



Evaporation par radio-fréquence et condensation de bose-Einstein d'un gaz d'alcalins en régime de champ fort.

Bruno Desruelle

► To cite this version:

Bruno Desruelle. Evaporation par radio-fréquence et condensation de bose-Einstein d'un gaz d'alcalins en régime de champ fort.. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 1999. Français. NNT: . pastel-00716029

HAL Id: pastel-00716029

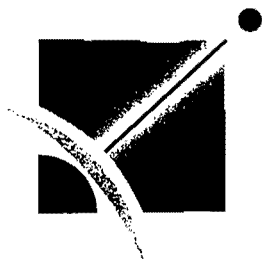
<https://pastel.hal.science/pastel-00716029>

Submitted on 9 Jul 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.

N° ordre :



Institut d'Optique théorique et appliquée

**Université de Paris-Sud
U.F.R. Scientifique d'ORSAY**

Thèse présentée pour obtenir le grade de

Docteur en Sciences
de l'Université Paris XI

par

Bruno DESRUELLE

Sujet :

**EVAPORATION PAR RADIO-FREQUENCE ET
CONDENSATION DE BOSE-EINSTEIN
D'UN GAZ D'ALCALINS EN REGIME DE CHAMP FORT**

Soutenue le 29 Janvier 1999 devant le jury composé de :

**M. J. DALIBARD
M. W. ERTMER
M. R. BARRUE
M. J. BAUCHE
M. P. BOUYER
M. A. ASPECT**

**Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Directeur de thèse**

*à Fabienne et Marie,
à mon père,*

Remerciements

Ma première pensée s'adresse à Monsieur IMBERT : je lui suis très reconnaissant de m'avoir accueilli dans son laboratoire et de m'y avoir fait bénéficier de conditions de travail exceptionnelles.

J'ai eu le privilège d'effectuer ce travail de thèse sous la direction d'Alain ASPECT. Je voudrais lui dire à quel point ces 4 années passées dans son groupe m'ont transformé, et le remercier pour la qualité de la formation qu'il m'a proposée. J'ai été particulièrement sensible à son souci de pédagogie et de clarté. Je retiendrai également sa philosophie de la gestion des hommes, sa capacité à les écouter et à leur faire confiance.

Tous les résultats présentés dans ce manuscrit sont bien sûr l'oeuvre d'un travail d'équipe. Merci à Vincent BOYER, Stuart MURDOCH, et Guillaume DELANNOY qui n'ont ménagé ni leur temps, ni leur peine pour faire aboutir cette expérience.

Nous avons eu la chance d'être encadrés par Philippe BOUYER. Ses talents d'organisateur, son dynamisme, ses qualités d'ingénieur et de physicien auront été essentielles pour communiquer l'élan moteur qui nous a permis d'atteindre la condensation de Bose-Einstein en un temps aussi bref. Je tiens également à le remercier pour le temps consacré à la lecture du manuscrit, les dépannages informatiques et son soutien dans les moments difficiles.

Je garderai le souvenir d'une belle aventure et je suis heureux d'avoir vécu ces moments forts avec eux. Je suis persuadé que le talent de chacun et la cohésion de l'équipe permettront d'obtenir rapidement d'autres beaux résultats.

Les deux électroaimants que nous avons utilisés pour les expériences de piégeage et condensation de Bose-Einstein ont été réalisés en collaboration avec le L.E.Si.R. Je remercie les membres de l'équipe qui ont collaboré à ce travail. Je tiens plus particulièrement à exprimer ma reconnaissance à Michel LECRIVAIN dont la créativité et les doigts de fée auront permis de développer deux générations d'électroaimant en un temps record.

Mes premiers pas dans la recherche ont été effectués sous le regard bienveillant de Christophe JURCZAK. Je le remercie pour tout ce qu'il m'a transmis, notamment pour m'avoir montré les vertus de l'esprit d'indépendance. Cette collaboration marquera avant tout pour moi le début de notre amitié.

Ces quelques années dans le monde de la Physique Atomique ont également été pour moi l'occasion de côtoyer des chercheurs de haut niveau, et profiter de leur expérience. Je tiens à remercier Chris WESTBROOK de m'avoir fait profiter de ses vastes connaissances techniques et en Physique Atomique. Je voudrais exprimer ma reconnaissance à Nathalie WESTBROOK pour la confiance qu'elle m'a témoignée au cours de mon activité d'enseignement, et pour m'avoir fait profiter de sa rigueur scientifique et son sens de l'organisation. Merci également à Jean-Yves COURTOIS pour les cours particuliers sur les équations de Bloch optiques et à Robin KAISER pour les nombreuses discussions, explications et son enthousiasme inaltérable. J'ai également profité des conseils avisés de

Klaus SENGSTOCK et ai particulièrement apprécié les quelques mois passés sous la direction de Gerhard BIRKL qui m'a encadré avec beaucoup de gentillesse et d'intelligence.

Merci à tous les membres du groupe qui ont contribué de près ou de loin au bon fonctionnement de l'expérience et ont su créer une excellente ambiance de travail : Philippe BONNET, Antoine BROWAEYS, Laurent COGNET, Julie GROSPERRIN, Paul FEATONBY, Carsten HENKEL, David HOLLEVILLE, Gabriel HORVATH, Arnaud LANDRAGIN, Yann LECOQ, Emmanuel MANDONNET, Roberta MARANI, Alice ROBERT, Véronique SAVALLI, Patrizia VIGNOLO, Dirk VOELKER, Barbara WANNER, Wilbert ROOIJAKERS. Je voudrais attribuer une mention spéciale à Stéphane MARTIN pour sa disponibilité, sa bonne humeur et ses talents d'électronicien, ainsi qu'à Guillaume LABEYRIE pour les parties de tennis et les bons petits plats.

Merci également à Françoise PELEGRINO et Isabelle GAY qui se sont chargées de nombreuses tâches administratives avec le sourire, ainsi qu'aux membres des services généraux et de l'atelier de mécanique pour leur efficacité et la qualité de leur travail : Gérard GALTIER, Jean-Louis DUCHEMIN, Robert MANON et Patrick ROTH. Merci à Monsieur TUTOU du laboratoire Aimé Cotton pour la réalisation du bâti et les soudures ultra-vide.

Le premier électroaimant, la source atomique et le contrôleur de la sonde Hall ont été directement inspirés des technologies utilisées par le groupe de Randy HULET à Rice University. Merci pour son aide et ses conseils qui nous ont fait gagner un temps précieux. Nous avons également bénéficié du matériel prêté par Roland BARILLET et Noël DIMARCQ du L.H.A, et par le service des TP de l'Ecole Supérieure d'Optique.

Je tiens à remercier la société ESSILOR pour le financement complémentaire qu'elle m'a accordé, me permettant ainsi de terminer cette thèse dans de bonnes conditions.

Je suis très honoré par la présence de M. Richard BARRUE, M. Jacques BAUCHE, M. Jean DALIBARD et M. Wolfgang ERTMER dans mon jury de thèse. J'apprécie particulièrement la contribution des rapporteurs pour leurs remarques constructives sur le manuscrit.

Enfin, je voudrais remercier Fabienne, dont la patience a été mise à rude épreuve au cours de l'année 1998, pour son indéfectible soutien. Merci également à ceux qui m'ont accompagné au cours de ces dernières années et qui ont su me faire oublier les soucis : ma famille, Bob, Calvito, Napi, Pépé, Yannig, Hervé, Laura, Laurent, Mauwice, Sidi...

Introduction 9

I Introduction au refroidissement évaporatif en piège magnétique 15

I.1 Le piégeage magnétique d'atomes neutres 15

I.1.1 Principe 15

I.1.2 Un exemple simple : le piège quadrupolaire 16

I.1.3 Suivi adiabatique du champ 17

I.1.4 Pertes non-adiabatiques 18

I.1.5 Les pièges utilisés pour la condensation de Bose-Einstein 19

a) Le "bouchon" optique 19

b) Le piège TOP 19

c) Le piège de Ioffe-Pritchard 20

I.2 Refroidissement évaporatif 22

I.2.1 Condensation de Bose-Einstein et densité dans l'espace des phases 22

I.2.2 Paramètre de dégénérescence d'un gaz dans un piège 23

I.2.3 Quelques ordres de grandeur 24

I.2.4 Les collisions à basse énergie : longueur de diffusion 24

I.2.5 Refroidissement évaporatif 25

I.2.6 Dynamique du refroidissement et emballement 27

I.2.7 Evaporation forcée par radio-fréquence 28

a) Couplage avec le champ radio-fréquence 28

b) Transition adiabatique 29

c) Cas d'un atome à plusieurs niveaux 30

d) Conclusion 31

I.3 Piégeage magnétique : les solutions existantes 32

I.3.1 Les aimants permanents 32

I.3.2 Les systèmes à bobines 32

a) Adaptation du potentiel magnétique 33

b) Compression adiabatique 33

c) Quelques chiffres 34

I.4 Les matériaux ferromagnétiques pour la condensation de Bose-Einstein 35

I.4.1	Présentation générale	35
I.4.2	Expérience préliminaire : piège en cellule	35
I.4.3	Evaporation forcée en champ magnétique élevé	36
Annexe I.A	Notations - Données sur le ^{87}Rb	39
Annexe I.B	Couplage avec le champ RF	41
II	Le ferromagnétisme : Rappels élémentaires	45
II.1	Les milieux aimantés	45
II.1.1	Le dipôle magnétique	45
II.1.2	Aimantation de la matière	46
II.1.3	Champ produit par un échantillon de matière aimantée	46
a)	Méthode des courants ampériens	47
b)	La méthode des masses magnétiques	47
II.1.4	Généralisation	48
a)	Champ total	49
b)	Excitation	49
II.1.5	Relation constitutive	49
II.1.6	Conclusion	50
II.2	Application à quelques cas particuliers	51
II.2.1	Barreau infiniment long	51
II.2.2	Disque mince	52
II.2.3	Le barreau de longueur finie	53
a)	Méthode des masses magnétiques	53
b)	Méthode des courants ampériens	54
II.2.4	Conclusion	54
II.3	Les circuits magnétiques	54
II.3.1	Réductance	54
II.3.2	Association de réductances	55
a)	Réductances en série	55
b)	Réductances en parallèle	56
II.3.3	Etude d'un cas simple	56

a)	Calcul du champ	56
b)	Discussion	57
II.3.4	Limites du modèle	58

III Deux générations d'électroaimant pour le piégeage d'atomes neutres **61**

III.1	Présentation générale	62
III.1.1	Réalisation	62
a)	Choix du matériau	62
b)	Géométrie et excitations	63
III.1.2	Calcul du champ magnétique	64
a)	Circuit équivalent	64
b)	Champ dipolaire	65
c)	Champ quadrupolaire	67
d)	Champ total	68
III.2	Caractérisation expérimentale	68
III.2.1	Moyens de mesure	69
III.2.2	Fonctionnement en régime statique	70
a)	Configuration PMO	70
b)	Cartographie du champ en configuration Ioffe	70
c)	Comparaison avec les résultats théoriques	73
d)	Evolution du potentiel de piégeage en fonction des courants	74
III.2.3	Hystérésis et champs rémanents	75
a)	Caractérisation expérimentale	75
b)	Démagnétisation de la structure ferromagnétique	75
III.2.4	Etude des régimes transitoires	76
a)	Détermination de l'inductance des bobines	76
b)	Coupure du champ	76
c)	Montée du champ	77
d)	Réalisation du montage et performances	78
III.3	Trapping cold neutral atoms with an iron-core electromagnet	80
III.4	Optimisation pour la compression adiabatique	84

III.4.1	La compression adiabatique	84
III.4.2	Critères d'optimisation du taux de compression	84
III.4.3	Influence de la taille et position des pôles	85
a)	Champ dipolaire	85
b)	Champ quadrupolaire	86
III.4.4	Résultats expérimentaux	86
a)	Champ dipolaire	87
b)	Champ quadrupolaire	88
III.4.5	Conclusion	88
III.5	Dispositif de deuxième génération	88
III.5.1	Géométrie, matériau et excitations	88
III.5.2	Champ du PMO	90
III.5.3	Caractéristiques du potentiel de piégeage	90
III.5.4	Champs rémanents	91
III.5.5	Régimes transitoires	91
a)	Réponse à un échelon de tension	91
b)	Coupure du champ	92
c)	Montée du champ	93
III.6	Conclusion générale	94
IV	Présentation du dispositif expérimental et de ses performances	95
IV.1	Le dispositif expérimental	96
IV.1.1	Présentation générale	96
IV.1.2	Le système à vide	96
IV.1.3	Les lasers	98
IV.2	La source atomique	100
IV.2.1	Description	100
IV.2.2	Régime de fonctionnement	101
IV.2.3	Détermination de la distribution de vitesses longitudinales	101
IV.2.4	Mesure du flux et de la divergence du jet	102
IV.3	La collimation	103

IV.3.1	La mélasse optique : quelques chiffres	103
IV.3.2	Description du montage	105
IV.3.3	Résultats expérimentaux	106
IV.4	Le ralentissement	106
IV.4.1	Introduction	106
IV.4.2	Description du dispositif expérimental	107
IV.4.3	Détection des atomes ralentis	108
IV.5	Le piège magnéto-optique	109
IV.5.1	Rappels	109
IV.5.2	La diffusion multiple de photons	109
IV.5.3	Le Dark SPOT	110
IV.5.4	Le montage expérimental	111
IV.5.5	Le chargement du PMO et sa durée de vie	113
IV.5.6	Caractérisation du PMO	115
IV.5.7	Température et refroidissement sub-Doppler	115
IV.5.8	Démagnétisation de la structure ferromagnétique	117
IV.6	Le piège magnétique	118
IV.6.1	Le pompage optique	118
IV.6.2	Transfert dans le piège magnétique	120
IV.6.3	Compression adiabatique	121
IV.6.4	Discussion	123
IV.6.5	Durée de vie du piège magnétique	123
a)	Précautions expérimentales	123
b)	Résultats	123
IV.7	Le champ radio-fréquence	124
IV.7.1	Conditions expérimentales	124
a)	Suivi adiabatique du niveau d'énergie	124
b)	Rampes de fréquence	125
IV.7.2	Dispositif expérimental	125
Annexe IV.A	L'atome de ^{87}Rb	127
Annexe IV.B	Imagerie en absorption	129

I.	Principe	129
II.	Absorption de la lumière par un ensemble d'atomes	130
III.	Etude du profil d'absorption	131
IV.	Dispositif expérimental	132
V.	Polarisation de l'échantillon	133
V	Refroidissement évaporatif et condensation de Bose-Einstein en champ fort	135
V1	L'effet Zeeman quadratique	135
V2	Refroidissement évaporatif d'atomes piégés dans $F = 2$	138
V2.1	Interruption de l'évaporation	138
V2.2	Evaporation RF en champ fort	139
a)	Comparaison champ fort/champ faible	139
b)	Rappels sur l'évaporation en champ faible	140
c)	Structure des anti-croisements en champ fort	141
d)	Interruption de l'évaporation	142
V2.3	Evaporation à fréquence fixe	142
V2.4	Efficacité de l'évaporation en champ fort	144
V2.5	Evolution de la température	147
V3	Refroidissement évaporatif d'atomes piégés dans $F = 1$	149
V3.1	Influence du terme quadratique	149
V3.2	Coupure du champ magnétique	150
V3.3	Pureté de l'échantillon initial	151
V3.4	Condensation de Bose-Einstein	152
V3.5	Conclusion	153
	Conclusion générale	155
Annexe V.A	Modélisation du refroidissement évaporatif	157
I.	Description du modèle	158
I.1	Présentation générale	158

a)	Système étudié - Approximations	158
b)	Potentiel de piégeage	158
c)	Gaz en quasi-équilibre	159
I.2	Etude du gaz d'atomes piégés	160
a)	Rappels mathématiques	160
b)	Propriétés de quasi-équilibre	160
c)	Etude du processus d'évaporation	161
d)	Déversement	162
e)	Collisions avec le gaz résiduel	162
I.3	Equations différentielles d'évolution	162
a)	Nombre d'atomes	162
b)	Température	163
c)	Conclusion	163
II.	Présentation du logiciel de simulation	163
II.1	Présentation générale	164
II.2	Résolution numérique des équations différentielles d'évolution	164
II.3	Vérification	164
a)	Comparaison avec le calcul analytique	164
b)	Comparaison avec l'expérience	166
Annexe VB	Spectroscopie des réseaux d'atomes froids par corrélations d'intensité sélectives en polarisation	167
Bibliographie		189
Quelques sites web		195

Introduction

Au cours de l'année 1924, Albert Einstein, à partir des travaux du physicien indien Satyendra Nath Bose [1], eut la surprise de découvrir que, sous certaines conditions, un gaz sans interactions subit une transition de phase [2]. En effet, un calcul de statistique quantique montre qu'en refroidissant un gaz de bosons en dessous d'une température critique, une population macroscopique s'établit dans le niveau fondamental du système : c'est la condensation de Bose-Einstein (CBE). Toutes les particules sont alors décrites par une seule et même fonction d'onde, le gaz ainsi formé constitue alors une véritable onde de matière macroscopique. Depuis sa prédiction théorique, on a découvert que cet effet est à la base de nombreux phénomènes [3] : superfluidité de l'hélium, supraconductivité... et touche des domaines de la Physique très différents : matière condensée, Astrophysique, Physique nucléaire. Jusqu'à la période récente, les seuls systèmes exploitables pour l'étude expérimentale de la CBE étaient l'hélium superfluide et les excitons.

Dans ces milieux, la densité est très élevée et les interactions entre particules modifient la nature de la transition de phase et compliquent singulièrement les analyses théoriques. C'est pourquoi les physiciens ont longtemps cherché à atteindre la CBE avec un gaz dans le régime dilué, pour lequel les interactions sont faibles et peuvent être décrites par la théorie du champ moyen. Ainsi, au début des années 80, il apparaît qu'un gaz d'hydrogène polarisé constitue un bon candidat [4] et quelques équipes démarrent des expériences visant à le refroidir jusqu'au seuil de condensation. On assiste alors au développement de techniques très performantes de refroidissement. Ainsi en 1986, Harald Hess [5] propose l'idée du refroidissement évaporatif en piège magnétique. Malgré l'efficacité de cette technique, les progrès sont lents [6]. En effet, d'une part des pertes apparaissent à haute densité et limitent l'efficacité du refroidissement évaporatif, d'autre part l'absence de transitions optiques facilement accessibles rend difficile la caractérisation de l'échantillon.

En parallèle, les techniques de piégeage et refroidissement d'atomes par laser se développent et permettent d'étendre aux alcalins l'utilisation du refroidissement évaporatif en piège magnétique. Ainsi, la méthode d'évaporation forcée par radio-fréquence [7] est utilisée pour la première fois au début des années 90. Les alcalins se révèlent alors remarquablement bien adaptés à cette technique et, en 1995, une équipe du JILA annonce la condensation de Bose-Einstein d'un gaz de rubidium [8], suivie de près par une équipe du MIT sur sodium [9]. Au

même moment, une équipe de Rice University obtient des signaux susceptibles de correspondre à la transition de phase avec un gaz de lithium [10] . Ces résultats ont été confirmés par la suite [11] . Depuis, de nombreux groupes ont démarré des programmes expérimentaux d'étude du condensat de Bose-Einstein. On dénombre à ce jour 16 expériences réussies dans le monde et une dizaine en cours. Bien qu'utilisant toutes le refroidissement évaporatif en phase finale, les dispositifs expérimentaux reposent sur des configurations très diverses, ce qui montre la polyvalence et la robustesse de cette technique.

Le condensat de Bose-Einstein suscite donc un engouement considérable tant du point de vue expérimental que théorique. En effet, malgré le travail considérable effectué par les groupes pionniers, le champ d'étude reste extrêmement vaste. Parmi le foisonnement d'idées qui agite actuellement le monde de la Physique des basses températures, j'ai sélectionné quelques thèmes qui me semblent représentatifs de la richesse des phénomènes mis en jeu.

Caractérisation des interactions entre particules : le refroidissement évaporatif d'un gaz constitue un outil puissant pour déterminer un certain nombre de propriétés de l'espèce étudiée. Par exemple, l'observation de résonances de Feshbach [26,27] avec ce type d'expérience permet de caractériser finement les potentiels singulet et triplet. De plus, l'étude d'un condensat à plusieurs composantes constitue également un moyen intéressant d'étude des interactions entre particules piégées dans différents sous-niveaux Zeeman. Ainsi, l'équipe de C. Wieman a montré la possibilité de formation simultanée de condensats dans différents états hyperfins du rubidium 87 [22,23] . L'approche utilisée par le groupe du MIT consiste à transférer l'échantillon d'atomes condensés obtenu par refroidissement évaporatif, dans un piège dipolaire optique [24] . Avec cette méthode, le déplacement lumineux est identique pour tous les sous-niveaux Zeeman. Il est ainsi possible d'obtenir une superposition cohérente de condensats dans différents niveaux atomiques. On observe alors que l'échantillon s'organise en domaines magnétiques [25] .

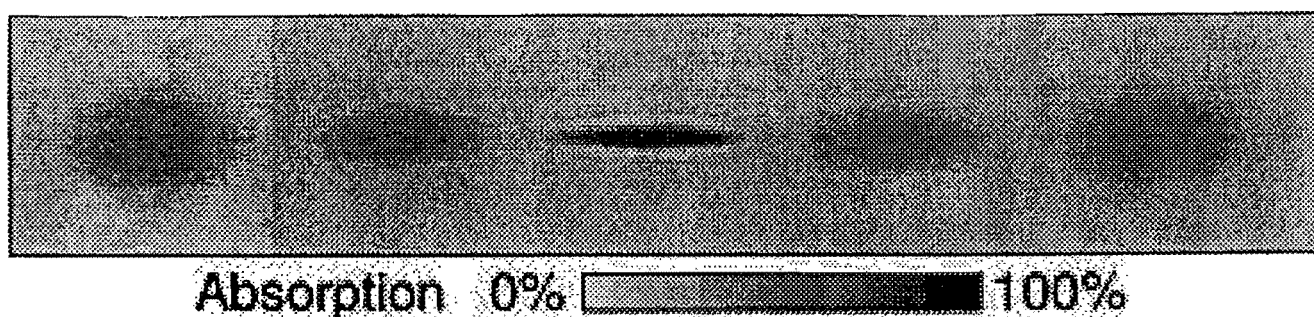
Par ailleurs, les expériences de refroidissement évaporatif d'un gaz de césium ont permis de mettre en évidence un phénomène de résonance de diffusion [28] qui ralentit la dynamique du refroidissement évaporatif pour des températures supérieures à quelques dizaines de μK . En outre, l'équipe de J. Dalibard a eu la (mauvaise) surprise de constater que le taux de collisions inélastiques est bien plus important pour le césium que pour les autres alcalins [29] , ce qui complique singulièrement l'obtention de la condensation de Bose-Einstein.

Enfin, cette technique donne accès au signe de la longueur de diffusion, grandeur difficilement accessible par d'autres techniques. En effet, dans le cas d'un gaz présentant des interactions attractives, on assiste à un phénomène d'écroulement du condensat quand la densité de l'échantillon atteint une certaine valeur critique [11] . En revanche, si les interactions entre particules sont répulsives, il est possible d'obtenir un condensat stable avec un grand nombre d'atomes. L'étude de la stabilité du condensat permet donc de caractériser la nature des interactions entre

particules.

Refroidissement de fermions : on cherche également à appliquer les méthodes de refroidissement évaporatif à des gaz de lithium, potassium et hélium métastable qui présentent l'intérêt d'avoir des isotopes fermionique et bosonique. Comme les collisions dans l'onde s sont interdites pour les fermions, le refroidissement évaporatif n'est pas utilisable directement. Une méthode de refroidissement possible consiste à piéger simultanément un gaz de bosons et un gaz de fermions, puis à évaporer les bosons. Par refroidissement sympathique, on observe alors une diminution de la température des deux espèces piégées. On espère ainsi obtenir une mer de Fermi avec un gaz dans le régime dilué. Ceci constituerait une première étape vers l'observation de transitions BCS avec des paires de fermions [30], ou une annulation de l'émission spontanée [31].

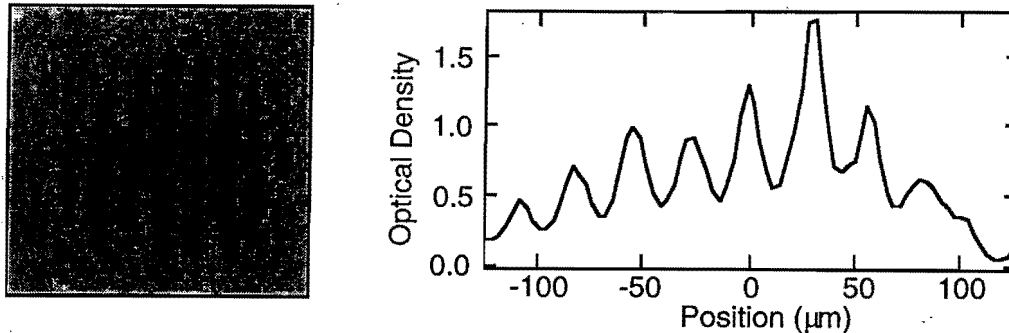
Les phénomènes dynamiques : l'étude de la dynamique du gaz quantique fournit un nombre considérable d'informations. Ainsi, la détermination des fréquences des modes d'excitation collective, de leur amortissement [12, 13], puis l'évolution de ces propriétés avec la température [14, 15] a permis d'effectuer un premier test (réussi) de la théorie du champ moyen. Les gaz d'alcalins dans le régime dilué constituent un milieu privilégié pour ce type d'expérience car, contrairement à l'hélium superfluide pour lequel la fraction d'atomes condensés dépasse rarement 10%, il est possible de former des condensats quasiment purs. L'interprétation des résultats expérimentaux est donc beaucoup plus facile. A cet égard, la génération et l'étude des vortex devraient jouer un rôle fondamental pour la compréhension des mécanismes de la superfluidité.



Mode de "respiration" d'un condensat de Bose-Einstein (extrait de [13])

Optique et Interférométrie Atomique : sans entrer dans le débat sur la définition exacte du "laser à atomes", il est indéniable que le condensat de Bose-Einstein présente un certain nombre de propriétés analogues à celles d'un laser. D'une part, ses propriétés de cohérence sont maintenant bien établies : avec l'observation d'un système de franges correspondant à l'interférence de deux condensats [16], l'équipe de W. Ketterle a montré qu'on pouvait lui

attribuer une phase globale, et a ainsi mis en évidence son caractère ondulatoire macroscopique.



Interférence entre deux condensats (extrait de Bose-Einstein condensation in dilute atomic gases, Proceedings of the SPIE conference, 1998)

Après cette démonstration de la cohérence d'ordre 1, une analyse de l'énergie d'interaction [17] et de la recombinaison à 3 corps [18] a permis de caractériser les cohérences d'ordre 2 et 3 à courte distance. En Optique classique, une façon claire de distinguer un laser d'une source thermique consiste à analyser la cohérence d'ordre supérieur de la lumière. Ainsi, les photons émis par une source classique sont sujets à un phénomène de groupement (*bunching*), c'est à dire qu'ils sont préférentiellement détectés par paire [19]. Cette propriété n'est plus vraie pour un laser. De la même façon, les expériences ont permis de montrer que la probabilité de trouver 2 ou 3 bosons groupés est plus élevée pour un gaz thermique que pour un condensat de Bose-Einstein.

D'autre part, une analogie s'établit clairement entre les éléments d'une cavité laser et le dispositif nécessaire à la formation d'un condensat de Bose. En effet, les atomes sont confinés dans le piège magnétique de la même façon que les photons le sont dans une cavité. Par ailleurs, l'étude menée dans [21] a permis de mettre en évidence le processus d'accroissement stimulé du nombre d'atomes dans le condensat. Juste au dessus du seuil de condensation ($T > T_C$), le nuage thermique constitue un réservoir d'atomes confinés dans des états quantiques d'ordre élevé. Quand on franchit le seuil de condensation, un certain nombre d'atomes viennent peupler le niveau fondamental du système. C'est un processus stimulé lié à la statistique bosonique qui pousse alors les autres particules à venir peupler préférentiellement cet état fondamental. Comme pour un laser, on observe donc l'existence d'un seuil et la construction d'une population macroscopique dans un mode du champ atomique à partir d'un processus de gain. Enfin, le couplage des atomes hors de la cavité peut être effectué de 2 façons. Il est possible de couper le potentiel de piégeage, ce qui est analogue à l'ouverture rapide d'une cavité. Une autre solution, analogue au coupleur de sortie d'une cavité laser, consiste à utiliser une onde RF pour transférer une partie de la population atomique vers un sous-niveau anti-piégeant [20].

On s'attend donc à ce que le condensat bouleverse les méthodes de l'Optique et l'Interférométrie Atomique, de la même façon que le laser a révolutionné l'Optique Photonique à

partir des années 70. Par exemple, on pense utiliser ses propriétés de cohérence pour obtenir rapidement des systèmes de franges bien résolus avec un bon rapport signal à bruit, ce qui devrait conduire à une amélioration de la résolution des dispositifs d'interférométrie atomique. De même, l'observation d'un speckle atomique après rebond sur un miroir atomique devrait autoriser une caractérisation fine de la rugosité du miroir.

Dans un autre registre, on peut montrer que l'évolution du condensat est pilotée par une équation non linéaire, dont le terme non-linéaire est déterminée par les interactions entre particules. On dispose donc d'un milieu dont la non linéarité est contrôlable en jouant sur la densité de l'échantillon. Grâce à ces propriétés non linéaires, les théoriciens prédisent la formation de structures stables dans le condensat, similaires à celles qui caractérisent la propagation d'un faisceau lumineux dans un milieu non linéaire : par exemple des solitons noirs. En résumé, le condensat de Bose-Einstein ouvre les voies de l'Optique Atomique non linéaire cohérente.

Il va de soi que le résumé précédent ne fournit pas une liste exhaustive des résultats obtenus sur le condensat de Bose-Einstein depuis 1995. En effet, ces 3 années ont permis aux groupes pionniers d'effectuer un grand nombre d'expériences qui n'ont pas toutes été citées ci-dessus. Nous n'avons pas non plus fait mention des différents dispositifs expérimentaux qui ont permis d'atteindre la condensation de Bose-Einstein. Une revue sera effectuée au chapitre I. Enfin, signalons que le condensat de Bose-Einstein a donné lieu à une quantité considérable d'articles théoriques qu'il n'est bien sûr pas possible de citer. Une liste quasi-complète des références bibliographiques sur le sujet peut être obtenue en parcourant les sites web indiqués à la fin de ce mémoire.

Pour que le condensat de Bose-Einstein devienne un outil incontournable au même titre par exemple que le piège magnéto-optique, il est indispensable d'améliorer les performances des dispositifs expérimentaux. Actuellement, la production de condensats de Bose-Einstein se fait de manière pulsée avec un taux de répétition faible (2 à 3 coups/minute) qu'on cherche évidemment à améliorer. Il serait également intéressant de produire un jet continu d'atomes condensés.

Par ailleurs, il faut bien avouer que la réalisation d'un condensat de Bose-Einstein requiert des prouesses technologiques : une telle expérience nécessite d'une part un système à vide permettant d'atteindre des pressions de gaz résiduel inférieures à 10^{-10} mbar, d'autre part un ensemble d'alimentations électriques stabilisées et puissantes (quelques kW). Une alternative possible pour contourner ces difficultés consiste à atteindre le seuil de condensation en utilisant des méthodes de refroidissement laser [34], mais l'efficacité de ces méthodes à haute densité reste à démontrer.

C'est au départ, une volonté de réduire les problèmes techniques liés à l'utilisation de courants intenses qui a motivé ce travail de thèse. En effet, l'utilisation de matériaux ferromagnétiques

nous a paru bien adaptée pour générer un potentiel magnétique confinant avec une puissance électrique faible. Nous avons donc développé un électroaimant en fer pur ne nécessitant ni alimentation de puissance, ni alimentation par eau qui nous a permis d'atteindre la condensation de Bose-Einstein. En fait, la configuration de champ magnétique que nous avons utilisée nous a permis de découvrir certains mécanismes qui, à notre connaissance, n'avaient pas encore été pris en compte. Cette thèse a donc contribué à l'approfondissement des connaissances dans le domaine de l'évaporation radio-fréquence en présence d'un champ magnétique élevé.

Après cette démonstration de principe, l'utilisation de matériaux ferromagnétiques semble prometteuse pour la production et l'étude des condensats de Bose-Einstein. De nombreuses améliorations sont en cours. Elles devraient notamment conduire à la génération de potentiels extrêmement raides (nous espérons obtenir des fréquences pouvant atteindre 1.5 kHz dans les directions radiales avec 20 Hz dans la direction longitudinale). Les conditions attendues devraient nous permettre de produire des condensats de Bose-Einstein avec un grand nombre d'atomes (quelques 10^7), à une cadence élevée (environ 5 s^{-1}). Ainsi, aussi bien sur le plan pratique, que pour ce qui est du domaine des paramètres accessibles, ce travail constitue un début plutôt qu'un aboutissement.

Chapitre I

Introduction au refroidissement évaporatif en piège magnétique

Ce chapitre est destiné à rappeler au lecteur les notions de base nécessaires à la compréhension de ce travail de thèse. Après quelques éléments concernant le piégeage magnétique d'atomes neutres, nous présenterons les différents types de piège magnétique utilisés pour la condensation de Bose-Einstein. Nous aborderons ensuite le refroidissement évaporatif : après en avoir rappelé le principe et donné quelques ordres de grandeur, nous exposerons la technique d'évaporation par radio-fréquence. Puis, nous étudierons la dynamique du processus de refroidissement et présenterons les conditions à remplir pour une évaporation efficace.

Ces résultats nous permettront d'analyser les différentes techniques de piégeage magnétique et de mettre en évidence l'intérêt des matériaux ferromagnétiques pour la condensation de Bose-Einstein. Nous terminerons ce chapitre par un sommaire des résultats présentés dans ce mémoire.

I.1 Le piégeage magnétique d'atomes neutres

I.1.1. Principe

A cause de la neutralité électrique des atomes, leur piégeage magnétique fait intervenir le couplage entre le champ magnétique et leur moment dipolaire magnétique permanent. Considérons donc un atome dans un sous niveau Zeeman $|m_F\rangle$ placé dans un champ magnétique $\mathbf{B} = B \mathbf{u}$, présentant un minimum de module en $\mathbf{r} = 0$. La composante du moment dipolaire magnétique μ de l'atome suivant $\mathbf{B}$ vaut :

$$\mu \cdot \mathbf{u} = -g_F m_F \mu_B \quad (\text{I.1})$$

où g_F désigne le facteur de Landé dans le niveau atomique considéré et μ_B représente le magnéton de Bohr ($\frac{\mu_B}{h} = 1.4 \text{ MHz/Gauss}$)¹. L'énergie magnétique du moment dipolaire magnétique dans le champ $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ vaut alors [35] :

¹ On trouve parfois dans la littérature la notation abusive : $\frac{\mu_B}{2\pi} = 1.4 \text{ MHz/Gauss}$.

$$E(\mathbf{r}) = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = g_F m_F \mu_B |\mathbf{B}(\mathbf{r})| \quad (\text{I.2})$$

et varie d'un point à l'autre de l'espace. L'atome est donc soumis à une force :

$$\mathbf{F} = -\text{grad}(E(\mathbf{r})) \quad (\text{I.3})$$

Si le moment dipolaire magnétique est aligné dans la direction du champ, son énergie magnétique est négative et présente un maximum local à l'origine, la force qui dérive de ce potentiel repousse donc l'atome de l'origine. Au contraire, si son moment dipolaire magnétique est aligné dans la direction opposée à $\mathbf{B}$, l'atome voit un minimum de potentiel et la force magnétique tend à le ramener vers l'origine.

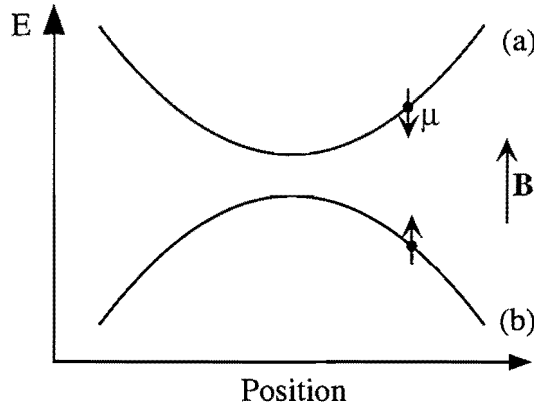


Figure 1.1: Energie d'un dipôle dans un champ magnétique présentant un minimum de module en O . (a) état piégeant : le dipôle est orienté dans le sens opposé à $\mathbf{B}$, (b) état anti-piégeant : le dipôle est orienté dans le même sens que $\mathbf{B}$.

La seconde configuration permet donc de piéger une particule présentant un moment dipolaire magnétique anti-parallèle au champ. C'est le cas d'un atome dans un sous-niveau tel que $g_F m_F > 0$.

On peut se demander s'il est possible de piéger un atome dans un sous-niveau Zeeman pour lequel $g_F m_F < 0$. En réponse à cette question, on peut montrer [36, 37] que les équations de Maxwell interdisent l'existence d'un maximum local de $|\mathbf{B}(\mathbf{r})|$ pour un champ magnétique statique dans le vide : c'est le *théorème de Wint*. La seule configuration piégeante avec des champs statiques consiste donc à placer des atomes dans un état attiré par les champs faibles dans un minimum de module du champ magnétique. On appelle donc les états qui vérifient $g_F m_F > 0$ états "piégeants" et les états qui vérifient $g_F m_F < 0$, états "anti-piégeants".

I.1.2. Un exemple simple : le piège quadrupolaire

On considère deux bobines circulaires identiques, de même axe Z , centrées symétriquement

autour de l'origine et parcourues par des courants opposés. Cette configuration est appelée configuration anti-Helmholtz.

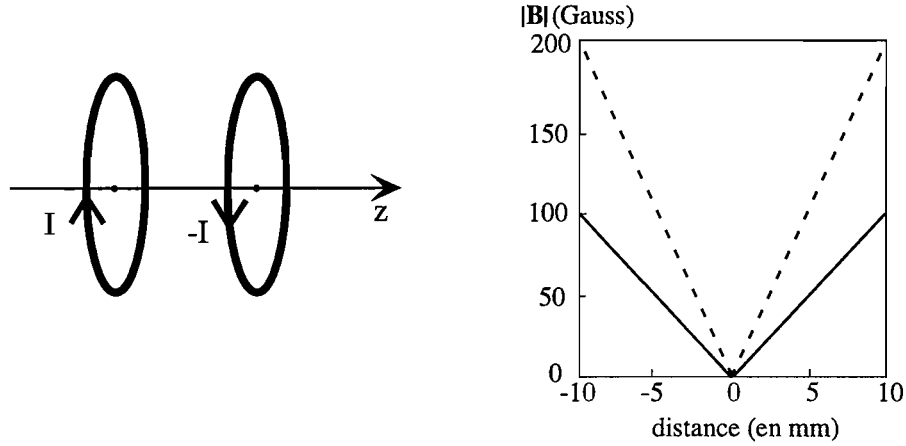


Figure I.2: Potentiel de piégeage généré par deux bobines en configuration anti-Helmholtz : dans les trois directions, le module du champ varie linéairement de part et d'autre de l'origine, où sa valeur est nulle (direction X et Y : courbe en traits pleins, direction Z : courbe en pointillés)

On peut montrer qu'au voisinage de l'origine, le champ magnétique s'écrit :

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} -B'x \\ -B'y \\ 2B'z \end{pmatrix} \quad (\text{I.4})$$

Cette configuration permet donc de créer un champ magnétique qui s'annule à l'origine et croît linéairement dans les 3 directions de l'espace : c'est un *champ quadrupolaire sphérique*. On constate que le module du champ :

$$|\mathbf{B}| = B' \sqrt{x^2 + y^2 + 4z^2} \quad (\text{I.5})$$

présente un minimum à l'origine, où il s'annule (figure I.2). C'est la configuration qui a été utilisée pour la première expérience de piégeage d'atomes neutres [38] .

I.1.3. Suivi adiabatique du champ

Jusqu'à présent, nous avons considéré que le moment magnétique restait antiparallèle à $\mathbf{B}$ et que le potentiel vu par l'atome était proportionnel au module du champ magnétique. Cependant, dans une configuration de champ magnétique présentant un minimum local de module, la direction de $\mathbf{B}$ varie d'un point à l'autre de l'espace. A quelle condition le moment dipolaire magnétique de l'atome garde-t-il son orientation par rapport au champ?

Pour répondre à cette question, nous nous plaçons dans le référentiel de l'atome. Au cours de sa trajectoire, l'atome voit le champ magnétique changer d'orientation avec une vitesse de rotation ω_R . Si cette perturbation ne possède pas de composante spectrale proche de la fréquence

de transition $\omega_L = \frac{g_F m_F \mu_B B}{\hbar}$ (égale à la fréquence de Larmor) entre sous-niveaux Zeeman adjacents, l'atome reste dans le même sous-niveau. Pour que le moment dipolaire magnétique suive la rotation du champ, il est donc nécessaire que celle-ci soit lente par rapport ω_L :

$$\omega_L \gg \omega_R \quad (\text{I.6})$$

C'est le critère de suivi adiabatique de la direction du champ magnétique.

I.1.4. Pertes non-adiabatiques

Pour illustrer les problèmes de suivi adiabatique du champ, considérons un atome piégé se déplaçant le long de l'axe Z, dans un champ quadrupolaire sphérique. Comme le montre la figure I.3, le champ magnétique s'annule et change de direction au voisinage de l'origine.

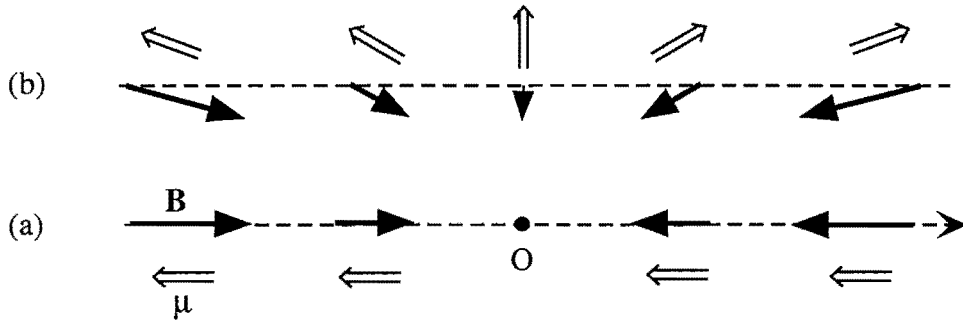


Figure I.3: (a) Si la trajectoire atomique passe au centre du piège, la condition de suivi adiabatique du champ n'est plus respectée et l'atome se retrouve dans un état anti-piégeant. (b) Pour une trajectoire voisine, le champ garde une valeur suffisante et le moment magnétique atomique suit adiabatiquement la direction du champ.

Ainsi, au fur et à mesure que l'atome se rapproche du centre du piège, la fréquence de Larmor ω_L diminue. Au point de retournement de B , le critère d'adiabaticité (I.6) n'est plus vérifié et le moment dipolaire magnétique de l'atome n'est plus capable de suivre la direction du champ. Après avoir traversé le centre du piège, il est donc aligné avec le champ et l'atome se retrouve dans un état anti-piégeant. Il voit alors un potentiel répulsif et est expulsé du piège.

Ces transitions non-adiabatiques (également appelées transitions de Majorana [39]) se traduisent donc par des pertes. On peut montrer [40] qu'une bonne estimation du taux de pertes est donnée par :

$$\tau \simeq \frac{m}{\hbar} l^2 \quad (\text{I.7})$$

où l représente la taille du nuage d'atomes piégés et m la masse atomique.

Ainsi, pour un nuage d'atomes de rubidium de 1 mm de diamètre, la durée de vie d'un nuage de Rubidium de 1 mm de diamètre vaut : $\tau \simeq 140$ s. Le piège quadrupolaire permet donc de piéger sur de longues durées des échantillons de grand diamètre.

Ceci n'est plus vrai quand on diminue la température et donc la taille du nuage atomique, ce qui est le cas quand on cherche à atteindre la condensation de Bose-Einstein. Par exemple, pour un nuage de $10 \mu\text{m}$ de diamètre, la durée de vie n'est plus que de 0.01 s . Pour la condensation de Bose-Einstein, il est donc impératif de s'affranchir de ces transitions Majorana.

I.1.5. Les pièges utilisés pour la condensation de Bose-Einstein

Nous présentons maintenant les différentes solutions qui ont été mises en oeuvre pour éliminer les pertes de Majorana, inhérentes au piège quadrupolaire.

a) Le "bouchon" optique

La solution imaginée par le groupe de W. Ketterle [9] consiste à utiliser un piège quadrupolaire et à focaliser un puissant faisceau laser désaccordé vers le bleu de la transition atomique au centre du piège. Les atomes voient alors un potentiel répulsif au centre qui les empêche de s'approcher du zéro de champ magnétique. On parvient ainsi à éliminer les transitions Majorana et cette technique a permis d'atteindre le régime de dégénérescence quantique avec un gaz de sodium.

b) Le piège TOP

C'est ce dispositif qui a été utilisé par le groupe d'E. Cornell pour la première observation d'un condensat de Bose-Einstein avec un gaz de rubidium en 1995 [8]. Le principe consiste à utiliser un piège quadrupolaire et à lui superposer un champ B_0 . Si ce champ est constant, il ne fait que déplacer le minimum nul du module de B et les atomes subissent encore des pertes Majorana.

Si on fait tourner le champ B_0 à une fréquence grande devant la fréquence d'oscillation des atomes dans le puits de potentiel, ceux-ci n'ont pas le temps de se déplacer pour suivre le minimum du potentiel "instantané" qui tourne avec le champ. Ils voient donc un potentiel moyenné. Notons cependant que la fréquence de rotation du champ tournant doit être petite devant la fréquence de Larmor pour assurer un suivi adiabatique du champ par le moment magnétique atomique. En pratique, la fréquence d'oscillation des atomes est de l'ordre de 100 Hz alors que la fréquence de Larmor vaut environ quelques MHz . Un champ tournant à une fréquence de 10 kHz permet donc de satisfaire les conditions de moyennage et de suivi adiabatique.

On peut montrer que le potentiel effectif de confinement s'écrit alors :

$$U_{\text{TOP}}(r) = g_F m_F \mu_B B_0 + g_F m_F \mu_B \frac{B'^2}{4B_0} (x^2 + y^2 + 8z^2) \quad (\text{I.8})$$

Les atomes voient donc un potentiel harmonique anisotrope dont la constante de raideur est 8 fois plus grande dans la direction Z que suivant les axes X et Y .

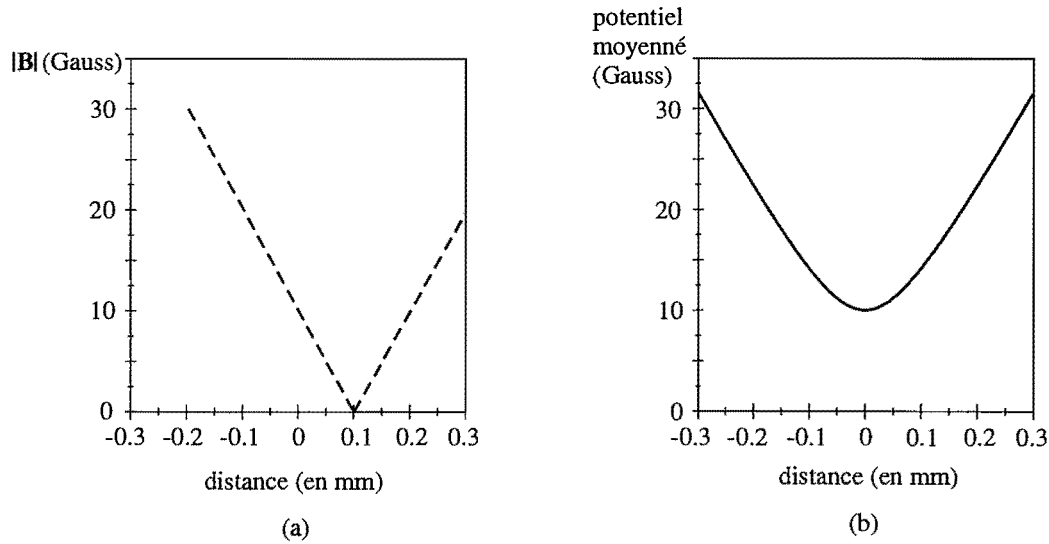


Figure I.4: (a) Potentiel "instantané" : le centre du piège est translaté par rapport à l'origine. (b) Potentiel "moyenné" : les atomes voient un potentiel effectif qui présente un minimum non nul de champ magnétique.

c) Le piège de Ioffe-Pritchard

Le principe du piège de Ioffe-Pritchard [41, 42] consiste à générer un champ magnétique statique présentant un minimum local non nul de son module. En choisissant une valeur de ce minimum suffisamment grande, on vérifie alors la condition d'adiabaticité en tout point du piège. En pratique, un minimum de l'ordre du Gauss permet de satisfaire la condition de suivi adiabatique pour des atomes piégés à quelques centaines de μK .

L'idée consiste à confiner les atomes dans les directions X, Y avec un champ quadrupolaire² :

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} B'x \\ -B'y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{I.9})$$

et à lui superposer un champ dipolaire :

$$B_z(x, y, z) = B_0 + B''z^2 - \frac{B''}{2}(x^2 + y^2) \quad (\text{I.10})$$

permettant de confiner les atomes dans la direction Z tout en assurant un minimum non nul de module du champ.

Plusieurs configurations permettent d'aboutir à ce résultat : "feuille de trèfle" [43] , "balle de baseball" [22] , configuration quadrupole-Ioffe [44] , bouteille magnétique [45] ... et la configuration Ioffe-Pritchard originale [46] que nous présentons à la figure I.5.

Le module du champ magnétique se déduit du champ total, on obtient :

² Attention à ne pas confondre le champ quadrupolaire sphérique qui varie linéairement suivant les trois directions de l'espace, et le champ quadrupolaire linéaire qui ne varie que suivant deux dimensions de l'espace.

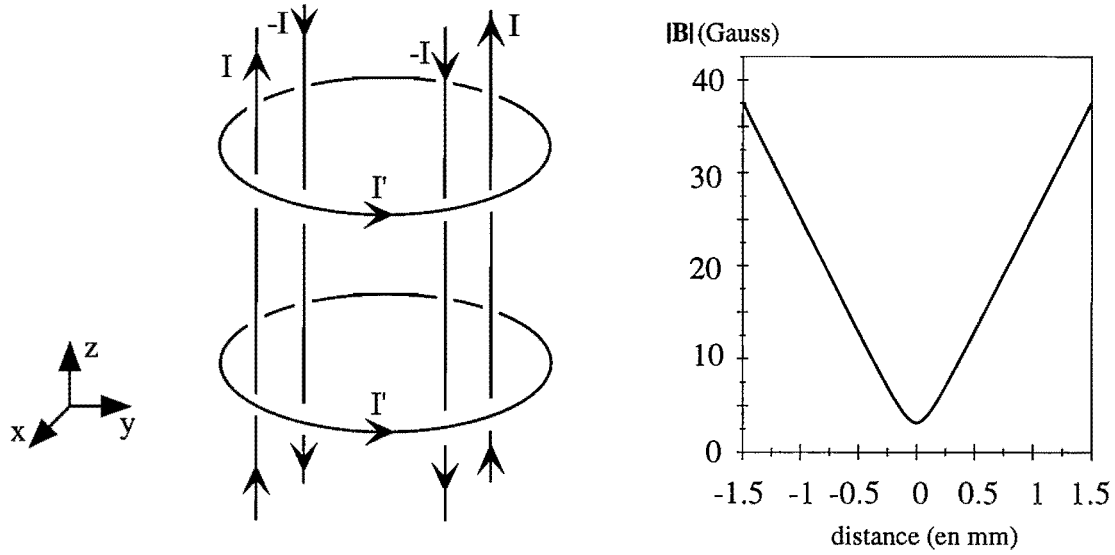


Figure I.5: Configuration de Ioffe-Pritchard : les 4 fils verticaux passant par les 4 sommets d'un carré dans le plan xOy sont parcourus par des courants valant soit I , soit $-I$. Les 2 bobines circulaires sont parcourues par le même courant I' , centrées autour de Oz (axe de symétrie des fils) et écartées d'une distance supérieure à celle correspondant à la position de Helmholtz. La courbe adjacente représente l'évolution du potentiel suivant une direction radiale. Il évolue quadratiquement au voisinage de l'origine puis linéairement.

$$|B| = \sqrt{\left(B_0 + B''z^2 - \frac{B''}{2}(x^2 + y^2)\right)^2 + B'^2(x^2 + y^2)} \quad (I.11)$$

L'allure du potentiel est représentée à la figure I.5 : on remarque que la forme du potentiel vu par les atomes dépend de la taille l du nuage.

- Si $l \ll B_0/B'$, on peut effectuer un développement limité de l'expression ci-dessus et, au second ordre en x, y, z , on obtient :

$$|B| \simeq B_0 + B_r''(x^2 + y^2) + B_z''z^2 \quad (I.12)$$

où $B_r'' = \frac{B'^2}{2B_0} - \frac{B''}{2}$ désigne la courbure radiale, et $B_z'' = B''$ la courbure longitudinale. En contrôlant les différents paramètres du piège, il est donc possible de contrôler l'anisotropie du potentiel magnétique. Le minimum de $|B|$ est B_0 , que nous appellerons *biais magnétique* dans la suite de ce mémoire (souvent désigné par le terme *bias field* en anglais).

- Dans le cas où $l \gg B_0/B'$, le potentiel reste harmonique suivant l'axe Z mais devient linéaire le long des axes X et Y

I.2 Refroidissement évaporatif

I.2.1. Condensation de Bose-Einstein et densité dans l'espace des phases

Considérons un système de N bosons placés dans un puits de potentiel $U(\mathbf{r})$ de profondeur infinie, en équilibre thermodynamique à la température T . On suppose que $U(\mathbf{r})$ est minimum à l'origine et on appelle n_0 la densité au centre. Nous cherchons ici à déterminer dans quelles conditions le gaz est susceptible de présenter un comportement quantique.

Un bon paramètre pour estimer l'étalement caractéristique de la fonction d'onde associée à chaque particule est la *longueur d'onde de de Broglie thermique* :

$$\Lambda = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}} \quad (\text{I.13})$$

où k_B représente la constante de Boltzmann.

Si Λ est petit devant la distance interatomique, le recouvrement des fonctions d'onde est quasiment nul et un modèle classique permet de décrire correctement le comportement du gaz. En revanche, si on refroidit le gaz jusqu'à ce que la longueur d'onde de Broglie thermique soit de l'ordre de la distance entre atomes, le recouvrement entre fonctions d'onde n'est plus négligeable et il faut alors tenir compte des effets de statistique quantique. Pour être plus précis, on peut montrer [48] que, dans ce régime, une population macroscopique dans le niveau fondamental se construit : c'est la *condensation de Bose-Einstein*. Tous les bosons sont alors dans le même état quantique, c'est-à-dire que leurs fonctions d'onde sont identiques : on a donc un état macroscopique cohérent.

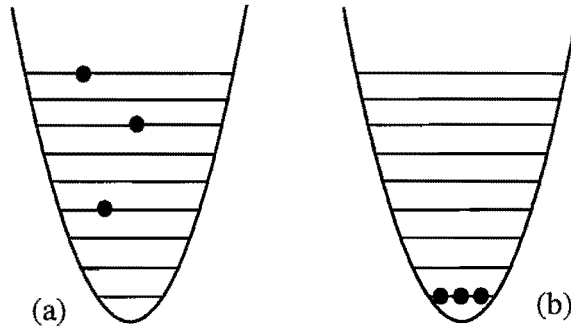


Figure I.6: (a) régime classique : tous les niveaux d'énergie ont une petite probabilité d'être occupés (b) condensat de Bose-Einstein : toutes les particules sont dans le niveau fondamental.

Pour caractériser la situation, on introduit la quantité :

$$\rho = n_0 \Lambda^3 \quad (\text{I.14})$$

qui détermine le nombre d'atomes contenus dans un volume égal à Λ^3 . On s'attend donc à

atteindre le régime de dégénérescence quantique pour $\rho \simeq 1$. Un calcul exact [48] montre que l'on atteint le seuil de condensation pour $\rho = 2.612$.

Pour préciser la signification physique de la quantité ρ , nous introduisons la densité dans l'espace des phases $f(\mathbf{r}, \mathbf{p})$. Le nombre $d^6 N$ d'atomes contenus dans le volume $d^3 r d^3 p$ autour du point $\mathbf{r}, \mathbf{p}$ s'écrit :

$$d^6 N = d^3 r d^3 p f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \quad (\text{I.15})$$

On peut montrer [53] que pour un gaz bien au dessus du seuil de condensation et sous l'hypothèse d'un mouvement suffisamment ergodique, la distribution en énergie du gaz d'atomes piégés est proche d'une distribution de Boltzmann. La fonction $f(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ prend alors la forme :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{n_0 \Lambda^3}{h^3} e^{-\frac{U(\mathbf{r}) + \mathbf{p}^2/2m}{k_B T}} \quad (\text{I.16})$$

La quantité $n_0 \Lambda^3$ représente donc le nombre d'atomes dans une cellule élémentaire de l'espace des phases de volume h^3 , située à l'origine:

$$\rho = n_0 \Lambda^3 = f(0, 0) h^3 \quad (\text{I.17})$$

Ceci conduit à des abus de langage puisqu'on la confond parfois dans la littérature avec la densité dans l'espace des phases proprement dite. Nous la nommerons dans la suite *paramètre de dégénérescence*.

I.2.2. Paramètre de dégénérescence d'un gaz dans un piège

Avant de donner quelques ordres de grandeur typiques des expériences de condensation de Bose-Einstein, nous effectuons quelques rappels concernant les propriétés d'un gaz piégé à l'équilibre thermodynamique. On considère le cas d'un piège harmonique :

$$U(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} m \Omega_x^2 x^2 + \frac{1}{2} m \Omega_y^2 y^2 + \frac{1}{2} m \Omega_z^2 z^2 \quad (\text{I.18})$$

et on étudie les grandeurs caractéristiques d'un ensemble de N atomes piégés à une température T . Il est utile d'introduire la fréquence d'oscillation effective, moyenne géométrique des fréquences d'oscillation :

$$\Omega_{\text{eff}} = (\Omega_x \Omega_y \Omega_z)^{1/3} \quad (\text{I.19})$$

Une intégration sur les p de l'expression (I.16) nous permet d'obtenir l'expression de la densité atomique :

$$n(\mathbf{r}) = n_0 e^{-\frac{m \Omega_x^2 x^2}{2 k_B T}} \cdot e^{-\frac{m \Omega_y^2 y^2}{2 k_B T}} \cdot e^{-\frac{m \Omega_z^2 z^2}{2 k_B T}} \quad (\text{I.20})$$

et les demi-largeur à $1/e^2$ du nuage (ou l'écart type de la distribution) sont données par ³:

$$\frac{1}{2} m \Omega_i^2 \sigma_i^2 = \frac{1}{2} k_B T \quad (\text{I.21})$$

où $i = x, y, z$. On en déduit l'expression de la densité au centre de l'échantillon en fonction de N

³ Ce résultat revient en fait à écrire le théorème d'équipartition de l'énergie.

et T :

$$n_0 = N \left(\frac{m\Omega_{\text{eff}}^2}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \quad (\text{I.22})$$

et le paramètre de dégénérescence prend la forme :

$$\rho = N \left(\frac{\hbar\Omega_{\text{eff}}}{k_B T} \right)^3 \quad (\text{I.23})$$

I.2.3. Quelques ordres de grandeur

Pour fixer les idées, nous commençons par calculer le paramètre de dégénérescence d'une vapeur à température ambiante. On considère par exemple une cellule de césium à température ambiante. La pression de la vapeur à l'équilibre est déterminée par la formule de Langmuir-Taylor [47] :

$$\log P = 11.05 - \frac{4041}{T} - 1.35 \log T \quad (\text{I.24})$$

où la pression est donnée en Torr et la température en K. Pour une température $T = 298\text{K}$, la pression de la vapeur vaut $P \simeq 2 \times 10^{-6}$ Torr. Sa densité est alors caractérisée par :

$$n_0 = \frac{P}{k_B T} \simeq 5 \times 10^{16} \text{ atomes.m}^{-3} \quad (\text{I.25})$$

et la longueur d'onde de de Broglie thermique vaut $\Lambda \simeq 10^{-11}$ m. On en déduit le paramètre de dégénérescence :

$$\rho \simeq 5 \times 10^{-17} \quad (\text{I.26})$$

Il reste donc 17 ordres de grandeur à gagner pour atteindre le régime de dégénérescence quantique!

Les techniques de refroidissement laser permettent facilement de gagner plusieurs ordres de grandeur. Ainsi, dans un PMO, on obtient typiquement des densités $n_0 \simeq 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et des températures $T \simeq 100 \mu\text{K}$. La longueur d'onde de de Broglie thermique vaut alors $\Lambda \simeq 10^{-8}$ m. Avec $\rho \simeq 10^{-7}$, on a déjà gagné 10 ordres de grandeur.

Le refroidissement évaporatif permet ensuite de refroidir le gaz piégé en dessous du μK . La relation (I.23) nous montre qu'au cours du refroidissement, le paramètre de dégénérescence augmente rapidement malgré les pertes d'atomes. On parvient au seuil de condensation avec typiquement $n_0 \simeq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et $T \simeq 500 \text{ nK}$.

I.2.4. Les collisions à basse énergie : longueur de diffusion

Nous verrons par la suite que le refroidissement évaporatif repose sur une rethermalisation qui dépend des collisions élastiques entre atomes piégés. Une étude détaillée de ce processus nécessite de lourds calculs. Toutefois, on peut montrer qu'à basse énergie, les collisions entre deux atomes polarisés se font uniquement dans l'onde s et sont bien décrites par un seul paramètre :

la longueur de diffusion a . La section efficace de collisions élastiques est alors déterminée par :

$$\sigma = 8\pi a^2 \quad (\text{I.27})$$

On en déduit le taux de collisions élastiques subies par un atome piégé :

$$\Gamma_{\text{el}} = n_0 \sigma v \quad (\text{I.28})$$

où $v = \sqrt{\frac{8k_B T}{m\pi}}$ représente la vitesse thermique moyenne. Une longueur de diffusion de valeur absolue élevée permet donc d'obtenir un fort taux de collisions élastiques, favorable au refroidissement évaporatif.

Pour la plupart des alcalins, cette section efficace garde une valeur constante sur la gamme de température utilisée expérimentalement (0-1 mK). Cette propriété n'est pas vraie pour le césium qui présente une résonance de diffusion [28] : avec une longueur de diffusion $|a| \simeq 260 a_0$ où $a_0 = 0.05$ nm représente le rayon de Bohr, la section efficace de collisions élastiques présente une valeur élevée à énergie nulle $\sigma = 5 \times 10^{-11} \text{ cm}^2$. Elle décroît ensuite rapidement avec la température pour atteindre par exemple la valeur $\sigma = 5 \times 10^{-12} \text{ cm}^2$ autour de $50 \mu\text{K}$.

Le signe de cette longueur de diffusion constitue également un paramètre clé pour la condensation de Bose-Einstein puisque c'est lui qui détermine la possibilité de former un condensat stable. Dans le cas d'une longueur de diffusion négative, les interactions entre atomes sont attractives et, si la densité dépasse localement une densité critique, le condensat s'écroule. Ce phénomène a été observé dans le groupe de R. Hulet [11] qui étudie la condensation de Bose-Einstein d'un gaz de Lithium. Si a est positive, les interactions répulsives entre atomes assurent la stabilité du condensat et permettent d'obtenir des échantillons contenant un grand nombre d'atomes et présentant une bonne durée de vie. C'est le cas de figure qui a été rencontré par la quasi-totalité des expérimentateurs souhaitant étudier les propriétés des gaz quantiques.

L'atome de ^{87}Rb dont les longueurs de diffusion sont maintenant bien connues [49, 50] :

$$\text{Pour le niveau } |2, 2\rangle, a \simeq +109 a_0 \quad (\text{I.29})$$

$$\text{Pour le niveau } |1, -1\rangle, a \simeq +87 a_0 \quad (\text{I.30})$$

présente donc toutes les qualités requises pour une expérience de condensation de Bose-Einstein.

I.2.5. Refroidissement évaporatif

On considère toujours un ensemble d'atomes placés dans un puits de potentiel harmonique $U(\mathbf{r})$ de profondeur infinie en équilibre thermodynamique à la température T . L'énergie moyenne par particule est alors $3k_B T$.

On tronque maintenant le potentiel piégeant à une certaine hauteur caractérisée par un seuil ε_1 que l'on exprime en unités de $k_B T$, c'est à dire $\varepsilon_1 = \eta k_B T$. On choisit η tel que $\varepsilon_1 \gg k_B T$. Au cours des nombreuses collisions élastiques subies par une particule piégée, il peut arriver qu'elle

acquière une énergie supérieure à ε_t et s'échappe du piège. Les particules qui restent piégées lui ont donc cédé une énergie très supérieure à $3k_B T$ et, après rethermalisation, l'énergie moyenne par particule et donc la température du gaz d'atomes piégés ont diminué. Ce processus permet donc de refroidir le gaz au prix d'une perte d'atomes.

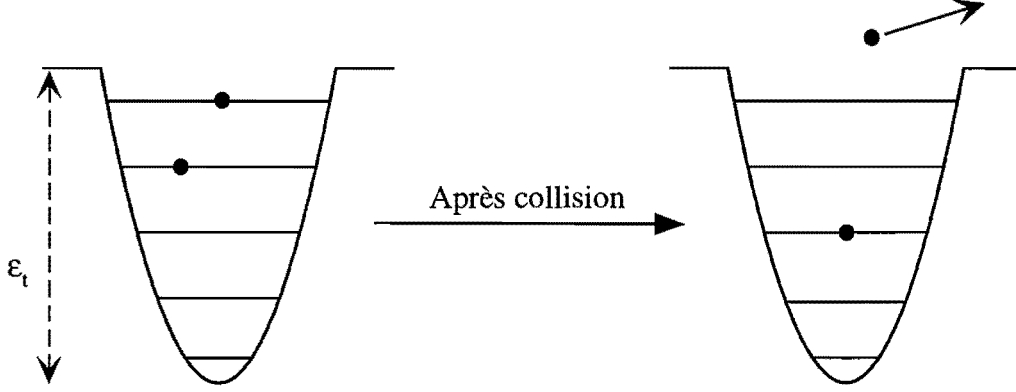


Figure I.7: Principe du refroidissement évaporatif : après une collision élastique, une des particules acquiert une énergie très supérieure à $3k_B T$ et est éjectée du piège alors que l'autre reste piégée avec une énergie plus faible.

Un paramètre essentiel pour caractériser la vitesse de thermalisation du gaz piégé est le taux de collisions élastiques défini par :

$$\Gamma_{el} = n_0 \sigma v \quad (I.31)$$

où σ désigne la section efficace de collisions élastiques et $v = \sqrt{\frac{8k_B T}{m\pi}}$ la vitesse thermique moyenne. Plus précisément, on peut montrer que le temps de thermalisation est de l'ordre de $2.7 \Gamma_{el}^{-1}$ [51, 99] .

Pour évaluer l'efficacité du refroidissement, on cherche à déterminer la quantité d'énergie évacuée par dN particules ($dN \ll N$). On peut montrer que l'énergie des particules évaporées, égale à $(\eta + \kappa) k_B T$ où $\kappa < 1$. L'énergie évacuée du piège par ces dN particules est égale à :

$$dE = dN \cdot (\eta + \kappa) k_B T \quad (I.32)$$

Après rethermalisation des $N - dN$ particules restantes, la température baisse de T à $T - dT$. La conservation de l'énergie nous permet donc d'écrire :

$$(N - dN)3k_B(T - dT) = N3k_B T - dE \quad (I.33)$$

En développant dE par l'expression (I.32) et en négligeant le terme du second ordre en $dT dN$, on obtient :

$$\frac{dT}{T} = \alpha \frac{dN}{N} \quad (I.34)$$

avec

$$\alpha = \frac{\eta + \kappa}{3} - 1 \simeq \frac{\eta}{3} - 1 \quad (I.35)$$

La température et le nombre d'atomes sont donc reliés par une loi de puissance :

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{N_2}{N_1} \right)^\alpha \quad (\text{I.36})$$

En choisissant η grand, la valeur du paramètre α est élevée et le refroidissement est très efficace. Ainsi, pour $\eta = 9$, on obtient $\alpha \simeq 2$ et, pour une diminution du nombre d'atomes piégés d'un facteur 10, la température diminue de 2 ordres de grandeur! L'évaporation est donc un processus très efficace de refroidissement. Signalons cependant que choisir η grand entraîne un refroidissement lent car la probabilité d'évaporation est faible. En pratique, on est donc amené à prendre η de manière à trouver un compromis entre vitesse et efficacité du refroidissement. L'étude de la dynamique du refroidissement sera abordée plus en détail au paragraphe suivant.

Il est intéressant de présenter les lois de variation des différents paramètres au cours du refroidissement. En utilisant les résultats de [52], on obtient :

Température	$T \propto N^\alpha$
Densité	$n_0 \propto N^{1-3\alpha/2}$
Paramètre de dégénérescence	$n_0 \Lambda^3 \propto N^{1-3\alpha}$
Taux de collisions élastiques	$n_0 \sigma v \propto N^{1-\alpha}$

(I.37)

Pour une expérience de condensation de Bose-Einstein, il faut augmenter la valeur du paramètre de dégénérescence. Le tableau (I.37) nous montre que ceci est réalisé lorsque :

$$1 - 3\alpha < 0 \quad \text{c'est-à-dire} \quad \eta > 4 \quad (\text{I.38})$$

Nous verrons dans la suite du mémoire qu'il est également intéressant d'avoir une augmentation du taux de collisions élastiques au cours de l'évaporation. Ce régime, appelé *régime d'emballement* (ou *runaway regime* en anglais) est obtenu pour :

$$1 - \alpha < 0 \quad \text{c'est-à-dire} \quad \eta > 6 \quad (\text{I.39})$$

I.2.6. Dynamique du refroidissement et emballement

Si les résultats précédents nous permettent de donner une intuition de l'évolution des différents paramètres au cours du refroidissement, une analyse complète doit également prendre en compte la vitesse du processus d'évaporation.

En effet, les collisions entre les atomes piégés et les atomes du gaz résiduel (à température ambiante) induisent des pertes supplémentaires. Ce processus provoque donc une diminution exponentielle du nombre d'atomes dans le piège magnétique :

$$N = N_0 e^{-t/\tau} \quad (\text{I.40})$$

où τ est la durée de vie du piège magnétique. Comme ces pertes ne sont pas sélectives en énergie, la température du gaz qui reste piégé reste constante. A ce processus de pertes, on associe le taux $\Gamma_{\text{pertes}} = 1/\tau$.

Ces collisions avec le gaz résiduel peuvent empêcher une augmentation du paramètre de dégénérescence. Par exemple, dans le cas où $\Gamma_{\text{pertes}} > \Gamma_{\text{el}}$, la majeure partie des atomes est perdue sans avoir contribué à l'abaissement de la température par thermalisation. Pour un refroidissement efficace, il est donc impératif qu'un atome subisse un nombre élevé de collisions élastiques avant d'être éjecté du piège. On cherche donc à maximiser le rapport $\Gamma_{\text{el}} / \Gamma_{\text{pertes}}$. On comprend maintenant mieux l'intérêt du régime d'emballlement puisque l'augmentation du taux de collisions élastiques permet d'améliorer les performances du refroidissement évaporatif au fur et à mesure que la température diminue. C'est ce régime qui permet d'atteindre les très basses températures nécessaires à la formation d'un condensat de Bose-Einstein avec un grand nombre d'atomes. Expérimentalement, on cherche donc à obtenir les conditions initiales permettant d'obtenir cet emballlement. Pour un piège harmonique, il faut réaliser [54] :

$$\Gamma_{\text{el}}(t = 0) / \Gamma_{\text{pertes}} > 300 \quad (\text{I.41})$$

Toute la difficulté d'une expérience de CBE consiste donc à maximiser le taux de collisions élastiques dans le piège magnétique, et à obtenir une pression de gaz résiduel dans l'enceinte à vide aussi faible que possible pour satisfaire au critère précédent.

