cf. Fig. 4.12) : la composante majoritaire $m_S = -3$ est (partiellement, car $T \neq 0$) condensée, les autres restent entièrement thermiques. Nous avons alors ce qu'on peut nommer une distribution bimodale de spin, avec d'une part le condensat dans la composante majoritaire, et d'autre part des composantes thermiques suivant une distribution de Bose (cf. section 4.7.1).

Le calcul sans interactions et à magnétisation libre des trajets suivis par le système lorsque la température décroît donne les trajets notés « (2) » sur la figure Fig. 4.12, donnés pour différents champs magnétiques externes : la fraction condensée dans la composante majoritaire augmente, et le gaz thermique perd de l'énergie cinétique et donc se repolarise. Lorsque la température décroit, le nuage se repolarise (la population des sous-états Zeeman de plus basse énergie augmente), jusqu'à être entièrement polarisé à température nulle, où il ne reste plus que le condensat dans $m_S = -3$.

Expérimentalement, le système parcourt en effet des trajets compatibles avec les trajets numérotés « (2) ». La figure Fig. 4.14 présente l'évolution de la magnétisation en fonction de la température. La figure représente les données expérimentales pour deux champs magnétiques, l'un supérieur et l'autre inférieur à B_c : nous ne traiterons pour le moment que le cas $B > B_c$. Sur cette même figure est également représentée la magnétisation théorique dans le cas d'un spineur sans interactions avec magnétisation libre, pour le champ magnétique de 900 μG appliqué ici.

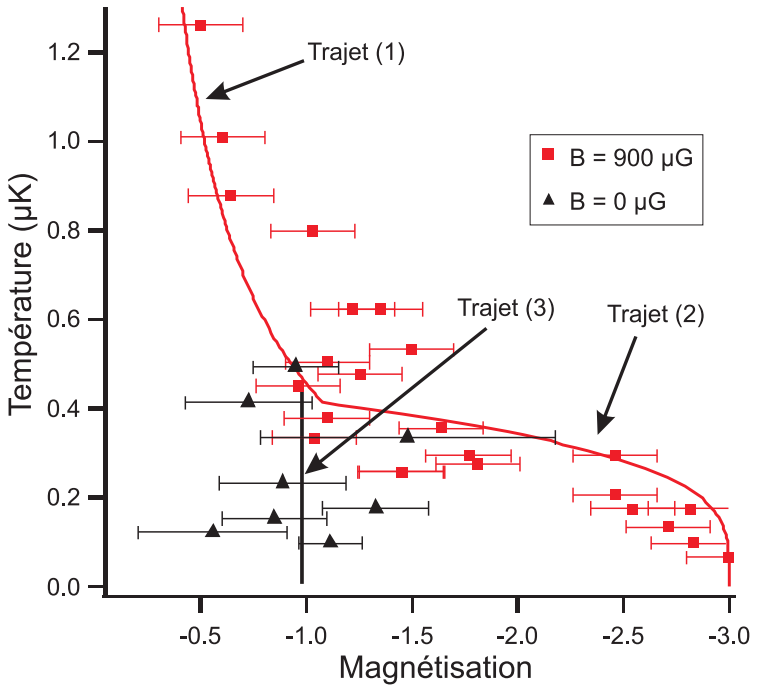

FIGURE 4.14 – *Données expérimentales donnant l'évolution de la magnétisation du nuage en fonction de la température, présentées de façon analogue au diagramme de phase (M,T) de la figure Fig. 4.12. Le trait plein rouge donne le parcours théorique d'un système sans interactions à magnétisation libre, pour un champ de 900 μG, à mettre en relation avec les carrés rouges expérimentaux pour ce même champ magnétique (correspondant à une phase ferromagnétique du condensat). Nous notons « (1) » et « (2) » les trajets théoriques respectivement au-dessus et en dessous de la température T_{c1}. Les triangles noirs représentent les données expérimentales pour un champ magnétique nul (le condensat est de nature anti-ferromagnétique, dans une phase non polarisée) : la magnétisation est constante (trait plein noir, noté trajet « (3) »), au vu de la précision de ces mesures (les barres d'erreurs proviennent de la moyenne sur 4 points).*

Nos mesures indiquent donc que, pour un champ supérieur à B_c, notre système se comporte qualitativement comme un système sans interactions à magnétisation libre, ou également comme un système ferromagnétique à magnétisation libre [164], les deux comportements étant qualitativement semblables. Ceci correspond bien au fait que le condensat soit dans une phase ferromagnétique pour un champ $B > B_c$.

Nous constatons que dans ce cas, la phase C du diagramme à magnétisation fixe, que ce soit pour le cas sans interactions ou ferromagnétique (cette phase C est très différente dans les deux cas, les sous-états Zeeman étant tous condensés ou tous thermiques), n'est jamais atteinte par le système : il n'y a qu'une seule transition de phase à T_{c1}, et aux températures plus basses le nuage se repolarise jusqu'à ce qu'il ne reste plus qu'un condensat dans $m_S = -3$ à température nulle.

4.7.3 Phases quantiques non ferromagnétiques

Les caractéristiques thermodynamiques que nous avons étudiées jusqu'à présent portaient sur le cas où le champ magnétique externe est supérieur au champ critique B_c. Dans ce cas, l'état fondamental du condensat correspond à une phase ferromagnétique, et nous avons pu expliquer le comportement observé expérimentalement par un modèle valable pour un système de nature ferromagnétique (le cas sans interaction est également valable qualitativement dans les conditions d'observation) où la magnétisation est libre (du fait de l'interaction dipôle-dipôle).

A température nulle, lorsque le champ magnétique est inférieur à B_c, l'état fondamental du système correspond à une phase non polarisée, de magnétisation non extrême $M \neq -3$, car la nature du condensat de chrome, dictée par les interactions de contact, est anti-ferromagnétique.

Expérimentalement, la figure Fig. 4.14 montre que pour un champ magnétique nul, le comportement du système est différent de celui observé au dessus de B_c : en dessous de la première température critique T_{c1}, le système suit effectivement le trajet (schématisé) « (3) », qui est l'équivalent d'une entrée à magnétisation fixe dans la phase C. La magnétisation mesurée reste alors constante pour $T < T_{c1}$ (au vu de la précision des données expérimentales), égale à celle de l'état final obtenu à température très faible, soit $M = -0.5$.

La nature du condensat de chrome étant anti-ferromagnétique, à champ nul cette phase C devrait correspondre au cas d'un système anti-ferromagnétique dont nous avons déjà décrit le diagramme des phases (calculé en [150]) : dans la phase C, tous les sous-états Zeeman sont condensés, ils condensent simultanément (sauf la composante majoritaire déjà condensée) à la seconde température critique T_{c2}. Nous allons vérifier expérimentalement que nous observons bien une double transition de phase à T_{c1} et T_{c2}.

Double transition de phase expérimentale

Pour observer une éventuelle double transition de phase, nous mesurons la fraction condensée en fonction de la température. Nous préparons à cet effet un nuage à différentes températures, en diminuant plus ou moins la profondeur finale du piège dipolaire en fin d'évaporation, puis en recomprimant le piège à une profondeur identique pour toutes les mesures. Après un temps passé à un champ magnétique fixé, nous mesurons en temps de vol le rapport entre les fractions condensées et thermiques, et nous extrayons la température du nuage à partir de la fraction thermique. Nous obtenons les données de la figure Fig. 4.15, prises pour deux champs magnétiques au-dessus et en dessous du champ critique B_c.

Pour un champ magnétique élevé, supérieur à B_c, nous observons une unique transition de phase à la température T_c correspondant quantitativement à la température critique d'un nuage complètement polarisé dans $m_S = -3$ (équivalent à un système scalaire).

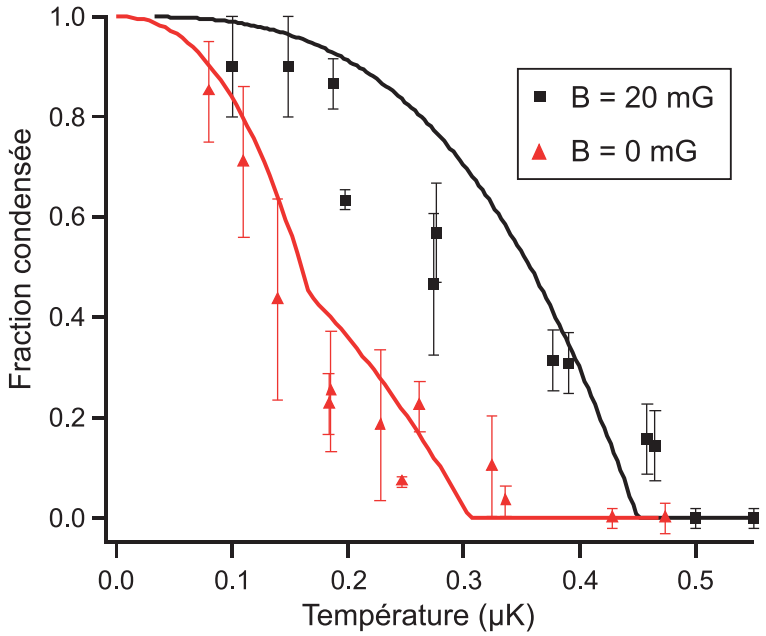

FIGURE 4.15 – *Fraction condensée du nuage, en fonction de la température. Les données représentées par des carrés noirs sont mesurées après 200 ms passées à un champ magnétique (20 mG) supérieur au champ critique B_c, suffisant ne pas observer de dépolarisation, même provenant du gaz thermique. Les triangles rouges représentent des données similaires, mais prises à un champ (quasi-nul) inférieur à B_c. Les courbes en traits pleins correspondent à des ajustements par des fonctions donnant la (les) température(s) critique(s) dans le cas d'un nuage dans un piège harmonique du type :* $\frac{N_{\mathrm{BEC}}}{N_{\mathrm{Tot}}} = A(1 - (\frac{T}{T_c})^3)$. *Les barres d'erreurs proviennent de la moyenne sur 5 points.*

Pour un champ magnétique nul, nous constatons une première température critique, à une valeur plus faible que précédemment : cette température correspond à la valeur de T_{c1} pour la magnétisation actuelle du système (la magnétisation de l'état final dépolarisé est mesurée indépendamment à $M = -0.5$). Nous observons également la présence d'un deuxième point d'inflexion à très faible température, qui semble correspondre à la seconde température critique T_{c2}. Pour des températures inférieures à cette valeur, la fraction condensée devient très importante (supérieure à 0.7) : nous avons donc un condensat dépolarisé.

Ces premières observations expérimentales semblent indiquer la présence d'une double transition de phase, la transition à la température la plus basse correspondant à la température T_{c2} en dessous laquelle le système se trouve dans la phase C (à l'équilibre thermodynamique), la phase C correspondant dans ce cas à la condensation de tous les sous-états Zeeman, ce qui se produit théoriquement pour un système antiferromagnétique.

Nature anti-ferromagnétique du condensat de chrome

Pour étayer les conclusions précédentes sur la nature de la phase C, nous devons prouver que tous les sous-états Zeeman sont effectivement condensés.

Pour cela nous utilisons la procédure alternative de Stern et Gerlach (cf. section 4.5), qui permet de mesurer la distribution en moment de chacune des populations des sous-états Zeeman. Nous vérifions effectivement qu'aux températures les plus faibles et aux temps courts (quelques ms) après l'étape de dépolarisation, toutes les composantes de spin sont condensées. Nous donnons pour exemple les données de la figure Fig. 4.16 prises à très faible température, à plusieurs stades de dépolarisation. Les largeurs mesurées de chaque population sont en accord avec l'existence de fractions condensées dans chacun des sous-états Zeeman. Ces données présentent par ailleurs un net piédestal dû à la présence de fraction thermique, dont la largeur est bien plus grande que celles des fractions condensées.

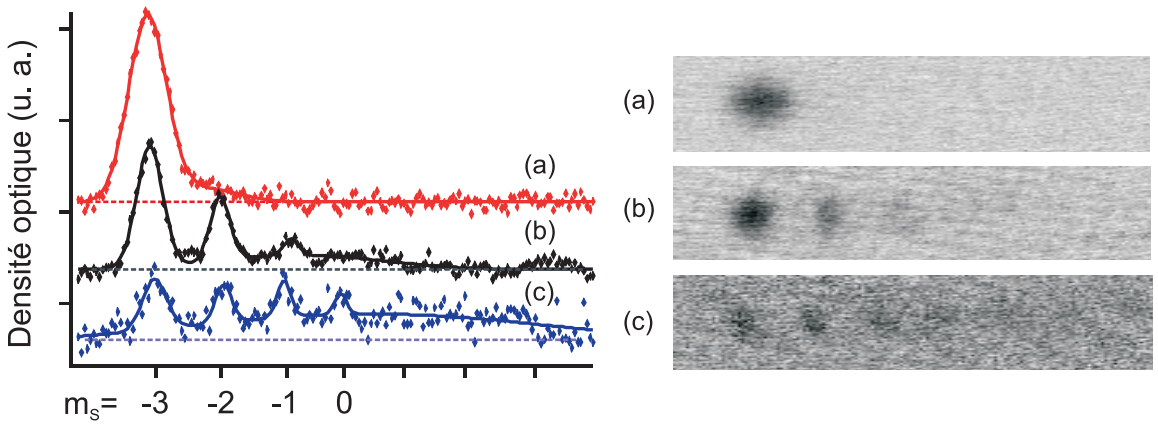

FIGURE 4.16 – *Exemple de données prises avec la procédure alternative de Stern et Gerlach (cf. section 4.5) pour un condensat dépolarisé à champ nul, pour trois stades différents de dépolarisation, séparés par quelques ms. A droite, sont présentées les images par absorption pour ces trois étapes, et à gauche les trois coupes horizontales correspondantes. Les trois courbes sont artificiellement décalées verticalement pour une meilleure visibilité. Cette procédure de Stern et Gerlach alternative permet d'obtenir qualitativement la distribution dans les différents sous-états Zeeman, mais elle permet également de mesurer la distribution en moment de chacune de ces populations : les largeurs des pics ainsi mesurées correspondent à l'existence dans chacun des sous-états d'une fraction condensée ; nous observons également un piédestal supplémentaire beaucoup plus large, qui correspond à la partie thermique du nuage.*

Ces observations expérimentales tendent donc à prouver qu'à champ nul et à très basse température, le nuage se trouve dans la phase C d'un système de nature anti-ferromagnétique : tous les sous-états Zeeman sont condensés. La possibilité pour le nuage de se trouver dans une telle phase provient de la nature anti-ferromagnétique du condensat de chrome, due aux interactions de contact, qui est révélée lorsque le champ

magnétique est inférieur au champ critique B_c. Néanmoins nous pouvons nous demander si cette phase C est effectivement atteinte, car cela n'est possible qu'à condition que le système atteigne l'équilibre thermodynamique (cf. section 4.6.4).

4.7.4 Applications potentielles : thermométrie et refroidissement

Nous pouvons chercher à utiliser les propriétés thermodynamiques, étudiées ci-dessus, de notre système à magnétisation libre pour mesurer et contrôler la température du nuage, problèmes délicats dans le domaine ultra-froid [165, 166, 167]. La présence de l'interaction dipôle-dipôle permet en effet une conversion de l'énergie cinétique en énergie Zeeman, et il devient alors possible de détecter/contrôler le gaz thermique indépendamment du condensat en le laissant se dépolariser et en ne s'adressant qu'aux sous-états Zeeman $m_S > -3$.

Thermométrie

Plus particulièrement, nous allons nous intéresser à la phase B du diagramme (cf. Fig. 4.12), pour laquelle coexistent une composante majoritaire (partiellement) condensée, et les autres sous-états Zeeman dans l'état thermique. Pour que le système soit dans cette phase, il faut appliquer un champ magnétique externe faible (de l'ordre de 1 mG), mais supérieur au champ critique B_c, pour que le condensat reste dans une phase ferromagnétique. Nous avons vu précédemment que dans cette phase B, la distribution de la partie thermique dans les différents sous-états Zeeman suit une distribution de Bose, déterminée par une compétition entre l'énergie Zeeman et l'énergie cinétique :

$$\sum_{i=-S}^{S} N(\beta|\mu_i|) = C\left(f(0) + f(a) + f(2a) + f(3a) + f(4a) + f(5a) + f(6a)\right)T^3 \quad (4.27)$$

avec le terme $a = \frac{g_S \mu_B B}{k_B T}$.

En mesurant uniquement la distribution des populations des différents sous-états Zeeman $m_S > -3$ (et pas pour $m_S = -3$, où la fraction condensée supplémentaire nuit à la mesure), nous pouvons alors extraire une mesure de la température du nuage.

Pour valider cette méthode, nous avons procédé à une comparaison entre une mesure « classique » de la température en temps de vol, et une mesure utilisant une distribution bimodale de spin. Les résultats de cette comparaison sont présentés sur la figure Fig. 4.17.

Chaque point sur cette figure représente une configuration expérimentale associée à une température du nuage (la profondeur du piège est modifiée en fin d'évaporation). Pour chacune de ces configurations, nous mesurons la température de deux façons : à champ magnétique élevé (le système est polarisé dans $m_S = -3$), nous procédons à

un temps de vol de 5 ms avant d'imager le nuage par absorption, et nous extrayons la température grâce à la largeur du profil de densité (intégré selon un des axes de l'image) correspondant au gaz thermique (la présence du gaz thermique est visible sur les ailes du profil) ; à champ magnétique faible, mais supérieur à B_c de façon à ce que le système soit à l'équilibre thermodynamique dans la phase B, nous attendons que le système se dépolarise, puis nous imageons le nuage après une procédure de Stern et Gerlach, et nous extrayons la température d'après la structure bimodale de spin observée.

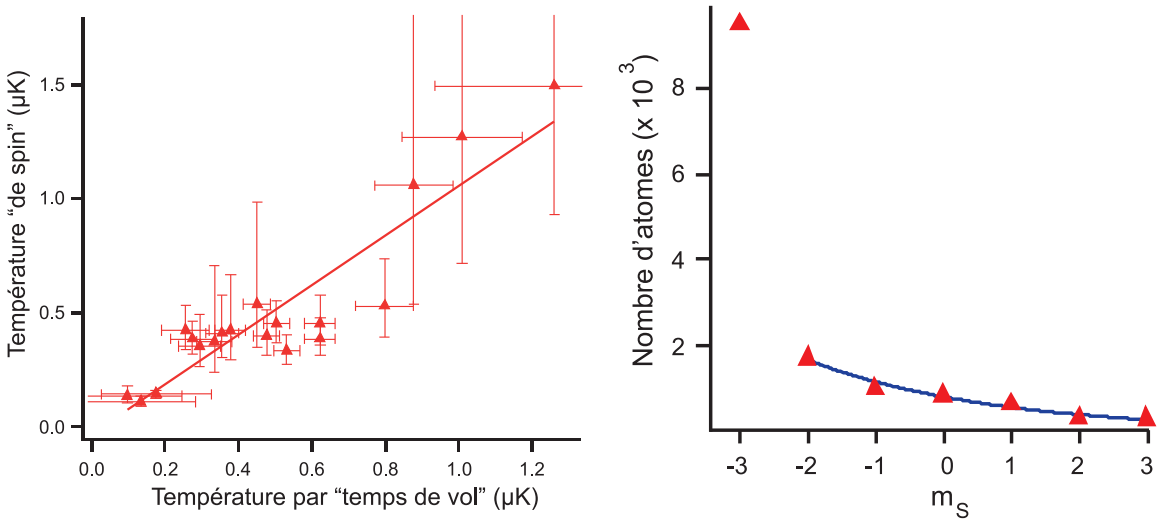

FIGURE 4.17 – *(A gauche) Comparaison entre deux méthodes de mesure de la température du nuage. En abscisse figure la température mesurée après un temps de vol de 5 ms. En ordonnée figure la température mesurée d'après l'observation (par Stern et Gerlach) de la structure bimodale de spin. Le trait continu est un ajustement des données par une droite passant par l'origine. Les barres d'erreurs proviennent d'une combinaison de la précision sur le champ magnétique et de celle sur l'ajustement de la distribution en vitesse du nuage par une fonction bimodale. (A droite) Exemple de distibution bimodale de spin pour un nuage à l'équilibre thermodynamique dans la phase B ($T = 160$ nK, $B = 0.5$ mG), dont nous pouvons extraire la température d'après l'ajustement (en trait continu) par une fonction de la forme de éq. (4.27).*

D'après les résultats de la figure Fig. 4.17, nous pouvons dire que cette méthode permet d'accéder à une mesure de la température, même si sa précision reste à déterminer. Il faut remarquer d'une part qu'à hautes températures, le condensat dans la composante majoritaire disparaît, et le système se trouve alors dans la phase A du diagramme, où toute la population est thermique : le passage à la transition de phase peut expliquer la différence de comportement des données entre le point à 0.8 μK (en abscisse) et les points pour des températures supérieures, l'apparition du condensat rendant plus difficiles les mesures.