En plus de la condition (I.41), le régime d'emballlement impose de choisir η dans le bon intervalle. En effet, la relation (I.39) fixe une valeur minimale de η . Par ailleurs, un paramètre η grand entraîne une évaporation lente car la probabilité d'éjecter une particule d'énergie supérieure à $\eta k_B T$ est faible. On choisit donc η de manière à ce que le taux d'évaporation soit grand devant Γ_{pertes} .

Remarquons que le paramètre η augmente quand T diminue à ε_t constant. Pour éviter un ralentissement de l'évaporation, il est donc nécessaire de diminuer ε_t au cours du refroidissement. On parle d'*évaporation forcée*.

I.2.7. Évaporation forcée par radio-fréquence

Pour éliminer sélectivement les particules les plus énergétiques d'un piège magnétique, différentes solutions ont été proposées [55]. La méthode la plus répandue à ce jour consiste à coupler deux sous-niveaux adjacents $|F, m_F\rangle$ et $|F, m_F \pm 1\rangle$ avec un champ magnétique oscillant.

a) Couplage avec le champ radio-fréquence

Considérons dans un premier temps un spin 1/2 dans un champ magnétique uniforme B_0 . On lui superpose un champ magnétique oscillant $B = B_{\text{RF}} \cos(\omega_{\text{RF}} t)$, orthogonal à B_0 . Ce champ RF induit un couplage entre les sous-niveaux Zeeman $|m_F = 1/2\rangle$ et $|m_F = -1/2\rangle$ de l'atome.

Le système est décrit par l'hamiltonien suivant [57] :

$$H_{\text{total}} = \frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} \omega_0 & \Omega_{\text{Rabi}} \cos(\omega_{\text{RF}} t) \\ \Omega_{\text{Rabi}} \cos(\omega_{\text{RF}} t) & -\omega_0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.42})$$

où $\Omega_{\text{Rabi}} = \gamma B_{\text{RF}}$ désigne la fréquence de Rabi et $\omega_0 = \gamma B_0$ la fréquence de Larmor du moment dipolaire magnétique de l'atome. γ représente le rapport gyromagnétique du système.

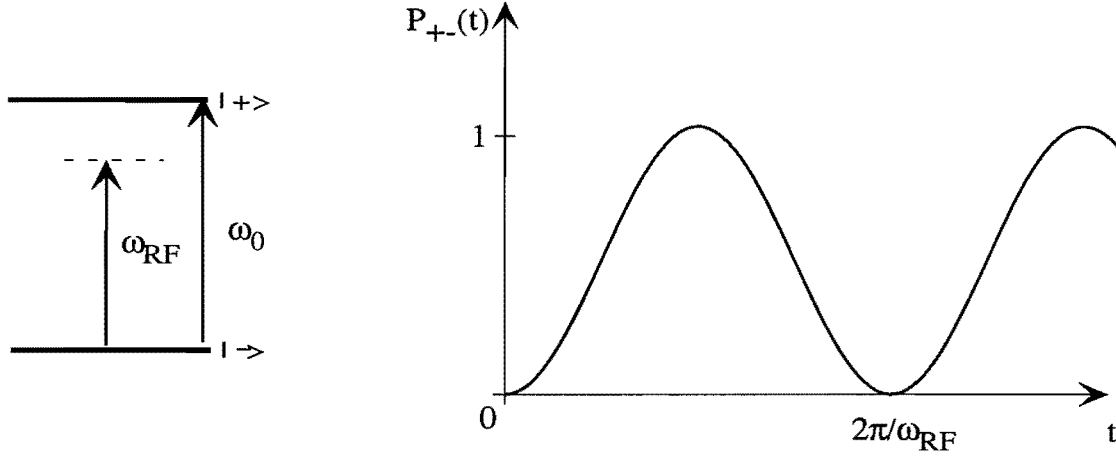


Figure I.8: Evolution de la probabilité de transition en fonction du temps, à résonance.

On sait que le spin oscille entre les états $|+\rangle$ et $|-\rangle$ avec une probabilité

$$P_{+-}(t) = \frac{\Omega_{\text{Rabi}}^2}{\Omega_{\text{Rabi}}^2 + (\omega_{\text{RF}} - \omega_0)^2} \sin^2\left(\sqrt{\Omega_{\text{Rabi}}^2 + (\omega_{\text{RF}} - \omega_0)^2} \frac{t}{2}\right) \quad (\text{I.43})$$

et qu'un phénomène de résonance apparaît : la probabilité de transition est négligeable sauf au voisinage de :

$$\omega_{\text{RF}} = \omega_0 \quad (\text{I.44})$$

Lorsque la condition de résonance est vérifiée, la probabilité de résonance varie de façon sinusoïdale entre 0 et 1 avec une fréquence égale à Ω_{Rabi} .

b) Transition adiabatique

Considérons maintenant un atome de spin $F = 1/2$ piégé dans un potentiel magnétique. Comme les niveaux d'énergie $E_+(\mathbf{r})$ et $E_-(\mathbf{r})$ dépendent de la position, la résonance a lieu en un point précis vérifiant :

$$\hbar\omega_{\text{RF}} = E_+(r_T) - E_-(r_T) \quad (\text{I.45})$$

Considérons un atome venant de l'intérieur du piège et traversant la zone de résonance. Dans son référentiel, il voit un champ balayé en fréquence. Si le champ oscillant a une amplitude suffisante et si le déplacement est suffisamment lent, on peut montrer que l'atome effectue alors une transition adiabatique de l'état $|+1/2\rangle$ vers l'état $|-1/2\rangle$: le champ RF provoque donc un

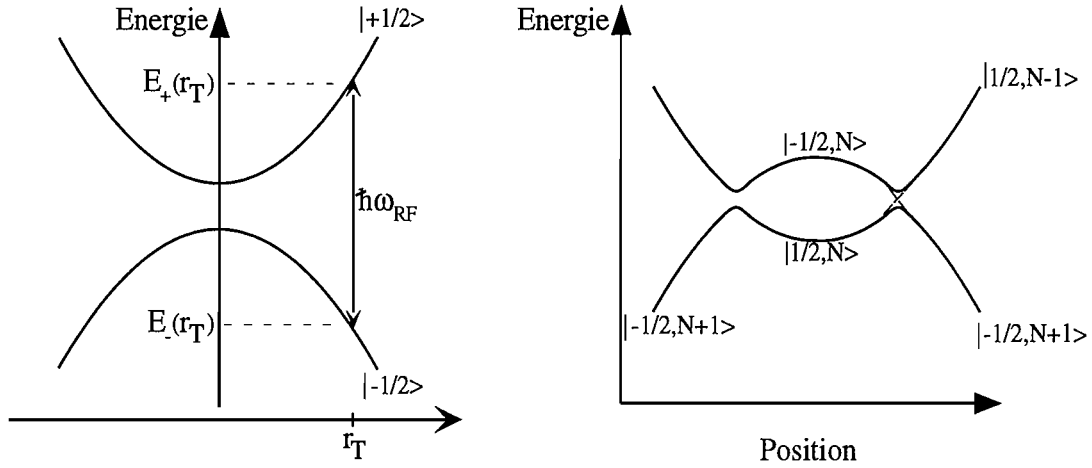


Figure I.9: Principe de l'évaporation radio-fréquence : (a) l'onde RF induit une transition sélective en énergie (b) niveaux de l'atome habillé : il y a un anticroisement au point de résonance.

basculement de son moment dipolaire magnétique de telle sorte qu'après traversée de la zone de résonance, l'atome se retrouve dans l'état anti-piégeant et est expulsé du piège.

Le processus de transition adiabatique peut être décrit de façon plus claire en utilisant la notion d'atome habillé par le champ-radiofréquence [60]. On étudie alors le système "atome + champ RF" dont les états propres découplés sont $|m_F, N\rangle$ où $m_F = \pm 1/2$ représente le spin de l'atome et N est le nombre de photons RF.

Au voisinage du point de résonance, le couplage entre les deux états lève la dégénérescence entre $|+1/2, N\rangle$ et $|-1/2, N+1\rangle$ et on a deux anti-croisements comme indiqué sur la figure I.9. Un atome lent venant de l'intérieur du piège suit adiabatiquement le niveau habillé connectant $|+1/2, N\rangle$ à $|-1/2, N+1\rangle$, et il est expulsé du piège.

Si l'amplitude du champ oscillant n'est pas suffisante ou si la vitesse est trop grande, l'atome ne suit pas nécessairement le niveau d'énergie de façon adiabatique. Il existe en effet une certaine probabilité pour qu'il traverse la zone de résonance sans être transféré vers l'état anti-piégeant. Cette probabilité est donnée par une loi de Landau-Zener [61], qui s'écrit dans notre cas :

$$P = \exp(-\xi) \quad \text{avec} \quad \xi = \frac{2\pi |V|^2}{\hbar g_F \mu_B B' v} \quad (\text{I.46})$$

où V est l'élément de matrice qui couple les deux niveaux, B' est le gradient du champ magnétique au niveau de la zone de résonance et v la vitesse atomique.

c) Cas d'un atome à plusieurs niveaux

Dans le cas d'un atome piégé dans $|F = 2, m_F = 2\rangle$, l'atome subit un processus similaire au point où le champ RF couple deux sous-niveaux Zeeman adjacents. Plusieurs transitions sont

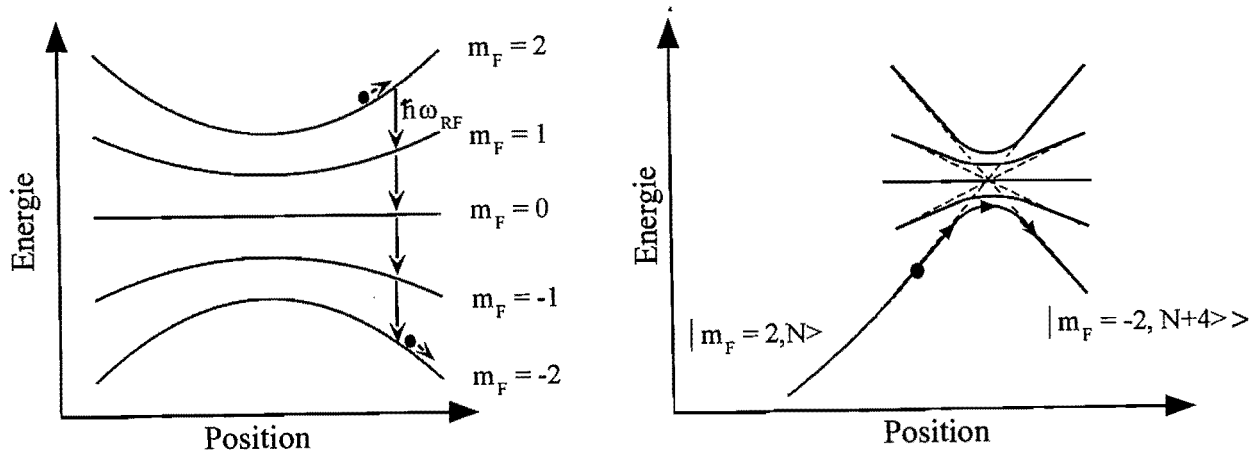


Figure 1.10: Atomes piégés dans $F = 2$: (a) cascade de transitions RF (b) anti-croisements entre les niveaux habillés de l'atome.

donc nécessaires pour transférer l'atome vers un état anti-piégeant. Avec le modèle de l'atome habillé, on constate que ce processus multiphotonique est décrit par un transfert adiabatique de l'état $|m_F = 2, N\rangle$ à l'état anti-piégeant $|m_F = -2, N + 4\rangle$ lorsque l'atome traverse le point de résonance. Il est alors expulsé du piège.

La description théorique du couplage avec le champ RF pour un atome à plusieurs niveaux est effectuée à l'annexe B.

d) Conclusion

Comme la résonance est très étroite, cette méthode d'évaporation par RF permet d'effectuer une sélection en énergie extrêmement précise. Elle offre de plus une grande souplesse puisque l'utilisation d'un synthétiseur de fréquence programmable permet de générer des rampes de fréquence arbitraires.

Un autre avantage de cette méthode est qu'elle permet une évaporation "à 3 dimensions". En effet, dans un piège de type Ioffe-Pritchard, les surfaces d'évaporation sont des ellipsoïdes qui entourent le volume de piégeage. Ainsi, quelle que soit sa direction, un atome suffisamment énergétique traverse nécessairement la zone de résonance et est éjecté du piège. On parvient ainsi à s'affranchir des limitations liées aux techniques d'évaporation à une dimension, pour lesquelles l'atome évaporé ne peut quitter le piège qu'en un point [55, 56].

I.3 Piégeage magnétique : les solutions existantes

L'obtention d'un fort taux de collisions élastiques constitue un enjeu important pour une expérience de CBE. Pour satisfaire cette condition, il est important que la densité du gaz piégé soit élevée. On cherche donc à générer des champs magnétiques présentant des gradients élevés, ce qui donne un fort pouvoir de confinement.

I.3.1. Les aimants permanents

La solution adoptée à Rice University consiste à utiliser des aimants permanents [58] capables de donner des champs très élevés. A cause du champ magnétique constant, ce dispositif impose quelques contraintes expérimentales particulières. Le piège est chargé à partir d'un jet ralenti, une mélasse à 6 faisceaux au coeur du piège permet de prérefroidir le gaz piégé à une température de $200 \mu\text{K}$. Pour atteindre les hautes densités nécessaires à l'obtention d'un fort taux de collisions élastiques, il est nécessaire de disposer d'un potentiel magnétique très raide. Les courbures générées par l'aimant permanent sont de l'ordre de 1000 Gauss/cm^2 , ce qui permet à l'équipe de R. Hulet de charger 2×10^8 atomes de lithium à une densité de 10^{11} cm^{-3} environ. Le taux de collisions élastiques vaut alors $\Gamma_{el} \simeq 1 \text{ s}^{-1}$ ($\sigma \simeq 5 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$) et le paramètre de dégénérescence $n_0 \Lambda^3 \simeq 5 \times 10^{-6}$. Ces paramètres permettent d'aborder le refroidissement évaporatif avec de bonnes conditions et, après une rampe RF de 200 s, le seuil de condensation est atteint avec 10^5 atomes à une température de 300 nK.

Ce dispositif est d'une grande simplicité technologique mais présente plusieurs inconvénients. Il manque de souplesse pour l'étude et l'utilisation du condensat. En effet, il n'est pas possible d'extraire le condensat hors du potentiel magnétique en coupant le champ. De plus, l'impossibilité de modifier les courbures ne permet pas d'optimiser le chargement du piège. Pour atteindre le régime d'emballement, les contraintes sur le vide sont donc très sévères puisque la durée de vie doit être supérieure à 300 s.

I.3.2. Les systèmes à bobines

Pour éviter les inconvénients des aimants permanents, la plupart des expériences de CBE utilisent des bobines parcourues par des courants. Il est alors possible de couper le champ magnétique de piégeage. Outre la possibilité d'extraction, cette propriété autorise un chargement du piège magnétique à partir d'un PMO, puis une compression adiabatique du nuage d'atomes piégés. Nous verrons que cette technique permet de démarrer l'évaporation avec d'excellentes conditions initiales.

Avant de donner quelques chiffres typiquement obtenus avec ce type de dispositif, nous détaillons la condition d'adaptation du potentiel magnétique pour le transfert du PMO vers le piège

magnétique. Nous décrivons ensuite l'étape de compression adiabatique et effectuons un calcul du taux de compression.

a) Adaptation du potentiel magnétique

Nous avons vu au I.2.3 qu'une technique pour atteindre la condensation de Bose-Einstein consiste à charger les atomes dans un piège magnéto-optique puis à les transférer dans un piège magnétique. Un transfert optimal impose d'*adapter le potentiel magnétique* aux caractéristiques du nuage atomique. Si les courbures du potentiel magnétique sont trop fortes, on communique aux atomes un excès d'énergie potentielle, ce qui se traduit par un chauffage. Si elles sont trop faibles, le nuage atomique s'étend. Dans tous les cas, la valeur du paramètre de dégénérescence diminue. On cherche donc à déterminer les courbures Ω_i ($i = x, y, z$) du potentiel magnétique qui permettent d'obtenir un piège magnétique de même taille σ_i que le piège magnéto-optique. Ceci se traduit par la relation :

$$\Omega_i = \frac{1}{\sigma_i} \sqrt{\frac{m}{k_B T}} \quad (I.47)$$

En pratique, pour un piège magnéto-optique isotrope de $750 \mu\text{m}$ de rayon, à une température $T = 90 \mu\text{K}$, les fréquences d'oscillation pour une bonne adaptation sont égales à $\frac{\Omega_i}{2\pi} \simeq 20 \text{ Hz}$.

On cherche par ailleurs placer le piège magnéto-optique au centre du piège magnétique pour éviter de communiquer un excès d'énergie potentielle aux atomes. En pratique, le transfert vers le piège magnétique n'est jamais parfait et on observe toujours des pertes et du chauffage. Cela a pour conséquence de réduire la densité et le taux de collisions élastiques : on obtient typiquement $\Gamma_{\text{el}} \simeq 5 \text{ s}^{-1}$. Il est alors possible d'atteindre le régime d'emballement à condition d'avoir un très bon vide ($\tau > 60 \text{ s}$) et d'évaporer lentement, ce qui rend une telle expérience peu confortable.

b) Compression adiabatique

On cherche donc à augmenter le taux de collisions élastiques une fois les atomes transférés dans le piège magnétique. Une solution consiste à augmenter lentement⁴ les courbures du potentiel magnétique, le gaz subit alors une compression adiabatique : il voit sa densité et sa température augmenter, alors que le nombre d'atomes et le paramètre de dégénérescence restent constants.

Considérons un gaz à température T piégé dans un potentiel harmonique de fréquence effective Ω_{eff} . On augmente lentement les fréquences d'oscillation du potentiel magnétique jusqu'à obtenir une fréquence effective Ω'_{eff} . Le gaz est alors caractérisé par une température T' , une densité au centre n'_0 et un taux de collisions élastiques Γ'_{el} . On cherche à calculer l'augmentation $\Gamma'_{\text{el}}/\Gamma_{\text{el}}$ du taux de collisions élastiques.

⁴ On entend par là que la variation relative de courbure au cours d'une période d'oscillation est faible : $\Delta B''/B'' \ll 1$.

La conservation du paramètre de dégénérescence $n_0 \Lambda^3$ nous permet d'écrire :

$$\frac{n_0}{T^{3/2}} = \frac{n'_0}{T'^{3/2}} \quad (\text{I.48})$$

En utilisant la relation (I.23), la conservation du nombre d'atomes nous donne :

$$\frac{T}{\Omega_{\text{eff}}} = \frac{T'}{\Omega'_{\text{eff}}} \quad (\text{I.49})$$

On en déduit l'augmentation du taux de collisions élastiques :

$$\frac{\Gamma'_{\text{el}}}{\Gamma_{\text{el}}} = \frac{n'_0 \sqrt{T'}}{n_0 \sqrt{T}} = \left(\frac{\Omega'_{\text{eff}}}{\Omega_{\text{eff}}} \right)^2 \quad (\text{I.50a})$$

Nous voyons donc qu'obtenir les fréquences d'oscillation les plus élevées possibles permet de maximiser le taux de collisions élastiques après compression adiabatique.

c) Quelques chiffres

Nous présentons ici quelques chiffres obtenus avec le dispositif utilisé par le groupe de W. Ketterle pour atteindre la condensation de Bose-Einstein avec un gaz de sodium [43] .

- Un chargement à partir d'un piège magnéto-optique permet de piéger jusqu'à 10^{10} atomes avec une bonne densité (quelques 10^{11} cm^{-3}). A l'aide d'une mélasse optique, on peut ensuite refroidir l'échantillon atomique à des températures de quelques dizaines de μK , quasiment sans perdre en densité.
- Après transfert dans le piège magnétique et compression adiabatique, on peut obtenir typiquement une densité de $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ pour une température de $300 \mu\text{K}$. Le taux de collisions élastiques vaut alors $\Gamma_{\text{el}} \simeq 25 \text{ s}^{-1}$ ($\sigma \simeq 1.5 \times 10^{-12} \text{ cm}^2$) et le paramètre de dégénérescence $\rho \simeq 5 \times 10^{-7}$.

Ces conditions permettent d'atteindre la condensation de Bose-Einstein après une rampe d'évaporation de 20 s et avec un nombre élevé d'atomes (typiquement 5×10^6).

Si ces dispositifs se révèlent bien adaptés à la production et à l'étude de condensats de Bose, leur mise en place pose certaines difficultés techniques. En effet, on peut montrer que la courbure B'' du champ magnétique généré par deux bobines de rayon r , composées de n spires parcourues par un même courant I , distantes de $2r$ est caractérisée par :

$$B'' \propto \frac{\mu_0 n I}{r^3} \quad (\text{I.51})$$

Pour obtenir un fort confinement, la solution consiste donc à placer des bobines de faible rayon au voisinage des atomes et à utiliser un nombre d'ampères-tours élevé. Par exemple, le groupe de G. Rempe utilise des bobines de 1.5 cm de rayon, séparées de 4.5 cm et parcourues par des courants de 500 A [46] .

Par ailleurs, la coupure rapide du champ oblige à limiter l'inductance des bobines. En effet,

la surtension $E = L \frac{dI}{dt}$ qui apparait aux bornes des bobines est susceptible de détruire certains composants électroniques du circuit de commande en cas de trop forte valeur. Sachant que l'inductance est proportionnelle à n^2 (alors que le champ créé est proportionnel à n), ceci amène à minimiser le nombre de tours. En pratique, on utilise donc des bobines de quelques tours et quelques cm de diamètre parcourues par des courants de plusieurs centaines d'Ampères.

Il reste à régler le problème de la puissance dissipée par effet Joule, que l'on souhaite réduire au maximum. Si on appelle S la section du conducteur de résistivité ρ composant les bobines, cette puissance s'écrit :

$$P \propto \rho \frac{r}{S} \cdot I^2 = \frac{\rho r^7}{n^2 S} \cdot B^{n^2} \quad (\text{I.52})$$

Tout le problème consiste donc à trouver un compromis entre une section de conducteur importante (qui minimise la puissance dissipée) et un accès optique confortable. Avec les dispositifs utilisés pour la condensation de Bose-Einstein, la puissance dissipée par effet Joule vaut typiquement 10 kW. L'évacuation d'une telle quantité de chaleur n'est pas simple et il faut faire appel à des systèmes de circulation d'eau sous pression.

Notons que l'utilisation de bobines supraconductrices est également possible [59], mais le courant ne peut être coupé et les difficultés techniques liées à la cryogénie ne sont pas négligeables.

I.4 Les matériaux ferromagnétiques pour la condensation de Bose-Einstein

I.4.1. Présentation générale

Pour concilier la souplesse des systèmes à bobines et les champs élevés obtenus avec des aimants permanents, nous avons décidé d'utiliser un électro-aimant à noyau ferromagnétique pour générer le champ magnétique de piégeage. Si les matériaux ferromagnétiques permettent de générer facilement des champs élevés, ils présentent également certaines caractéristiques qui peuvent a priori s'avérer gênantes pour le piégeage et refroidissement d'atomes. En effet, on s'attend à ce que la présence de champs rémanents perturbe le fonctionnement du PMO, de la mélasse optique, ainsi que de l'imagerie en absorption pour laquelle le champ doit être bien contrôlé. D'autre part, les courants de Foucault ou la viscosité magnétique sont des causes de limitation des temps de montée et coupure du champ magnétique.

I.4.2. Expérience préliminaire : piège en cellule

Pour évaluer l'importance de ces différents effets, nous avons décidé d'effectuer une expérience préliminaire de piégeage d'atomes neutres. En collaboration avec le L.E.Si.R, nous avons

donc conçu et réalisé un premier électroaimant en fer pur massif, décrit à la figure I.11.

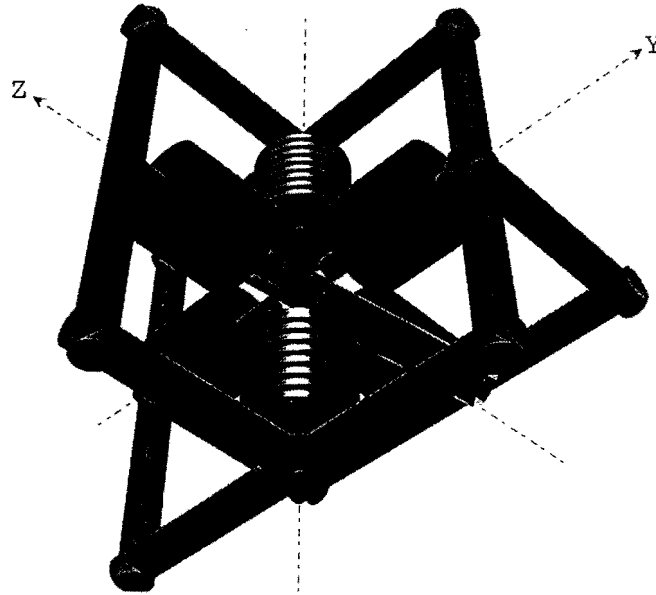


Figure I.11: Première génération d'électroaimant : 6 bobines excitent une structure ferromagnétique en fer pur massif pour générer un potentiel de type Ioffé-Pritchard dans l'entrefer.

Cet électroaimant nous a permis de vérifier le bon fonctionnement de la séquence de chargement du piège magnétique à partir d'un piège magnéto-optique en cellule et de valider l'utilisation des matériaux ferromagnétiques pour le piégeage magnétique d'atomes neutres. La description de l'électroaimant et des expériences correspondantes feront l'objet du chapitre III.

Après cette première étape concluante, nous nous sommes lancés dans la conception d'un dispositif expérimental complet pour la condensation de Bose-Einstein. Nous avons donc développé, avec l'aide de M. Lécivain, un électroaimant de seconde génération présentant des performances nettement améliorées notamment au niveau de la coupure du champ magnétique et de la compression adiabatique.

I.4.3. Evaporation forcée en champ magnétique élevé

Nous avons également reconstruit l'ensemble du système à vide pour obtenir un vide suffisant et un chargement efficace du PMO. Toutes les informations concernant le dispositif expérimental et ses performances seront présentées au chapitre IV. Ce dispositif nous permet de charger efficacement le piège magnétique dans un environnement ultravide et, après compression adiabatique, les conditions initiales requises pour observer le régime d'emballement sont atteintes. La configuration particulière de notre champ magnétique nous a conduits à travailler dans des conditions différentes de la plupart des autres groupes. Dans ces conditions, nous avons constaté que l'évaporation RF était fortement perturbée. En particulier, nous avons observé une interruption

de l'évaporation à une température de $50 \mu\text{K}$ pour l'état fondamental hyperfin $|F = 2, m_F = 2\rangle$ du ^{87}Rb . Nos investigations nous ont conduits à la conclusion que ces phénomènes étaient la conséquence de l'effet Zeeman quadratique.

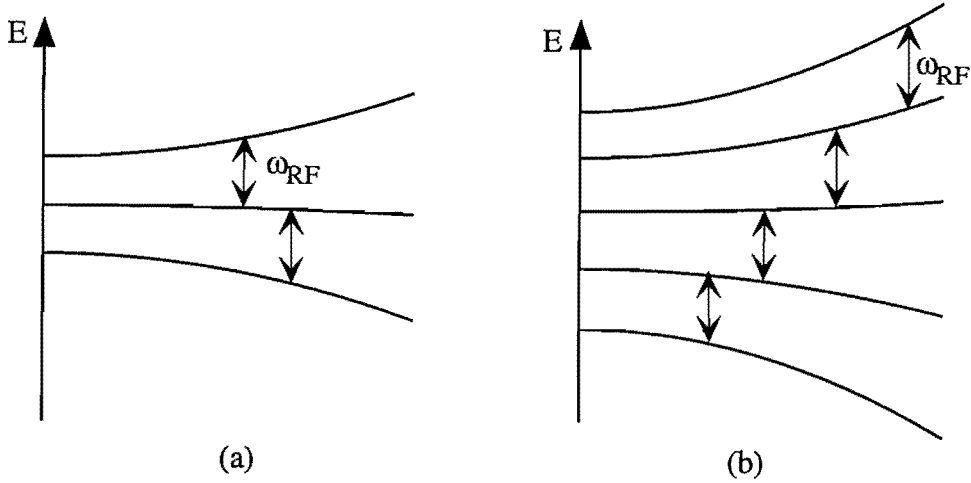


Figure I.12: Couplage entre sous-niveaux Zeeman adjacents en champ fort pour $F = 1$ (a) et $F = 2$ (b). A cause de l'effet Zeeman quadratique, ces couplages ne sont pas résonnants au même point. Cet effet conduit à une interruption de l'évaporation pour $F = 2$.

En effet, notre potentiel magnétique se distingue de ceux couramment utilisés pour la condensation de Bose-Einstein par un biais magnétique élevé (de l'ordre de 100 Gauss). Les déplacements subis par les sous-niveaux Zeeman sont alors sensibles à l'effet Zeeman quadratique et ne sont plus proportionnels au champ magnétique. Bien que cet effet soit faible (la correction par rapport l'effet Zeeman linéaire n'est que de quelques % en valeur relative), nous montrerons qu'il modifie notablement le mécanisme d'évaporation.

En revanche, le processus d'évaporation radio-fréquence n'est pas affecté par l'effet Zeeman quadratique pour des atomes piégés dans $|F = 1, m_F = -1\rangle$ avec lesquels nous avons pu atteindre la condensation de Bose-Einstein.

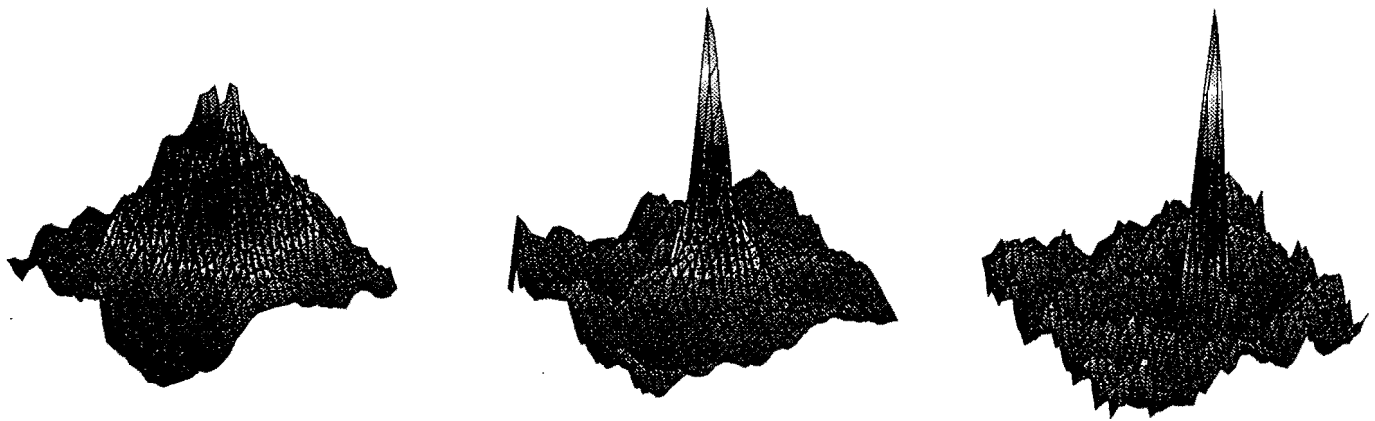


Figure I.13: Condensation de Bose-Einstein : ces images de temps de vol montrent l'apparition d'un pic très étroit au centre de la distribution de vitesses, correspondant à la formation d'un condensat de Bose.

Annexe I-A

Notations - Données sur le ^{87}Rb

Nous précisons ici quelques notations qui seront utilisées dans la suite de ce mémoire. Nous considérons un atome à deux niveaux éclairé par un faisceau laser de fréquence ω_L , d'intensité I . On note ω_{at} la fréquence de la transition atomique, I_{sat} l'intensité de saturation et on appelle Γ la durée de vie du niveau excité. Le désaccord δ_L du laser par rapport à la transition atomique est défini par :

$$\delta_L = \omega_{\text{at}} - \omega_L \quad (\text{I.53})$$

Un paramètre essentiel pour décrire l'interaction atome-laser est le taux de fluorescence, défini par la relation :

$$\Gamma' = \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{s}{1+s} \quad (\text{I.54})$$

où s représente le paramètre de saturation défini par :

$$s = \frac{I}{I_{\text{sat}}} \cdot \frac{1}{1 + 4(\delta/\Gamma)^2} \quad (\text{I.55})$$

Enfin, signalons que la transition $|F, m_F = F\rangle \rightarrow |F' = F + 1, m'_F = m_F + 1\rangle$ éclairée par une onde polarisée σ_+ est une transition à 2 niveaux fermée.

Le tableau suivant présente les valeurs de quelques paramètres caractéristiques de l'interaction atome-laser pour le ^{87}Rb . La quantité v_{rec} représente la vitesse de recul, associée à l'absorption ou à l'émission d'un photon résonnant par un atome.

Γ	$2\pi \cdot 5.9 \text{ MHz}$
I_{sat}	1.6 mW/cm^2
v_{rec}	6 mm/s

(I.56)

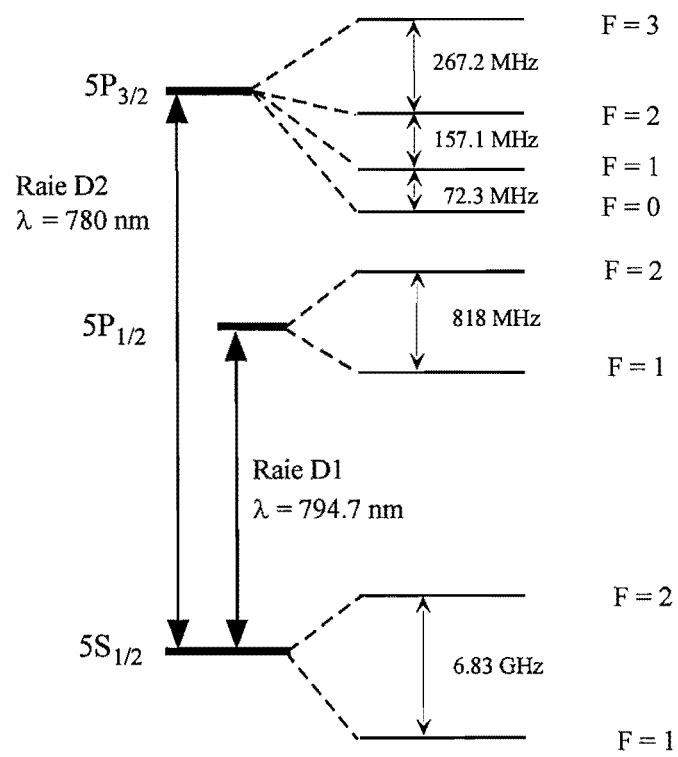


Figure I.14: Niveaux d'énergie du ^{87}Rb .

Annexe I-B

Couplage avec le champ RF

On considère un atome placé dans un champ magnétique statique $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{e}_z$. L'hamiltonien du système est obtenu par superposition de l'hamiltonien de structure hyperfine et de l'hamiltonien Zeeman. En supposant l'approximation champ faible vérifiée, on peut traiter le couplage atome-champ magnétique comme une perturbation de l'hamiltonien de structure hyperfine. La théorie des perturbations stationnaires montre alors qu'au premier ordre, les états propres de l'hamiltonien sont inchangés et ses valeurs propres sont corrigées d'une valeur proportionnelle à B_0 . On peut donc écrire :

$$E(|F = 2, m_F\rangle) = \hbar\omega_{\text{HF}} + g_{F=2}m_F\mu_B B_0 \quad (\text{I.57})$$

$$E(|F = 1, m_F\rangle) = g_{F=1}m_F\mu_B B_0 \quad (\text{I.58})$$

où ω_{HF} désigne l'écart en fréquence entre sous-niveaux hyperfins et $g_{F=2} = -g_{F=1} = 1/2$. On superpose à ce champ magnétique statique un champ oscillant polarisé suivant l'axe X.

$$\mathbf{B} = B_{\text{RF}} \cos(\omega_{\text{RF}} t) \mathbf{e}_x \quad (\text{I.59})$$

Le champ RF se décompose donc suivant les polarisations σ_+ et σ_- , associées à l'axe de quantification Z.

Dans le niveau fondamental $5S_{1/2}$, le moment cinétique orbital est $l = 0$. En négligeant le magnétique nucléaire, l'hamiltonien de couplage entre l'atome et ce champ oscillant s'écrit :

$$H_{\text{RF}} = 2\mu_B S_x B_{\text{RF}} \cos(\omega_{\text{RF}} t) / \hbar \quad (\text{I.60})$$

Pour mettre en évidence le couplage entre les différents sous-niveaux, on cherche à exprimer cet hamiltonien dans la base des $|F, m_F\rangle$. Une méthode consiste à exprimer S_x dans la base des $|m_i, m_j\rangle$ où $|m_i\rangle$ et $|m_j\rangle$ désignent les états de spin de l'électron et du noyau, puis à utiliser la matrice de passage reliant la base des $|m_i, m_j\rangle$ à celle des $|F, m_F\rangle$. Cette matrice de passage est

obtenue à l'aide des coefficients de Clebsch-Gordan. On en déduit :

$$H_{\text{RF}} = 2\mu_B B_{\text{RF}} \cos(\omega_{\text{RF}} t) \begin{bmatrix} |2, 2\rangle & |2, 1\rangle & |2, 0\rangle & |2, -1\rangle & |2, -2\rangle & |1, -1\rangle & |1, 0\rangle & |1, 1\rangle \\ \frac{1}{4} & \frac{1}{4} & \sqrt{\frac{3}{32}} & \sqrt{\frac{3}{32}} & -\frac{1}{4\sqrt{2}} & -\sqrt{\frac{3}{32}} & \frac{1}{4\sqrt{2}} \\ \sqrt{\frac{3}{32}} & \sqrt{\frac{3}{32}} & 1/4 & \frac{\sqrt{3}}{4} & -\frac{1}{4\sqrt{2}} & -\frac{1}{4\sqrt{2}} \\ \sqrt{\frac{3}{32}} & 1/4 & \frac{\sqrt{3}}{4} & -\frac{1}{4\sqrt{2}} & -\frac{1}{4\sqrt{2}} \\ -\sqrt{\frac{3}{32}} & -\frac{1}{4\sqrt{2}} & \sqrt{\frac{3}{32}} & -\frac{1}{4\sqrt{2}} & -\frac{1}{4\sqrt{2}} \\ -\frac{\sqrt{3}}{4} & \frac{1}{4\sqrt{2}} & \sqrt{\frac{3}{32}} & -\frac{1}{4\sqrt{2}} & -\frac{1}{4\sqrt{2}} \end{bmatrix} \quad (\text{I.61})$$

Nous voyons donc que le champ radio-fréquence couple deux niveaux vérifiant $\Delta m_F = \pm 1$. Deux types de transition sont alors possibles. D'une part, un champ RF de fréquence $\mu_B B_0/2$ permet de coupler des niveaux de même F . Avec les champs typiquement utilisés pour les pièges magnétiques (quelques Gauss), les fréquences mises en jeu sont de l'ordre du MHz. D'autre part, une transition de fréquence $\hbar\omega_{\text{HF}} \pm \mu_B B_0/2 \simeq 6.8 \text{ GHz}$ permet de coupler deux niveaux de F différents.

Pour notre expérience de refroidissement évaporatif, nous avons utilisé le premier type de transition. Nous nous contenterons donc d'étudier le couplage entre sous-niveaux Zeeman adjacents de même F . On peut donc ramener le problème à une série de matrices 2×2 décrivant le couplage entre sous-niveaux Zeeman adjacents. Par exemple, on obtient pour une transition $m_F = 2 \rightarrow m_F = 1$.

$$H_{2 \rightarrow 1} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{\mu_B B_{\text{RF}}}{2} \cos(\omega_{\text{RF}} t) \\ \frac{\mu_B B_{\text{RF}}}{2} \cos(\omega_{\text{RF}} t) & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \hbar\Omega_{\text{Rabi}} \cos(\omega_{\text{RF}} t) \\ \hbar\Omega_{\text{Rabi}} \cos(\omega_{\text{RF}} t) & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{I.62})$$

où Ω_{Rabi} désigne la fréquence de Rabi associée à la transition considérée.

Pour $F = 2$, les fréquences de Rabi associées aux différentes transitions sont données par :

$$\Omega_{\text{Rabi}}(2 \rightarrow 1) = \Omega_{\text{Rabi}}(-1 \rightarrow -2) = \frac{\mu_B B_{\text{RF}}}{2\hbar} \quad (\text{I.63})$$

$$\Omega_{\text{Rabi}}(1 \rightarrow 0) = \Omega_{\text{Rabi}}(0 \rightarrow -1) = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\mu_B B_{\text{RF}}}{2\hbar} \quad (\text{I.64})$$

Nous voyons donc que les fréquences de Rabi pour les différentes transitions sont du même ordre. En pratique, la valeur du champ est de l'ordre de 100 mGauss, ce qui correspond à $\Omega_{\text{Rabi}}(2 \rightarrow 1) = 2\pi \times 70 \text{ kHz}$.

Pour $F = 1$, on obtient :

$$\Omega_{\text{Rabi}}(1 \rightarrow 0) = \Omega_{\text{Rabi}}(0 \rightarrow -1) = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{\mu_{\text{B}} B_{\text{RF}}}{\hbar} \quad (\text{I.65})$$

Une analyse détaillée du processus d'évaporation pour un atome à plusieurs niveaux qui complète le résultat de ce calcul est disponible dans [62] .

Chapitre II

Le ferromagnétisme : Rappels élémentaires

Ce chapitre est consacré à des rappels sur les milieux aimantés. Nous aborderons en particulier les problèmes liés au calcul du champ et présenterons deux méthodes permettant de trouver une solution pour certaines géométries simples. Nous traiterons ensuite quelques exemples particuliers qui nous donneront une idée du comportement du champ magnétique en présence de matière aimantée, et nous permettront de discuter la notion de champ démagnétisant. L'étude des circuits ferromagnétiques fera l'objet de la troisième partie : après avoir exposé la procédure de calcul du champ, un exemple simple mettra en évidence les avantages apportés par les matériaux ferromagnétiques pour la génération de champs intenses.

II.1 Les milieux aimantés

II.1.1. Le dipôle magnétique

Considérons une spire circulaire de rayon R , parcourue par un courant I . On cherche à calculer le champ produit à une distance r grande devant la dimension de la spire.

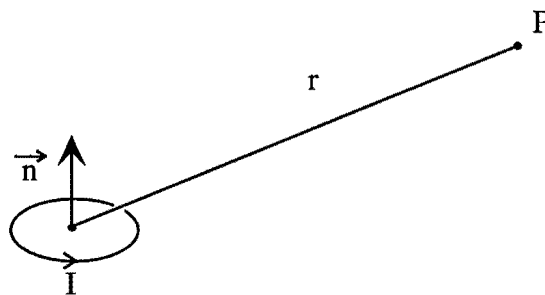


Figure II.1: Le dipôle magnétique.

Dans cette configuration, le champ prend une forme particulièrement simple en introduisant le vecteur :

$$\mu = I \cdot \pi R^2 \vec{n} \quad (\text{II.1})$$

où $\mathbf{n}$ désigne le vecteur normal à la surface de la spire. On appelle $\boldsymbol{\mu}$ le *moment magnétique* du circuit.

Avec cette définition, on peut montrer [63] que le champ en $\mathbf{r}$ dérive d'un pseudo-potentiel scalaire

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = -\text{grad}(V') \quad (\text{II.2})$$

avec

$$V'(\mathbf{r}) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \boldsymbol{\mu} \cdot \text{grad} \left(\frac{1}{r} \right) \quad (\text{II.3})$$

On peut remarquer que les deux formules précédentes sont exactement du même type que celles établies pour le calcul du potentiel électrostatique et du champ électrique créé par un dipôle électrostatique. Un circuit formé d'une petite spire parcourue par un courant sera donc, par analogie, appelé dipôle magnétique.

II.1.2. Aimantation de la matière

La façon la plus simple d'aborder l'étude des milieux aimantés consiste à utiliser une description macroscopique, où les grandeurs sont moyennées sur un volume grand devant la taille d'un atome [35]. Ainsi, on peut vérifier expérimentalement qu'un élément de volume d^3r autour de $\mathbf{r}$ se comporte comme un dipôle magnétique $d\boldsymbol{\mu}$. On est naturellement amenés à introduire le vecteur aimantation $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ défini par :

$$d\boldsymbol{\mu} = \mathbf{M}(\mathbf{r}) d^3r \quad (\text{II.4})$$

Le vecteur $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ représente le moment magnétique par unité de volume et s'exprime en A/m .

Pour calculer le champ $\mathbf{B}_a(\mathbf{r})$ créé par la matière aimantée, il suffit donc de connaître l'aimantation en tout point du matériau, d'utiliser la formule (II.2), donnant le champ créé par un dipôle magnétique et de sommer sur tout le volume.

II.1.3. Champ produit par un échantillon de matière aimantée

Considérons un volume τ de matière aimantée, délimité par une surface S , et caractérisé par une aimantation $\mathbf{M}$. On cherche à calculer le champ magnétique en tout point de l'espace. On peut assimiler la matière aimantée à un ensemble de dipôles magnétiques et à sommer les champs créés par chacun d'eux. Cette approche se révèle peu pratique, il est donc préférable de développer des descriptions équivalentes qui, dans certains cas particuliers, permettent de simplifier le calcul du champ magnétique.

Ainsi, nous présentons deux méthodes de calcul :

- la méthode des courants ampériens qui fait appel à des résultats de magnétostatique.
- la méthode des masses magnétiques qui repose sur une analogie avec l'électrostatique.

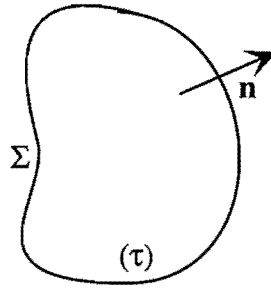


Figure II.2: Echantillon de matière aimantée. $\mathbf{n}$ représente un vecteur normal extérieur à la surface.

a) Méthode des courants ampériens

On peut montrer [35] que le système considéré est analogue à une distribution fictive de courants caractérisée par une densité volumique de courant dans le volume τ :

$$\mathbf{J}_a = \text{rot } \mathbf{M} \quad (\text{II.5})$$

et par une densité surfacique de courant sur la surface S :

$$\mathbf{j}_{sa} = \mathbf{M} \times \mathbf{n} \quad (\text{II.6})$$

Il est alors simple de calculer le champ $\mathbf{B}_a(\mathbf{r})$ produit en tout point par la matière aimantée en utilisant la loi de Biot et Savart ou le théorème d'Ampère *dans le vide*. En considérant un contour Γ , on peut par exemple écrire :

$$\mu_0 \oint_{\Gamma} \mathbf{B}_a \cdot d\mathbf{l} = \Phi \quad (\text{II.7})$$

où Φ représente le flux de courant traversant la surface s appuyant sur Γ . Cette méthode permet d'obtenir le champ magnétique produit par l'échantillon aussi bien à l'extérieur qu'à l'intérieur de la matière aimantée.

b) La méthode des masses magnétiques

Le principe de cette méthode consiste à établir une analogie formelle avec l'électrostatique. Comme nous l'avons vu au paragraphe II.1.1, le potentiel scalaire dont dérive le champ magnétique est semblable au potentiel électrique créé par un dipôle électrostatique. On introduit donc une quantité fictive qu'on appelle masse magnétique qui présente des propriétés similaires à la charge électrique : par définition, une masse magnétique m crée à une distance r un potentiel magnétique :

$$V'(r) = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{m}{r} \quad (\text{II.8})$$

On définit alors le dipôle magnétique $\boldsymbol{\mu}$ comme étant constitué de 2 masses magnétiques opposées, placées en A et A' et on écrit $\boldsymbol{\mu} = m\mathbf{AA}'$. Cette approximation n'est valable que si

$r \gg AA'$.

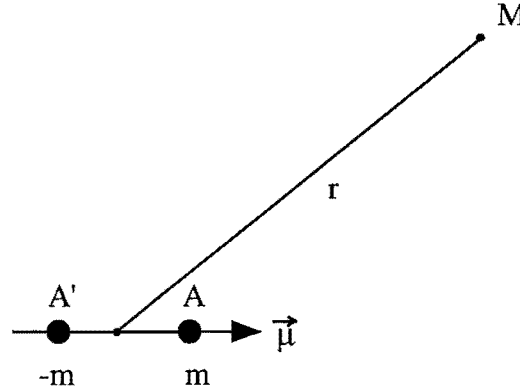


Figure II.3: Dipôle magnétique : deux masses magnétiques $+m$ et $-m$ placées en A et A' sont équivalentes à un dipôle de moment magnétique $\mu = mAA'$.

Considérons maintenant un volume τ de matière aimantée délimité par une surface S et caractérisé par une aimantation $\mathbf{M}(\mathbf{r})$. On peut montrer [64] que ce système est équivalent à une distribution de masses magnétiques qui crée en un point P un potentiel magnétique :

$$V'(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \int_S \frac{\mathbf{M} \cdot \mathbf{n} dS}{r} + \frac{\mu_0}{4\pi} \int \int \int_\tau -\frac{\text{div} \mathbf{M} d\tau}{r} \quad (\text{II.9})$$

où $\mathbf{n}$ représente la normale extérieure à S .

L'échantillon de matière aimantée est donc équivalent à un système de masses magnétiques réparties sur S et dans τ avec :

$$\text{une densité surfacique} \quad \sigma = \mathbf{M} \cdot \mathbf{n} \quad (\text{II.10})$$

$$\text{une densité volumique} \quad \rho = -\text{div} \mathbf{M} \quad (\text{II.11})$$

Le calcul du champ magnétique à partir du potentiel scalaire défini par (II.9) présente certaines difficultés que nous n'exposerons pas ici [64]. Nous nous contenterons de souligner que le champ créé par la distribution de masses magnétiques ne s'écrit pas de la même façon à l'intérieur et à l'extérieur de la matière aimantée :

$$\mathbf{B}_a(\mathbf{r}) = -\text{grad}(V'(\mathbf{r})) + \mu_0 \mathbf{M}(\mathbf{r}) \quad \text{à l'intérieur} \quad (\text{II.12})$$

$$\mathbf{B}_a(\mathbf{r}) = -\text{grad}(V'(\mathbf{r})) \quad \text{à l'extérieur} \quad (\text{II.13})$$

Nous présenterons dans la suite du mémoire une série d'exemples simples destinés à mettre en pratique l'utilisation de ces deux méthodes.

II.1.4. Généralisation

a) Champ total

Nous considérons toujours le même échantillon de matière aimantée mais placé cette fois en présence de sources de courant extérieures $\mathbf{J}_{\text{ext}}(\mathbf{r})$, qui génèrent un champ magnétique $\mathbf{B}_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ dans tout l'espace. Le champ magnétique total est obtenu en superposant le champ $\mathbf{B}_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ créé par la distribution de courants et le champ $\mathbf{B}_a(\mathbf{r})$ créé par la matière aimantée :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + \mathbf{B}_a(\mathbf{r}) \quad (\text{II.14})$$

$\mathbf{B}(\mathbf{r})$ se calcule donc à partir des sources extérieures et de l'aimantation $\mathbf{M}(\mathbf{r})$.

Cependant, $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ dépend lui même de $\mathbf{B}(\mathbf{r})$: on a affaire à un problème bouclé, il manque donc une équation pour le résoudre : c'est la relation constitutive.

b) Excitation

Pour certains calculs, il est parfois commode d'introduire le vecteur excitation $\mathbf{H}$ défini par la relation :

$$\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu_0 - \mathbf{M} \quad (\text{II.15})$$

Calculons son rotationnel. En utilisant (II.14), et en écrivant la relation de Maxwell-Ampère pour les champs $\mathbf{B}_{\text{ext}}$ et $\mathbf{B}_a$, on obtient :

$$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}_{\text{ext}} + \mu_0 \mathbf{J}_a \quad (\text{II.16})$$

La relation $\text{rot } \mathbf{M} = \mathbf{J}_a$ nous permet d'en déduire :

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J}_{\text{ext}} \quad (\text{II.17})$$

$\mathbf{H}$ est donc déterminé par $\mathbf{J}_{\text{ext}}$ mais également par les conditions aux limites. C'est là qu'interviennent la géométrie de l'échantillon de matière aimantée et son aimantation.

Considérons par exemple une surface Σ s'appuyant sur un contour Γ quelconque. Le théorème d'Ampère s'écrit :

$$\oint_{\Gamma} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \Phi \quad (\text{II.18})$$

où Φ représente le flux de courant traversant la surface Σ . Dans le cas d'une géométrie simple, on peut déduire la symétrie de $\mathbf{H}$. Il est alors possible de choisir un contour astucieux nous permettant d'obtenir une expression analytique pour l'excitation. Il suffit alors de connaître la relation entre $\mathbf{M}$ et $\mathbf{B}$ pour obtenir le champ magnétique dans tout l'espace.

Dans le cas d'une géométrie complexe, la méthode précédente n'est plus applicable et il est impossible d'obtenir une solution analytique.

II.1.5. Relation constitutive

La relation constitutive $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = f(\mathbf{B}(\mathbf{r}))$ ou $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = g(\mathbf{H}(\mathbf{r}))$ caractérise chaque milieu magnétique. Pour les matériaux diamagnétiques et paramagnétiques, la loi reliant l'excitation

et l'aimantation est linéaire :

$$M = \chi H \quad (\text{II.19})$$

où χ désigne la susceptibilité magnétique du matériau. Cette relation peut également s'écrire sous la forme :

$$B = \mu_0 \mu_r H \quad (\text{II.20})$$

où $\mu_r = 1 + \chi$ représente la perméabilité magnétique.

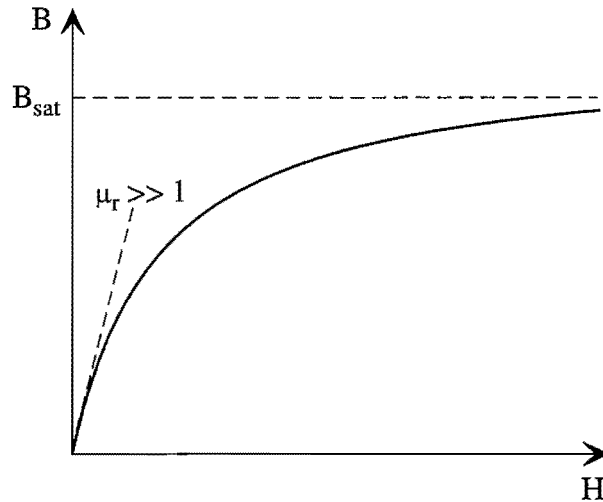


Figure II.4: Courbe $B = f(H)$ pour un matériau ferromagnétique

Dans le cas du ferromagnétisme, l'évolution du champ magnétique en fonction de l'excitation est plus complexe car la perméabilité magnétique dépend de l'excitation. L'allure de la courbe est donnée à la figure II.4 : à faible excitation, la pente peut atteindre des valeurs élevées (pour le Fer pur, $\mu_r^{\max} \simeq 10^4$), mais le matériau se sature quand on augmente l'excitation et le champ magnétique ne peut dépasser une certaine valeur, caractéristique du matériau.

Signalons que la courbe II.4 représente une courbe de première aimantation. En fait, les milieux ferromagnétiques sont caractérisés par une hystérésis : la réponse du matériau à une excitation dépend des excitations précédentes. Ce phénomène sera décrit de façon plus précise au III.2.3.

II.1.6. Conclusion

Nous disposons d'un système d'équations qui permettent de déterminer le champ magnétique, l'excitation et l'aimantation en tout point de l'espace. Dans le cas général, il n'est pas possible de trouver directement de solution analytique au problème et on est amenés à utiliser des méthodes de résolution numérique, qui sont en fait très délicates.

Certaines géométries toutefois, présentent des symétries qui permettent de simplifier le prob-

lème. Dans le cas d'un barreau infiniment long ou d'un disque plat, l'invariance par translation nous permet d'obtenir la structure des différents champs et le calcul ne pose pas de problèmes.

Pour des géométries légèrement plus complexes (barreau de longueur finie), on peut utiliser une approche itérative. Elle consiste à faire certaines hypothèses sur l'aimantation et en déduire sa valeur à l'ordre le plus bas, calculer $\mathbf{B}_a$ puis $\mathbf{B}$. On peut alors en déduire la nouvelle valeur de l'aimantation $\mathbf{M}'$ et itérer le processus. Nous verrons également que, sous certaines conditions, la solution d'ordre le plus bas constitue une approximation intéressante du résultat exact.

II.2 Application à quelques cas particuliers

Ce paragraphe est destiné à illustrer les méthodes que nous venons d'exposer en étudiant des échantillons ferromagnétiques de géométries particulièrement simples.

II.2.1. Barreau infiniment long

Considérons un cylindre de matière aimantée de longueur infinie, de section circulaire que l'on place dans un champ magnétique extérieur uniforme $\mathbf{B}_0$.

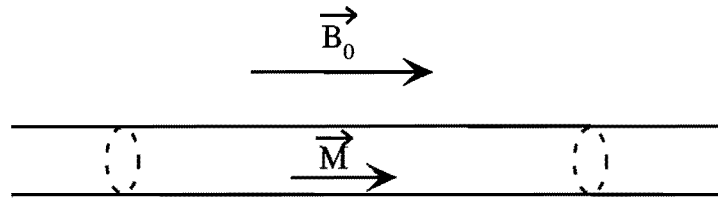


Figure II.5: Champ créé par un barreau infiniment long de matière aimantée, placé dans un champ magnétique extérieur uniforme $\mathbf{B}_0$.

Nous admettrons que par raison de symétrie, $\mathbf{M}$ est uniforme dans le barreau. En utilisant la continuité de la composante transverse de l'excitation : $\mathbf{H}_{\text{in}} = \mathbf{H}_{\text{out}} = \mathbf{B}_0/\mu_0$, on obtient l'expression de l'aimantation :

$$\mathbf{M} = \chi \frac{\mathbf{B}_0}{\mu_0} \quad (\text{II.21})$$

La méthode des courants ampériens nous permet alors de montrer que le barreau est équivalent à un solénoïde infini de densité de courant surfacique $|\mathbf{j}_{\text{sa}}| = |\mathbf{M}|$ ($\mathbf{J}_a = 0$).

On obtient alors de façon évidente que $\mathbf{B}_a = 0$ et $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0$ à l'extérieur du barreau. Le champ n'est donc pas perturbé à l'extérieur du matériau ferromagnétique.

A l'intérieur, le théorème d'Ampère appliqué à la distribution de courant dans ce solénoïde infini nous donne $\mathbf{B}_a = \mu_0 \mathbf{M}$. On en déduit :

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mu_0 \mathbf{M} = \mu_r \mathbf{B}_0 \quad (\text{II.22})$$

On observe donc une amplification du champ magnétique à l'intérieur du matériau par un facteur $\mu_r \gg 1$. Nous voyons donc sur cet exemple que les lignes de champ sont guidées par la structure ferromagnétique et que le champ y est fortement amplifié.

II.2.2. Disque mince

Considérons maintenant un disque ferromagnétique mince placé dans un champ magnétique extérieur uniforme B_0 .

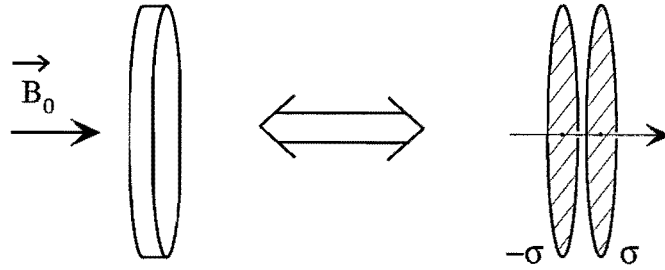


Figure II.6: Disque mince de matière aimantée, placé dans un champ magnétique extérieur uniforme B_0 .

Par continuité de la composante normale du champ magnétique, nous voyons que le champ magnétique à l'intérieur de l'échantillon est égal à B_0 . Contrairement au cas précédent, le matériau ferromagnétique ne modifie pas la valeur du champ.

Pour préciser ce résultat, nous calculons maintenant le champ créé par la matière aimantée par la méthode des masses magnétiques. Admettons que l'aimantation M est uniforme et colinéaire à B_0 , le disque est alors équivalent à deux distributions surfaciques $D1$ et $D2$ de densité uniforme $\sigma_1 = M$ et $\sigma_2 = -\sigma_1$.

A l'extérieur de l'échantillon, $D1$ et $D2$ sont vues quasiment sous le même angle solide, le champ créé en P par $D1$ est donc égal et opposé à celui créé par $D2$. Le champ produit par la matière aimantée B_a est donc nul à l'extérieur et le champ total vaut donc $B_{\text{ext}} = B_0$.

A l'intérieur de l'échantillon, ces deux distributions sont vues sous un angle solide quasiment égal à 2π . Le champ créé par $D1$ est cette fois égal et de même signe que celui créé par $D2$ et, en utilisant le résultat d'électrostatique qui nous donne le champ créé par un plan uniformément chargé, on obtient :

$$B_1 = B_2 = -\frac{\mu_0 M}{2} \quad (\text{II.23})$$

D'après (II.12), le champ produit par l'échantillon à l'intérieur du matériau s'écrit donc :

$$B_a = B_1 + B_2 + \mu_0 M = 0 \quad (\text{II.24})$$

Nous voyons donc que la distribution de masses magnétiques génère un champ qui s'oppose

à l'aimantation : c'est le *champ démagnétisant*.

Après avoir étudié les cas limites du barreau infini pour lequel le champ démagnétisant est nul, et du disque mince où il compense complètement l'aimantation, nous passons maintenant à l'étude du barreau de longueur finie.

II.2.3. Le barreau de longueur finie

Nous considérons donc maintenant un cylindre ferromagnétique de longueur finie placé dans un champ magnétique extérieur B_0 . Nous supposons l'aimantation uniforme $M = \chi \frac{B_0}{\mu_0}$ dans le matériau et calculons le champ magnétique par les deux méthodes exposées précédemment.

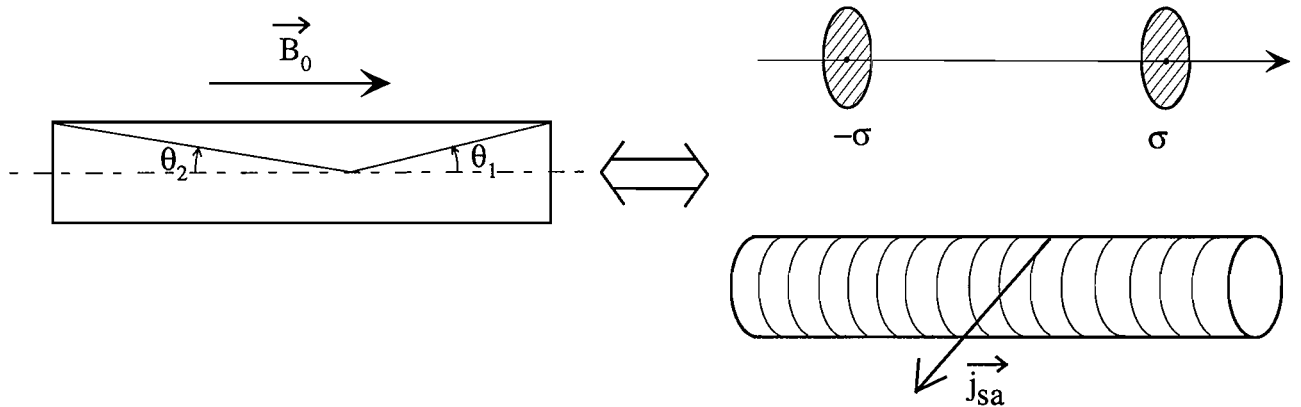


Figure II.7: Un barreau de longueur finie dans un champ magnétique uniforme B_0 est équivalent à deux disques uniformément chargés en surface pour la méthode des masses magnétiques, un solénoïde de longueur finie pour la méthode des courants ampériens.

a) Méthode des masses magnétiques

Comme pour le disque mince, le barreau de matière aimantée est équivalent à deux distributions surfaciques D1 et D2 de densité uniforme $\sigma_1 = M$ et $\sigma_2 = -\sigma_1$, placées à ses extrémités. La relation (II.9) nous permet de calculer le potentiel créé sur l'axe par les disques D1 et D2 et, après dérivation, de déduire le champ sur l'axe. Entre les deux disques, on obtient donc :

$$B_1 = -\frac{\mu_0 M}{2}(1 - \cos \theta_1) \quad (\text{II.25})$$

$$B_2 = -\frac{\mu_0 M}{2}(1 - \cos \theta_2) \quad (\text{II.26})$$

On en déduit donc le champ à l'intérieur de la matière aimantée :

$$B_a = B_1 + B_2 + \mu_0 M \quad (\text{II.27})$$

$$B_a = \frac{\mu_0 M}{2}(\cos \theta_1 + \cos \theta_2) \quad (\text{II.28})$$

b) Méthode des courants ampériens

Avec nos hypothèses de calcul, on montre sans difficultés que le barreau est équivalent à un solénoïde de longueur finie, avec une densité de courant surfacique $j_{sa} = M$. La loi de Biot et Savart nous permet alors de retrouver le résultat précédent.

II.2.4. Conclusion

Si les méthodes de calcul donnent le résultat exact pour le barreau infini et pour le disque plat, ce n'est plus vrai dans le cas où le barreau est de longueur finie. En effet, l'expression (II.28) nous montre que le champ à l'intérieur du matériau dépend de la position dans le barreau. Par conséquent, l'hypothèse d'uniformité de l'aimantation n'est plus vérifiée.

Dans le cas d'un barreau long et fin ou d'un barreau très mince, les deux extrémités sont vues sous le même angle dans la majeure partie du volume. L'hypothèse d'uniformité de l'aimantation est alors vérifiée et la solution d'ordre le plus bas est donc une bonne approximation du résultat exact, sauf au voisinage des pôles.

Dans le cas général, la méthode consiste à utiliser une procédure itérative : on calcule le champ total dans le matériau en supposant l'aimantation uniforme.

$$\mathbf{B} = \frac{(\mu_r - 1)}{2} \mathbf{B}_0 (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) + \mathbf{B}_0 \quad (\text{II.29})$$

Puis on en déduit une nouvelle valeur de $\mathbf{M} = \chi_{\mu_r \mu_0} \frac{\mathbf{B}}{\mu_r \mu_0}$ et on détermine la distribution de masses magnétiques équivalente, qui est cette fois volumique et surfacique. On peut alors déterminer une nouvelle valeur du champ créé par la matière aimantée. Rien n'empêche d'itérer le processus.

II.3 Les circuits magnétiques

Ce paragraphe est consacré à la présentation de l'analogie entre les circuits électriques et circuits magnétiques. En introduisant les concepts de réluctance et potentiels magnétiques, nous montrons que le flux qui traverse un circuit magnétique suit une loi analogue à la loi d'Ohm.

II.3.1. Réluctance

Considérons dans un premier temps le cas simple d'un circuit magnétique fermé, excité par une seule bobine. Comme la perméabilité magnétique des matériaux ferromagnétiques est élevée, le champ est guidé par la structure du circuit et les lignes de champ suivent son contour. Le circuit canalise donc un flux Φ constant. On choisit une orientation du contour, qui fixe le signe du courant : un courant I sera dit positif s'il génère un flux positif.

Le théorème d'Ampère, appliqué au contour nous permet d'écrire $\oint_{\Gamma} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = NI$ puisque Γ

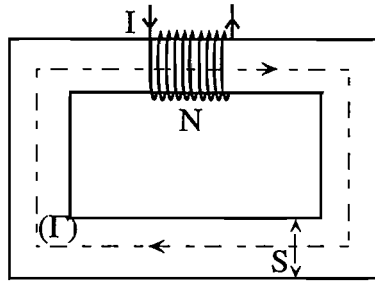


Figure II.8: Schéma du circuit

est une ligne de champ. En tout point du circuit, on peut écrire $\Phi = BS = \mu HS$. On en déduit :

$$NI = \oint_{\Gamma} \frac{\Phi}{\mu S} \cdot dl \quad (\text{II.30})$$

Comme le flux magnétique est constant dans le circuit, on peut écrire :

$$NI = \Phi \oint \frac{dl}{\mu S} \quad (\text{II.31})$$

et on définit la *réductance* d'un circuit par la relation suivante :

$$R = \oint \frac{dl}{\mu S} \quad (\text{II.32})$$

La relation précédente prend alors la forme : $NI = R\Phi$ et on retrouve là une forme similaire à la loi d'Ohm pour un circuit électrique. Par analogie, on appelle parfois la quantité NI le *potentiel magnétique*. Il s'exprime en Ampères.tours.

II.3.2. Association de réductances

a) Réductances en série

Considérons le cas décrit à la figure II.9 de deux réductances de longueur L_A et L_B , de perméabilité magnétique μ_A et μ_B , placées en série.

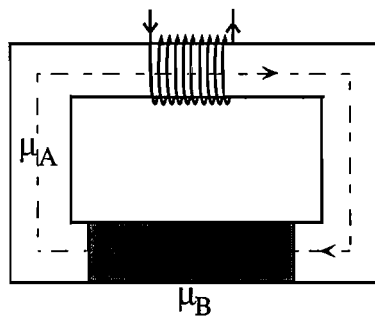


Figure II.9: Réductances en série

L'application de la loi (II.31) nous permet d'obtenir:

$$NI = \Phi \int_{L_A} \frac{dl}{\mu_A S} + \Phi \int_{L_B} \frac{dl}{\mu_B S} = \Phi \cdot (R_A + R_B) \quad (\text{II.33})$$

Une généralisation de cette relation au cas de plusieurs réluctances en série (c'est à dire traversées par le même flux) s'écrit :

$$R_{eq} = \sum R_k \quad (\text{II.34})$$

b) Réluctances en parallèle

Considérons maintenant le cas décrit à la figure II.10 de deux réluctances de section S_A et S_B , de perméabilité magnétique μ_A et μ_B , placées en parallèle.

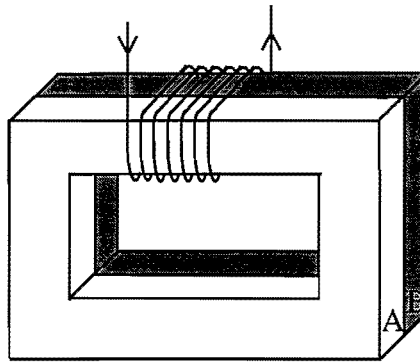


Figure II.10: Réluctances en parallèle

De la même façon que pour les réluctances en série, on peut écrire :

$$\Phi = \Phi_A + \Phi_B = \frac{NI}{\int_{\Gamma} \frac{dl}{\mu_A S_A}} + \frac{NI}{\int_{\Gamma} \frac{dl}{\mu_B S_B}} = NI \left(\frac{1}{R_A} + \frac{1}{R_B} \right) \quad (\text{II.35})$$

On en déduit la réluctance équivalente à un système de réluctances placées en parallèle (c'est à dire associées au même potentiel) :

$$R_{eq} = \frac{1}{\sum 1/R_k} \quad (\text{II.36})$$

II.3.3. Etude d'un cas simple

Nous allons maintenant appliquer les résultats que nous venons d'obtenir à l'étude d'un circuit magnétique comportant un intervalle d'air. Cette étude nous permettra de mettre en évidence les avantages apportés par les matériaux ferromagnétiques pour la génération de champs magnétiques intenses.

a) Calcul du champ

Considérons donc le circuit de la figure II.11 et calculons le flux magnétique le traversant.

Nous supposons que les lignes de champ restent guidées dans l'intervalle d'air et nous le mod-

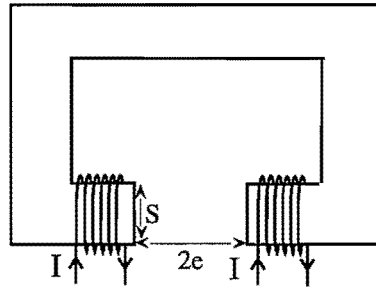


Figure II.11: Le circuit étudié comporte une structure ferromagnétique de section S et de longueur l , ainsi qu'un entrefer d'épaisseur e et de section S_e . L'excitation est fournie par deux bobines de N tours, parcourues par un même courant I .

élisons donc par une réluctance de valeur $R_{\text{entrefer}} = \frac{2e}{\mu_0 S}$. Cette approximation est valable à condition que les lignes de champ restent parallèles dans l'entrefer, c'est à dire dans le régime où $e^2 \gg S$. Après application de la loi (II.31), on obtient le flux magnétique

$$\Phi = \frac{2NI}{R_{\text{entrefer}} + R_{\text{ferro}}} = \frac{2\mu_0 NIS}{2e + l/\mu_r} \quad (\text{II.37})$$

et on en déduit le champ B_{pole} et l'aimantation M au niveau des pôles :

$$M = \frac{B_{\text{pole}} \mu_r - 1}{\mu_0} = \frac{\Phi}{\mu_0 S} \frac{\mu_r - 1}{\mu_r} \simeq \frac{2NI}{2e + l/\mu_r} \quad (\text{II.38})$$

Le circuit magnétique est donc équivalent à deux disques de densité surfacique $+M$ et $-M$. En utilisant le résultat II.4, on obtient le champ dans l'entrefer :

$$B_e = \mu_0 M \left(1 - \frac{\cos \theta_1 + \cos \theta_2}{2} \right) \quad (\text{II.39})$$

où θ_1 et θ_2 désignent l'angle sous lequel on voit les pôles.

Comme le montre la figure II.12, le champ présente un minimum au centre de l'entrefer et un maximum au niveau des pôles. Les valeurs de ces extremums sont déterminées par les caractéristiques géométrique du circuit : taille des pôles et dimension de l'entrefer.

b) Discussion

Par souci de simplicité, nous considérons que, dans l'entrefer, ces deux distributions surfaciques sont vues sous un angle égal à $\pi/2$. On en déduit l'expression du champ magnétique :

$$B_e = \mu_0 M = \frac{2\mu_0 NI}{2e + l/\mu_r} \quad (\text{II.40})$$

- Cas d'un entrefer mince : Si $e \ll l/\mu_r$, la formule précédente prend la forme :

$$B_e = \mu_0 \mu_r \frac{2NI}{l} \quad (\text{II.41})$$

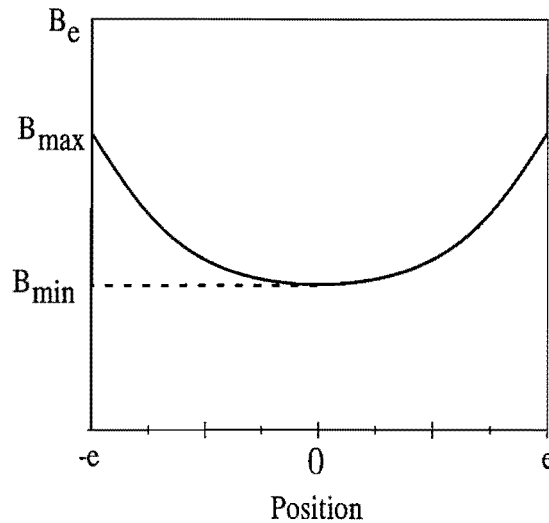


Figure II.12: Variation du champ dans l'entrefer du circuit

L'expression ci-dessus nous montre que le champ magnétique est amplifié par le matériau. En pratique toutefois, la saturation du matériau intervient et le champ dans l'entrefer ne peut dépasser une certaine valeur caractéristique du matériau. Par ailleurs, si la section de l'entrefer est trop petite, nos hypothèses de calcul ne sont plus vérifiées et on doit tenir compte de l'angle solide sous lequel sont vus les pôles.

- Cas d'un entrefer "épais" : $e \gg l/\mu_r$. C'est le cas rencontré le plus souvent à cause de la forte perméabilité magnétique des matériaux utilisés. Avec ces conditions, le champ dans l'entrefer s'écrit :

$$B_e = \mu_0 \frac{NI}{e} \quad (\text{II.42})$$

Dans ce cas, on ne bénéficie donc plus de l'amplification du champ magnétique mais seulement de l'effet de guidage des lignes de champ. En effet, le champ obtenu est du même ordre de grandeur que celui généré par deux bobines parcourues par un courant NI , placées aux extrémités des pôles. Cette propriété est utilisée dans le dispositif que nous présentons au chapitre III. On pourrait croire que l'utilisation des matériaux ferromagnétiques n'a aucun intérêt. Il n'en est rien : le circuit magnétique permet en fait de placer la bobine d'excitation à une grande distance de l'endroit où on veut générer un champ fort. On dispose alors de plus d'espace pour loger les fils, il est donc possible d'utiliser un volume de cuivre plus important et de *minimiser ainsi la puissance dissipée par effet Joule*.

II.3.4. Limites du modèle

Si la méthode de calcul présentée ici permet de donner une idée du comportement du champ

magnétique dans l'entrefer de l'électroaimant et de mieux comprendre l'influence du matériau aimanté, on ne peut pas espérer obtenir de résultats quantitatifs précis. En effet, nous avons vu que l'approximation sur laquelle repose notre calcul est valable dans la mesure où les pôles sont vus sous un petit angle. Or, avec notre électroaimant, les pôles sont vus sous un angle important (30° au centre). Nous sommes donc précisément dans le cas pour lequel la validité des expressions est discutable. Par ailleurs, nous n'avons pas pris en compte les effets de saturation des pôles et de fuites magnétiques qui en découlent.

On peut penser à une approche itérative similaire à celle exposée précédemment mais la présence de 6 pôles complique singulièrement les choses. Il est également possible d'utiliser des logiciels de simulation dont le principe repose sur une résolution numérique des équations de Maxwell par la méthode des éléments finis. Ces logiciels sont toutefois mal adaptés à une géométrie aussi complexe que celle de notre électroaimant, qui nécessite un maillage très fin, et un long temps de calcul et un spécialiste expérimenté pour savoir éliminer les résultats aberrants. Leur prix élevé constitue un autre inconvénient.

En pratique, nous nous sommes servis des calculs élémentaires comme guide pour la conception, et nous avons systématiquement mesuré en détail la topographie du champ.

Chapitre III

Deux générations d'électroaimant pour le piégeage d'atomes neutres

L'utilisation de matériaux ferromagnétiques permet de générer des champs intenses avec une puissance électrique faible. Elle pose néanmoins certaines difficultés expérimentales. D'une part, après un cycle excitation-désexcitation de la structure ferromagnétique, il subsiste des champs rémanents qui peuvent atteindre plusieurs Gauss. Ces champs parasites affectent considérablement le chargement du piège magnéto-optique, ainsi que les phases de mélasse optique où il est nécessaire d'annuler le champ à mieux que 100 mGauss [65]. D'autre part, on s'attend à ce que la vitesse de coupure du champ magnétique soit limitée par les courants de Foucault qui se développent dans la structure ferromagnétique ou par la viscosité magnétique. Ceci posera des problèmes pour le chargement du piège magnétique.

Nous avons donc décidé de concevoir et réaliser un premier électroaimant afin d'évaluer les limitations décrites ci-dessus et valider cette technologie pour le piégeage d'atomes neutres. Nous commencerons par décrire en détail notre dispositif puis présenterons ses performances mesurées. Nous étudierons en particulier les variations du champ magnétique dans l'entrefer, les champs rémanents, ainsi que la montée et la coupure du champ. Nous indiquerons aussi les moyens mis en oeuvre pour la compensation des champs rémanents. Cet électroaimant a été utilisé avec succès pour une expérience de piégeage en cellule. Les résultats obtenus ont donné lieu à une publication que nous présentons au III.3.

Nous avons tiré de cette première étape un grand nombre de leçons qui nous ont été fort utiles pour l'amélioration de cette technologie. Avec le développement d'une seconde génération d'électroaimant, notre objectif était multiple. Premièrement, nous avons amélioré le temps de coupure en utilisant des matériaux feuilletés pour éliminer les courants de Foucault dans la structure ferromagnétique. Nous nous sommes également efforcés d'améliorer l'accès optique et, dans ce but, avons modifié la géométrie de la culasse. Enfin, nous avons essayé d'améliorer les performances du dispositif pour la compression adiabatique en jouant sur la forme et la position de pôles.

Après avoir détaillé nos critères d'optimisation pour la compression adiabatique, nous décrirons la géométrie du nouvel électroaimant. Nous présenterons ensuite ses performances statiques

(caractéristiques du potentiel magnétique) puis dynamiques (montée et coupure du champ).

III.1 Présentation générale

Notre objectif consiste à générer le potentiel magnétique le plus raide possible, afin d'obtenir des conditions optimales pour le refroidissement évaporatif. Nous verrons que les variations spatiales du champ sont d'autant plus fortes que l'entrefer et le diamètre des pôles sont petits. Mais des contraintes géométriques interviennent et, en pratique, la distance entre pôles doit être suffisamment grande pour laisser passer des faisceaux de plusieurs mm de diamètre. Deux approches sont alors possibles :

- Une technique [66] consiste à placer 2 pôles à l'intérieur de l'enceinte à vide avec un entrefer de quelques mm. On parvient alors à générer un champ quadrupolaire sphérique dont le gradient atteint 3000 Gauss/cm. Ce principe a été poussé plus loin dans [67] avec la combinaison de matériaux ferromagnétiques et d'un petit aimant permanent, permettant de générer un piège quadrupolaire microscopique avec des gradients pouvant atteindre 3×10^5 Gauss/cm. Par compression adiabatique, il est de plus possible d'augmenter le taux de collisions élastiques par un facteur 1700 ! Notons cependant qu'au cours de la compression, la taille du nuage est réduite à 200 μm . Les pertes de Majorana, déterminées par (I.7), deviennent alors catastrophiques et condamnent toute tentative de refroidissement évaporatif à l'échec. Une alternative prometteuse consiste à utiliser des microstructures pouvant générer des pièges de Ioffe microscopiques [68] .
- Notre technique consiste à placer les pôles à l'extérieur d'une petite cellule en verre et garder un entrefer de quelques cm : une configuration à 6 pôles, inspirée de l'aimant permanent de Rice University [58] , nous permet de générer un potentiel du type Ioffe-Pritchard.

III.1.1. Réalisation

a) Choix du matériau

Comme nous allons le voir, le choix parmi les matériaux ferromagnétiques est vaste :

- les ferrites présentent l'intérêt d'être non conductrices, les courants de Foucault ne peuvent donc pas s'y développer. Mais les champs de saturation sont faibles (0.5 T) et ce type de matériau, obtenu par des techniques de frittage (agglomération sous très haute pression d'une poudre ferromagnétique et d'un liant), est quasiment impossible à usiner.
- les aciers magnétiques n'ont pas été retenus à cause de leur faible perméabilité magnétique ($\mu_{\text{max}}^r \simeq 100$).
- les μ -métaux présentent de bonnes propriétés magnétiques (notamment une très grande per-

méabilité magnétique et un cycle d'hystérésis très plat) mais leur usinage est difficile et leur coût prohibitif.

- nous avons décidé d'opter pour le Fer pur qui présente toutes les qualités requises pour notre application. En effet, sa perméabilité magnétique est élevée ($\mu_r^{\max} = 10^4$) et le champ de saturation peut atteindre 2 T. Son usinage est facile et dégrade peu les propriétés magnétiques.

b) Géométrie et excitations

Pour générer un potentiel du type Ioffe-Pritchard, nous avons choisi une configuration à 6 pôles et 6 bobines décrite à la figure III.11. Avec une distance entre pôles en vis-à-vis de 4 cm et un diamètre des pôles égal à 2 cm nous pouvons faire passer une cellule cylindrique de 2.5 cm de diamètre dans la direction $X=Y=Z$. Chaque pôle est percé d'un trou de 5 mm de diamètre sur toute sa longueur pour offrir davantage d'accès optique sans altérer les performances de l'électroaimant.

Comme nous l'avons expliqué au chapitre I, la technique de chargement du piège magnétique se fait en deux étapes : chargement d'un PMO (qui nécessite un champ quadrupolaire sphérique) puis transfert vers le piège purement magnétique (configuration Ioffe-Pritchard). Ces deux configurations de champ magnétique sont obtenues par des excitations différentes de la structure ferromagnétique :

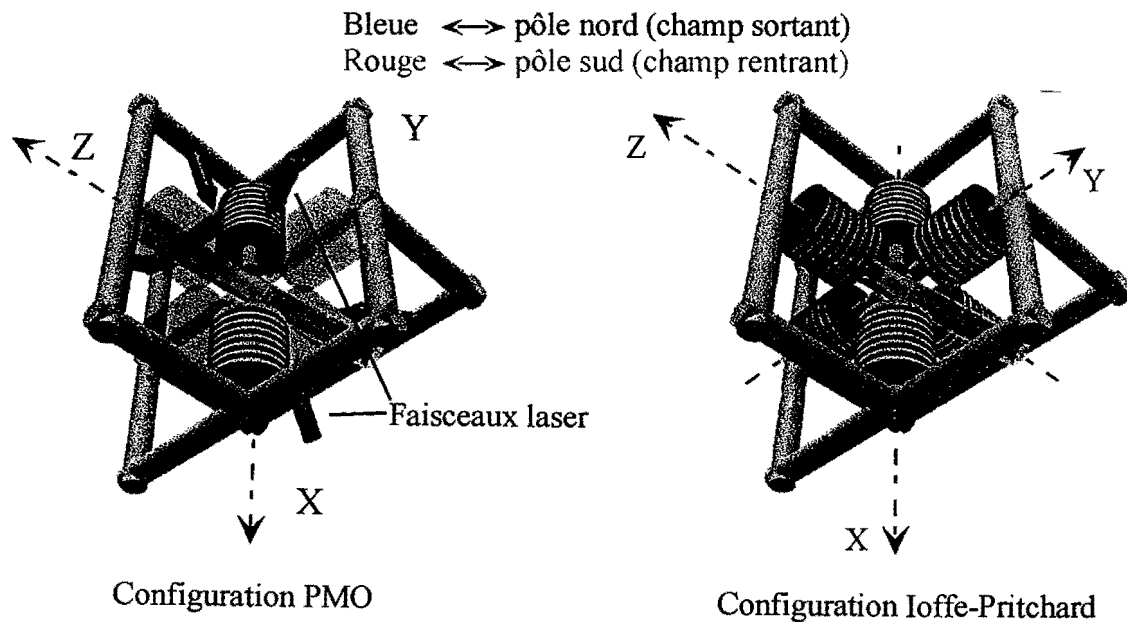


Figure III.1: (a) configuration PMO : seules les 2 bobines suivant l'axe X sont alimentées par des courants de sens opposé. On génère ainsi un champ quadrupolaire sphérique. (b) configuration Ioffe-Pritchard : on excite un champ dipolaire avec les 2 bobines de l'axe Z parcourues par un même courant. On lui superpose un champ quadrupolaire généré par les 4 bobines du plan XOY.

- pour générer un quadrupôle sphérique d'axe X, nous n'alimentons que les 2 bobines situées le long de l'axe X par des courants opposés.
- pour générer le potentiel Ioffe-Pritchard, on excite les 2 pôles alignés le long de l'axe Z par 2 bobines de 440 tours alimentées par des courants de même sens. On génère ainsi un champ dipolaire d'axe Z. Les 2 paires de pôles sur les axes X et Y sont excités par des bobines en configuration anti-Helmholtz et génèrent le champ quadrupolaire. La structure du champ magnétique total sera décrite plus précisément dans la suite de ce chapitre.

III.1.2. Calcul du champ magnétique

Le calcul du champ dans l'entrefer de l'électroaimant se fait en 2 étapes. La première consiste à calculer le flux magnétique dans les différents bras du circuit. La deuxième étape consiste à déterminer la distribution de masses magnétiques équivalentes et à calculer le champ qu'elle produit. Pour ce faire, nous décomposons le calcul du champ dipolaire et quadrupolaire, puis en déduisons le champ magnétique total.

a) Circuit équivalent

Nous allons, dans un premier temps, déterminer la distribution de masses magnétiques équivalentes à l'électroaimant. De la même façon qu'au II.3.3, on commence par déterminer le flux magnétique puis l'aimantation dans le circuit ferromagnétique. Dans le cas d'une géométrie complexe, le circuit magnétique équivalent n'est pas simple à déterminer. Pour simplifier les calculs, nous ferons donc par la suite l'hypothèse que la réluctance de la structure ferromagnétique est très faible devant celle de l'entrefer et la remplacerons par un court-circuit⁵. Le circuit équivalent, représenté à la figure III.2, est obtenu en considérant que chaque pôle est relié à l'origine par une réluctance $R = \frac{e}{\mu_0 S}$ où $2e$ désigne la distance entre pôles (qu'on prendra égale pour le dipôle et le quadrupôle) et S la surface des pôles. Les bobines du dipôle, parcourues par un courant I_D génèrent un potentiel magnétique $E_D = NI_D$. Les bobines du dipôle (respectivement quadrupôle), parcourues par un courant I_Q génèrent un potentiel magnétique $E_Q = NI_Q$.

En écrivant que les tensions aux bornes des différents bras sont égales, on peut montrer que les flux magnétiques prennent la forme :

$$\Phi_1 = -\Phi_2 = \frac{E_D}{R} = \frac{\mu_0 N I_D S}{e} \quad (\text{III.1})$$

$$\Phi_3 = \Phi_4 = -\Phi_5 = -\Phi_6 = \frac{E_Q}{R} = \frac{\mu_0 N I_Q S}{e} \quad (\text{III.2})$$

On peut remarquer que, dans notre modèle, les flux qui traversent le dipôle et quadrupôle sont indépendants. Nous pouvons donc traiter les calculs des champs dipolaire et quadrupolaire séparément. Expérimentalement, nous avons vérifié que, pour une géométrie donnée, le champ

⁵ Cette hypothèse est largement vérifiée dans le cas où le matériau n'est pas saturé

dipolaire est indépendant de l'excitation du quadrupole. En revanche, l'entrefer du quadrupole a une influence sur le champ dipolaire. Ces propriétés seront discutées plus en détail au III.4.4.

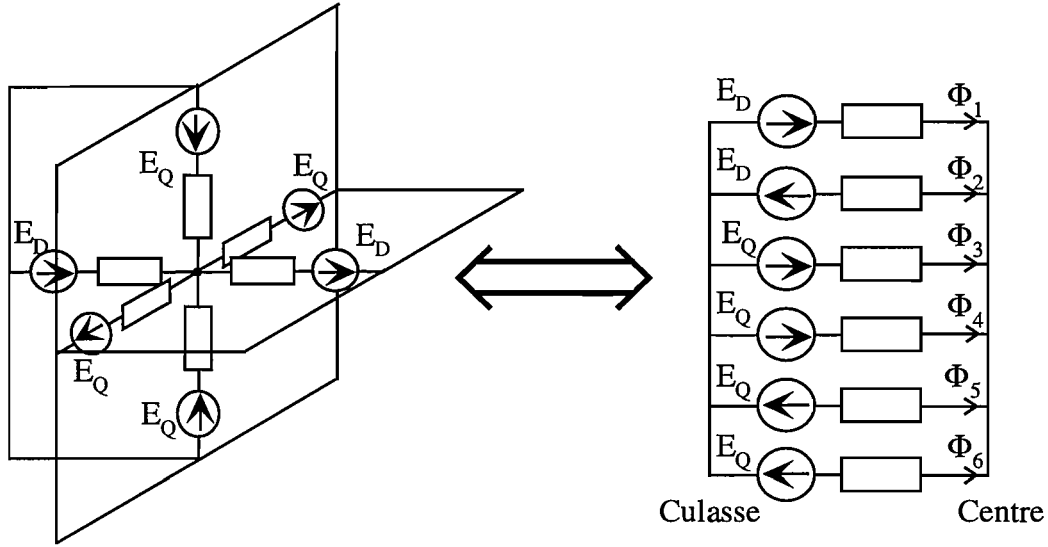


Figure III.2: Circuit électrique équivalent à l'électroaimant. Les bobines d'excitation sont analogues à des sources de tension et la réluctance entre le pôle et le centre de l'entrefer est assimilable à une résistance.

Pour évaluer le champ dans l'entrefer, nous déterminons la distribution de masses magnétiques équivalente à l'électroaimant. A partir de l'aimantation dans les différents bras :

$$M_D = \frac{\Phi_1}{\mu_0 S} = \frac{NI_D}{e} \quad (\text{III.3})$$

$$M_Q = \frac{\Phi_3}{\mu_0 S} = \frac{NI_Q}{e} \quad (\text{III.4})$$

on montre que le circuit est équivalent à 6 disques uniformément chargés avec une densité surfacique $\sigma_D = \frac{NI_D}{e}$ ou $\sigma_Q = \frac{NI_Q}{e}$, comme indiqué sur la figure III.3.

Comme les densités surfaciques σ_D et σ_Q sont indépendantes, le champ magnétique total est obtenu par superposition du champ dipolaire et du champ quadrupolaire.

b) Champ dipolaire

Considérons dans un premier temps le champ créé par les distributions surfaciques σ_D et $-\sigma_D$. Les symétries du problème nous permettent de montrer que les seules composantes non nulles sont la composante radiale B_ρ^D et longitudinale B_z^D . Comme indiqué dans [69], on décompose ces deux composantes sur la base des polynômes B_{zn} et $B_{\rho n}$:

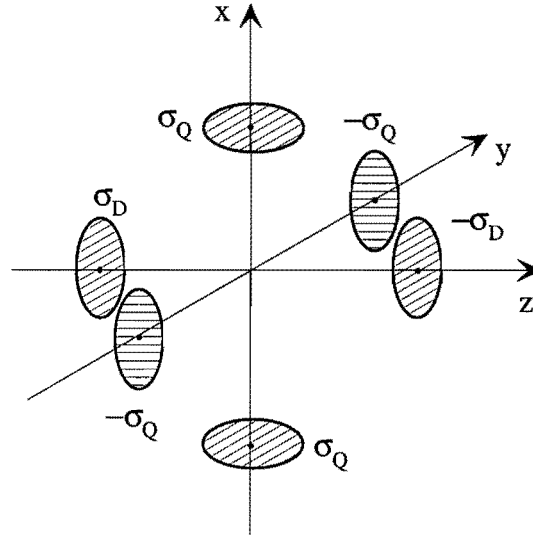


Figure III.3: Distribution de masses magnétiques équivalente

$$B_z^D = \sum b_n B_{zn} \quad (\text{III.5})$$

$$B_\rho^D = \sum b_n B_{\rho n} \quad (\text{III.6})$$

où les polynômes B_{zn} et $B_{\rho n}$ d'ordre 0,1,2 sont donnés par :

n	B_{zn}	$B_{\rho n}$
0	1	0
1	z	$-\rho/2$
2	$z^2 - \rho^2/2$	$-\rho z$

(III.7)

Nous voyons donc qu'il suffit de connaître le champ sur l'axe pour déterminer les coefficients b_n . On obtient alors l'expression du champ dans le volume autour de l'origine.

Dans notre cas de figure, on utilise le résultat du calcul effectué au II.3.3. En particulier, on exprime le résultat (II.39) en fonction de la position z du point sur l'axe. Ainsi, au second ordre en z , le champ sur l'axe prend la forme :

$$B_z^D(z, 0) = B_0 + B'' z^2 \quad (\text{III.8})$$

avec

$$B_0 = \frac{\mu_0 N I_D}{e} \cdot \left(1 - \frac{e}{\sqrt{e^2 + r^2}} \right) \quad (\text{III.9})$$

$$B'' = \frac{\mu_0 N I_D}{e} \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{e r^2}{(e^2 + r^2)^{5/2}} \quad (\text{III.10})$$

où r désigne le rayon du pôle.

Notons que B_0 et B'' sont tous deux proportionnels au courant d'excitation des bobines dipôle

I_D .

En comparant avec un développement sur la base des B_{zn} , on en déduit les valeurs de b_0 , b_1 et b_2 . On connaît alors l'expression au second ordre du champ dipolaire qui, en coordonnées cartésiennes, prend la forme :

$$\mathbf{B}^D = \begin{pmatrix} -2B''xz \\ -2B''yz \\ B_0 + B''(z^2 - \frac{x^2+y^2}{2}) \end{pmatrix} \quad (\text{III.11})$$

c) Champ quadrupolaire

Afin de déterminer le champ créé par les 4 distributions surfaciques équivalentes au quadrupôle, nous allons dans un premier temps calculer le champ créé par 2 distributions surfaciques de même valeur σ , d'axe de symétrie X.

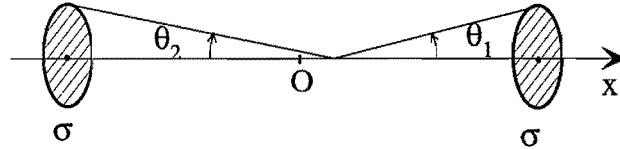


Figure III.4: Deux disques uniformément chargés avec une densité surfacique σ .

On commence par calculer le champ sur l'axe en utilisant la formule III.4 qui nous donne le champ créé par un disque de densité uniforme σ . Il vient :

$$B_x = -\frac{\mu_0\sigma}{2}(1 - \cos\theta_1) + \frac{\mu_0\sigma}{2}(1 - \cos\theta_2) \quad (\text{III.12})$$

$$= \frac{\mu_0\sigma}{2}(\cos\theta_1 - \cos\theta_2) \quad (\text{III.13})$$

Après avoir exprimé $\cos\theta_1$ et $\cos\theta_2$ en fonction de x et effectué un développement limité au premier ordre en x , on obtient :

$$B_x(x, 0, 0) = \frac{2B'}{3}x \quad (\text{III.14})$$

avec

$$B' = \frac{3}{2} \frac{\mu_0 N I_Q}{e} \frac{r^2}{(e^2 + r^2)^{3/2}} \quad (\text{III.15})$$

De la même façon que précédemment, ce résultat nous permet de déduire les coefficients b_0 et b_1 de la décomposition du champ sur la base de polynômes B_{zn} et B_{pn} . On peut alors exprimer le champ dans tout l'espace sous la forme :

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} 2B'x/3 \\ -B'y/3 \\ -B'z/3 \end{pmatrix} \quad (\text{III.16})$$

Le champ quadrupolaire est obtenu par superposition du champ généré par 2 distributions de valeur σ d'axe de symétrie X et de celui généré par 2 distributions de valeur $-\sigma$ d'axe de

symétrie Y :

$$\mathbf{B}^Q = \begin{pmatrix} 2B'x/3 \\ -B'y/3 \\ -B'z/3 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} B'x/3 \\ -2B'y/3 \\ B'z/3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B'x \\ -B'y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{III.17})$$

d) Champ total

Le champ magnétique total est obtenu par superposition des champs dipolaires et quadrupolaires, il s'écrit :

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}^D + \mathbf{B}^Q = \begin{pmatrix} B'x - 2B''xz \\ -B'y - 2B''yz \\ B_0 + B''(z^2 - \frac{x^2+y^2}{2}) \end{pmatrix} \quad (\text{III.18})$$

Dans le cas où la taille du nuage l vérifie la condition $B'l \ll B_0$, on peut effectuer un développement limité au second ordre en x, y, z du module du champ. On obtient :

$$B \simeq B_0 + \left(\frac{B'^2}{2B_0} - \frac{B''}{2} \right) (x^2 + y^2) + B'' z^2 \quad (\text{III.19})$$

Le domaine de validité de l'expression ci dessus est déterminé par le paramètre B_0/B' . Pour notre expérience, $B_0/B' \simeq 3$ mm alors que la taille du nuage dans la direction radiale après compression vaut environ $l \simeq 0.3$ mm. On peut donc considérer que la totalité des atomes voit un potentiel harmonique anisotrope avec une symétrie cylindrique autour de l'axe du dipôle. La valeur du minimum de potentiel est B_0 et les courbures sont données par :

$$B''_{\text{dip}} = B'' \quad (\text{III.20})$$

et

$$B''_{\text{quad}} = \frac{B'^2}{2B_0} - \frac{B''}{2} \quad (\text{III.21})$$

Les courants I_D et I_Q permettent donc de contrôler les courbures du potentiel.

Avec des pôles plats de 2 cm de diamètre séparés par un entrefer de 4 cm et excités par des bobines de 400 tours parcourues par un courant $I = 8$ A, on obtient :

biais magnétique	$B_0 = 235$ Gauss	(III.22)
courbure dipôle	$B''_{\text{dip}} = 120$ Gauss/cm ²	
gradient quadrupôle	$B' = 300$ Gauss/cm	

Ces valeurs seront confrontées au résultat des mesures dans le paragraphe III.2.2.c.

III.2 Caractérisation expérimentale

Pour connaître les caractéristiques du potentiel magnétique, nous avons mesuré point par point les composantes du champ avec une sonde à effet Hall tridimensionnelle. Ce paragraphe présente les résultats concernant la variation de B dans l'entrefer ainsi que l'évolution des

grandeurs caractéristiques en fonction des courants d'excitation. Les champs rémanents ont également été caractérisés et nous verrons comment les éliminer. Nous terminons cette étude par la présentation des performances de l'électroaimant à la montée et à la coupure du champ magnétique.

III.2.1. Moyens de mesure

La caractérisation du champ nécessite de mesurer ses trois composantes en un point donné : nous avons donc monté 3 sondes Seaton Corporation modèle 1264 sur 3 faces d'un cube de 1 mm de côté. Nous avons choisi ces sondes pour leur petite taille (dimensions de la zone active : $300 \times 300 \times 50 \mu\text{m}^3$), leur bonne linéarité sur l'intervalle 0-1000 Gauss, leur faible bruit et leur bon temps de réponse.

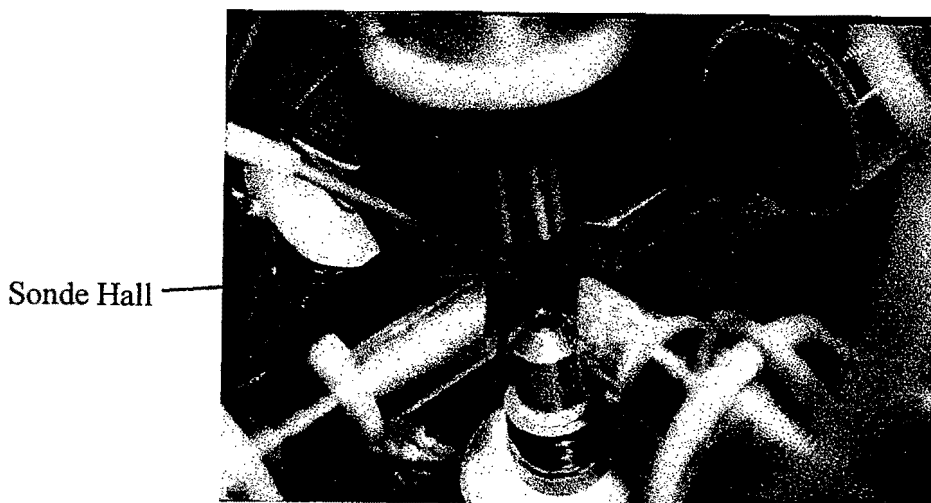


Figure III.5: Sonde à effet Hall tridimensionnelle placée dans l'entrefer de la seconde génération d'électroaimant. Les 3 sondes sont placées à l'extrémité de la tige, sur un cube de 1 mm de côté.

- Pour les mesures des caractéristiques statiques, les tensions aux bornes des sondes sont amplifiées et filtrées par un passe-bas de fréquence de coupure 10 Hz. Les 3 tensions sont ensuite converties au format numérique et traitées par un PC. Comme les sondes ne sont pas étalonnées de façon très précise, le système de mesure nécessite une calibration qui est effectuée en mesurant le champ dans un solénoïde de référence. La précision de nos mesures est limitée par plusieurs facteurs : le bruit d'échantillonnage et les dérives d'offset des tensions introduisent des fluctuations de l'ordre du Gauss, le positionnement des sondes présente des défauts d'angle de plusieurs degrés qui faussent la mesure des composantes du champ de quelques %.

- En ce qui concerne l'étude des régimes transitoires, nous avons utilisé les mêmes sondes et amplificateurs, mais choisi un filtre passe bas de fréquence de coupure 200 kHz. Afin d'évaluer le temps de réponse de notre système de mesure, nous avons effectué une mesure du temps de coupure du champ magnétique dans le solénoïde de référence en coupant le courant en 20 μ s. Nous avons mesuré une décroissance du champ avec une constante de temps de 40 μ s. Ceci nous assure que la réponse impulsionnelle du système de mesure est petite devant les constantes de temps d'évolution du champ généré par l'électroaimant, qui sont de l'ordre de 1 ms.

III.2.2. Fonctionnement en régime statique

a) Configuration PMO

Pour cette mesure, les 2 pôles dirigés suivant X sont excités par des courants opposés (figure III.1). Nous avons vérifié que les composantes du champs évoluaient linéairement le long des axes X,Y et Z et avons mesuré les gradients.

Pour $I = 250$ mA, on mesure :

$$\frac{dB_x}{dx} = -40 \text{ Gauss/cm} \quad (\text{III.23})$$

$$\frac{dB_y}{dy} = \frac{dB_z}{dz} = 20 \text{ Gauss/cm} \quad (\text{III.24})$$

alors qu'une application de la formule (III.14) nous donne $\frac{dB_x}{dx} = -7$ Gauss/cm. Ce résultat sera discuté au III.2.2.c.

b) Cartographie du champ en configuration Ioffe

Nous présentons ici les résultats obtenus au cours d'une mesure point par point du champ magnétique pour un courant d'excitation égal à 8 A dans chaque bobine. Au cours d'un balayage sur un volume de 1 cm³ par pas de 1 mm, nous avons relevé la valeur de chaque composante et avons ainsi accès sélectivement aux paramètres du champ quadrupolaire et du champ dipolaire.

Dans un premier temps, nous vérifions que les composantes B_x le long de l'axe X et B_z le long de l'axe Z évoluent comme calculé au paragraphe précédent. La composante quadrupolaire B_x évolue linéairement avec un gradient $B' = 760$ Gauss/cm. La composante dipolaire B_z évolue quadratiquement avec une courbure $B''_{\text{dip}} = 270$ Gauss/cm² et un biais magnétique $B_0 = 670$ Gauss.

A partir des 3 composantes du champ, nous pouvons calculer le module du champ dans tout le volume (III.7). Le module du champ magnétique présente bien un minimum local de valeur B_0 au centre. On peut également noter la symétrie cylindrique suivant l'axe Z au voisinage de l'origine.

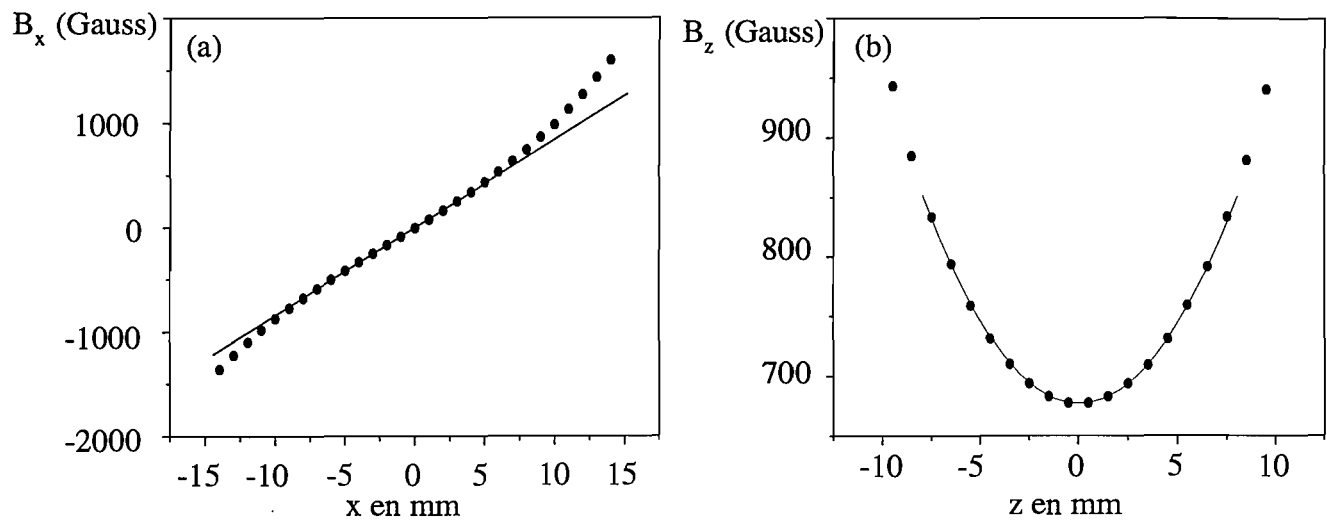


Figure III.6: Evolution des composantes du champ dans l'entrefer : (a) champ quadrupolaire (b) champ dipolaire. Les courbes en traits pleins représentent les fits des données expérimentales (cercles).

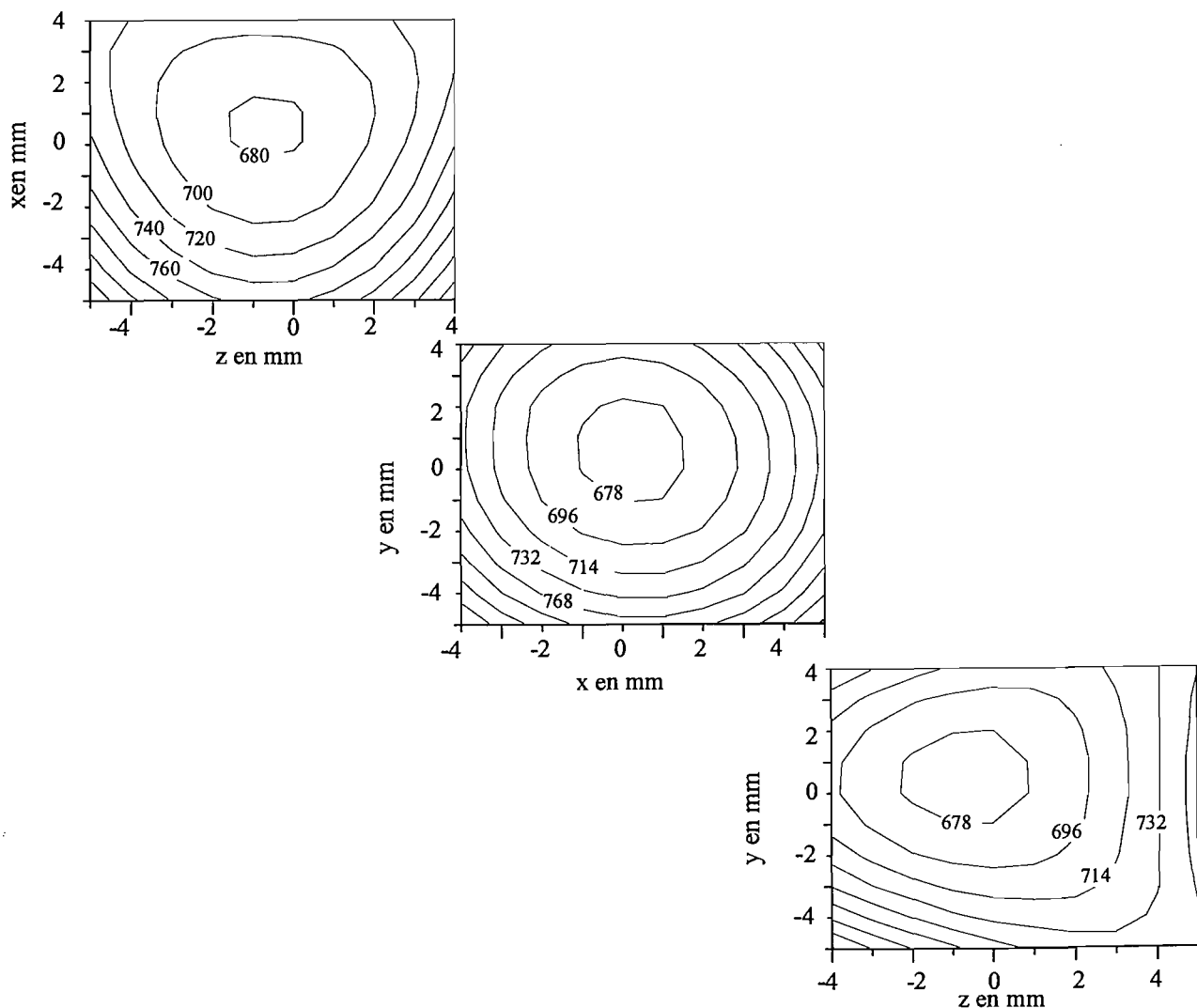


Figure III.7: Cartographie du module du champ magnétique pour une excitation à $I = 8A$ dans le dipôle et le quadrupôle.

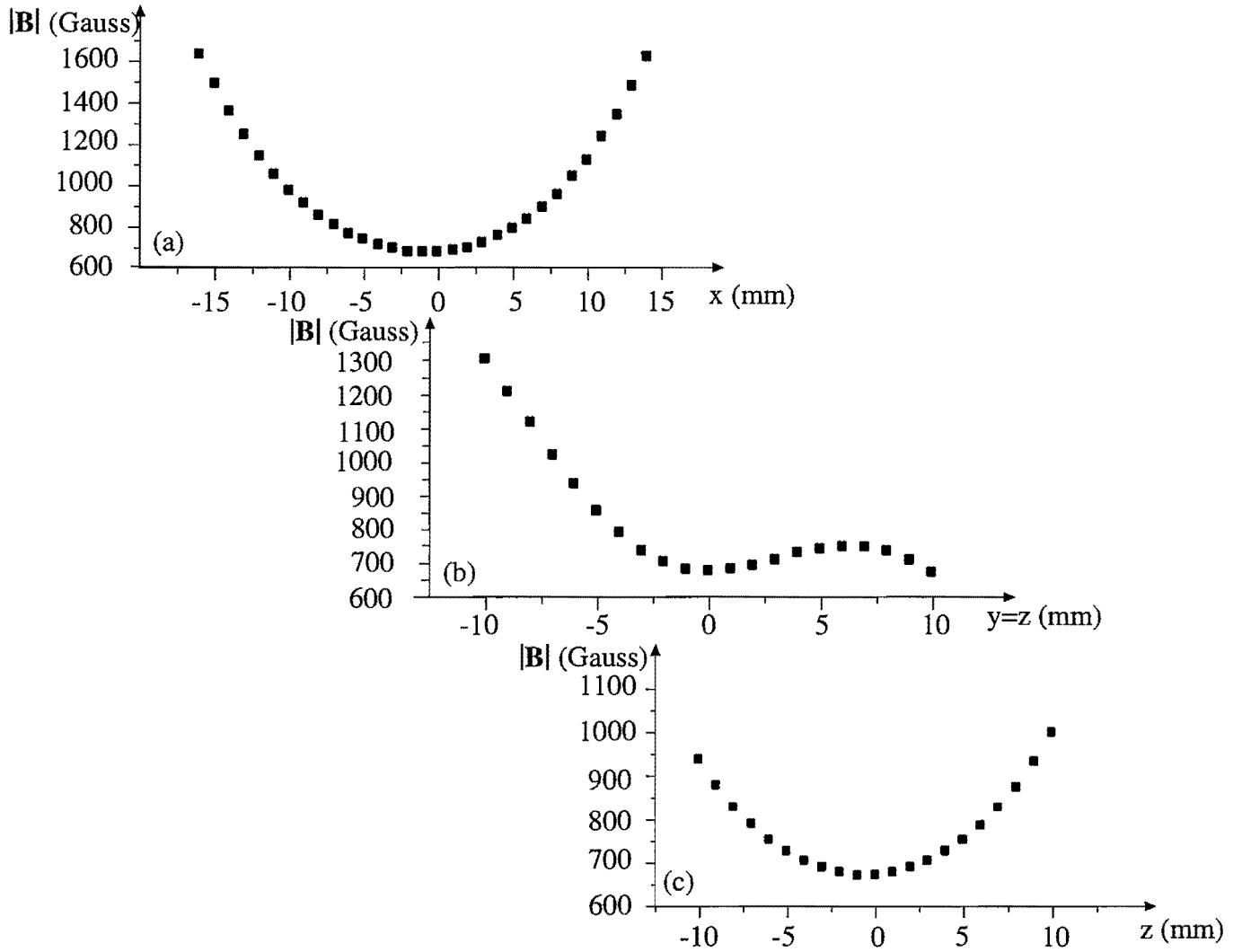


Figure III.8: Variation de $|B|$ suivant les axes (a) : X, (b) : Y=Z et (c) : Z

En effectuant un ajustement du profil suivant les axes X et Z par un polynôme du second degré (figure III.8), on vérifie qu'au voisinage du centre du piège, le potentiel magnétique évolue quadratiquement avec des courbures indiquées ci-dessous :

biais magnétique	$B_0 = 670 \text{ Gauss}$	(III.25)
courbure dipôle	$B''_{\text{dip}} = 270 \text{ Gauss/cm}^2$	
courbure quadropole	$B''_{\text{quad}} = 360 \text{ Gauss/cm}^2$	

On vérifie que la courbure du champ le long des directions du quadropole vérifie bien la relation $B''_{\text{quad}} = \frac{B'^2}{2B_0} - B''_{\text{dip}}/2$ à quelques % près.

En traçant le profil du potentiel suivant la direction Y = Z, nous observons que $|B|$ présente un maximum local autour de $y = z = 0.7 \text{ mm}$. La profondeur du puits de potentiel est donc limitée

par la hauteur de ce maximum, $\Delta B = 75$ Gauss. Cette valeur correspond à une température $k_B T = g_F m_F \mu_B \Delta B$ de 5 mK pour des atomes piégés dans $F = 2, m_F = 2$.

c) Comparaison avec les résultats théoriques

Il est intéressant de confronter nos mesures aux valeurs théoriques pour estimer la validité des expressions du champ. Ainsi une application numérique des expressions (III.9) et (III.15) nous donne :

	Théorie	Mesure
biais magnétique	$B_0 = 235$ Gauss	$B_0 = 670$ Gauss
courbure dipôle	$B''_{\text{dip}} = 120$ Gauss/cm ²	$B''_{\text{dip}} = 270$ Gauss/cm ²
gradient quadropôle	$B' = 300$ Gauss/cm	$B' = 780$ Gauss/cm
gradient quad. sphérique	$\frac{dB_x}{dx} = -7$ Gauss/cm	$\frac{dB_x}{dx} = -40$ Gauss/cm

(III.26)

Il n'est pas surprenant de constater que les résultats donnés par le modèle simple sont très différents des valeurs exactes. En effet, rappelons que le couplage entre les pôles a été modélisé de façon grossière puisque nous avons considéré qu'ils étaient tous connectés au centre de l'entrefer par une réluctance $R = \frac{e}{\mu_0 S}$ (figure III.2). Cette hypothèse conduit à surestimer la réluctance entre pôles, ce qui explique les faibles valeurs données par le calcul.

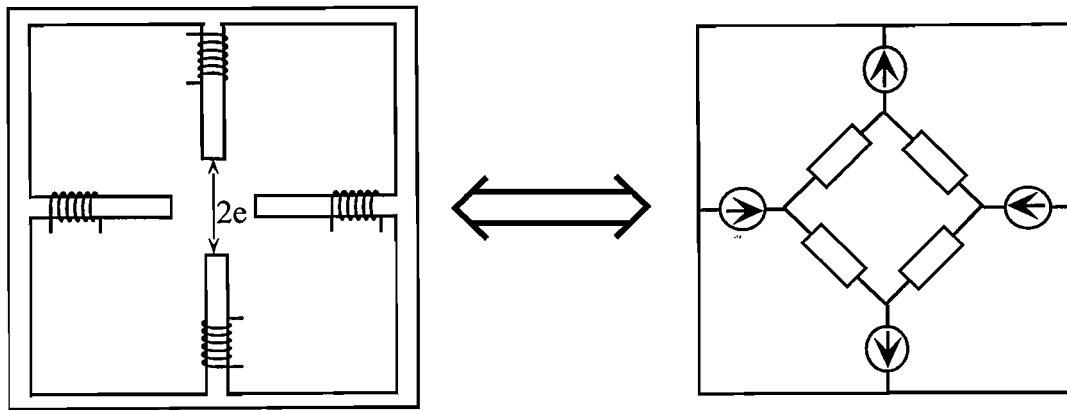


Figure III.9: Modélisation du quadropôle : le couplage entre pôles est modélisé par une réluctance de valeur $R' = \frac{\sqrt{2}e}{\mu_0 S}$.

Ainsi, en modélisant le couplage entre pôles du quadropôle comme indiqué sur la figure III.9, la réluctance entre pôles du quadropôle est $R' = \frac{\sqrt{2}e}{\mu_0 S}$. On peut montrer que les valeurs du champ magnétique calculées à partir de ce modèle sont $2\sqrt{2}$ fois plus élevées avec ce modèle qu'avec le précédent. Malgré cette correction, l'étude du gradient du quadropôle sphérique nous montre que le calcul continue à donner des valeurs du champ sous-estimées. Ces résultats nous montrent à quel point la mise au point d'un modèle simple et la description du couplage entre pôles sont

déliçates.

On peut remarquer qu'avec le facteur correctif $2\sqrt{2}$, les résultats obtenus à partir du modèle simple sont proches des valeurs mesurées. Il ne s'agit en fait que d'une (heureuse) coïncidence. En effet, le calcul sous-estime la valeur du champ mais ne tient pas compte de la saturation. Il se trouve que pour un courant de 8 A, la saturation intervient et compense l'erreur systématique introduite.

d) Evolution du potentiel de piégeage en fonction des courants

Le potentiel au voisinage de l'origine est parfaitement déterminé par la donnée de B_0 , B_{dip}'' et B' . Il suffit donc de deux balayages pour le caractériser : un premier balayage le long de l'axe Z nous donne les paramètres du champ dipolaire, un second balayage dans la direction X nous donne accès au gradient du quadrupôle. Nous avons donc effectué une mesure de ces paramètres pour différents courants.

Nous avons observé que le rapport B_{dip}''/B_0 est constant quel que soit le courant d'excitation et ne dépend que des caractéristiques géométriques de l'entrefer. On mesure :

$$B_{\text{dip}}''/B_0 = 0.40 \text{ cm}^{-2} \quad (\text{III.27})$$

Ce résultat est conforme au calcul du paragraphe III.1.2⁶.

La figure III.10 représente l'évolution du biais magnétique en fonction du courant I_D , et du gradient quadrupôle en fonction de I_Q .

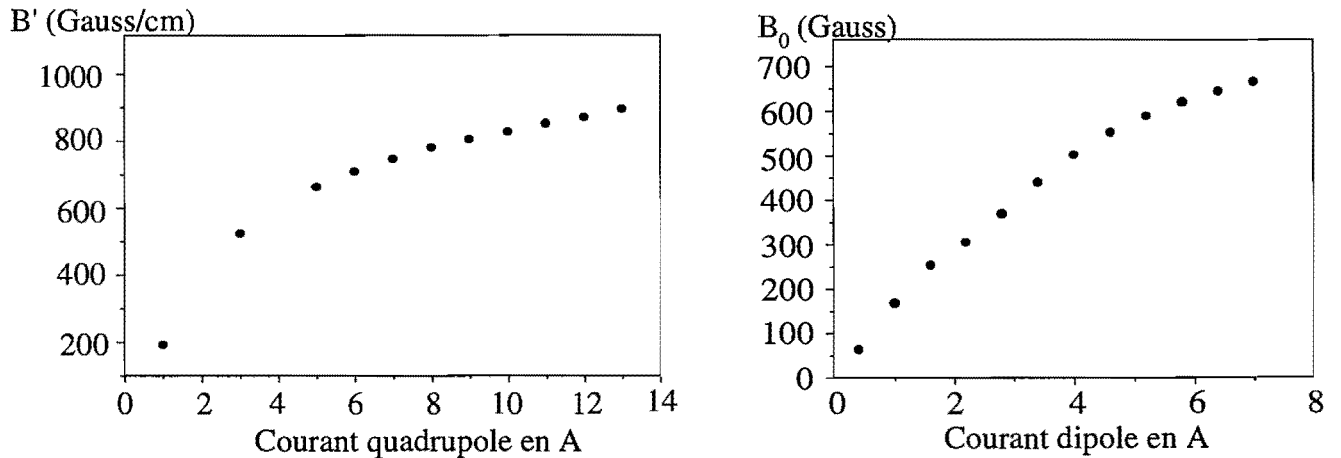


Figure III.10: Evolution des paramètres en fonction des courants d'excitation. Nous voyons que la saturation apparaît pour un courant égal à 4 A.

Sur la figure III.10, nous observons que le gradient du quadrupôle peut atteindre des valeurs

⁶ Il est néanmoins un peu surprenant. En effet, à partir de mesures qui seront détaillées dans la suite de ce chapitre, nous sommes parvenus à la conclusion qu'un couplage entre le dipôle et le quadrupôle existe. Le rapport B_{dip}''/B_0 devrait donc être modifié par la saturation des pôles du quadrupôle, c'est-à-dire par le courant d'excitation I_Q . Aucune explication satisfaisante n'a été trouvée pour ce phénomène.

très élevées : $B' = 900$ Gauss/cm pour un courant de 13 A. A titre de comparaison, les gradients quadropôle obtenus avec des systèmes à bobines dépassent difficilement 300 Gauss/cm pour un courant de quelques centaines d'A.

III.2.3. Hystérésis et champs rémanents

a) Caractérisation expérimentale

Il est important de connaître l'allure du cycle d'hystérésis. Pour ce faire, nous avons mesuré l'évolution du biais magnétique au cours d'un cycle complet d'excitation (figure III.11).

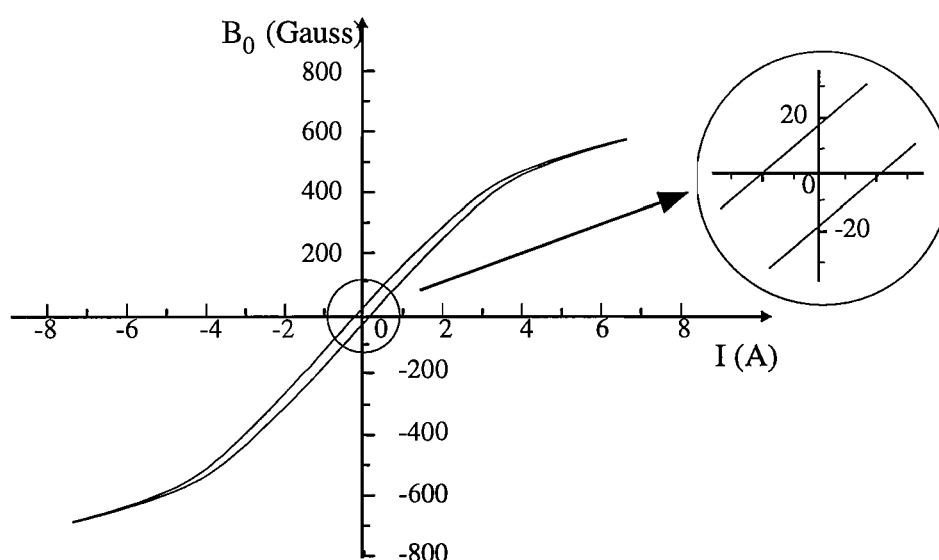


Figure III.11: Caractérisation du cycle d'hystérésis de notre électroaimant.

Nous avons observé que le champ rémanent présentait une structure identique à celle de la configuration Ioffe-Pritchard et avons mesuré :

biais magnétique rémanent	$B_0 \simeq 20$ Gauss	(III.28)
courbure dipôle rémanent	$B''_{\text{dip}} \simeq 8$ Gauss/cm ²	
gradient quadropôle rémanent	$B' \simeq 20$ Gauss/cm	

Malgré le cycle d'hystérésis extrêmement plat du Fer pur, ces valeurs sont suffisamment élevées pour perturber le chargement d'un PMO et le fonctionnement d'une mélasse optique. Il est donc indispensable de les éliminer.

b) Démagnétisation de la structure ferromagnétique

Le cycle d'hystérésis de la figure III.11 nous indique que l'on peut annuler le champ magnétique en appliquant une excitation de signe opposée à la première. Elle porte le nom d'*excitation*

coercitive.

Nous avons donc placé à l'extrémité de chaque pôle une bobine de 190 tours qui est parcourue de façon continue par un courant de sens opposé à la bobine excitatrice. La sonde Hall nous permet de régler grossièrement la valeur des courants de démagnétisation. Un second réglage plus fin est effectué en regardant l'explosion d'une mélasse optique : celle ci sera isotrope et lente si les champs magnétiques sont bien compensés sur le volume de piégeage. La procédure de réglage des démagnétisations sera décrite de façon plus précise au Chapitre IV. Nous y verrons que la compensation des champs rémanents n'est pas un problème.

III.2.4. Etude des régimes transitoires

a) Détermination de l'inductance des bobines

Connaissant la résistance des bobines ($R = 2 \Omega$), il suffit de caractériser la réponse impulsionnelle du circuit. On applique donc un échelon de tension aux bobines du dipôle. On observe alors une montée exponentielle du courant avec une constante de temps $\tau = \frac{L}{R} = 60 \text{ ms}$. On en déduit donc la valeur de l'inductance d'une bobine avec le circuit magnétique :

$$L = 60 \text{ mH} \quad (\text{III.29})$$

b) Coupure du champ

On considère le cas simple d'un interrupteur placé en série avec une bobine. Quand on coupe le courant d'excitation I en un temps Δt_c , il apparaît une surtension aux bornes de la bobine et de l'interrupteur :

$$V \simeq L \frac{I}{\Delta t_c} \quad (\text{III.30})$$

A cause de la forte valeur de l'inductance, cette surtension peut prendre des valeurs très élevées. Par exemple, si on coupe un courant $I = 3 \text{ A}$ avec un transistor de temps de coupure $\Delta t_c = 1 \mu\text{s}$, on obtient $V = 400 \text{ kV}$, ce qui nous assure de la destruction immédiate du transistor et des bobines⁷. Nous présenterons au chapitre IV un dispositif permettant de s'affranchir de ce problème.

Pour ces tests préliminaires de coupure du champ magnétique, nous avons choisi un interrupteur mécanique pour la robustesse et la simplicité d'utilisation.

La figure III.12 nous montre l'évolution du courant et du champ magnétique à l'ouverture de l'interrupteur. Après 1 ms, le courant dans les bobines s'annule. L'évolution du champ est beaucoup plus lente : on observe une première décroissance qui suit la coupure du courant puis une décroissance exponentielle avec une constante de temps beaucoup plus longue ($\tau \simeq 10$

⁷ Les différentes couches des bobines sont séparées par un revêtement isolant. Si la tension aux bornes de l'isolant est trop élevée, on assiste à un phénomène de claquage.

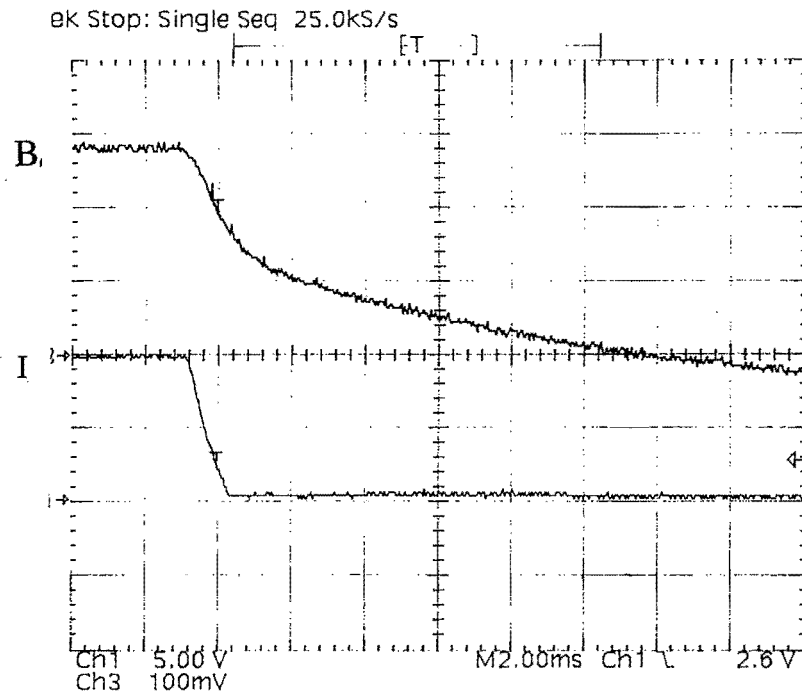


Figure III.12: Coupure du champ magnétique

ms). Cet effet de trainage du champ est dû aux *courants de Foucault* qui se développent dans la structure ferromagnétique.

Nous avons essayé de contraindre le champ magnétique à s'annuler en excitant l'électroaimant par une impulsion de courant négative destinée à compenser les courants de Foucault. Les quelques tests que nous avons effectués n'ont pas donné de résultats concluants car la forme et l'amplitude de l'impulsion sont très critiques. Nous verrons par la suite que l'utilisation de matériaux ferromagnétiques feuilletés permet de réduire les courants de Foucault et de considérablement simplifier les problèmes de coupure du champ.

c) Montée du champ

Comme nous l'avons expliqué au premier chapitre, le remplissage du piège magnétique se fait en deux étapes : on commence par charger un PMO, on refroidit ensuite les atomes à l'aide d'une mélasse avant de les transférer dans le piège magnétique. Afin de ne pas perdre en densité et en température au cours du transfert vers le piège magnétique, le potentiel magnétique doit s'installer en un temps petit devant le temps d'expansion du nuage atomique. En pratique, avec le rubidium, un temps de montée d'1 ms permet de satisfaire cette condition.

Comme la puissance nécessaire au fonctionnement de l'électroaimant en continu ne dépasse pas 100 W, nous utilisons des alimentations de faible puissance qui, étant limitées en tension, ne peuvent pas débiter rapidement des courants dans des charges inductives. Un système auxiliaire est donc nécessaire, son schéma de principe est décrit à la figure III.13.

On vient placer en parallèle avec la bobine et l'interrupteur une capacité préalablement chargée

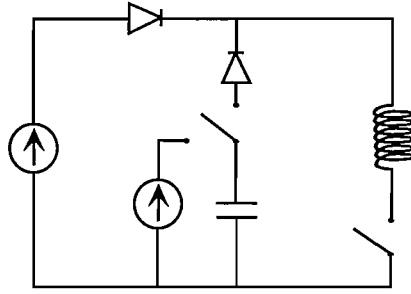


Figure III.13: Circuit d'aide à la montée du courant

par un générateur auxiliaire. Quand on ferme l'interrupteur, la capacité se décharge dans la bobine, puis l'alimentation prend le relais. Comme la résistance des bobines est très faible, le circuit fonctionne en régime très faiblement amorti et le temps de montée correspond à un quart de période d'oscillation, c'est à dire :

$$t_m = \frac{\pi}{2} \sqrt{LC} \quad (\text{III.31a})$$

La tension de charge est déterminée par la quantité d'énergie à transférer :

$$\frac{1}{2} CV^2 = \frac{1}{2} LI^2 \quad (\text{III.32})$$

si l'on néglige les pertes lors du transfert d'énergie.

d) Réalisation du montage et performances

Comme les courants d'excitation du dipôle et du quadrupôle ne sont pas les mêmes, nous avons découplé leurs alimentations et systèmes de commande. Le schéma du circuit utilisé pour commander le champ dipolaire est représenté à la figure III.13. Le circuit de commande du champ quadrupolaire est basé sur le même principe et les résultats obtenus sont identiques à ceux présentés pour le dipôle.

Les interrupteurs sont des transistors IGBT IRG-PH50F-D2 fabriqués par International Rectifier. Ces composants sont capables de supporter les tensions de charge des capacités (jusqu'à 1.2 kV) et des courants de 50 A.

La figure III.14 nous montre l'évolution du courant dans les bobines d'excitation du dipôle et du champ dans l'entrefer à la fermeture du circuit. Pour un courant de 3 A, on obtient un profil de montée proche d'un créneau en utilisant une capacité de 30 μF dont la tension de charge (600 V) est choisie de manière à optimiser le profil de montée du champ.

On observe une montée du champ à la valeur maximale en 2 ms, ce qui est proche de la valeur théorique $t_m \simeq 2.5$ ms. On peut remarquer que le courant d'excitation maximum dépasse largement la valeur à l'état stationnaire. Par ailleurs, l'énergie fournie par les capacités $E =$

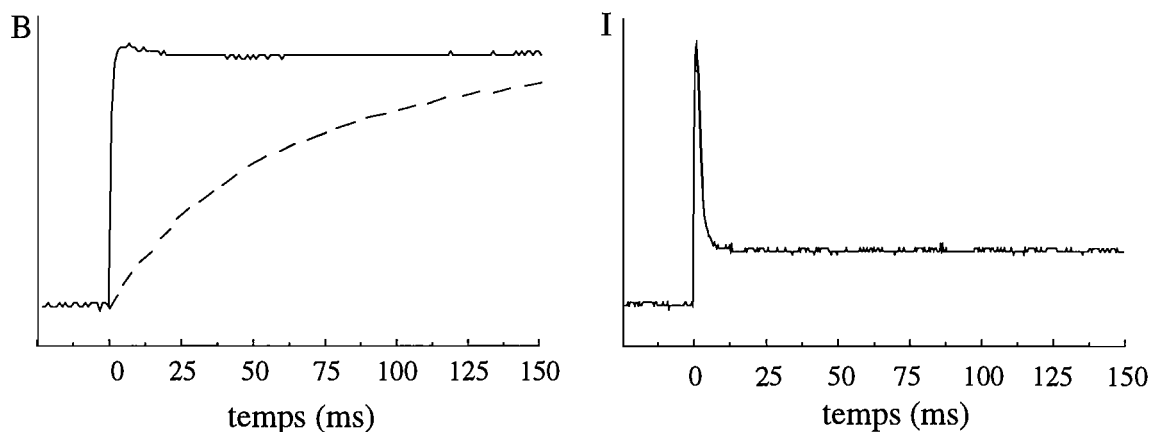


Figure III.14: Montée du courant et du champ magnétique pour le dipôle (la courbe en pointillés représente la montée du champ sans le système auxiliaire)

$\frac{1}{2}CV^2 \simeq 5$ J est grande devant l'énergie magnétique contenue dans les bobines ($E = \frac{1}{2}LI^2 \simeq 0.5$ J) et l'énergie dissipée par effet Joule en 2 ms ($E = RI^2 \cdot t_m \simeq 0.05$ J). Ces deux observations nous montrent que les courants de Foucault perturbent considérablement la montée du champ magnétique : une bonne partie de l'énergie est utilisée pour les combattre.

III.3 Trapping cold neutral atoms with an iron-core electromagnet

Trapping cold neutral atoms with an iron-core electromagnet

B. Desruelle^{1,a}, V. Boyer¹, P. Bouyer¹, G. Birkel³, M. Lécivain², F. Alves², C.I. Westbrook¹, and A. Aspect¹

¹ Institut d'Optique^b, BP 147, 91403 Orsay Cedex, France

² L.E.Si.R^c, ENS Cachan, France

³ Institut für Quantenoptik, Universität Hannover, Welfengarten 1, 30167 Hannover, Germany

Received: 4 August 1997 / Received in final form: 28 November 1997 / Accepted: 15 January 1998

Abstract. We have developed an iron-core electromagnet and used it to trap neutral atoms. The magnetic field can be switched from a spherical quadrupole configuration to a Ioffe configuration within 2 ms. We load 2×10^7 ^{87}Rb atoms from a vapor into a Magneto-Optical Trap (MOT) and transfer them into the purely magnetic trap with an efficiency of 95%. A strong radial compression is possible since we can generate quadrupole gradients up to 0.1 T/cm with an excitation current of 10 A (400 W of power consumption).

PACS. 32.80.Pj Optical cooling of atoms; trapping

The ability to magnetically trap neutral atoms has proven to be an essential step towards Bose-Einstein Condensation [1–4]. Magnetic trapping allows the use of evaporative cooling to reach quantum degeneracy, provided that the initial elastic collision rate is sufficiently high. For this purpose, tightly confining potentials are required to achieve high atomic densities. In addition, it is desirable to trap the atoms at a nonzero field minimum to avoid losses due to Majorana transitions [5].

To fulfill these requirements, many experiments have used variations of the Ioffe configuration [6]. For example, experiments with trapped Lithium atoms have been carried out in a static Ioffe trap using permanent magnets [2]. They produce a very steep potential but the magnetic field cannot be varied with time. Other setups use coils to generate similar magnetic field profiles [10,11]. In this case, the trapping potential can be varied but a significant electrical power and a sophisticated cooling system are required. The use of coils with ferromagnetic cores offers the possibility of combining the advantages of the above approaches. For example, reference [7] reports trapping of Lithium in a spherical quadrupole field created by two μ -Metal needles. In this paper, we describe a novel electromagnet inspired by that used in [2], but with the permanent magnets replaced by iron pole pieces.

As shown in Figure 1, the electromagnet consists of three pairs of 2 cm diameter cylindrical poles positioned along the X , Y and Z axes. A ferromagnetic yoke supports the poles and guides the magnetic flux by providing a low reluctance return path for the magnetic fields. Both poles and yoke are made with pure iron ($B_{\text{sat}} = 2$ T,

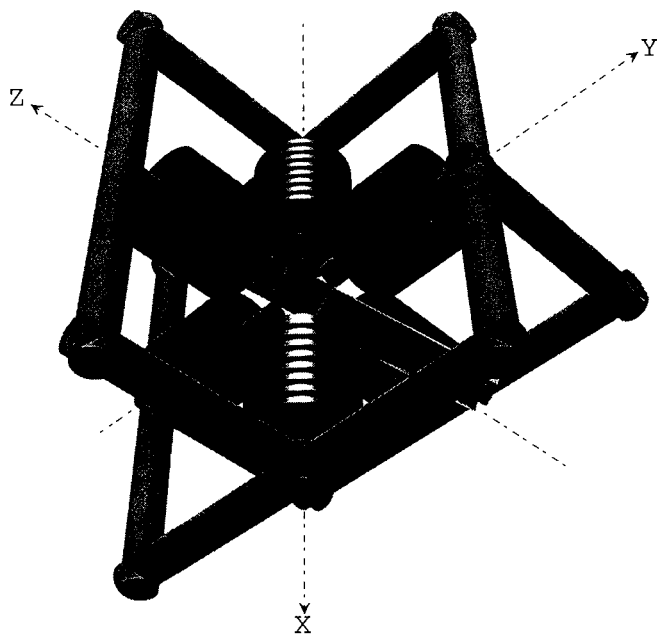


Fig. 1. Diagram showing the position of the poles and the vapor cell. The tip to tip spacing is 4 cm and the diameter of the cell 2.5 cm.