D'autre part, à faibles températures, la précision de la mesure en temps de vol devient très faible, car la fraction thermique est à peine distinguable du condensat. Or c'est de cette fraction thermique dont est déduite la mesure de la température [4]. Pour cette nouvelle méthode cependant, la séparation spatiale des sous-états Zeeman rend plus aisée la mesure. Cette méthode de thermométrie est donc particulièrement intéressante aux très basses températures.

Méthodes de refroidissement

L'existence de cette distribution bimodale de spin lorsque le condensat est à l'équilibre thermodynamique dans la phase B du diagramme (cf. Fig. 4.12) peut être également utile pour refroidir le nuage. En effet, le peuplement des sous-états Zeeman $m_S > -3$ permet d'adresser sélectivement une partie du gaz thermique, sans affecter le condensat.

Ainsi, il est par exemple possible d'utiliser un gradient de champ magnétique pour faire sortir du piège dipolaire les atomes dans les sous-états $m_S > -3$: si la profondeur du piège dipolaire est réduite jusqu'à ce que celui-ci ne compense plus l'effet de la gravité sur les atomes, ceux-ci s'échappent du piège. Si cependant un gradient vertical de champ magnétique, dont la force sur les atomes est proportionnelle à la valeur de m_S, est ajouté, il est possible de garder piégés uniquement les atomes dans le sous-état $m_S = -3$, les autres quittant le piège.

Il devrait être alors possible de concevoir une séquence de refroidissement, ressemblant à ce qui suit : le condensat est créé par la méthode usuelle à la fin de l'étape d'évaporation ; le champ magnétique est réduit et le gaz thermique se dépolarise ; le gradient de champ est alors appliqué et le gaz thermique dans les sous-états $m_S > -3$ quitte le piège ; le champ magnétique est finalement réaugmenté pour obtenir un nuage entièrement polarisé dans $m_S = -3$, mais plus froid.

Conclusion

L'obtention d'un condensat de chrome permet d'explorer plusieurs phénomènes physiques induits par la présence de fortes interactions dipolaires. Nous avons décrit dans cette thèse quelques-uns de ces effets, touchant aux thèmes de l'hydrodynamique et du magnétisme. D'autres travaux réalisés par notre groupe sur les spécificités d'un gaz dipolaire figurent dans la thèse de Gabriel Bismut avec qui j'ai collaboré durant ces trois ans, ainsi que dans la thèse de mon prédécesseur Quentin Beaufils [55], thèse durant laquelle furent obtenus les premiers condensats de chrome au Laboratoire de Physique des Lasers.

Tout d'abord, nous avons décrit dans cette thèse une partie des moyens techniques mis en oeuvre pour obtenir un condensat de chrome, en complément de ceux déjà détaillés dans [55].

Nous nous sommes particulièrement intéressés à l'optimisation du chargement du piège dipolaire avant l'étape d'évaporation, grâce à l'emploi d'états métastables comme réservoirs à atomes. Nous avons montré que ces états métastables améliorent l'accumulation dans le piège. Cette amélioration provient du fait que ces états ne sont pas sujets aux collisions inélastiques assistées par la lumière dues à la présence des faisceaux lasers du MOT. La nouvelle limitation au chargement vient alors des collisions inélastiques entre les différents états métastables. Nous avons mesuré le paramètre de perte $\beta_{^5S_2} = (1.6 \pm 0.4) \times 10^{-11}$ cm^3.s^{-1} pour des atomes dans l'état métastable $^5S_2$, et $\beta_{^5D_4} = (3.5 \pm 0.4) \times 10^{-11}$ cm^3.s^{-1} pour l'état $^5D_4$. Au final, la procédure de chargement du piège dipolaire utilise ces deux états métastables (sur quatre disponibles) comme réservoirs, ce qui permet d'obtenir un taux de chargement de 3×10^7 atomes.s^{-1} et d'accumuler jusqu'à 2.2×10^6 atomes.

Oscillations collectives

Nous avons d'autre part présenté un effet de l'interaction dipôle-dipôle sur les caractéristiques hydrodynamiques du condensat : nous avons mesuré un décalage de la fréquence d'oscillation d'un mode collectif quadrupôlaire du condensat (cf. Fig. I). L'amplitude de ce décalage est faible, inférieure à 3%, et proportionnelle au paramètre ϵ_{dd} (cf. éq (5)). Pour mesurer ce faible décalage, nous procédons à une mesure différentielle, qui consiste à mesurer la fréquence d'oscillation pour deux orientations des dipôles magnétiques par rapport aux axes du piège dipolaire non sphérique. Cette mesure différentielle tire parti du caractère anisotrope de l'interaction dipôle-dipôle.

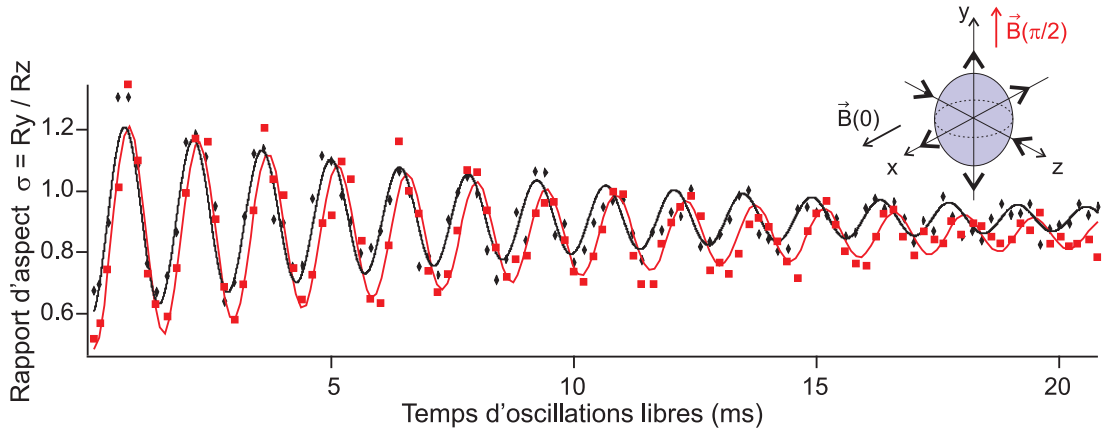

FIGURE I – *Oscillations collectives libres d'un mode quadrupôlaire du condensat, après 10 cycles de modulation de l'amplitude du piège dipolaire. Les mouvements du condensat pour ce mode sont représentés dans l'insert à droite. En ordonnée figure le rapport d'aspect entre les rayons de Thomas Fermi selon les axes y et z, qui oscillent en opposition de phase. Pour les carrés rouges, le champ magnétique $\vec{B}(\theta = \frac{\pi}{2})$ est orienté selon l'axe y. Pour les losanges noirs, $\vec{B}(\theta = 0)$ est orienté selon l'axe x.*

Contrairement à la striction des rayons de Thomas Fermi du condensat provoquée par l'interaction dipôle-dipôle, nous avons montré que ce décalage dépend fortement de la géométrie de piégeage. Par ailleurs, le signe du décalage varie avec celui du champ moyen créé par la distribution de dipôles, qui dépend de l'anisotropie du piège. Nous avons de plus mesuré la striction du condensat et les oscillations collectives en fonction du nombre d'atomes. Les prédictions dans le cadre de l'approximation de Thomas Fermi sont atteintes pour un nombre d'atomes plus faible pour la striction que pour les oscillations collectives. Ceci illustre la sensibilité des oscillations collectives, et pose la question de régime de validité de l'approximation de Thomas Fermi, qui reste à éclaircir.

La relaxation dipolaire

Nous nous sommes ensuite intéressés à la possibilité originale qu'offre l'interaction dipôle-dipôle de régir des collisions entre deux particules au cours desquelles la projection du spin total de la paire de particules est modifiée. Il s'agit d'un type de collisions appelé relaxation dipolaire, qui change la magnétisation du système. Cette propriété provient du caractère anisotrope de l'interaction dipôle-dipôle, et n'apparaît pas lorsque seules les interactions de van der Waals sont présentes. De plus, lors de ces collisions inélastiques dipolaires modifiant la magnétisation, l'énergie Zeeman est convertie en énergie cinétique. Enfin, la relaxation dipolaire d'une paire de particules entraîne la mise en rotation de ladite paire, par conservation de la projection du moment angulaire total.

Dans un premier temps, nous avons mesuré le taux de ces collisions inélastiques dipolaires en fonction du champ magnétique B. A bas champs, nous observons un taux Γ évoluant en $\sqrt{B}$. Cette évolution s'explique par un modèle de diffusion utilisant l'approximation de Born, et par la croissance avec le champ magnétique de la densité d'état en sortie de collision. De plus, nous avons mis en évidence l'existence d'un minimum de relaxation dipolaire. Nous expliquons ce minimum par la présence des potentiels moléculaires et par le caractère localisé de la relaxation dipolaire. Nous montrons en effet par un modèle analytique que ces collisions s'effectuent à une distance R_{RD} dépendant du champ magnétique en $R_{RD} \propto \frac{1}{\sqrt{B}}$, et que le taux de collision dépend de la probabilité de trouver une paire de particules à cette distance $\Gamma \propto |F_{in}(R_{RD})|^2 \propto (1 - \frac{a_6}{R_{RD}})^2$. Ainsi, le minimum local de relaxation apparaît lorsque la distance inter-particule R_{RD} est proche de la longueur de diffusion a_6 du chrome, soit pour un champ magnétique d'environ 3.85 G.

Dans le cas du chrome, la longueur a_6 est proche du rayon de van der Waals $R_{vdW} \approx 91\, a_B$. Or le modèle analytique que nous avons développé n'est valide que pour des distances supérieures au rayon de van der Waals. En dessous de cette limite, il faut prendre en compte la partie interne des potentiels moléculaires : nous avons ainsi développé un modèle théorique numérique, qui permet de relier correctement l'évolution du taux de relaxation dipolaire aux longueurs de diffusion, ce qui nous a conduit à une mesure des longueurs $a_6 = (103 \pm 4)\, a_B$ et $a_4 = (64 \pm 4)\, a_B$ du chrome.

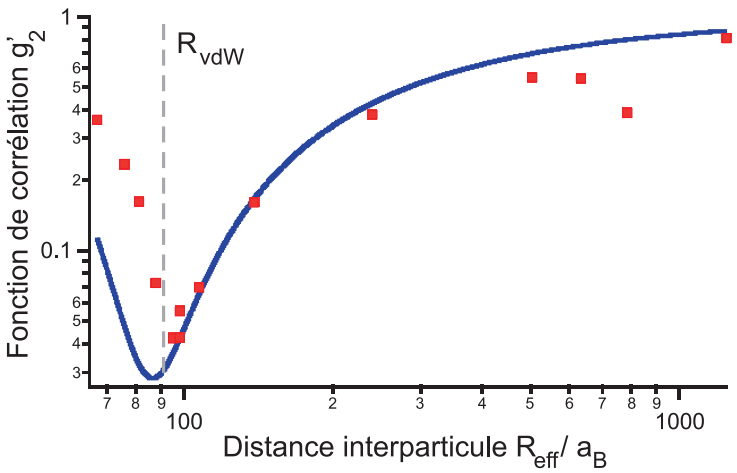

FIGURE II – *Fonction de corrélation à deux particules (modifiée) g_2' en fonction de la distance inter-particule R_{eff} (a_B est le rayon de Bohr). Les carrés rouges donnent les points expérimentaux mesurés grâce à la relaxation dipolaire et le trait plein bleu donne la variation théorique de g_2' d'après l'expression éq. (2.49). Les pointillés verticaux donnent la position de $R_{vdW} \approx 91\, a_B$, en dessous laquelle le modèle n'est plus valide.*

Par ailleurs, nous avons discuté du rôle des ondes partielles d'ordre $l > 0$ dans le processus la relaxation dipolaire, et nous avons montré qu'elles n'interviennent pas pour

des champs supérieurs à 20 mG : la relaxation dipolaire à hauts champs n'implique que l'onde partielle $l = 0$, malgré le caractère longue portée de l'interaction dipôle-dipôle. Ce résultat laisse présager de bonnes chances de pouvoir refroidir le chrome fermionique dans une configuration supprimant les collisions inélastiques dipolaires.

Enfin, nous avons montré que la relaxation dipolaire permet de mesurer les fonctions de corrélation de paire $g_2(r)$, et ce, au sein du condensat et au sein du gaz thermique (cf. Fig. II).

En dimensions réduites

Dans le prolongement de notre étude de la relaxation dipolaire, nous nous sommes ensuite intéressés à la relaxation dipolaire en dimensions réduites. Nous avons montré que le taux de relaxation dipolaire peut être modifié par l'application d'un fort confinement selon une ou deux directions spatiales. En pratique nous avons chargé le condensat dans des réseaux optiques profonds : la réduction ainsi produite de la densité d'états accessibles en sortie de relaxation dipolaire diminue fortement le taux de collision, lorsque le champ magnétique est tel que l'énergie Zeeman $\Delta E \propto g_S \mu_B B$ convertie en énergie cinétique lors de la collision inélastique est inférieure à la bande interdite $\hbar\omega_l$ du réseau (qui comprend l'écart d'énergie entre la bande vibrationnelle fondamentale et la première bande excitée). Nous observons l'apparition de seuils en champ magnétique, en dessous desquels le taux de relaxation dipolaire est fortement réduit.

En géométrie 1D, ce taux est quasiment annulé (cf. Fig. III). Nous avons montré que cette annulation est liée à la symétrie du confinement cylindrique dans chaque site (tubes) des réseaux : pour un champ magnétique orienté selon l'axe des tubes, la relaxation dipolaire pour une paire de particules s'accompagne nécessairement d'une mise en rotation de la paire, qui dans cette géométrie correspond à l'excitation obligatoire vers les seconde et troisième bandes vibrationnelles du réseau ; si l'énergie gagnée par collision est trop faible pour peupler ces bandes excitées, la relaxation dipolaire est interdite. Nous avons ainsi mesuré en géométrie 1D un paramètre de relaxation dipolaire extrêmement faible $\beta_{min}^{1D} = (5 \pm 1.5) \times 10^{-22}$ m^3.s^{-1}, soit près de trois ordres de grandeur plus petit que pour la géométrie 3D non confinée. Nous avons également développé pour les deux configurations 2D et 1D les modèles théoriques capables de rendre compte des taux mesurés.

La suppression de la relaxation dipolaire dans les tubes 1D offre la possibilité d'étudier des systèmes spinoriels dans des sous-états Zeeman non minimum en énergie. Le chargement du condensat dans des réseaux optiques 3D (géométrie « 0D ») doit permettre d'atteindre un régime où la relaxation dipolaire n'intervient que de façon résonnante pour $\Delta E = \hbar\omega_l$: la relaxation devient alors un processus cohérent. D'autre part, la création par relaxation dipolaire de paires de particules en rotation devrait permettre l'observation de vortex, ce qui serait la démonstration de l'analogue pour les atomes froids de l'effet Einstein - de Haas.

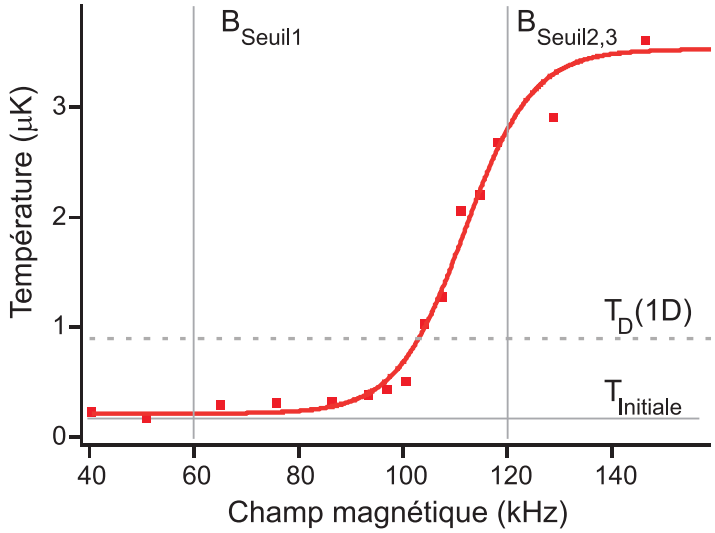

FIGURE III – *Exemple d'augmentation de la température par relaxation dipolaire dans les tubes 1D créés par des réseaux optiques, en fonction du champ magnétique. Les pointillés horizontaux donnent la température de dégénérescence pour un système 1D et le trait continu horizontal donne la température initiale du nuage. Les carrés rouges sont les points expérimentaux mesurés après 75 ms de relaxation dipolaire. Chaque réseau a une profondeur de 25-30 E_r, soit $\hbar\omega_l \approx 120$ kHz. Les traits verticaux indiquent les positions des seuils de relaxation dipolaire B_{seuil_1} et $B_{\text{seuil}_{2,3}}$: sous le seuil $B_{\text{seuil}_{2,3}}$, la relaxation dipolaire est quasiment annulée.*

Démagnétisation spontanée

Enfin, nous avons rapporté l'observation de la démagnétisation spontanée du condensat à très bas champs ($B < B_c = 250\,\mu$G), rendue possible grâce à l'interaction dipôle-dipôle. La démagnétisation observée (cf. Fig. IV) correspond à la transition entre deux phases quantiques de magnétisations différentes : une phase ferromagnétique, et une phase non polarisée. Cette transition est prédite pour un champ magnétique critique B_c tel que $g_S\mu_B B_c = \frac{7.5}{11}\frac{2\pi\hbar^2(a_6-a_4)}{m_{Cr}}\,n$: à la valeur B_c, l'énergie Zeeman modifiée lors des collisions inélastiques dipolaires compense la variation du champ moyen dû aux interactions de contact dépendantes du spin. Nous avons montré que l'interaction dipôle-dipôle régit la dynamique de démagnétisation.

L'état effectivement atteint après démagnétisation est différent de celui prédit théoriquement. Nous avons discuté des facteurs (présence d'états intermédiaires métastables, adiabaticité de la procédure, effets de température finie) pouvant nous empêcher de l'atteindre.

Finalement, nous avons étudié la thermodynamique de ce système quantique dont la magnétisation est libre. Nous avons observé trois phases distinctes : A) une phase où toutes les populations des sous-états Zeeman sont thermiques ; B) une phase où la

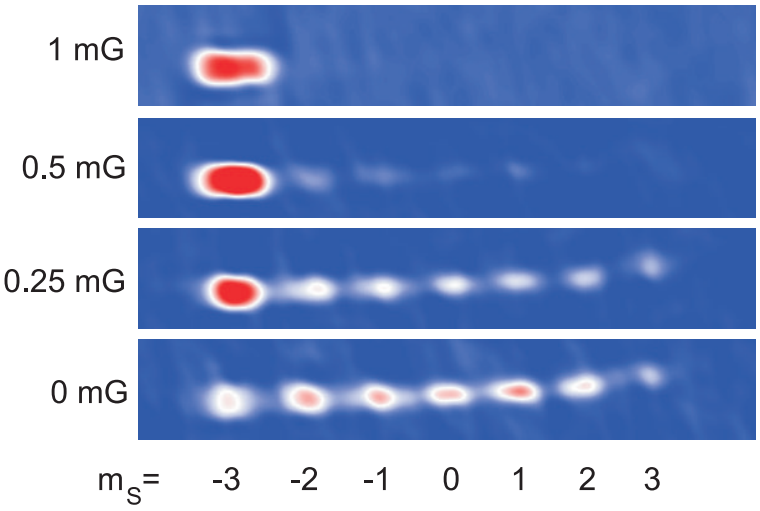

FIGURE IV – *Démagnétisation spontanée d'un condensat de chrome, mesurée par Stern et Gerlach après 155 ms passées à différents champs magnétiques. Au champ le plus faible, la distribution dans les sous-états Zeeman m_S = (-3, -2, -1, 0, 1, 2, 3) est mesurée comme étant (*17.5 ± 9, 18 ± 4, 14 ± 1.5, 15 ± 3, 17 ± 3, 12.5 ± 4, 6 ± 2*)%, ce qui correspond à une magnétisation du nuage* $M_{\text{finale}} \approx -0.5$.

composante majoritaire condense et les autres restent thermiques ; C) une phase où toutes les composantes sont condensées. Lorsque le champ magnétique est supérieur à B_c, le système peut occuper la phase A) ou la B), ce qui est en accord avec la nature ferromagnétique du condensat à hauts champs. En dessous du champ B_c, où a lieu la démagnétisation, nous observons une transition de phase vers la phase C), qui correspond à un condensat spinoriel non ferromagnétique.

Nous terminons en proposant des applications pour un tel système, dans les domaines de la thermométrie et du refroidissement du condensat : en se plaçant dans la phase B), la fraction thermique du nuage est autorisée par l'interaction dipôle-dipôle à peupler les sous-états Zeeman non minimum en énergie, qui sont ensuite mesurés ou filtrés en laissant intact la partie condensée dans le sous-état de plus basse énergie.

Les travaux présentés dans cette thèse font état de plusieurs mises en évidences d'effets dipolaires dans un condensat de chrome ainsi que de l'étude des collisions inélastiques dipolaires. Les méthodes de contrôle des collisions dipolaires que nous avons démontrées, ainsi que les outils que nous avons mis en place au cours de ces expériences (réseaux optiques, compensation du champ magnétique,...), constituent une base solide pour explorer plus avant la physique des systèmes dipolaires. L'étude des systèmes confinés dans les sites de réseaux optiques 3D, interagissant via l'interaction dipôle-dipôle longue portée et anisotrope, pourrait permettre l'observation de vortex par effet Einstein - de Haas, ou encore des effets dipolaires dans des régimes fortement corrélés. L'étude des phases quantiques à très bas champs reste encore à approfondir, notamment

sur les questions de l'accord avec les phases prédites, de la décohérence du spineur, des interactions avec la partie thermique, d'éventuelles séparations en domaines de phase... Enfin, l'obtention d'une mer de Fermi dipolaire (par refroidissement sympathique avec le condensat ?) permettrait notamment l'étude de la thermodynamique à magnétisation libre pour des fermions.

ANNEXE A

Contrôle des champs magnétiques

Dans cette annexe, je présente deux points techniques. Je fais premièrement un inventaire, destiné plutôt à un usage interne au groupe, de l'ensemble des bobines installées sur notre dispositif, avec leurs caractéristiques et leurs fonctions. Deuxièmement, je détaille le système de compensation active du champ magnétique, nécessaire pour la réalisation des expériences du chapitre 4, et qui permet d'imposer un champ quasi nul et stable au niveau du condensat, sans avoir recours à un blindage magnétique.

A.1 Détail des bobines utilisées

Les bobines (cf. schémas des figures Fig. A.1 et Fig. A.2) utilisées pour le gradient de champ magnétique nécessaire au MOT (cf. section 1.2.5), sont deux bobines de même axe vertical, situées à 45 mm de part et d'autre des atomes, en configuration (quasiment) Helmholtz. Elles ont un diamètre moyen $\Phi_{\text{moy}} = 180$ mm pour 130 tours de fil de cuivre de diamètre 1.5 mm. Elles sont alimentées en série, typiquement par 11.5 A et 19.7 V. Leur allumage et extinction (par basculement d'un transistor MOSFET) sont commandés par l'ordinateur principal, en un temps de coupure effectif du champ magnétique de 20 ms, limité par les courants de Foucault induits dans l'enceinte expérimentale métallique.

Pour obtenir un bon contrôle du champ magnétique dans les 3 directions, nous utilisons trois jeux de paires de bobines disposées de façon la plus proche possible de la configuration Helmholtz, de part et d'autre de l'enceinte, chaque jeu étant aligné sur un axe centré sur les atomes. Les bobines de chaque paire sont branchées en parallèle, les courants dans ces trois paires de bobines étant définis par une tension analogique commandée par l'ordinateur principal, afin de pouvoir modifier les champs créés au cours du cycle de condensation.

- Les bobines appelées « Compensation axe Zeeman », alignées selon l'axe z du ralentisseur Zeeman, sont situées à 370 mm de part et d'autre des atomes, et possèdent chacune 100 tours pour un diamètre moyen $\Phi_{\text{moy}} = 560$ mm, et un fil de diamètre 0.5 mm.
- Les bobines appelées « Compensation axe vertical », alignées sur l'axe y vertical, sont situées à 45 mm de part et d'autre des atomes, sur le support des bobines du MOT, et possèdent chacune 25 tours pour un diamètre moyen $\Phi_{\text{moy}} = 180$ mm, et un fil de diamètre 0.5 mm.

– Les bobines appelées « Compensation axe quantif », alignées sur l'axe x du faisceau d'imagerie par absorption, sont situées à 135 mm de part et d'autre des atomes, et possèdent chacune 160 tours pour un diamètre moyen $\Phi_{\text{moy}} = 70$ mm, avec du fil de diamètre 1 mm. Les bobines sont bien parallèles entre elles, mais leurs axes sont légèrement décalés selon l'axe du ralentisseur Zeeman pour des raisons d'encombrement (cf. Fig. A.1 et A.2).

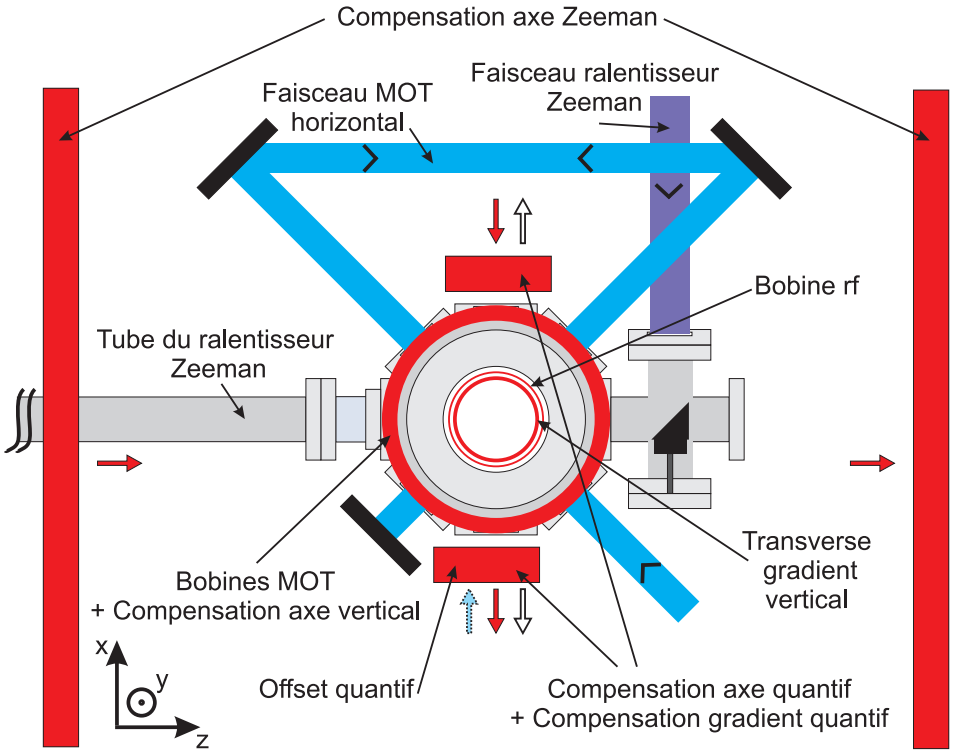

FIGURE A.1 – *Schéma de l'enceinte expérimentale (vu de dessus), avec les faisceaux du MOT et du ralentisseur Zeeman. Les différentes bobines décrites section A.1 sont illustrées (en rouge), avec la direction des champs qu'elles créent lorsqu'elles sont parcourues par un courant positif (flèches rouges, champs des bobines en configuration Helmoltz ; flèches vides, champs provenant de « Compensation gradient quantif » ; flèche bleue en pointillés, de « Offset quantif »).*

En plus de ces bobines contrôlant l'amplitude et la direction du champ, nous avons aussi besoin de bobines pour compenser les gradients de champ (notamment ceux créés par la pompe ionique selon l'axe y vertical et l'axe x du faisceau d'imagerie), contrôlées elles aussi par la même carte analogique.

Une bobine nommée « Transverse gradient vertical » est située au dessus de l'enceinte, d'axe vertical, à 95 mm des atomes. Elle possède 265 tours, pour un diamètre $\Phi_{\text{moy}} = 70$ mm, et un fil de diamètre 0.75 mm. Le gradient qu'elle crée est notamment

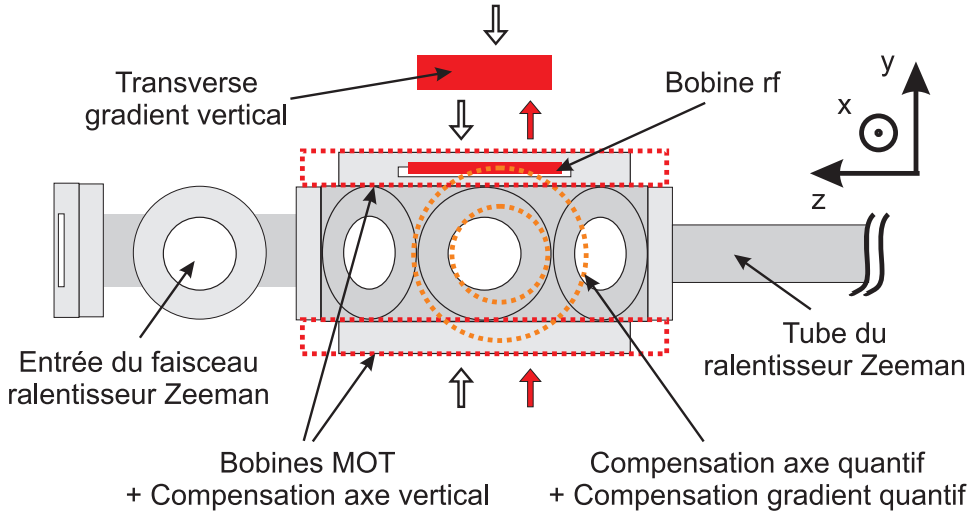

FIGURE A.2 – *Schéma de l'enceinte expérimentale (vu de côté, du côté de l'entrée du faisceau du ralentisseur Zeeman). Les différentes bobines décrites section A.1 sont illustrées (en rouge, et en orange une des bobines « Compensation axe quantif + Compensation gradient quantif »), avec la direction des champs qu'elles créent lorsqu'elles sont parcourues par un courant positif (flèches rouges, champs provenant de « Compensation axe vertical » ; flèches vides, des bobines du MOT et de « Transverse gradient vertical »).*

utilisé pour compenser la gravité pour les atomes dans le sous-état Zeeman $m_S = -3$ lors de la rampe d'évaporation. Cette bobine sert également à compenser une courbure de champ créée par les bobines notées « Compensation axe quantif », dont les axes ne sont pas parfaitement superposés. Non compensée, cette courbure réduit légèrement la profondeur du piège. En plus du contrôle de la valeur du courant dans cette bobine par la carte analogique, un interrupteur commandé par la carte digitale permet de couper rapidement ce courant.

Deux bobines appelées « Compensation gradient quantif » sont placées en configuration anti-Helmoltz. Enroulées autour des bobines « Compensation axe quantif », elles sont donc d'axe parallèle à l'axe d'imagerie, et sont situées à 135 mm de part et d'autre des atomes. Elles compensent les gradients et peuvent également servir pour des expériences de Stern et Gerlach [90]. Elles possèdent 80 tours et un diamètre $\Phi_{\text{moy}} = 70$ mm, avec du fil de diamètre 1 mm.

Une bobine nommée « Offset quantif » est également enroulée sur une des deux bobines « Compensation axe quantif », côté imagerie, son axe étant également parallèle à l'axe d'imagerie, et elle est située à 135 mm des atomes. Elle possède 60 tours pour un diamètre $\Phi_{\text{moy}} = 70$ mm, et un fil de diamètre 1 mm. La valeur du courant la parcourant est fixe, 5.0 A pour 2.8 V, et elle n'est pas contrôlée par la carte analogique. Son rôle est de créer un offset de champ magnétique, afin de pouvoir traverser de part

et d'autre le zéro du champ en faisant varier le courant (toujours positif) des bobines « Compensation axe quantif ».

Enfin, nous avons placé une bobine servant à créer les champs magnétiques rf (cf. section 1.2.6, d'axe vertical, située à 45 mm au dessus des atomes. Elle comporte 8 tours pour un diamètre $\Phi_{\text{moy}} = 80$ mm, et un fil de diamètre 1.5 mm.

A.2 Compensation active du champ magnétique ambiant

A.2.1 Fluctuations du champ magnétique

En plus de ces différents jeux de bobines, nous avons installé 3 bobines (cf. section 4.5) afin de réaliser une compensation active des champs au niveau du condensat, grâce à un détecteur placé en déporté par rapport à la position du condensat. Ce dispositif permet notamment de générer un champ nul au niveau du condensat, tout en supprimant les éventuelles fluctuations, ce qui s'avère nécessaire pour les expériences de démagnétisation spontanée du chapitre 4.

En effet, le champ magnétique possède de fortes fluctuations de plusieurs sortes. Tout d'abord il y a du bruit alternatif à 50 Hz provenant des diverses alimentations électriques entourant l'expérience. Ces oscillations peuvent atteindre jusqu'à 4 mG pic à pic selon une des directions, à la position du détecteur. Il y a ensuite des fluctuations sur des constantes de temps beaucoup plus grandes, provenant d'une part des variations naturelles du champ magnétique terrestre, de l'ordre de 100 à 200 μG (temps caractéristique 1 heure minimum) et d'autre part des fluctuations lentes (période du système de climatisation d'environ 15 minutes) dues aux variations de température, entraînant des mouvements mécaniques des sources de champ magnétique, ou du détecteur (qui mesure alors un champ variable s'il y existe des gradients de champ à sa position). Enfin, il y a quelques variations brutales mais sporadiques, d'origines externes : positions d'objets métalliques, ascenseur (variations du champ ambiant d'environ 1 à 1.5 mG suivant les étages), ...

Afin de compenser ces diverses fluctuations du champ, nous supposons que les sources de bruits sont suffisamment éloignées (1 mètre minimum pour les alimentations électriques) pour que les lignes de champ provenant d'une source soient parallèles au niveau du condensat et que leur amplitude varie lentement spatialement : ces fluctuations peuvent donc être efficacement compensées par un dispositif de grande dimension, et ce malgré le fait que le détecteur soit déporté par rapport à la position du condensat.

A.2.2 Dispositif de compensation

Nous avons donc réalisé les trois bobines, bâties sur le même modèle : bobine rectangulaire de taille environ 1.5×1.7 m, de 3 tours avec un fil de 1.5 mm de diamètre.

Ces trois bobines sont placées à environ 1 mètre de la position du condensat, sur trois axes perpendiculaires centrés sur le condensat (mêmes axes x, y et z que les autres bobines, cf. Fig. A.1), afin de compenser les trois composantes du champ magnétique.

Le champ magnétique proche de l'enceinte expérimentale est mesuré à l'aide d'un détecteur [1] tri-axe de type vanne de flux (« fluxgate » en anglais) placé à environ 15 cm de la position du condensat. La position du capteur est déterminée par des contraintes d'encombrement, de saturation de la mesure et d'homogénéité du champ à cet endroit (cf. ci-dessous). Les trois valeurs mesurées sont comparées par ce détecteur à trois consignes commandées par une des cartes analogiques de l'ordinateur principal (cf. section 1.2.7), la résolution pour une consigne étant de $50\,\mu$G. La compensation de chacune des composantes est assurée par une simple boucle d'asservissement proportionnelle (l'ajout d'un intégrateur est à envisager, le bénéfice restant à déterminer). Le courant parcourant chaque bobine ne dépasse pas 1 A, fourni par un amplificateur de courant de type « push-pull » contrôlé en tension.

A.2.3 Performances

Lorsque la compensation active fonctionne, les fluctuations de champ au niveau du détecteur servant à faire l'asservissement sont réduites jusqu'à un niveau très faible, de quelques $100\,\mu$G pour la composante alternative à 50 Hz, et de quelques $10\,\mu$G pour les fluctuations à long terme.

Cependant, en utilisant un second capteur, à la même distance du condensat, mais déporté à 20 cm du premier détecteur servant à l'asservissement, nous mesurons de plus fortes fluctuations. La compensation est moins bonne, du fait de l'inhomogénéité spatiale des champs, sur une distance de 20 cm. Les fluctuations à 50 Hz sont inférieures à $500 - 800\,\mu$G pic à pic selon les axes, et les fluctuations à long terme sont d'environ $100\,\mu$G sur une heure, à l'exception de celles dues à l'ascenseur, qui atteignent $150\,\mu$G par changement d'étage. Lors d'un cycle de condensation, pendant la période suivant la formation du condensat, nous mesurons de plus une variation à très court terme de pente inférieure à 100 μG en 200 ms : nous réduisons donc la durée des expériences (présentées au chapitre 4) en fonction de cette limitation.

Malgré ces fluctuations accrues à cause de la position déportée du détecteur pour l'asservissement, nous pouvons néanmoins estimer qu'il y a un bon écrantage du bruit à 50 Hz, dû à l'enceinte métallique dans laquelle est produit le condensat. Nous mesurons en effet par spectroscopie rf, sans asservissement, que ce bruit est inférieur à 1 kHz, la résolution expérimentale des balayages rf (cf. section 1.2.6). L'amplitude des fluctuations à 50 Hz du champ magnétique au niveau des atomes est donc inférieure à environ $500\,\mu$G (alors que le bruit ambiant est de 4 mG pic à pic) sans l'asservissement. Nous estimons alors qu'avec l'asservissement, les fluctuations résiduelles sont dues aux variations à long terme du champ ambiant, soit environ $100\,\mu$G sur une heure, estimation qui est bien corroborée par les spectres de la figure Fig. 4.4 du chapitre 4.

1. Bartington Mag 03MC, saturation au delà de ± 1 G.

ANNEXE B

Simulations pour atteindre une résonance de Feshbach à hauts champs magnétiques

Le rapport ϵ_{dd} (cf. éq. (5)) entre l'interaction dipôle-dipôle et l'interaction de contact pour le chrome est certes supérieur à ceux des alcalins, mais reste encore faible : $\epsilon_{dd} \approx 0.16$. Pour augmenter ce rapport, et donc observer plus facilement les effets de l'interaction dipôle-dipôle, il est possible d'utiliser d'autres espèces, telles que le dysprosium ou l'erbium [30, 29]. Il est également possible d'utiliser des molécules hétéronucléaires [32], dont le moment électrique peut varier en appliquant un champ électrique externe. Les moments électriques obtenus dans ce dernier cas permettent d'atteindre des valeurs de ϵ_{dd} bien plus élevées (de l'ordre de 100). Pour le cas du chrome, il est à l'inverse possible d'annuler les interactions de contact en se plaçant à proximité d'une résonance de Feshbach [70, 71, 72], et ainsi accentuer l'effet des interactions dipolaires.