$\mu_r^{\text{max}} = 7 \times 10^3$). The pole pieces are 20 cm long, with a 5 mm diameter hole along the symmetry axis. The tip to tip spacing is 4 cm. Each pole is excited by a 440 turn coil of copper wire. The opposing poles in the XY plane are excited with equal and opposite currents. Near the center, these 4 coils generate a linear quadrupole field, given by: $\mathbf{B} = G(x\mathbf{e}_x - y\mathbf{e}_y)$ to first order in the coordinates. The quadrupole gradient G can be controlled with the current in the 4 quadrupole coils. The two poles along the Z

^a e-mail: bruno.desruelle@iota.u-psud.fr

^b URA 14 du CNRS

^c URA 1375 du CNRS

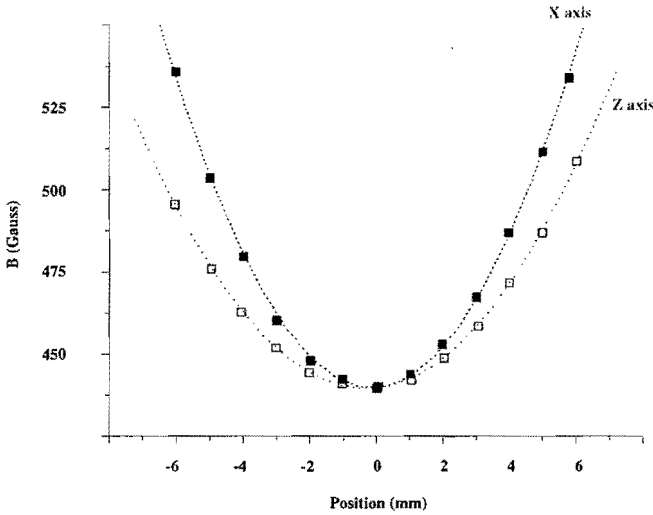


Fig. 2. Measured field along the X and Z axes for an excitation current $I = 3.5$ A in the quadrupole and dipole coils. The experimental data are fitted with second order polynomials. The bias field is 440 Gauss, the dipole field curvature 170 Gauss/cm² and the X axis curvature 270 Gauss/cm². We estimate a 5% accuracy of the measurements due to sampling noise of the data acquisition system and to the fact that the 3 Hall probes are not perfectly orthogonal and are separated by 1 mm.

axis are excited with equal currents, making a dipole field whose Z component varies as $B_z = B_0 + C(z^2 - \frac{x^2+y^2}{2})$. The bias field B_0 and the dipole field curvature C are determined by the current in the dipole coils. The magnitude of the total magnetic field can be approximated by:

$$|B| = B \simeq B_0 + (\frac{G^2}{2B_0} - \frac{C}{2})(x^2 + y^2) + Cz^2. \quad (1)$$

We have mapped the magnetic field using a 3D Hall probe. Figure 2 shows the variation of the magnetic field magnitude along different axes for excitation currents $I = 3.5$ A in the 6 coils. Near the center, the field magnitude is found to be well described by equation (1) with a 440 Gauss bias field and curvatures of $d^2B/dx^2 = d^2B/dy^2 = 270$ Gauss/cm², $d^2B/dz^2 = 170$ Gauss/cm². From these curvatures, we calculate oscillation frequencies $\nu_{x,y} = 30$ Hz, $\nu_z = 24$ Hz for ^{87}Rb trapped in the $F = 2, m_F = 2$ state.

When the current is turned off, the field drops by 30% within 1 ms and then falls off with a 8 ms time constant limited by eddy currents in the iron structure. Because of hysteresis in the iron, a remanent bias field of about 20 Gauss and a remanent quadrupole gradient of 15 Gauss/cm remain after eddy currents are dissipated. Small compensation coils provide the coercive excitation necessary to reach zero magnetic field when the excitation current is turned off.

In order to trap the atoms, the electromagnet is placed around a 2.5 cm diameter cylindrical glass vacuum cell. The axis of the cylinder is aligned with the 111 direction of the electromagnet. The cell is pumped with a

30 l/s ion pump and contains about 10^{-9} hPa pressure of Rb. We first load atoms from the vapor into a Magneto-Optical Trap (MOT) by supplying current to the 2 coils of the electromagnet along the X axis only. A current of 200 mA generates a spherical quadrupole field with $dB_x/dx = 20$ Gauss/cm. A 100 mW laser diode produces 6 independent circularly polarized trapping beams, each with a power of 6 mW and a diameter of 15 mm. They are detuned by 2Γ to the red of the $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 3$ optical transition at 780 nm. Because of the pole pieces, the beams cannot propagate along the symmetry axes of the magnetic field but the MOT works satisfactorily with the beams tilted by 15 to 40 degrees. A repumping beam, on resonance with the $5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5P_{1/2}, F = 2$ transition at 794.7 nm, overlaps the trapping beams. The density and number of trapped atoms were measured with a CCD camera by absorption imaging of a weak resonant probe beam. After 5 s of loading, the MOT contains about 2.0×10^7 atoms. We measure the temperature in the MOT by a ballistic expansion method: we switch off the beams and the magnetic field, and let the cloud expand for a variable delay time before taking an absorption image. We find a temperature of about 100 μK .

In order to optimize the phase-space density before turning on the Ioffe trap, we reduce the temperature by increasing the detuning and decreasing the intensity of the laser beams, after switching off the magnetic field. After 12 ms, the atoms are cooled to 20 μK ($v_{\text{rms}} = 7.5v_{\text{rec}} = 4.5 \text{ cm s}^{-1}$) with a density at the center of the trap of $3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. We then block the trapping beams and optically pump the atoms into the $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$ state. We do this by creating a small bias field along the Z axis and applying a 250 μs pulse of laser light which propagates along the Z axis through the 5 mm hole in the pole tips. This beam is on resonance with the $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 2$ transition and σ^+ polarized (this choice minimizes heating because the trapped state is dark). The repumping beam on the $5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5P_{1/2}, F = 2$ transition remains on during this procedure and is turned off after the optical pumping pulse.

We switch to the Ioffe trap by applying an equal current to all the coils. The field reaches the final value in 2 ms. This rise time is obtained by putting a 50 μF capacitor charged to 700 V in parallel to the power supply in order to deliver a strong pulse of current when switching on. The trapped atoms are monitored through their interaction with a probe beam. This beam propagates along the axis of the cell and has a well controlled σ^+ component with respect to the direction of the bias field. Because of the strong bias field B_0 , the optical transitions experience large Zeeman shifts. We thus can monitor selectively the atoms trapped in the $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$ ground state by detuning the probe beam 600 MHz above the zero field resonance. This laser beam selectively couples the trapped ground state to the $5P_{3/2}, m_I = 3/2, m_J = 3/2$ level of the excited manifold. Since this excited state is a pure $m_F = 3$ state, this forms a two-level cycling transition. From the analysis of absorption images, we can infer the number of trapped atoms. We have measured 1.9×10^7 atoms trapped

in the $m_F = 2$ state which corresponds to a transfer efficiency of 95% from the MOT to the Ioffe trap (without any optical pumping, the measured transfer efficiency is about 20%). After loading, we observe an exponential decay of the number of atoms remaining in the trap with a time constant of 2.5 s. This value is consistent with the Rb vapor pressure and the background gas pressure which is measured with an ion gauge near the trap ($P = 7 \times 10^{-9}$ hPa).

If the equilibrium position of the atoms in the MOT and in the Ioffe trap do not overlap, for example due to the effect of gravity or imprecise positioning of the poles, the atoms acquire extra energy during the transfer. Optimum transfer is achieved by carefully positioning the MOT with the help of three additional pairs of coils along the X , Y , Z axes. These coils generate a small bias field which translates the center ($B = 0$) of the MOT. Even for our best overlap, a residual mismatch of order a few hundred microns remains. This leads to oscillations of the atomic cloud. If the atoms were permitted to thermalize (which they do not in our experiment because of the short lifetime), the final temperature would be of order 100 μK .

By modulating the current in the coils we are able to excite various modes of motion in the trap and measure their frequency [8,9]. When we modulate the quadrupole field for example, we change the curvature of the trap and excite parametric resonances (breathing modes) at $2\nu_y$ along the X and Y axes. Because the minimum of the potential is determined by the magnetic field and gravity, a modulation of the quadrupole field also results in a modulation of the position of the potential minimum at the same frequency. This excites a sloshing motion of the atoms at ν_y . Using the latter type of excitation, we modulate the current in the quadrupole coils for 500 ms, and monitor the oscillating position of the atomic cloud in the $Y-Z$ plane. The observation is made by imaging the fluorescence induced by a saturating probe beam, onto a CCD camera. In Figure 3 we show a resonance curve of the amplitude of oscillation along Y . Instead of scanning the excitation frequency, we scan the curvature of the trap while keeping the modulation frequency constant at 27.5 Hz. We observe a resonance for a current in the quadrupole coils of 3.2 A. From this measurement, we calculate a resonance frequency of 29 Hz for a current of 3.5 A, consistent with the 30 Hz value calculated from the Hall probe measurement. The width of the resonance is determined by the duration of the modulation period: because we are in the transient regime of forced oscillation, we observe a beating between the excitation frequency and the resonance frequency of the system. As shown in Figure 3, the amplitude of oscillation almost vanishes for $\nu - \nu_y = \pm 2$ Hz, which is consistent with the 500-ms modulation length.

It is useful to evaluate our trap performance with a view towards Bose-Einstein condensation. Once the atoms have thermalized in the trap, they undergo one elastic collision every few seconds. This collision rate can be increased by adiabatic compression [10,11] of the atomic cloud. First, we are able to achieve continuous quadrupole fields with a gradient G of 1 kGauss/cm. This compresses

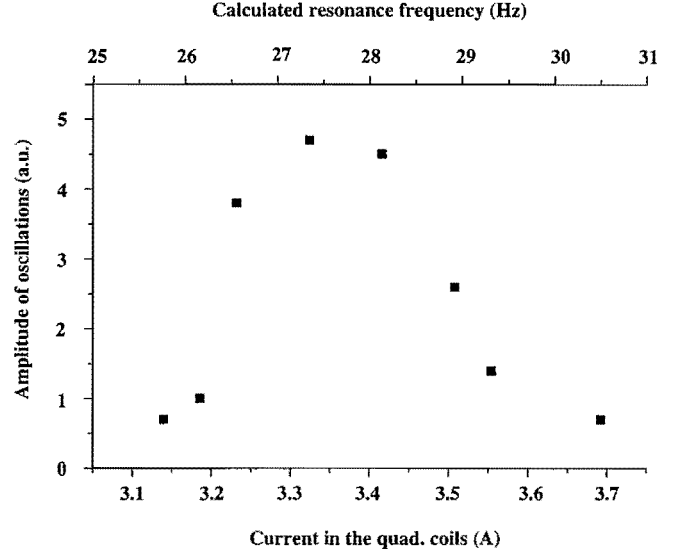


Fig. 3. Amplitude of oscillation of the atoms *versus* the current in the quadrupole coils with the modulation frequency kept constant at a value of 27.5 Hz. The upper scale shows the calculated resonance frequency at each value of the current. The width of the resonance is determined by the length of the modulation period (500 ms).

the cloud in the radial directions and increases the collision rate by a factor of 3. Additional compression can also be achieved by decreasing the value of the bias field. Since all the excitations are coupled into the ferromagnetic structure, this also reduces the longitudinal curvature (along Z), limiting the maximum increase of the collision rate to 6:1 with the present geometry. This would allow us to reach the runaway evaporation regime for a trap lifetime of a few 100 s [12] ($P \leq 10^{-11}$ hPa).

In conclusion, we have demonstrated the transfer of 95% of ^{87}Rb atoms from a MOT to a magnetic potential generated by an iron-core electromagnet. This design should already allow Bose-Einstein condensation with an improved MOT source (ten times more atoms initially could lead to a 2 s^{-1} collision rate) and straightforward improvements of the vacuum system. In addition, the electromagnet can be improved for both shorter switching time and better compression. For instance, employing laminated materials will allow us to eliminate eddy currents. Preliminary tests show that a 1 ms switching time is possible. In addition, better compression can be achieved with a shorter gap between the tips. Calculations show that initial collision rate higher than 30 s^{-1} can be achieved with our new design, allowing faster Bose-Einstein condensation with high atom number. We therefore think that magnetic traps of this type can be useful tools for the production, study and application of Bose-Einstein condensates.

We thank R. Hulet for helpful discussions. This work was supported by CNRS, EU (N° ERB FMRX-CT96-0002), MENRT, Région Île de France.

References

1. M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, E.A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).
2. C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollet, R.G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).
3. K.B. Davis, M.O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
4. H.F. Hess, G.P. Kochanski, J.M. Doyle, N. Masuhara, D. Kleppner, T.J. Greytak, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 672 (1987).
5. A.L. Migdall, J.V. Prodan, W.D. Phillips, T.H. Bergemann, H.M. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2596 (1985).
6. Y.V. Gott, M.S. Ioffe, V.G. Tel'kovskii, *Nucl. Fusion*, 1962 Suppl., Pt. 3, 1045 (1962); T. Bergeman, G. Erez, H.J. Metcalf, *Phys. Rev. A* **35**, 1535 (1987); D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1336 (1983); V.S. Bagnato, G.P. Lafayatis, A.G. Martin, E.L. Raab, R.N. Ahmad-Bitar, D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2194 (1987).
7. V. Vuletic, T.W. Hänsch, C. Zimmermann, *Europhys. Lett.* **36** (5) 349 (1996).
8. D.S. Jin, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, E.A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 420 (1996).
9. M.O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.M. Kurn, D.S. Durfee, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 988 (1996).
10. M.O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.M. Kurn, D.S. Durfee, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 416 (1996).
11. C.J. Myatt, E.A. Burt, R.W. Ghrist, E.A. Cornell, C.A. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 586 (1997).
12. C. Cohen-Tannoudji, Lecture for Collège de France, Paris (1997).

III.4 Optimisation pour la compression adiabatique

III.4.1. La compression adiabatique

Comme nous l'avons vu au chapitre I, il est intéressant d'augmenter les courbures du potentiel magnétique après transfert pour augmenter le taux de collisions élastiques sans perdre en densité dans l'espace des phases. Rappelons que l'augmentation du taux de collisions élastiques est donnée par :

$$\frac{\Gamma'_{el}}{\Gamma_{el}} = \left(\frac{\Omega'_x \Omega'_y \Omega'_z}{\Omega_x \Omega_y \Omega_z} \right)^{1/3} \quad (\text{III.33})$$

Pour les potentiels de Ioffe-Pritchard générés avec des bobines dans le vide, cette opération est réalisée en compensant le biais magnétique avec deux bobines créant un champ uniforme et opposé au biais magnétique B_0 [43]. On augmente alors les courbures dans les directions radiales $B''_{x,y} = \frac{B'^2}{2B_0} - \frac{B''}{2}$, sans modifier la courbure dans la direction du dipôle.

Avec notre dispositif, le champ généré par des bobines de compensation se couple dans la structure ferromagnétique et désexcite le matériau. Une réduction du biais magnétique est donc nécessairement accompagnée d'une diminution de la courbure longitudinale et le confinement des atomes dans cette direction devient trop faible. L'augmentation des courbures par compensation du biais magnétique est donc impossible dans notre cas.

Nous avons donc adopté une approche différente qui consiste à *augmenter le gradient du quadrupôle en gardant un champ dipolaire constant*. En effet, l'utilisation de matériaux ferromagnétiques permet de générer un fort champ quadrupolaire et, après transfert, il est encore possible d'augmenter le gradient quadrupôle et comprimer le gaz piégé dans les directions transverses.

Notons que, au cours de la compression adiabatique, le potentiel magnétique reste en bonne approximation harmonique puisque le paramètre B_0/B' reste grand devant la taille du nuage atomique dans la direction radiale. L'expression du taux de compression (III.33) est donc valable pour ce cas de figure⁸.

III.4.2. Critères d'optimisation du taux de compression

Considérons un piège magnétique adapté à un piège magnéto-optique isotrope. La condition d'adaptation nous assure que les courbures du potentiel magnétique pour le transfert du PMO vers le piège magnétique sont égales dans les trois directions à $B''_{\text{transfert}}$.

On effectue ensuite une compression adiabatique du potentiel magnétique. Notre objectif

⁸ Cette propriété n'est pas vraie lorsque la compression adiabatique est effectuée par réduction du biais magnétique à une valeur de quelques Gauss. Les atomes voient alors un potentiel linéaire dans la direction du quadrupole, et le rapport des courbures ne constitue pas le bon critère pour caractériser l'augmentation du taux de collisions élastiques.

consiste à maximiser le taux de compression en jouant sur la forme et la position des pôles.

Au cours de la compression adiabatique, le gradient du quadrupôle augmente lentement jusqu'à atteindre la valeur finale B'_{comp} , alors que les paramètres du champ dipolaire B_0 et $B''_{\text{dip}} = B''_{\text{transfert}}$ restent inchangés. En développant (I.50a) et en utilisant $B''_{\text{quad}} \simeq \frac{B'^2_{\text{comp}}}{2B_0}$, on peut montrer que :

$$\frac{\Gamma'_{\text{el}}}{\Gamma_{\text{el}}} = \left(\frac{B''_{\text{dip}} \cdot B''^2_{\text{quad}}}{B''^3_{\text{dip}}} \right)^{1/3} \quad (\text{III.34})$$

$$\simeq \left(\frac{1}{2} \right)^{2/3} \cdot \left(\frac{B'^2_{\text{comp}}}{B_0 \cdot B''_{\text{dip}}} \right)^{2/3} \quad (\text{III.35})$$

On a donc intérêt à avoir B'_{comp} le plus élevé possible, B_0 et B''_{dip} les plus faibles possibles. Comme B''_{dip} reste égal à $B''_{\text{transfert}}$ au cours de la compression et que le rapport B''_{dip}/B_0 est fixé par la géométrie des pôles, on cherchera à obtenir B''_{dip}/B_0 le plus élevé possible.

Nos critères d'optimisation sont donc les suivants :

- maximiser le gradient du quadrupôle B'
- maximiser le rapport B''_{dip}/B_0

III.4.3. Influence de la taille et position des pôles

a) Champ dipolaire

Estimons dans un premier temps l'influence de la taille et la position des pôles sur le rapport B''_{dip}/B_0 . Nous allons pour cela reprendre le calcul du II.3.3. Considérons le circuit magnétique de la figure III.15 et calculons la variation du champ magnétique dans l'entrefer.

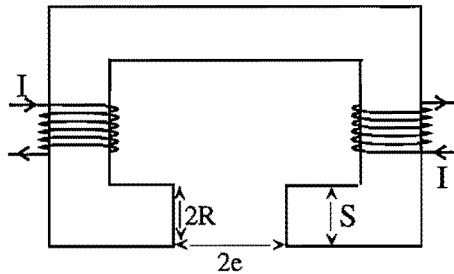


Figure III.15: Circuit magnétique du dipôle. Les pôles de rayon R ont les extrémités plates et sont séparées par un intervalle d'aire de longueur $2e$. Ils sont excités par deux bobines de N tours, parcourues par un même courant I .

En utilisant les relations (III.9), on peut écrire :

$$B''_{\text{dip}}/B_0 = \frac{3}{2} \cdot \frac{eR^2}{(\sqrt{e^2 + R^2} - e) \cdot (e^2 + R^2)^2} \quad (\text{III.36})$$

En introduisant $\tan \theta_0 = R/e$, on obtient :

$$B''_{\text{dip}}/B_0 = \frac{3}{2e^2} \cdot \frac{1}{(\tan \theta_0 + 1/\tan \theta_0)^2 \cdot (\sqrt{1 + \tan^2 \theta_0} - 1)} \quad (\text{III.37})$$

Le rapport B''_{dip}/B_0 se décompose donc sous la forme d'un produit d'une fonction décroissante de e et d'une fonction décroissante de θ_0 . Le maximum est donc obtenu pour $e \rightarrow 0$ et $\theta_0 \rightarrow 0$. On a donc intérêt à avoir un *entrefer le plus petit possible* et des *pôles vus sous l'angle le plus faible possible*.

b) Champ quadrupolaire

Etudions maintenant l'influence de la distance entre pôles sur le maximum du gradient du quadrupole. Considérons dans un premier temps que le matériau n'est pas saturé. Avec cette hypothèse, nous pouvons utiliser les résultats du modèle simple que nous avons développé. Ainsi, la relation (III.15) nous montre que si l'on considère le diamètre du pôle petit devant l'entrefer, le gradient s'écrit :

$$B' = \frac{3}{2} \mu_0 N I_Q \frac{r^2}{e^4} \quad (\text{III.38})$$

Considérons maintenant le cas limite d'un matériau complètement saturé. Nous négligeons le champ démagnétisant et supposons que le champ au niveau des pôles est égal à $\pm B_{\text{sat}}$, B_{sat} ne dépendant que du matériau utilisé. En supposant que le champ varie linéairement dans l'entrefer et en notant $2e$ la distance entre pôles en vis-à-vis, on obtient :

$$B'_{\text{max}} = B_{\text{sat}}/e \quad (\text{III.39})$$

Les conclusions de ces deux calculs rapides sont les mêmes : pour maximiser le gradient du quadrupôle, on cherche à *diminuer l'entrefer quadrupôle autant que possible*.

III.4.4. Résultats expérimentaux

Nous avons vu au paragraphe III.2.2.c que le modèle théorique ne décrit pas parfaitement le comportement du champ magnétique dans l'entrefer de notre électroaimant. Nous avons donc complété le résultat du calcul par une série de mesures réalisées avec l'électroaimant de première génération. Au cours de ces essais, nous avons essayé diverses formes de pôles et fait varier la distance entre pôles. Pour chaque configuration, nous avons effectué deux balayages : le premier, suivant l'axe Z , nous permet de déterminer B''_{dip} et B_0 et le second, suivant l'axe X et à courant maximal, nous permet de déterminer la valeur de B'_{max} .

a) Champ dipolaire

Pour maximiser le rapport B_{dip}''/B_0 , nous avons commencé par tester trois formes de pôles différentes pour le dipôle en gardant des pôles biseautés distants de 4 cm pour le quadrupôle.

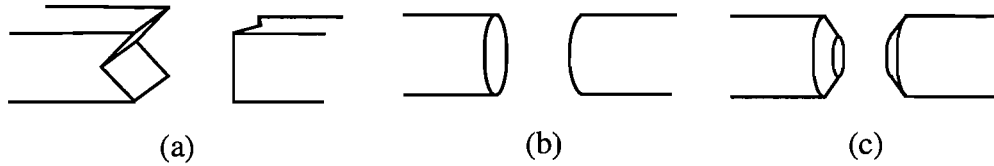


Figure III.16: Essais de différents pôles : (a) en V, (b) plats, (c) coniques.

Avec la forme (a), nous souhaitions voir s'il était possible de favoriser le couplage dipôle-quadrupôle, écarter les lignes de champ le plus possible du centre et obtenir un champ faible au centre et élevé près des pôles. Avec les formes (b) et (c), nous avons essayé des formes plus conventionnelles pour tester l'influence de la section du pôle. En prenant garde de laisser l'entrefer dipole égal à 4 cm, nous avons donc caractérisé le champ dipolaire pour les configurations et obtenu les résultats suivants :

	B_{dip}''/B_0
pôles en V	0.36
pôles plats	0.37
pôles coniques	0.41

(III.40)

On voit donc que la *forme du pôle a une faible influence* sur les caractéristiques du champ dipolaire. La comparaison des résultats pour un pôle plat et un pôle conique nous montre que, conformément au calcul précédent, B_{dip}''/B_0 augmente quand l'angle sous lequel on voit le pôle diminue.

Nous avons donc poursuivi nos investigations en utilisant des pôles coniques et en faisant varier les différentes distances entre pôles. L'évolution du rapport B_{dip}''/B_0 en fonction de ces grandeurs est donnée dans le tableau ci-dessous :

	$e_{\text{dip}} = 1.5 \text{ cm}$	$e_{\text{dip}} = 2 \text{ cm}$	$e_{\text{dip}} = 2.5 \text{ cm}$
$e_{\text{quad}} = 1.5 \text{ cm}$	0.8	0.66	0.57
$e_{\text{quad}} = 2 \text{ cm}$	0.53	0.41	0.32
$e_{\text{quad}} = 2.5 \text{ cm}$	0.45	0.32	0.25

(III.41)

On observe que, contrairement à ce qu'indique le modèle développé au III.1.2, il existe un couplage entre dipôle et quadrupôle puisque e_{quad} a une influence sur les paramètres du champ dipolaire. On pourrait penser à raffiner notre modèle en tenant compte d'une réluctance effective couplant le dipôle et le quadrupôle.

Notons cependant que ce modèle nous donne des résultats corrects en ce qui concerne l'évo-

lution de B''_{dip}/B_0 en fonction de e_{dip} .

b) Champ quadrupolaire

Pour cette étude, nous avons choisi des pôles biseautés, fait varier la distance entre pôles en vis-à-vis et mesuré le gradient pour un courant d'excitation de 15 A.

e_{quad}	$B'(I = 15 \text{ A})$
1.5 cm	1.3 kGauss/cm
2 cm	700 Gauss/cm
2.5 cm	560 Gauss/cm

(III.42)

Conformément au III.4.3.b, on observe une augmentation du gradient maximal quand l'entrefer quadrupôle diminue. Remarquons que le gradient maximum est en bonne approximation inversement proportionnel à e^2 . Ceci nous indique que nous sommes dans une situation intermédiaire entre le cas d'un matériau non saturé (formule (III.38)) et d'un matériau complètement saturé (formule (III.39)). Pour de meilleurs résultats, il faudrait chercher à décrire la saturation des pôles de façon plus précise.

En supposant la variation du champ linéaire dans tout l'entrefer, on peut estimer que le champ au niveau du pôle est de l'ordre de 0.15 T, bien plus faible que la valeur du champ de saturation du fer pur qui est de l'ordre de 2 T. Cette différence s'explique non seulement par l'action du champ démagnétisant mais aussi par la présence de fuites qui apparaissent quand le pôle est saturé.

III.4.5. Conclusion

Les résultats de nos mesures sont en bon accord qualitatif avec les conclusions du modèle simple : on a intérêt à travailler avec une distance entre pôles la plus faible possible. Ce sont donc des contraintes géométriques qui vont fixer la taille de l'entrefer. En effet, rappelons que le volume de l'entrefer doit être suffisant pour laisser passer une cellule ultravide et des faisceaux laser d'au moins 1 cm de diamètre. Pour l'électroaimant de seconde génération, nous avons donc choisi réduit l'entrefer du dipôle à 3 cm et celui du quadrupôle à 2 cm.

III.5 Dispositif de deuxième génération

III.5.1. Géométrie, matériau et excitations

Par rapport à l'ancien dispositif, la première modification concerne la position de l'électroaimant : afin de faciliter l'analyse des images en absorption, l'axe du dipôle (Z) est horizontal alors que les axes du quadrupôle (X et Y) sont à 45° de la verticale. La cellule est placée horizontalement suivant la direction $X=Y$.

Comme le montre la figure III.17, la géométrie de la culasse a été modifiée pour laisser un accès optique quasi-complet dans le plan horizontal. La culasse se compose de 2 tores croisés de 40 cm de diamètre environ. Ces derniers sont constitués de feuilles d'un alliage Fer-Silicium⁹ de 50 μm d'épaisseur.

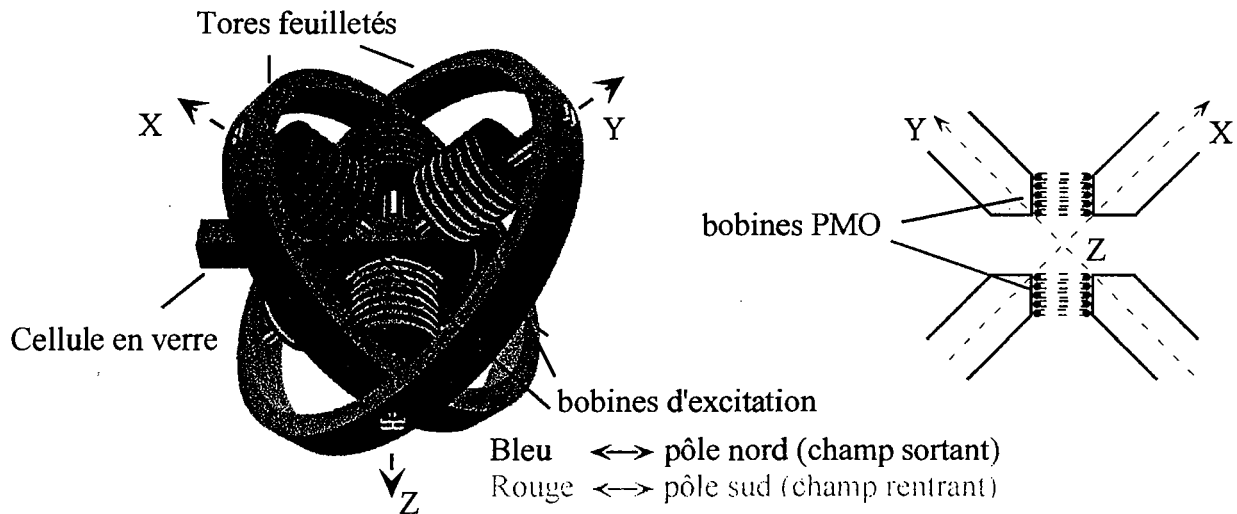


Figure III.17: Schéma du second électroaimant : la structure ferromagnétique est constituée de 2 tores et 6 pôles en Fer-Silicium feuilleté. Chaque pôle est excité par une bobine de 400 tours et le sens des courants est choisi pour obtenir une configuration Ioffe-Pritchard. Le champ quadrupolaire sphérique est généré par deux petites bobines de 20 tours, d'axe de symétrie $X=Y$

Nous avons choisi, pour le dipôle, des cônes tronqués distants de 3 cm au lieu de 4 cm pour le dispositif de première génération. Comme pour l'électroaimant précédent, ils sont percés d'un trou de 5 mm de diamètre sur toute leur longueur pour laisser passer les faisceaux de pompage optique. Pour le quadrupôle, au lieu d'utiliser des cônes tronqués, nous avons choisi des pôles biseautés de manière à minimiser la distance entre pôles en vis à vis. Ceci nous permet de réduire l'entrefer du quadrupôle à 2 cm au lieu de 4 cm pour la génération précédente. Tous les pôles ont été réalisés par collage de feuilles de Fer pur de 1 mm d'épaisseur.

Pour le potentiel magnétique, les excitations des différents pôles sont identiques à celles de l'électroaimant de première génération et sont réalisées par des bobines de 400 tours. La géométrie des faisceaux nous a contraints à générer le champ quadrupolaire sphérique du PMO par 2 bobines supplémentaires. Ces bobines, de 20 tours chacune, sont placées entre les pôles

⁹ La combinaison du fer et du Silicium permet d'augmenter la résistance électrique du matériau sans trop réduire les performances magnétiques. On réduit ainsi les courants de Foucault.

sur un axe de symétrie $X=Y$.

La suite du paragraphe est consacrée à la caractérisation de l'électroaimant. Nous présentons les caractéristiques du potentiel magnétique, ainsi que les performances à la montée et la coupure du champ. Ces mesures ont été effectuées avec les mêmes sondes Hall et le même contrôleur que celui utilisé au chapitre III.

III.5.2. Champ du PMO

Comme le montre la figure III.17, les bobines du PMO sont placées à proximité de la structure ferromagnétique. Il n'était a priori pas évident que cette configuration nous permette de générer un champ quadrupolaire sphérique d'axe vertical. Nous avons donc vérifié que l'évolution des composantes était bien linéaire pour les 3 dimensions de l'espace et, pour des bobines de 20 tours excitées par un courant de 3 A, nous avons mesuré un gradient dans l'axe des petites bobines de 40 Gauss/cm et de 20 Gauss/cm dans les dimensions radiales. Nous avons donc réussi à générer un *champ quadrupolaire sphérique d'axe vertical*.

On peut se demander si la structure ferromagnétique perturbe le champ généré par ces bobines. Pour répondre à cette question, il suffit de calculer le champ créé dans le vide par deux petites bobines de 20 tours, 1 cm de rayon et distantes de 2 cm. Pour un courant de 3 A, le gradient dans l'axe des bobines longitudinal est de 40 Gauss/cm. On voit donc que le champ généré par les bobines n'est pas perturbé de manière significative par la présence de matériaux aimantés. Ce n'est pas une surprise. En effet, comme les bobines sont petites et placées à distance des pôles, elles excitent peu la structure ferromagnétique. Le champ total au centre est donc peu différent du champ quadrupolaire sphérique généré par les bobines.

III.5.3. Caractéristiques du potentiel de piégeage

Nous présentons ici les résultats de nos mesures du champ magnétique : comme précédemment, nous nous contentons d'un balayage suivant Z pour caractériser le champ dipolaire et d'un balayage suivant X pour le champ quadrupolaire. Ainsi, la figure suivante présente l'évolution de B_z et B_x suivant ces deux axes. Nous voyons qu'au voisinage de l'origine, l'évolution du champ dipolaire est quadratique alors que le champ quadrupolaire évolue linéairement.

Nous avons mesuré :

	première génération	seconde génération
$B_0 (I = 2 \text{ A})$	250 Gauss	300 Gauss
$B''_{\text{dip}} (I = 2 \text{ A})$	100 Gauss/cm ²	300 Gauss/cm ²
$B' (I = 2 \text{ A})$	350 Gauss/cm	900 Gauss/cm
B''_{dip}/B_0	0.4	1
B'_{max}	900 Gauss/cm	1.4 kGauss/cm

(III.43)

Rappelons que les deux dispositifs sont caractérisés par des entrefers différents : 4 cm dans les

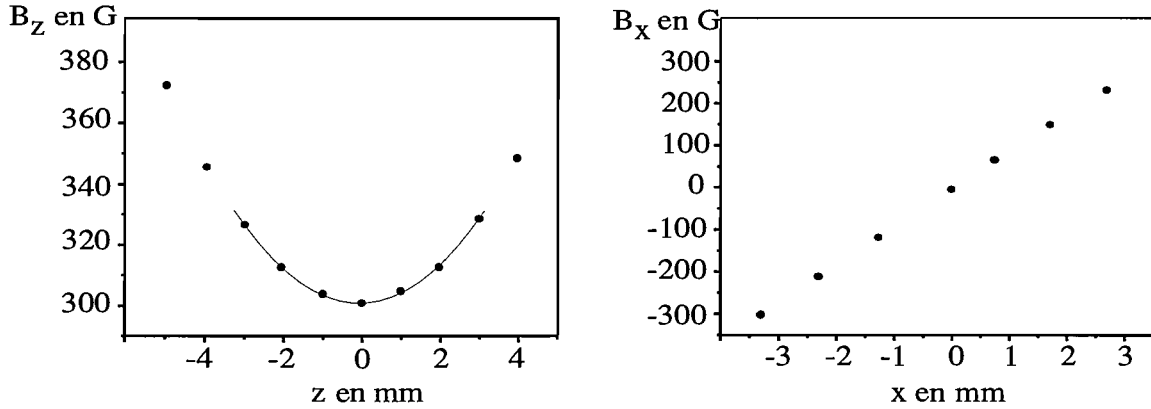


Figure III.18: Evolution des composantes du champ : (a) le champ dipolaire présente une évolution quadratique le long de l'axe du dipôle, (b) le champ quadrupolaire évolue linéairement dans les directions radiales.

3 directions de l'espace pour la première génération, 2 cm pour le quadrupole et 3 cm pour le dipole de la seconde génération.

Ces modifications nous ont permis d'améliorer sensiblement les performances du dispositif pour la compression adiabatique puisque le rapport B_{dip}''/B_0 est augmenté d'un facteur 2.5 et le gradient à saturation de 50%. Nous voyons également que pour des excitations quasiment identiques, la courbure du champ dipolaire et le gradient du champ quadrupolaire sont plus nettement plus élevés avec le nouvel électroaimant. La réduction de l'entrefer nous a donc permis donc de diminuer l'excitation nécessaire et donc la puissance dissipée dans les bobines.

III.5.4. Champs rémanents

Comme pour l'électroaimant de première génération, le matériau feuilleté présente une certaine hystérésis. Après une excitation de la structure ferromagnétique, il subsiste donc un champ rémanent qui présente les caractéristiques d'un potentiel type Ioffe-Pritchard avec typiquement $B_0 = 10$ Gauss et $B'_{\text{quad}} = 10$ Gauss/cm.

Pour démagnétiser la structure ferromagnétique, nous avons utilisé la même technique que pour le premier électroaimant et avons disposé des petites bobines de démagnétisation à l'extrémité de chaque pôle. Une description détaillée de la procédure de démagnétisation sera donnée au chapitre suivant.

III.5.5. Régimes transitoires

a) Réponse à un échelon de tension

De la même façon qu'au III.2.4, nous appliquons un échelon de tension aux bobines d'exci-

tation. Le circuit d'excitation du dipôle répond à cet échelon de tension par une montée exponentielle du courant avec une constante de temps $L/R = 90$ ms. Sachant que la résistance des 2 bobines du quadrupôle en série est de 1.6Ω , on en déduit l'inductance d'une bobine :

$$L = 70 \text{ mH} \quad (\text{III.44})$$

b) Coupure du champ

Comme pour la montée, le dispositif de coupure est basé sur un transfert d'énergie entre les bobines et une capacité placée en parallèle avec l'interrupteur. Le temps de coupure correspond donc à un quart de période d'oscillation du circuit LC :

$$t_c = \frac{\pi}{2} \sqrt{LC} \quad (\text{III.45})$$

La figure III.19 nous montre l'évolution du champ dipolaire à la coupure. Pour une capacité de $5 \mu\text{F}$, on mesure avec la sonde à effet Hall un temps de coupure du champ dipolaire de 1.2 ms, proche de la valeur théorique $t_c = 1.3$ ms. Nous sommes donc parvenus à réduire sensiblement les courants de Foucault en utilisant des matériaux feuilletés.

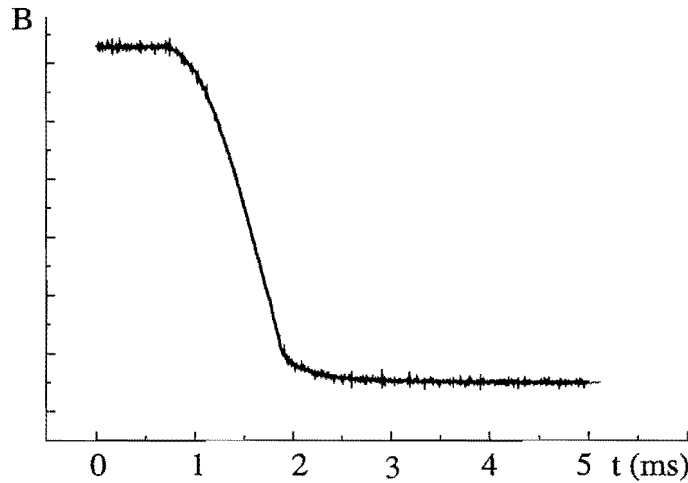


Figure III.19: Coupure du champ magnétique.

La figure III.19 nous montre l'évolution du champ dipolaire à la coupure. L'évolution du champ correspond bien à un quart d'oscillation sinusoïdale jusqu'à 90 % de la valeur finale. Nous avons mesuré un temps de coupure du champ dipolaire de 1.2 ms, proche de la valeur théorique $t_c = 1.3$ ms. Nous voyons ensuite apparaître une décroissance exponentielle du champ avec une constante de temps de 4 ms.

L'utilisation de matériaux feuilletés nous a donc permis d'améliorer considérablement les performances de notre dispositif en réduisant les courants de Foucault. Nous avons toutefois observé que, même en utilisant des capacités de valeur plus faibles, le temps de coupure reste

limité à 1 ms. Avec la décroissance exponentielle, cette observation nous montre la présence de processus limitants pour la coupure du champ magnétique.

Afin de déterminer l'origine de ces processus, la troisième génération d'électroaimant sera dotée d'un feuilletage très fin, qui devrait réduire les courants de Foucault à une valeur quasi-nulle. L'étude de la coupure du champ nous permettra alors de déterminer le rôle joué par la "viscosité magnétique" (encore appelée "magnetic after effect"). Cet effet décrit les processus de relaxation des domaines de Bloch dans le matériau magnétique lorsque le champ d'excitation est coupé brutalement.

c) Montée du champ

Comme pour l'expérience préliminaire, nous avons mis en place un système auxiliaire nous permettant de transférer l'énergie contenue dans une capacité vers les bobines du champ magnétique. La figure III.20 montre l'évolution du champ dipolaire. Ces courbes ont été obtenues avec une capacité de $1\ \mu\text{F}$, dont la charge est déterminée en optimisant le profil de montée.

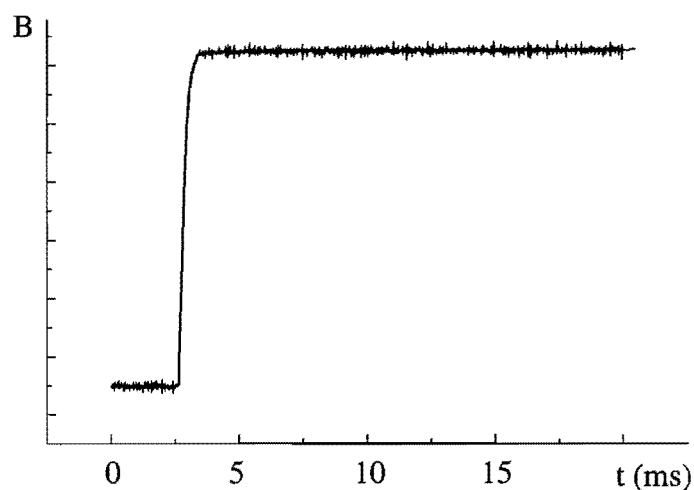


Figure III.20: Montée du champ magnétique

On mesure alors un temps de montée de 1 ms, proche de la valeur théorique égale à 0.6 ms. Comme pour la coupure, nous ne sommes pas parvenus à avoir un temps de montée inférieur à la milliseconde. Notons que pour ce dispositif, l'énergie dissipée par effet Joule pendant la montée du champ est négligeable, et que l'énergie contenue dans la capacité $E = 0.12\ \text{J}$ n'est que 1.5 fois plus grande que l'énergie contenue dans les bobines $E = 0.08\ \text{J}$ (on avait un facteur 10 entre les 2 valeurs avec la première génération d'électroaimant). La différence qui subsiste peut être attribuée à des courants de Foucault résiduels.

III.6 Conclusion générale

L'utilisation du modèle simple que nous avons développé au chapitre II nous a permis de vérifier la structure du champ dans l'entrefer et la valeur des paramètres caractéristiques. En comparant les résultats obtenus aux mesures effectuées avec une sonde à effet Hall sur un premier électroaimant en fer pur massif, nous avons pu nous rendre compte que cette méthode de calcul est peu fiable au point de vue quantitatif puisqu'elle conduit à une sous-estimation systématique du champ dans l'entrefer d'un facteur 2 à 3. Un calcul rapide a montré que la description du couplage entre pôles était à l'origine de cette erreur systématique. Notre modèle demande donc à être étoffé.

Les mesures effectuées à la sonde Hall nous montrent que le champ produit par l'électroaimant présente des variations spatiales rapides. En particulier, le gradient du quadrupôle atteint une valeur proche du kGauss/cm pour un courant d'excitation de l'ordre de 15 A. Outre ce fort pouvoir de confinement, nous avons vérifié que la montée du champ était de l'ordre de 1 ms, suffisante pour charger le piège magnétique à partir d'un piège magnétique.

Ce premier électroaimant a été utilisé avec succès sur une expérience de piégeage magnétique d'atomes de ^{87}Rb en cellule. Ce premier test nous a permis de vérifier que la compensation des champs rémanents n'était pas un problème et nous avons décidé de développer une seconde génération d'électroaimant. En effet, ce premier dispositif présente un certain nombre d'inconvénients : à cause des courants de Foucault qui se développent dans le matériau massif, il n'est pas possible de couper rapidement le champ magnétique. Par ailleurs, sa structure encombrante limite l'accès optique et ses performances pour la compression adiabatique peuvent être améliorées.

Nous avons donc réalisé un électroaimant en matériau ferromagnétique feuilleté, de manière à diminuer les courants de Foucault. Cette amélioration nous a permis de réduire le temps de coupure du champ à 1 ms. Nous nous sommes par ailleurs efforcés d'améliorer l'accès optique et avons, à cet effet modifié la forme de la culasse. Enfin, en jouant sur la forme et la position des pôles, nous sommes parvenus à améliorer les performances du dispositif pour la compression adiabatique.

Avec ces améliorations, cet électroaimant de seconde génération est à même d'être utilisé pour une expérience de condensation de Bose-Einstein.

Chapitre IV

Présentation du dispositif expérimental et de ses performances

Ce chapitre est consacré à la présentation de l'ensemble du dispositif expérimental qui a servi à notre étude du refroidissement évaporatif, et des méthodes que nous avons utilisées. Pour obtenir des conditions d'évaporation correctes, nous avons vu au chapitre I qu'il était nécessaire d'obtenir un chargement efficace du PMO dans un environnement ultravide. Pour parvenir à ce résultat, deux techniques ont fait leurs preuves. La première repose sur l'utilisation d'une double cellule [70, 71], elle consiste à charger un PMO dans une cellule remplie d'une vapeur d'alcalin à pression élevée et transférer ensuite les atomes piégés dans une cellule à très basse pression séparée de la première par un tube fin de manière à créer un vide différentiel entre les deux enceintes. La seconde consiste à charger le PMO dans une enceinte ultravide à partir d'un jet atomique ralenti. Le flux d'atomes ralentis est en général plus élevé avec la seconde solution, ce qui conduit *a priori* à un chargement du PMO plus rapide. Nous avons donc décidé de mettre en oeuvre un jet atomique et son dispositif de ralentissement. Nous avons également conçu un système à vide permettant d'obtenir une pression de gaz résiduel très faible au niveau de la zone de piégeage des atomes.

Nous commençons ce chapitre par une description générale de notre dispositif expérimental, en identifiant le rôle de chacune des sections qui le composent. Nous détaillons ensuite le principe de notre système à vide et présentons rapidement le montage optique utilisé.

La partie suivante est consacrée à l'étude de notre source atomique. Après avoir décrit le principe de fonctionnement de notre four, nous donnons les caractéristiques du jet de ^{87}Rb produit. Nous décrivons ensuite les étapes de collimation et ralentissement du jet atomique.

Dans les deux dernières parties, nous détaillons les processus de chargement et compression du piège magnéto-optique, puis présentons les résultats relatifs au transfert des atomes dans le piège magnétique. Enfin, une étude de la compression adiabatique et de la durée de vie de l'échantillon piégé nous permettra de vérifier que les conditions pour un refroidissement évaporatif efficace sont bien réunies.

IV.1 Le dispositif expérimental

IV.1.1. Présentation générale

Le montage expérimental, présenté à la figure IV.1, est composé de plusieurs sections qui ont des fonctions bien distinctes :

- Un four à recirculation, chauffé à 140°C produit un jet intense d'atomes de ^{87}Rb .
- Une mélasse optique 2D effectue ensuite une collimation du jet et permet de l'orienter dans l'axe du tube.
- Un dispositif de ralentissement Zeeman composé d'un solénoïde et d'une bobine permet de décélérer les atomes de leur vitesse initiale jusqu'à une vitesse quasi-nulle.
- Une cellule ultravide en verre dans laquelle les atomes sont piégés et refroidis.

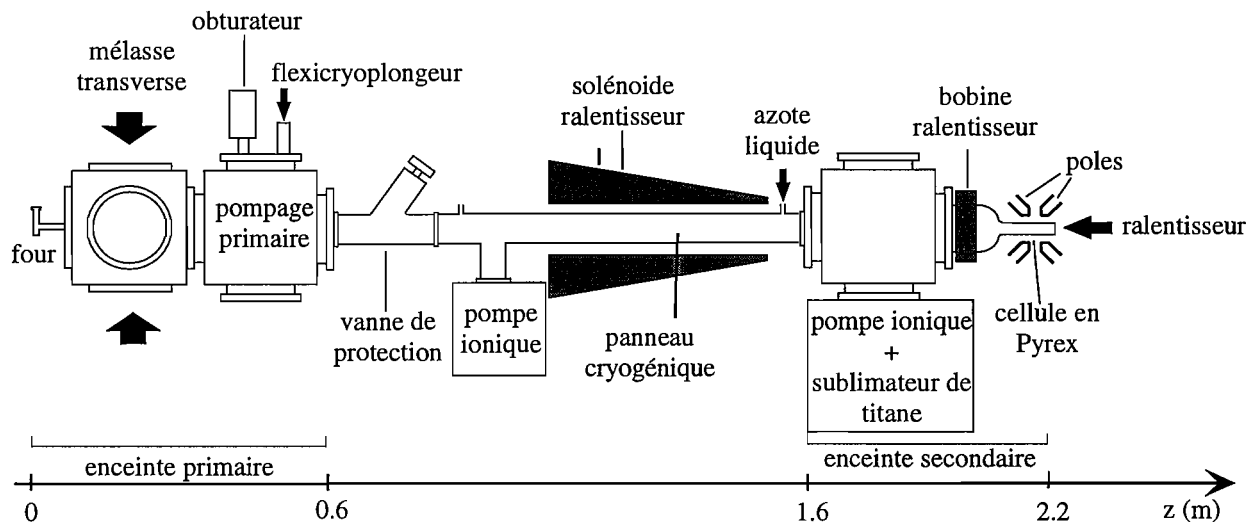


Figure IV.1: Schéma général de l'expérience (vue de côté). Pour plus de clarté, nous n'avons représenté que le quadrupôle autour de la cellule en verre.

IV.1.2. Le système à vide

Une des difficultés de l'expérience consiste à obtenir une pression de gaz résiduel inférieure à 10^{-10} mbar dans l'enceinte secondaire alors qu'à l'extrémité de l'enceinte primaire se trouve un four chauffé à plus de 100°C . Le principe de notre dispositif consiste à séparer les deux enceintes par un long tube de faible diamètre. On crée ainsi un vide différentiel [74] et il s'établit une différence de pression importante entre les deux parties. Ainsi, pour notre tube de 70 cm de long et 1 cm de diamètre, on attend un rapport 100 entre la pression dans l'enceinte primaire et l'enceinte secondaire. Malgré la valeur élevée de ce rapport, nous voyons qu'il est nécessaire

d'obtenir un très bon vide dans l'enceinte primaire : en pratique, on cherche à obtenir $P_1 \simeq 10^{-9}$ mbar.

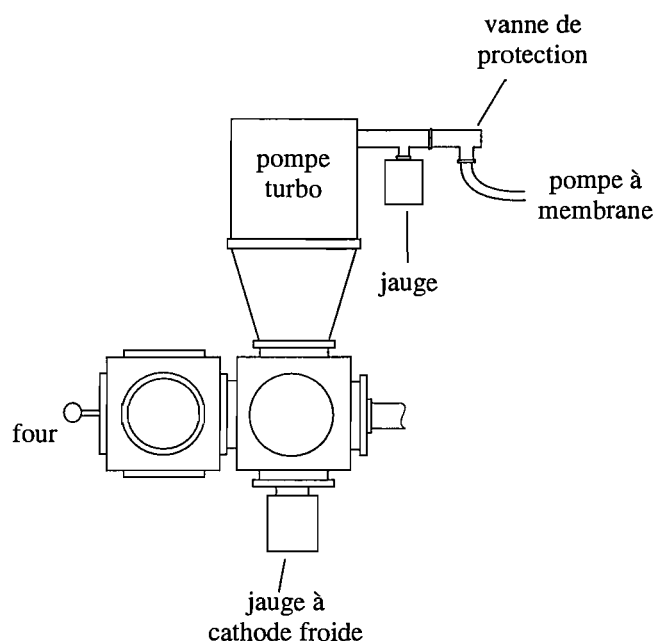


Figure IV2: Schéma de l'enceinte primaire (vue de dessus)

Nous avons donc choisi d'utiliser une pompe turbo Balzers TMU 260 de vitesse de pompage 210 l/s. Cette pompe présente l'avantage d'avoir un fort taux de compression ($> 10^9$ pour l'azote). Il est donc possible d'effectuer le pompage primaire avec une pompe à membrane, qui présente l'avantage d'une grande simplicité d'utilisation et de la propreté (pas de remontées d'huile, pas de gros banc de pompage) malgré un vide limite de 1 mbar. Une jauge Pirani permet de mesurer la pression au refoulement de la pompe turbo et une jauge à cathode froide nous donne la pression dans l'enceinte (pour des valeurs supérieures à 2×10^{-9} Torr).

Un problème causé par l'utilisation d'un four chauffé à haute température est que les atomes non collimatés sont mal évacués de l'enceinte. Pour éviter la formation d'une vapeur, nous avons donc placé un doigt froid sur lequel ces atomes viennent se coller. Il s'agit d'un bloc métallique percé d'un trou de 1 cm de diamètre, de manière à ne laisser passer que les atomes du jet émis sur l'axe. Cette pièce est refroidie *en continu* par un flexicryoplongeur qui permet, grâce à une circulation d'éthylène-glycol, d'atteindre une température de -55°C : on s'affranchit ainsi de l'utilisation d'azote liquide.

La coupure du jet pose également des difficultés puisqu'elle fait intervenir une translation mécanique dans un environnement ultravide. Deux technologies permettent d'effectuer cette opération : la première consiste à utiliser un soufflet en translation qui accompagne le mouve-

ment aller retour de la tige. Elle présente l'avantage de la simplicité mais n'est pas adaptée à une utilisation intensive. La durée de vie d'un soufflet annoncée par les constructeurs (et vérifiée expérimentalement!) est de quelques milliers de coups. Ensuite, des fuites apparaissent au niveau du soufflet. Après quelques déboires avec ce type d'obturateur, nous avons décidé d'adopter un système magnétique réalisé par la société TTL équipements : en plaçant une tige magnétique à l'intérieur de l'enceinte, il suffit de translater un aimant à l'extérieur de l'enceinte pour actionner le mouvement de l'obturateur.

Juste derrière le doigt froid, nous avons placé une vanne manuelle Huntington qui permet d'isoler l'enceinte secondaire. Une pompe ionique Varian Starcell 30 l/s se situe juste derrière et nous permet de pomper le vide intermédiaire. Le vide différentiel est réalisé par le tube de ralentissement de 70 cm de long et 1 cm de diamètre. Ce tube comporte un panneau cryogénique rempli d'azote liquide toutes les 2 heures environ.

L'enceinte secondaire se compose d'une croix CF63 sur laquelle sont fixés la cellule en verre, une autre pompe ionique Varian Starcell 30 l/s et une pompe à sublimation de titane. Signalons que la cellule en verre n'est pompée que par une extrémité. En effet, notre électroaimant n'est pas démontable et, pour le mettre en place, il est pratique d'avoir un demi-espace libre pour le faire glisser.

La cellule en verre a été réalisée par la société Vermétal qui a soudé une transition verre-métal sur une cuve de spectroscopie. Ceci nous permet d'avoir une cellule de petites dimensions (1 cm $\times$ 1 cm de section intérieure), de bonne qualité optique, et à bas prix (4000 Francs). Malheureusement, la connection entre la cuve et la transition verre-métal subit un rétrécissement et le diamètre intérieur de ce tube n'est que de 6 mm sur une longueur de 2 cm, ce qui réduit le flux incident d'atomes ralentis. De plus, la faible vitesse de pompage (1 l/s) entraîne la formation d'une vapeur de rubidium dans la cellule. Pour éviter que cette vapeur ne devienne gênante, il est nécessaire de chauffer les parois pendant quelques heures à intervalles réguliers (toutes les deux semaines environ). Le sublimateur de Titane est activé une fois par semaine.

Ce dispositif a donné de bons résultats puisque, avec un four chauffé à 140°C, la pression dans l'enceinte primaire est inférieure à 2×10^{-9} mbar et la durée de vie du piège magnétique ($\tau \simeq 60$ s, voir IV.6.5.b) nous indique que la pression de gaz résiduel dans l'enceinte secondaire est inférieure à 10^{-10} mbar.

IV.1.3. Les lasers

Notre approche consiste à injecter des diodes lasers de puissance 50 à 100 mW avec de la lumière issue d'un laser stabilisé en fréquence et affiné spectralement. Pour le laser maître, nous avons utilisé un laser DBR Yokogawa qui délivre une puissance de 3.5 mW à 780 nm avec une largeur de raie de 1 MHz. La figure IV.3 donne la liste des différentes fréquences laser et leur

utilisation.

Nous verrons par la suite que le ralentissement des atomes, la mélasse transverse et le piège magnéto-optique nécessitent un laser repompeur intense. Nous avons donc choisi une diode laser Hitachi de puissance 50 mW asservie sur la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$ de la raie D2 (780 nm).

La caractérisation du jet est effectuée par un laser DBR installé sur un breadboard indépendant. La lumière émise par ce laser est couplée dans une fibre. Ce montage nous donne une grande souplesse pour sonder le jet à différents endroits.

Laser	Fréquence	Utilisation
Maitre : DBR Yokogawa 5 mW	Asservi à -133.6 MHz par rapport à $2 \rightarrow 3$	Injection après décalage en fréquence des lasers piège et ralentisseur
Ralentisseur : Hitachi 50 mW	-160 MHz par rapport à $2 \rightarrow 3$	Ralentissement du jet atomique
	A résonance avec $2 \rightarrow 2$	Dépompeur + pompage optique
Piège : SDL 100 mW	-16 MHz par rapport à $2 \rightarrow 3$ (accordable sur 30 MHz)	Piège magnéto-optique, mélasse 3D Injection après décalage en fréquence des lasers sonde et mélasse transverse
Mélasse transverse: SDL 50 mW	-10 MHz par rapport à $2 \rightarrow 3$	Collimation du jet atomique
Sonde: SDL 50 mW	A résonance avec $2 \rightarrow 3$ (accordable sur 20 MHz)	Sonder le nuage d'atomes froids (imagerie en absorption)
Repompeur: Hitachi 50 mW	A résonance avec $1 \rightarrow 1$	Repompage piège magnéto-optique Repompage mélasse transverse Pompage optique
	-80 MHz par rapport à $1 \rightarrow 1$	Repompage ralentisseur
Indépendant: DBR Yokogawa 5 mW	Accordable sur plusieurs nm	Caractérisation du jet

Figure IV.3: Charte des fréquences laser

Nous verrons au paragraphe IV.6.5 que l'élimination de toute lumière parasite s'est avérée déterminante pour obtenir de bonnes durées de vie dans le piège magnétique. Le montage optique est donc isolé du reste du dispositif expérimental par des rideaux noirs.

IV.2 La source atomique

IV.2.1. Description

Une source effusive est essentiellement constituée d'une enceinte contenant du rubidium et percée d'une ouverture. On souhaite obtenir une source de forte intensité, émettant un flux important dans un angle solide réduit. Deux techniques permettant de réunir ces deux conditions sont couramment utilisées. La première [81] consiste à utiliser un réseau de microcapillaires. On dispose ainsi d'un grand nombre de tubes extrêmement fins qui effectuent une collimation sévère. Si cette technique permet d'obtenir des jets intenses (10^{14} atomes.s⁻¹), elle est difficile à utiliser au quotidien car les microcapillaires se bouchent fréquemment. La seconde méthode repose sur l'utilisation d'un tube de diamètre D , de longueur L . Pour un flux important, on choisit D grand mais la condition de faible divergence nous impose alors de vérifier $D/L \ll 1$. Un inconvénient de cette solution vient du fait qu'une bonne partie des atomes éjectés de l'enceinte entrent en collision avec les parois du tube et sont perdus. Le rendement est donc faible et la quantité de matière consommée pour obtenir un jet intense, élevée.

Pour éviter une accumulation de matière sur les parois du tube et la formation d'une vapeur dans l'enceinte, nous utilisons un four à recirculation [82], similaire à celui utilisé par le groupe de R. Hulet, qui permet de recycler les atomes qui ne sont pas émis dans le jet. On parvient ainsi à concilier émission intense et faible consommation de matière.

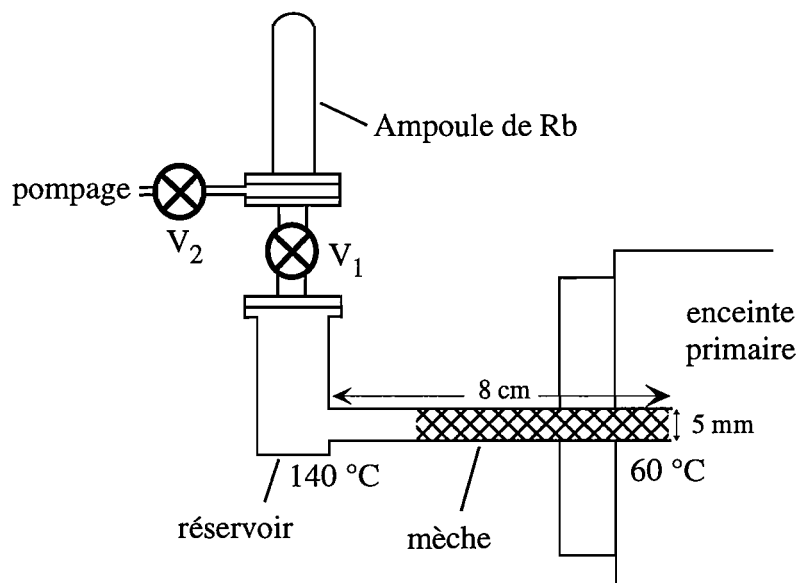


Figure IV4: Schéma de la source atomique

Son principe de fonctionnement est le suivant : le réservoir de rubidium est chauffé à une

température proche de 140°C avec un cordon chauffant alors que l'extrémité du tube n'est pas chauffée. Il s'établit donc un gradient de température le long du tube. Une fine grille métallique placée à l'intérieur du tube permet alors aux atomes de migrer vers la partie chaude du four. Ce mécanisme est similaire au processus de diffusion de la cire lors de la combustion d'une bougie : par capillarité, la cire se propage le long de la mèche, de la zone froide vers la zone chaude où a lieu la combustion. C'est grâce à ce mécanisme que la mèche reste toujours imbibée. Par analogie, la grille porte donc le nom de mèche.

Il est pratique de pouvoir recharger le four sans avoir à casser le vide dans l'enceinte primaire, nous avons donc mis en place un système de vannes nous permettant d'effectuer cette opération. La procédure de recharge du four est donc la suivante : on ferme V_1 et on casse l'ampoule de rubidium. Ensuite, on met en route le banc de pompage et on ouvre V_2 pour obtenir un vide primaire dans la recharge. Une fois le pompage effectué, on ferme V_2 et on ouvre V_1 . Pour transférer le contenu de l'ampoule vers le four, on chauffe pendant quelques heures le tube qui contient l'ampoule à 150°C et on refroidit le fond du four avec un élément Peltier.

IV.2.2. Régime de fonctionnement

Pour un gaz à l'équilibre chauffé à une température de 140°C , le libre parcours moyen d'un atome dans la vapeur est de l'ordre de $100\ \mu\text{m}$, petit devant le diamètre de l'ouverture du four ($D = 5\ \text{mm}$). On ne peut donc pas considérer que l'équilibre de la vapeur n'est pas modifiée par l'ouverture : le four ne travaille pas dans le régime effusif. Comme la vapeur est hors d'équilibre, il est difficile de calculer le flux émis par le four, ainsi que les distributions de vitesse transverse et longitudinale du jet atomique. Pour ces paramètres, nous nous contenterons donc des caractérisations expérimentales.

On peut toutefois estimer la divergence du jet par des considérations géométriques. En effet, en considérant la sélection angulaire effectuée par le tube de $8\ \text{cm}$ de long et $5\ \text{mm}$ de diamètre, on obtient pour la divergence du jet :

$$\theta = 2\frac{D}{L} = 0.14\ \text{rad} \quad (\text{IV.1})$$

IV.2.3. Détermination de la distribution de vitesses longitudinales

Pour avoir une idée de la distribution des vitesses longitudinales, nous avons utilisé d'une mesure par temps de vol [75, 76]. Le principe de cette méthode consiste à "hacher" le jet atomique de manière à produire des impulsions très courtes. En analysant l'étalement de l'impulsion après propagation sur une distance suffisante ($1\ \text{m}$), on peut remonter à la distribution des vitesses longitudinales. Comme notre obturateur mécanique ne permet pas de produire des impulsions suffisamment courtes, nous nous sommes contentés d'utiliser la collimation transverse

en mode impulsionnel. On éclaire donc le jet atomique pendant $200 \mu\text{s}$ et on analyse l'étalement de la modulation ainsi produite après propagation sur 1.5 m. Notons que cette mesure ne constitue pas une mesure exacte de la distribution des vitesses longitudinales du jet produit par le four. En effet, comme le temps d'interaction dans les mélasses est plus important pour les atomes lents que pour les atomes rapides, la collimation favorise le flux atomique pour les faibles vitesses.

Les résultats expérimentaux ont été obtenus avec un four chauffé à 140°C . A cette température, nous avons observé une distribution de vitesse symétrique autour de la valeur moyenne, avec une vitesse la plus probable $v \simeq 270 \text{ m/s}$.

IV.2.4. Mesure du flux et de la divergence du jet

Pour déterminer le flux d'atomes émis par la source et la divergence du jet, nous avons effectué une mesure de fluorescence, détaillée à la figure IV.5.

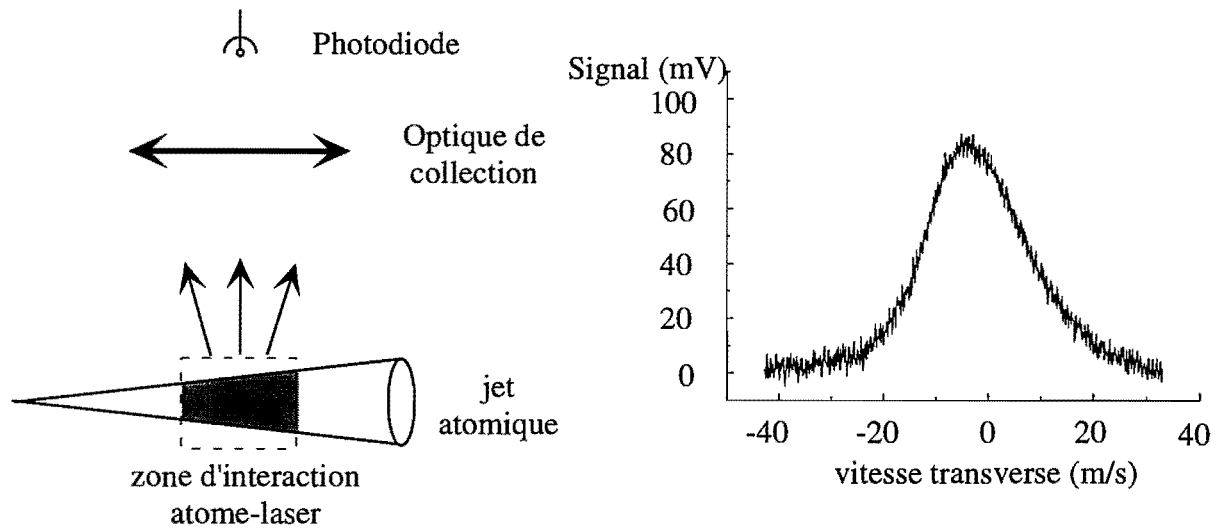


Figure IV.5: Mesure du flux atomique par fluorescence : (a) le jet atomique est éclairé par un faisceau sonde orthogonal à la direction du jet, balayé en fréquence. Un système optique permet ensuite d'imager la totalité de la zone éclairée sur un photodiode et on détecte la lumière de fluorescence émise par les atomes en fonction de la fréquence laser. (b) Le signal obtenu nous donne accès à la distribution des vitesses transverses. Pour une température de four de 140°C , la largeur à mi-hauteur du profil vaut $\Delta v_{\text{trans}} = 25 \text{ m/s}$.

Une analyse détaillée du signal de fluorescence est disponible dans [79]. En considérant que l'intensité laser est la même pour tous les atomes on peut montrer que le signal de fluorescence donne accès à la distribution de vitesses transverses. Après une intégration du signal, on a également accès au flux d'atomes traversant la zone d'interaction avec le laser.

Nous avons donc placé un faisceau sonde et un faisceau repompeur de 1 cm de diamètre à la

sortie de la buse du four, se propageant dans une direction orthogonale à celle du jet atomique. Un système optique nous permet de collecter le signal de fluorescence dans un angle solide $\Omega \simeq 0,02$ stéradians sur une photodiode dont le rendement a été calibré ($\eta \simeq 18 \text{ V}/\mu\text{W}$). Nous avons choisi une conjugaison pour laquelle la totalité de la zone éclairée est imagée sur la photodiode. Le signal présenté à la figure IV.5 est obtenu après une dizaine de moyennages (soit quelques secondes d'acquisition) pour un paramètre de saturation de la sonde $\frac{I}{I_{\text{sat}}} = 0.15$ et une température du four de 140°C .

La distribution de vitesses transverses présente une légère asymétrie qui est due soit au fait que la mèche se situant à l'intérieur du tube de collimation n'est pas parfaitement symétrique, soit à un défaut d'alignement du laser sonde. Sa largeur à mi-hauteur vaut :

$$\Delta v_{\text{transverse}} \simeq 25 \text{ m/s} \quad (\text{IV.2})$$

La divergence du jet atomique est donc donnée par :

$$\theta = \frac{\Delta v_{\text{transverse}}}{v_{\text{longitudinale}}} \simeq 0.125 \text{ rad} \quad (\text{IV.3})$$

Cette valeur est en bon accord avec le résultat (IV.1). A partir de l'aire du profil des vitesses transverses, on obtient le flux total d'atomes de ^{87}Rb émis par le four :

$$\Phi \simeq 4 \times 10^{11} \text{ atomes/s} \quad (\text{IV.4})$$

Les performances que nous obtenons sont des valeurs typiques avec ce type de source.

IV.3 La collimation

Comme la zone de collection d'atomes dans le PMO est vu sous un angle faible (0.3°), on cherche à augmenter l'intensité du jet sur l'axe pour améliorer le chargement. Nous avons donc choisi de refroidir le jet atomique dans les directions transverses et utilisons pour cela une mélasse optique à deux dimensions [83] .

IV.3.1. La mélasse optique : quelques chiffres

Considérons d'abord un atome à 2 niveaux éclairé par une paire de faisceaux lasers contre-propageants désaccordés vers le rouge de la transition atomique ($\delta_L < 0$). La force totale subie par l'atome est obtenue, en première approximation, en additionnant les forces de pression de radiation dues aux 2 ondes, la résultante est tracée sur la figure IV.6.