B.1 Principe d'une résonance de Feshbach

Pour expliquer brièvement le principe d'une résonance de Feshbach, considérons deux atomes interagissant via un potentiel moléculaire en onde s. Ce potentiel constitue le canal d'entrée ouvert pour une collision entre ces deux atomes. Prenons comme canal de sortie un potentiel moléculaire comportant un état lié, d'énergie proche de celle du seuil du canal d'entrée. Ce potentiel constitue un canal de sortie fermé. Lorsque l'énergie de l'état lié est amenée à résonance avec l'énergie au seuil du canal d'entrée, un fort couplage peut apparaître entre les deux canaux. Un moyen très utilisé pour déplacer ces deux niveaux d'énergie est de varier le champ magnétique statique externe. Au voisinage de cette résonance, la longueur de diffusion a_S caractérisant les collisions élastiques prend la forme :

$$a_S(B) = a_{bg}\left(1 - \frac{\Delta_{\text{Feshbach}}}{B - B_0}\right) \tag{B.1}$$

où B_0 est la position de la résonance, Δ_{Feshbach} est sa largeur, et a_{bg} est la longueur de diffusion loin de cette résonance, ces deux derniers paramètres pouvant être positifs ou négatifs. Au voisinage de la résonance, la longueur de diffusion est donc ajustable sur toute la gamme des réels, et peut notamment être annulée pour $B = B_0 + \Delta_{\text{Feshbach}}$.

L'obtention de l'annulation des interactions de contact pour le chrome permet en principe d'obtenir un gaz purement dipolaire.

B.2 Résonances de Feshbach pour le chrome

Afin de déterminer expérimentalement la position d'une résonance de Feshbach, il est possible d'observer les pertes dues aux collisions à 3 corps, qui deviennent importantes avec l'augmentation de la valeur absolue de a_S. Dans le cas du chrome, 14 résonances de Feshbach ont été observées pour des valeurs de champ magnétique inférieures à 600 G [94]. La plus large d'entre elles se situe à 589.1 G, de largeur mesurée à $\Delta_{589} = 1.4 \pm 0.1\,G$. Les autres résonances ont des largeurs bien plus faibles, toutes inférieures au Gauss et sont donc moins adaptées à une annulation précise de la longueur de diffusion, ou à un balayage précis de la résonance, la limite étant fixée par la résolution en champ magnétique atteignable expérimentalement. Notre groupe a étudié (avant mon arrivée en thèse) en détail [96] l'une de ces résonances de Feshbach, à (8.155 ± 0.015) G, qui a la particularité d'être une résonance où le canal d'entrée est en onde d.

L'équipe de T.Pfau a réussi à atteindre la résonance à 589 G [28], et donc à obtenir un condensat de chrome avec une forte influence de l'interaction dipolaire, voire même purement dipolaire. Ils ont notamment étudié l'effondrement du condensat en fonction de la géométrie du piège. Pour exemple, dans un piège sphérique, ils ont observé un effondrement du condensat pour $a_6 = 15\,a_B$ (hors résonance, $a_6 = 102.5\,a_B$ [37], a_B étant le rayon de Bohr), lorsque l'interaction de contact répulsive ne peut plus compenser la partie attractive due à l'interaction dipôle-dipôle ($\epsilon_{dd} \approx 1.1$). D'autre part, ils ont réussi à stabiliser (à empêcher l'effondrement) un condensat purement dipolaire (a_6 nulle), en se plaçant dans un piège aplati, et en alignant les dipôles selon l'axe de plus fort confinement, pour faire intervenir uniquement la partie répulsive de l'interaction dipôle-dipôle [25, 24, 168].

Pour atteindre cette résonance, il faut créer au niveau des atomes un champ magnétique de 589 G. Pour cela, l'équipe de Stuttgart a utilisé les bobines utilisées pour leur piège magnétique, placées à 35 mm de part et d'autre des atomes, parcourues par 400 A. Notre stratégie de condensation étant basée sur le chargement direct d'un piège dipolaire par un MOT, nous ne disposons pas de bobines capables de créer de tels champs. Notre seule possibilité pour réaliser ce champ est d'ajouter une paire de bobines, si possible en position Helmholtz. A cause de l'encombrement autour de l'enceinte expérimentale, il est nécessaire de réaliser des bobines situées à relativement grandes distances de la position du condensat. Ces bobines, traversées par de forts courants de plusieurs centaines d'ampères, nécessitent alors un refroidissement par eau et des alimentations très stables délivrant de fortes puissances.

Au tout début de ma thèse, j'ai étudié la faisabilité de l'installation de telles bobines sur notre expérience. Le cahier des charges est de pouvoir établir un champ d'amplitude

589 G, et de pouvoir scanner la résonance avec une résolution de 100 points sur sa largeur Δ_{589}, soit un pas de $\frac{\Delta I}{I} \approx 24$ ppm sur les courants des alimentations électriques. Cette étude est détaillée ci-dessous. La conclusion de ces travaux est que, pour des raisons d'encombrement spatial très sévères (les bobines ne peuvent être que loin des atomes, en dehors de l'enceinte expérimentale, de rayon environ 100 mm), la conception et l'installation de ces bobines s'avèrent trop coûteuses et trop délicates. Il serait préférable de changer complètement l'enceinte expérimentale, ce qui n'est pas encore à l'ordre du jour.

B.3 Modélisation des champs magnétiques

Pour le choix du système, deux paramètres sont importants au niveau des atomes : en plus de la valeur du champ magnétique, il est important de minimiser les gradients sur l'étendue du condensat. Nous imposons comme contrainte « raisonnable » des gradients de champ inférieurs à 1 G.cm^{-1} au niveau des atomes (afin de pouvoir garder la résolution en champ voulue sur toute l'extension du condensat, et afin de ne pas trop déformer le piège dipolaire). La configuration choisie doit donc répondre le mieux possible à ces deux contraintes, en nécessitant des courants d'alimentation les plus faibles possibles.

B.3.1 Champs magnétiques

Nous modélisons les champs magnétiques sous Mathematica, en utilisant la loi de Biot et Savart pour une spire de circonférence L parcourue par un courant I :

$$\vec{B}(M) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_L \frac{\overrightarrow{dl} \wedge \overrightarrow{PM}}{(PM)^3} \tag{B.2}$$

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide. Le point P est le centre de la spire, et le point M est la position où le champ est évalué. La partie sous l'intégrale s'exprime pour une spire :

$$dB_\perp = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{Rz\cos\theta}{(r^2 - 2Rr\cos\theta + R^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{B.3}$$

$$dB_Z = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{R(R - r\cos\theta)}{(r^2 - 2Rr\cos\theta + R^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} \tag{B.4}$$

dB_Z est le champ créé selon l'axe $\vec{Z}$ de la spire, et $dB_\perp$ celui crée dans le plan radial, orthogonal à l'axe $\vec{Z}$. Le rayon de la spire est noté R, et (r, z) sont les coordonnées cylindriques (d'origine le centre de la spire) du point M où le champ est évalué. L'angle que fait l'axe de la spire $\vec{Z}$ avec $\overrightarrow{PM}$ est noté θ. Le calcul de l'intégrale donne les expressions, semblables à celles de [169] :

$$B_\perp = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{z[(R^2+r^2+z^2)E_E(k) - (R^2+2Rr+r^2+z^2)E_K(k)]}{r(R^2-2Rr+r^2+z^2)^{\frac{1}{2}}(R^2+2Rr+r^2+z^2)} \tag{B.5}$$

$$B_Z = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{[(R^2-r^2-z^2)E_E(k) + (R^2+2Rr+r^2+z^2)E_K(k)]}{(R^2-2Rr+r^2+z^2)^{\frac{1}{2}}(R^2+2Rr+r^2+z^2)} \tag{B.6}$$

avec $k = \frac{-4Rr}{(r-R)^2+z^2}$, et E_K et E_E sont les intégrales elliptiques définies par :

$$E_K(m) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 - m\sin^2\theta)^{-\frac{1}{2}} d\theta \tag{B.7}$$

$$E_E(m) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 - m\sin^2\theta)^{\frac{1}{2}} d\theta \tag{B.8}$$

Nous simulons ainsi le champ créé par une bobine.

Pour simuler le plus fidèlement possible l'effet de la géométrie des bobines (certaines seront effectivement carrées, aux bords arrondis), nous calculons également le champ créé par un fil parcouru par un courant, ce qui permet alors de reproduire n'importe quelle géométrie, en segmentant le système en un grand nombre de fils de petites longueurs. Il est ainsi possible de modéliser le champ créé au niveau des atomes par plusieurs bobines, pour différents types, positions et tailles.

B.3.2 Caractéristiques de la configuration retenue

La solution la plus simple et la plus efficace consiste à placer deux bobines circulaires en configuration Helmholtz. Malheureusement, l'encombrement autour de l'enceinte expérimentale rend difficile la réalisation d'une telle solution. La solution explorée (cf. Fig. B.1) consiste en une seule grande bobine circulaire d'axe parallèle à l'axe du ralentisseur Zeeman, placée de l'autre côté de l'enceinte à vide. Du côté du ralentisseur Zeeman, il n'est pas possible de placer une deuxième bobine de même forme (sans avoir à casser le vide dans l'enceinte expérimentale).

Nous choisissons de placer deux petites bobines rectangulaires, de part et d'autre du tube du ralentisseur Zeeman, pour créer un champ magnétique équivalent. Les axes de ces bobines sont volontairement désalignés d'un léger angle, afin de compenser les gradients de champs à la position du condensat.

Une difficulté majeure provient de la taille de la chambre expérimentale (pièce d'origine sur l'expérience, de diamètre 180 mm) qui éloigne beaucoup les bobines des atomes. Il faut alors utiliser de très forts courants électriques pour atteindre les 589 G désirés.

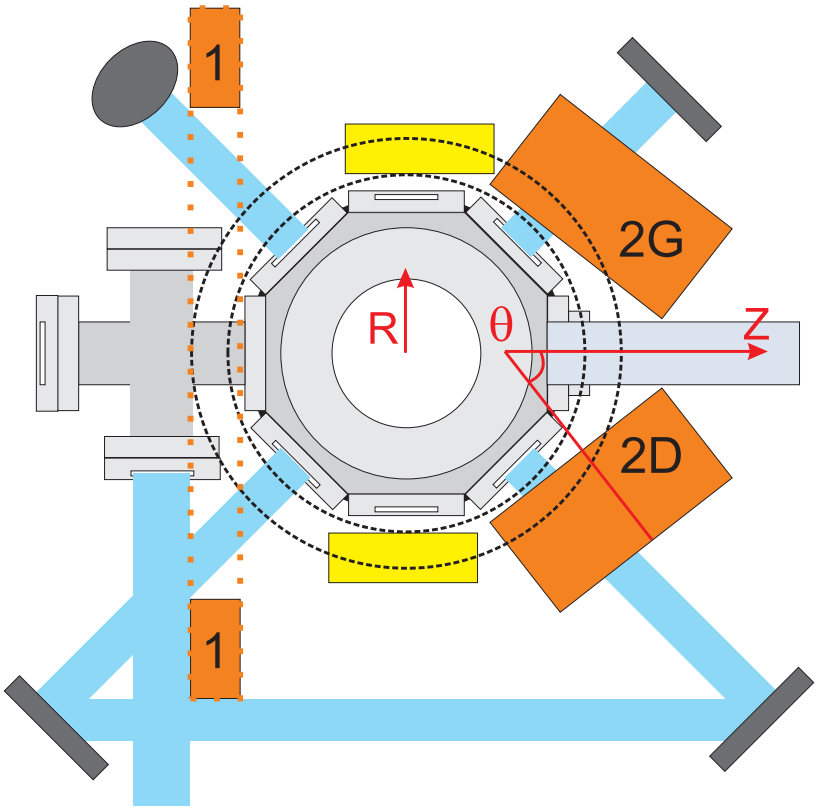

FIGURE B.1 – *Schéma (vu de dessus) de l'enceinte expérimentale, avec les 3 bobines dans la configuration spatiale optimale. En orange figure les bobines nécessaires à la création d'un champ à 589 G : à gauche une bobine circulaire (notée « 1 », vue en coupe dans le plan horizontal à la hauteur du condensat) d'axe $\vec{Z}$ parallèle au ralentisseur Zeeman ; à droite les deux petites bobines rectangulaires (notées « 2G/D », vues de dessus), d'axes formant un angle θ avec l'axe $\vec{Z}$. En jaune, figure les deux bobines « Compensation axe quantif »(cf. Annexe A), en pointillés les bords des bobines pour le MOT (hors plan). En bleu figure le trajet des faisceaux pour le MOT (qui traversent les bobines) et le ralentisseur Zeeman.*

Dimensions

Ces considérations sur les contraintes géométriques nous ont fait converger vers la configuration suivante : une grande bobine de 10 tours d'épaisseur radiale, et de 4 tours d'épaisseur axiale, soit 54 mm × 24 mm de section (le fil est à section carrée). Le rayon moyen de cette bobine est de 178.8 mm, pour une longueur de fil de 45 m.

Les petites bobines sont des bobines rectangulaires de longueur 108 mm et de hauteur 143 mm, de 4 tours d'épaisseur et 13 tours de profondeur, soit une section de 24 mm × 69 mm, et une longueur de fil de 26.1 m.

Positionnement

Afin de créer de fortes amplitudes de champ, les bobines sont quasiment accolées (cf. Fig. B.1) à l'enceinte expérimentale (sans toutefois être en contact avec l'enceinte, afin d'éviter les effets des vibrations lors de l'application des courants). Les axes des petites bobines font chacun un angle $\theta = 52°$ avec l'axe $\vec{Z}$ du ralentisseur Zeeman.

B.3.3 Champs et gradients créés

La figure Fig. B.2 présente, pour la configuration de bobines décrite ci-dessus, parcourues par un courant de 416 A, le champ magnétique ainsi produit :

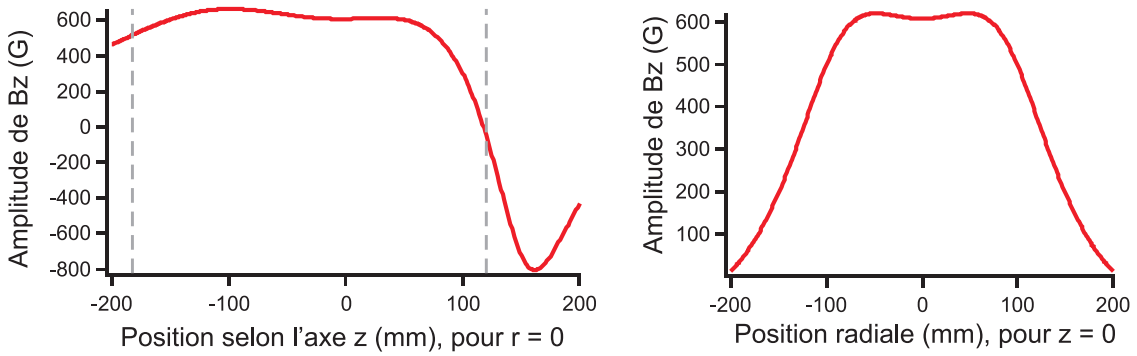

FIGURE B.2 – *Simulation du champ magnétique créé par la configuration à trois bobines retenue, parcourues par 416 A. Les origines 0 donnent la position des atomes, qui coïncide avec le minimum local de champ de norme ≈ 600 G. A gauche : variation, en fonction de z, de la composante B_z majoritaire, sur l'axe Z ($r = 0$) parallèle à l'axe du ralentisseur Zeeman. Les traits pointillés donnent la position des centres des bobines (la grande à gauche, les deux petites à droite). A droite : variation radiale de B_z dans le plan $z = 0$.*

La symétrie du système assure qu'au niveau des atomes, la composante radiale du champ s'annule, et le champ est orienté uniquement selon l'axe $\vec{Z}$. La variation de la composante B_z du champ pour cette configuration possède un minimum, placé au niveau des atomes en jouant notamment sur l'angle θ des petites bobines par rapport à l'axe $\vec{Z}$. Les gradients ainsi formés $\frac{dB_Z(z)}{dz}$ et $\frac{dB_Z(r)}{dr}$ sont nuls à la position des atomes, et croissent à peu près linéairement jusqu'à atteindre 1 G.cm^{-1} à 5 mm de part et d'autre des atomes. Les courbures valent $\frac{d^2B_Z(z)}{dz^2} \approx \frac{dB_Z^2(r)}{dr^2} \approx 2.1$ G.cm^{-2} à la position des atomes.

Il est donc possible par cette configuration de bobines d'obtenir un champ à la bonne amplitude, et suffisamment plat sur une large plage (± 5 mm) autour du condensat. Il reste maintenant à vérifier la faisabilité pratique de cette solution.

Tolérances sur le positionnement

Pour s'assurer de notre capacité à disposer les trois bobines de façon à obtenir le champ voulu, nous simulons une erreur de positionnement sur les bobines, et nous calculons les gradients créés au niveau des atomes. Pour limiter la valeur du gradient $\frac{dB_Z(z)}{dz}$ à 1 G.cm^{-1}, il faut une précision sur le positionnement axial (selon Z) meilleure que 5 mm pour la grande bobine, et meilleure que 8 mm pour les deux petites bobines (mouvement commun des deux petites bobines). Il faut de plus une précision meilleure que 3 mm sur le positionnement radial d'une seule petite bobine. La précision sur l'angle θ pour les deux petites bobines (rotation commune) doit être meilleure que 2°. Toutes les autres possibilités de mouvement présentent des contraintes plus faibles.

Ces contraintes semblent réalisables, mais sont plutôt serrées. Il faut ajouter à cela l'incertitude sur notre modélisation théorique : si on omet de prendre en compte, pour les 2 petites bobines carrées, la courbure des fils aux angles, la position du minimum de champ est modifiée de 5 mm. Il semble donc important d'avoir un moyen simple de corriger les éventuels défauts techniques.

Nous considérons alors la possibilité d'utiliser deux (voire trois) alimentations distinctes pour les deux types de bobine. L'avantage de connecter les bobines en série sur la même alimentation est de minimiser les fluctuations du champ magnétique dues aux bruits en courant des alimentations. Avec des alimentations indépendantes délivrant des courants différents, il est possible de compenser le déplacement du minimum de champ dû aux défauts d'alignement. Les contraintes sur le positionnement sont alors relâchées, par exemple pour deux alimentations indépendantes : il faut une précision sur le positionnement axial (selon Z) meilleure que 10 mm pour la grande bobine, et meilleure que 12 mm pour les deux petites bobines (mouvement commun). Il faut par contre toujours une précision meilleure que 3 mm sur le positionnement radial d'une seule petite bobine. La précision sur l'angle θ pour les deux petites bobines (rotation commune) doit être meilleure que 4°. Le positionnement des bobines devient donc plus réaliste, mais reste encore délicat.

La qualité du positionnement est d'autant plus cruciale, qu'il faut envisager de plus les éventuelles vibrations mécaniques des bobines. Des vibrations de l'ordre de 10 μm ont une faible importance si les atomes sont situés au minimum des gradients. Mais si le positionnement des atomes est tel que les gradients sont de 1 G.cm^{-1}, les vibrations entraînent une variation du champ d'environ 0.05 G, ce qui est supérieur à la résolution en champ magnétique désirée de 0.014 G.

B.4 Réalisation du système

B.4.1 Alimentation électrique

La configuration choisie nécessite 416 A sur chacune des trois bobines, soit une tension de 22.6 V pour la plus grande, et de 13.1 V pour chacune des deux petites bobines, soit 48.8 V en tout pour un éventuel montage en série. La puissance électrique totale est alors de 20.6 kW. Ces caractéristiques d'alimentations sont élevées. Elles découlent de la distance importante entre les bobines et les atomes.

Des expériences similaires, atteignant des résonances de Feshbach à hauts champs, ayant des géométries plus adaptées nécessitent typiquement des courants semblables, mais des puissances inférieures, de l'ordre de 5 kW (cf. thèses [170, 171, 172]), et permettent de créer des champs allant même jusqu'à 1200 G. Pour de telle puissances, il existent plusieurs solutions commerciales adaptées [1]. Pour des puissances électriques supérieures, les solutions existent aussi, mais sont alors beaucoup plus lourdes, en termes de coût, d'encombrement et de besoins de refroidissement [2].

B.4.2 Fils employés

Les fils utilisés pour ces bobines traversées par de forts courants sont constitués de cuivre de très grande pureté [3]. Leur sections sont carrées (gain d'encombrement et meilleure dissipation de l'énergie), et ils comportent en leur centre un trou circulaire permettant le passage d'eau pour le refroidissement. Le débit et la pression nécessaires au refroidissement des 20 kW dissipés conditionnent le choix des tailles des fil. Plusieurs options sont disponibles pour acquérir ce fil : du fil fait sur mesure, dont les dimensions correspondent à l'optimum de nos simulations numériques (cf. section B.4.3), à commander en grande quantité [4] ; il est égalment possible de prendre du fil en stock chez la société ΣΦ, chargée de la réalisation des bobines ; une autre solution consiste encore à faire faire du fil sur mesure en faible quantité par un procédé d'étirage du cuivre dans un four [5], mais la longueur de fil est alors limitée (10 mètres environ, soit deux fois la taille du four), et il est nécessaire de faire des soudures qui augmentent la résistance électrique de la bobine, ainsi que sa fragilité.

Pour isoler les fils, de l'adhésif de type Kapton [6] est généralement utilisé. Il est aussi

1. Agilent série HP668X, alimentations à découpage 240A/21V - 580A/8V délivrant 5 kW.
Danfysik modèle 883, alimentation à découpage à 20 kHz, 600 A max délivrant 25 kW, pour une stabilité en courant de 25 ppm. Refroidie par eau.
2. Danfysik Modèle 853, délivrant 600 kW, 2000A/300V au maximum, adaptable à 560A/70V, avec une stabilité à ± 3-10 ppm, pour un poids de 650 kg.
Une solution similaire (hors catalogue) est proposée par la société Bouhnik, soit 500A/70V à ± 10 ppm.
3. Qualité CuC1 recuit pur à 99.95%.
4. Minimum de commande 300 kg, à 18 euros/kg.
5. Société Grosclaude-Robin.
6. Polyimide d'épaisseur 0.085 mm par face.

possible d'utiliser une résine isolante en silice, plus épaisse, ajoutant 0.25 mm par faces du fil (méthode employée par ΣΦ). L'adhésion du bobinage est souvent effectuée grâce à de la colle époxy. Les dimensions finalement choisies pour les fils (disponibles) sont : 4.5 mm de côté avec trou de 2.5 mm de diamètre.

B.4.3 Puissance dissipée et refroidissement

Un problème majeur du système est la nécessité de refroidir les bobines, qui dissipent par effet Joule une puissance de 20 kW. Il est nécessaire de s'assurer que les débits et pressions d'eau nécessaires soient réalistes, pour un échauffement faible des bobines. La puissance dissipée s'exprime :

$$P_{\text{dissipée}} = r_{\text{Cu}} \frac{L_{\text{fil}}}{S_{\text{fil}}} I^2 \tag{B.9}$$

avec L_{fil} la longueur du fil, et S_{fil} sa surface. La résistivité du cuivre r_{Cu} varie avec la température T (en K) comme $r_{\text{Cu}} = r_{\text{Cu0}}(1 + \gamma_{\text{Cu0}}(T - 293))$, avec γ_{Cu0} la résistivité dynamique, et r_{Cu0} la résistivité statique du cuivre à 20°C.

Nombre de Reynolds

Afin d'estimer correctement les débits et pressions nécessaires, il faut savoir quel régime d'écoulement correspond à nos contraintes : choix dans les dimensions des fils, choix de l'échauffement maximal des bobines. En effet, la détermination du régime d'écoulement est cruciale pour décrire correctement le système : pour exemple, la loi de Poiseuille ne sera absolument pas valable dans notre cas. Pour identifier le bon régime d'écoulement, nous estimons la valeur du nombre de Reynolds :

$$N_{\text{Reynolds}} = \frac{\rho v D}{\eta} \tag{B.10}$$

où D est la longueur caractéristique du système (ici, le diamètre du tube creux dans le fil), ρ est la masse volumique de l'eau, η est la viscosité dynamique de l'eau, et v est la vitesse du fluide considéré (estimée grâce à éq.(B.13), voir ci-dessous). Le nombre de Reynolds indique si l'écoulement étudié est dans le régime turbulent ou le régime des flux laminaires. Le nombre de Reynolds critique, déterminant la limite basse du régime turbulent, dans le cas d'un tube circulaire, varie de quelques milliers à quelques centaines de milliers (ordinairement, on considère la valeur limite égale à 2300 pour un tube circulaire, mais il y existe des régimes « semi-turbulents ». Entre deux plans parallèles, la valeur critique est égale à 5900). Dans notre cas, nous évaluons ce nombre entre 2×10^4 et 4×10^4, ce qui est élevé, mais ne permet pas de conclure de façon certaine. Nous privilégions néanmoins un régime d'écoulement semi-turbulent et nous devons donc utiliser des lois phénoménologiques décrites ci-dessous, qui varient d'un régime à l'autre.

Modèle pour l'écoulement semi-turbulent

La perte de charge peut s'exprimer sous la forme [173] :

$$\Delta P_c = \Lambda \frac{L_{\text{fil}}}{D} \rho \frac{v^2}{2} \tag{B.11}$$

où Λ est le coefficient de perte de charge. Ce coefficient varie selon le régime d'écoulement. D'après l'estimation du nombre de Reynolds, la table de Nikuradse détermine que le système est dans le régime dît « hydrauliquement lisse » (régime n°III de la table, cf. [173]), qui est un régime considéré comme turbulent. Dans ce cas s'applique la loi de Blasius, qui donne la valeur du coefficient de perte de charge : $\Lambda = \Lambda_{Blasius} = (100 N_{\text{Reynolds}})^{-\frac{1}{4}}$.

Il est possible d'affiner encore le modèle, en incluant le fait que les fils sont enroulés pour former des bobines, et possèdent donc une courbure définie par le rayon de courbure R_c. La loi de Ito modifie alors l'expression de la loi de Blasius. Cette loi dépend de la valeur du terme $cte_{\text{Ito}} = N_{\text{Reynolds}} \left(\frac{D}{2R_c}\right)^2$, qui est environ égal à 2.4 dans notre cas. Ce terme cte_{Ito} est dans notre cas compris entre 0.034 et 6, alors la loi de Ito modifie le coefficient de perte de charge de la sorte :

$$\Lambda = \Lambda_{Blasius} \times \left(N_{\text{Reynolds}} \left(\frac{D}{2R_c}\right)^2 \right)^{\frac{1}{20}} \tag{B.12}$$

Maintenant que le coefficient de perte de charge Λ dans l'expression éq. (B.11) est bien déterminé, nous cherchons la valeur de la vitesse v du fluide qui permet de dissiper toute l'énergie dégagée par effet Joule (cf. éq. (B.9)) dans les bobines. Nous écrivons alors l'équation de conservation de l'énergie :

$$P_{\text{dissipée}} = \frac{dQ_{\text{Cu-Eau}}}{dt} = \int_{T_{\text{Eau}}}^{T_{\text{Cu}}} \frac{dm}{dt} c_{\text{eau}} dT \tag{B.13}$$

avec $\frac{dQ_{\text{Cu-Eau}}}{dt}$ la variation au cours du temps de la chaleur transférée au fluide. T_{Eau} et T_{Cu} sont respectivement les températures de l'eau et du fil. c_{eau} est la chaleur massique de l'eau. La variation de masse s'exprime en intégrant sur une surface du tube creux $\frac{dm}{dt} = \int \rho\, v(r) 2\pi r\, dr$. Alors, pour une vitesse du fluide v prise constante[7], nous obtenons :

$$v = \frac{4 P_{\text{dissipée}}}{\rho\, c_{\text{eau}} \pi D^2 (T_{\text{Cu}} - T_{\text{Eau}})} \tag{B.14}$$

d'où, en utilisant l'expression de Λ éq. (B.12), et l'expression de la vitesse trouvée ci-dessus, nous réécrivons l'équation éq. (B.11). Nous obtenons finalement la relation entre la perte de charge ΔP_c et l'augmentation de température $\Delta T = T_{\text{Cu}} - T_{\text{Eau}}$:

7. Pour un régime laminaire (donc non turbulent), il faut considérer une vitesse suivant la loi de Poiseuille, inadaptée ici.

$$\Delta P_c \propto L\,(R_c\,D^{47})^{-\frac{1}{10}}\left(\frac{P_{\text{dissipée}}}{\Delta T}\right)^{\frac{9}{5}} \tag{B.15}$$

Résultats et conclusion

Le modèle présenté précédemment a été comparé sur des systèmes tests avec les résultats fournis par un logiciel utilisé par la société ΣΦ spécialisé dans la conception de ce genre de bobines. Leur logiciel commercial (dont le principe de calcul ne nous a pas été transmis) a fait l'objet d'une validation expérimentale avant mise en vente. L'accord trouvé entre les deux types de simulation est excellent. Nous appliquons alors ce modèle au cas de la grande bobine circulaire (en branchant deux circuits d'eau refroidissant chacun la moitié de la longueur du fil), et nous obtenons pour une perte de charge raisonnable $\Delta P_c = 8$ bar (en utilisant un surpresseur, courant en dessous de 15 bar), une augmentation de la température $\Delta T \approx 100°$. A l'inverse, une élévation de température raisonnable de 40° entraîne une pression d'environ 45 bar. Ces valeurs sont très élevées, et devraient être atténuées en augmentant le diamètre D des tubes creux, mais cela serait au détriment du nombre de tours sur les bobines, à cause du fort encombrement spatial, et donc il faudrait augmenter les courants jusqu'à près de 600 A. Au final, en jouant sur les différents paramètres, nous ne sommes pas parvenus pour notre système à une solution qui satisfasse toutes les contraintes imposées (encombrement, coût, difficulté technique...). Cette impossibilité vient principalement de la trop grande distance entre les bobines et la position du condensat.

L'ensemble des résultats obtenus par cette étude montre les très gros risques inhérents à la réalisation de ce système. Une solution préférable est donc de remplacer l'enceinte expérimentale actuelle par une où l'on peut placer les bobines destinées à créer ces forts champs magnétiques le plus près possible des atomes.

ANNEXE C

Systèmes d'imagerie par absorption et par fluorescence

Dans cette annexe, je traite des deux systèmes d'imagerie disponibles sur notre expérience, en m'attardant particulièrement sur les caractéristiques de celui par fluorescence, dont j'ai commencé le développement vers la fin de ma thèse.

C.1 Système actuel d'imagerie par absorption

Afin d'observer le condensat, nous utilisons une méthode d'imagerie par absorption [67, 55]. Les données expérimentales présentées lors de cette thèse ont toutes été obtenues grâce à ce système d'imagerie (cf. schéma Fig. C.1).

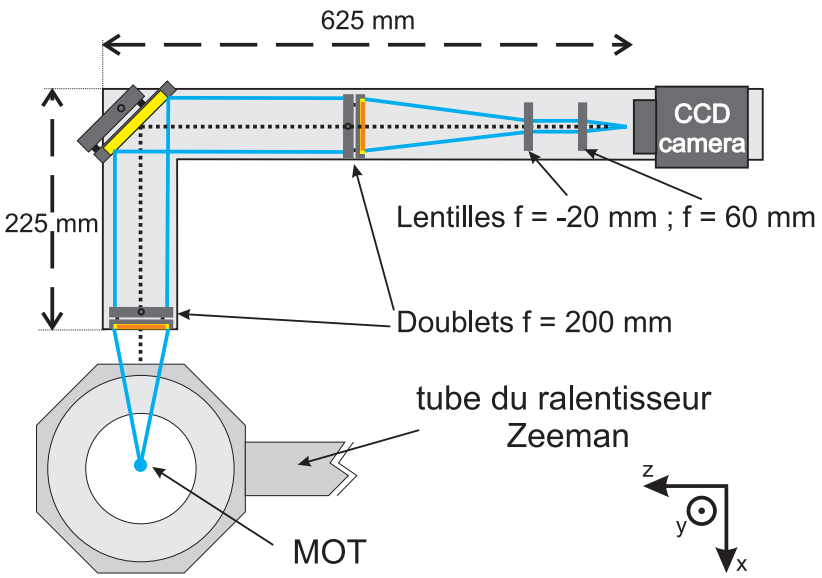

FIGURE C.1 – *Schéma du dispositif d'imagerie par absorption (vu de dessus).*

Un faisceau collimaté, de waist 2.1 mm, de puissance 35 μW polarisé σ^-, accordé sur la résonance de la transition principale $^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$, est envoyé sur le condensat

pendant typiquement 50 μs. On détecte ce faisceau sur une caméra CCD [1] grâce à un système de lentilles permettant un grandissement $\times 3$. Ce montage est composé de deux doublets [2] montés en configuration 2f−2f, suivi d'un télescope de deux lentilles de focales $f = -20$ mm et $f = 60$ mm .

C.2 Système supplémentaire d'imagerie par fluorescence

Le deuxième système d'imagerie, en cours d'installation, utilise le principe d'imagerie par fluorescence. La mise en place de ce dispositif supplémentaire est motivée notamment par la possibilité d'avoir accès à un axe d'imagerie nouveau, ce qui pourrait faciliter la détection de la formation de vortex : en effet, une méthode envisageable pour créer des vortex par relaxation dipolaire est de confiner les atomes en géométrie 1D (tubes créés par des réseaux optiques 2D), et de régler le champ magnétique de façon à ce que l'énergie gagné par relaxation dipolaire soit égale à l'énergie d'excitation des bandes des réseaux optiques (cf. section 3.6). Pour cela, la direction du champ magnétique doit être parallèle à l'axe z des tubes, ce qui implique que la rotation des produits de relaxation dipolaire se fasse autour de cet axe z. Une observation claire de vortex nécessite alors d'imager le plan (x, y) perpendiculaire à z, ce qui n'est pas le cas du système actuel d'imagerie par absorption (cf. Fig. C.1).

Nous choisissons donc d'orienter le système d'imagerie par fluorescence selon l'axe z : la lumière détectée provenant de la fluorescence des atomes passe alors par le hublot déjà traversé par le faisceau du ralentisseur Zeeman (cf. schéma Fig.C.2, les deux sources lumineuses ont quasiment la même longueur d'onde à 425 nm). Pour remédier à cet encombrement sans perdre de puissance lumineuse, nous avons recours à un miroir escamotable sur support motorisé.

C.2.1 Description du dispositif

Le système d'imagerie est constitué de trois parties (cf. schéma de la figure Fig. C.2). En sortie du hublot, traversé par le faisceau du ralentisseur Zeeman, est installé un miroir escamotable. Ce miroir peut se déplacer verticalement grâce à une platine de translation motorisée. La deuxième partie du montage est un ensemble de deux doublets permettant de réaliser une imagerie du type foyer-infini-foyer. Enfin, vient la caméra sur laquelle est détectée la fluorescence des atomes.

1. Caméra CCD 12 bit PixelFly modèle QE, taille des pixels 6.5μm sur matrice 1392×1024, temps d'exposition 20 + 50 μs (à cause du délai de déclenchement). Efficacité quantique 50 % à 425 nm.
2. Thorlabs modèle AC508-200A1, focale 200 mm.

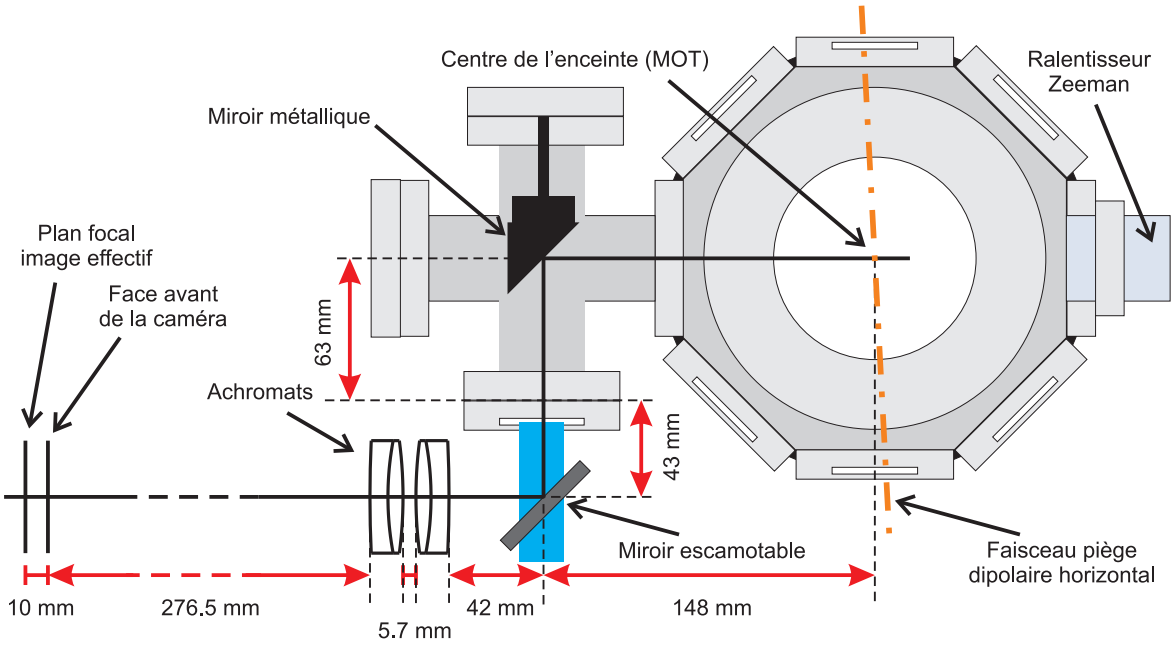

FIGURE C.2 – *Schéma du système d'imagerie par fluorescence (vu de dessus, en coupe à 298 mm de hauteur par rapport à la table optique). Les points/traits oranges donnent la position du faisceau du piège dipolaire horizontal. Le rectangle bleu coupé par le miroir escamotable représente le trajet du faisceau du ralentisseur Zeeman.*

Platine motorisée

Le miroir escamotable est fixé sur une équerre (cf. Fig. C.3), elle-même fixée à une platine motorisée [3]. Cette platine est actionnée par un contrôleur [4], lui-même commandé par un programme Labview que j'ai conçu, et déclenchable par un signal TTL provenant de la carte digitale de l'ordinateur principal. Cette platine déplace le miroir sur une course de 45.5 mm, en moins de 11 s, ce qui est légèrement plus court que l'étape d'évaporation : la montée du miroir jusqu'au devant du hublot est commandée au moment de l'extinction du faisceau du ralentisseur Zeeman ; il arrive en position avant le moment auquel s'effectue l'imagerie, après quoi il s'escamote à nouveau pendant la réinitialisation des paramètres pour la séquence de condensation suivante (un temps d'attente est ajouté pour que le miroir puisse revenir à sa position d'origine).

La platine motorisée est fixée à une équerre, elle même posée sur un socle « massif » cubique, fixé à la table optique. Le hublot se situant à 298 mm au dessus du niveau de la table optique, les dimensions du support doivent être suffisantes pour assurer la meilleure stabilité face aux éventuels mouvements mécaniques, dûs notamment aux

3. Platine Newport M436 et vérin motorisé Newport LTA-HS, tous deux de 50 mm de course. Vitesse maximale du vérin 5 mm.s^{-1}.

4. Contrôleur mono-axe Newport SMC100CC.

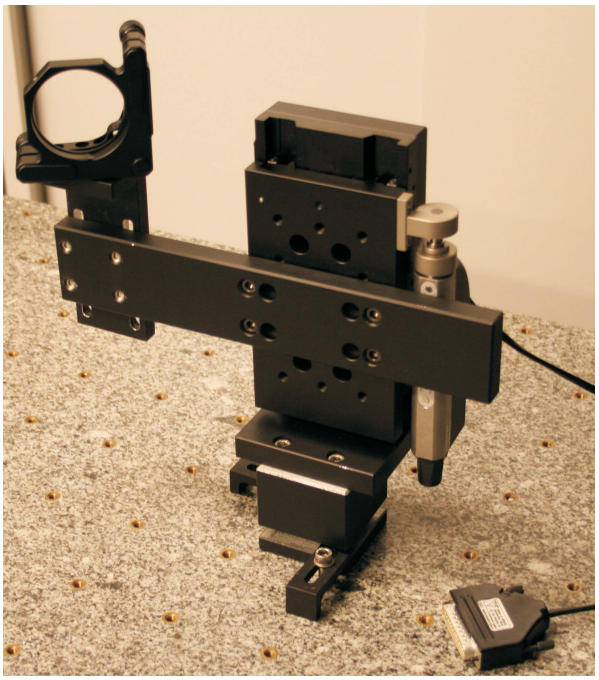

FIGURE C.3 – *Photographie de la platine de translation motorisée déplaçant le miroir escamotable, et de son support.*

variations de température. Ici encore (cf. Annexe B), les contraintes dues à l'encombrement sur la table ont dicté la conception de l'ensemble de ces pièces mécaniques.