Comme nous le montre la figure IV.6, la mélasse exerce sur les atomes une force qui tend à les ramener à une vitesse nulle. En particulier, pour les vitesses vérifiant $k_L |v| < |\delta_L|$, la force totale subie par l'atome est une force de friction :

$$\mathbf{F} = -\alpha \mathbf{v} \quad (\text{IV.5})$$

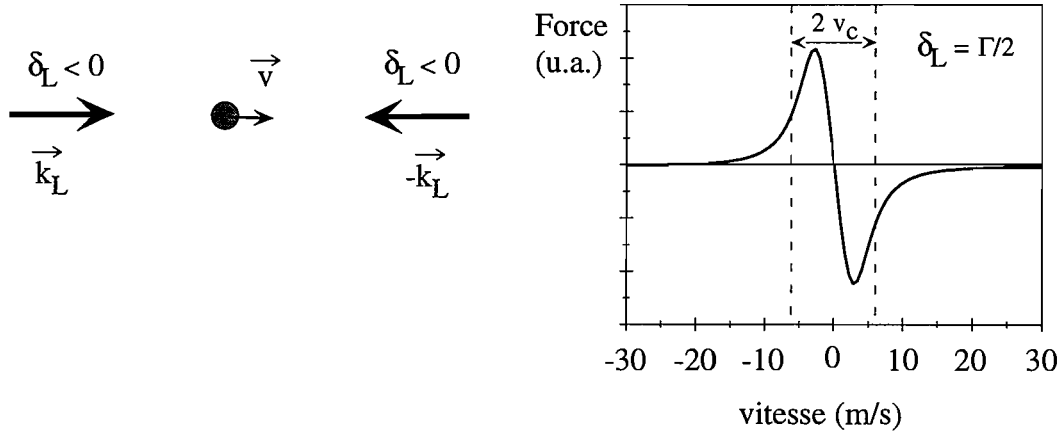


Figure IV.6: Principe de la mélasse optique : Un atome illuminé par deux ondes laser contre-propagantes, désaccordées vers le rouge de la transition atomique est soumis à la force représentée en (b) qui tend à ramener sa vitesse vers 0.

où le coefficient de friction est donné par :

$$\alpha = 8\hbar k_L^2 \frac{|\delta_L|}{\Gamma} \frac{I/I_{\text{sat}}}{(1 + I/I_{\text{sat}} + 4\delta_L^2/\Gamma^2)^2} \quad (\text{IV.6})$$

Le coefficient de friction va donc déterminer la constante de temps d'amortissement des vitesses $\tau_v = m/\alpha$. Avec nos paramètres expérimentaux ($I/I_{\text{sat}} = 1$ et $\delta_L = -2\Gamma$), la constante de temps d'amortissement vaut environ $50 \mu\text{s}$ et la distance parcourue par des atomes se propageant à 300 m/s est de 1.5 cm .

Revenons à la figure IV.6 : nous remarquons que la force diminue pour les vitesses élevées. La mélasse optique possède donc une certaine plage de capture, en dehors de laquelle les atomes seront peu affectés par la collimation. En définissant la plage de capture par la zone dans laquelle la force est supérieure à la moitié de sa valeur maximale, on obtient :

$$v_c = \frac{|\delta_L|}{k_L} + \frac{\Gamma}{2k_L} \sqrt{1 + I/I_{\text{sat}}} \quad (\text{IV.7})$$

Pour $\delta_L = -2\Gamma$ et $I/I_{\text{sat}} = 1$, on obtient $v_c = 12.6 \text{ m/s}$. On peut améliorer cette valeur en augmentant le désaccord laser mais ceci se fait au détriment du coefficient de friction. On choisit donc δ_L de manière à trouver un compromis entre une grande plage de capture et une valeur élevée de α .

Si ce modèle simple nous donne une intuition correcte du mécanisme d'amortissement des vitesses, la réalité du refroidissement transverse d'un jet atomique est beaucoup plus complexe ; et son étude théorique pour un atome à plusieurs niveaux s'avère très délicate. Les chiffres donnés par le modèle simple ne constituent donc qu'une indication des performances qu'on peut attendre. En pratique, avec une puissance laser de 50 mW et une zone d'interaction de

quelques cm, on peut espérer obtenir une augmentation de l'intensité sur l'axe d'un facteur 20.

IV.3.2. Description du montage

Nous avons représenté sur la figure IV.7 le montage optique que nous avons utilisé pour la mélasse transverse.

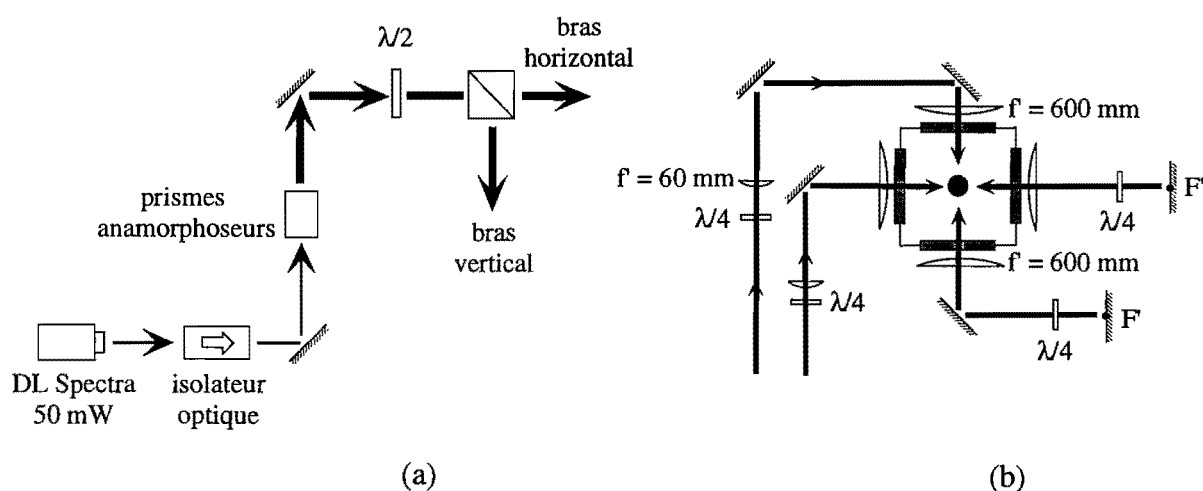


Figure IV.7: Montage optique de la mélasse transverse : (a) le faisceau issu de la diode laser est étiré dans la direction horizontale, il est ensuite divisé en deux bras d'égale intensité par un cube séparateur de polarisation. (b) chaque faisceau est alors agrandi par un télescope ($\times 10$) avant d'éclairer le jet. Les deux faisceaux sont ensuite rétro-réfléchis à l'aide d'un montage en oeil de chat : après traversée du jet, le faisceau est focalisé puis réfléchi par un miroir placé au foyer de la lentille. Ce montage nous assure que le faisceau réfléchi a même direction que le faisceau incident.

Afin d'obtenir une intensité de l'ordre de I_{sat} sur une zone d'interaction de plusieurs cm de long, nous utilisons une diode SDL 50 mW qui est injectée par le laser maître. Le faisceau laser est mis en forme à l'aide d'un système de prismes anamorphoseurs avant d'être divisé en deux bras d'égale intensité par un ensemble lame $\lambda/2$ -cube séparateur de polarisation. Une lame quart d'onde permet ensuite de rendre circulaire la polarisation de la lumière. Chaque faisceau est ensuite dilaté par un télescope de grossissement 10. Les faisceaux mélasse sont alors caractérisés par une répartition d'intensité elliptique de dimension $6 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ et de valeur au centre $I = 3 \text{ mW/cm}^2$. Pour vérifier que l'onde incidente sur le jet est bien plane, on enlève le montage de rétro-réflexion et on vérifie que les dimensions du faisceau n'évoluent pas après une propagation de plusieurs mètres. Le montage de rétro-réflexion nous assure que la direction du faisceau rétro-réfléchi est identique à celle du faisceau incident. Il suffit d'ajuster le miroir de retour pour régler la superposition du faisceau retour.

Pour le télescope, nous avons pris soin de choisir des lentilles plan-convexe qui présentent

peu d'aberration sphérique et permettent d'obtenir un front d'onde de bonne qualité. Le faisceau est cependant légèrement astigmatique¹⁰ puisque, après focalisation, le foyer vertical et le foyer horizontal sont distants de 1 cm. Pour obtenir une onde plane dans la direction du jet, nous avons placé le miroir de renvoi sur le foyer horizontal.

IV.3.3. Résultats expérimentaux

Au cours des premiers mois d'expérimentation, le réglage de la mélasse a été effectué en optimisant le flux atomique traversant le tube de pompage différentiel. La difficulté consiste à trouver l'angle des faisceaux mélasse qui oriente le jet atomique dans la direction du tube ; la procédure d'alignement consiste donc à balayer l'angle des deux bras de la mélasse transverse jusqu'à obtenir un maximum de signal. Malgré tous nos efforts, la mélasse transverse n'améliore l'intensité au centre que d'un facteur 5 et, typiquement, le flux atomique dans la cellule vaut :

$$\Phi \simeq 2.5 \times 10^9 \text{ atomes/s} \quad (\text{IV.8})$$

Le flux atomique est donc suffisant pour charger efficacement un PMO et, malgré les performances décevantes du dispositif de collimation du jet, nous avons décidé de nous satisfaire de ce résultat. Nous attribuons ce manque d'efficacité de notre mélasse à une intensité laser trop faible.

IV.4 Le ralentissement

IV.4.1. Introduction

A la sortie de la source, la vitesse des atomes est de l'ordre de 300 m/s, beaucoup trop élevée pour permettre le chargement d'un PMO. Il est donc nécessaire de ralentir le jet atomique. La technique la plus répandue pour réaliser cette opération fait appel à la pression de radiation exercée par un laser contrapropagatif au jet. Cette technique permet en principe de ralentir l'atome sur une courte distance mais, comme le déplacement Doppler diminue au fur et à mesure que l'atome ralentit, il est nécessaire de maintenir l'atome à résonance avec le laser ralentisseur au cours de la décélération. Deux approches sont alors possibles :

- la méthode du chirping [78] consiste à balayer la fréquence du laser ralentisseur pour maintenir une classe de vitesse atomique à résonance avec le laser.
- Le ralentissement Zeeman [73] repose sur l'utilisation d'un champ magnétique inhomogène calculé de façon à ce que le déplacement Zeeman compense en chaque point la diminution du déplacement Doppler.

¹⁰ Cet astigmatisme provient de la diode laser.

Nous avons préféré le ralentisseur Zeeman au ralentissement par laser chirpé. Premièrement, les atomes ralentis par cette méthode sont produits de façon continue alors que le ralentissement par chirping produit des impulsions d'atomes ralentis. Il permet d'obtenir un flux d'atomes ralentis plus élevé. Deuxièmement, il est possible de choisir la configuration de champ magnétique de sorte que le faisceau ralentisseur soit très désaccordé par rapport à la transition atomique à champ nul, et ne perturbe pas le chargement du PMO. Dans le cas du ralentissement chirpé, le laser est nécessairement proche de résonance à la fin de la rampe de fréquence et exerce une force de pression de radiation sur le PMO qui devient comparable aux forces de piégeage.

IV.4.2. Description du dispositif expérimental

Nous avons choisi de travailler avec une configuration de champ magnétique telle que celui-ci s'annule et change de signe en un point intermédiaire. Cette configuration présente l'avantage de minimiser la valeur maximale atteinte par le champ et permet de maintenir le courant et la puissance dissipée par effet Joule à une valeur raisonnable. Par ailleurs, les atomes qui sortent du ralentisseur ne sont plus à résonance avec le faisceau ralentisseur. On évite ainsi de perturber le chargement du PMO et on supprime également l'effet de "chauffage" qui peut être important pour des atomes lents en interaction avec un faisceau fortement saturant peu désaccordé.

Notre four présente l'avantage de produire des atomes de faible vitesse longitudinale, qui peuvent être ralentis sur une distance de l'ordre du mètre. Nous travaillons avec un courant de 3.4 A : le champ magnétique varie alors de 150 Gauss à -70 Gauss, comme indiqué sur la figure IV.8. Cette variation ΔB du champ magnétique nous permet de ralentir les atomes d'une quantité :

$$\Delta v = \frac{\mu_B}{k_L} \cdot \Delta B = 220 \text{ m/s} \quad (\text{IV.9})$$

où k_L représente le vecteur d'onde du laser ralentisseur.

La valeur de la vitesse des atomes en sortie du ralentisseur est déterminée par le désaccord δ_L du faisceau laser :

$$v_{\text{finale}} = \frac{-\delta_L + \mu_B B_{\text{final}}}{k_L} \quad (\text{IV.10})$$

Nous avons choisi de travailler avec un faisceau ralentisseur d'intensité 20 mW/cm², de 1 cm de diamètre et désaccordé de 160 MHz vers le rouge de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Cette valeur nous permet en théorie d'amener les atomes à une vitesse de 50 m/s à proximité de la zone d'intersection des faisceaux lasers du PMO. Ce dispositif nous permet donc de ralentir les atomes de 270 à 50 m/s. Notons que le paramètre de saturation de ce faisceau vu par des atomes piégés dans le PMO vaut $s \simeq 0.005$ et la force de pression de radiation qu'il exerce sur les atomes piégés est donc faible.

En principe, tant que les atomes voient le champ magnétique du ralentisseur, ils cyclent sur

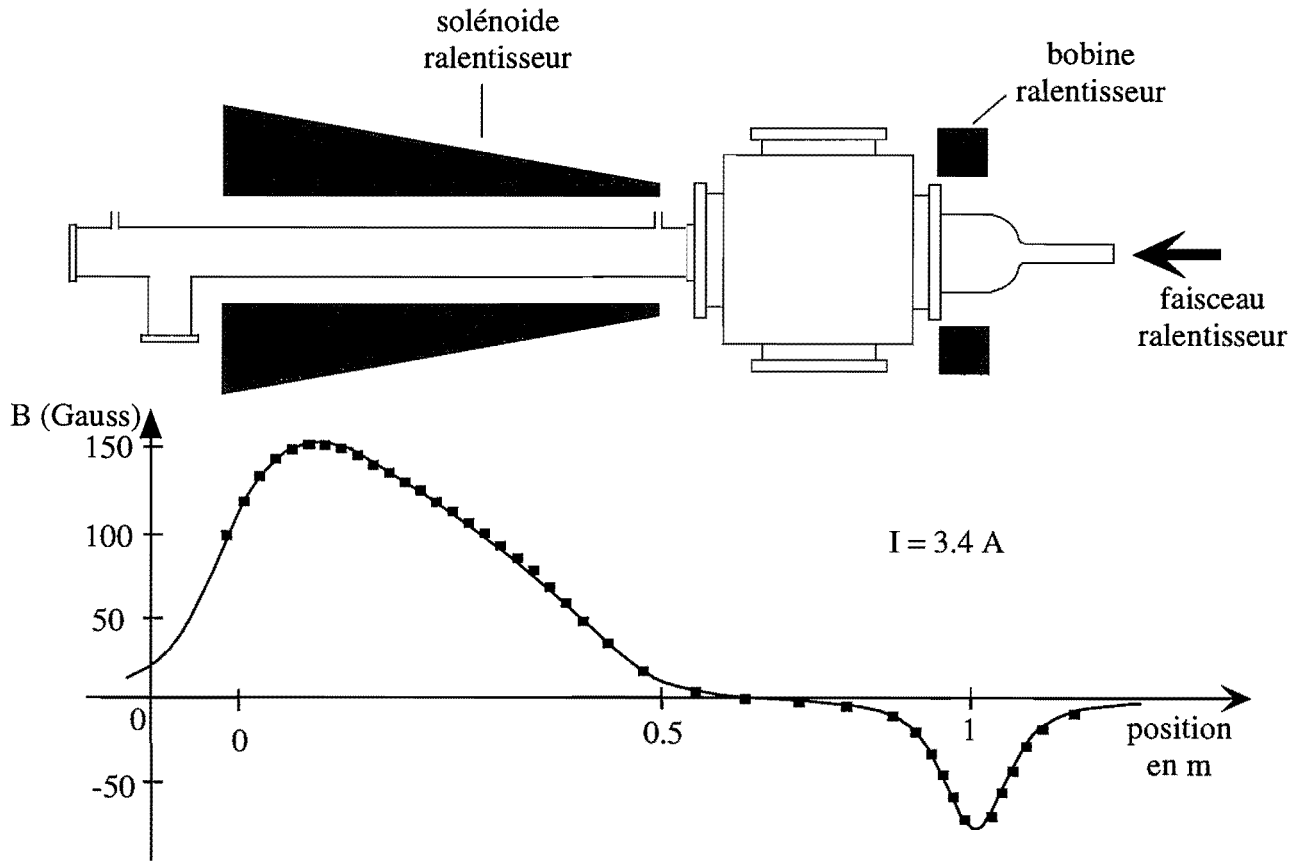


Figure IV8: Montage du ralentisseur : le champ magnétique de ralentissement est généré par un solénoïde et une bobine, distants de 30 cm environ et parcourus par des courants opposés. On a représenté en dessous l'évolution du champ magnétique le long du dispositif. Les carrés correspondent au champ mesuré avec une sonde à effet Hall et la courbe en traits pleins représente le champ calculé.

une transition fermée. Cependant, le champ magnétique s'annule à deux endroits le long de la trajectoire parcourue par les atomes : une première fois entre la mélasse transverse et le solénoïde, puis une seconde fois entre le solénoïde et la bobine du ralentisseur. Nous avons observé qu'un repompeur était nécessaire en ces 2 endroits et avons utilisé un faisceau laser désaccordé de 80 MHz vers le rouge de la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$ à 780 nm. Sans ce repompeur, tous les atomes sont rapidement dépompés et on n'observe pas de ralentissement.

IV.4.3. Détection des atomes ralentis

Pour mettre en évidence le ralentissement des atomes, on mesure la fluorescence d'un faisceau sonde incliné par rapport à l'axe du jet, modulé en fréquence. Nous nous sommes contentés de détecter la présence d'atomes ralentis et n'avons pas caractérisé précisément le ralentissement du jet. L'étude de la proportion d'atomes ralentis, de la vitesse finale des atomes demande bien

sûr à être approfondie et fera l'objet d'un travail ultérieur.

IV.5 Le piège magnéto-optique

Ce paragraphe est consacré à la description de l'étape de piégeage et refroidissement par laser précédant le chargement du piège magnétique. Après avoir effectué quelques rappels concernant le principe du PMO et le processus qui en limite la densité, nous présentons la technique du Dark SPOT [88] qui a été utilisée avec succès pour obtenir des densités plus élevées. Enfin, nous décrivons le montage optique utilisé et passons en revue les performances obtenues.

IV.5.1. Rappels

On sait [65] que la superposition de trois paires de faisceaux légèrement désaccordés vers le rouge d'une transition $J \rightarrow J + 1$ et de polarisations bien choisies, au centre d'un champ quadrupolaire sphérique permet d'exercer sur les atomes une force de rappel et une force d'amortissement visqueux dans les trois dimensions. Ce dispositif présente l'avantage d'une grande simplicité technologique et d'une plage de capture importante puisqu'il permet de piéger des atomes ayant des vitesses de plusieurs dizaines de m/s.

En pratique, nous utilisons la transition $^5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow ^5P_{3/2}, F' = 3$ à 780 nm pour piéger les atomes. A cause du faible écart entre les niveaux $F' = 2$ et $F' = 3$, il suffit de quelques milliers de cycles de fluorescence pour qu'une partie non négligeable de la population atomique soit pompée dans le niveau fondamental $F = 1$. Les atomes ne sont alors plus résonnants avec la transition de piégeage et il est nécessaire de les recycler avec un repompeur que nous avons choisi résonnant avec la transition $^5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow ^5P_{3/2}, F' = 1$.

IV.5.2. La diffusion multiple de photons

Comme le montre la figure IV.9, un atome piégé diffuse des photons qui peuvent être réabsorbés par un atome voisin. Cette diffusion multiple est à l'origine de forces répulsives à longue portée qui conduisent à augmenter la taille du nuage d'atomes piégés [85, 86]. Cette force

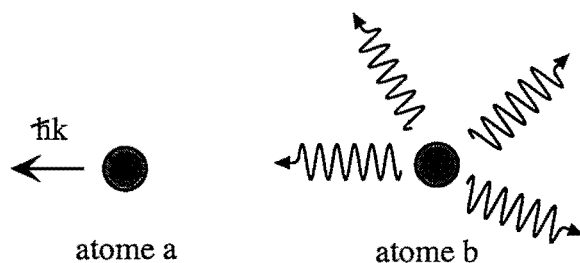


Figure IV9: La rediffusion de photons

répulsive conduit à rendre uniforme la densité du nuage atomique, qui ne peut dépasser une valeur maximale. Une idée simple pour obtenir des densités plus élevées consiste à effectuer une première étape de chargement du PMO puis à augmenter le gradient du champ quadrupolaire sphérique tout en réduisant le paramètre de saturation des faisceaux lasers [87]. A grand nombre d'atomes, cette technique s'est cependant avérée peu efficace avec notre dispositif puisque nous n'avons pas réussi à obtenir de densité meilleure que $4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Nous avons donc décidé de nous orienter vers une solution du type Dark SPOT que nous exposons maintenant.

IV.5.3. Le Dark SPOT

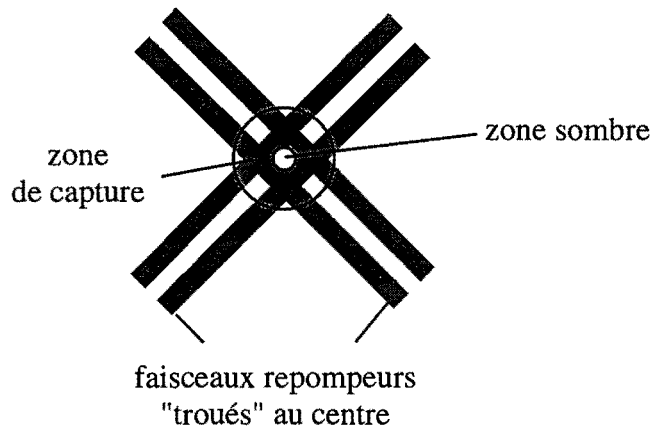


Figure IV10: Principe du Dark SPOT : on enlève le repompeur au centre pour ne le laisser qu'à la périphérie du volume de piégeage. Les atomes du centre tombent ainsi dans un état noir et la diffusion multiple est fortement réduite. Les atomes qui quittent la zone centrale sont ensuite repompés et soumis aux forces de piégeage qui les ramènent vers le centre.

Pour éviter la diffusion multiple, la solution imaginée par W. Ketterle [88] consiste à supprimer la lumière de repompage au centre du volume de piégeage et ne la garder que sur les extrémités. Ainsi, les atomes piégés au centre sont rapidement pompés dans un état non résonnant avec la lumière de piégeage. Il n'y a donc plus de force répulsive mais les atomes ne

sont alors plus soumis aux forces de piégeage et finissent, sous l'action de la gravité, par quitter la zone centrale. Ils pénètrent alors la zone périphérique dans laquelle ils sont repompés et à nouveau soumis aux forces de piégeage qui les ramènent vers le centre.

Avec le sodium, cette technique permet de gagner environ un ordre de grandeur sur la densité maximale avec $n_0 \simeq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Cette valeur reste limitée par la rediffusion de photons car au centre du piège, il reste toujours un peu de lumière de repompage parasite ou provenant de la rediffusion de photons de repompage par des atomes de la zone périphérique.

Avec le rubidium, les écarts en énergie entre sous-niveaux hyperfins sont plus importants que pour le sodium. Le Dark SPOT est donc moins efficace car la probabilité de se désexciter vers l'autre état hyperfin est beaucoup plus faible. Pour conserver une bonne efficacité, on ajoute un faisceau dépompeur [89] qui dépompe les atomes vers cet état non résonnant. Cette configuration sera désignée sous le nom d'Ultra Dark SPOT.

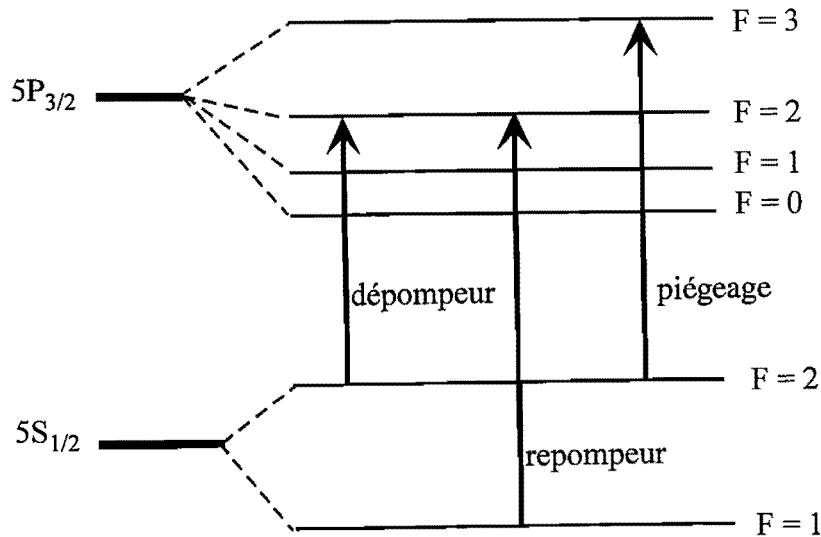


Figure IV.11: Transitions utilisées pour le chargement du PMO et l'ultra Dark SPOT.

IV.5.4. Le montage expérimental

Pour obtenir de hautes densités dans le PMO, nous avons expérimenté 2 approches. Dans un premier temps, nous avons essayé de charger directement un Dark SPOT. Pour y parvenir, il est nécessaire de s'affranchir du repompeur du ralentisseur au centre du piège. Nous avons donc placé un disque noir de 3 mm de diamètre au centre du faisceau ralentisseur, à proximité du PMO [90]. Si cette technique donne de bons résultats pour l'élimination du repompeur du ralentisseur, elle diminue considérablement le flux d'atomes ralentis. En effet, le point noir obture une surface importante du faisceau ralentisseur (rappelons que le diamètre du tube qui

sépare les deux enceintes est de 1 cm) et une fraction importante des atomes du jet n'est plus ralentie. Il en résulte que le chargement du PMO est beaucoup moins efficace.

Nous avons donc utilisé une approche séquentielle qui consiste à charger un PMO "classique" puis à comprimer ce dernier en passant à une configuration Dark SPOT. La configuration de faisceaux est présentée à la figure IV.12 : nous utilisons une paire de faisceaux se propageant suivant l'axe vertical et deux paires de faisceaux se propageant dans le plan horizontal avec un angle de 45° par rapport à l'axe du dipôle. Les six faisceaux sont indépendants pour éviter les problèmes de déséquilibre à la rétro réflexion, d'intensités et polarisations réglables et de diamètre 1 cm environ. En effet, comme le nuage d'atomes piégés est très épais optiquement, une partie de l'intensité des faisceaux pièges est absorbée. Un faisceau rétro réfléchi aura donc une intensité plus faible que celle du faisceau incident sur le PMO.

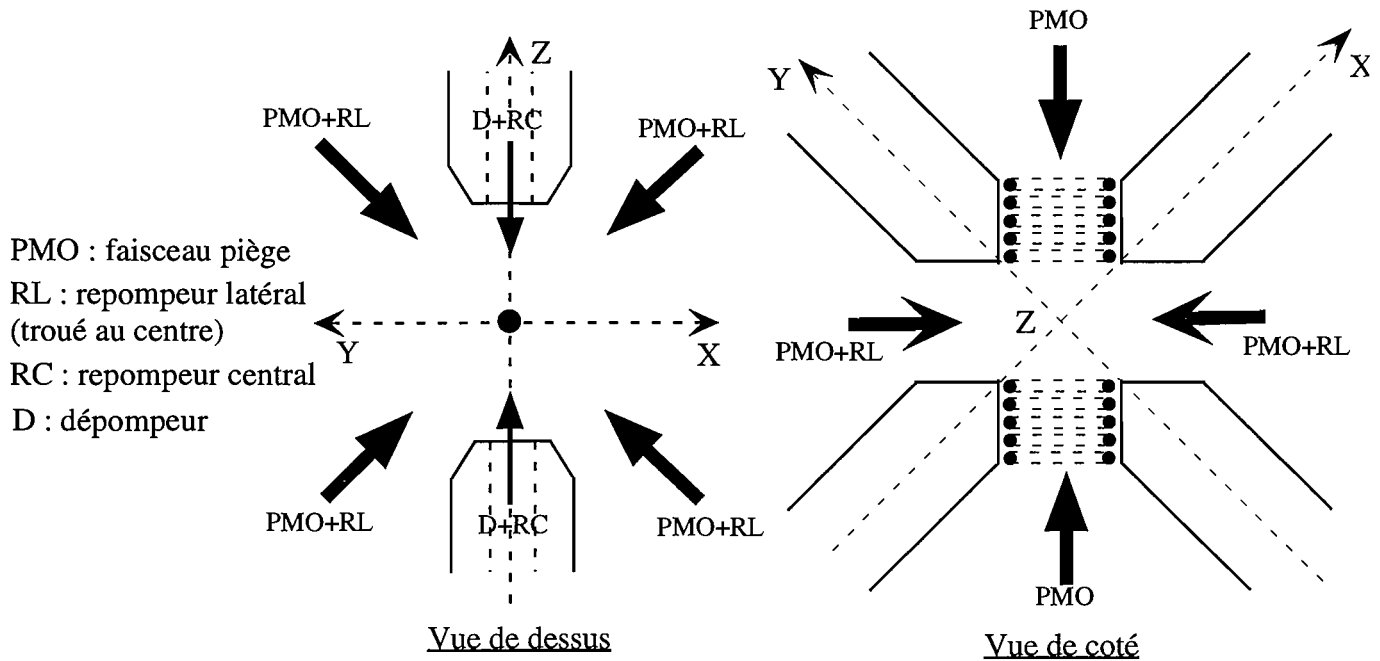


Figure IV.12: configuration de faisceaux : (a) on utilise une paire de faisceaux se propageant suivant l'axe de symétrie du champ quadrupolaire sphérique (vertical), et deux paires se propageant dans un plan perpendiculaire à cette direction. On superpose à ces derniers les faisceaux repompeurs obturés au centre et on utilise le trou percé le long de l'axe dipole pour faire passer les faisceaux repompeur central et dépompeur (b) Ce schéma décrit le montage utilisé pour mélanger les faisceaux repompeur et piège, ainsi que le système optique utilisé pour imager le trou noir qui obture le centre du repompeur latéral sur le piège.

On superpose aux faisceaux se propageant dans le plan horizontal les faisceaux repompeur obturés au centre. Ces derniers seront désignés par la suite sous le terme de repompeur latéral. Nous utilisons des faisceaux à résonance avec la transition $F = 1 \rightarrow F' = 1$ de la raie D2,

d'intensité par faisceau 0.5 mW/cm^2 . La qualité de l'obturation s'est avérée être un paramètre critique : il nous a fallu mettre en place un système d'imagerie effectuant la conjugaison du cache noir sur le piège pour obtenir une augmentation significative de la densité. Notons que ceci nécessite un montage parfaitement symétrique pour que la distance entre le trou noir et le PMO soit la même pour les différents bras. Cette condition est réalisée avec le montage décrit à la figure IV.13. La conjugaison est effectuée par une lentille convergente de focale $f' = 500 \text{ mm}$ utilisée en configuration $2f' - 2f'$.

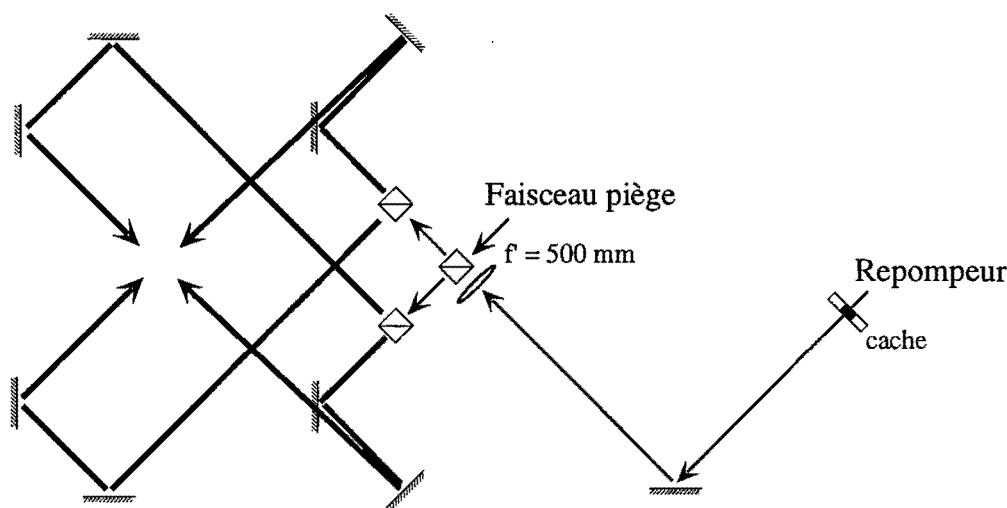


Figure IV.13: Montage optique utilisé pour conjuguer le trou noir sur le repompeur au niveau du piège.

Le chargement de PMO nécessite toutefois un repompeur au centre du piège, nous utilisons donc le trou de diamètre 5 mm percé le long de l'axe Z pour éclairer les atomes avec un faisceau repompeur d'intensité $I = I_{\text{sat}}$, accordé sur la même transition. Ce même trou est utilisé pour la propagation du faisceau dépompeur qui est résonnant avec la transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$ à 780 nm.

IV.5.5. Le chargement du PMO et sa durée de vie

La figure IV.14 montre l'évolution des signaux de fluorescence au cours du chargement et dépeuplement du PMO. Ces signaux ont été obtenus en imageant une zone plus grande que le piège sur une photodiode dont le photocourant est converti en tension. Le chargement le plus efficace du PMO a été obtenu pour des faisceaux d'intensité 6 mW/cm^2 , désaccordés de 16 MHz vers le rouge de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ à 780 nm et un gradient du champ quadrupolaire proche de 20 Gauss/cm dans la direction verticale.

Supposons que le chargement du PMO est décrit par une équation différentielle du premier

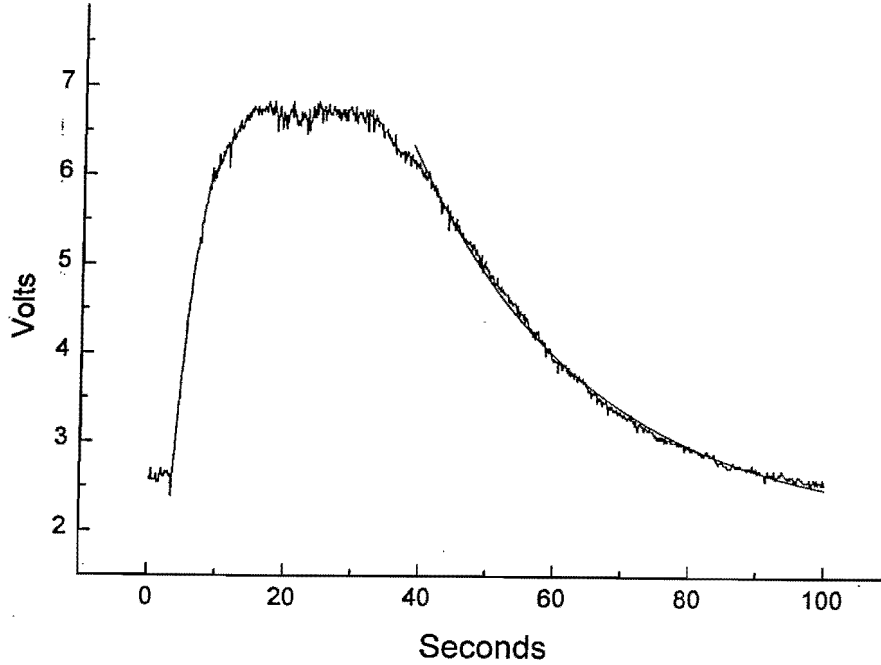


Figure IV.14: Chargement du PMO

ordre

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau} \quad (\text{IV.11})$$

où R représente le taux de chargement et τ la durée de vie du PMO. La variation du nombre d'atomes au cours du chargement s'écrit alors :

$$N(t) = R\tau(1 - e^{-t/\tau}) \quad (\text{IV.12})$$

Une étude du chargement et de la décroissance du PMO nous donne donc accès aux paramètres R et τ . Ainsi, à partir de la figure IV.14 et du nombre d'atomes piégés (mesuré par imagerie en absorption, voir annexe IV B), on déduit de la pente à l'origine le taux de chargement $R = 5 \times 10^8$ atomes/s. Le flux d'atomes ralentis incidents dans la cellule est donc environ 20 fois plus faible que la valeur (IV.8), qui nous donne le flux atomique d'atomes non ralentis à la sortie du tube de pompage différentiel. Ces pertes sont probablement dues à une diaphragmation par le petit diamètre de la cellule ($D = 6$ mm) du jet d'atomes ralentis, qui subit un élargissement du fait de la diffusion transverse.

En fittant la montée de la courbe de la figure IV.14 par une exponentielle, on obtient un temps de montée égal à 3.5 s, bien plus petit que la constante de temps de décroissance. Notons que le signal de dépeuplement est obtenu en fermant l'obturateur mécanique et en coupant le faisceau ralentisseur. Le même signal obtenu en présence du faisceau ralentisseur conduit à une diminution du nombre d'atomes avec une constante de temps $\tau = 4$ s. On en déduit que l'interaction avec le faisceau ralentisseur est le processus dominant de pertes au cours du chargement. On peut par exemple penser à un mécanisme de dépompage des atomes piégés.

Notons que la durée de vie $\tau = 20$ s du PMO est inférieure à celle du piège magnétique.

IV.5.6. Caractérisation du PMO

Une analyse du PMO par imagerie en absorption (voir annexe IV.B) nous permet d'obtenir :

$$N \simeq 1.5 \times 10^9 \text{ atomes} \quad (\text{IV.13})$$

$$n_0 \simeq 2 \times 10^{10} \text{ atomes.cm}^{-3} \quad (\text{IV.14})$$

Après chargement, on obture le jet atomique et on coupe le faisceau ralentisseur. Après une centaine de ms, on entame la phase de compression en coupant le repompeur central : on est alors en configuration Dark SPOT. Après quelques ms, on a atteint un état stationnaire et, à ce stade, on mesure :

$$N \simeq 10^9 \text{ atomes} \quad (\text{IV.15})$$

$$n_0 \simeq 8 \times 10^{10} \text{ atomes.cm}^{-3} \quad (\text{IV.16})$$

Dans une troisième étape, on passe en configuration Ultra Dark SPOT et on éclaire le nuage atomique avec le faisceau dépompeur. Après quelques ms, les caractéristiques du piège sont les suivantes :

$$N \simeq 8 \times 10^8 \text{ atomes} \quad (\text{IV.17})$$

$$n_0 \simeq 1.5 \times 10^{11} \text{ atomes.cm}^{-3} \quad (\text{IV.18})$$

Malgré une nouvelle diminution du nombre d'atomes, on observe une augmentation de la densité et on obtient des résultats proches de ceux obtenus dans le groupe de l'université d'Austin [91] . Nous avons constaté que l'intensité du dépompeur est un paramètre critique et avons obtenu le meilleur fonctionnement pour une intensité de $100 \mu\text{W/cm}^2$. Une intensité plus élevée introduit des pertes supplémentaires sans augmenter le nombre d'atomes alors qu'une intensité trop faible ne donne aucun résultat.

IV.5.7. Température et refroidissement sub-Doppler

Avec d'aussi hautes densités, la température des atomes dans le PMO est élevée : $T \geq 100 \mu\text{K}$. A ce stade, il est intéressant d'effectuer un refroidissement sub-Doppler par une mélasse Sisyphe 3D : cette étape permet d'améliorer la densité dans l'espace des phases avant de transférer les atomes dans le piège magnétique et de démarrer le refroidissement évaporatif avec de meilleures conditions initiales.

La séquence de refroidissement est présentée à la figure IV.15 et la synchronisation des différentes étapes est importante. En effet, il est impératif de couper le champ quadrupolaire

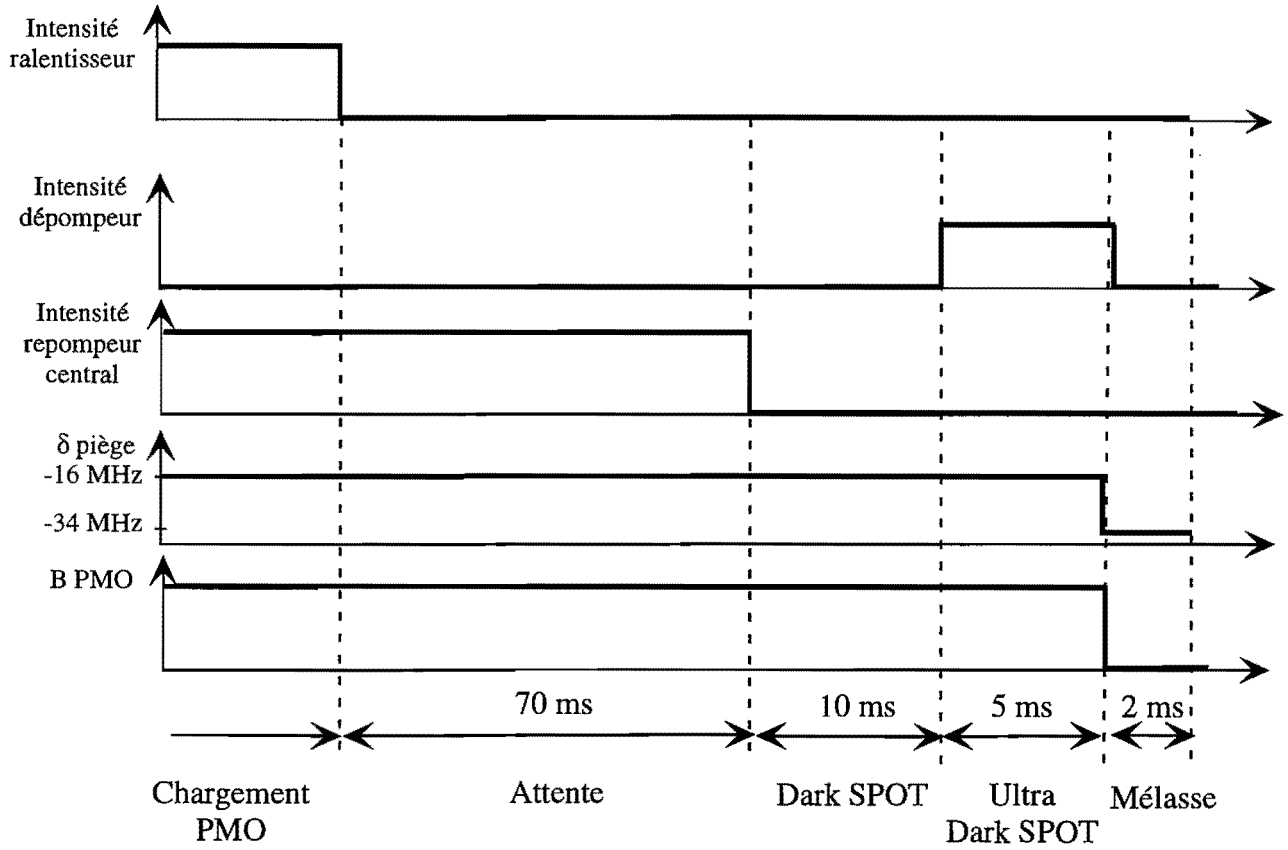


Figure IV.15: Séquence temporelle: chargement, compression du PMO puis mélasse optique.

sphérique et augmenter le désaccord des faisceaux piège avant de couper le faisceau dépompeur, sous peine d'obtenir une diminution importante de la densité. Au cours de la séquence, les faisceaux repompeur latéraux restent allumés.

La compensation des champs rémanents (ou démagnétisation de la structure ferromagnétique) constitue également un élément clé du bon fonctionnement de la mélasse optique et nous verrons par la suite que l'explosion de la mélasse nous permet de régler finement les courants appliqués aux bobines de démagnétisation. Après démagnétisation, nous obtenons le refroidissement le plus efficace pour un désaccord $\delta_L = -24$ MHz et 2 ms de refroidissement.

Signalons que l'étude du refroidissement évaporatif pour l'état $|2, 2\rangle$ a été effectuée quelques mois avant de passer à l'étude de l'état $|1, -1\rangle$. Pour ces 2 expériences, les mélasses Sisyphe sont effectuées avec la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ à 780 nm. Nous avons cependant mesuré des températures différentes dans les 2 cas puisque nos premières mesures nous ont donné $T \simeq 90$ μ K, alors que nous avons obtenu $T \simeq 60$ μ K pour la seconde. Cette différence s'explique par le fait que, entre les 2 expériences, nous avons modifié la séquence temporelle en coupant le champ magnétique du ralentisseur au cours de la mélasse.

Notons que la seconde valeur correspond à celle obtenue par le groupe de D. Heinzen [91] qui n'utilise pas de matériaux ferromagnétiques et travaille avec des conditions expérimentales similaires aux nôtres (nombre d'atomes, densité). On peut en conclure que la compensation des champs rémanents est effectuée correctement.

IV.5.8. Démagnétisation de la structure ferromagnétique

Après excitation de la structure ferromagnétique, il subsiste même en l'absence de courant un champ rémanent de quelques Gauss. Il doit être compensé. Nous avons donc mis en place un système de bobines à l'extrémité de chaque pôle, comme indiqué à la figure IV.16.

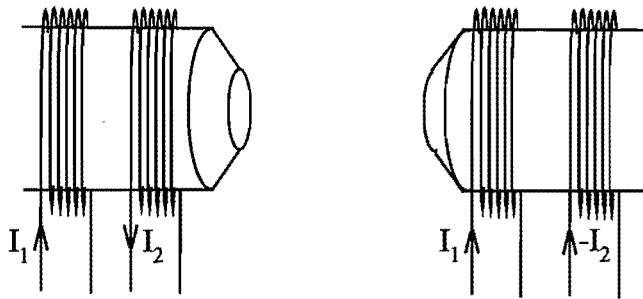


Figure IV.16: Démagnétisation de la structure ferromagnétique : Chaque axe de l'électroaimant comporte une paire de bobines parcourues par des courants de même sens et une paire de bobines parcourues par des courants de sens opposés. Ceci permet de compenser les champs homogènes et les gradients résiduels dans les trois directions de l'espace.

L'explosion de la mélasse constitue un excellent moyen de vérifier que le champ magnétique est proche de zéro sur le volume de piégeage. En effet, on sait [65] que la présence d'un champ magnétique homogène B_0 au niveau d'une mélasse optique décale la distribution de vitesse d'une valeur $v = \frac{\mu_B B_0}{k}$. Pour un champ résiduel de 100 mGauss, on voit donc le nuage d'atomes se déplacer dans la direction du champ avec une vitesse de 2 cm/s. En s'assurant qu'au cours de la mélasse, le nuage reste bien au centre, on peut donc vérifier que le champ s'annule. On peut raisonnablement détecter des vitesses de l'ordre du mm/s et ceci nous assure que les champs homogènes sont inférieurs à quelques mGauss.

Le problème est rendu plus complexe par la présence d'un champ quadrupolaire résiduel : s'il subsiste un gradient de même signe que le gradient du PMO, suivant une direction, on voit que le nuage cesse de s'étendre suivant cette direction car il reste une force de piégeage. Il faut alors augmenter le courant dans les bobines de démagnétisation. Si on dépasse la valeur qui permet d'obtenir l'annulation du champ, on génère alors une force répulsive suivant cette direction qui provoque une explosion rapide du nuage.

Toute la difficulté du réglage vient du fait que modifier le courant d'une paire de bobines

de compensation des gradients modifie non seulement le gradient suivant l'axe qui nous intéresse, mais également suivant les autres directions ; et trouver les courants dans les six paires de bobines permettant d'obtenir une explosion lente et isotrope requiert un certain doigté et beaucoup de patience.

Ce point de fonctionnement est stable à condition que le cycle de fonctionnement soit toujours le même. C'est là que le contrôle de l'ensemble du processus par ordinateur apporte beaucoup car il assure que les durées des différentes étapes sont identiques à $100 \mu\text{s}$ près de cycle à cycle. Il est donc impératif de toujours utiliser le même cycle de fonctionnement :

- . Chargement du PMO
- . Compression, mélasse et pompage optique
- . Piège magnétique
- . Chargement du PMO et mélasse de contrôle

Il faut noter que la moindre différence d'excitation de l'électroaimant modifie les champs rémanents. Ainsi, les courants de démagnétisation ont des valeurs très différentes suivant qu'on comprime ou non le piège magnétique.

IV.6 Le piège magnétique

Au cours de ce paragraphe, nous présentons tous les paramètres relatifs au piégeage magnétique. Nous commençons par décrire la procédure de pompage optique nous permettant de préparer l'échantillon dans l'état de polarisation qui nous intéresse. Nous donnons ensuite les caractéristiques du nuage d'atomes confiné dans le potentiel magnétique, puis terminons par la compression adiabatique et l'étude de la durée de vie du piège magnétique.

IV.6.1. Le pompage optique

Après la mélasse optique, la population atomique est, en première approximation, également répartie sur les différents sous-niveaux Zeeman du niveau fondamental $F = 2$. Si le potentiel magnétique est branché sans préparation préalable de l'échantillon atomique, 2/5 des atomes seront éjectés du piège. Comme il est par ailleurs intéressant d'étudier les états piégeants $|F = 2, m_F = 2\rangle$ et $|F = 1, m_F = -1\rangle$, nous avons mis en place un dispositif de pompage optique permettant de polariser l'échantillon atomique avant transfert dans le piège magnétique.

Pour un pompage optique vers l'état $|2, 2\rangle$, nous utilisons une impulsion laser polarisée σ_+ à résonance avec la transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$ à 780 nm, à laquelle nous superposons une impulsion de repompage polarisée linéairement à résonance avec la transition $F = 1 \rightarrow F' = 1$ à 780 nm. Ces deux impulsions se propagent le long de l'axe du dipôle (axe Z) et sont rétro réfléchies.

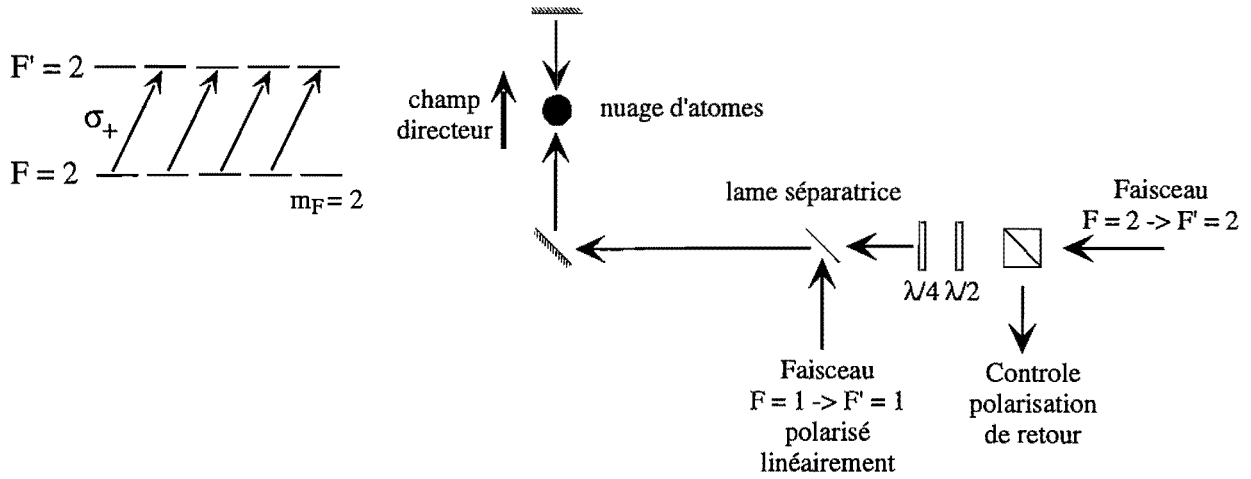


Figure IV.17: Pompage optique vers l'état $|2, 2\rangle$: (a) le choix d'une transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$ permet de pomper l'atome dans un état noir et d'éviter un chauffage trop important (b) la polarisation du faisceau pompeur est contrôlable de façon très précise par un ensemble lame demi-onde / lame quart d'onde. Le réglage de la polarisation au niveau est effectué en analysant la lumière rétro-réfléchie au travers des théorèmes de réversibilité de polarisation. On éclaire simultanément avec le faisceau $F = 1 \rightarrow F' = 1$ polarisé linéairement pour éviter que les atomes ne tombent dans le niveau fondamental $F = 1$.

Nous avons apporté un soin particulier au contrôle des polarisations et mis en place un montage permettant de contrôler à distance en analysant la polarisation de la lumière rétro-réfléchie et utilisant les théorèmes de réversibilité de polarisation [92]. Comme le montre la figure IV.17, l'atome est pompé dans un niveau où il n'est plus sensible à la lumière. Cette configuration permet donc d'éviter un chauffage trop important au cours du pompage optique.

Pour un pompage optique vers l'état $|1, -1\rangle$, nous utilisons une configuration similaire mais les polarisations sont inversées : le laser à résonance avec la transition $F = 1 \rightarrow F' = 1$ est polarisé σ_+ alors que le repompeur, accordé sur la transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$ est polarisé linéairement.

Pour éviter une dépolarisation de l'échantillon, nous appliquons un petit champ directeur de quelques Gauss dirigé le long de l'axe de propagation des faisceaux laser en même temps que les impulsions lumineuses. Ce champ est généré en diminuant le courant des deux bobines de compensation du champ homogène situées sur cet axe.

Pour caractériser l'efficacité du pompage, nous introduisons le coefficient de transfert défini comme le rapport entre le nombre d'atomes transférés dans le piège magnétique et le nombre d'atomes dans le PMO. Comme la mesure du nombre d'atomes ne nous donne pas de résultat absolu (voir Annexe IV-B), ce rapport ne nous donne qu'une information relative sur l'efficacité de transfert. Signalons par ailleurs que notre système d'imagerie ne nous permet pas de

discriminer les états $|2, 2\rangle$ et $|2, 1\rangle$.

Nous nous sommes rendus compte que l'efficacité du pompage optique n'est pas totale. En effet, le coefficient de transfert avec faisceau de pompage + repompeur est quasiment identique au coefficient de transfert avec repompeur seul. Dans le cas d'un pompage optique idéal vers $|2, 2\rangle$, on s'attend à obtenir 100 % des atomes du PMO pompés dans $|2, 2\rangle$ pour la première situation, 40 % ($|2, 1\rangle + |2, 2\rangle$) dans la seconde. On devrait donc gagner un facteur 2.5 sur le nombre d'atomes transférés dans le piège magnétique entre les deux situations. De la même façon, dans le cas d'un pompage optique idéal vers $|1, -1\rangle$, on attend 100 % des atomes du PMO pompés dans $|1, -1\rangle$ avec faisceau de pompage + repompeur, et 33 % avec repompeur seul.

Au cours de notre première expérience de piégeage d'atomes neutres, utilisant l'électroaimant de première génération, nous avons utilisé la même technique et n'avons pas rencontré ce problème. Le pompage optique fonctionne donc correctement à faible nombre d'atomes et faible densité. Cette comparaison entre les 2 expériences nous amène à penser que la diffusion multiple de photons joue un rôle important à forte densité et limite l'efficacité du pompage optique : comme les distances interatomiques sont petites, la probabilité qu'un atome absorbe un photon diffusé par un atome voisin (de polarisation quelconque) est élevée. Il subit alors un cycle absorption-émission spontanée et peut se désexciter vers un sous-niveau Zeeman quelconque.

Quant au chauffage observé au cours du pompage optique, il dépend beaucoup de l'intensité des faisceaux mais, avec les paramètres typiquement utilisés, il reste négligeable.

IV.6.2. Transfert dans le piège magnétique

Moins d'une ms après le pompage optique, on augmente le courant dans les bobines d'excitation et le potentiel magnétique s'installe donc rapidement. Les courbures sont déterminées par la condition d'adaptation des pièges et dépendent de l'état piégeant que nous choisissons :

$$\text{Pour } |F = 2, m_F = 2\rangle, B'' = 150 \text{ Gauss/cm}^2 \quad (\text{IV.19})$$

$$\text{Pour } |F = 1, m_F = -1\rangle, B'' = 200 \text{ Gauss/cm}^2 \quad (\text{IV.20})$$

Une bonne adaptation du piège magnétique requiert non seulement de bien choisir les courbures mais impose également de placer le centre du PMO sur la position d'équilibre des atomes dans le potentiel magnétique. Expérimentalement, on vérifie dans les trois dimensions de l'espace que le centre du nuage confiné dans le piège magnétique est au même endroit que le centre du PMO.

Après une seconde de thermalisation, une mesure d'absorption nous permet de caractériser le nuage d'atomes et, pour $|F = 2, m_F = 2\rangle$, on obtient typiquement 4×10^8 atomes à une densité $n_0 \simeq 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ et une température $T \simeq 110 \text{ } \mu\text{K}$. Le taux de collisions élastiques vaut alors

$$\Gamma_{\text{el}} \simeq 5 \text{ s}^{-1}.$$

Pour $|F = 1, m_F = -1\rangle$, le nombre d'atomes piégés et la densité du gaz piégé sont les mêmes mais la température est un peu plus faible $T \simeq 80 \text{ } \mu\text{K}$. On en déduit le taux de collisions élastiques $\Gamma_{\text{el}} \simeq 4 \text{ s}^{-1}$

IV.6.3. Compression adiabatique

Après avoir transféré les atomes dans le piège magnétique et laissé le gaz piégé thermaliser pendant quelques centaines de ms, on augmente lentement le courant dans les bobines d'excitation du champ quadrupolaire en gardant un champ dipolaire constant.

La condition d'adiabaticité impose que la variation relative $\frac{\Delta B''}{B''}$ de la courbure du potentiel au cours d'une période d'oscillation soit petite devant 1. Dans notre cas, le gradient du quadrupôle atteint la valeur $B' = 900 \text{ Gauss/cm}$ ¹¹ en 2 s en suivant une loi linéaire, ce qui nous assure que $\frac{\Delta B''}{B''} < 0.1$ durant toute la compression.

Pour $|F = 2, m_F = 2\rangle$, les fréquences d'oscillation du piège comprimé sont les suivantes :

$$\nu_z \simeq 21 \text{ Hz et } \nu_{x,y} \simeq 94 \text{ Hz} \quad (\text{IV.21})$$

Pour $|F = 1, m_F = -1\rangle$, on obtient :

$$\nu_z \simeq 17 \text{ Hz et } \nu_{x,y} \simeq 54 \text{ Hz} \quad (\text{IV.22})$$

Comme le rapport gyromagnétique de l'état $|2, 2\rangle$ est deux fois plus important que celui de l'état $|1, -1\rangle$, on peut atteindre des fréquences d'oscillation plus élevées et obtenir une compression adiabatique plus efficace.

Avant de présenter les caractéristiques du nuage comprimé pour les deux sous niveaux, rappelons que le paramètre caractéristique de la compression adiabatique est le rapport des fréquences d'oscillation avant et après compression :

$$R = \left(\frac{\nu'_x \nu'_y \nu'_z}{\nu_x \nu_y \nu_z} \right)^{1/3} \quad (\text{IV.23})$$

Le calcul du nombre d'atomes après compression est obtenu en tenant compte des pertes dues aux collisions avec le gaz résiduel pendant les 2 s de compression.

Nous présentons maintenant les résultats d'une série de mesures effectuées par imagerie en absorption. A température élevée, ces mesures demandent des précautions particulières. En effet, comme le temps de coupure du potentiel magnétique est de l'ordre de 1.5 ms, l'impulsion lumineuse utilisée pour obtenir un profil d'absorption éclaire le nuage après un temps de vol

¹¹ Au fur et à mesure que le nuage se comprime dans la direction radiale, il s'allonge dans la direction longitudinale et prend une forme de cigare. Si la longueur du cigare est comparable à la taille de la cellule, une partie des atomes entre en collision avec les faces et il apparaît des pertes. C'est ce que nous avons observé en augmentant le gradient du quadrupôle à sa valeur maximale : la longueur de nuage est alors de quelques mm et n'est plus négligeable devant la taille de la cellule, égale à 10 mm. Nous avons donc décidé de limiter la valeur du gradient quadrupôle à 900 Gauss/cm.

de l'ordre de 3 ms, ce qui est suffisant pour que le nuage ait le temps d'exploser. Pour déterminer correctement les tailles du nuage comprimé, on effectue une série d'images prises après différents temps de vol et on extrapole la valeur à temps nul en utilisant la loi (IV.41).

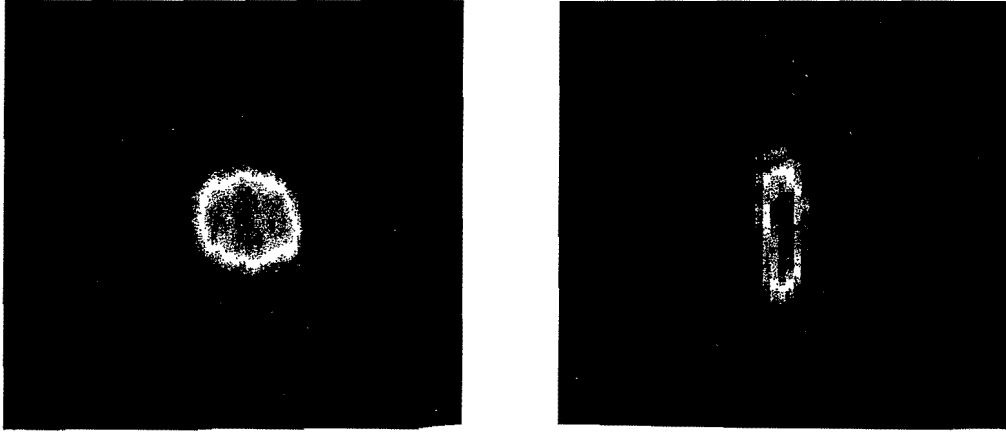


Figure IV.18: Image en absorption d'un piège de Ioffe-Pritchard : (a) adaptation pour le transfert du PMO vers le piège magnétique avec $B'' = 150 \text{ Gauss/cm}^2$, $B_0 = 150 \text{ Gauss}$ et $B' = 260 \text{ Gauss/cm}$. (b) La compression adiabatique est effectuée en augmentant le gradient du quadrupôle à $B' = 900 \text{ Gauss/cm}$ et en gardant un champ dipolaire constant. Au cours de cette opération, la température augmente ce qui provoque un étalement du nuage dans la direction du dipôle.

Pour le niveau $|F = 2, m_F = 2\rangle$, $R = 2.7$ et le tableau ci dessous nous donne une comparaison des valeurs théoriques et expérimentales.

	théorie	expérience
Densité en cm^{-3}	2.2×10^{11}	2×10^{11}
Température en μK	300	300
Nombre d'atomes	3.7×10^8	3×10^8

(IV.24)

On déduit de nos mesures le taux de collisions élastiques, en supposant une section efficace de collisions élastiques constante dans notre gamme de température¹² :

$$\Gamma_{\text{el}} \simeq 35 \text{ s}^{-1} \quad (\text{IV.25})$$

Pour le niveau $|F = 1, m_F = -1\rangle$, $R = 2.1$ et les caractéristiques du nuage comprimé sont résumés dans le tableau ci-dessous.

	théorie	expérience
Densité en cm^{-3}	1.7×10^{11}	10^{11}
Température en μK	170	200
Nombre d'atomes	3.7×10^8	4.5×10^8

(IV.26)

¹² Un calcul de la section efficace de collisions élastiques en fonction de la température [101] nous montre que cette hypothèse est raisonnable jusqu'à une température de 300 μK .

On déduit de nos mesures le taux de collisions élastiques :

$$\Gamma_{el} \simeq 14 \text{ s}^{-1} \quad (\text{IV.27})$$

IV.6.4. Discussion

Nous voyons donc que les mesures présentent quelques différences avec les prévisions théoriques. Nous pensons que ces problèmes sont liés à des défauts de polarisation de l'échantillon au moment de la prise d'image. Ils feront l'objet d'une discussion plus poussée dans l'annexe IV-B.

IV.6.5. Durée de vie du piège magnétique

a) Précautions expérimentales

En plus d'obtenir une pression de gaz résiduel la plus faible possible, l'obtention des grandes durées de vie nécessaires pour atteindre le régime d'emballlement requiert certaines précautions expérimentales. En effet, le moindre photon quasi-résonnant peut exciter une transition atomique et l'atome peut ensuite se désexciter radiativement vers un état non piégeant. Comme on souhaite piéger les atomes sur des durées très longues, il est impératif d'obturer complètement les différents faisceaux et protéger les atomes de la moindre lumière parasite. Pour donner un ordre de grandeur des flux que nous pouvons tolérer au niveau des atomes, nous étudions l'exemple d'un faisceau à résonance avec les atomes dans le piège magnétique et supposons que pour chaque photon absorbé, l'atome se désexcite ensuite vers un niveau non-piégeant et est expulsé du piège. La probabilité d'absorber un photon est donnée par $\Gamma' \simeq \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{I}{I_{sat}}$. Le taux de pertes généré par ce processus est donc donné par $\frac{dN}{dt} = -N \cdot \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{I}{I_{sat}}$, ce qui correspond à une durée de vie :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{I}{I_{sat}} \quad (\text{IV.28})$$

Pour que la durée de vie associée à ce mécanisme soit supérieure à 10 s, on obtient la condition :

$$I \leq 10 \text{ pW/cm}^2 \quad (\text{IV.29})$$

A titre de comparaison, un mur éclairé par un faisceau laser de 1 mW diffuse à une distance de 1 m une intensité lumineuse $I \simeq 10^{-5} \text{ mW/cm}^2$. Il est donc nécessaire d'isoler soigneusement le montage optique, de manière à ce que la lumière diffusée par les murs soit réduite d'au moins 6 ordres de grandeur. Cette isolation est effectuée par une double épaisseur de rideaux noirs.

b) Résultats

La courbe IV.19 nous montre l'évolution du nombre d'atomes contenus dans le piège magnétique en fonction du temps de piégeage. L'échelle logarithmique nous permet de mettre en évidence l'existence de 2 constantes de temps.

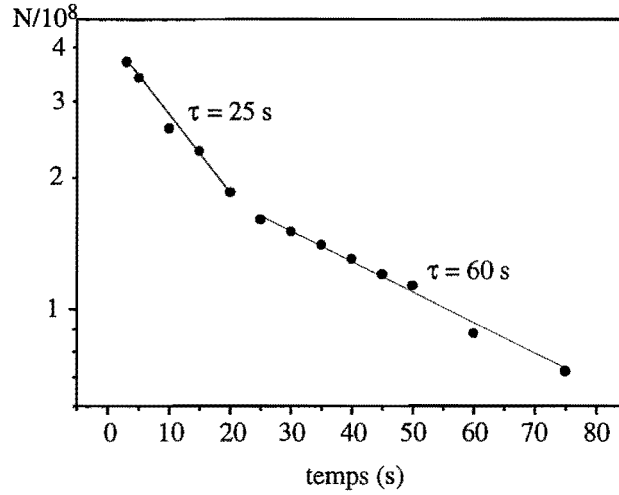


Figure IV.19: Durée de vie du piège magnétique : la décroissance du nombre d'atomes suit une double loi exponentielle de constantes de temps 25 s et 60 s.

Nous attribuons la deuxième constante de temps $\tau = 60$ s aux collisions avec le gaz résiduel, ce qui correspond à une pression inférieure à 10^{-10} mbar. Quant à la première constante de temps, son origine n'est pas encore clairement comprise. Après une série de mesures, nous savons qu'elle est indépendante de la densité de l'échantillon, et qu'elle apparaît pour les niveaux $|2, 2\rangle$ et $|1, -1\rangle$. Nous pouvons donc éliminer les processus de collisions inélastiques, qui dépendent de la densité et des niveaux piégés. L'étude de ce phénomène fera l'objet d'un travail ultérieur.

On note également que la durée de vie du piège magnétique se dégrade au fil du temps. Un bon moyen de retrouver une valeur correcte consiste à désaturer les parois en les chauffant à plus de 100°C pendant quelques heures avec un pistolet à chaleur. Cette opération est répétée toutes les deux semaines environ.

En conclusion, les performances de notre dispositif nous assurent d'atteindre le régime d'emballlement avec une bonne marge de sécurité pour $|2, 2\rangle$ ($\Gamma_{\text{el}}(t=0) \cdot \tau \simeq 700$). Nous sommes à la limite de l'emballlement pour $|1, -1\rangle$ puisque pour ce niveau, $\Gamma_{\text{el}}(t=0) \cdot \tau \simeq 350$.

IV.7 Le champ radio-fréquence

IV.7.1. Conditions expérimentales

a) Suivi adiabatique du niveau d'énergie

La condition de suivi adiabatique du niveau d'énergie s'obtient à partir de l'expression (I.46).

Avec une température initiale de $300 \mu\text{K}$ ($v \simeq 30 \text{ cm/s}$) et un gradient $B' = 900 \text{ Gauss/cm}$, l'atome suit adiabatiquement le niveau d'énergie et est expulsé du piège avec une probabilité proche de 1 pour $B_{\text{RF}} \gg 100 \text{ mGauss}$. Cette valeur correspond à une fréquence de Rabi du champ oscillant $\Omega_{\text{Rabi}} \gg 70 \text{ kHz}$.

b) Rampes de fréquence

Considérons un gaz piégé dans une configuration Ioffe-Pritchard de biais magnétique B_0 . Cherchons à déterminer les caractéristiques de la rampe d'évaporation permettant de diminuer la température du gaz jusqu'à la condensation de Bose-Einstein. En supposant le déplacement du niveau d'énergie linéaire avec le champ magnétique, on peut écrire la condition de résonance sous la forme :

$$\hbar\omega_{\text{RF}} = |g_F\mu_B| (B_0 + \Delta B) \quad (\text{IV.30})$$

La fréquence du champ RF fixe donc la profondeur ΔB du puits de potentiel. Cette profondeur s'exprime en unités de $k_B T$ sous la forme :

$$\eta k_B T = g_F m_F \mu_B \Delta B \quad (\text{IV.31})$$

$$= |m_F| \hbar (\omega_{\text{RF}} - \omega_0) \quad (\text{IV.32})$$

où $\hbar\omega_0 = |g_F\mu_B| B_0$ correspond à la fréquence de la transition au centre du piège.

En pratique, la rampe d'évaporation est choisie de sorte que le paramètre η garde une valeur constante $\eta \simeq 7$ au cours du refroidissement. Pour des atomes piégés dans $|1, -1\rangle$ à une température initiale $T \simeq 200 \mu\text{K}$ et un biais magnétique $B_0 \simeq 185 \text{ Gauss}$, la rampe d'évaporation commence donc à une fréquence :

$$\frac{\omega_{\text{RF}}}{2\pi} = \frac{\eta k_B T}{m_F \hbar} + \frac{|g_F\mu_B| B_0}{\hbar} = 160 \text{ MHz} \quad (\text{IV.33})$$

et la fréquence correspondant à une température finale de 500 nK s'obtient par la même formule : $\frac{\omega_{\text{RF}}}{2\pi} = 130.6 \text{ MHz}$.

On cherche donc un dispositif permettant de générer une rampe de fréquence programmable variant quasi-continument entre ces deux valeurs. Il est par ailleurs intéressant de disposer d'une grande plage d'accordabilité pour évaporer avec différentes valeurs du biais magnétique, typiquement comprises entre quelques dizaines et quelques centaines de Gauss.

IV.7.2. Dispositif expérimental

En résumé, on cherche un dispositif permettant d'émettre un champ RF intense avec accordabilité sur plusieurs dizaines de MHz. Pour répondre à ce cahier des charges, nous avons mis en place le dispositif décrit à la figure IV.20 : le signal généré par un synthétiseur de fréquence est amplifié, puis couplé dans une antenne.

Nous avons utilisé un synthétiseur ANRITSU MG3641A accordable de 125 kHz à 1.04 GHz

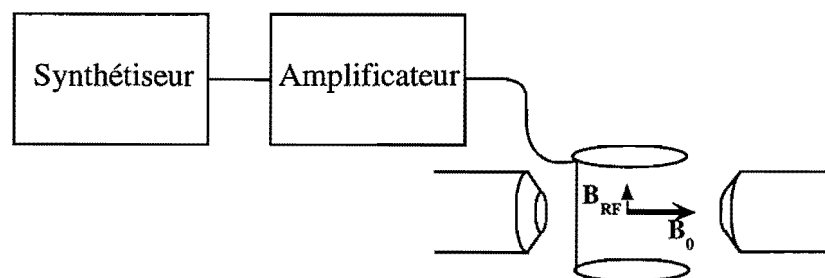


Figure IV20: Génération du champ radio-fréquence

et programmable par GPIB. Avec une temps de réponse de 10 ms, cet appareil nous permet un balayage quasi-continu de la fréquence. Il délivre un signal de puissance contrôlable entre -100 et +10 dBm. A la sortie, nous avons placé un interrupteur commandable par TTL qui permet d'éteindre le champ RF (avec un taux d'extinction de 80 dB) en moins d'1 ms. Le signal est ensuite amplifié par un amplificateur ZHL-1-2W qui nous donne un gain de 30 dB avec une puissance de sortie maximale de 2 W. La sortie de l'amplificateur est connectée via un cordon coaxial à une antenne de 4 tours et 3 cm de diamètre.

Pour estimer l'amplitude du champ RF, nous avons mesuré la tension aux bornes de l'antenne avec un oscilloscope rapide. En négligeant les capacités et les inductances réparties le long des différents câbles coaxiaux, cette mesure nous permet de remonter à la valeur de B_{RF} . Nous estimons donc la valeur maximale du champ RF à $B_{RF} \simeq 500$ mGauss. Cette valeur nous assure que le critère d'adiabaticité (I.46) est vérifié en tout point de la rampe d'évaporation. Nous avons également vérifié, à l'aide d'une antenne connectée à un analyseur de spectre, que la puissance rayonnée était à peu près constante tout au long de la rampe de fréquence.

Annexe IV-A

L'atome de ^{87}Rb

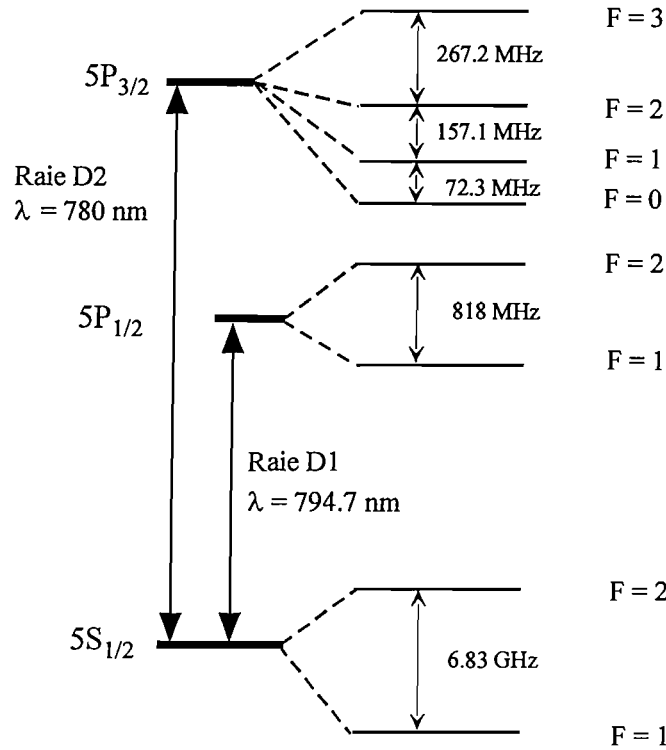


Figure IV21: Schéma des niveaux de l'atome de ^{87}Rb

En composant les moments cinétiques du noyau $I = 3/2$ et de l'électron $J = 1/2$ pour le niveau $5S_{1/2}$, on obtient le facteur de Landé :

$$\text{Pour } F = 1, g_F = -1/2 \quad (\text{IV.34})$$

$$\text{Pour } F = 2, g_F = 1/2 \quad (\text{IV.35})$$

Les états piégeants sont donc $|1, -1\rangle$, $|2, 1\rangle$ et $|2, 2\rangle$, alors que les états $|1, 1\rangle$, $|2, -1\rangle$ et $|2, -2\rangle$ sont anti-piégeants. Quant aux états $m_F = 0$, le calcul du déplacement d'énergie fait intervenir l'effet Zeeman quadratique et on trouve que $|1, 0\rangle$ est anti-piégeant alors que $|2, 0\rangle$ est piégeant.

Annexe IV-B

Imagerie en absorption

Cette annexe est consacrée à la présentation de la méthode d'imagerie en absorption, que nous utilisons pour la caractérisation des nuages d'atomes froids : nombre d'atomes, densité, température. Après quelques rappels concernant la section efficace d'absorption, nous montrerons comment, à partir du profil d'absorption, on remonte aux caractéristiques de l'échantillon atomique. Nous présenterons ensuite le système optique qui a été utilisé au cours de l'expérience de refroidissement évaporatif, puis effectuerons quelques commentaires concernant l'influence des défauts de polarisation de l'échantillon.

I. Principe

La méthode consiste à éclairer l'échantillon, après avoir coupé le potentiel de piégeage (magnétique ou faisceaux lasers pour le PMO), avec un faisceau sonde dont le diamètre est grand devant la taille du nuage. A cause de l'absorption, le faisceau laser présente un trou noir au centre que l'on image sur une caméra CCD. Le profil d'absorption est obtenu par intégration de la dis-

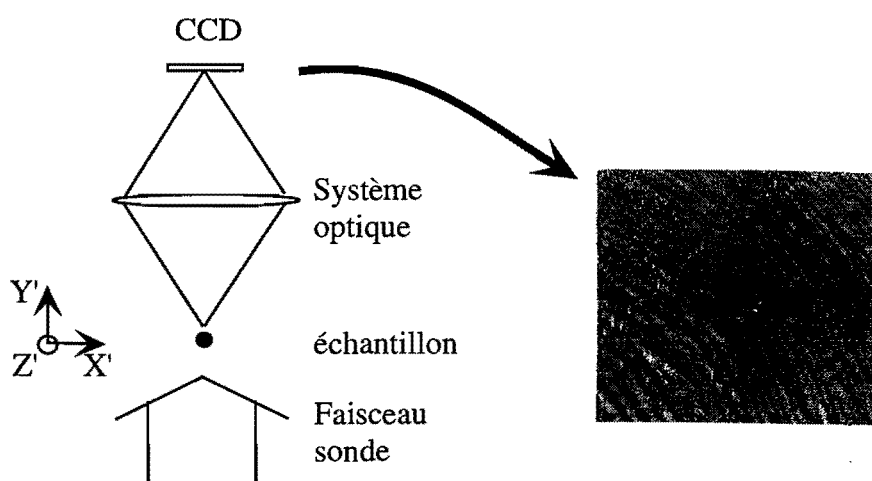


Figure IV22: Principe de la méthode d'imagerie en absorption.

tribution de densité de l'échantillon. Il permet donc une mesure directe de l'épaisseur optique et des tailles dans deux dimensions, ce qui permet de calculer le nombre d'atomes. Avec une

mesure complémentaire de la taille dans la troisième dimension ou avec certaines hypothèses de symétrie, on peut ensuite remonter à la densité atomique.

Nous verrons par la suite que l'épaisseur optique du nuage est proportionnelle au taux de collisions élastiques Γ_{el} . Il est donc possible de suivre l'évolution de Γ_{el} cours du refroidissement et vérifier que le régime d'emballement est atteint.

La mesure de température est effectuée en prenant l'image en absorption après un retard bien défini. On observe alors une expansion du nuage qui permet de déterminer la distribution de vitesse dans deux dimensions.

II. Absorption de la lumière par un ensemble d'atomes

On considère un échantillon atomique décrit par une distribution de densité $n(x', y', z')$, éclairé par un faisceau sonde d'intensité I , désaccordé d'une quantité δ_L par rapport à la transition atomique. On appelle s_0 le paramètre de saturation. Dans le cas d'un faisceau faiblement saturant, le taux de photons diffusés par un atome à deux niveaux soumis à cette excitation s'écrit : $R = \Gamma s_0/2$. En écrivant la conservation de l'énergie pour une tranche d'épaisseur dz , on obtient, pour l'évolution de l'intensité de la sonde, une loi du type Beer-Lambert :

$$\frac{dI}{dz} = -n(x', y', z') \cdot \sigma \cdot I \quad (\text{IV.36})$$

où $\sigma = \frac{\hbar\omega_L R}{I}$ représente la section efficace d'absorption.

Considérons un échantillon caractérisé par une dimension l dans la direction du faisceau sonde et une densité uniforme n_0 . L'intensité après traversée de l'échantillon prend alors la forme :

$$I(l) = I(0)e^{-n_0\sigma l} \quad (\text{IV.37})$$

L'épaisseur optique $n_0\sigma l$ permet donc de caractériser l'absorption de la lumière par l'échantillon.

Dans le cas d'un atome à 2 niveaux, l'expression de la section efficace d'absorption est bien connue. Elle s'écrit :

$$\sigma = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \cdot \frac{1}{1 + 4\delta_L^2/\Gamma^2} \quad (\text{IV.38})$$

Dans le cas d'un atome à plusieurs niveaux, l'absorption de la lumière est un problème beaucoup plus difficile à décrire. En effet, le taux de photons diffusés par un atome soumis à une excitation lumineuse dépend de son état interne et de la polarisation de la sonde. Ainsi, la probabilité d'exciter une transition $F, m_F \rightarrow F', m_{F'}$ fait intervenir le coefficient de Clebsch-Gordan c de la transition :

$$p = c^2 s_0 \quad (\text{IV.39})$$

Les coefficients de Clebsch-Gordan qui couplent les sous-niveaux Zeeman pour une transi-

tion $F = 2 \rightarrow F' = 3$ sont représentés à la figure IV.23

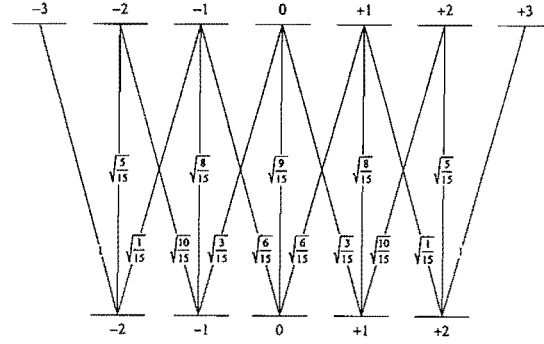


Figure IV.23: Transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$: (a) coefficients de Clebsch-Gordan (b) La transition $F = 2, m_F = 2 \rightarrow F' = 3, m_F = 2$ éclairée par une onde de polarisation σ_+ est une transition fermée.

Toutes les mesures que nous présentons ont été obtenues en négligeant les effets de structure interne des atomes, cette approximation sera discutée dans la suite de l'annexe. On peut noter que ceci a pour effet de sous-estimer le nombre d'atomes et la densité atomique.

III. Etude du profil d'absorption

Si la densité de l'échantillon n'est pas uniforme, le profil d'absorption s'obtient par intégration de la densité atomique suivant l'axe Y' . Pour un profil de densité gaussien $n(x', y', z') = n_0 e^{-(\frac{x'^2}{2\sigma_x^2} + \frac{y'^2}{2\sigma_y^2} + \frac{z'^2}{2\sigma_z^2})}$ et pour un désaccord constant sur tout le volume du piège¹³, on déduit le coefficient d'absorption dirigée dans la direction Y' :

$$A(x', z') = \exp \left[-\sigma n_0 \sigma_{y'} \sqrt{2\pi} e^{-(\frac{x'^2}{2\sigma_x^2} + \frac{z'^2}{2\sigma_z^2})} \right] \quad (\text{IV.40})$$

Nous voyons que l'épaisseur optique $-\sigma n_0 \sigma_{y'} \sqrt{2\pi} e^{-(\frac{x'^2}{2\sigma_x^2} + \frac{z'^2}{2\sigma_z^2})}$ dépend cette fois de la position.

Un ajustement du profil d'absorption permet donc de déterminer directement les dimensions $\sigma_{x'}$ et $\sigma_{z'}$ et l'épaisseur optique au centre $n_0 \sigma_{y'}$. Pour remonter à la densité atomique, il est en principe nécessaire de mesurer la taille suivant la direction Y' . Ainsi, pour les images du PMO, une mesure complémentaire nous a permis de mettre en évidence une symétrie quasiment isotrope $\sigma_{x'} \simeq \sigma_{y'} \simeq \sigma_{z'}$. En ce qui concerne les images du piège magnétique, la symétrie radiale du potentiel de piégeage nous assure que $\sigma_{x'} = \sigma_{y'}$.

Dans le cas d'un nuage à l'équilibre thermique, la taille du nuage est reliée à la température par la relation d'équipartition de l'énergie (I.21). On en déduit : $\sigma_{y'} \propto \sqrt{T}$. L'épaisseur optique au

¹³ Ce qui n'est pas le cas pour une image du piège magnétique prise *in situ*.

centre est donc proportionnelle à $n_0\sqrt{T}$. Or le taux de collisions élastiques s'écrit : $\Gamma_{el} = n_0\sigma v \propto n_0\sqrt{T}$. Il est donc possible à partir d'une simple image en absorption de suivre l'évolution du taux de collisions élastiques au cours du refroidissement évaporatif. C'est cette méthode qui est utilisée expérimentalement pour l'optimisation de la rampe d'évaporation.

En prenant une image après un retard τ , l'analyse de l'expansion du nuage nous permet de remonter à sa température. Pour un gaz de température T bien au dessus du seuil de condensation, la distribution de vitesse est gaussienne avec un écart quadratique $\sigma_v^2 = \frac{k_B T}{m}$. Après expansion ballistique, la taille du nuage suivant la direction $i = x, y, z$ suit la loi :

$$\sigma_i^2(\tau) = \sigma_i^2(0) + \sigma_v^2 \tau^2 \quad (\text{IV.41})$$

En prenant une série d'images après des retards différents, on peut donc déterminer la température de l'échantillon. On peut remarquer que, pour des atomes confinés dans le piège magnétique, la taille initiale est reliée à la largeur de la distribution de vitesses par la relation :

$$\sigma_i^2(0) = \Omega_i^2 \sigma_v^2 \quad (\text{IV.42})$$

Connaissant les fréquences d'oscillation dans le piège magnétique, il suffit donc d'une seule mesure pour déterminer la température. Une série de mesures comparatives nous a permis de valider cette méthode et nous l'utilisons quotidiennement pour les mesures de température. Néanmoins, pour des mesures plus précises ou dans des situations hors équilibre, nous revenons aux méthodes d'analyse de l'expansion ballistique du nuage.

IV. Dispositif expérimental

Au cours du refroidissement évaporatif, la taille du nuage atomique passe de quelques mm au début de la rampe à une dizaine de μm au voisinage du seuil de condensation. Pour pouvoir caractériser l'échantillon aux différentes étapes du refroidissement, il est donc nécessaire de disposer d'un système d'imagerie conciliant un champ de l'ordre du cm et une résolution de quelques μm dans l'espace objet. Pour remplir ces conditions, nous utilisons le montage décrit à la figure IV.24. Il est composé d'un dispositif de transport d'image, une lame séparatrice¹⁴ permet d'analyser le profil d'absorption avec 2 systèmes optiques indépendants : le premier est utilisé pour imager des zones de l'ordre du cm avec une résolution de 40 μm , alors que le second dispose d'une meilleure résolution sur un champ réduit. Le dispositif de transport d'image nous sert à déplacer l'image loin du dispositif expérimental, vers un endroit où l'on dispose de plus d'espace pour placer la caméra CCD et son système d'imagerie. On utilise pour cela le montage décrit à la figure IV.24 composé de deux Clairaut de focale $f' = 150 \text{ mm}$,

¹⁴ Pour éviter d'introduire de l'aberration sphérique avec la lame séparatrice, on utilise une lame de quelques μm d'épaisseur.

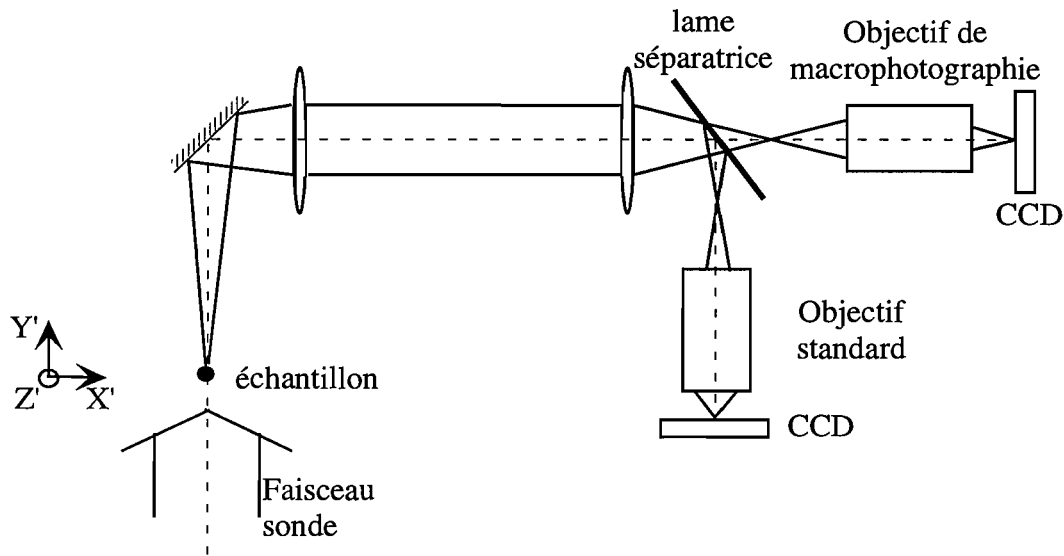


Figure IV24: Montage optique utilisé pour l'imagerie en absorption

présentant une aberration sphérique quasi-nulle. Ce montage symétrique de grandissement -1 permet de compenser les aberrations impaires et de transporter l'image sans déformer le front d'onde. La conjugaison sur la caméra CCD est effectuée par un objectif de macro-photographie. Avec une ouverture $D/f' = 3.75$, on s'attend à une réponse percussionnelle de $4\ \mu\text{m}$ de large dans l'espace objet, limitée par la diffraction. La résolution de notre système d'imagerie est, en pratique, limitée par la taille des pixels de la caméra CCD : le grandissement du système ne permet pas d'obtenir une résolution dans l'espace objet meilleure que $10\ \mu\text{m}/\text{pixel}$. Un nouveau dispositif basé sur l'utilisation d'un objectif de microscope est à l'étude.

Les contraintes sur la résolution de l'autre système d'imagerie sont beaucoup moins sévères, nous nous sommes donc contentés d'un objectif de photographie standard.

Pour obtenir le profil d'absorption, nous éclairons une première fois les atomes¹⁵ avec une impulsion sonde quasi-résonnante avec la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Après 100 ms, il n'y a plus d'atomes et une nouvelle acquisition est effectuée qui sert d'image de référence. On effectue ensuite une division des deux images qui nous donne accès au coefficient de transmission. On applique ensuite une procédure d'ajustement par une gaussienne à deux dimensions pour obtenir les tailles et l'épaisseur optique au centre du nuage.

V. Polarisation de l'échantillon

Dans le cas d'une image prise après un PMO, l'absorption du faisceau sonde est un prob-

¹⁵ Pour l'analyse des atomes piégés dans $F = 1$, on commence par éclairer l'échantillon avec une impulsion résonnante avec la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$, qui pompe les atomes dans $F = 2$.

lème difficile à décrire car l'état interne d'un atome est une fonction complexe de sa position. On peut toutefois montrer que l'absorption du faisceau sonde est décrite correctement en introduisant un coefficient de Clebsch-Gordan effectif, obtenu par un moyennage des coefficients de Clebsch-Gordan entre les différentes transitions [93]. Ainsi, avec l'hypothèse d'une population uniformément répartie sur les différents sous-niveaux Zeeman du fondamental $F = 2$, éclairé par un laser polarisé linéairement, quasi-résonnant avec la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$, la section efficace d'absorption prend la forme :

$$\sigma = c_{\text{eff}} \cdot \frac{3\lambda^2}{2\pi} \cdot \frac{1}{1 + 4\delta_L^2/\Gamma^2} \quad (\text{IV.43})$$

avec

$$c_{\text{eff}} \simeq 1/2 \quad (\text{IV.44})$$

Comme la valeur de c_{eff} dépend beaucoup de la population des différents sous-niveaux Zeeman et des champs résiduels qui peuvent provoquer des phénomènes de pompage, nous avons préféré prendre un coefficient de Clebsch-Gordan effectif égal à 1 pour l'analyse des images en absorption. Ce choix a pour conséquence de sous-estimer les valeurs du nombre d'atomes et de la densité atomique. Le problème d'une image prise après le piège magnétique est lui aussi complexe. En effet, au moment de la coupure, le moment magnétique atomique suit adiabatiquement la direction du champ. Ainsi, pour une image prise 3 ms après la coupure, le moment magnétique atomique dépend localement de l'orientation du champ résiduel. Par exemple, en supposant que le champ quadrupolaire résiduel est plus important que le champ dipolaire résiduel, on trouve que l'échantillon n'est pas uniformément polarisé. Dans ces conditions, la section efficace d'absorption dépend de la position et l'épaisseur optique n'est plus proportionnelle à la densité atomique.

Ces défauts de polarisation peuvent expliquer les différences obtenues entre image prise après piège non comprimé et image prise après piège non comprimé (IV.6.4). En effet, ces configurations correspondent à des excitations très différentes de la structure ferromagnétique. Ainsi le champ quadrupolaire résiduel est beaucoup plus fort en piège non comprimé qu'en piège comprimé. L'état de polarisation des échantillons n'est donc pas exactement le même au moment de la prise d'image.

Une solution pour contourner ce problème consiste à appliquer un champ directeur uniforme dirigé le long de l'axe de propagation du faisceau sonde. Tous les atomes sont alors polarisés dans le sous-niveau "extrême" ($|F = 2, m_F = 2\rangle$ ou $|F = 1, m_F = -1\rangle$) au moment de la prise d'image. Eclairer l'échantillon avec de la lumière polarisée σ_+ comme indiqué à la figure IV.23, permet de n'exciter qu'une transition dont le coefficient de Clebsch-Gordan est égal à 1, et de maintenir les atomes dans le même sous-niveau Zeeman.

Chapitre V

Refroidissement évaporatif et condensation de Bose-Einstein en champ fort

Notre étude du refroidissement évaporatif d'atomes piégés dans $|2, 2\rangle$, dans un champ magnétique supérieur à 100 Gauss, a permis l'observation d'un certain nombre de phénomènes inattendus. En effet, alors que l'emballement est atteint, le processus d'évaporation s'interrompt après quelques secondes d'évaporation : la température ne descend plus en dessous d'une valeur de $50 \mu\text{K}$ et le nombre d'atomes piégés reste à peu près constant. En poursuivant la rampe d'évaporation, on note également l'apparition d'une large structure autour du nuage d'atomes piégés dans $|2, 2\rangle$. Par ailleurs, quand on coupe le champ RF, on mesure un chauffage important (quelques $\mu\text{K/s}$) sur une durée de plusieurs secondes.

Nous montrerons que ces phénomènes sont susceptibles d'être une conséquence de l'effet Zeeman quadratique. Nous commencerons donc par rappeler le calcul du déplacement des niveaux d'énergie de l'atome placé dans un champ magnétique et en donnerons un développement au second ordre. Dans un deuxième temps, nous décrirons de manière détaillée nos observations expérimentales au moment de l'interruption de l'évaporation. Après quelques rappels concernant l'évaporation en champ faible, nous montrerons qu'à cause de l'effet Zeeman quadratique, les couplages entre sous-niveaux Zeeman adjacents ne sont plus résonnants au même point. Nous verrons alors dans quelle mesure ce phénomène affecte le processus d'évaporation et présenterons une expérience complémentaire destinée à vérifier la pertinence de notre interprétation. Enfin, nous proposerons différents mécanismes pouvant expliquer le chauffage observé.

La troisième partie concerne le refroidissement évaporatif d'atomes piégés dans $|1, -1\rangle$ où l'effet Zeeman quadratique n'affecte pas le processus d'évaporation. Nous présentons les étapes expérimentales qui nous ont permis d'atteindre la condensation de Bose-Einstein.

V.1 L'effet Zeeman quadratique

Nous cherchons ici à préciser le déplacement des différents niveaux d'énergie en fonction du champ magnétique. Le couplage entre l'atome et le champ $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{e}_z$ est, en bonne approxima-

tion¹⁶, décrite par l'hamiltonien [94] :

$$H_{\text{Zeeman}} = \mu_B (L_z + 2S_z) B_0 / \hbar \quad (\text{V.1})$$

Dans le niveau fondamental $5S_{1/2}$, le moment cinétique orbital $l = 0$ et l'hamiltonien se réduit à $H_{\text{Zeeman}} = 2\mu_B S_z B_0 / \hbar$. Il est intéressant d'exprimer la matrice de l'hamiltonien dans la base des $|F, m_F\rangle$. A l'aide des coefficients de Clebsch-Gordan, on obtient :

$$H_{\text{Zeeman}} = 2\mu_B B_0 \begin{bmatrix} |2,2\rangle & |2,1\rangle & |1,1\rangle & |2,0\rangle & |1,0\rangle & |2,-1\rangle & |1,-1\rangle & |2,-2\rangle \\ 1/2 & & & & & & & \\ & 1/4 & \sqrt{3}/4 & & & & & \\ & \sqrt{3}/4 & -1/4 & & & & & \\ & & & 0 & 1/2 & & & \\ & & & 1/2 & 0 & & & \\ & & & & & -1/4 & \sqrt{3}/4 & \\ & & & & & \sqrt{3}/4 & 1/4 & \\ & & & & & & & -1/2 \end{bmatrix} \quad (\text{V.2})$$

L'hamiltonien total de l'atome dans le champ magnétique s'obtient par superposition de l'hamiltonien Zeeman et de l'hamiltonien de structure hyperfine, caractérisé par :

$$H_{\text{HFS}} = \hbar\omega_{\text{HF}} \begin{bmatrix} |2,2\rangle & |2,1\rangle & |1,1\rangle & |2,0\rangle & |1,0\rangle & |2,-1\rangle & |1,-1\rangle & |2,-2\rangle \\ 1 & & & & & & & \\ & 1 & & & & & & \\ & & 0 & & & & & \\ & & & 1 & & & & \\ & & & & 0 & & & \\ & & & & & 1 & & \\ & & & & & & 0 & \\ & & & & & & & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{V.3})$$

On en déduit : $H_{\text{Total}} = H_{\text{Zeeman}} + H_{\text{HFS}}$. La diagonalisation de l'hamiltonien total est immédiate. Un développement limité des valeurs propres à l'ordre 2 en fonction du champ nous donne les déplacements des niveaux d'énergie :

$$E_{F,m_F} = E_F(0) + g_F m_F \mu_B B_0 + \Delta E \quad (\text{V.4})$$

$$\text{avec } \Delta E = (-1)^F a_{m_F} \mu_B B_0 \cdot \frac{\mu_B B_0}{\hbar\omega_{\text{HF}}} \quad (\text{V.5})$$

$$E_1(0) = 0 \quad \text{et} \quad E_2(0) = \hbar\omega_{\text{HF}} \quad (\text{V.6})$$

où $\omega_{\text{HF}} = 2\pi \times 6.8 \text{ GHz}$ représente l'écart entre les niveaux $F = 1$ et $F = 2$ du fondamental pour le ^{87}Rb . Les coefficients a_{m_F} sont donnés par :

$$a_2 = a_{-2} = 0 \quad (\text{V.7})$$

$$a_1 = a_{-1} = 3/4 \quad (\text{V.8})$$

$$a_0 = 1 \quad (\text{V.9})$$

¹⁶ Nous avons négligé le terme diamagnétique ainsi que le couplage entre le moment dipolaire magnétique du noyau et B.

Pour caractériser la valeur relative de la correction quadratique, il est intéressant d'introduire le paramètre α défini par :

$$\alpha = \frac{\mu_B B_0}{\hbar \omega_{\text{HF}}} \quad (\text{V.10})$$

Avec nos valeurs expérimentales ($B_0 = 140$ Gauss), la correction relative du déplacement Zeeman est de 3%.

En toute rigueur, les états $|F, m_F\rangle$ ne sont plus états propres de l'hamiltonien du système. En effet, nous voyons que l'hamiltonien Zeeman couple les niveaux de même m_F et de F différents, pour $m_F = 0, \pm 1$. Nous supposons cependant que la contamination d'un état $|F, m_F\rangle$ reste faible et nous continuerons à utiliser cette dénomination pour désigner les états propres du système. Notons que m_F reste un bon nombre quantique.

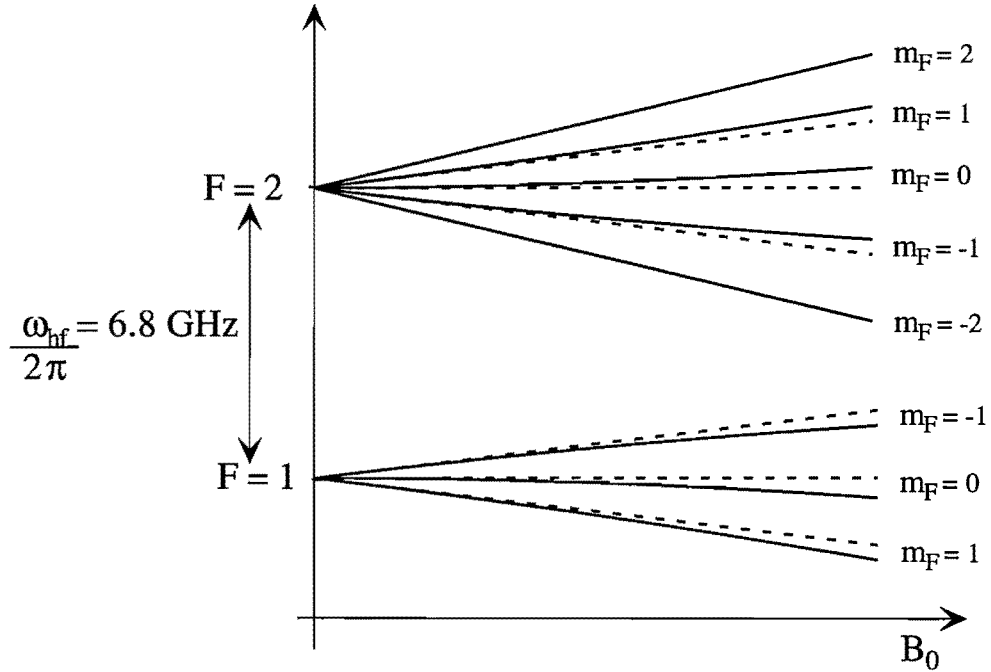


Figure V.1: Déplacement des niveaux d'énergie en fonction du champ magnétique : au premier ordre en pointillés, et en tenant compte de la correction quadratique en trait pleins.

Les niveaux d'énergie sont représentés à la figure V.1. Nous voyons que le déplacement du niveau d'énergie est linéaire pour les états $m_F = \pm 2$. Par ailleurs, le terme quadratique a pour effet de repousser les niveaux d'énergie vers le haut pour $F = 2$ et vers le bas pour $F = 1$. Enfin, une dernière conséquence de ce résultat est que le niveau $|F = 2, m_F = 0\rangle$ est piégeant, alors que $|F = 1, m_F = 0\rangle$ est anti-piégeant.

V.2 Refroidissement évaporatif d'atomes piégés dans $F = 2$

V.2.1. Interruption de l'évaporation

Après l'étape de compression adiabatique, le champ magnétique de piégeage est caractérisé par un biais magnétique $B_0 \simeq 140$ Gauss. La fréquence de transition entre sous-niveaux Zeeman adjacents au fond du puits est donc de l'ordre de $\omega_0/2\pi \simeq 100$ MHz.

On démarre l'évaporation avec une température $T \simeq 300 \mu\text{K}$ et une fréquence initiale $\omega_{\text{ini}}/2\pi \simeq 120$ MHz. La troncature en énergie du puits de potentiel est donc caractérisée par :

$$\eta = \frac{m_F \hbar (\omega_{\text{ini}} - \omega_0)}{k_B T} \simeq 6 \quad (\text{V.11})$$

On applique ensuite une rampe de fréquence de durée variable jusqu'à une valeur finale ω_{fin} . Après 1 s de thermalisation, on effectue une mesure de la température et du nombre d'atomes par temps de vol.

Dans les premières secondes de refroidissement, la température et le nombre d'atomes diminuent, conformément au résultat donné par une simulation numérique qui sera décrite dans l'annexe V.A. On observe également une augmentation de l'épaisseur optique de l'échantillon au cours du refroidissement, ce qui indique que le régime d'emballlement est atteint.

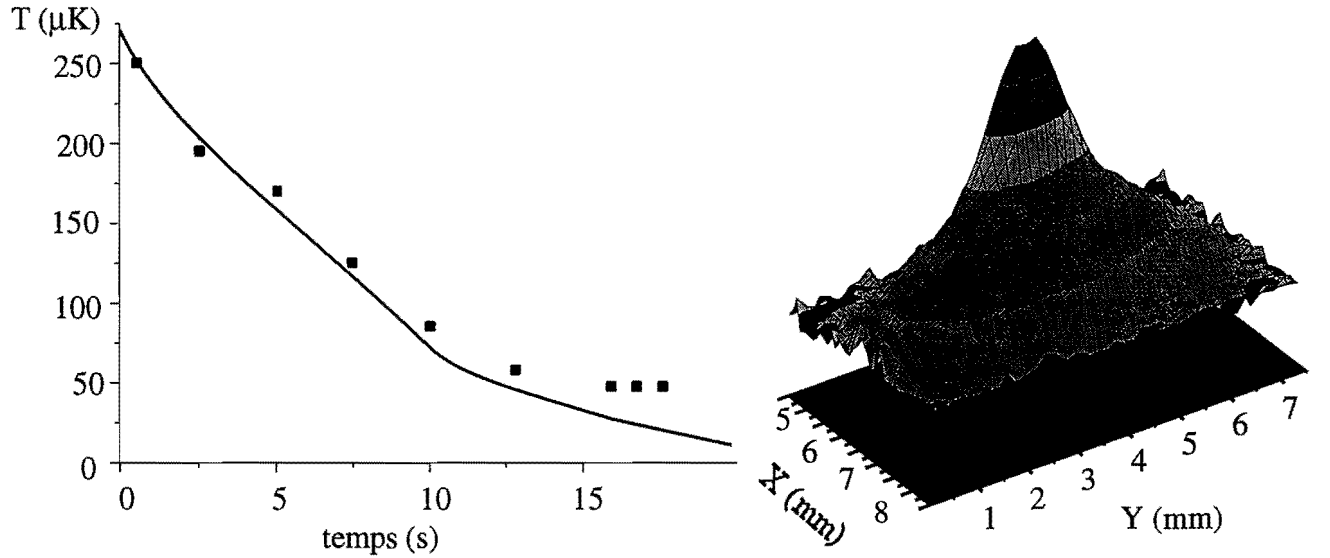


Figure V2: Interruption de l'évaporation : comme le montre la courbe, les points expérimentaux sont en accord avec le résultat d'une simulation numérique (en traits pleins) au cours des premières secondes du refroidissement. Au lieu de continuer à décroître, la température se stabilise à une valeur de $50 \mu\text{K}$. En poursuivant l'évaporation quelques instants encore, on voit apparaître une double structure, représentée à droite.

Cependant, quand la fréquence atteint la valeur :

$$\frac{\omega_{\text{fin}}}{2\pi} - \frac{\omega_0}{2\pi} \simeq 5 \text{ MHz} \quad (\text{V.12})$$

on remarque que l'évaporation s'arrête : même en continuant à diminuer la fréquence du champ RF, la température cesse de décroître tandis que le nombre d'atomes reste à peu près constant. En poursuivant la rampe d'évaporation pendant quelques instants encore, on note également l'apparition d'une large structure autour de l'échantillon d'atomes froids, comme indiqué à la figure V.2.

V.2.2. Evaporation RF en champ fort

Dans ce paragraphe, nous allons montrer qu'en régime de champ fort, les couplages entre sous-niveaux Zeeman adjacents ne sont pas résonnants au même point. Ce phénomène est susceptible d'expliquer les observations que nous venons de décrire. Nous n'avons pas l'ambition de donner un traitement théorique complet du problème, ce qui nécessiterait en particulier de décrire en détail les divers processus de collisions. Nous nous contenterons de souligner les différences entre l'évaporation en champs faible et fort, puis nous expliquerons dans quelle mesure l'effet Zeeman quadratique affecte le processus d'évaporation en champ fort.

a) Comparaison champ fort/champ faible

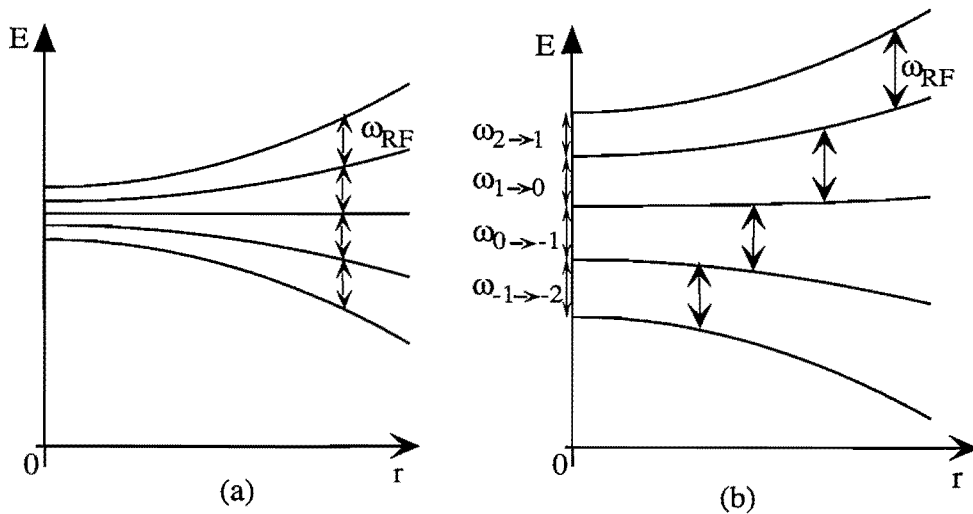


Figure V3: Refroidissement évaporatif (a) en champ faible (b) en champ fort. Les flèches correspondent aux points de résonance.

Avec un biais magnétique $B_0 \simeq 140$ Gauss, la correction quadratique apparaissant dans (V.4) n'est plus négligeable. En particulier, les fréquences de transition entre sous-niveaux Zeeman

adjacents au centre du piège ne ne sont pas égales :

$$\omega_{2 \rightarrow 1} = \omega_0 - \frac{3}{4} \mu_B B_0 \cdot \frac{\mu_B B_0}{\hbar \omega_{\text{HF}}} = 2\pi \times (100 - 4.5) \text{ MHz} \quad (\text{V.13})$$

$$\omega_{1 \rightarrow 0} = \omega_0 - \frac{1}{4} \mu_B B_0 \cdot \frac{\mu_B B_0}{\hbar \omega_{\text{HF}}} = 2\pi \times (100 - 1.5) \text{ MHz} \quad (\text{V.14})$$

$$\omega_{0 \rightarrow -1} = \omega_0 + \frac{1}{4} \mu_B B_0 \cdot \frac{\mu_B B_0}{\hbar \omega_{\text{HF}}} = 2\pi \times (100 + 1.5) \text{ MHz} \quad (\text{V.15})$$

Comme indiqué à la figure V.3, une conséquence directe de ce résultat est que pour une fréquence RF donnée, les couplages entre sous-niveaux Zeeman adjacents ne sont pas résonnants au même point. En revanche, en régime de champ faible, le terme quadratique est négligeable et on peut considérer que les couplages entre sous-niveaux Zeeman adjacents sont résonnants au même point.

b) Rappels sur l'évaporation en champ faible

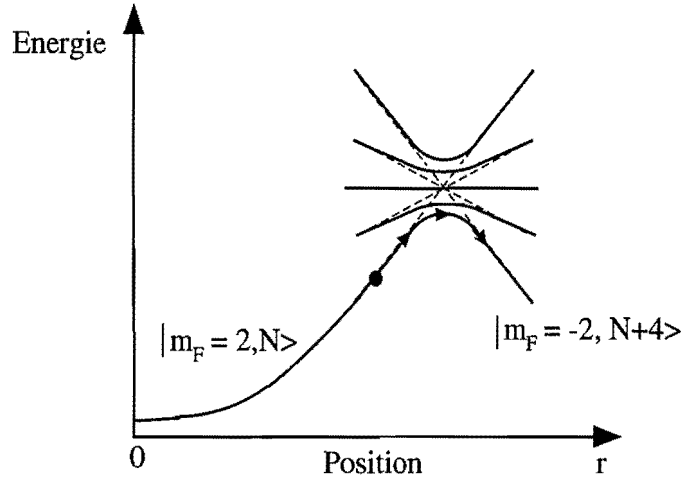


Figure V.4: Niveaux d'énergie de l'atome habillé du champ RF en régime de champ faible.

Pour la plupart des dispositifs expérimentaux destinés à l'étude des condensats de Bose-Einstein, le biais magnétique est de l'ordre de 1 Gauss¹⁷. Avec les puissances utilisées expérimentalement, la fréquence de Rabi du champ RF est de l'ordre de 100 kHz, bien plus importante que l'écart entre les fréquences de transition dû à la correction quadratique $\Delta E/h \simeq 300$ Hz. Les anticroisements entre sous-niveaux Zeeman adjacents sont donc confondus et il s'établit un couplage direct entre $m_F = 2$ et $m_F = -2$ via une transition adiabatique à 4 photons. Comme le montre la figure V.4 qui représente les niveaux d'énergie de l'atome habillé du champ RF,

¹⁷ A l'exception de l'aimant permanent utilisé à Rice University pour lequel le biais magnétique est de l'ordre de 1000 Gauss. L'évaporation est effectuée au moyen d'une transition à 3.1 GHz qui couple directement le niveau piégeant du lithium à un niveau hyperfin différent qui est anti-piégeant.

un atome suffisamment lent, venant du centre du piège et traversant le couteau radio-fréquence, effectue un passage adiabatique de l'état $|m_F = 2, N\rangle$ à l'état $|m_F = -2, N + 4\rangle$. Il est alors éjecté du piège. On peut également décrire ce mécanisme, mais de façon moins précise, en disant que l'atome subit une transition à 4 photons qui le transfère vers l'état $m_F = 2$. Si le critère de suivi adiabatique du niveau d'énergie est vérifié, la probabilité d'évaporation d'un atome qui traverse le couteau RF est quasiment égale à 1.

c) Structure des anti-croisements en champ fort

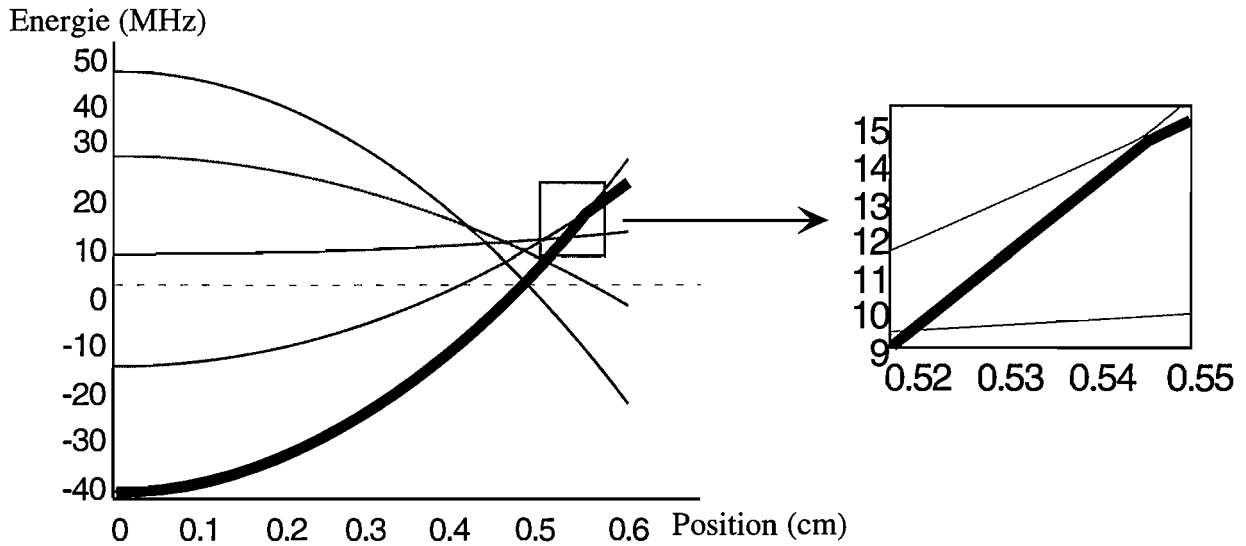


Figure V5: Niveaux d'énergie de l'atome habillé avec $B_0 = 140$ Gauss, $B_0 = 140$ Gauss/cm², $B_{RF} = 0.2$ Gauss et $\omega_{RF} = 120$ MHz. Seuls les anticroisements couplant deux sous-niveaux adjacents apparaissent. Les anti-croisements correspondant à des processus multi-photoniques ne sont pas visibles.

Pour un biais magnétique de l'ordre de 100 Gauss, la correction quadratique est de l'ordre de 3 MHz. Elle n'est donc plus négligeable devant la fréquence de Rabi $\Omega_{\text{Rabi}} \simeq 100$ kHz. Le calcul des niveaux d'énergie de l'atome habillé par les photons du champ RF nous montre que, dans ce cas, le couplage entre deux sous-niveaux Zeeman non adjacents est négligeable¹⁸. La probabilité d'un processus multiphotonique est donc faible et nous ne tiendrons compte, par la suite, que du couplage entre sous-niveaux Zeeman adjacents. Rappelons que la probabilité de suivi adiabatique du niveau d'énergie est donnée par une loi de Landau-Zener :

$$P = \exp(-\xi) \quad \text{avec} \quad \xi = \frac{2\pi |V|^2}{\hbar g_F \mu_B B' v} \quad (\text{V.16})$$

où V est l'élément de matrice qui couple les deux niveaux, B' est le gradient du champ magné-

¹⁸ Nous voyons sur la figure V4 que les anticroisements entre sous-niveaux Zeeman non-adjacents sont à peine visibles. Les atomes sont trop rapides et suivent diabatiquement le niveau d'énergie à la traversée de ces anticroisements.

tique au niveau de la zone de résonance et v la vitesse atomique.

d) Interruption de l'évaporation

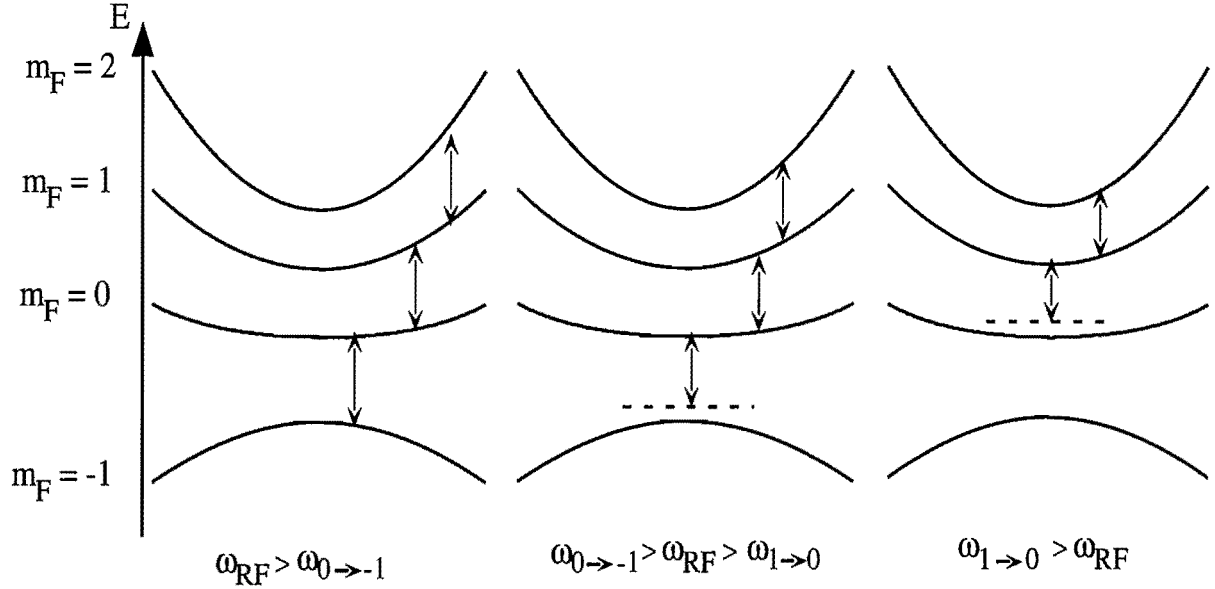


Figure V.6: intervalles caractéristiques du processus d'évaporation

Comme le montre la figure V.6, l'application d'un couteau RF peut conduire à différents scénarios en fonction de la fréquence. Lorsque $\omega_{RF} > \omega_{0 \rightarrow -1}$, les atomes peuvent être transférés (en plusieurs étapes) vers un sous-niveau anti-piégeant et être expulsés du piège : on observe de l'évaporation. Ceci n'est plus vrai quand on diminue la fréquence jusqu'à vérifier la condition $\omega_{1 \rightarrow 0} < \omega_{RF} < \omega_{0 \rightarrow -1}$. En effet, dans cet intervalle de fréquence, les niveaux piégeants $m_F = 0, 1, 2$ ne sont plus couplés aux niveaux anti-piégeants. Ainsi, un atome qui traverse les résonances reste piégé au lieu d'être expulsé du piège. Il s'établit donc une population macroscopique dans $m_F = 0$ et $m_F = 1$. Comme les courbures du potentiel magnétique dans $m_F = 2$ et $m_F = 1$ ne diffèrent que d'un facteur 2, les tailles des nuages d'atomes piégés dans ces 2 sous-niveaux sont similaires. En revanche, comme la courbure du potentiel dans $m_F = 0$ est 10 fois plus faible que dans $m_F = 2$, le nuage d'atomes piégés dans $m_F = 0$ est beaucoup plus large. Quand la population dans ce sous-niveau est suffisante, on observe une large structure autour du nuage d'atomes piégés dans $m_F = 2$, comme celle représentée à la figure V.2.

Remarquons que pour $\omega_{RF} < \omega_{1 \rightarrow 0}$, il ne subsiste qu'un couplage entre $m_F = 2$ et $m_F = 1$.

V.2.3. Évaporation à fréquence fixe

Nous présentons maintenant le résultat d'une expérience destinée à vérifier la pertinence de

notre interprétation. Cette expérience consiste à appliquer un couteau RF de fréquence fixe, de puissance 1 W à un nuage comprimé d'atomes piégés dans $|F = 2, m_F = 2\rangle$. Après 5 s d'interaction, on prend une image en absorption et on mesure la taille du nuage suivant la direction du quadrupôle. Une mesure similaire répétée pour différentes fréquences de couteau, à même puissance RF, nous donne le résultat de la figure V.7, obtenu pour un biais magnétique estimé à 140 Gauss à partir des calibrations effectuées avec la sonde Hall (cf. Chapitre III).

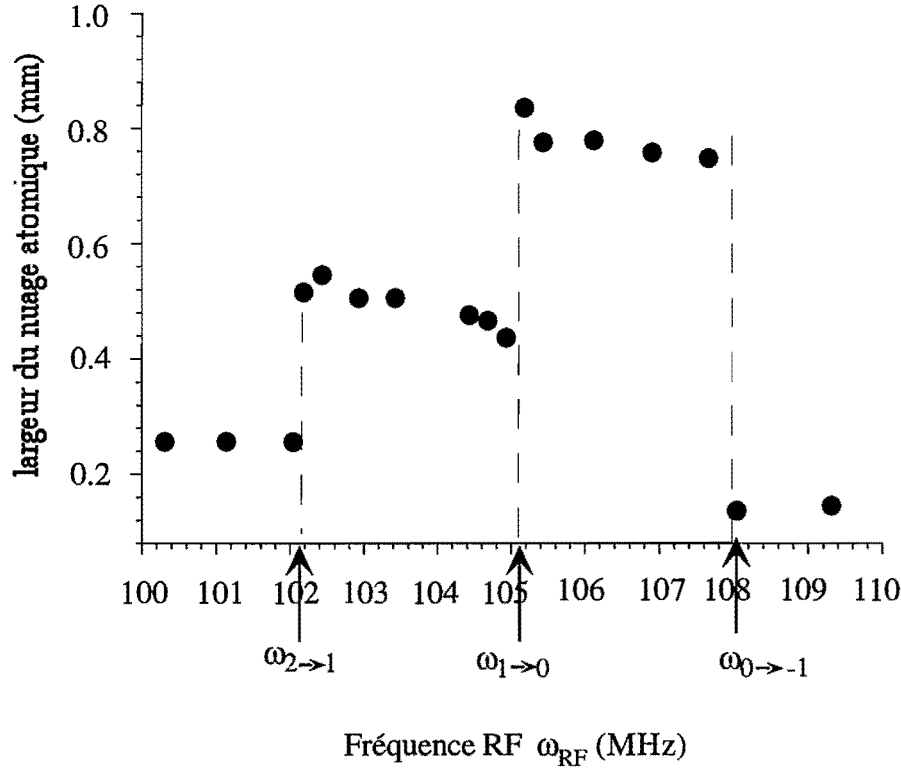


Figure V.7: Taille du nuage atomique après application pendant 5 s d'un champ RF de fréquence fixe, de puissance 1 W. En présence d'une double structure, on a pris la dimension de la structure la plus large.

La courbe obtenue présente 3 discontinuités que nous interprétons de façon cohérente avec la discussion du paragraphe ci-dessus. Notons d'abord que les discontinuités peuvent être associées aux fréquences $\omega_{2 \rightarrow 1}$, $\omega_{1 \rightarrow 0}$ et $\omega_{0 \rightarrow -1}$. Considérons les fréquences $\omega_{RF} < \omega_{2 \rightarrow 1}$: le sous-niveau $m_F = 2$ n'est pas couplé aux autres niveaux, et le nuage garde sa taille initiale. Quand $\omega_{2 \rightarrow 1} < \omega_{RF} < \omega_{1 \rightarrow 0}$, seuls les niveaux $m_F = 1$ et $m_F = 2$ sont couplés. Comme la courbure du potentiel pour $m_F = 1$ est 2 fois plus faible que pour $m_F = 2$, on observe un nuage plus large. De la même façon, quand $\omega_{1 \rightarrow 0} < \omega_{RF} < \omega_{0 \rightarrow -1}$, on observe une double structure identique à celle présentée à la figure V.2: un petit nuage correspondant aux atomes piégés dans $m_F = 2$ et $m_F = 1$, entouré d'une large structure correspondant aux atomes piégés dans $m_F = 0$.

Nous avons pris pour largeur la taille de la structure la plus large. Dès que $\omega_{RF} > \omega_{0 \rightarrow -1}$, les atomes chauds sont évacués de $m_F = 2$ et éjectés du piège. On observe alors un petit nuage d'atomes froids piégés dans $m_F = 2$.

En déterminant expérimentalement les valeurs de $\omega_{2 \rightarrow 1}$, $\omega_{1 \rightarrow 0}$ et $\omega_{0 \rightarrow -1}$, cette méthode nous permet de remonter à la valeur du biais magnétique. Ainsi, on déduit des mesures présentées à la figure V.7 un biais magnétique $B_0 = 152$ Gauss, proche de la valeur mesurée avec la sonde Hall $B_0 = 140$ Gauss. Cette mesure nous montre que l'erreur commise avec la sonde Hall sur la valeur du champ est de l'ordre de 10%.

Nous avons effectué une mesure similaire en réduisant le biais magnétique à une valeur estimée de 110 Gauss. Nous avons obtenu une courbe similaire à celle de la figure V.7, présentant 3 discontinuités à 82, 84 et 86 MHz. Ces valeurs correspondent à un biais magnétique $B_0 = 122$ Gauss.

V.2.4. Efficacité de l'évaporation en champ fort

Nous allons montrer dans ce paragraphe qu'en plus de l'interruption décrite plus haut, le processus d'évaporation est beaucoup moins efficace en champ fort qu'en champ faible, où l'atome peut suivre adiabatiquement le niveau d'énergie et être expulsé du piège avec une probabilité proche de 1.

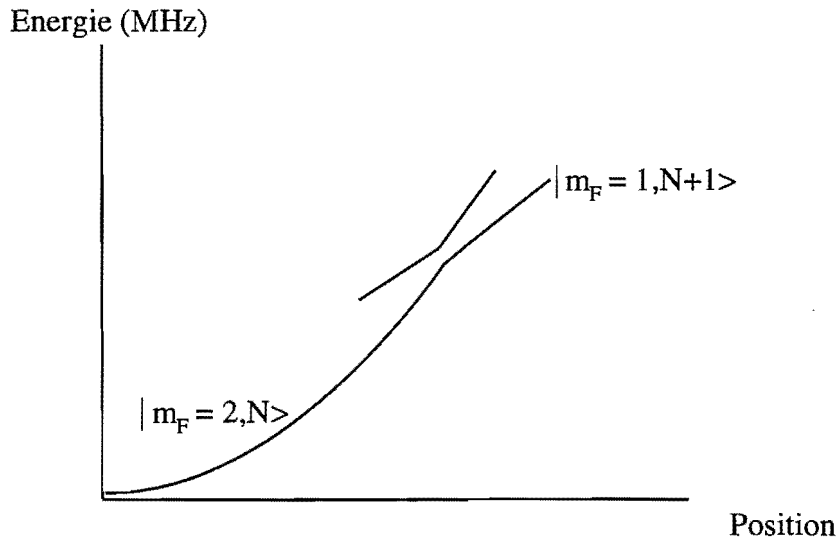


Figure V.8: Niveaux habillés de l'atome : un atome dans $m_F = 2$ venant de l'intérieur du piège n'est pas piégé. Pour plus de clarté nous n'avons représenté que les sous-niveaux $m_F = 2$ et $m_F = 1$.

Considérons un atome initialement piégé dans $m_F = 2$ et supposons le critère de suivi adiabatique du niveau d'énergie vérifié (figure V.8). Nous voyons alors que l'atome reste piégé :

la probabilité d'expulsion est nulle. Pour observer de l'évaporation, il est donc nécessaire de *ne pas vérifier la condition de suivi adiabatique du niveau d'énergie*, c'est-à-dire que la puissance RF ne doit pas être trop élevée.

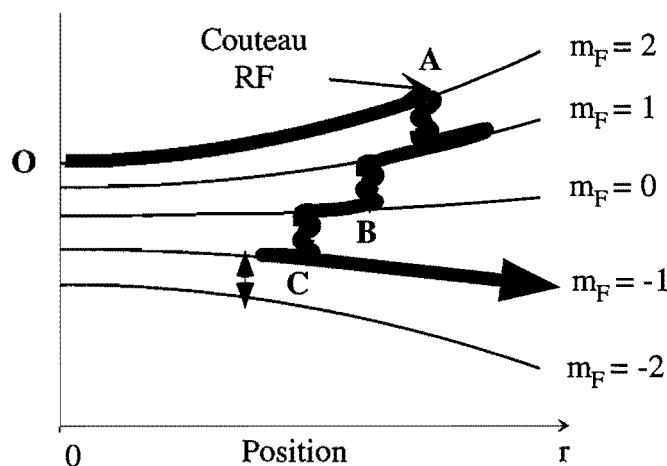


Figure V9: Une des trajectoires les plus directes permettant à l'atome d'être expulsé du piège.

Pour bien comprendre de quelle manière un atome peut être éjecté du piège, nous avons représenté à la figure V.9 une des 4 trajectoires d'évaporation les plus directes. L'atome atteint le couteau RF en A où il est transféré vers $m_F = +1$ avec une certaine probabilité P . Au cours de cette transition, l'atome garde la même énergie cinétique, il continue donc à s'éloigner du centre du piège. Après avoir fait demi-tour, l'atome repasse en A sans effectuer de transition avec une probabilité $(1 - P)$. Il effectue ensuite une transition en B avec une probabilité que nous supposons égale à P . Enfin, il atteint C où il doit passer 2 fois pour être finalement expulsé du piège.

Si nous admettons que les probabilités de transition à chaque résonance sont toutes égales¹⁹ à P , la probabilité d'évaporation associée à la trajectoire V.9 est égale à $P^3(1 - P)^2$. La trajectoire que nous venons de décrire constitue l'un des chemins d'évaporation les plus courts : l'atome traverse 5 fois le couteau RF. On dénombre 3 autres chemins semblables. Si on néglige les effets d'interférences entre les différentes trajectoires, la probabilité associée à ces 4 trajectoires les plus courtes est donc $4P^3(1 - P)^2$. Nous négligerons dans la suite de l'analyse la contribution des trajectoires plus longues.

Comme attendu, la probabilité d'évaporation est nulle pour les deux cas limites $P = 0$ (couplage nul) et $P = 1$ (suivi adiabatique du niveau d'énergie). Nous voyons également sur la figure V.10 que la probabilité d'une évaporation directe est au plus de l'ordre de 40 %²⁰. L'ef-

¹⁹ Cette approximation est évidemment grossière car la probabilité de transition entre sous-niveaux Zeeman adjacents dépend d'une part de la vitesse de l'atome, d'autre part de la pente des potentiels au niveau de l'anti-croisement et d'un coefficient de Clebsch-Gordan.

²⁰ Le résultat donné par ce modèle simple n'est donné qu'à titre indicatif. Pour une description plus réaliste, il faudrait tenir compte des différentes

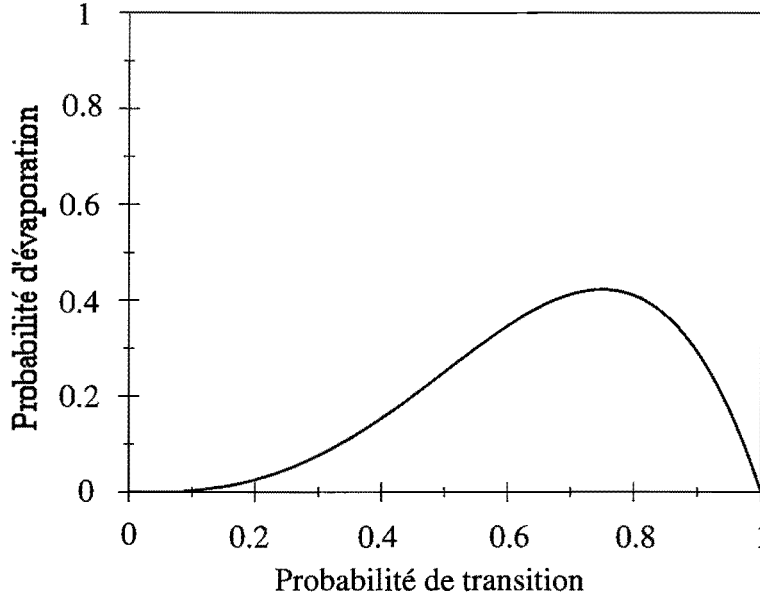


Figure V10: Evolution de la probabilité d'évaporation : cette courbe est obtenue en supposant que les probabilités de transition entre sous-niveaux Zeeman adjacents sont toutes égales.

efficacité d'évaporation est donc bien plus faible en champ fort qu'en régime de champ faible où l'atome qui traverse le couteau RF est éjecté avec une probabilité proche de 100%.

Ce comportement a été vérifié expérimentalement puisque nous avons observé que *l'efficacité de l'évaporation passe par un maximum et redécroit quand on fait varier la puissance RF* dans la gamme de valeurs accessibles expérimentalement. Ce maximum est obtenu pour une puissance RF de l'ordre de 1 W.

Cette faible efficacité a des conséquences importantes sur le processus de refroidissement. En effet, nous avons pu vérifier à l'aide d'une simulation numérique²¹ que, même dans le régime où les niveaux piégeants sont couplés à un niveau anti-piégeant ($\omega_{RF} > \omega_{0 \rightarrow -1}$), une population macroscopique s'établit dans $m_F = 0$ et $m_F = 1$. En effet, comme nous l'avons vu sur une trajectoire directe, une particule évaporée traverse un certain nombre de fois le couteau RF et n'est éjectée du piège qu'avec une faible probabilité. Il existe également une certaine probabilité pour que l'atome suive une trajectoire beaucoup plus longue avant d'être expulsé. Par exemple, la particule qui suit le chemin décrit à la figure V.9 peut également effectuer le chemin inverse : au lieu de traverser le couteau RF en C et être expulsée du piège, elle peut à revenir vers $m_F = 0$ en C, puis vers $m_F = 1$ en B et enfin vers $m_F = 2$ en A. Un atome qui traverse le couteau RF peut donc suivre une infinité de trajectoires. Le temps d'évaporation est donc long et les

vitesses atomiques et distinguer les probabilités de transition entre les différentes paires de sous-niveaux Zeeman adjacents.

²¹ Cette simulation décrit de façon précise le processus d'évaporation dans un piège harmonique 1D en tenant compte de l'effet Zeeman quadratique. Les probabilités de transitions entre les différents sous-niveaux Zeeman sont données par des lois de Landau-Zener.

différents sous-niveaux contiennent une population non négligeable.

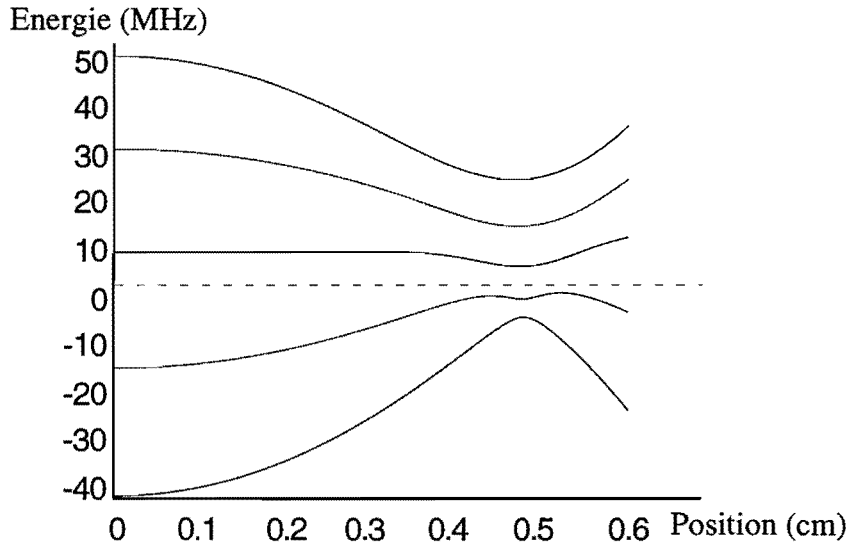


Figure VII: Niveaux habillés pour $B_0 = 140$ Gauss, $B_0 = 140$ Gauss/cm², $B_{RF} = 20$ Gauss et $\omega_{RF} = 120$ MHz. On observe alors un couplage direct entre le niveau piégeant $m_F = 2$ et le niveau anti-piégeant $m_F = -2$.

Remarquons qu'un champ RF suffisamment puissant permettrait d'obtenir une fréquence de Rabi de plusieurs MHz. Dans ce cas, on retrouve une situation proche du régime de champ faible (figure V.11) puisque tous les anti-croisements se recouvrent. L'atome peut alors effectuer un passage adiabatique direct de $|m_F = 2, N\rangle$ à $|m_F = -2, N + 4\rangle$. Cette situation est difficile à réaliser expérimentalement car elle nécessite des champs RF de plusieurs Gauss, c'est à dire des puissances RF de plusieurs dizaines de W.

V.2.5. Evolution de la température

En plus de l'interruption du refroidissement, nous avons observé qu'après coupure du champ RF, le nuage d'atomes piégés dans $m_F = 1$ ou dans $m_F = 2$ subit un important chauffage²² (quelques μ K/s), et cela pendant une durée dépassant la dizaine de secondes. Ce chauffage n'apparaît qu'à la suite d'un refroidissement évaporatif, nous pouvons par conséquent écarter toutes les raisons techniques (bruit de courant des alimentations, vibrations des pôles) susceptibles de le provoquer. Il semble donc clairement corrélé à la présence d'une population macroscopique dans les sous-niveaux $m_F = 0$ et $m_F = 1$. Au cours de la mesure présentée à la figure V.12, le nombre d'atomes piégés n'a pas été étudié de manière systématique mais nous n'avons pas remarqué de diminution anormalement rapide de ce paramètre.

²² La large structure correspondant aux atomes piégés dans $m_F = 0$ se distingue facilement du petit nuage d'atomes piégé dans $m_F = 1, 2$. Il est donc possible de mesurer la température du nuage d'atomes piégés dans $m_F = 1, 2$.

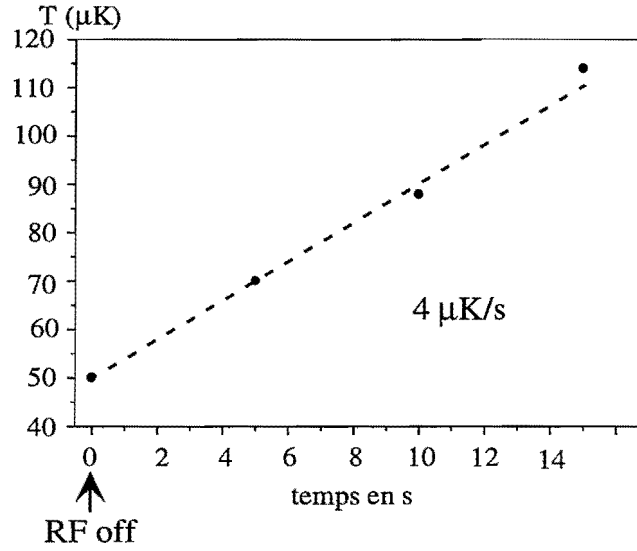


Figure V12: Evolution de la température (mesurée par temps de vol) après coupure du champ radio-fréquence.

Plusieurs mécanismes peuvent être invoqués pour expliquer ce chauffage. Nous commençons par présenter les processus de collisions élastiques entre atomes, conservant l'énergie cinétique. Comme nous l'avons vu, il s'établit au cours du refroidissement une population dans les différents sous-niveaux. On peut noter que les atomes qui sont évacués de $m_F = 2$ venant peupler $m_F = 0$ et $m_F = 1$ possèdent une énergie cinétique élevée, correspondant à la température au moment où ils ont traversé le couteau RF pour la première fois. Nous avons donc affaire à un ensemble d'atomes hors de l'équilibre thermodynamique. L'étude des processus de thermalisation entre les échantillons piégés dans les différents sous-niveaux est un problème difficile que nous n'avons pas l'intention d'aborder en détail. Nous nous contenterons donc d'en dégager quelques idées directrices. On peut d'abord noter que les échelles de temps associées aux processus de thermalisation entre les différents échantillons sont très différentes : comme les courbures du potentiel pour $m_F = 1$ et $m_F = 2$ sont du même ordre de grandeur, les nuages d'atomes piégés dans ces sous-niveaux se recouvrent bien et le taux de collisions élastiques entre un atome piégé dans $m_F = 1$ et les atomes piégés dans $m_F = 2$ est élevé (de l'ordre du taux de collisions élastiques entre atomes piégés dans $m_F = 2$). La thermalisation entre ces deux échantillons est donc rapide (de l'ordre de 100 ms avec nos paramètres expérimentaux). Cela n'est plus vrai pour $m_F = 0$: à cause de la faible raideur du potentiel, le nuage d'atomes chaud piégés dans ce sous-niveau a une densité faible et se recouvre peu avec les échantillons $m_F = 1$ et $m_F = 2$. Par conséquent, la thermalisation entre $m_F = 0$ et $m_F = 2$ est un processus lent. On peut penser que les atomes qui sont transférés de $m_F = 2$ vers $m_F = 0$ conservent l'énergie

ergie cinétique qu'ils avaient initialement. Ils constituent donc un réservoir d'atomes chauds qui thermalise lentement avec les atomes froids piégés dans $m_F = 2$.