La caméra

La caméra servant à imager les atomes est une caméra intensifiée ICCD [5] (dont nous disposions). Le détecteur [6] est composé d'une matrice de 1024x1024 pixels carrés de 13 μm de côté, pour une surface active de 13.3x13.3 mm. Devant cette matrice est placé un « fiber optic taper » qui déplace la position effective du plan d'imagerie, et peut permettre de modifier le grandissement. Ici le grandissement introduit par cet élément est de 1, et la position effective du plan focal est située 10 mm après la face avant de la caméra.

Cette caméra intensifiée est composée de plusieurs éléments en plus du détecteur CCD. Les photons sont captés par une photocathode et les électrons ainsi produits sont intensifiés avec un gain variable par un amplificateur à micro-canaux [7] (« Micro Channel Plate », MCP), et atteignent ensuite une plaque de phosphore [8] produisant alors les

5. Caméra Andor ICCD modèle DH534.
6. Marconi modèle CCD 47-10.
7. Gain de l'ICCD allant de $G = 0.44$ à 481 coups par photo-électron.
8. Type P43.

photons que va détecter le capteur CCD. L'efficacité quantique de la photocathode est $\eta_Q = 8\,\%$ à 425 nm.

Le bruit sur le signal de cette caméra est de deux types : le bruit du détecteur CCD, qui provient du bruit électrique et des fluctuations de températures (la caméra est refroidie par eau) ; le bruit de photons provenant de sources externes. Ce dernier bruit dépend de la façon de prendre les images. En effet, nous réglons un temps d'exposition minimal du détecteur CCD de 2 ms, mais les photos sont prises pour des temps beaucoup plus courts, inférieurs à 100 μs, qui correspondent aux temps pendant lequel le MCP est allumé, et donc pendant lequel le gain est maximal. Il y a donc deux types de bruit de photon : un bruit uniforme dû au temps d'exposition de 2 ms, et un bruit provenant des rares photons parasites intensifiés par le MCP pendant le court temps à haut gain, qui donnent sur l'image une distribution de points brillants aléatoirement répartis, aisément distinguables des autres types de bruit pour de forts gains du MCP.

Les performances de la caméra doivent être suffisantes pour pouvoir imager un nuage composé de 15000 atomes après un temps de vol d'environ 5 ms. Un des buts de ce système d'imagerie est de pouvoir observer la présence de vortex formés dans les tubes 1D créés par les réseaux optiques. Après temps de vol, la présence de vortex devrait être caractérisée par une diminution de la densité au centre du nuage. Nous estimons qu'imager un tel nuage sur un carré d'au moins 10 pixels de côté devrait être suffisant pour distinguer sans ambiguïté la présence de vortex. Afin de respecter cette condition mais sans répartir la puissance du signal sur une surface de CCD trop grande, nous choisissons alors de fixer un grandissement de $\gamma = 1$ pour le système optique avant la caméra. En effet, en considérant que la paire de particules en rotation créée par relaxation dipolaire possède une énergie cinétique égale à l'énergie Zeeman au seuil de relaxation (soit pour $g_S \mu_B B = \hbar\omega_l$ avec $\frac{\omega_l}{2\pi} = 120$ kHz, cf. section 3.6.1), après 5 ms de temps de vol les deux particules se sont éloignées l'une de l'autre d'environ $200\,\mu$m. Pour des pixels de $13\,\mu$m, un grandissement de $\gamma = 1$ devrait être adéquat pour imager le nuage sur un carré d'environ 20 pixels de côté.

Filtre

Un des inconvénients de ce système d'imagerie est que son axe optique est commun avec celui du ralentisseur Zeeman : la lumière provenant du rayonnement thermique du four servant à sublimer le chrome arrive alors sur la caméra (le flux d'atome est lui bloqué par un obturateur juste après le chargement du MOT), et crée un bruit de fond important, presque équivalent au signal obtenu pour un condensat. Pour les faibles temps d'exposition (30 à 100 μs) et les forts gains du MCP utilisés, le bruit provient de photons d'origines externes (principalement du four) amplifiés par le MCP et donnant ainsi chacun un unique point, bien supérieur au bruit électrique et thermique du détecteur.

La solution[9] pour réduire ce bruit est d'utiliser un filtre passe bande[10] laissant passer uniquement la lumière à 425 nm. La présence de ce filtre décale la position du plan image selon l'axe optique, mais n'a pas d'incidence sur la résolution expérimentale (ce n'est en tout cas pas le facteur limitant, cf. section C.2.2 ci-dessous). Il n'y a pas d'atténuation apparente du signal observé, par contre les fluctuations du bruit de fond sont réduites. En effet le nombre de photons parasites amplifiés détectés est fortement diminué, et leur densité spatiale sur l'image est suffisamment faible pour pouvoir n'observer aucun parasite sur toute l'aire occupée par le signal du condensat. Le bruit pertinent provient alors du détecteur lui-même.

Doublets

Dans un système d'imagerie par fluorescence, il est important de maximiser le flux de lumière imagé sur le détecteur. La disposition de l'enceinte expérimentale fait que l'ouverture numérique maximale en sortie du hublot est imposée par le miroir métallique à 45° situé à l'intérieur de l'enceinte (cf. Fig. C.2). Le système optique doit donc être conçu pour travailler à cette ouverture numérique optimale $ON = 0.084$. Etant donné que la distance entre le hublot et la position du condensat est grande (211 mm), nous choisissons des optiques de diamètre 50 mm.

Le système d'imagerie repose sur l'utilisation de deux doublets identiques[11], devant réaliser un grandissement de $\gamma = 1$. Ces deux doublets travaillent en configuration foyer-infini-foyer. Le choix de ce montage optique est déterminé par deux critères : il faut utiliser le moins d'optiques possible pour ne pas perdre de puissance lumineuse et pour avoir un système stable mécaniquement ; il faut que le montage minimise les aberrations, susceptibles d'apparaître pour de grandes ouvertures numériques.

Le choix d'un achromat permet de limiter l'aberration chromatique (ce qui est inutile ici) et surtout les aberrations sphériques, par rapport à une lentille simple. Nous avons simulé avec le logiciel de conception optique OSLO[12] le comportement de ce système (cf. Fig. C.4). Les simulations montrent qu'il est possible d'obtenir ainsi un système optique limité par la diffraction (diamètre de la tache d'Airy d'environ 6 μm), qui sera donc finalement limité par la résolution de la caméra (taille des pixels et cf. section C.2.2).

Pour avoir un grandissement $\gamma = 1$, la distance (au centre) entre la face extérieure d'un doublet et l'objet/l'image doit être de 294 mm, l'écart entre les deux doublets

9. Il n'est pas possible de fermer la vanne pneumatique entre les deux enceintes suffisamment doucement pour ne pas avoir de perturbations sur les asservissements des lasers.
10. Filtre MF434-17 à excitation basé sur l'utilisation de protéines fluorophores. Bande passante (434 ± 8.5) nm, transmission expérimentale $T = 95.2$ % à 425 nm, et une transmission spécifiée inférieure à 2 % en dehors de la bande passante, sur tout le spectre couvert par la caméra.
11. CVI, doublet achromat modèle 01LAO656. Focale 300 mm, diamètre 50 mm.
12. Logiciel OSLO, édition EDU version 6.5.

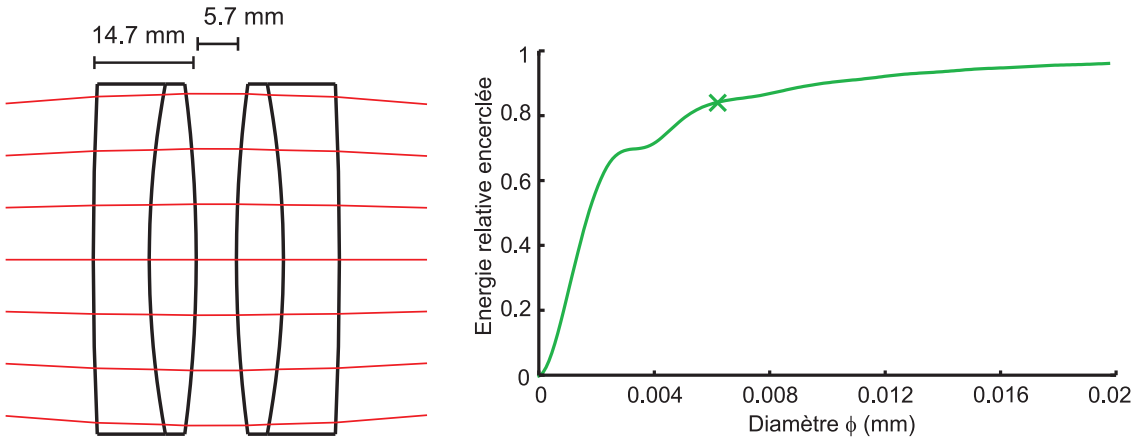

FIGURE C.4 – *A gauche, représentation à l'échelle des deux achromats et de rayons lumineux les traversant, calculés par OSLO. A droite, est donnée l'énergie de la réponse impulsionnelle optique (« point spread function ») de ce système de deux doublets, contenue dans un disque de diamètre ϕ donné en abscisse. La croix donne la valeur à 84 % de l'énergie totale, ce qui correspond au diamètre de la tache d'Airy, égal ici à $\phi_{\text{Airy}} = 6.3\,\mu m$.*

étant optimisé à 5.7 mm. Les deux doublets sont maintenus par un même support [13] afin d'optimiser leur positionnement radial réciproque. Après mise en place sur la table optique, nous estimons une distance entre la face avant du premier doublet et la position du hublot de 85 mm, soit une distance au centre de l'enceinte expérimentale de 296 mm. La caméra est montée sur une platine de translation nous permettant de régler sa position le long de l'axe optique sur celle du plan focal image. Après optimisation de l'image des atomes maintenus dans le piège dipolaire horizontal (cf. Fig. C.5), la distance entre le plan image de la caméra et la face du second doublet est estimée à 286.5 mm (sans la présence du filtre bleu, qui recule la position du plan focal image). Ce léger écart peut provenir de la position des atomes, différente de celle du centre de l'enceinte. D'après la position de l'image, nous déduisons (avec OSLO) que les atomes se situent à une distance de 302 mm du premier doublet, ce qui correspond à un grandissement $\gamma_{exp} = 0.95$.

Pour estimer l'importance des aberrations sphériques, nous réduisons à l'aide d'un diaphragme l'ouverture numérique disponible, et nous comparons la taille radiale in situ du gaz maintenu par le piège dipolaire horizontal à grande et petite ouverture. Nous ne constatons alors aucune différence, contrairement au cas d'un premier prototype constitué d'une unique lentille à la place des deux achromats. Les aberrations sphériques ne limitent donc pas la résolution du système.

13. Tubes pour lentilles Thorlabs SM2L30 et SM2L30C.

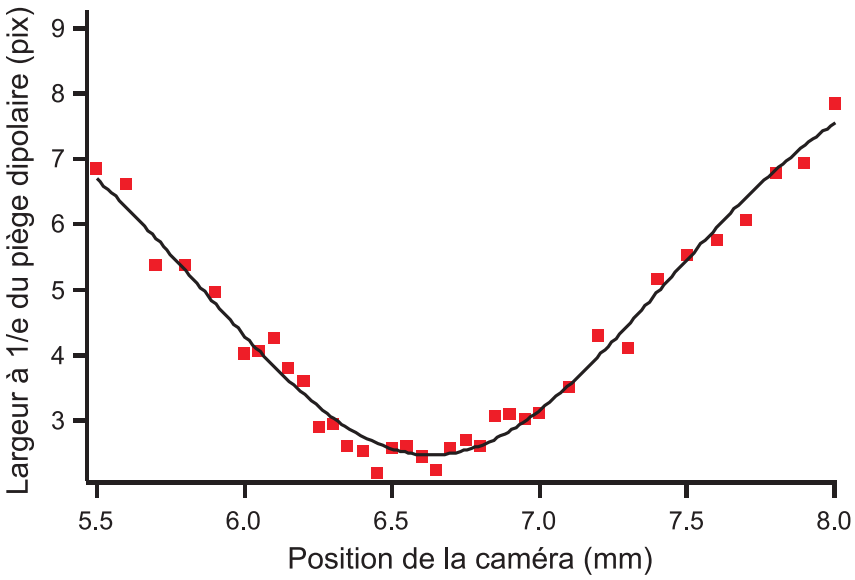

FIGURE C.5 – *Données typiques prises pour le réglage de la position de la caméra le long de l'axe optique. Les atomes dans le piège dipolaire composé d'un seul faisceau horizontal sont imagés pendant 30 µs d'exposition avec un gain ×10 dû au MCP, à différentes positions de la platine de translation permettant de déplacer le plan image effectif de la caméra. Les carrés rouges donnent la (demi-)largeur à $\frac{1}{e}$ du signal selon l'axe vertical, mesurée au centre du piège. Le trait plein est un ajustement des données par une gaussienne.*

C.2.2 Performances actuelles du système

Amplitude du signal détecté

Pour estimer la faisabilité de ce système d'imagerie, nous avons tout d'abord évalué le nombre de photons reçus par le détecteur CCD en fonction du temps d'exposition. Dans un premier temps, nous choisissons d'utiliser les faisceaux lasers du MOT déjà en place pour éclairer les atomes. Les caractéristiques des faisceaux définissent le paramètre de saturation [174] :

$$s = \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} \tag{C.1}$$

où $I = \frac{2P}{\pi w^2}$ est l'intensité lumineuse au niveau des atomes, avec P la puissance laser, et w le waist des faisceaux. $I_{sat} = 8.52$ mW.cm^{-2} désigne l'intensité de saturation. Le terme δ est le désaccord entre la fréquence du laser et celle correspondant à la transition $^7S_3 \rightarrow ^7P_4$ du chrome, dont le taux de transition est $\Gamma = 3.07 \times 10^7$ s^{-1}.

En utilisant les faisceaux du MOT à résonance, ce paramètre de saturation est d'environ $s \approx 10$. Le nombre de photons émis par atome s'exprime alors :

$$N_{\text{photons/atome}} = t_{\text{expo}} \times \frac{\Gamma}{2}\left(\frac{s}{1+s}\right) \tag{C.2}$$

où t_{expo} est le temps d'exposition, c'est à dire le temps pendant lequel les faisceaux du MOT sont allumés, et le gain G du MCP est activé. Le nombre de photons finalement captés par un pixel du détecteur est donné par :

$$N_{\text{photons/pixel}} = \frac{N_{\text{photons/atome}} \times N_{\text{atomes}}}{N_{\text{pixel}}} \frac{\pi (ON)^2}{4\pi} T\, \eta_Q\, G \tag{C.3}$$

où N_{atomes} est le nombre d'atomes imagés, η_Q est l'efficacité quantique de la photocathode, N_{pixel} est le nombre de pixels sur lesquels l'image sera répartie (avec $N_{\text{pixel}} \approx 20^2$ pour l'observation de vortex), ON est l'ouverture numérique du système explicitée précédemment, et T est le coefficient de transmission de la puissance lumineuse à travers les multiples optiques.

Ces formules nous permettent d'estimer le nombre de photons reçus par la caméra en fonction du temps d'exposition choisit. Cependant, pour conserver une résolution optimale, il faut limiter le temps d'exposition de façon à réduire le déplacement des atomes par diffusion due à la lumière d'imagerie.

La vitesse de recul est donnée par :

$$v_{\text{rec}} = \frac{\hbar k}{m_{Cr}} = \frac{h}{\lambda\, m_{Cr}} \approx 1.8\,\text{cm.s}^{-1} \tag{C.4}$$

Avec λ la longueur d'onde, et k le vecteur d'onde associé. Dans le cas de faisceaux équilibrés en puissance et rétro-réfléchis, les atomes effectuent un déplacement par diffusion due à de multiples émissions spontanées dans des directions aléatoires. Pour une diffusion isotrope et un faisceau laser à résonance avec la transition, la variance de l'impulsion conférée aux atomes varie selon $\frac{d\left(\langle p^2\rangle - \langle p\rangle^2\right)}{dt} = 2\left(\frac{\Gamma}{4}\frac{s}{1+s}\right)(\hbar k)^2$. La distance parcourue Δx_{diff} attribuable à la diffusion s'écrit alors :

$$\Delta x_{\text{diff}} = \int v\, dt \approx \int v_{\text{rec}} \sqrt{\left(\frac{\Gamma}{2}\frac{s}{1+s}\right)} \sqrt{t}\, dt = \frac{2}{3} v_{\text{rec}} \sqrt{\left(\frac{\Gamma}{2}\frac{s}{1+s}\right)}\, t_{\text{expo}}^{\frac{3}{2}} \tag{C.5}$$

de même la présence d'un unique faisceau non rétro-réfléchi donne un déplacement maximal Δx_{recul} des atomes :

$$\Delta x_{\text{recul}} = \frac{1}{2} v_{\text{rec}} \left(\frac{\Gamma}{2}\frac{s}{1+s}\right) t_{\text{expo}}^2 \tag{C.6}$$

D'après ces expressions, nous estimons qu'un temps d'exposition de $t_{\text{expo}} = 30\,\mu$s confère un déplacement par diffusion $\Delta x_{\text{diff}} \approx 7\,\mu$m, et dans le cas extrême où les faisceaux seraient très mal réfléchis ou équilibrés en puissance $\Delta x_{\text{recul}} \approx 120\,\mu$m.

Pour un tel temps d'exposition, en imageant, sur un carré de 20 pixels de côté, un vortex créé par relaxation dipolaire à partir d'un condensat de 15000 atomes, le nombre de photons collectés sur la caméra devrait être $N_{\text{photons/pixel}} \approx 1$ pour la plus faible valeur du gain du MCP ($G_{min} = 0.44$, la valeur maximale étant $G_{max} = 481$ coups par photo-électron), ce qui est suffisant pour distinguer le signal du bruit de fond, à condition d'appliquer un gain raisonnable : pour $G = 10$, la déviation standard du bruit de fond sur le détecteur (en négligeant les quelques photons parasites amplifiés) est mesurée comme étant inférieure à 0.5 pixel.

En pratique, ce système d'imagerie nous a permis de prendre des images des atomes maintenus dans le piège dipolaire horizontal, mais aussi du condensat (images préliminaires pour un temps d'illumination de 30 μs), ainsi que des premières images après Stern et Gerlach (cf. section 4.5.1). La position du condensat semble a priori stable, l'emploi d'un miroir escamotable ne semble pas néfaste pour l'imagerie (même s'il reste à quantifier son effet sur le positionnement de l'image). Cependant, la largeur du condensat semble être excessive par rapport à celle attendue théoriquement.

Résolution

Pour calibrer expérimentalement le grandissement du système optique, nous imageons dans un premier temps les atomes maintenus dans le piège dipolaire horizontal (plus précisément seulement ceux au centre de ce piège) avec les deux systèmes d'imagerie. Les atomes sont illuminés pendant un temps court de 30 μs, pour lequel la diffusion (cf. discussion ci-dessus) doit rester inférieure à la taille d'un pixel. La largeur à $\frac{1}{e}$ du signal ainsi mesuré par fluorescence est $\sigma_{\text{im,fluo}} = 2.5$ pixels soit pour un grandissement théorique $\gamma = 1$ une largeur dans le plan objet égale à $\sigma_{\text{fluo}} = 32.5\,\mu$m. L'image de ce même gaz donnée par le système par absorption donne une largeur à $\frac{1}{e}$ égale à $\sigma_{\text{abs}} = 11.4\,\mu$m. On constate que la résolution du système par fluorescence est limitée, l'important écart d'un facteur presque 3 ne pouvant pas être dû à un mauvais positionnement et donc une mauvaise estimation du grandissement.