Une deuxième possibilité susceptible d'expliquer ce chauffage consiste à invoquer un processus de collision inélastique exothermique. On pourrait par exemple penser à des mécanismes du type

$$|F = 2, m_F = 1\rangle + |F = 2, m_F = 1\rangle \rightarrow |1, 1\rangle + |2, 1\rangle \quad (\text{V17})$$

$$|2, 1\rangle + |2, 1\rangle \rightarrow |2, 0\rangle + |2, 2\rangle \quad (\text{V18})$$

La première réaction libère une énergie de l'ordre de $\hbar\omega_{\text{HF}}$, grande devant la profondeur du puits de potentiel. Les deux particules qui résultent de la collision sont donc immédiatement éjectées du piège. Comme ces collisions ont lieu préférentiellement au centre du piège, où la densité est la plus forte, les atomes éjectés du piège ont une énergie potentielle inférieure à l'énergie potentielle moyenne par particule, ce qui conduit à l'apparition d'un chauffage [29, 96]

L'énergie libérée par la seconde réaction, liée à l'effet Zeeman quadratique, est égale à $\frac{1}{2}\mu_B B_0 \cdot \frac{\mu_B B_0}{\hbar\omega_{\text{HF}}}$, ce qui correspond à une température de 100 μK . Par thermalisation, cette énergie est ensuite redistribuée aux atomes piégés. Notons que ce type de processus est négligeable pour le ^{87}Rb en régime de champ faible [95].

La liste des mécanismes susceptibles de provoquer un chauffage ne se limite évidemment pas aux 2 réactions citées ici. Il serait intéressant d'identifier les autres mécanismes qui pourraient intervenir : collisions à 2 corps dans l'onde d, recombinaison à 3 corps... Par ailleurs, un travail important reste à fournir pour déterminer la dynamique de ces différents processus et expliquer de manière quantitative les phénomènes que nous avons observés.

V.3 Refroidissement évaporatif d'atomes piégés dans $F = 1$

V.3.1. Influence du terme quadratique

Comme précédemment, à cause du fort biais magnétique qui vaut ici $B_0 = 182$ Gauss, les fréquences de transition entre sous-niveaux adjacents ne sont pas égales :

$$\omega_{-1 \rightarrow 0} = \frac{\mu_B B_0}{2\hbar} + \frac{1}{4}\mu_B B_0 \cdot \frac{\mu_B B_0}{\hbar\omega_{\text{HF}}} = 2\pi \times (127.5 + 2.5) \text{ MHz} \quad (\text{V19})$$

$$\omega_{0 \rightarrow -1} = \frac{\mu_B B_0}{2\hbar} - \frac{1}{4}\mu_B B_0 \cdot \frac{\mu_B B_0}{\hbar\omega_{\text{HF}}} = 2\pi \times (127.5 - 2.5) \text{ MHz} \quad (\text{V20})$$

Mais ceci n'affecte pas le processus d'évaporation.

Si les processus multi-photoniques restent interdits avec les puissances RF accessibles expérimentalement, l'atome peut toutefois être expulsé du piège avec une probabilité proche de

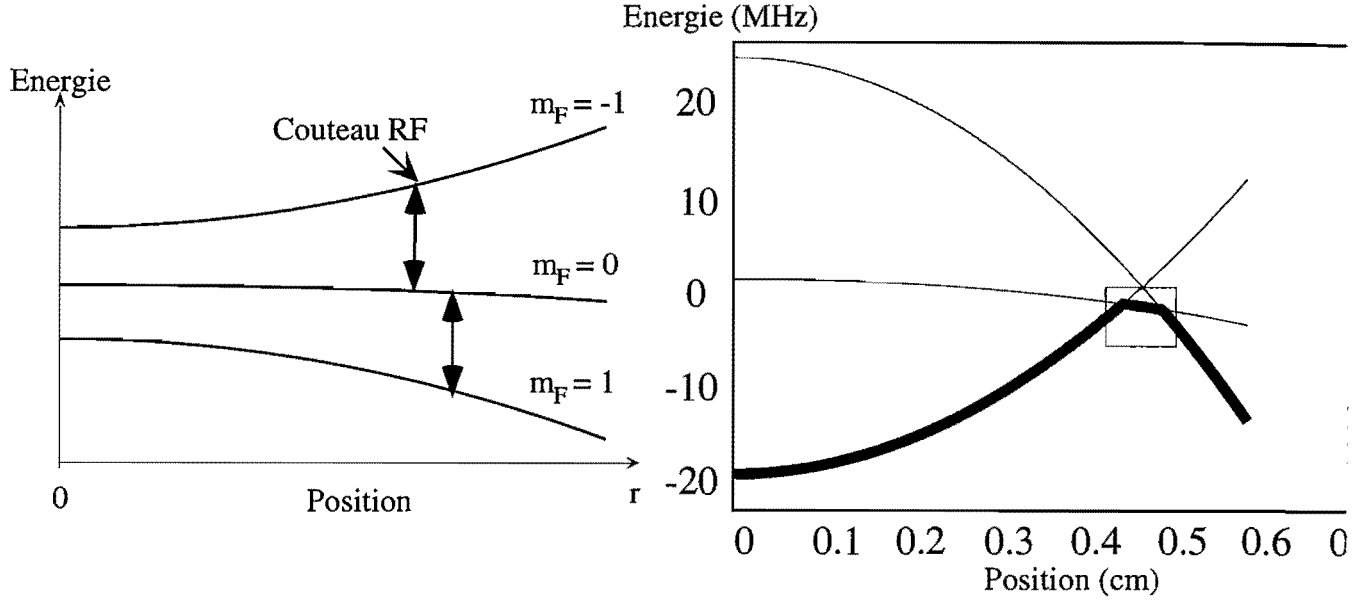


Figure V.13: Couplage entre les sous-niveaux Zeeman et niveaux habillés pour $B_0 = 180$ Gauss, $B_0 = 180$ Gauss/cm², $B_{RF} = 0.2$ Gauss et $\omega_{RF} = 150$ MHz.

1. En effet, comme le montre la figure V.13, un atome qui vient du centre du piège est transféré vers $m_F = 0$, qui est anti-piégeant. Il rencontre ensuite le couteau RF qui le transfère vers $m_F = 1$ et est expulsé du piège. En choisissant une puissance RF suffisante pour assurer la condition d'adiabaticité, il suffit de 2 passages adiabatiques pour que l'atome soit transféré vers un sous-niveau anti-piégeant et expulsé du piège. Dans $F = 1$, on ne rencontre donc pas les problèmes liés à l'effet Zeeman quadratique.

V.3.2. Coupure du champ magnétique

Après l'étape de compression adiabatique, on démarre l'évaporation avec une température $T \simeq 200$ μ K. La rampe d'évaporation commence à une fréquence $\frac{\omega_{RF}}{2\pi} = 165$ MHz, ce qui correspond à une troncature du potentiel à $\eta \simeq 7$. Au cours des premières secondes d'évaporation, on observe une diminution de la température conforme aux prévisions théoriques. Cependant, pour une température de l'ordre de 2 ou 3 μ K, nous avons commencé à observer des nuages déformés dont nous donnons un exemple à la figure V.14. Par ailleurs, nous avons pu vérifier qu'une modification du temps de coupure du potentiel magnétique avait des conséquences importantes sur la mesure de température par temps de vol.

Nous n'avons pas trouvé d'explication précise à ce phénomène, il semble cependant que la valeur élevée du temps de coupure par rapport à la période d'oscillation ($\tau = 18$ ms dans les directions radiales) soit à mettre en cause. En effet, en décompressant le potentiel magnétique à la valeur initiale $\nu_{x,y,z} \simeq 17$ Hz avant de le couper, ces problèmes ont disparu et nous avons pu

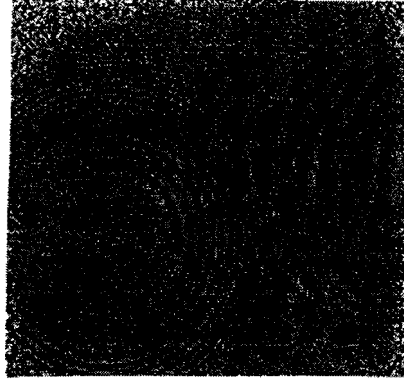


Figure V14: Apparition d'une double structure après coupure du piège magnétique comprimé. On observe deux nuages décalés horizontalement de $100\ \mu\text{m}$ environ.

observer le refroidissement du gaz piégé jusqu'à la condensation de Bose-Einstein. La question reste ouverte pour comprendre l'origine de ces phénomènes. Il semble néanmoins clair que l'amélioration du temps de coupure constitue un enjeu important pour l'avenir.

Notons qu'après décompression, l'influence de la gravité sur la position d'équilibre est plus importante et les nuages d'atomes piégés dans $|F = 1, m_F = -1\rangle$ et $|F = 2, m_F = 2\rangle$ sont séparés verticalement d'une distance de $400\ \mu\text{m}$. Comme l'axe de système d'imagerie est incliné de quelques degrés par rapport à la verticale, ceci se traduit sur l'image en absorption par l'observation de deux structures décalées horizontalement de quelques dizaines de μm . En analysant séparément les deux nuages, nous avons donc accès aux populations des deux sous-niveaux.

V3.3. Pureté de l'échantillon initial

Pour atteindre la condensation de Bose-Einstein dans le niveau $|F = 1, m_F = -1\rangle$, il est impératif de réduire autant que possible la population du niveau $|F = 2, m_F = 2\rangle$. En effet, comme nous l'avons vu au V.2.2, les atomes piégés dans $|F = 2, m_F = 2\rangle$ ne sont pas évaporés si la condition de suivi adiabatique du niveau d'énergie est vérifiée, ce qui est le cas ici. Ils constituent donc un réservoir de population quasi-constante. En appliquant une rampe de fréquence, on refroidit le gaz piégé dans $|F = 1, m_F = -1\rangle$. Par refroidissement sympathique [22], la température du gaz piégé dans $|F = 2, m_F = 2\rangle$ diminue de la même quantité. Pour que ce refroidissement sympathique soit efficace, il est nécessaire que la population du niveau $|F = 2, m_F = 2\rangle$ reste faible devant celle du niveau qui subit l'évaporation $|F = 1, m_F = -1\rangle$ tout au long de la rampe d'évaporation. Ainsi, nous ne sommes pas parvenus à atteindre le seuil de condensation avec un nombre d'atomes piégés dans $|F = 2, m_F = 2\rangle$ dépassant 10^6 .

Il nous a donc fallu réduire la population de ce sous-niveau avant l'étape de refroidissement évaporatif. Comme le pompage optique ne nous a pas permis d'obtenir une telle efficacité de polarisation, nous avons utilisé un couteau RF au cours de la compression adiabatique

pour réduire la population dans le niveau $|F = 2, m_F = 2\rangle$. Nous avons choisi une fréquence $\omega_{\text{RF}} = 129$ MHz. De cette façon, le niveau $|F = 1, m_F = -1\rangle$ n'est pas couplé au niveau $|F = 1, m_F = 0\rangle$, alors que les niveaux $|F = 2, m_F = 2\rangle$, $|F = 2, m_F = 1\rangle$ et $|F = 2, m_F = 0\rangle$ sont couplés. Comme la taille du nuage d'atomes piégés dans $|F = 2, m_F = 0\rangle$ à une température $T \simeq 200 \mu\text{K}$ est du même ordre que la taille de la cellule (1 cm de largeur totale), la majeure partie des atomes transférés dans $|F = 2, m_F = 0\rangle$ entre en collision avec les parois de la cellule. Cette technique nous a permis de réduire la population dans $|F = 2, m_F = 2\rangle$ à une valeur non mesurable. C'est avec ces échantillons de grande pureté, que nous sommes parvenus à atteindre la condensation de Bose-Einstein dans $|F = 1, m_F = -1\rangle$.

V3.4. Condensation de Bose-Einstein

Au cours du refroidissement, le taux de collisions élastiques calculé à partir d'une mesure de la densité et du nombre d'atomes reste à peu près constant ($\Gamma_{\text{el}} \simeq 15 \text{ s}^{-1}$). Ceci indique que nous sommes à la limite du régime d'emballement, comme attendu avec nos conditions initiales : ($\Gamma_{\text{el}}(0) \cdot \tau \simeq 350$). Après 25 s d'évaporation, la rampe atteint une valeur finale proche de 130 MHz et on observe la formation d'un condensat de Bose-Einstein.

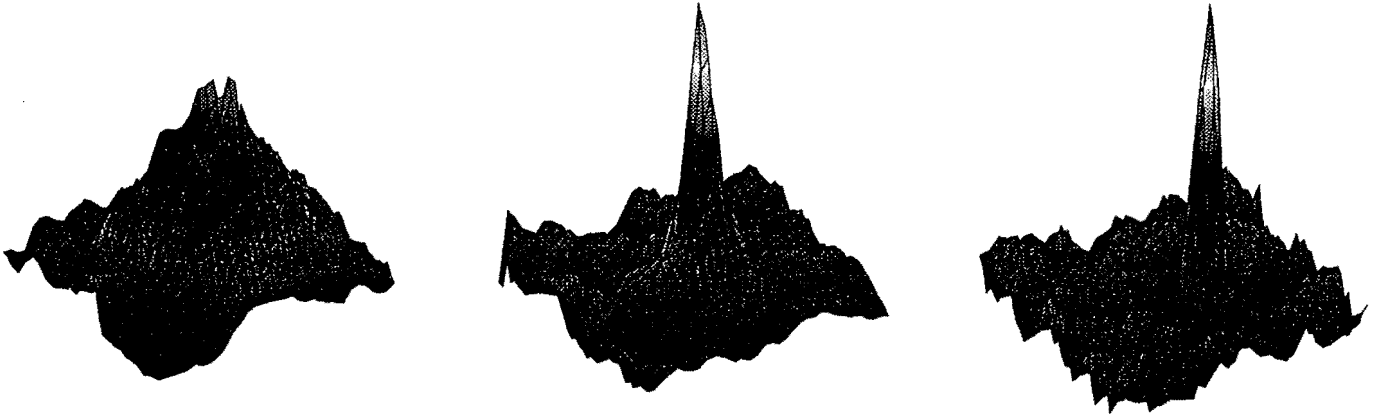


Figure V15: Ces images prises après 15 ms de temps de vol nous montrent l'apparition d'un pic étroit au centre de la distribution de vitesse, correspondant à la formation d'un condensat de Bose-Einstein. Une mesure de temps de vol nous donne accès à la valeur du paramètre de dégénérescence. On trouve : (a) $n_0\Lambda^3 = 0.2$ (b) $n_0\Lambda^3 = 1$ (c) $n_0\Lambda^3 = 1000$.

A cause de son isotropie, notre configuration de champ magnétique après décompression ne permet pas d'observer d'anisotropie du temps de vol, signe caractéristique de la condensation

de Bose-Einstein.

Le seuil de condensation est atteint avec $N = 5 \times 10^6$ atomes à une température $T \simeq 110$ nK. Cette valeur est en accord raisonnable avec la valeur théorique :

$$T_c = \frac{h\nu_{x,y,z}}{k_B} \left(\frac{N}{1.202} \right)^{1/3} \simeq 150 \text{ nK} \quad (\text{V.21})$$

En poursuivant l'évaporation, on obtient un condensat pur contenant quelques 10^5 atomes.

Nous avons ensuite fait de nombreux tests de reproductibilité. Nous nous sommes rendus compte qu'il était nécessaire d'atteindre un régime stationnaire. En effet, après une pause de plusieurs minutes, on observe des fluctuations du nombre d'atomes qui peuvent atteindre un facteur 2 à 3. Il suffit alors de répéter quelques cycles pour retrouver le même point de fonctionnement. L'automatisation de l'expérience par un ordinateur permettant de piloter les différents éléments et gérer la prise de données sans interruption nous paraît donc une condition nécessaire à la réalisation de mesures précises avec le condensat.

En ce qui concerne la stabilité à long terme, nous avons vérifié que d'un jour à l'autre, on obtient des résultats identiques avec la même rampe d'évaporation.

V3.5. Conclusion

Si ces premiers signaux nous ont permis de mettre en évidence la condensation de Bose-Einstein, l'amélioration du système d'imagerie constitue une étape nécessaire pour l'analyse des nuages d'atomes froids. Un travail est en cours pour d'une part augmenter le grandissement et améliorer la résolution dans l'espace objet, d'autre part pour réduire l'amplitude des systèmes de franges qui entâchent les images en absorption.

Notre seconde génération d'électroaimant nous a donc permis d'atteindre la condensation de Bose-Einstein avec un nombre d'atomes comparable à celui obtenu avec un dispositif à bobines, à condition de travailler avec des échantillons de grande pureté. Après cette démonstration de principe, un certain nombre d'améliorations sont à l'étude pour améliorer les performances de notre électroaimant. La réduction du temps de coupure et l'analyse des problèmes de coupure que nous avons rencontrés constitue une première étape. Par ailleurs, la compensation du biais magnétique constitue un enjeu important pour l'avenir. Des résultats encourageants ont récemment été obtenus avec un nouvel électroaimant.

Conclusion générale

L'évaporation forcée par radio-fréquence nous a permis d'atteindre la condensation de Bose-Einstein avec un gaz d'atomes piégés dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ avec une configuration Ioffe-Pritchard présentant un biais magnétique élevé. En revanche, pour des atomes piégés dans $|F = 2, m_F = 2\rangle$ avec des conditions similaires, cette méthode n'a pas permis de diminuer la température en dessous de quelques dizaines de μK . Nous attribuons ce phénomène à une levée de dégénérescence des fréquences de transition entre sous-niveaux Zeeman adjacents causée par l'effet Zeeman quadratique. La pertinence de cette interprétation a pu être vérifiée à l'aide d'une expérience d'évaporation à couteau fixe. Des calculs plus complets, tenant compte des différents processus de collisions sont nécessaires pour une compréhension quantitative de nos observations. Cette limitation intervient également pour les autres alcalins. En particulier, pour des atomes comme le lithium ou le potassium qui présentent des écarts entre sous-niveaux hyperfins faibles ($\frac{\omega_{\text{HF}}}{2\pi} = 0.8 \text{ GHz}$ pour l'isotope 7 du lithium, $\frac{\omega_{\text{HF}}}{2\pi} = 0.25 \text{ GHz}$ pour l'isotope 41 du potassium), on s'attend à l'observation d'effets similaires à ceux que nous avons observé avec un biais magnétique de quelques Gauss seulement. Par exemple, pour une température de transition $T_C \simeq 500 \text{ nK}$ et un paramètre de troncature $\eta \simeq 6$, on s'attend à ce que l'effet Zeeman quadratique devienne un problème lorsque le biais magnétique vérifie la condition $\mu_B B_0^C \cdot \frac{\mu_B B_0^C}{\hbar \omega_{\text{HF}}} \simeq \eta k_B T_C$. On en déduit la valeur de B_0^C pour les différents alcalins :

Atome	B_0^C en Gauss
^7Li	5
^{23}Na	7
^{41}K	2.5
^{87}Rb	15
^{133}Cs	16

(V.22)

Pour la plupart des dispositifs utilisant un potentiel de type Ioffe-Pritchard, le biais magnétique est de l'ordre de 1 Gauss, et l'effet Zeeman quadratique n'est pas un problème²³. En revanche, avec un piège TOP, le biais magnétique peut atteindre plusieurs Gauss et s'approcher de B_0^C . Pour s'affranchir de cette limitation, plusieurs solutions sont envisageables. On peut penser à utiliser deux couteaux RF permettant d'effectuer un couplage $m_F = 1 \rightarrow m_F = 0$ et $m_F = 0 \rightarrow m_F = -1$, tandis qu'une rampe de fréquence évacue les atomes chauds de $m_F = 2$.

²³ Notons que cette analyse ne s'applique pas aux expériences de refroidissement évaporatif menées à Rice University [10], pour lesquelles le biais magnétique est suffisamment élevé pour être dans le régime de Paschen-Back.

Une autre solution consiste à utiliser une rampe RF autour de 6.8 GHz permettant de coupler directement le niveau piégeant $|F = 2, m_F = 2\rangle$ et le niveau anti-piégeant $|F = 1, m_F = 1\rangle$.

Par ailleurs, nous avons validé l'utilisation des matériaux ferromagnétiques pour la condensation de Bose-Einstein. D'une part, elle simplifie considérablement les problèmes technologiques car la puissance dissipée par effet Joule est faible (100 W). D'autre part, notre électroaimant, à la différence de la plupart des dispositifs expérimentaux actuels, permet de concilier fort pouvoir de confinement et biais magnétique élevé. Ainsi, il est particulièrement bien adapté au refroidissement évaporatif en champ magnétique élevé et peut être utilisé pour l'étude des résonances de Feshbach, ou dans des situations où il est impératif de séparer fortement les niveaux d'énergie.

Nous travaillons au développement d'une troisième génération d'électroaimant présentant des performances nettement améliorées : réduction de la puissance dissipée par effet Joule, diminution du temps de coupure. Une nouvelle structure de pôles est également à l'étude, qui devrait permettre de concilier la génération d'un fort champ quadrupolaire et la compensation du biais magnétique. Ces améliorations devraient nous permettre d'obtenir des performances intéressantes pour la condensation de Bose-Einstein. Premièrement, grâce au fort pouvoir de confinement, nous attendons des taux de collisions élastiques dépassant 100 s^{-1} après compression adiabatique. Avec de telles conditions initiales, le programme de simulation de refroidissement évaporatif présenté à l'annexe V-A prévoit d'atteindre le seuil de condensation en quelques secondes avec une faible pertes d'atomes (< 100). Notons cependant que les pertes apparaissant à très haute densité risquent de limiter l'efficacité du refroidissement évaporatif en fin de rampe. Un autre aspect intéressant de la valeur élevée du gradient quadrupolaire est qu'elle nous donne accès à la génération de potentiels très anisotropes ($\frac{\omega_{\text{radial}}}{\omega_{\text{longitudinal}}} > 300$), ce qui devrait faciliter l'observation des effets thermodynamiques de condensation à 1 dimension [103]. Nous avons donc de bonnes raisons de penser que l'utilisation des matériaux ferromagnétiques jouera un rôle important pour l'étude et la production de condensats de Bose-Einstein.

Annexe V-A

Modélisation du refroidissement évaporatif

Avec ce modèle, nous avons cherché à développer un outil simple nous permettant d'étudier l'influence des paramètres de la rampe d'évaporation et de comparer les résultats obtenus aux observations expérimentales. Avec le nombre croissant d'expériences de condensation de Bose-Einstein, l'étude théorique du refroidissement évaporatif a donné lieu à une activité intense au cours de ces dernières années. Ainsi, plusieurs modèles ont été proposés pour décrire le comportement du gaz au cours de refroidissement :

- Une résolution numérique de l'équation de Boltzmann a permis au groupe de J. Walraven [96] de vérifier que la distribution d'énergie dans un potentiel tronqué était proche d'une distribution de Maxwell-Boltzmann tronquée. A partir de ce résultat, il est possible d'établir une série d'expressions analytiques permettant de décrire les caractéristiques du gaz. Cette hypothèse permet de décrire en bonne approximation le refroidissement puisque, comme signalé dans [97], elle ne conduit qu'à une très légère surestimation de l'efficacité de l'évaporation, de l'ordre de quelques %.
- La méthode utilisée par le groupe de W. Ketterle [98] consiste à approximer le processus de refroidissement par une suite discrète de troncature du potentiel puis rethermalisation du gaz. Cette approche permet d'obtenir des expressions analytiques simples et constitue une bonne approche qualitative du problème. Si les vertus pédagogiques de ce modèle sont indéniables, les résultats obtenus sont peu fiables du point de vue quantitatif.
- Une troisième approche consiste à mettre en oeuvre une simulation Monte Carlo numérique. La solution proposée par Wu [99] repose sur l'implémentation d'un algorithme développé par Bird pour décrire la dynamique d'un gaz dans le régime moléculaire. En analysant le mouvement de chaque particule du gaz, elle permet une description complète du processus d'évaporation et une étude de ses aspects dimensionnels. Cependant, son utilisation pour un système à grand nombre de particules requiert un temps de calcul important. Elle est par conséquent mal adaptée à l'étude de cas expérimentaux.

Enfin, signalons que l'étude du refroidissement évaporatif dans les pièges en loi de puissance $U(r) \propto r^{3/\delta}$ a fait l'objet d'une étude approfondie dans [100].

Nous avons souhaité développer un outil simple et facile d'utilisation permettant de décrire en bonne approximation l'évolution des paramètres caractéristiques du gaz au cours du refroidisse-

ment. Nous avons donc repris les résultats de [100] et les avons adaptés au cas du potentiel utilisé dans [96], qui constitue une bonne approximation du potentiel de type Ioffe-Pritchard.

Nous commencerons par décrire notre modèle puis présenterons les étapes du calcul permettant d'aboutir aux équations différentielles d'évolution des grandeurs physiques intéressantes. La présentation de l'algorithme de calcul fera l'objet de la seconde partie. Nous la terminerons par une comparaison entre un calcul analytique et les résultats de notre simulation pour un refroidissement à η constant, puis par une confrontation avec l'expérience.

I. Description du modèle

I.1 Présentation générale

a) Système étudié - Approximations

Considérons un système de N bosons identiques piégés dans un potentiel $U(\mathbf{r})$. Nous supposons le spectre de l'hamiltonien du système continu. A cause de la faible énergie des particules, les collisions entre deux atomes se font uniquement dans l'onde s et sont entièrement décrites par la longueur de diffusion. La section efficace de collisions élastiques s'écrit alors : $\sigma = 8\pi a^2$, nous la supposons indépendante de la température²⁴. Parmi les différents processus de pertes, nous ne tiendrons compte que des collisions avec le gaz résiduel, auxquelles est associée la durée de vie τ . Les processus de recombinaison à 3 corps n'interviennent que pour des densités supérieures à 10^{14} cm^{-3} . Ils sont donc négligeables au début de la rampe d'évaporation. De la même façon, la relaxation dipolaire joue un rôle secondaire à faible densité.

Nous ne tiendrons pas non plus compte des différents mécanismes de chauffage : techniques (fluctuations du potentiel magnétique), collisions longue distance non expulsantes avec les atomes du gaz résiduel, collisions inélastiques...

b) Potentiel de piégeage

Nous considérons un gaz d'atomes piégés dans une configuration Ioffe-Pritchard pour lequel le module du champ magnétique s'écrit :

$$|\mathbf{B}(\mathbf{r})| = \sqrt{\left(B_0 + B''z^2 - \frac{B''}{2}(x^2 + y^2)\right)^2 + B'^2(x^2 + y^2)} \quad (\text{V.23})$$

On en déduit le potentiel magnétique que l'on choisit nul à l'origine

$$U(\mathbf{r}) = g_F m_F \mu_B (|\mathbf{B}(\mathbf{r})| - B_0) \quad (\text{V.24})$$

²⁴ Cette hypothèse est bien vérifiée pour un gaz de ^{87}Rb de température inférieure à quelques centaines de μK [101]

Le calcul de la densité d'état à partir de l'expression exacte (V.23) du potentiel vu par les atomes n'aboutit pas à un résultat analytique. On introduit donc une expression approchée :

$$U(\mathbf{r}) = \sqrt{(u_0 + u_1 z^2)^2 + u_2^2 (x^2 + y^2)} - u_0 \quad (\text{V.25a})$$

avec

$$u_0 = g_F m_F \mu_B B_0 \quad (\text{V.26})$$

$$u_1 = g_F m_F \mu_B B'' \quad (\text{V.27})$$

$$u_2 = g_F m_F \mu_B \sqrt{B'^2 - B_0 B''} \quad (\text{V.28})$$

qui décrit en bonne approximation la configuration Ioffe-Pritchard et permet d'obtenir une expression analytique de la densité d'état. Rappelons que, suivant l'extension du nuage et les paramètres du piège, les atomes voient un potentiel harmonique suivant les 3 dimensions ou semi-linéaire. Pour caractériser la forme du potentiel, on introduit le paramètre :

$$u = \frac{u_0}{k_B T} \quad (\text{V.29})$$

On voit sur (V.25a) que si $u \gg 1$, le potentiel est harmonique : $\delta = 3/2$. Dans l'autre cas limite $u \ll 1$, le potentiel est semi linéaire : $\delta = 5/2$. L'étude de ces cas limites sera très utile pour vérifier l'exactitude des expressions obtenues avec le potentiel (V.25a).

c) Gaz en quasi-équilibre

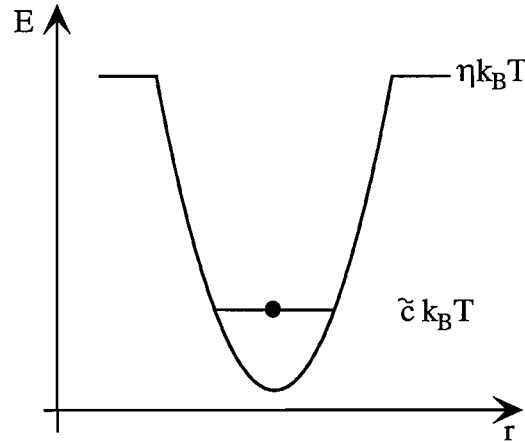


Figure V16: Troncature du potentiel de piégeage

Dans le cas d'un mouvement suffisamment ergodique, on peut montrer [96] que la distribution d'énergie est très proche d'une distribution de Boltzmann tronquée :

$$p(E) = n_0 \Lambda^3 \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) H(\eta k_B T - E) \quad (\text{V.30})$$

où H désigne la fonction de Heaviside (égale à 1 si $E < \eta k_B T$, nulle sinon). En toute rigueur, cet état ne correspond pas à un état d'équilibre car la température et le nombre d'atomes du système varient au cours du temps. Cependant, dans le cas où $\eta \gg 1$, le temps caractéristique d'évolution de la température τ_{ev} est grand devant le temps de thermalisation. On peut donc considérer qu'à une échelle de temps courte devant τ_{cl} , le système atteint un état d'équilibre : on parle de *quasi-équilibre*.

I.2 Etude du gaz d'atomes piégés

Nous présentons dans ce paragraphe, les principales équations permettant de relier les grandeurs caractéristiques du gaz piégé aux paramètres du piège. Ces expressions ont été établies avec les mêmes procédures de calcul que pour les pièges en loi de puissance dans [100]. Nous nous contenterons donc de donner les résultats sans détailler la démarche permettant de les obtenir.

a) Rappels mathématiques

Les relations que nous présentons dans la suite de l'annexe font appel à quelques fonctions mathématiques spécifiques. Nous aurons notamment besoin de la fonction Gamma :

$$\Gamma(a) = \int_0^\infty x^{a-1} e^{-x} dx \quad (V31)$$

ainsi que de la fonction Gamma incomplète :

$$P(a, \eta) = \frac{\int_0^\eta x^{a-1} e^{-x} dx}{\Gamma(a)} \quad (V32)$$

On peut montrer, après développement et en supposant a entier, que cette fonction prend la forme :

$$P(a, \eta) = 1 - e^{-\eta} \sum_{m=0}^{a-1} \frac{\eta^m}{m!} \quad (V33)$$

Nous introduisons également la fonction :

$$R(a, \eta) = \frac{P(a+1, \eta)}{P(a, \eta)} \quad (V34)$$

b) Propriétés de quasi-équilibre

Pour caractériser la distribution des niveaux d'énergie, on introduit la densité d'état $\rho(\varepsilon)$. La quantité $\rho(\varepsilon)d\varepsilon$ nous donne le nombre d'états d'énergie comprise entre ε et $\varepsilon + d\varepsilon$. Pour le potentiel que nous avons choisi, la densité d'état prend la forme :

$$\rho(\varepsilon) = A_{IQ}(\varepsilon^3 + 2u_0\varepsilon^2)H(\eta k_B T - \varepsilon) \quad (V35)$$

avec

$$A_{IQ} = \frac{(2m\pi^2)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3 2u_1^2 \sqrt{u_2}} \quad (V36)$$

Il est intéressant de définir la fonction de partition $\zeta(\eta)$ définie par :

$$\zeta(\eta) = \int_0^\infty \rho(\varepsilon) e^{-\varepsilon/k_B T} d\varepsilon \quad (\text{V.37})$$

Elle nous permet de relier le nombre d'atomes piégés à la densité au centre de l'échantillon par la relation :

$$N = n_0 \Lambda^3 \zeta(\eta) \quad (\text{V.38})$$

Avec le potentiel considéré, elle s'écrit :

$$\zeta(\eta) = \zeta_\infty^0 \left[P(4, \eta) + \frac{2}{3} u P(3, \eta) \right] \quad (\text{V.39})$$

avec

$$\zeta_\infty^0 = 6 A_{IQ} (k_B T)^4 \quad (\text{V.40})$$

L'énergie interne du gaz piégé prend la forme :

$$E = N \tilde{c} k_B T \quad (\text{V.41})$$

avec

$$\tilde{c} = \frac{12P(5, \eta) + 6uP(4, \eta)}{3P(4, \eta) + 2uP(3, \eta)} \quad (\text{V.42})$$

On voit sur (V.41) que la quantité $\tilde{c} k_B T$ représente l'énergie moyenne par particule. Notons qu'en faisant tendre u vers 0 ou vers ∞ , on retrouve les expressions établies dans [100] pour les pièges en loi de puissance.

c) Etude du processus d'évaporation

On cherche à calculer le nombre de particules évaporées ainsi que la quantité d'énergie perdue par unité de temps. A partir de l'équation cinétique, on peut montrer que le taux de particules évaporées s'écrit :

$$\left(\frac{dN}{dt} \right)_{\text{evap}} = -\Gamma_{\text{ev}} N \quad (\text{V.43})$$

avec

$$\Gamma_{\text{ev}} = n_0 \sigma v e^{-\eta} \frac{-5P(5, \eta) + (\eta - \frac{8u}{3})P(4, \eta) + \frac{2u}{3}\eta P(3, \eta)}{P(4, \eta) + \frac{2}{3}uP(3, \eta)} \quad (\text{V.44})$$

où $v = \sqrt{\frac{8k_B T}{m\pi}}$ représente la vitesse thermique moyenne. La quantité d'énergie évacuée par unité de temps s'écrit alors :

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{evap}} = -\Gamma_{\text{ev}} \left(\frac{\eta + \tilde{\kappa}}{\tilde{c}} \right) E \quad (\text{V.45})$$

avec

$$\tilde{\kappa} = 1 - \frac{P(6, \eta) + \frac{2u}{3}P(5, \eta)}{-5P(5, \eta) + (\eta - \frac{8u}{3})P(4, \eta) + \frac{2u}{3}\eta P(3, \eta)} \quad (\text{V.46})$$

L'énergie moyenne des particules évaporées est égale à $(\eta + \tilde{\kappa}) k_B T$. La quantité $\tilde{\kappa} k_B T$ représente donc l'excédent d'énergie par rapport au seuil des particules évaporées.

d) Déversement

Au cours du processus d'évaporation, on abaisse le seuil ε_t au fur et à mesure que la température décroît. Une fraction de la population atomique, d'énergie voisine de ε_t est donc évaporée. Ces pertes de déversement ("spilling" en anglais) ne sont pas prises en compte dans le calcul du taux d'évaporation au paragraphe précédent. Il est donc nécessaire de les prendre en compte séparément. Pendant dt le seuil diminue d'une quantité $d\varepsilon_t = \dot{\varepsilon}_t dt$. Les atomes d'énergie comprise entre ε_t et $\varepsilon_t - d\varepsilon_t$ sont donc déversés, on en déduit le taux de pertes par déversement :

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{dev}} = N \tilde{\xi} \frac{\dot{\varepsilon}_t}{\varepsilon_t} \quad (\text{V.47})$$

avec

$$\tilde{\xi} = \frac{4[P(4, \eta) - P(5, \eta)] + 2u[P(3, \eta) - P(4, \eta)]}{P(4, \eta) + \frac{2}{3}uP(3, \eta)} \quad (\text{V.48})$$

La quantité d'énergie évacuée par ces atomes déversés s'obtient en écrivant que l'énergie évacuée par particule est égale à ε_t , on en déduit :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{dev}} = \varepsilon_t \cdot \left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{dev}} \quad (\text{V.49})$$

$$= \frac{\dot{\varepsilon}_t}{\varepsilon_t} \eta \tilde{\xi} \frac{E}{c} \quad (\text{V.50})$$

Ce déversement contribue lui aussi à l'abaissement de la température du gaz piégé puisque l'énergie évacuée par particule est supérieure à l'énergie moyenne par particule.

e) Collisions avec le gaz résiduel

Les collisions avec le gaz résiduel provoquent une diminution du nombre d'atomes avec un taux :

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{pertes}} = -\Gamma_{\text{pertes}} N \quad (\text{V.51})$$

Comme ces collisions ne sont pas sélectives en énergie, l'énergie perdue par particule est égale à l'énergie moyenne. On en déduit la quantité d'énergie évacuée par unité de temps par ce processus :

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{pertes}} = -\Gamma_{\text{pertes}} N \tilde{c} k_B T = -\Gamma_{\text{pertes}} E \quad (\text{V.52})$$

I.3 Equations différentielles d'évolution

a) Nombre d'atomes

L'évolution du nombre d'atomes s'obtient par sommation des différents processus de pertes :

$$\frac{dN}{dt} = \left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{pertes}} + \left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{evap}} + \left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{dev}} \quad (\text{V.53})$$

$$= -\Gamma_{\text{pertes}} N - \Gamma_{\text{ev}} N + \tilde{\xi} \frac{\dot{\epsilon}_t}{\epsilon_t} N \quad (\text{V.54})$$

b) Température

L'équation d'évolution de l'énergie s'écrit :

$$\frac{dE}{dt} = \left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{pertes}} + \left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{evap}} + \left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{dev}} \quad (\text{V.55})$$

$$= -\Gamma_{\text{pertes}} E - \Gamma_{\text{ev}} \left(\frac{\eta + \tilde{\kappa}}{\tilde{c}} \right) E + \frac{\dot{\epsilon}_t}{\epsilon_t} \eta \tilde{\xi} \frac{E}{\tilde{c}} \quad (\text{V.56})$$

On cherche à obtenir un système d'équations nous permettant de décrire l'évolution de la température du gaz en fonction du temps. Une différentielle logarithmique de la relation (V.41) nous donne :

$$\frac{\dot{E}}{E} = \frac{\dot{N}}{N} + \frac{\dot{T}}{T} + \frac{\dot{\tilde{c}}}{\tilde{c}} \quad (\text{V.57})$$

Après calcul des différents termes, on obtient :

$$\frac{\dot{T}}{T} = \frac{-\Gamma_{\text{ev}} \left(\frac{\eta + \tilde{\kappa} - \tilde{c}}{\tilde{c}} \right) + \frac{\dot{\epsilon}_t}{\epsilon_t} \left[\left(\frac{\eta - \tilde{c}}{\tilde{c}} \right) \tilde{\xi} - c_1 \right]}{1 - c_2} \quad (\text{V.58})$$

avec

$$c_1 = \frac{60[P(5,\eta) - P(6,\eta)] + 24u[P(4,\eta) - P(5,\eta)]}{12P(5,\eta) + 6uP(4,\eta)} - \frac{12[P(4,\eta) - P(5,\eta)] + 6u[P(3,\eta) - P(4,\eta)]}{3P(4,\eta) + 2uP(3,\eta)} \quad (\text{V.59})$$

$$c_2 = \frac{60[P(5,\eta) - P(6,\eta)] + 6uP(4,\eta) + 24u[P(4,\eta) - P(5,\eta)]}{12P(5,\eta) + 6uP(4,\eta)} - \frac{12[P(4,\eta) - P(5,\eta)] + 2uP(3,\eta) + 6u[P(3,\eta) - P(4,\eta)]}{3P(4,\eta) + 2uP(3,\eta)} \quad (\text{V.60})$$

c) Conclusion

Le comportement du gaz piégé est donc complètement décrit par un système non linéaire d'équations différentielles couplées :

$$\frac{\dot{N}}{N} = -\Gamma_{\text{pertes}} - \Gamma_{\text{ev}} + \tilde{\xi} \frac{\dot{\epsilon}_t}{\epsilon_t} \quad (\text{V.61})$$

$$\frac{\dot{T}}{T} = \frac{-\Gamma_{\text{ev}} \left(\frac{\eta + \tilde{\kappa} - \tilde{c}}{\tilde{c}} \right) + \frac{\dot{\epsilon}_t}{\epsilon_t} \left[\left(\frac{\eta - \tilde{c}}{\tilde{c}} \right) \tilde{\xi} - c_1 \right]}{1 - c_2} \quad (\text{V.62})$$

Dans le cas général, ce système d'équations différentielles ne présente pas de solution analytique. Il est donc nécessaire de faire appel à des techniques de résolution numérique pour obtenir l'évolution de la température et du nombre d'atomes au cours du refroidissement.

II. Présentation du logiciel de simulation

II.1 Présentation générale

La première étape pour l'utilisateur consiste à déterminer les caractéristiques de l'échantillon atomique au début de la rampe d'évaporation. A partir de la densité, des tailles de l'échantillon et du potentiel magnétique (courbures, biais magnétique), le programme calcule le nombre d'atomes, la température ainsi que le taux de collisions élastiques. L'utilisateur choisit ensuite les caractéristiques de la rampe d'évaporation : valeur initiale et forme de la rampe. Après lui avoir communiqué la durée de vie, le programme dispose de toutes les données pour déterminer l'évolution des paramètres en fonction du temps.

II.2 Résolution numérique des équations différentielles d'évolution

La résolution du système d'équations différentielles repose sur un algorithme Runge-Kutta d'ordre 2 [102]. A partir de la valeur des paramètres à un instant t : $T(t)$ et $N(t)$ et des équations (V.61), on calcule les variations ΔT et ΔN après un temps Δt :

$$\Delta T = \dot{T}(t)\Delta t \quad (\text{V.63})$$

$$\Delta N = \dot{N}(t)\Delta t \quad (\text{V.64})$$

Les variations $\Delta T/2$ et $\Delta N/2$ sont ensuite utilisées pour déterminer la valeur des différents paramètres à l'instant $t + \Delta t/2$. On commence par calculer la nouvelle valeur de $\eta = \frac{\epsilon_1(t+\Delta t/2)}{k_B(T+\Delta T/2)}$ et de la longueur d'onde de de Broglie thermique $\Lambda = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B(T+\Delta T/2)}}$. Ceci permet de calculer la densité $n_0 = \frac{N+\Delta N/2}{\Lambda^3\zeta(\eta)}$. On dispose alors de tous les éléments pour caractériser l'évaporation. On en déduit les valeurs de la température et du nombre d'atomes à la fin de la procédure d'incrément de pas Δt :

$$T(t + \Delta t) = T(t) + \Delta T \quad \text{avec } \Delta T = \dot{T}(t + \Delta t/2)\Delta t \quad (\text{V.65})$$

$$N(t + \Delta t) = N(t) + \Delta N \quad \text{avec } \Delta N = \dot{N}(t + \Delta t/2)\Delta t \quad (\text{V.66})$$

Le pas Δt de la procédure d'incrément est choisi de façon à ce que la variation relative du nombre d'atomes au cours du calcul soit faible : $\Delta N/N \ll 1$. On choisit typiquement $\Delta N/N = 1/1000$.

II.3 Vérification

a) Comparaison avec le calcul analytique

Afin de vérifier le bon fonctionnement du code de calcul, nous l'avons utilisé pour déterminer l'évolution des paramètres au cours d'un refroidissement à η constant dans un piège harmonique. Les résultats obtenus ont ensuite été confrontés au calcul analytique effectué dans [100]. Nous avons donc adapté la procédure de calcul au cas d'un refroidissement à η constant. La variation

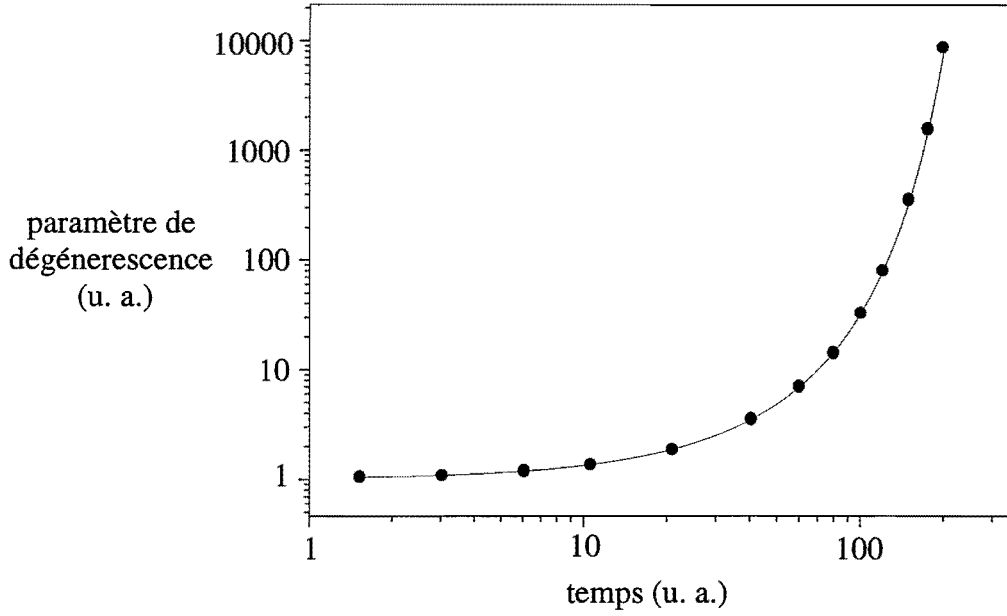


Figure V17: Evolution du paramètre de dégénérescence au cours d'un refroidissement à $\eta = 6$. Le résultat de la simulation numérique (cercles) est en bon accord avec le calcul analytique (trait plein).

du seuil ε_t est déterminée par la relation :

$$\frac{\dot{\varepsilon}_t}{\varepsilon_t} = \frac{\dot{T}}{T} \quad (\text{V.67})$$

En combinant la relation précédente avec l'équation (V.61), on obtient :

$$\frac{\dot{T}}{T} = \frac{-\Gamma_{\text{ev}} \left(\frac{\eta + \tilde{\kappa} - \tilde{c}}{\tilde{c}} \right)}{1 + c_1 - c_2 + \tilde{\xi} \left(1 - \frac{\eta}{\tilde{c}} \right)} \quad (\text{V.68})$$

Il suffit ensuite de choisir les paramètres du piège magnétique pour vérifier la condition $u \gg 1$. Ceci permet de s'assurer que le potentiel de piégeage est bien harmonique. Dans ces conditions, la variation de la température et du nombre d'atomes peuvent être déterminées analytiquement. En exprimant le temps t en unités de $\tau_0 = 1/\Gamma_{\text{el}}(t=0)$, on montre que :

$$N(t) \propto \frac{e^{-rt}}{\left[1 - B(1 - e^{-rt}) \frac{\beta - 1}{r} \right]^{\frac{\beta}{\beta - 1}}} \quad (\text{V.69})$$

$$T(t) \propto \left[1 - B(1 - e^{-rt}) \frac{\beta - 1}{r} \right]^{\frac{2}{\beta - 1}} \quad (\text{V.70})$$

où B et β sont des fonctions complexes de η , et $r = \Gamma_{\text{pertes}}/\Gamma_{\text{el}}(t=0)$.

La figure V.17 nous montre une comparaison entre les résultats du calcul numérique et du calcul analytique. La différence entre les résultats en fin de rampe, inférieure au %, peut être réduite en diminuant le pas d'incrément et en augmentant la valeur de u .

b) Comparaison avec l'expérience

Pour valider notre logiciel de simulation, nous avons confronté les résultats obtenus à une expérience de refroidissement évaporatif d'atomes piégés dans $|F = 2, m_F = 2\rangle$. Nous nous sommes contentés de comparer théorie et expérience au cours des 10 premières secondes du refroidissement, pour lesquelles le processus d'évaporation n'est pas trop affecté par l'effet Zeeman quadratique.

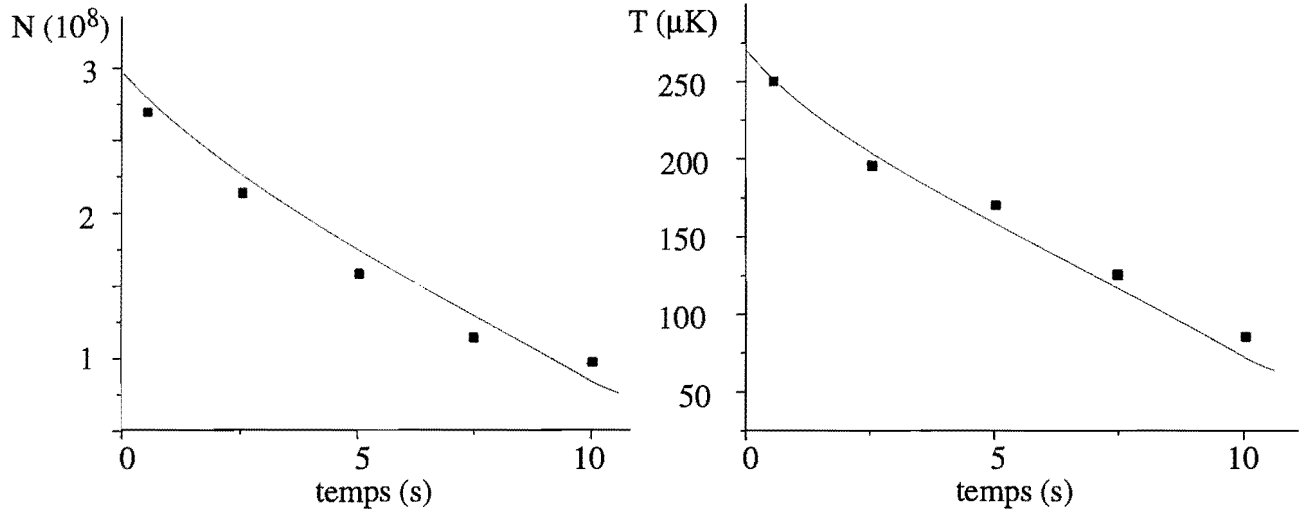


Figure V.18: Evolution du nombre d'atomes et de la température d'un nuage d'atomes piégés dans $|F = 2, m_F = 2\rangle$ au cours d'une rampe d'évaporation (la fréquence varie linéairement de 125 à 110 MHz en 10 s, $B_0 = 152$ Gauss). La simulation (en traits pleins) est en bon accord avec les points expérimentaux.

Nous voyons sur la figure V.18 que la simulation est en bon accord avec l'expérience. Il serait intéressant d'effectuer une comparaison similaire sur une gamme de température plus importante (300 μ K-submicroK), dans des cas où l'effet Zeeman quadratique n'affecte pas le processus d'évaporation (atomes piégés dans $|F = 1, m_F = -1\rangle$ ou évaporation en champ faible).

Annexe V-B

Spectroscopie des réseaux d'atomes froids par corrélations d'intensité sélectives en polarisation

Atomic Transport in an Optical Lattice : An Investigation
Through Polarization-Selective Intensity Correlations

C. Jurczak, B. Desruelle, K. Sengstock, J.-Y. Courtois, C. I. Westbrook, and A. Aspect
Physical Review Letters
Volume 77, Numéro 9, pages 1727-1730 (1996)

Atomic Transport in an Optical Lattice: An Investigation through Polarization-Selective Intensity Correlations

C. Jurczak, B. Desruelle, K. Sengstock,* J.-Y. Courtois, C. I. Westbrook, and A. Aspect

Institut d'Optique, URA 14 du CNRS, BP 147, F-91403 Orsay Cedex, France

(Received 25 April 1996)

We present an experimental investigation of the local dynamics and spatial diffusion of atoms in a rubidium optical lattice using polarization-selective intensity correlation spectroscopy in both the time and frequency domains. Autocorrelations of the circularly polarized components of the fluorescence light are shown to give access to the atomic dynamics in a single optical potential well. By contrast, cross correlations between opposite circular components of the scattered light provide information about atomic transport in the lattice through escape and recapture between neighbor potential wells. [S0031-9007(96)01042-3]

PACS numbers: 32.80.Pj, 33.15.Vb, 42.50.Vk

The transport properties of microscopic particles immersed in a surrounding medium are extremely diverse. Depending on the detailed characteristics of their coupling with the environment, their motion can take the form of free propagation, ballistic movement, oscillations, viscous damping, Brownian motion, Lévy flights, etc. Past advances in probability theory and statistical physics allow one to connect the associated particle transport properties to macroscopic quantities accessible to experiments. Such quantities can be investigated through a variety of techniques, among which intensity correlation spectroscopy [1–3] plays an important role for several reasons. It is a noninvasive *in situ* technique that is sensitive to time correlations in the position of individual scattering particles and, consequently, to their microscopic motion. Unlike traditional imaging methods consisting of monitoring the extension of an initially well localized ensemble of particles [4], it can be employed reliably in systems of large size or exhibiting a very slow or complex dynamics, and is much less sensitive to the preparation of the initial particle sample. In the situations where the motion of particles is correlated with a change in their optical properties and/or in the local polarization of light, polarization-selective intensity correlation spectroscopy can, moreover, give access to otherwise unavailable information through the polarization of the scattered light.

These characteristics are of particular value for the investigation of the transport properties of atoms in optical lattices [5], which remain one of the most poorly studied features of this medium although some unusual characteristics have been predicted and observed [6]. Optical lattices are periodic structures of micron-sized potential wells induced by the light shift of the atomic sublevels in a standing wave exhibiting a gradient of polarization. In the most studied situation [5], the light polarization is alternately σ^+ and σ^- at the bottom of adjacent potential wells where atoms accumulate as a result of Sisyphus cooling [7]. According to the standard representation of this cooling mechanism, atomic transport in optical lattices proceeds through escape and recapture of atoms from

and by neighbor optical potential sites, which are generally associated with opposite circular polarizations. As a consequence, it is appealing to try and trace atomic jumps between potential wells through intensity correlations between cross-circular polarizations of the light scattered by the atoms. In this Letter, we present the results of such an experimental investigation in rubidium using polarization-selective intensity correlation spectroscopy in the time and frequency domains. We consider, on the one hand, autocorrelation spectra of the σ^+ or σ^- light intensity, which essentially provide information about atoms localized in a well-defined potential well. In particular, we have access to the escape rate of atoms from a potential well and to the details of the vibrational motion of atoms at the bottom of the wells. In the time domain, the damped oscillatory motion can be directly visualized, and different dynamics can be clearly attributed to localized and delocalized atoms. On the other hand, we also consider cross-correlation spectra between the σ^+ and σ^- light components, which are shown to display a narrow feature giving access to the transport rate between σ^+ and σ^- wells, hence providing information about spatial diffusion in the lattice.

We consider a four-beam $\text{lin} \perp \text{lin}$ optical lattice [5] consisting of two x -polarized beams propagating in the y - z plane, making an angle 2θ , and two y -polarized beams propagating in the x - z plane, making the same angle (Fig. 1). Such lattices have been recently investigated using various experimental methods such as pump-probe spectroscopy [8], heterodyne fluorescence measurements [9], or spontaneous Bragg scattering [10]. These techniques have already revealed a number of features: oscillating motion of the atoms in the optical potential wells, Lamb-Dicke narrowing of the vibrational lines due to strong spatial confinement of the atoms at the bottom of the wells [11], occurrence of very long evolution times in the atomic external dynamics, etc.

Our experiment proceeds as follows: Rubidium atoms are cooled and trapped in a low pressure cell by a magneto-optical trap. After a 200 ms loading and cooling

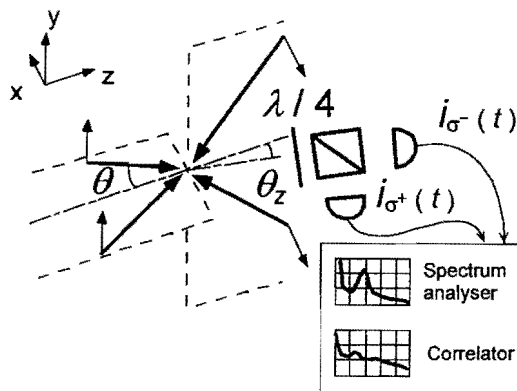


FIG. 1. Field configuration of the lattice and detection setup. Two detectors, sensitive to oppositely circularly polarized scattered light along a single direction θ_z , are located in the x - z plane.

phase, both the inhomogeneous magnetic field and the trapping beams are switched off in less than 1 ms. The lattice beams (typical intensity 1–5 mW/cm²) are then switched on for 5 ms, allowing the atoms to reach their steady state, corresponding to a rms momentum of 10–14 times the one-photon recoil momentum and a density of 2×10^9 cm⁻³ (the filling factor of the lattice is of the order of 10^{-4}). All laser beams are derived from a frequency-stabilized diode laser (jitter <1 MHz) and have a detuning Δ of 5Γ to 10Γ (Γ the natural linewidth of the excited state) to the red side of the $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ component of the D_2 resonance of rubidium. After equilibration, intensity correlations are recorded for 100 ms, during which atom losses remain negligible. The two circularly polarized components of the light scattered in a single spatial mode are separated and directed towards separate detectors. The detectors are avalanche photodiodes and the typical counting rates are 10^5 to 10^6 counts s⁻¹. We checked that, at these count rates, our measurements are shot noise limited [2]. Intensity correlations in the frequency or time domain are recorded using a spectrum analyzer [2] or a digital correlator which measures the normalized intensity correlation function $g^{(2)}(\tau)$ [1]. The measurement cycle is repeated and averaged 10^2 to 10^5 times.

We show in Fig. 2(a) an example of an autocorrelation spectrum of the σ^- light intensity recorded in the x - z plane at a $\theta_z = 10^\circ$ angle with respect to the symmetry axis Oz of a tetrahedron with $\theta = 20^\circ$ (see Fig. 1). Figure 2(a) displays a narrow feature at zero frequency, a broad pedestal, and two sideband resonances labeled Ω_x and Ω_z . These sidebands are centered around the expected positions for the Ω_x and Ω_z vibrational frequencies of the atoms along the x and z axes, respectively, and are associated with spontaneous Raman scattering of the lattice beams by atoms oscillating at the bottom of the optical potential wells. As it is now well known [11], the widths of these resonances are dramatically reduced com-

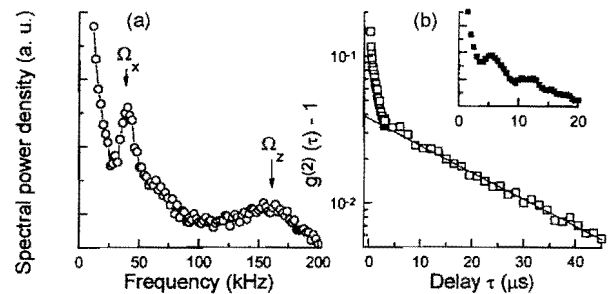


FIG. 2. σ^- intensity autocorrelations in the frequency (a) and the time (b) domains for two different geometries: $\theta = 20^\circ$, $\theta_z = 10^\circ$ (a) and $\theta = 30^\circ$, $\theta_z = 0^\circ$ (b). The inset of (b) shows data taken under the same conditions with a different sampling interval. The autocorrelation spectrum displays two sideband resonances at the vibrational frequencies Ω_x and Ω_z . The time correlation function shows not only the oscillations (inset) but also two exponential time constants.

pared to the typical light scattering rate because of the subwavelength atomic localization (Lamb-Dicke effect).

Much more surprising is the relative width of these resonances [12]. Indeed, the usual estimate of the Raman widths based on the lifetime of the *individual* vibrational levels yields a decreasing function of the vibrational frequency [11], in complete contradiction with the experiment. In fact, such an estimate does not take into account the inhomogeneous broadening of the Raman lines due to the potential anharmonicity. Furthermore, as was recently pointed out by Grynberg and Triché [13], in the limit of small anharmonicity of the optical potential an efficient coherence transfer mechanism [14] may take place and constitute an additional lengthening mechanism for the vibrational coherence lifetime. We attribute the observation of Fig. 2(a) to the fact that, in the limit of small tetrahedron angles, the anharmonicity, i.e., the dependence of the separation of adjacent bound levels on vibrational quantum number, is stronger in the z direction than in the x , y directions. So both the coherence transfer and the reduction of the inhomogeneous broadening contribute to a relative narrowing of the Ω_x line. The study of the relative contributions of both effects is under way and will be published elsewhere.

We complemented the investigation of the oscillatory behavior of the atoms by observing the intensity autocorrelation in the time domain. The inset of Fig. 2(b) displays damped temporal oscillations directly reflecting the relaxation of the vibrational atomic motion under the combined influence of the potential anharmonicity, heating and optical pumping transitions toward adjacent wells.

A broad pedestal is also clearly visible in Fig. 2(a), although its shape is difficult to characterize precisely. It appears much more transparent in the time domain signal of Fig. 2(b), which demonstrates the occurrence of two well-defined time constants in the system dynamics. The short time constant, of the order of $2 \mu\text{s}$, is consistent with the typical light scattering rate by free atoms.

We therefore attribute the pedestal in Fig. 2(a) to light scattering by the small fraction of delocalized atoms flying over the optical potential wells. Because autocorrelations are mainly destroyed by optical pumping transitions of the atoms toward neighbor potential sites, we interpret the long time constant of Fig. 2(b) (approximately 25 μ s) as resulting from initially well-localized atoms escaping from their potential wells through heating and optical pumping. In other words, the width of this resonance is approximately the escape rate of localized atoms from their potential wells [15]. All these interpretations are supported by numerical calculations of the light autocorrelations based on the semiclassical Monte Carlo simulation technique for a $F_g = 1/2 \rightarrow F_e = 3/2$ atomic transition [16,17]. In particular, we checked that deleting the contribution of delocalized atoms results in the disappearance of the short time constant and that the large time constant is approximately equal to the decay time of the atomic internal state autocorrelation function [18].

The time constants we deduced from the autocorrelation signals relate almost exclusively to the dynamics of an atom in one well. This information is also accessible through pump-probe or heterodyne fluorescence spectroscopy. By contrast, $\sigma^+ - \sigma^-$ cross correlations (the σ^+ intensity times the σ^- intensity at a later time) essentially involve atoms initially localized in a σ^+ optical potential well and which are later transferred through optical pumping toward a σ^- potential site. If the atom does not change site, it contributes very little to the cross-correlation signal. Because the potential wells are spatially separated, cross-correlation signals provide new information about atomic transport in the lattice. We show in Fig. 3(a) an example of such a spectrum recorded in a $\theta = 30^\circ$ tetrahedron lattice with a detector aligned along the z axis. One first notes [inset of Fig. 3(a)] that the cross-correlation spectrum displays no vibrational line (this was checked carefully by zooming on the expected frequency domain for the Raman resonances). This observation, together with numerical simulations exhibiting no significant

differences between cross-correlation spectra involving all atoms or restricted to atoms experiencing spin flips, strongly supports the assumption that cross correlations are insensitive to atoms remaining localized in a given potential well.

The only salient feature in the spectrum [Fig. 3(a)] is a narrow peak at zero frequency. As it is transparent in Fig. 3(b), this feature is associated with a single well-defined time constant of the order of 50 μ s [19]. In order to interpret this result, we restrict ourselves for simplicity to the atomic motion along the z axis [20]. One can readily show that the long time behavior of the cross-correlation signal is then simply proportional to $g_{+-}^{(2)}(\tau) - 1 \propto \langle e^{i\delta k[z(t+\tau) - z(t)]} \rangle_{+-}^2$, where the average $\langle \rangle_{+-}$ runs over atoms experiencing a $|g, +F_g\rangle \rightarrow |g, -F_g\rangle$ spin flip between times t and $t + \tau$, and where $\delta k = k(1 - \cos \theta)$ denotes the difference between the z components of the wave vectors of the field scattered in the direction of the detector and of the lattice beams. It thus appears that the cross-correlation signal decreases as a result of atomic transport in the lattice on a spatial scale of the order of $2\pi/\delta k$ [21]. In order to connect the width of the central resonance to a physically more meaningful quantity, we consider a simple random walk model of the atomic position characterized by a spatial diffusion coefficient D_z which yields $g_{+-}^{(2)}(\tau) - 1 \propto e^{-2\delta k^2 D_z \tau}$. Note that the exponential form of the decay indicates a diffusion process. Ballistic motion of a thermal ensemble, for example, would yield a Gaussian decay. We checked in our numerical simulations that D_z , deduced from intensity correlation spectra, was an underestimate of its actual value by a factor of less than 2. We have plotted in Fig. 4 the spatial diffusion coefficient deduced from this model, and the width of the central resonance of Fig. 3(a), as a function of the optical potential depth normalized to the one-photon recoil energy. We note

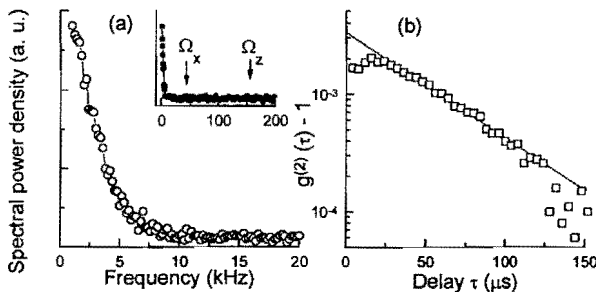


FIG. 3. $\sigma^+ - \sigma^-$ intensity cross correlations in the frequency (a) and the time (b) domains. The cross-correlation function (b) displays a pure exponential decay at long times. Note in the inset the absence of sideband resonance on the spectrum around Ω_x and Ω_z .

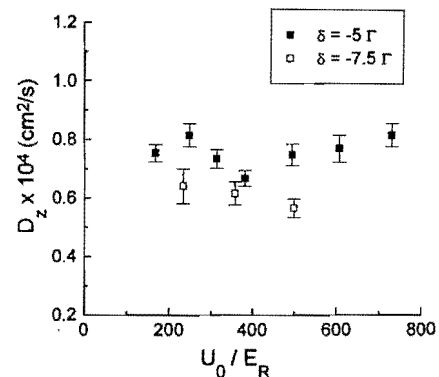


FIG. 4. Diffusion coefficient of the atoms D_z as deduced from the width of the central resonance of the cross-correlation spectrum (see text). We have represented D_z for different values of characteristic parameters of the lattice: the optical potential depth U_0 normalized to the recoil energy E_R and the detuning δ in units of the natural linewidth Γ .

that our typical value for D_z is an order of magnitude smaller than the one measured in optical molasses [4]. Also, the rough independence of D_z on U_0 for our values of the laser parameters is consistent with recent theoretical calculations of such coefficients [6].

Intensity correlation spectroscopy should yield interesting new information in other areas of cold atom physics. Direct applications in optical lattices include the search for anomalous diffusion and escape lines [6], or for density dependent effects [22]. We have obtained preliminary results indicating a significant modification in the spectra for occupation factors of the lattice as small as 10^{-3} . Intensity correlations should also be a sensitive probe of multiple scattering effects [1]. Correlation measurements along Bragg directions should also prove interesting. In this situation, the correlation function is expected to reflect the dynamics of individual atoms so that new quantum antibunching phenomena involving optical pumping or the external atomic dynamics may occur [23]. Finally, intensity correlations may prove interesting for the investigation of quantum statistical effects or the investigation of the recently discovered atomic Bose-Einstein condensates [24].

We are indebted to G. Grynberg for suggesting to us the role of coherence transfer in the width of the Raman resonances and for allowing us computer time for the numerical simulations. We are also grateful to A. Blasco from Malvern Instruments for technical support.

*Permanent address: Institut für Quantenoptik, Universität Hannover, D-30167 Hannover, Germany.

- [1] See, for example, B. Chu, *Laser Light Scattering* (Academic Press, Boston, 1991); G. Maret, in *Mesoscopic Quantum Physics*, edited by E. Akkermans *et al.*, Les Houches Summer School, Session LXI (Elsevier, Amsterdam, 1996).
- [2] C. Jurczak *et al.*, Opt. Commun. **115**, 480 (1995).
- [3] S. Bali *et al.*, Phys. Rev. A **53**, 3469 (1996).
- [4] S. Chu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985); W. Phillips *et al.*, J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1751 (1985); T. W. Hodapp *et al.*, Appl. Phys. B **60**, 135 (1995).
- [5] K. I. Petsas, A. B. Coates, and G. Grynberg, Phys. Rev. A **50**, 5173 (1994).
- [6] S. Marksteiner, K. Ellinger, and P. Zoller, Phys. Rev. A **53**, 3409 (1996); A. Hemmerich, Europhys. Lett. **27**, 427 (1994).
- [7] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989).
- [8] P. Verkerk *et al.*, Europhys. Lett. **26**, 171 (1994).
- [9] W. D. Phillips (private communication).
- [10] G. Birkl *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 2823 (1995); M. Weidemüller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 4583 (1995).
- [11] J.-Y. Courtois and G. Grynberg, Phys. Rev. A **46**, 7060 (1992); P. Verkerk *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 3861 (1992); P. Jessen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 49 (1992).
- [12] Note that this remark also applies to the experiment of Ref. [8].
- [13] G. Grynberg and C. Triché, in "Coherent and Collective Interactions of Particles and Radiation Beams," edited by A. Aspect, W. Barletta, and R. Bonifacio, International School of Physics "Enrico Fermi," CXXXI Course (ETS Editrice, Pisa, to be published).
- [14] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions* (Wiley, New-York, 1992).
- [15] Interwell hops without spin flips also contribute slightly to the width of these resonances.
- [16] Y. Castin *et al.*, in *Light Induced Kinetic Effects on Atoms, Ions and Molecules*, edited by L. Moi *et al.* (ETS Editrice, Pisa, 1991).
- [17] P. Marte *et al.*, Phys. Rev. A **47**, 1378 (1993).
- [18] C. Jurczak and J.-Y. Courtois (to be published).
- [19] The cross-correlation function is expected to be an increasing function of time around $\tau = 0$ although it is only barely visible with our resolution. This effect is characteristic of the polarization configuration and not of the cooling process. It will be discussed in detail in a future article [18].
- [20] This assumption is supported by two-dimensional numerical simulations performed in the x - y and x - z planes. In particular, the reason why the x and y atomic degrees of freedom have a minor influence on the cross-correlation spectrum results from interference between the contributions of different atoms [18].
- [21] The spatial evolution on the smaller scale of $2\pi/k(1 + \cos\theta)$ also enters in $g_{+-}^{(2)}(\tau)$, but this component decays much more rapidly than the one associated with $2\pi/\delta k$.
- [22] G. Hillenbrand, K. Burnett, and C. J. Foot, Phys. Rev. A **52**, 4763 (1995).
- [23] P. Grangier *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57**, 687 (1986).
- [24] M. H. Anderson *et al.*, Science **269**, 198 (1995); C. C. Bradley *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995); K. B. Davis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).

A study of atom localization in an optical lattice
By analysis of the scattered light

C. I. Westbrook, C. Jurczak, G. Birkl, B. Desruelle, W. D. Phillips, and A. Aspect
Journal of Modern Optics
Volume 44, Numéro 10, pages 1837-1851 (1997)

A study of atom localization in an optical lattice by analysis of the scattered light

C. I. WESTBROOK, C. JURCZAK[†], G. BIRKL[‡],
B. DESRUELLE, W. D. PHILLIPS[§] and A. ASPECT

Institut d'Optique, Unité associée au CNRS 14,
BP 147 91403 Orsay Cedex, France

(Received 7 May 1997)

Abstract. We present an experimental study of a four-beam optical lattice using the light scattered by the atoms in the lattice. We use both intensity correlations and observations of the transient behaviour of the scattering when the lattice is suddenly switched on. We compare results for three different configurations of the optical lattice. We create situations in which the Lamb-Dicke effect is negligible and show that, in contrast with what has been stated in some of the literature, the damping rate of the 'coherent' atomic oscillations can be much longer than the inelastic photon scattering rate.

1. Introduction

In the past 5 years, optical lattices have attracted much experimental and theoretical interest [1]. Beginning with studies of the quantized motion of atoms in the submicron-sized potential wells [2, 3], many workers have succeeded in observing a large variety of effects and are now beginning to investigate the transport properties, both classical and quantum in these systems [4-7].