Comme mentionné précédemment, les aberrations sphériques sont suffisamment corrigées pour ne pas être le facteur limitant la résolution. Par contre, le fait d'utiliser comme faisceaux d'imagerie ceux du MOT (trois faisceaux, chacun rétro-réfléchis) peut entraîner un élargissement du signal lui-même, par diffusion et par pression de radiation selon la direction des faisceaux (lorsque ceux-ci ne sont pas correctement rétro-réfléchi ou lorsque les puissances entre l'aller et le retour diffèrent). Nous observons bien un élargissement du signal pour des temps d'exposition trop longs (notable après 200 μs) et même une déformation de ce signal pour des temps encore plus longs (1.5 ms) provenant du mauvais équilibrage entre les faisceaux. Cependant, aux temps les plus courts (30 μs) et aux plus grands désaccords des faisceaux avec la résonance (soit $\delta = -15$ MHz, en dessous duquel le signal devient trop faible pour être mesuré), la largeur à $\frac{1}{e}$ mesurée reste grande devant celle attendue σ_{abs} : la largeur minimale mesurée est $\sigma_{\text{im,fluo}} = 2.2$

pixels (avec une grande incertitude, car le signal est alors très faible), ce qui ne permet pas d'expliquer le facteur 3 de différence.

Le facteur limitant la résolution vient de la caméra elle-même. Le constructeur spécifie en effet une résolution aux plus forts gains du MCP égale à 48 μm « Full Width Half Maximum » (étonnamment élevée par rapport aux 25 μm attendu pour les mêmes modèles de la série) soit une largeur à $\frac{1}{e}$ d'environ $\sigma_{\text{caméra}} = 28.8\,\mu\text{m}$ (vérifiée par la suite expérimentalement). Si la largeur réelle du signal est convoluée par la résolution de la caméra, nous obtenons une largeur dans le plan objet de $\sqrt{\sigma_{\text{abs}}^2 + \sigma_{\text{caméra}}^2} = 31\,\mu\text{m} \approx \sigma_{\text{fluo}}$.

Nous déduisons donc que la résolution de ce système d'imagerie est limitée par la résolution (anormalement mauvaise) de la caméra, ainsi que, dans une moindre mesure, par le mauvais équilibrage des faisceaux utilisés pour illuminer les atomes.

Pour améliorer ces performances, plusieurs solutions sont envisageables : augmenter le grandissement (au détriment de l'amplitude du signal) ; utiliser un unique faisceau laser bien rétro-réfléchi et équilibré en puissance, dédié à cette imagerie ; utiliser une caméra de meilleure résolution et/ou meilleure efficacité quantique.

Bibliographie

[1] Einstein, A.: *Quantentheorie des einatomigen idealen gases*. Sitzber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss., **1**, 3, (1925). VII

[2] Bose, S. N.: *Plancks gesetz und lichtquantenhypothese*. Z. Phys., **26**, 178, (1924). VII

[3] Anderson, M. H., Ensher, J. R., Matthews, M. R., Wieman, C. E., and Cornell, E. A.: *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*. Science, **269**(5221), 198–201, (1995). VII

[4] Davis, K. B., Mewes, M. O., Andrews, M. R., Druten, N. J. van, Durfee, D. S., Kurn, D. M., and Ketterle, W.: *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*. Phys. Rev. Lett., **75**, 3969–3973, (1995). VII, 162

[5] Bradley, C. C., Sackett, C. A., Tollett, J. J., and Hulet, R. G.: *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*. Phys. Rev. Lett., **75**, 1687–1690, (1995). VII

[6] Madison, K. W., Chevy, F., Wohlleben, W., and Dalibard, J.: *Vortex Formation in a Stirred Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett., **84**, 806–809, (2000). VII, 116

[7] Zhang, Rui, Garner, Sean R., and Hau, Lene Vestergaard: *Creation of Long-Term Coherent Optical Memory via Controlled Nonlinear Interactions in Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett., **103**, 233602, (2009). VII

[8] Pitaevskii, Lev. P. and Stringari, Sandro: *Bose-Einstein Condensation*. Oxford Univ. Press, (2003). VIII, IX, 81, 108, 149

[9] Cohen-Tannoudji, Claude N.: *Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons*. Rev. Mod. Phys., **70**, 707–719, (1998). VIII

[10] Phillips, William D.: *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*. Rev. Mod. Phys., **70**, 721–741, (1998). VIII

[11] Chu, Steven: *Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles*. Rev. Mod. Phys., **70**, 685–706, (1998). VIII

[12] Ketterle, Wolfgang and Druten, N.J. Van: *Evaporative Cooling of Trapped Atoms*. Volume **37** of *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, pages 181 – 236. Academic Press, (1996). VIII, 99

[13] Griesmaier, Axel, Werner, Jörg, Hensler, Sven, Stuhler, Jürgen, and Pfau, Tilman: *Bose-Einstein Condensation of Chromium*. Phys. Rev. Lett., **94**, 160401, (2005). VIII, 4, 21

[14] Stringari, S.: *Collective Excitations of a Trapped Bose-Condensed Gas*. Phys. Rev. Lett., **77**, 2360–2363, (1996). IX, 24, 27

[15] Dalfovo, Franco, Giorgini, Stefano, Pitaevskii, Lev P., and Stringari, Sandro: *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*. Rev. Mod. Phys., **71**, 463–512, (1999). IX

[16] Santos, L. and Pfau, T.: *Spin-3 Chromium Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett., **96**, 190404, (2006). IX, 118, 121, 122, 124

[17] Diener, Roberto B. and Ho, Tin Lun: *^{52}Cr Spinor Condensate: A Biaxial or Uniaxial Spin Nematic*. Phys. Rev. Lett., **96**, 190405, (2006). IX, 96, 118, 121, 122, 123, 124

[18] Astrakharchik, G. E. and Lozovik, Yu. E.: *Super-Tonks-Girardeau regime in trapped one-dimensional dipolar gases*. Phys. Rev. A, **77**, 013404, (2008). IX

[19] Jaksch, D., Cirac, J. I., Zoller, P., Rolston, S. L., Côté, R., and Lukin, M. D.: *Fast Quantum Gates for Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett., **85**, 2208–2211, (2000). X

[20] Góral, K., Santos, L., and Lewenstein, M.: *Quantum Phases of Dipolar Bosons in Optical Lattices*. Phys. Rev. Lett., **88**, 170406, (2002). X

[21] Ni, K. K., Ospelkaus, S., Wang, D., Quemener, G., Neyenhuis, B., Miranda, M. H. G. de, Bohn, J. L., Ye, J., and Jin, D. S.: *Dipolar collisions of polar molecules in the quantum regime*. Nature, **464**, 1324–1328, (2010). X, 30

[22] Pikovski, A., Klawunn, M., Shlyapnikov, G. V., and Santos, L.: *Interlayer Superfluidity in Bilayer Systems of Fermionic Polar Molecules*. Phys. Rev. Lett., **105**, 215302, (2010). X

[23] 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*. Phys. Rev. Lett., **95**, 150406, (2005). X, 22

[24] Lahaye, T., Metz, J., Fröhlich, B., Koch, T., Meister, M., Griesmaier, A., Pfau, T., Saito, H., Kawaguchi, Y., and Ueda, M.: *d-Wave Collapse and Explosion of a Dipolar Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett., **101**, 080401, (2008). X, 178

[25] Koch, T., Lahaye, T., Metz, J., Frohlich, B., Griesmaier, A., and Pfau, T.: *Stabilization of a purely dipolar quantum gas against collapse*. Nat. Phys., **4**, 150406, (2008). X, 21, 178

[26] Wilson, Ryan M., Ronen, Shai, Bohn, John L., and Pu, Han: *Manifestations of the Roton Mode in Dipolar Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett., **100**, 245302, (2008). X

[27] Lahaye, T, Menotti, C, Santos, L, Lewenstein, M, and Pfau, T: *The physics of dipolar bosonic quantum gases*. Reports on Progress in Physics, **72**, 126401, (2009). X

[28] Lahaye, T., Koch, T., Frohlich, B., Fattori, M., Metz, J., Griesmaier, A., Giovanazzi, S., and Pfau, T.: *Strong dipolar effects in a quantum ferrofluid*. Nature, **448**, 672–675, (2007). XI, 178

[29] Lu, Mingwu, Youn, Seo Ho, and Lev, Benjamin L.: *Trapping Ultracold Dysprosium: A Highly Magnetic Gas for Dipolar Physics*. Phys. Rev. Lett., **104**, 063001, (2010). XI, 177

[30] Berglund, Andrew J., Hanssen, James L., and McClelland, Jabez J.: *Narrow-Line Magneto-Optical Cooling and Trapping of Strongly Magnetic Atoms*. Phys. Rev. Lett., **100**, 113002, (2008). XI, 177

[31] Gaetan, Alpha, Miroshnychenko, Yevhen, Wilk, Tatjana, Chotia, Amodsen, Viteau, Matthieu, Comparat, Daniel, Pillet, Pierre, Browaeys, Antoine, and Grangier, Philippe: *Observation of collective excitation of two individual atoms in the Rydberg blockade regime*. Nat. Phys., **5**, 115–118, (2009). XI, 132

[32] Ni, K. K., Ospelkaus, S., Miranda, M. H. G. de, Pe'er, A., Neyenhuis, B., Zirbel, J. J., Kotochigova, S., Julienne, P. S., Jin, D. S., and Ye, J.: *A High Phase-Space-Density Gas of Polar Molecules*. Science, **322**(5899), 231–235, (2008). XI, 177

[33] Deiglmayr, J., Grochola, A., Repp, M., Mörtlbauer, K., Glück, C., Lange, J., Dulieu, O., Wester, R., and Weidemüller, M.: *Formation of Ultracold Polar Molecules in the Rovibrational Ground State*. Phys. Rev. Lett., **101**, 133004, (2008). XI

[34] Lang, F., Winkler, K., Strauss, C., Grimm, R., and Denschlag, J. Hecker: *Ultracold Triplet Molecules in the Rovibrational Ground State*. Phys. Rev. Lett., **101**, 133005, (2008). XI

[35] 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). XI, 14

[36] Bismut, G., Pasquiou, B., Maréchal, E., Pedri, P., Vernac, L., Gorceix, O., and Laburthe-Tolra, B.: *Collective Excitations of a Dipolar Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett., **105**, 040404, (2010). XI, 22

[37] Pasquiou, B., Bismut, G., Beaufils, Q., Crubellier, A., Maréchal, E., Pedri, P., Vernac, L., Gorceix, O., and Laburthe-Tolra, B.: *Control of dipolar relaxation in external fields*. Phys. Rev. A, **81**, 042716, (2010). XI, XII, 32, 40, 46, 49, 50, 54, 56, 60, 65, 68, 72, 101, 178

[38] Kinoshita, Toshiya, Wenger, Trevor, and Weiss, David S.: *Observation of a One-Dimensional Tonks-Girardeau Gas*. Science, **305**(5687), 1125–1128, (2004). XII, 114

[39] Spielman, I. B., Phillips, W. D., and Porto, J. V.: *Mott-Insulator Transition in a Two-Dimensional Atomic Bose Gas*. Phys. Rev. Lett., **98**, 080404, (2007). XII, 115

[40] Sherson, Jacob F., Weitenberg, Christof, Endres, Manuel, Cheneau, Marc, Bloch, Immanuel, and Kuhr, Stefan: *Single-atom-resolved fluorescence imaging of an atomic Mott insulator*. Nature, **467**, 68–72, (2010). XII, 115

[41] Pasquiou, B., Bismut, G., Maréchal, E., Pedri, P., Vernac, L., Gorceix, O., and Laburthe-Tolra, B.: *Spin Relaxation and Band Excitation of a Dipolar Bose-Einstein Condensate in 2D Optical Lattices*. Phys. Rev. Lett., **106**, 015301, (2011). XII, 72

[42] Einstein, A. and Haas, W. J. de: *Experimenteller Nachweis der Ampereschen Molekularstörme*, volume **17**. (1915). XII, 35, 116

[43] Kawaguchi, Yuki, Saito, Hiroki, and Ueda, Masahito: *Einstein–de Haas Effect in Dipolar Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett., **96**, 080405, (2006). XII, 116, 141

[44] 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*. Phys. Rev. Lett., **106**, 255303, (2011). XII, 118

[45] DeMarco, B., Rohner, H., and Jin, D. S.: *An enriched 40K source for fermionic atom studies*. Rev. Sci. Instrum., **70**, 1967, (1999). 1

[46] Chicireanu, R., Beaufils, Q., Pouderous, A., Laburthe-Tolra, B., Maréchal, E., Vernac, L., Keller, J. C., and Gorceix, O.: *Accumulation of chromium metastable atoms into an optical trap*. The European Physical Journal D, **45**, 189–195, (2007). 1, 26, 27, 78

[47] Chicireanu, R., Beaufils, Q., Pouderous, A., Laburthe-Tolra, B., Maréchal, E., Porto, J. V., Vernac, L., Keller, J. C., and Gorceix, O.: *Accumulation and thermalization of cold atoms in a finite-depth magnetic trap*. Phys. Rev. A, **76**, 023406, (2007). 1, 16, 31

[48] Chicireanu, R., Pouderous, A., Barbé, R., Laburthe-Tolra, B., Maréchal, E., Vernac, L., Keller, J. C., and Gorceix.: *Simultaneous magneto-optical trapping of bosonic and fermionic chromium atoms*. Phys. Rev. A, **73**, 053406, (2006). 1, 11

[49] 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*. Phys. Rev. A, **77**, 061601, (2008). 1, 4, 11

[50] Myatt, C. J., Burt, E. A., Ghrist, R. W., Cornell, E. A., and Wieman, C. E.: *Production of Two Overlapping Bose-Einstein Condensates by Sympathetic Cooling*. Phys. Rev. Lett., **78**, 586–589, (1997). 1, 69

[51] Weinstein, J. D.: *Magnetic Trapping of Atomic Chromium and Molecular Calcium Monohydride*. PhD thesis, Harvard University, (2001). 2

[52] Guéry-Odelin, D., Söding, J., Desbiolles, P., and Dalibard, J.: *Is Bose-Einstein condensation of atomic cesium possible?* EPL (Europhysics Letters), **44**, 25, (1998). 2

[53] 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). 2, 12

[54] *Nist Atomic Spectra Database*. 2, 3, 12, 79

[55] Beaufils, Q.: *Condensation de Bose-Einstein du Chrome et étude de collisions inélastiques dues aux interactions dipolaires*. PhD thesis, Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13 Nord, (2009). 4, 17, 53, 163, 189

[56] Luiten, O. J., Reynolds, M. W., and Walraven, J. T. M.: *Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas*. Phys. Rev. A, **53**, 381–389, (1996). 4, 99

[57] Bourget, B.: *Mesure du flux d'une source effusive de chrome*, 2008. 8

[58] Chicireanu, R.: *Studies of cold chromium atoms in magnetic and optical traps: steps towards Bose-Einstein Condensation*. PhD thesis, Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13 Nord, (2007). 11, 17, 136

[59] Bradley, C. C., McClelland, J. J., Anderson, W. R., and Celotta, R. J.: *Magneto-optical trapping of chromium atoms*. Phys. Rev. A, **61**, 053407, (2000). 11

[60] Bell, A. S., Stuhler, J., Locher, S., Hensler, S., Mlynek, J., and Pfau, T.: *A magneto-optical trap for chromium with population repumping via intercombination lines*. Europhys. Lett., **45**, 156, (1999). 11

[61] 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*. Phys. Rev. Lett., **61**, 935–938, (1988). 12

[62] 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*. Phys. Rev. Lett., **70**, 2253–2256, (1993). 13

[63] Schmidt, P.O., Hensler, S., Werner, J., Binhammer, T., Axel Görlitz, A., and Pfau, T.: *Continuous loading of cold atoms into a Ioffe-Pritchard magnetic trap*. Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics, **5**, S170, (2003). 16

[64] Beaufils, Q., Chicireanu, R., Pouderous, A., Souza Melo, W. de, Laburthe-Tolra, B., Marechal, 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*. Phys. Rev. A, **77**, 053413, (2008). 17

[65] Abragam, A.: *The Principles of Nuclear Magnetism*. Oxford Univ. Press, (1961). 17

[66] Allen, L. and Eberly, J.H.: *Optical Resonance and Two-Level Atoms*. Wiley, (1975). 17

[67] Pouderous, A.: *Refroidissement et piégeage d'atomes de chrome*. PhD thesis, Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13 Nord, (2007). 17, 189

[68] Aghajani-Talesh, A, Falkenau, M, Griesmaier, A, and Pfau, T: *A proposal for continuous loading of an optical dipole trap with magnetically guided ultra-cold atoms*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, **42**, 245302, (2009). 21

[69] Falkenau, Markus, Volchkov, Valentin V., Rührig, Jahn, Griesmaier, Axel, and Pfau, Tilman: *Continuous Loading of a Conservative Potential Trap from an Atomic Beam*. Phys. Rev. Lett., **106**, 163002, (2011). 21

[70] Fano, U.: *Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts*. Phys. Rev., **124**, 1866–1878, (1961). 21, 71, 112, 177

[71] Feshbach, H.: *Unified theory of nuclear reactions*. Annals of Physics, **5**, 357–390, (1958). 21, 71, 177

[72] Chin, Cheng, Grimm, Rudolf, Julienne, Paul, and Tiesinga, Eite: *Feshbach resonances in ultracold gases*. Rev. Mod. Phys., **82**, 1225–1286, (2010). 21, 60, 177

[73] Santos, L., Shlyapnikov, G. V., Zoller, P., and Lewenstein, M.: *Bose-Einstein Condensation in Trapped Dipolar Gases*. Phys. Rev. Lett., **85**, 1791–1794, (2000). 22

[74] O'Dell, Duncan H. J., Giovanazzi, Stefano, and Eberlein, Claudia: *Exact Hydrodynamics of a Trapped Dipolar Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett., **92**, 250401, (2004). 22, 25, 28, 29

[75] Castin, Y. and Dum, R.: *Bose-Einstein Condensates in Time Dependent Traps*. Phys. Rev. Lett., **77**, 5315–5319, (1996). 22

[76] Jin, D. S., Ensher, J. R., Matthews, M. R., Wieman, C. E., and Cornell, E. A.: *Collective Excitations of a Bose-Einstein Condensate in a Dilute Gas*. Phys. Rev. Lett., **77**, 420–423, (1996). 23

[77] Mewes, M. O., Andrews, M. R., Druten, N. J. van, Kurn, D. M., Durfee, D. S., Townsend, C. G., and Ketterle, W.: *Collective Excitations of a Bose-Einstein Condensate in a Magnetic Trap*. Phys. Rev. Lett., **77**, 988–991, (1996). 23

[78] Bartenstein, M., Altmeyer, A., Riedl, S., Jochim, S., Chin, C., Denschlag, J. Hecker, and Grimm, R.: *Collective Excitations of a Degenerate Gas at the BEC-BCS Crossover*. Phys. Rev. Lett., **92**, 203201, (2004). 23

[79] Kinast, J., Turlapov, A., and Thomas, J. E.: *Damping of a Unitary Fermi Gas*. Phys. Rev. Lett., **94**, 170404, (2005). 23

[80] Cao, C., Elliott, E., Joseph, J., Wu, H., Petricka, J., Schäfer, T., and Thomas, J. E.: *Universal Quantum Viscosity in a Unitary Fermi Gas*. Science, **331**(6013), 58–61, (2011). 23

[81] Pérez-García, Víctor M., Michinel, H., Cirac, J. I., Lewenstein, M., and Zoller, P.: *Low Energy Excitations of a Bose-Einstein Condensate: A Time-Dependent Variational Analysis*. Phys. Rev. Lett., **77**, 5320–5323, (1996). 24

[82] Giovanazzi, S., Santos, L., and Pfau, T.: *Collective oscillations of dipolar Bose-Einstein condensates and accurate comparison between contact and dipolar interactions*. Phys. Rev. A, **75**, 015604, (2007). 25, 28, 29, 30

[83] Lima, A. R. P. and Pelster, A.: *Quantum Fluctuations in Dipolar Bose Gases*. ArXiv e-prints, **1103.4128**, (2011). 26

[84] van Bijnen, R. M. W., Parker, N. G., Kokkelmans, S. J. J. M. F., Martin, A. M., and O'Dell, D. H. J.: *Collective excitation frequencies and stationary states of trapped dipolar Bose-Einstein condensates in the Thomas-Fermi regime*. Phys. Rev. A, **82**, 033612, (2010). 30

[85] Matveeva, N., Recati, A., and Stringari, S.: *Dipolar Drag in Bilayer Harmonically Trapped Gases*. ArXiv e-prints, **1105.0353**, (2011). 30

[86] Shuman, E. S., Barry, J. F., and DeMille, D.: *Laser cooling of a diatomic molecule*. Nature, **467**, 820–823, (2010). 30

[87] Hensler, S., Werner, J., Griesmaier, A., Schmidt, P.O., Görlitz, A., Pfau, T., Giovanazzi, S., and Rzazewski, K.: *Dipolar relaxation in an ultra-cold gas of magnetically trapped chromium atoms*. Applied Physics B: Lasers and Optics, **77**, 765–772, (2003). 31, 39, 87, 99, 100

[88] Fattori, M., Koch, T., Goetz, S., Griesmaier, A., Hensler, S., Stuhler, J., and Pfau, T.: *Demagnetization cooling of a gas*. Nat. Phys., **2**, 765–768, (2006). 31, 152

[89] Schellekens, M., Hoppeler, R., Perrin, A., Gomes, J. Viana, Boiron, D., Aspect, A., and Westbrook, C. I.: *Hanbury Brown Twiss Effect for Ultracold Quantum Gases*. Science, **310**(5748), 648–651, (2005). 32, 45, 65

[90] Sakurai, J.J.: *Modern Quantum Mechanics*. Addison-Wesley, (1994). 35, 36, 37, 38, 133, 173

[91] Landau, L.D. and Lifshitz, E.M.: *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory. Vol. 3 (3rd ed.)*. Pergamon Press, (1977). 40, 42

[92] Stoof, H. T. C., Janssen, A. M. L., Koelman, J. M. V. A., and Verhaar, B. J.: *Decay of spin-polarized atomic hydrogen in the presence of a Bose condensate*. Phys. Rev. A, **39**, 3157–3169, (1989). 45

[93] Fedichev, P. O., Reynolds, M. W., Rahmanov, U. M., and Shlyapnikov, G. V.: *Inelastic decay processes in a gas of spin-polarized triplet helium*. Phys. Rev. A, **53**, 1447–1453, (1996). 46, 69

[94] Werner, J., Griesmaier, A., Hensler, S., Stuhler, J., Pfau, T., Simoni, A., and Tiesinga, E.: *Observation of Feshbach Resonances in an Ultracold Gas of ^{52}Cr*. Phys. Rev. Lett., **94**, 183201, (2005). 46, 50, 52, 58, 61, 62, 178

[95] Zener, Clarence: *Non-Adiabatic Crossing of Energy Levels*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, **137**(833), 696–702, (1932). 47, 80, 135

[96] Beaufils, Q., Crubellier, A., Zanon, T., Laburthe-Tolra, B., Maréchal, E., Vernac, L., and Gorceix, O.: *Feshbach resonance in d-wave collisions*. Phys. Rev. A, **79**, 032706, (2009). 50, 62, 178

[97] Guéry-Odelin, D. and Shlyapnikov, G. V.: *Excitation-assisted inelastic processes in trapped Bose-Einstein condensates*. Phys. Rev. A, **61**, 013605, (1999). 51

[98] Söding, J., Guéry-Odelin, D., Desbiolles, P., Chevy, F., Inamori, H., and Dalibard, J.: *Three-body decay of a rubidium Bose-Einstein condensate*. Applied Physics B: Lasers and Optics, **69**, 257–261, (1999). 53

[99] Friebel, S., D'Andrea, C., Walz, J., Weitz, M., and Hänsch, T. W.: *CO_2-laser optical lattice with cold rubidium atoms*. Phys. Rev. A, **57**, R20–R23, (1998). 53, 64

[100] Lee, T. D., Huang, Kerson, and Yang, C. N.: *Eigenvalues and Eigenfunctions of a Bose System of Hard Spheres and Its Low-Temperature Properties*. Phys. Rev., **106**, 1135–1145, (1957). 54

[101] Vanhaecke, N., Lisdat, Ch., T'Jampens, B., Comparat, D., Crubellier, A., and Pillet, P.: *Accurate asymptotic ground state potential curves of Cs from two-colour photoassociation*. The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics, **28**, 351–360, (2004). 58

[102] Crubellier, A., Dulieu, O., Masnou-Seeuws, F., Elbs, M., Knöckel, H., and Tiemann, E.: *Simple determination of Na2 scattering lengths using observed bound levels at the ground state asymptote*. The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics, **6**, 211–220, (1999). 58

[103] Schulz, George J.: *Resonances in Electron Impact on Atoms*. Rev. Mod. Phys., **45**, 378–422, (1973). 60

[104] Buckman, Stephen J. and Clark, Charles W.: *Atomic negative-ion resonances*. Rev. Mod. Phys., **66**, 539–655, (1994). 60

[105] Miller, J. D., Cline, R. A., and Heinzen, D. J.: *Photoassociation spectrum of ultracold Rb atoms*. Phys. Rev. Lett., **71**, 2204–2207, (1993). 63

[106] Côté, R., Dalgarno, A., Sun, Y., and Hulet, R. G.: *Photoabsorption by Ultracold Atoms and the Scattering Length*. Phys. Rev. Lett., **74**, 3581–3584, (1995). 63

[107] Wigner, Eugene P.: *On the Behavior of Cross Sections Near Thresholds*. Phys. Rev., **73**, 1002–1009, (1948). 63

[108] Grimm, Rudolf, Weidemüller, Matthias, and Ovchinnikov, Yurii B.: *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*. Volume **42** of *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, pages 95–170. Academic Press, (2000). 71

[109] Petrov, D. S. and Shlyapnikov, G. V.: *Interatomic collisions in a tightly confined Bose gas*. Phys. Rev. A, **64**, 012706, (2001). 71

[110] Moritz, Henning, Stöferle, Thilo, Günter, Kenneth, Köhl, Michael, and Esslinger, Tilman: *Confinement Induced Molecules in a 1D Fermi Gas*. Phys. Rev. Lett., **94**, 210401, (2005). 71

[111] Vuletic, Vladan, Kerman, Andrew J., Chin, Cheng, and Chu, Steven: *Observation of Low-Field Feshbach Resonances in Collisions of Cesium Atoms*. Phys. Rev. Lett., **82**, 1406–1409, (1999). 71

[112] Petrov, D. S., Holzmann, M., and Shlyapnikov, G. V.: *Bose-Einstein Condensation in Quasi-2D Trapped Gases*. Phys. Rev. Lett., **84**, 2551–2555, (2000). 72, 83

[113] Ovchinnikov, Yu. B., Müller, J. H., Doery, M. R., Vredenbregt, 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*. Phys. Rev. Lett., **83**, 284–287, (1999). 75

[114] Gadway, Bryce, Pertot, Daniel, Reimann, René, Cohen, Martin G., and Schneble, Dominik: *Analysis of Kapitza-Dirac diffraction patterns beyond the Raman-Nath regime*. Opt. Express, **17**, 19173–19180, (2009). 77

[115] Kastberg, A., Phillips, W. D., Rolston, S. L., Spreeuw, R. J. C., and Jessen, P. S.: *Adiabatic Cooling of Cesium to 700 nK in an Optical Lattice*. Phys. Rev. Lett., **74**, 1542–1545, (1995). 80

[116] 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, **35**, 3095, (2002). 80

[117] Greiner, Markus, Bloch, Immanuel, Mandel, Olaf, Hänsch, Theodor W., and Esslinger, Tilman: *Exploring Phase Coherence in a 2D Lattice of Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett., **87**, 160405, (2001). 80, 87

[118] Bloch, Immanuel, Dalibard, Jean, and Zwerger, Wilhelm: *Many-body physics with ultracold gases*. Rev. Mod. Phys., **80**, 885–964, (2008). 81

[119] Bagnato, Vanderlei and Kleppner, Daniel: *Bose-Einstein condensation in low-dimensional traps*. Phys. Rev. A, **44**, 7439–7441, (1991). 87, 88

[120] Ketterle, Wolfgang and Druten, N. J. van: *Bose-Einstein condensation of a finite number of particles trapped in one or three dimensions*. Phys. Rev. A, **54**, 656–660, (1996). 88

[121] Santos, L. and Pfau, T.: *Spin-3 Chromium Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett., **96**, 190404, (2006). 96, 122

[122] Spielman, I. B., Johnson, P. R., Huckans, J. H., Fertig, C. D., Rolston, S. L., Phillips, W. D., and Porto, J. V.: *Collisional deexcitation in a quasi-two-dimensional degenerate bosonic gas*. Phys. Rev. A, **73**, 020702, (2006). 105

[123] Thacker, H. B.: *Exact integrability in quantum field theory and statistical systems*. Rev. Mod. Phys., **53**, 253–285, (1981). 106

[124] Berman, G. P. and Izrailev, F. M.: *The Fermi–Pasta–Ulam problem: Fifty years of progress*. Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science, **15**, 015104, (2005). 106

[125] Rigol, Marcos, Dunjko, Vanja, Yurovsky, Vladimir, and Olshanii, Maxim: *Relaxation in a Completely Integrable Many-Body Quantum System: An Ab Initio Study of the Dynamics of the Highly Excited States of 1D Lattice Hard-Core Bosons*. Phys. Rev. Lett., **98**, 050405, (2007). 106

[126] Kinoshita, Toshiya, Wenger, Trevor, and Weiss, David S.: *A quantum Newton's cradle*. Nature, **440**, 900–903, (2006). 106

[127] Petrov, D. S., Shlyapnikov, G. V., and Walraven, J. T. M.: *Regimes of Quantum Degeneracy in Trapped 1D Gases*. Phys. Rev. Lett., **85**, 3745–3749, (2000). 109, 114

[128] 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*. Phys. Rev. Lett., **80**, 2027–2030, (1998). 109, 117

[129] Girardeau, M.: *Relationship between systems of impenetrable bosons and fermions in one dimension*. J. Math. Phys., **1**, 516, (1960). 114

[130] Gangardt, D. M. and Shlyapnikov, G. V.: *Stability and Phase Coherence of Trapped 1D Bose Gases*. Phys. Rev. Lett., **90**, 010401, (2003). 114

[131] Swislocki, Tomasz, Pietraszewicz, Joanna, Brewczyk, Miroslaw, Lewenstein, Maciej, Zakrzewski, Jakub, and Gajda, Mariusz: *Tunable dipolar resonances and Einstein-de Haas effect in a ^{87}Rb-atom condensate*. Phys. Rev. A, **83**, 063617, (2011). 116, 139

[132] Andersen, M. F., Ryu, C., Cladé, Pierre, Natarajan, Vasant, Vaziri, A., Helmerson, K., and Phillips, W. D.: *Quantized Rotation of Atoms from Photons with Orbital Angular Momentum*. Phys. Rev. Lett., **97**, 170406, (2006). 116

[133] Barrett, M. D., Sauer, J. A., and Chapman, M. S.: *All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett., **87**, 010404, (2001). 117, 119

[134] Ho, Tin Lun: *Spinor Bose Condensates in Optical Traps*. Phys. Rev. Lett., **81**, 742–745, (1998). 117, 119, 120, 121

[135] Ohmi, Tetsuo and Machida, Kazushige: *Bose-Einstein Condensation with Internal Degrees of Freedom in Alkali Atom Gases*. Journal of the Physical Society of Japan, **67**, 1822–1825, (1998). 117

[136] Ueda, Masahito and Koashi, Masato: *Theory of spin-2 Bose-Einstein condensates: Spin correlations, magnetic response, and excitation spectra*. Phys. Rev. A, **65**, 063602, (2002). 117, 121

[137] Ciobanu, C. V., Yip, S. K., and Ho, Tin Lun: *Phase diagrams of $F = 2$ spinor Bose-Einstein condensates*. Phys. Rev. A, **61**, 033607, (2000). 117, 121, 123

[138] Stenger, J., Inouye, S., Stamper-Kurn, D. M., Miesner, H. J., Chikkatur, A. P., and Ketterle, W.: *Spin domains in ground-state Bose-Einstein condensates*. Nature, **396**, 345–348, (1998). 117, 123

[139] Görlitz, A., Gustavson, T. L., Leanhardt, A. E., Löw, R., Chikkatur, A. P., Gupta, S., Inouye, S., Pritchard, D. E., and Ketterle, W.: *Sodium Bose-Einstein Condensates in the $F = 2$ State in a Large-Volume Optical Trap*. Phys. Rev. Lett., **90**, 090401, (2003). 117, 123

[140] Schmaljohann, H., Erhard, M., Kronjäger, J., Kottke, M., Staa, S. van, Cacciapuoti, L., Arlt, J. J., Bongs, K., and Sengstock, K.: *Dynamics of $F = 2$ Spinor Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett., **92**, 040402, (2004). 117

[141] Klempt, C., Topic, O., Gebreyesus, G., Scherer, M., Henninger, T., Hyllus, P., Ertmer, W., Santos, L., and Arlt, J. J.: *Multiresonant Spinor Dynamics in a Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett., **103**, 195302, (2009). 117

[142] Mur-Petit, J., Guilleumas, M., Polls, A., Sanpera, A., Lewenstein, M., Bongs, K., and Sengstock, K.: *Dynamics of $F = 1$ ^{87}Rb condensates at finite temperatures*. Phys. Rev. A, **73**, 013629, (2006). 117, 145

[143] Leanhardt, A. E., Shin, Y., Kielpinski, D., Pritchard, D. E., and Ketterle, W.: *Coreless Vortex Formation in a Spinor Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett., **90**, 140403, (2003). 117

[144] 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). 117, 144

[145] Liu, Y., Jung, S., Maxwell, S. E., Turner, L. D., Tiesinga, E., and Lett, P. D.: *Quantum Phase Transitions and Continuous Observation of Spinor Dynamics in an Antiferromagnetic Condensate*. Phys. Rev. Lett., **102**, 125301, (2009). 117

[146] Vengalattore, M., Leslie, S. R., Guzman, J., and Stamper-Kurn, D. M.: *Spontaneously Modulated Spin Textures in a Dipolar Spinor Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett., **100**, 170403, (2008). 117

[147] Kawaguchi, Yuki, Saito, Hiroki, Kudo, Kazue, and Ueda, Masahito: *Spontaneous magnetic ordering in a ferromagnetic spinor dipolar Bose-Einstein condensate*. Phys. Rev. A, **82**, 043627, (2010). 117

[148] Zhang, Jian and Ho, Tin Lun: *Spontaneous Vortex Lattices in Quasi 2D Dipolar Spinor Condensates*. Journal of Low Temperature Physics, **161**, 325–333, (2010). 117

[149] Mäkelä, H. and Suominen, K. A.: *Ground states of spin-3 Bose-Einstein condensates for conserved magnetization*. Phys. Rev. A, **75**, 033610, (2007). 118, 123

[150] Isoshima, Tomoya, Ohmi, Tetsuo, and Machida, Kazushige: *Double Phase Transitions in Magnetized Spinor Bose-Einstein Condensation*. Journal of the Physical Society of Japan, **69**, 3864–3869, (2000). 118, 147, 148, 150, 157

[151] Ueda, M. and Kawaguchi, Y.: *Spinor Bose-Einstein condensates*. ArXiv e-prints, **1001.2072**, (2010). 120, 121, 143, 146

[152] Mewes, M. O., Andrews, M. R., Kurn, D. M., Durfee, D. S., Townsend, C. G., and Ketterle, W.: *Output Coupler for Bose-Einstein Condensed Atoms*. Phys. Rev. Lett., **78**, 582–585, (1997). 124

[153] Santos, L., Fattori, M., Stuhler, J., and Pfau, T.: *Spinor condensates with a laser-induced quadratic Zeeman effect*. Phys. Rev. A, **75**, 053606, (2007). 128, 130

[154] Pikovski, A., Klawunn, M., Shlyapnikov, G. V., and Santos, L.: *Interlayer Superfluidity in Bilayer Systems of Fermionic Polar Molecules*. Phys. Rev. Lett., **105**, 215302, (2010). 132

[155] Müller, S., Billy, J., Henn, E. A. L., Kadau, H., Griesmaier, A., Jona-Lasinio, M., Santos, L., and Pfau, T.: *Dipolar Stabilization of an Attractive Bose Gas in a One Dimensional Lattice*. ArXiv e-prints, **1105.5015**, (2011). 132

[156] Petrich, Wolfgang, Anderson, Michael H., Ensher, Jason R., and Cornell, Eric A.: *Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett., **74**, 3352–3355, (1995). 136

[157] Kudo, Kazue and Kawaguchi, Yuki: *Hydrodynamic equation of a spinor dipolar Bose-Einstein condensate*. Phys. Rev. A, **82**, 053614, (2010). 143

[158] Kibble, T. W. B.: *Topology of cosmic domains and strings*. Journal of Physics A: Mathematical and General, **9**, 1387, (1976). 144

[159] Zurek, W. H.: *Cosmological experiments in condensed matter systems*. Physics Reports, **276**, 177–221, (1996). 144

[160] Saito, Hiroki, Kawaguchi, Yuki, and Ueda, Masahito: *Kibble-Zurek mechanism in a quenched ferromagnetic Bose-Einstein condensate*. Phys. Rev. A, **76**, 043613, (2007). 145

[161] Miesner, H. J., Stamper-Kurn, D. M., Stenger, J., Inouye, S., Chikkatur, A. P., and Ketterle, W.: *Observation of Metastable States in Spinor Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett., **82**, 2228–2231, (1999). 146

[162] Kawaguchi, Yuki, Saito, Hiroki, and Ueda, Masahito: *Spontaneous Circulation in Ground-State Spinor Dipolar Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett., **97**, 130404, (2006). 146

[163] He, Liang and Yi, Su: *Magnetic properties of a spin-3 chromium condensate*. Phys. Rev. A, **80**, 033618, (2009). 146

[164] Simkin, M. V. and Cohen, E. G. D.: *Magnetic properties of a Bose-Einstein condensate*. Phys. Rev. A, **59**, 1528–1532, (1999). 147, 149, 156

[165] Gati, R., Hemmerling, B., Fölling, J., Albiez, M., and Oberthaler, M.K.: *Noise Thermometry with Two Weakly Coupled Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett., **96**, 130404, (2006). 160

[166] Weld, David M., Medley, Patrick, Miyake, Hirokazu, Hucul, David, Pritchard, David E., and Ketterle, Wolfgang: *Spin Gradient Thermometry for Ultracold Atoms in Optical Lattices*. Phys. Rev. Lett., **103**, 245301, (2009). 160

[167] McKay, D C and DeMarco, B: *Cooling in strongly correlated optical lattices: prospects and challenges*. Reports on Progress in Physics, **74**, 054401, (2011). 160

[168] Metz, J, Lahaye, T, Fröhlich, B, Griesmaier, A, Pfau, T, Saito, H, Kawaguchi, Y, and Ueda, M: *Coherent collapses of dipolar Bose-Einstein condensates for different trap geometries*. New Journal of Physics, **11**, 055032, (2009). 178

[169] Bergeman, T., Erez, Gidon, and Metcalf, Harold J.: *Magnetostatic trapping fields for neutral atoms*. Phys. Rev. A, **35**, 1535–1546, (1987). 179

[170] Browaeys, A.: *Piegeage magnetique d'un gaz d'helium metastable : vers la condensation de Bose-Einstein*. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI, (2000). 184

[171] Diekman, K.: *Bose-Einstein Condensation with High Atom Number in a Deep Magnetic Trap*. PhD thesis, FOM-Instituut voor Atoom- en Molecuulfysica (AMOLF), Amsterdam, (2001). 184

[172] Schmidt, P. O.: *Scattering properties of ultra-cold chromium atoms*. PhD thesis, Physikalisches Institut der Universität Stuttgart, (2003). 184

[173] Comolet, R.: *Mécanique expérimentale des fluides : Dynamique des fluides réels. Turbomachines - Tome II*. Masson, (1994). 186

[174] Metcalf, Harold J. and Straten, Peter van der: *Laser Cooling and Trapping*. Springer, (1999). 196