There are several methods of observation of optical lattices, and among them two groups, including ours, recently demonstrated that intensity correlation, a well established technique in other fields [8], can be used to gain information [9, 10]. Although the bulk of our new results has been related to the transport properties of atoms in these lattices (i.e. the motion from well to well) [5], our experiment, like many others, also gives information about the motion of atoms inside the wells. In this paper we shall detail our results on this motion and use our data to confirm recent ideas [11, 12] about the damping mechanisms which affect the motion of atoms inside the lattice potential wells.

A novel feature in our experiment is that we can study the behaviour of atoms in a tetrahedral optical lattice for a large range of beam angles. This feature has already permitted us to study transport by density waves in lattices as a function of

[†] Present address: Laboratoire Kastler Brossel, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France.

[‡] Permanent address: Institut für Quantenoptik, Universität Hannover, Welfengarten 1, 30167 Hannover, Germany.

[§] Permanent address: National Institute for Standards and Technology, PHY A167, Gaithersburg, Maryland 20899, USA.

lattice angle [13]. Here we shall discuss a study of the intrawell dynamics, that is the oscillation of atoms inside a single well as a function of lattice angle.

In addition to the intensity correlation measurements, we have also studied the same dynamics by observing the atomic fluorescence as a function of time after a homogeneous atomic sample is suddenly subjected to an optical lattice. Although not as powerful a method as Bragg scattering for studying the localization of atoms in individual wells, we demonstrate in the appendix that a fairly simple experiment is indeed sensitive to the degree of localization in a single well.

2. Remarks on the theory

In our experiments we used a four-beam optical lattice configuration introduced in [14]. The configuration of laser beams and polarizations is shown in figure 1. We denote by θ the half-angle between the lattice beams in the x - z and y - z planes. The x - z and y - z angles were always the same. The resulting electric field and optical potential have been discussed in detail in [15]. Here we shall simply state the results of this work which are important for our study. For an atom with an $F = 3$ ground state and an $F' = 4$ excited state, Monte Carlo wavefunction simulations [16, 17] have shown that atoms in the lattice are rapidly pumped into the extreme magnetic sublevels $m_F = \pm 3$. Therefore we shall neglect the potentials not corresponding to these two states. The three-dimensional light shift potential for atoms in the $m_F = \pm 3$ state is given by

$$U_{\pm} = -\frac{U_0}{4} \left\{ \frac{29}{28} [\cos^2(k_x x) + \cos^2(k_y y)] \mp \frac{27}{28} [2 \cos(k_x x) \cos(k_y y) \cos(2k_z z)] \right\}, \quad (1)$$

where $k_x = k_y = k \sin \theta$, $k_z = k \cos \theta$, $k = 2\pi/\lambda$ is the wave-vector of the light and U_0 is the light shift at the bottom of the potential well. The numerical factors come from the values of the Clebsch-Gordan coefficients. In the large-detuning limit this light shift is related to the saturation parameter $s_0 = (\Omega_R^2/2)/(\Delta^2 + \Gamma^2/4)$

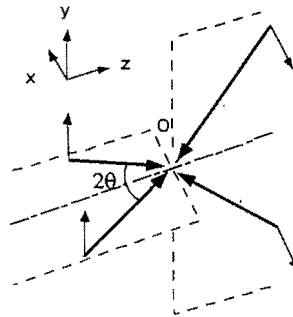


Figure 1. Configuration of laser beams and polarizations used to create the optical lattice used in this experiment. The heavy arrows indicate the beam propagation directions and the fine arrows indicate the polarizations.

of a single laser beam by $U_0 = 4\hbar\Delta s_0$, with Ω_R being the Rabi frequency, Δ the detuning and Γ the natural linewidth. From the curvature of the bottom of these wells, one can calculate an oscillation frequency along each axis for an atom near the bottom of each well:

$$\Omega_{x,y} = \omega_R \left(\frac{2U_0}{E_R} \right)^{1/2} \sin \theta, \quad (2)$$

$$\Omega_z = 2\omega_R \left(\frac{28}{27} \frac{U_0}{E_R} \right)^{1/2} \cos \theta \quad (3)$$

Here $E_R = \hbar^2 k^2 / 2m$ denotes the recoil energy, and $\omega_R = E_R/\hbar$.

These oscillation frequencies have been observed using many different methods. Our intensity correlation technique amounts to observing the beat note between the light radiated by different atoms. Since the atoms are oscillating at well defined frequencies, the power spectrum of the emitted electric field contains a 'carrier' at the laser frequency and side bands separated by multiples of the oscillation frequency. Thus the 'self-beating' or intensity correlation spectrum contains beat notes at these frequencies. Instead of self-beating, one can also use a local oscillator (heterodyning) to observe the side bands [3, 18, 19]. Both of these methods can also be considered as spontaneous Raman spectroscopy of the vibrational levels in the potential wells. In pump-probe spectroscopy [2, 20], on the other hand, one observes stimulated Raman transition between the energy levels in the wells. Four-wave mixing signals also contain motional side bands [21]. Recently various groups have observed oscillations in a transient way, by non-adiabatically changing the potential wells and observing the motion either through the redistribution of photons in the lattice beams [22, 23] or using Bragg scattering [17, 24, 25].

In the first discussions of the motion of atoms inside the potential wells of an optical lattice, attention was drawn to the fact that the motional side-bands, which were the signature of a well defined oscillation of the atoms in the wells, appeared to be narrower than the simplest expectation [2, 3]. Naively, one expects the linewidth of such a system to be approximately equal to the total photon scattering rate (at the bottom of a well this rate is given approximately by $(U_0/\hbar\Gamma)\Delta$). In [2, 3], however, it was pointed out that in fact only the inelastic scattering rate (the rate of scattering events involving a change in the quantum state of the atom) should determine that linewidth. Because the experiments were in the Lamb-Dicke regime, that is the amplitude of the oscillation was much smaller than the wavelength of the emitted radiation, inelastic scattering was strongly suppressed in these experiments [26, 27], and this accounted for the observed width.

This argument is roughly correct if there is no significant excitation of the harmonic oscillator, i.e., most of the atoms are in the ground state, as was indeed the case in [2, 3]. Later, however, in [11] it was pointed out that, when the amplitude of the atomic oscillation is large enough that one must include the effects of many levels in the well, there is a transfer of coherence mechanism which suppresses the linewidth even further. Essentially, this mechanism involves the fact that, although coherences between adjacent levels in a well do decay at a rate determined by the inelastic scattering rate, these coherences are also 'fed' by other higher-lying coherences, provided that the higher-lying coherences oscillate at

approximately the same frequency as the lower lying ones, that is that the well is nearly harmonic.

Indeed, in the case of a perfectly harmonic well, it was demonstrated in [28] that the coherence transfer mechanism works in such a way that the linewidth of the oscillator is determined only by the rate at which energy is extracted from the oscillator through its coupling to a thermal reservoir, and not by the decay rates of the individual coherences. This extraction rate is exactly the same as the damping, or cooling rate of the classical oscillator.

The case of the perfectly harmonic oscillator was adapted to the case of laser cooling in [12] to explain the damping rates observed in an experiment reported in [22]. Kozuma *et al.* [22] used two beams crossing each other at a small angle to produce a one-dimensional optical lattice with a very large period (about five times the optical wavelength). Thus there was no Lamb-Dicke effect. The experiment, however, showed clear oscillations which damped out much more slowly than the inelastic scattering rate. Because the laser beam polarizations were parallel to each other, the atoms behaved nearly like two-level systems in the lattice and a Doppler cooling model was enough to show that this result was not surprising. In the case of Doppler cooling, one can show that the mean occupation number $\langle n \rangle$ of the harmonic oscillator is equal to the inelastic scattering rate divided by the energy damping rate due to Doppler cooling. Thus $\langle n \rangle \gg 1$ implies a damping rate much smaller than the inelastic scattering rate, and side bands narrow compared with the inelastic scattering rate. This result was also stated in [29].

For lattices in which the internal structure of the atom plays a significant role in the cooling process (e.g. Sisyphus cooling), the Doppler model is clearly not adequate. However, as long as the motion of the atoms at the bottom of the wells in an optical lattice is well described by a damped harmonic oscillator, this damping rate determines the fundamental limit to the width of the side bands. (Note that a damping rate which may be this fundamental rate has been observed in [17]. It is not yet clear, however, that the motion can be described simply as a harmonic oscillator.) In what follows we shall show experiments in an optical lattice with Sisyphus cooling which confirm these ideas. We show that the inelastic scattering rate, that is the Lamb-Dicke parameter, has little to do with the width of the side bands observed.

3. Intensity correlation spectroscopy

As we have already mentioned, in correlation spectroscopy, one observes the beating between the light emitted by different atoms in the source. Here we shall briefly review some of the ideas underlying intensity correlation spectroscopy; the reader is referred to [9, 30–32] for more detailed information. We use a spectrum analyser to record the power spectrum $P_i(\omega)$ of a detected photocurrent $i(t)$. The Wiener-Khinchine theorem states that $P_i(\omega)$ is proportional to the Fourier transform of the correlation function of the photocurrent, $\langle i(t)i(t+\tau) \rangle$. If we consider the light as a classical field, the photocurrent is proportional to the incident light intensity I and our observation amounts to a measurement of the normalized correlation function $g_2(\tau)$ of the scattered light intensity:

$$g_2(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2},$$

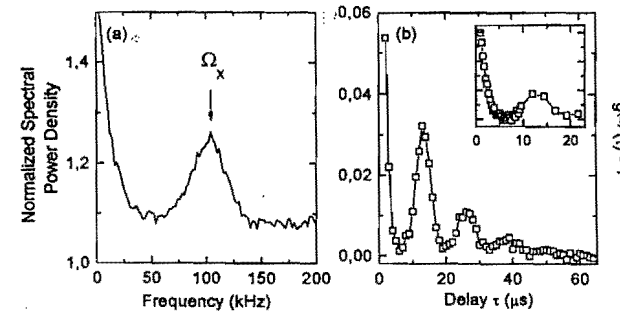


Figure 2. (a) Intensity correlation spectrum of atoms in an optical lattice, showing a peak at zero frequency corresponding to elastic scattering and a second peak (labelled Ω_x) at 100 kHz due to spontaneous Raman scattering by atoms changing their level in the potential well. The angle of the lattice was $\theta \approx 30^\circ$, the observation direction was along x , the detected light polarization was along y , and the detuning was $\delta = -5\Gamma$. (b) The autocorrelation function of the light as recorded by a digital correlator under similar conditions.

where the angular brackets denote a statistical average. Examples of the spectral and time domain data are shown in figure 2. The spectrum in figure 2(a) and the correlation function in figure 2(b) were taken using the same optical lattice, in one case using a spectrum analyser and in the other using a digital correlator. In figure 2(a) we have normalized the spectrum to that of a shot-noise-limited light source of the same average intensity, using a procedure described in [9]. Thus a power density greater than 1.0 represents an 'excess noise power' which is due to the atoms. In figure 2(b) we plot $g_2(\tau) - 1$. For large values of τ , this function tends to zero.

If one is observing a large number of independent scatterers, one can show that the intensity correlation function is related to the correlation function of the electric field E by

$$g_2(\tau) = 1 + |g_1(\tau)|^2, \quad (4)$$

$$g_1(\tau) = \frac{\langle E^-(t)E^+(t+\tau) \rangle}{\langle E^-(t)E^+(t) \rangle},$$

where $E^\pm$ refers to the positive and negative frequency components of the electric field. The Fourier transform of $g_1(\tau)$ is proportional to the optical power spectrum, and this is the quantity that is measured in heterodyne experiments. From equations (4) it is easy to see why the power spectrum of the photocurrent is proportional to the autoconvolution of the optical power spectrum. The fact that we are dealing with an autoconvolution, however, presents some difficulties in the quantitative interpretation of the spectra. For example, the zero-frequency peak in our spectrum consists of the autoconvolution of the carrier plus the autoconvolution of the side bands. Thus its line shape is complex. In what follows we shall use a Monte Carlo simulation to extract quantitative information from our spectra.

4. Description of the experiment

We begin by collecting atoms in a vapour cell magneto-optical trap (MOT) with a Rb partial pressure of the order of 10^{-8} hPa. The lasers are tuned slightly to the red of the $F_3 = 3 \rightarrow F_4 = 4$ component, of the D_2 resonance line of ^{85}Rb ($\lambda = 780$ nm). We can load of the order of 3×10^7 atoms into the trap with a time constant of a few seconds. After loading the MOT, we switch off both the magnetic field and the trapping beams and turn on the four lattice beams. These beams come from a separate diode laser which is injected by the same master laser as the trap laser. The density of atoms in the lattice is approximately $2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$. We allow the atoms to equilibrate in the lattice for 5 ms before beginning the data acquisition period. All the lattice beams enter the vacuum chamber by one of two large windows on the sides. Our geometry permits angles θ as large as 40° . This angle could be changed fairly easily and in our experiments we compared values of 20° , 30° and 40° . These angles were measured with a precision of approximately 1° .

We measured the temperature of the atoms in our lattice by releasing the atoms and monitoring their time of flight to a probe beam placed 18 mm below the lattice (the y axis is vertical). For a lattice angle of 30° we recorded the mean energy as a function of the depth of the potential. We determined the potential depth by measuring the oscillation frequency of the atoms and using equation (2) and including a 10% anharmonicity correction (see below). The results are shown in figure 3. As expected, the temperature depends linearly on the light shift. A linear fit to the data gives

$$\frac{k_B T}{2} = 0.17 U_0 + 60 E_R. \quad (5)$$

This result corresponds closely to the results of [18, 33], which studied a three-dimensional lattice at $\theta = 45^\circ$ for Cs; both the slope and the intercept seem to be somewhat higher in our case. This discrepancy may be due to differences in the angle of the lattice. Although Kastberg *et al.* [33] reported that the temperatures were isotropic to within 20%, our two-dimensional simulations of the motion of atoms with a $J_g = \frac{1}{2} \rightarrow J_e = \frac{3}{2}$ structure [29, 34] show, for lattice angles of 20° or 30° , that the temperature is anisotropic with the x direction a factor of 1.5 hotter

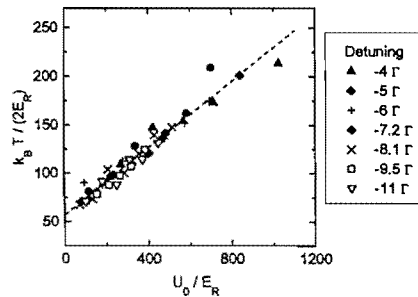


Figure 3. Temperature of atoms in a lattice with $\theta = 30^\circ$ measured by time of flight as a function of the depth of the potential wells.

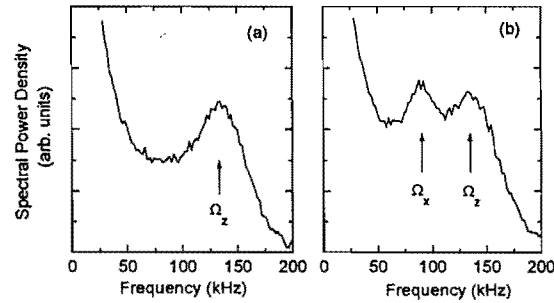


Figure 4. Intensity correlation spectrum of a lattice with $\theta = 40^\circ$: (a) observation along the z axis; (b) observation direction in the x - z plane at 10° with respect, to the z axis. The detected polarization was linear along y , and $\Delta = -5\Gamma$.

than the z direction. The fact that our measurements of the temperature along x are those reported in [18, 33] seems to bear this out.[†]

In the correlation experiments, the light scattered by the atoms was detected by avalanche photodiodes with integrated amplifiers and discriminators. These signals were sent either to a fast Fourier transform spectrum analyser or a digital correlator. The detection solid angle was approximately 10^{-6} sr. Typical count rates were of the order of 10^5 – 10^6 s^{-1} . The detectors were capable of a maximum count rate of 10^6 s^{-1} without significant saturation. The detector dark count rate was approximately 250 s^{-1} and the background count rate, mostly due to scattering of the laser beams by the vapour was of the order of 10^4 s^{-1} . When acquiring correlation data, we typically loaded the MOT for 200 ms and used a data acquisition period of 100 ms during which atom losses were negligible. The measurement cycle was repeated and averaged 10^2 – 10^3 times.

5. Results

5.1. Measurement of the oscillation frequencies

Figure 4 shows two intensity correlation spectra taken from an optical lattice with $\theta = 40^\circ$. In figure 4(a) the detection direction was the z axis of figure 1. In figure 4(b) we used a detection angle of 10° from the z direction. We see that, when one observes the light scattered along one of the axes of symmetry of the lattice, one sees only an oscillation in the direction of that axis (see, however, [13] for an exception). When another observation direction is chosen, one sees both of the eigenfrequencies of the lattice. Note that the positions of the resonances do not change when the observation angle is varied.

[†]Our high temperature may also be partly due to small residual magnetic fields. Although we zeroed the field to better than 50 mG, temperature data were not taken systematically as a function of the magnetic field to ensure that we were operating at the minimum possible temperature.

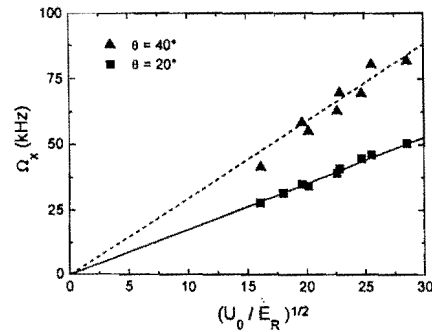


Figure 5. Measurements of the observed oscillation frequency as a function of the square root of the potential well depth. We show the results for two lattice angles. The dependence is linear as expected. The straight lines are fits to the data (see text).

When the lattice angle is changed, the two eigenfrequencies change according to equation 2, smaller lattice angles leading to more widely spaced frequencies. Figure 5 shows our measurements of the dependence of oscillation frequency predicted by equation (2). When we fit the data to a straight line $\Omega_x = C\omega_R(2E_R/U_0)^{1/2} \sin \theta$, we find that $C = 0.8$ and $C = 0.9$ for $\theta = 40^\circ$ and $\theta = 20^\circ$ respectively. Our precision is limited by our 10% uncertainty in the laser intensity. Thus our measurements are marginally consistent with equation (2) in which $C = 1$. However, we expect that the anharmonicity of the potential should reduce the expected value of C by of the order of 20% [18].

We have also made a systematic study of the relative positions of the two resonances when they are measured simultaneously by observing the spectrum at a small angle relative to z . The ratio should be much less sensitive to uncertainties in the absolute measurement of U_0 . A comparison between our measurements and equation (2) is shown in table 1 for the angles we tested. As has already been demonstrated in [14], we find good agreement between the predicted and measured ratios. A theoretical investigation of the role of the potential anharmonicity, as well as the possibly anisotropic temperature would be very useful to refine the comparison with our results.

Table 1. Measured and predicted ratios of the oscillation frequencies along x and z for different lattice angles.

Angle (degrees)	Ω_x/Ω_z	
	Predicted	Measured
20	0.25	0.26
30	0.40	0.41
40	0.58	0.60

5.2. Width of the vibrational lines

Our ability to vary the angles of the lattice beams allow us to vary not only the oscillation frequency but also the degree of localization of the atoms in a wells. By localization we mean the rms size of the atomic distribution in a well. Note that several studies have shown [16, 18, 30] that, for constant geometry, the rms size of the atomic distribution is unchanged as the depth of the potential is varied. This is because over a large range of parameters the temperature of the atoms is proportional to the well depth. However, the rms size varies with the size of the potential well, assuming that the mean energy of the atoms remains roughly the same. Thus we can observe the behaviour of the width of the lines as the rms size is varied.

For the values of the lattice angle available to us, the largest variation in the size of the potential is along x or y . In figure 6 we show the intensity correlation spectra along the x direction for angles θ of 20° , 30° and 40° together with a contour plot of the optical potential in the x - z plane (for $y = 0$). The contour plots clearly show how the size of the potential varies as a function of angle. The spectra were all taken for the same values of intensity and detuning (i.e. of U_0 and the light scattering rate). The qualitative features of these spectra can be summarized as follows: as the angle θ decreases, the oscillation frequencies become smaller, the intensities of the side bands relative to the peak at zero frequency become larger,

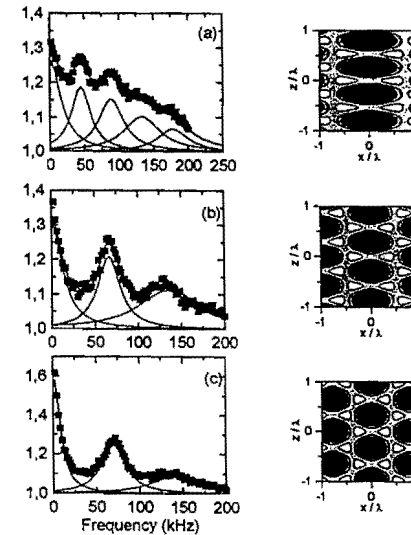


Figure 6. Intensity correlation spectra observed for lattice angles of (a) 20° , (b) 30° and (c) 40° . For each spectrum $\delta = -5\Gamma$, the observation direction was along x , and the detected light polarization was along y . Next to each spectrum is shown a contour map of the light shift potential, showing the anisotropy of the potentials.

the width of the peaks gets slightly smaller, and more vibrational lines become visible.

The qualitative interpretation of most these effects is also straightforward. The vibrational frequencies are of course larger in the smaller stiffer potential wells. Secondly, as the stiffness of the well is reduced, and if the average energy of the atoms remains constant, one also expects that the rms size of the atom distribution increases, thus reducing the Lamb-Dicke effect. Therefore one expects the ratio of the intensity radiated into the side bands to that in the elastic peak to increase. A reduced Lamb-Dicke effect also favours the appearance of higher harmonics in the vibrational spectra, although we note that, if a third harmonic is present in the data for 40° , it would not appear in the observed frequency range.

The last feature of the side bands, namely their width, is difficult to understand if one holds the view that the width of the side bands is due to inelastic scattering of the lattice light by the atoms. The fact that the ratio of the height of the side bands to that of the zero-frequency peak increases as the angle is decreased shows that indeed the Lamb-Dicke effect is being reduced, and yet the width of the side bands decreases. Note that in [5, 18] it has already been pointed out that the widths of the side bands in optical lattices seem to be smaller than would be predicted by the inelastic scattering rate.

To be more quantitative we would like a measurement of the value of x_{rms} , the rms size of the distribution along the x axis, for the different situations in figure 6. One way to do this is to use the ratio $\mathcal{R}_C$ of the total power observed in the side bands to that of the elastic peak in the intensity correlation spectrum, to find the value of the Lamb-Dicke parameter. Note that this ratio is not the same as the ratio $\mathcal{R}_H$ of the optical power in the side bands to that in the elastic peak as measured by the heterodyne method [18]. In the limit of strong localization ($kx_{\text{rms}} \ll 1$), one can easily show that [30]

$$(kx_{\text{rms}})^2 = \frac{\mathcal{R}_C}{2} = \mathcal{R}_H.$$

In our situation, however, kx_{rms} is not small and therefore to relate kx_{rms} to $\mathcal{R}_C$ we have simulated our experiment using our two-dimensional Monte Carlo simulation of a $J_R = \frac{1}{2} \rightarrow J_e = \frac{1}{2}$ atom. We find that even for angles of 30° and 40° the relation above is approximately valid, and for $\theta = 20^\circ$, $\mathcal{R}_C/2$ gives an underestimate of kx_{rms} . The results of our simulations are summarized in table 2. In both the simulation and the measurement we estimate $\mathcal{R}_C$ from the spectrum by fitting the data to the sum of several Lorentzians, one for each vibrational side band as shown in figure 6. Although this is not strictly the correct fitting function [30], the fits are quite good and we believe that the relative areas give a good account of the relative areas of the elastic and inelastic peaks.

Another way to estimate kx_{rms} is to take the measured value of the temperature (equation (3)) and use the formula for the potential energy (equation (2)). Then we use

$$\frac{k_B T}{2} = \frac{1}{2} m (\Omega_{x, x_{\text{rms}}})^2 = \frac{1}{2} U_0 (k \sin \theta x_{\text{rms}})^2, \quad (6)$$

where m is the mass of the atom. For $\theta = 30^\circ$ we can make this comparison and, as shown in the last column of table 2, this estimate of kx_{rms} is in reasonable agreement with that from the spectrum.

Table 2. A comparison of different methods of determining the Lamb-Dicke parameter. The first two columns come from a numerical simulation. They show that for 30° and 40° the quantity $\mathcal{R}_C$, the ratio of the inelastic peak intensity to the elastic peak intensity in the correlation spectrum, can be used to determine the value of $(kx_{\text{rms}})^2$. The third column shows the data deduced from figure 6, and the fourth column shows the value of $(kx_{\text{rms}})^2$ determined by the temperature measurements shown in figure 3 and using equation (6). The internal consistency of these results shows that for $\theta = 30^\circ$ and 40° the Lamb-Dicke parameter increases as expected and that for $\theta = 20^\circ$ our determination of $(kx_{\text{rms}})^2$ using $\mathcal{R}_C$ is likely to be an underestimate.

Angle (degrees)	Simulation		Measurement	
	$\mathcal{R}_C/2$	$(kx_{\text{rms}})^2$	$\mathcal{R}_C/2$	$(kx_{\text{rms}})^2$
20	3.8	6.5	2.2	—
30	2.5	2.5	1.8	2.2
40	1.9	1.7	1.3	—

Thus we see that in all our experiments the Lamb-Dicke parameter is greater than unity and thus one does not expect Lamb-Dicke narrowing to be present at all. Nevertheless our light scattering rate is approximately $1.5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ while the width of the side bands is about $2 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$. In addition, while we increased the Lamb-Dicke parameter by a factor of about three, the width of the side bands became slightly narrower. The fact that the side-band width is so small even in the absence of Lamb-Dicke narrowing supports the idea that the intrinsic or 'radiative' width of these lines is governed by the damping rate of the atoms in the harmonic potential and is quite small. We reiterate that the observed width is probably due to the anharmonicity of the potential. Our Monte Carlo simulations, in which the atoms' motion is treated classically show comparable widths.

5.3. Effects of polarization

So far, we have not discussed the polarization of the detected light. Note that, in our laser beam configuration, the electric field creating the lattice is σ polarized (orthogonal to the z axis) everywhere. When we observe the spectrum along z , the scattered light polarization is of course also σ , and we observe qualitatively the same spectrum regardless of whether the detection polarization is σ^+ , σ^- , x or y (see [30] for more details). When observing the light, scattered along the x axis, however, one can choose to observe either σ - or π -polarized light. In figures 2 and 6 we have shown data taken with σ polarization.

Surprisingly, the π -polarized spectrum (figure 7) shows *no* structure. There is not even a zero-frequency peak. We believe this is because, by selecting π -polarized light, we have completely eliminated all elastic scattering; absorption of a σ -polarized photon followed by the emission of a π -polarized photon necessarily involves a change in the internal state of the atom. Thus one expects this process to have an intrinsic width governed by the inelastic light scattering rate [35]. There is also an additional broadening mechanism, because selecting the emitted light polarization probably also corresponds to detecting light scattered by atoms which are far from the minima of the potential wells. (In order to emit a π -polarized photon, an atom in the $m_F = +3$ state must absorb a σ^- photon, and the σ^- intensity increases as one moves away from the bottom of the σ^+ well.)

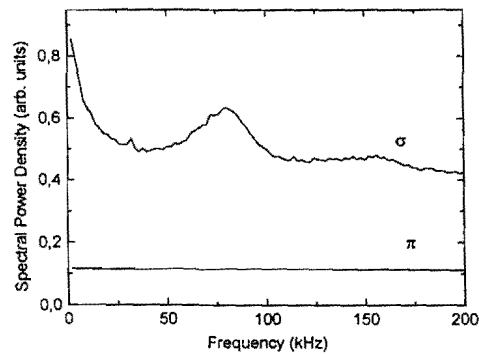


Figure 7. Spectral power density measured along the x direction for two polarization directions. The curve labelled σ corresponds to a detection polarization along y (as in figures 2 and 6). The curve labelled π corresponds to detection of light polarized along the z axis. For both spectra $\theta = 30^\circ$ and $\Delta = -5\Gamma$.

Thus we are selecting hot atoms, many of which have an energy too large to be trapped by the potential wells. This radiation will thus be Doppler broadened by the motion of these atoms.

6. Conclusions

We have shown that intensity correlation measurements can give a great deal of information about the motion of atoms in optical lattices. Our most important results concern how the characteristics of the correlation spectrum behave when the angles of the lattice are varied. The oscillation frequencies obey a simple law which can be derived from the curvature of the potential wells. Because the lattice angle governs the size of the potential wells we also vary the Lamb-Dicke parameter of the atoms in the lattice. We clearly show that varying the Lamb-Dicke parameter has little impact on the width of the motional side-bands. We hope that our data will be useful for testing future theoretical treatments, for example taking into account the three-dimensional nature of the problem. The question of what determines the structure of the spectrum of the π -polarized light remains an interesting problem. To obtain more experimental information it will be necessary to acquire data over a much larger spectral bandwidth. Correlation measurements in the time domain are well adapted to this type of measurement.

Acknowledgments

We thank J.-Y. Courtois for valuable discussions. W.D.P. thanks NATO and the CNRS for support and hospitality. G.B. was supported by EU grant No. ERB CHBG-CT93-0436. This work was supported by Direction des Recherches Etudes et Techniques and by EU grant No. ERB FMRX-CT96-0002.

Appendix: Dynamics of localization using the time dependence of the scattered light

As we have discussed in section 2, not only the depth of the light shift potential but also the local polarization of the electric field vary in space. In particular, in our lattice the deepest points of the potential correspond to σ^+ or σ^- polarization, the quantization axis being along z . This means that σ -polarized light is much more likely to be emitted by localized atoms than π -polarized light. Thus, if one compares the intensities of the two light polarizations, one should see a significant difference. The information that one gains in this way is akin to what one gets in the experiments to observe Bragg reflection from a lattice [36, 37]. In our case, however, instead of appearing through a Debye-Waller factor, localization of the atoms shows up simply as a signal proportional to the average value of $\cos^2(kz)$ of the atoms. In practice it is difficult to use a steady-state measurement of the scattered light intensity to determine the mean position of the atoms but, as with recent Bragg diffraction experiments [17, 25], we are able to make transient measurements to observe changes in the mean position of the atoms when the conditions of the lattice are suddenly changed [38].

To illustrate this, consider the one-dimensional lattice produced by two counterpropagating beams with orthogonal polarizations and an atom with a $J = \frac{1}{2}$ -to- $J = \frac{3}{2}$ transition [26, 39]. We assume that the saturation parameter is small. The amount of σ^- polarized light (i.e. polarized along some combination of x and y) radiated in all directions is proportional to [30]

$$I_{\sigma^-} \propto \langle \cos^2(kz) \rangle_{m=-1/2} + \frac{1}{9} \langle \cos^2(kz) \rangle_{m=+1/2}.$$

The angular brackets denote an average over all atoms in the lattice with spins $m_z = \pm \frac{1}{2}$ respectively. The second term represents the fraction of atoms in the $+$ state which are excited by σ^- light in the standing wave. The numerical factors are due to the Clebsch-Gordan coefficients and would be different for other level structures. Similarly, for π -polarized light (polarized along x), the total intensity in all directions is proportional to

$$I_{\pi} \propto \frac{2}{9} [\langle \sin^2(kz) \rangle_{m=-1/2} + \langle \cos^2(kz) \rangle_{m=+1/2}].$$

When the atomic distribution is homogeneous, the ratio of these two quantities is five. If on the other hand the atoms are sufficiently cold to be highly localized then atoms with $m_z = -\frac{1}{2}$ will tend to accumulate at positions where $\cos^2(kz)$ is large while atoms with $m_z = +\frac{1}{2}$ will accumulate where $\sin^2(kz)$ is large. This will increase I_{σ} and decrease I_{π} . In the limit of perfect localization, I_{π} vanishes.

To apply this idea quantitatively to a one-dimensional lattice with ^{85}Rb atoms (ground state $F = 3$), and a detector which only observes the radiation along say the x direction, it would be necessary to include two additional effects: the angular distribution of the radiated π and σ light, and the internal state distribution of the Rb atoms in the lattice. In that case, one could use the measured ratio I_{σ}/I_{π} to deduce the value of $\langle \cos^2(kz) \rangle$. While the first of these is straightforwardly calculated, the second of these requires an independent measurement or calculation of the internal state distribution of the Rb atoms. Finally in a three-dimensional lattice it would also be necessary to include the three-dimensional dependence of the polarization of the electric field. Thus it is quite difficult to use

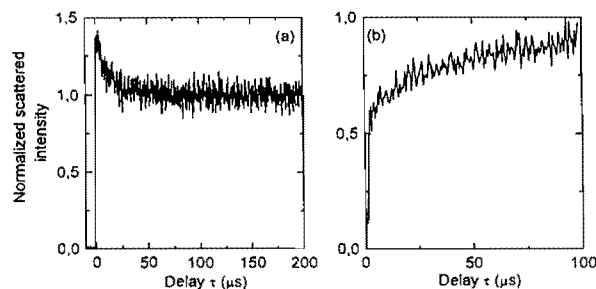


Figure A1. Intensities of (a) π and (b) σ -polarized light as functions of time after switching on the optical lattice. The intensity is normalized to its steady-state value. The amount of light in the π -polarized component decreases with time as the atoms become increasingly localized, while the σ intensity increases. For both (a) and (b), $\theta = 30^\circ$, $\Delta = -5f$. For (a) the observation direction was z , and $U_0 = 760E_R$. For (b), the observation direction was x and $U_0 = 2100E_R$.

a simple intensity ratio to extract an independent measure of the degree of localization of the atoms.

In a transient experiment, however, one can use changes in the π and σ intensities to monitor changes in the degree of localization of the atoms. We have undertaken such a measurement to demonstrate the sensitivity of this technique. Our experiment proceeds as follows. After the MOT is loaded, we turn off the MOT beams and allow the atomic cloud to expand in the dark for 2 ms. This time is long enough for the atoms to lose any trace of their localization in the MOT beams. Next, we turn on the lattice beams and monitor either the π light intensity along the x axis or the σ light along the z direction. The intensities were monitored using an avalanche photodiode and a multichannel scaler which plotted the number of detected counts as a function of time after switching on the lattice beams. The data are shown in figure A1. Our measurement cycle lasted a few milliseconds and was repeated 10^6 times to achieve the signal to noise shown. As expected, the π intensity falls as the atoms become more localized, whereas the σ intensity increases with time.

Since the submission of this manuscript, a paper has appeared [38] which reports observations similar to ours of the time dependence of the scattered light showing the dynamics of atoms in an optical lattice.

References

- [1] JESSEN, P. and DEUTSCH, I., 1995, *Adv. at. molec. opt. Phys.*, **37**, and references therein; 1996, *Proceedings of the International School of Physics 'Enrico Fermi'*, edited by A. Aspect, W. Barletta and R. Bonifacio (Amsterdam: IOS Press).
- [2] VERKERK, P., LOUNIS, B., SALOMON, C., COHEN-TANNOUDJI, C., COURTOIS, J.-Y., and GRYNBERG, G., 1992, *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 3861.
- [3] JESSEN, P., GERZ, C., LETT, P., PHILLIPS, W., ROLSTON, S., SPREEUW, R., and WESTBROOK, C., 1992, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 49.
- [4] COURTOIS, J.-Y., COURTOIS, S., GUIBAL, S., MEACHER, D., VERKERK, P., and GRYNBERG, G., 1996, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 40.
- [5] JURCZAK, C., DESRUELLE, B., SENGSTOCK, K., COURTOIS, J.-Y., WESTBROOK, C., and ASPECT, A., 1996, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1727.
- [6] ANDERSON, B., GUSTAVSON, T., and KASEVICH, M., 1996, *Phys. Rev. A*, **53**, R3727.
- [7] MARKSTEINER, S., ELLINGER, K., and ZOLLER, P. 1996, *Phys. Rev. A*, **53**, 3409.
- [8] CHU, B. 1985; *Laser Light Scattering: Basic Principles and Practice* (Boston, Massachusetts: Academic Press).
- [9] JURCZAK, C., K. SENGSTOCK, K., KAISER, R., VANSTEENKISTE, N., WESTBROOK, C., and ASPECT, A., 1995, *Optics Commun.*, **115**, 480.
- [10] BALI, S., HOFFMAN, D., SIMAN, J., and WALKER, T., 1996, *Phys. Rev. A*, **53**, 3469.
- [11] GRYNBERG, G., and TRICE, C., 1996, *Proceedings of the International School of Physics 'Enrico Fermi'*, edited by A. Aspect, W. Barletta and R. Bonifacio (Amsterdam: IOS Press), p. 246.
- [12] PHILLIPS, W., and WESTBROOK, C., 1977, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 2676.
- [13] JURCZAK, C., COURTOIS, J.-Y., DESRUELLE, B., WESTBROOK, C., and ASPECT, A., 1997 *Europhys. Lett.* To appear in *Europhys. Lett.*
- [14] VERKERK, P., MEACHER, D., COATES, A., COURTOIS, J.-Y., GUIBAL, S., LOUNIS, B., SALOMON, C., and GRYNBERG, G., 1994, *Europhys. Lett.*, **26**, 171.
- [15] PETAS, K., COATES, M., and GRYNBERG, G., 1994, *Phys. Rev. A*, **50**, 5173.
- [16] MARKSTEINER, S., WALSER, R., MARTE, P., and ZOLLER, P., 1995, *Appl. Phys. B*, **60**, 145.
- [17] RAITHEL, G., BIRKL, G., KASTBERG, A., PHILLIPS, W., and ROLSTON, S., 1997, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 630.
- [18] GATZKE, M., BIRKL, G., JESSEN, P., KASTBERG, A., ROLSTON, S., and PHILLIPS, W., 1997, *Phys. Rev. A*, **55**, 3987.
- [19] WESTBROOK, C., WATTS, R., TANNER, C., ROLSTON, S., PHILLIPS, W., LETT, P., and GOULD, P., 1990, *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 33.
- [20] HEMMERICH, A., and HÄNSCH, T., 1993, *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 410.
- [21] HEMMERICH, A., WEIDEMÜLLER, M., and HÄNSCH, T., 1994, *Europhys. Lett.*, **27**, 427.
- [22] KOZUMA, M., NAKAGAWA, K., JHE, W., and OHTSU, M., 1996, *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 2428.
- [23] PHILLIPS, W., 1996, private communication.
- [24] RAITHEL, G., BIRKL, G., PHILLIPS, W., and ROLSTON, S., 1997, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 2928.
- [25] GÖRLITZ, A., WEIDEMÜLLER, M., HÄNSCH, T., and HEMMERICH, A., 1997, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 2096.
- [26] WINELAND, D., and ITANO, W., 1975, *Phys. Rev. A*, **20**, 1521.
- [27] COURTOIS, J.-Y. and GRYNBERG, G., 1992, *Phys. Rev. A*, **46**, 7060.
- [28] COHEN-TANNOUDJI, C., DUPONT-ROC, J., and GRYNBERG, G., 1992, *Atom-Photon Interactions* (New York: Wiley).
- [29] CIRAC, J., BLATT, R., PARKINS, A., and ZOLLER, P., 1993, *Phys. Rev. A*, **48**, 2169.
- [30] JURCZAK, C., PhD Thesis, Ecole Polytechnique, 1996.
- [31] WESTBROOK, C., 1996, *Proceedings of the International School of Physics 'Enrico Fermi'*, edited by A. Aspect, W. Barletta and R. Bonifacio (Amsterdam: IOS Press).
- [32] CUMMINS, H., and SWINNEY, H., 1970, *Prog. Optics*, **8**.
- [33] KASTBERG, A., PHILLIPS, W., ROLSTON, S., SPREEUW, R., and JESSEN, P., 1995, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 1542.
- [34] JURCZAK, C., and COURTOIS, J.-Y., 1997 (to be published).
- [35] POLDER, D., and SCHUURMANS, M., 1976, *Phys. Rev. A*, **14**, 1468.
- [36] BIRKL, G., GATZKE, M., DEUTSCH, I., ROLSTON, S., and PHILLIPS, W., 1995, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 2823.
- [37] WEIDEMÜLLER, M., HEMMERICH, A., GÖRLITZ, A., ESSLINGER, T., and HÄNSCH, 1995, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4583.
- [38] RUDY, P., EJNISMAN, R., and BIGELOW, N., 1997, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4906.
- [39] DALIBARD, J., and COHEN-TANNOUDJI, C., 1989, *J. opt. Soc. Am. B*, **6**, 2023.

Spontaneous light scattering from propagating
density fluctuations in an optical lattice

C. Jurczak, J.-Y. Courtois, B. Desruelle, C. I. Westbrook, and A. Aspect
European Physical Journal D
Volume 1, pages 53-56 (1998)

Spontaneous light scattering from propagating density fluctuations in an optical lattice

C. Jurczak^{a,b}, J.-Y. Courtois^a, B. Desruelle, C.I. Westbrook, and A. Aspect

Institut d'Optique^c, BP 147, 91403 Orsay cedex, France

Received: 30 January 1997 / Accepted: 9 October 1997

Abstract. We report the observation of resonances in the intensity correlation spectra of a 3D rubidium optical lattice, which we attribute to light scattering from propagating atomic density fluctuations in the lattice. This process is the spontaneous analog of the stimulated scattering mechanism recently described by Courtois *et al.* [1]. We investigate the dependence of the new resonances on the lattice angle and show that they disappear for large angles, thus resolving previous discrepancies on the subject.

PACS. 32.80.Lg Mechanical effects of light on atoms, molecules, and ions – 32.80.Pj Optical cooling of atoms; trapping – 33.50.Dq Fluorescence and phosphorescence spectra

Particle transport in periodic potentials is a subject touching many fields of physics. In contrast to condensed matter systems, which are often complicated because of impurities or interparticle interactions, transport in dilute, ordered and cold atom samples is much easier to model and allows one a clean investigation of elementary processes. In optical lattices [2], laser beams (usually four or six) interact with atoms in such a way that they are trapped at the bottom of sub-micron-sized periodically spaced potential wells. This medium is particularly interesting for the study of transport for several reasons. First, since the atomic potential results from the light shift of the atomic sublevels in a standing wave, many characteristics of the potential (well depth, lattice type, amount of dissipation *etc.*) can be fixed with appropriate choices of beam geometry, polarization, intensity and detuning [3]. Second, the dynamics of atoms moving in these 3D structures may be readily characterized through spectroscopic methods [4–6]. In one previous study, polarization-selective intensity correlation spectroscopy of the scattered light has shown that atomic motion is diffusive along the symmetry axis of a four-beam lattice [6]. But a wide variety of transport properties is expected in optical lattices [7, 8]. Of particular interest are newly proposed non-standard mechanisms [9] relying on atomic density fluctuations, *i.e.* density waves, propagating along a particular symmetry axis of a four-beam lattice. These processes manifest themselves in pump-probe spectra through resonances interpreted

as *stimulated* Brillouin-like scattering processes and they have been experimentally observed in reference [1].

This kind of ballistic motion raises some still unanswered questions. First, does a *spontaneous* scattering process analog to the stimulated one exist? Second, why did pump-probe experiments reported in reference [10] not show any Brillouin-like resonance? Possible explanations for this discrepancy are the different atomic structures of the two elements used (xenon and cesium) and differences in the lattice geometry. In this paper, we use intensity correlation spectroscopy to answer these two questions. Our technique is sensitive to spontaneous processes and we will show that scattering of the lattice light beams from propagating density waves accounts for certain resonances on the experimental spectra. Moreover, our experimental setup permits a systematic study of the intensity correlation spectra for different lattice angles. Our conclusion is that the discrepancy between the ENS [1] and NIST [10] experiments is due to differing lattice geometries.

We consider a four-beam $\text{lin} \perp \text{lin}$ optical lattice [3] consisting of two x -polarized beams propagating in the $y-z$ plane and making an angle 2θ , and two y -polarized beams propagating in the $x-z$ plane, making the same angle (Fig. 1a). In the steady state, most of the atoms are localized at the bottom of the potential wells where they oscillate with the frequencies $\Omega_{x,y,z}$ along the x , y and z -axis respectively. Semi-classical numerical simulations [2] applied to atoms with a $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ transition moving along the z -axis or in the $x-y$ plane allow one to track the motion of the small fraction of unlocalized atoms. Along the z -axis atomic transport proceeds essentially through a random hopping process between neighbouring optical potential wells. The dominant transport process along the x or y -axis is quite different.

^a Present address: Laboratoire Kastler Brossel, 24 rue Lhomond, 75231 Paris cedex 05, France.

^b e-mail: jurczak@physique.ens.fr

^c URA 14 du CNRS

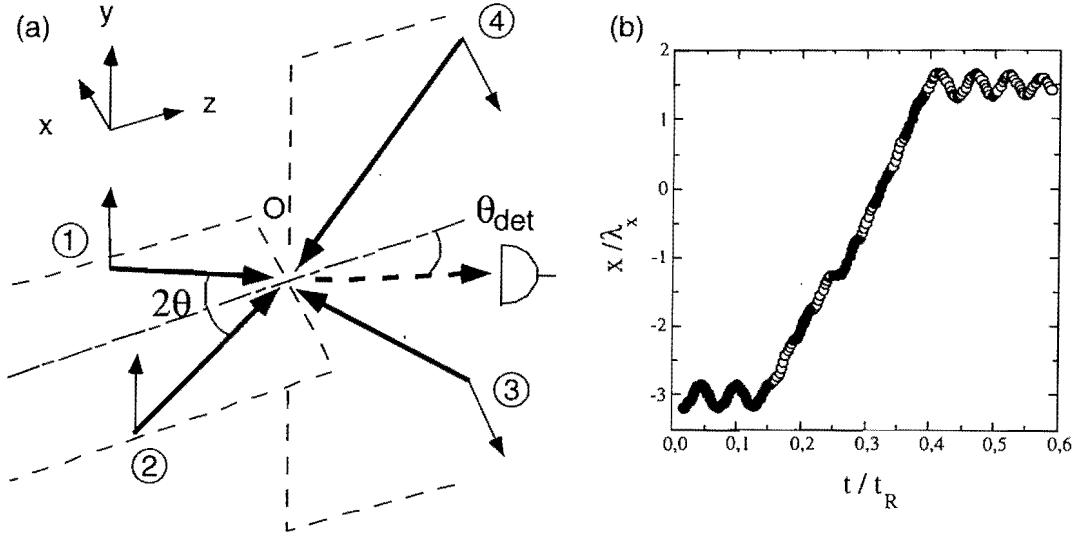


Fig. 1. a) Field configuration of the lattice and detection setup. The detector is located in the $x - z$ plane and the detection angle θ_{det} varies between 0 and 10° . The lattice angle θ varies between 20 and 40° . b) Computed trajectory of an atom with a $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ transition: the atom is in the $m_z = -1/2$ ($m_z = 1/2$) state when the dot is black (empty). Time is in units of $t_R = 2\pi/E_R$ where $E_R = \hbar^2 k^2/2m$ is the recoil energy of the atom ($k = 2\pi/\lambda$, m is the atomic mass) and the position unit is $\lambda_x = \lambda/\sin \theta$. The potential well depth is $1000 E_R$ and the frequency detuning is -5Γ .

In fact, as can be seen in figure 1b, atoms perform a long-range motion with a quasi-constant average velocity and alternate periodically their internal state [1]. This process is due to a synchronization between optical pumping cycles at the top of a potential well and half oscillations at frequency Ω_x . This behaviour is only observed for the x or y component of atomic motion because the variation of the optical pumping rate is quartic along the x and y -axis, so that a spin flip is much more likely to occur at the top of the potential wells than near the bottom, in contrast with the spin flips of atoms moving along the z -axis where the optical pumping rate varies quadratically. From a macroscopic point of view, all comparable trajectories of unlocalized atoms lead to density fluctuations having a propagating behaviour either along the x or the y -axis. One should note that these fluctuations occur naturally in the optical lattice, in the absence of any additional resonant probe beam. The scattering of the lattice beams by these fluctuations results into specific *spontaneous* scattering processes analogous to spontaneous Brillouin scattering [11]. However, in contrast with acoustic waves in condensed matter, the kind of density wave we are studying here does not involve any interaction between atoms.

We performed a first series of intensity correlation experiments in order to demonstrate the spontaneous analog of stimulated scattering from a density wave. Our experimental setup was described previously [6]. The lattice beams have a typical intensity 5 mW/cm^2 and are tuned to the red side of the $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ component of the D_2 resonance of rubidium (^{85}Rb isotope) around the wavelength $\lambda = 780 \text{ nm}$, the frequency detuning being $\delta = -5\Gamma$ (Γ : natural linewidth of the excited state) for all the reported experimental spectra. The atomic density is $2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, which allows one to neglect interactions be-

tween atoms. We collect one of the two linearly polarized components (x or y) of the scattered light in a direction making a small angle θ_{det} with the z -axis (see Fig. 1a) in the $x - z$ plane and intensity correlations are recorded using a FFT-spectrum analyzer [12].

We show in figure 2a an example of a spectrum of the y -polarized light scattered exactly along the z -axis ($\theta_{\text{det}} = 0^\circ$). Two resonances labeled Ω_z and Ω_S are observed. The Ω_z one is centered around the expected position for the vibrational frequency along the z -axis and is associated with spontaneous Raman scattering of the lattice beams by localized atoms oscillating at the bottom of the optical potential wells [6]. Although the Ω_S resonance is located at the position of the vibrational frequency of the atoms moving along the x or y -axis, we attribute it to spontaneous scattering from density waves propagating along the x -axis instead of vibrational Raman scattering. This interpretation is supported by the following arguments. First, in the geometry of the experiment where light is detected exactly along the z -axis, the symmetry prevents any vibrational Raman resonance at the frequency Ω_x . In other words, oscillations perpendicular to the observation direction produce no modulation of the scattered light at the oscillation frequency. Note, however, that even harmonic resonances are excited, as can be seen in the spectrum of localized atoms in figure 2b. By contrast, in the case of off-axis detection (see Fig. 2c), the symmetry is broken and one observes a Raman resonance which is much narrower than the on-axis resonance. Our second argument relies on semi-classical numerical simulations of the intensity correlation spectra, in the case of a $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ atomic transition and for an atom propagating in the $x - y$ plane [9]. Apart from the Ω_z resonance which cannot be reproduced in this kind of simulation, there is a good qualitative agreement between

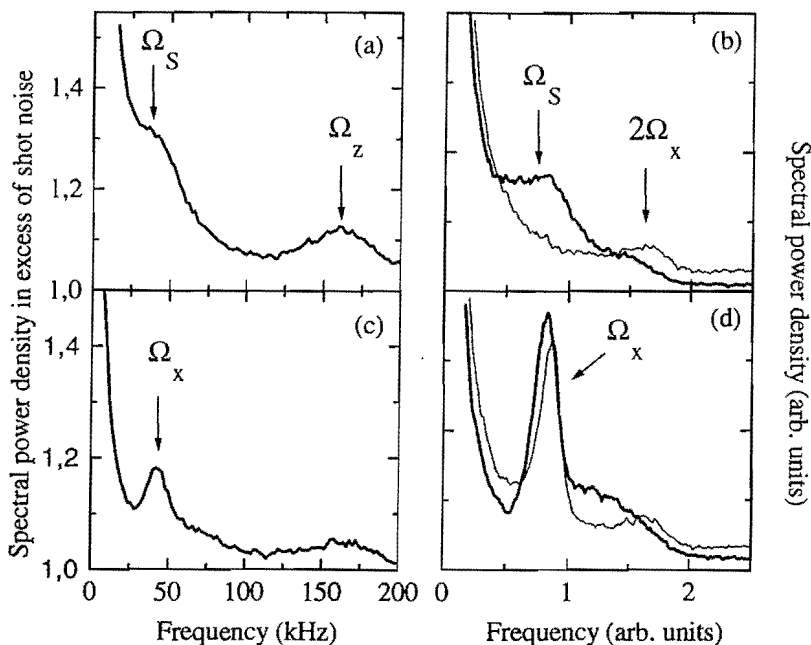


Fig. 2. Experimental (a)-(c) and theoretical (b)-(d) intensity correlation spectra of y -polarized light scattered around the z -direction. The lattice angle is set to $\theta = 20^\circ$ and the detection angle is $\theta_{\text{det}} = 0^\circ$ (a)-(b) or $\theta_{\text{det}} = 10^\circ$ (c)-(d). The theoretical curves are simulated in a 2D geometry, for atoms moving in the $x-y$ plane. The thin lines represent the contribution to the spectrum due to localized atoms whose total energy is less than two thirds of the potential well-depth while the thick ones are the spectra calculated with all atoms. The resonance at $2\Omega_x$ is the second harmonic of the vibrational resonance at Ω_x . Note that the normalizations of the thin and thick theoretical curves are not the same.

the theoretical spectra in figure 2b and 2d (thick lines) and the experimental ones in figure 2a and 2c. The simulation is especially interesting since it allows one to delete the contribution of unlocalized atoms (*i.e.* atoms performing the same kind of trajectory as the one represented in Fig. 1b) to the spectra. The resulting spectra (thin lines in Fig. 2b and 2d) clearly show that the off-axis vibrational Raman resonance arises from well localized atoms whereas the on-axis Ω_S resonance is associated with unlocalized atoms. A third bit of evidence confirming the nature of the resonance at Ω_S is its sensitivity to the detection polarization. It is observed exclusively in the y -polarized component of the scattered light whereas the Raman resonance is present for both x and y components. This is related to the fact that the contribution to the Ω_S resonance from y -polarized beams 1 and 2 (see Fig. 1a) through *forward* scattering is much less Doppler-broadened by the z -component of the atomic motion than the contribution from x -polarized beams 3 and 4, which is associated to *backward* scattering. Since scattering from density waves keeps the polarization of the incoming beams preserved, the Ω_S component of the scattered light is thus y -polarized [13].

In order to resolve the ENS-NIST discrepancy, we investigated the dependence of the spectra on the lattice angle θ . This is an important parameter for the potential's topography (the distance between two potential wells is $\lambda/(2\sin\theta)$ along the x -axis and $\lambda/(4\cos\theta)$ along the z -axis) but its influence on transport properties has not yet been investigated. Intensity correlation spectra for different lattice and detection angles are shown in figure 3. Whereas the vibrational Raman resonances are observed off-axis for any lattice angle, the Ω_S resonance is broadened to the point where it is not visible anymore when the lattice angle goes from $\theta = 20$ to 40° . This somewhat surprising phenomenon is an important feature of

the difference between the Raman resonances and the resonances induced by density waves in optical lattices. It is connected with the nature of the involved atomic dynamics (local *vs.* non local). As for the polarization effect we described earlier, our interpretation of the disappearance of the Ω_S resonance at large lattice angles is related to the Doppler broadening by the z -component of the atomic motion. As mentioned earlier, the spectral features due to density waves essentially originate from the forward scattering of beams 1 and 2. For this reason, the field scattered by an atom performing a trajectory as in figure 1b is proportional to the phase factor $e^{ik(1-\cos\theta)\Delta z(t)}$, where $k = 2\pi/\lambda$ and $\Delta z(t)$ is the atomic displacement along the z -axis during time t . Whereas, for small lattice angles, the z -displacement during a large step along the x -axis is too small to make the complex exponential vary substantially, it is not the case for large values of θ . In this situation, the z -component of the motion makes the exponential vary randomly during a large step and is therefore responsible for a wash-out of the spectral features related to the x -motion, *i.e.* the resonance at Ω_S . This phenomenon accounts for the discrepancy between the NIST and ENS results: in the ENS experiment, the lattice angle was $\theta = 30^\circ$, an angle at which we also observe the resonance, whereas the NIST angle ($\theta = 45^\circ$) is even larger than the one at which our resonance was not visible anymore.

Having demonstrated the presence of propagating density fluctuations, it is natural to wonder how they affect the nature of the transport. Preliminary numerical simulations in the $x-y$ plane show that it is still diffusive, but that the spatial diffusion coefficient is much bigger than the one computed along the z -axis. This is because the type of motion we have described here results in random walks with much larger mean step sizes. It is in this sense that we believe that the density waves dominate

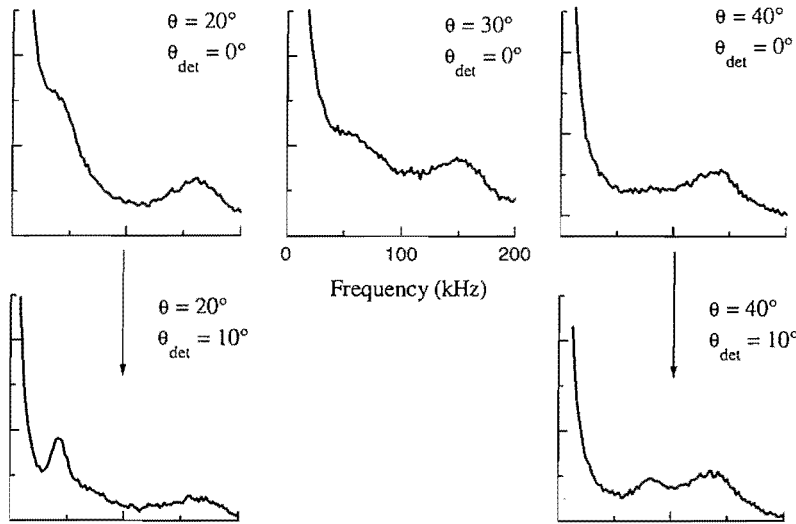


Fig. 3. Intensity correlation spectra of the y -polarized light for various angles of the lattice θ and of the detector θ_{det} . The Ω_S resonance is clearly visible on axis for small θ angles while it is so broadened for $\theta = 40^\circ$ that it is not visible anymore. By contrast, a Ω_x Raman vibrational resonance is present for an off-axis detection whatever θ .

the transport in the $x - y$ plane. Thus, direct diffusion measurements such as reported in reference [14] could give interesting information. In particular, although the resonances are washed out at large lattice angles, density waves may still be present, yielding anisotropic diffusion coefficients even at large (e.g. $\theta = 45^\circ$) lattice angle. Various other transport phenomena are expected, especially at the border between classical and quantum transport [8, 15].

We are grateful to A. Ezzine De Blas and G. Birkel for help in the acquisition of the data.

References

1. J.-Y. Courtois, S. Guibal, D.R. Meacher, P. Verkerk, G. Grynberg, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 40 (1996).
2. P. Jessen, I.H. Deutsch in *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics vol. 37*, edited by B. Bederson and H. Walther (Academic Press, Cambridge, 1996).
3. K.I. Petsas, A.B. Coates, G. Grynberg, *Phys. Rev. A* **50**, 5173 (1994).
4. P. Verkerk, D.R. Meacher, A.B. Coates, J.-Y. Courtois, S. Guibal, B. Lounis, C. Salomon, G. Grynberg, *Europhys. Lett.* **26**, 171 (1994).
5. M. Gatzke, G. Birkel, P. Jessen, A. Kastberg, S.L. Rolston, W.D. Phillips, *Phys. Rev. A* **55**, R3987 (1996).
6. C. Jurczak, B. Desruelle, K. Sengstock, J.-Y. Courtois, C.I. Westbrook, A. Aspect, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1727 (1996).
7. A. Hemmerich, M. Weidemüller, T.W. Hänsch, *Europhys. Lett.* **27**, 427 (1994).
8. S. Marksteiner, K. Ellinger, P. Zoller, *Phys. Rev. A* **53**, 3409 (1996).
9. J.-Y. Courtois, in *Coherent and collective interactions of particles and radiation beams, Proceedings of the international school of physics "Enrico Fermi", Course CXXXI*, edited by A. Aspect, W. Barletta and R. Bonifacio (IOS Press, Amsterdam, 1996), p. 341.
10. S. Rolston, G. Birkel, I.H. Deutsch, M. Gatzke, C. Orzel, W.D. Phillips, U. Sterr, M. Walhout, in *Laser Spectroscopy, XIIth International Conference, Capri 1995*, edited by M. Inguscio, M. Allegrini and A. Sasso (World Scientific, Singapore, 1996), p. 31.
11. R.W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, New York, 1992), p. 302-308.
12. C. Jurczak, K. Sengstock, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, A. Aspect, *Opt. Comm.* **115**, 480 (1995).
13. C. Jurczak, PhD thesis (Ecole Polytechnique, Palaiseau, 1996).
14. T.W. Hodapp, C. Gerz, C. Furtlehner, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, J. Dalibard, *Appl. Phys. B* **60**, 135 (1995).
15. B.P. Anderson, T.L. Gustavson, M.A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **53**, R3727 (1996).

Bibliographie

- [1] S. N. Bose, *Z. Phys.* 26, 178 (1924)
- [2] A. Einstein, *Sitzber Kgl. Preuss. Akad. Wiss.*, (1924)
- [3] Bose-Einstein Condensation, edited by A. Griffin, D. W. Snoke, and S. Stringari (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1995)
- [4] I. F. Silvera and J. T. M. Walraven, *Phys. Rev. Lett.* 44, 164 (1980)
- [5] H. F. Hess, Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen, *Phys. Rev. B* 34, 3476 (1986)
- [6] J. M. Doyle, J. C. Sandberg, I. A. Yu, C. L. Cesar, D. Kleppner, and T. J. Greytak, Hydrogen in the submillikelvin regime : sticking probability on superfluid ^4He , *Phys. Rev. Lett.* 67, 603 (1991)
- [7] D. E. Pritchard, K. Helmerson, and A. G. Martin, in *Atomic Physics* 11, edited by S. Haroche, J. C. Gay, and G. Grynberg (World Scientific, Singapore, 1989), p.179
- [8] M. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor, *Science* 269, 198 (1995)
- [9] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms, *Phys. Rev. Lett.* 75, 3969 (1995)
- [10] C.C Bradley, C.A. Sackett, J.J Tollet, R.G. Hulet, Evidence of Bose-Einstein condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions, *Phys. Rev. Lett.* 75, 1687 (1995)
- [11] C.C Bradley, C.A. Sackett, R.G. Hulet, Bose-Einstein condensation of Lithium : Observation of Limited Condensate Number, *Phys. Rev. Lett.* 78, 985 (1997)
- [12] D. S. Jin, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, Collective Excitations of a Bose-Einstein Condensate in a Dilute Gas, *Phys. Rev. Lett.* 77, 420 (1996)
- [13] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend, and W. Ketterle, Collective excitations of a Bose-Einstein condensate in a Magnetic trap, *Phys. Rev. Lett.* 77, 988 (1996)
- [14] D. S. Jin, M. R. Matthews, J. R. Ensher, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, Temperature-Dependent Damping and Frequency Shifts in Collective Excitations of a Dilute Bose-Einstein Condensate, *Phys. Rev. Lett.* 78, 764 (1997)
- [15] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend, and W. Ketterle, Collective excitations of a Bose-Einstein condensate in a Magnetic trap, *Phys. Rev. Lett.* 77, 988 (1996).
- [16] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H. J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle, Observation on interference between two Bose condensates, *Science* 275, 637 (1997)
- [17] W. Ketterle and H.-J. Miesner, Coherence properties on Bose condensates and atom lasers, *Phys. Rev. A* 56, 3291 (1997)
- [18] E. A. Burt, R. W. Ghrist, C. J. Myatt, M. J. Holland, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, Coherence, Correlations, and Collisions : What One Learns About Bose-Einstein Condensates from Their Decay, *Phys. Rev. Lett.* 79, 337 (1997)
- [19] R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, *Nature* 177, 27 (1956)
- [20] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend, and W. Ketterle,

- Ouput Coupler for Bose-Einstein Condensed Atoms, *Phys. Rev. Lett.* 78, 582 (1997)
- [21] H. J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, M. R. Andrews, D. S. Durfee, S. Inouye, and W. Ketterle, Bosonic Stimulation in the Formation of a Bose-Einstein condensate, *Science* 279, 1005 (1998)
 - [22] C. Myatt, E. A. Burt, R. W. Ghrist, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, Production of Two Overlapping Bose-Einstein Condensates by Sympathetic Cooling, *Phys. Rev. Lett.* 78, 587 (1997)
 - [23] D. S. Hall, M. R. Matthews, J. R. Ensher, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, The dynamics of component separation in a binary mixture of Bose-Einstein condensates, *Phys. Rev. Lett.* 81, 1539 (1998)
 - [24] D. M. Stamper-Kurn, M. R. Andrews, A. P. Chikkatur, S. Inouye, H. J. Miesner, J. Stenger, and W. Ketterle, Optical confinement of a Bose-Einstein condensate, *Phys. Rev. Lett.* 80, 2027 (1998)
 - [25] J. Stenger, S. Inouye, D. M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, A. P. Chikkatur, and W. Ketterle, Spin domains in ground state spinor Bose-Einstein condensates, soumis à *Phys. Rev. Lett.*
 - [26] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle, Observation of Feshbach Resonances in a Bose-Einstein Condensate, *Nature* 392, 151 (1998)
 - [27] J. L. Roberts, N. R. Claussen, J. P. Burke, Jr., C. H. Greene, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, Resonant magnetic field control of elastic scattering of cold ^{85}Rb , soumis à *Phys. Rev. Lett.*
 - [28] M. Arndt, M. Ben Dahan, D. Guéry-Odelin, M. W. Reynolds, and J. Dalibard, Observation of a Zero-Energy Resonance in Cs-Cs Collisions, *Phys. Rev. Lett.* 79, 625 (1997)
 - [29] J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, G. Ferrari, and J. Dalibard, Giant Spin Relaxation of an Ultracold Cesium Gas, *Phys. Rev. Lett.* 80, 1869 (1998)
 - [30] H. T. Stoof, M. Houbiers, C. A. Sackett, and R. G. Hulet, Superfluidity of Spin-Polarized ^6Li , *Phys. Rev. Lett.* 76, 10 (1996)
 - [31] T. Busch, J. R. Anglin, J. I. Cirac and P. Zoller, Inhibition of spontaneous emission in Fermi gases, *Europhys. Lett.* 44, 1 (1998)
 - [32] C. Jurczak, Spectroscopie par corrélations d'intensité d'atomes refroidis par laser. Application à l'étude de la dynamique et du transport dans les réseaux atomiques, Thèse de doctorat (Ecole polytechnique, 1996)
 - [33] J. Javanainen, Spectrum of light scattered from a degenerate Bose gas, *Phys. Rev. Lett.* 75, 1927 (1995)
 - [34] S. Friebe, C. D'Andrea, J. Walz, M. Weitz, and T. W. Hänsch, A CO_2 -Laser Optical Lattice with cold Rubidium Atoms, *Phys. Rev. A* 57, R 20 (1998)
 - [35] J. Jackson, *Classical electrodynamics*, Wiley, New York (1962)
 - [36] W. Wing dans "Laser cooled and trapped atoms", ed. by W. Phillips, Nat. Bur. Stand. (U.S.) Special Public. 653 (1983), p.74
 - [37] C. Cohen Tannoudji, Cours du collège de France 1996-97, II-5
 - [38] A. L. Migdall, J. V. Prodan, and W. D. Phillips, and T. H. Bergeman and H. J. Metcalf, First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms, *Phys. Rev. Lett.* 54, 2596 (1985)
 - [39] J. Schwinger, *Phys. Rev.* 51, 648 (1937)
 - [40] W. Petrich, M. Anderson, J. Ensher and E. A. Cornell, Stable, Tightly confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms, *Phys. Rev. Lett.* 74, 3352 (1995)
 - [41] Y. V. Gott, M. S. Ioffe, V. G. Tel'kovskii, *Nucl. Fusion, Supl., Pt. 3*, 1045 (1962)
 - [42] D. Pritchard, Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy, *Phys. Rev. Lett.* 51, 1336 (1983)
 - [43] M. O. Mewes, M. Andrews, N. Van Druten, D. Kurn, D. Durfee, W. Ketterle, Bose-Einstein Condensation in a Tightly Confining dc Magnetic Trap, *Phys. Rev. Lett.* 77, 416 (1996)
 - [44] T. Esslinger, I. Bloch, T. W. Hänsch, Bose-Einstein Condensation in a quadrupole-Ioffe config-

- uration trap, *Phys. Rev A* 58, 2664 (1998)
- [45] L. V. Hau, B. D. Busch, C. Liu, Z. Dutton, M. M. Burns, and J. A. Golovchenko, Near-resonant spatial images of confined Bose-Einstein condensates in a 4-Dee magnetic bottle, *Phys. Rev A* 58, 54 (1998)
 - [46] U. Ernst, A. Marte, F. Schreck, J. Schuster and G. Rempe, Bose-Einstein condensation in a pure Ioffe-Pritchard field configuration, *EuroPhys. Lett.* 41, 1 (1998)
 - [47] J. B. Taylor and I. Langmuir, *Phys. Rev* 51, 753 (1937)
 - [48] K. Huang, *Statistical Mechanics*, 2nd edition, Wiley, New York (1987)
 - [49] N. R. Newbury, C. J. Myatt, and C. E. Wieman, s-wave elastic collisions between cold ground-state ^{87}Rb atoms, *Phys. Rev A* 51, R2680 (1995)
 - [50] H. M. J. M. Boesten, C. C. Tsai, J. R. Gardner, B. J. Verhaar, and D. J. Heinzen, Observation of a shape resonance in the collision of two cold ^{87}Rb atoms, *Phys. Rev A* 55, 636 (1997)
 - [51] M. Ben Dahan, Transport et relaxation d'atomes de césium : oscillations de Bloch et résonance de diffusion, Thèse de doctorat (Université Paris VI, 1997)
 - [52] C. Cohen-Tannoudji, Cours du collège de France 1996-97, V-8
 - [53] C. Cohen-Tannoudji, Cours du collège de France 1996-97, VI-5
 - [54] C. Cohen-Tannoudji, Cours du collège de France 1996-97, VIII-9
 - [55] W. Ketterle and N.J. Van Druten, Evaporative cooling of trapped atoms, *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, B. Bederson and H. Walther (eds), Vol 37, Academic Press, San Diego (1996)
 - [56] D. G. Fried, T. C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S. C. Moss, D. Kleppner, and T. J. Greytak, Bose-Einstein Condensation of Atomic Hydrogen, *Phys. Rev Lett.* 81, 3811 (1998)
 - [57] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, *Mécanique quantique*, Hermann
 - [58] J. J. Tollett, C. C. Bradley, C. A. Sackett, and R. G. Hulet, Permanent magnet trap for cold atoms, *Phys. Rev A* 51, R22 (1995)
 - [59] V. Bagnato, G. Lafyatis, A. Martin, E. Raab, R. Ahmad-Bitar and D. Pritchard, Continuous Stopping and Trapping of Neutral Atoms, *Phys. Rev Lett.* 58, 2194 (1987)
 - [60] C. Cohen-Tannoudji et S. Haroche, Absorption et diffusion de photons optiques par un atome en interaction avec des photons de radiofréquence, *Le journal de Physique* 30, 153 (1969)
 - [61] L. Landau et E. Lifchitz, *Mécanique quantique*, Editions Mir, deuxième édition (1967) p. 381
 - [62] N. V. Vitanov and K.-A. Suominen, Time-dependent control of ultracold atoms in magnetic traps, *Phys. Rev A* 56, 4377 (1997)
 - [63] G. Bruhat, *cours de Physique générale : Electricité* 6ème édition p321
 - [64] G. Bruhat, *cours de Physique générale : Electricité* 6ème édition p350
 - [65] D. Grison, Atomes piégés et refroidis par laser à quelques microKelvins : un piège magnéto-optique dans une cellule de Césium et quelques applications, Thèse de doctorat (Université Paris-Sud, 1996)
 - [66] V. Vuletic, T.W. Hänsch, and C. Zimmermann, Steep magnetic traps for cold atoms, *Europhys. Lett* 36 (5) 349 (1996)
 - [67] V. Vuletic, T. Fischer, M. Praeger, T.W. Hänsch, and C. Zimmermann, Microscopic magnetic quadrupole trap for neutral atoms with extreme adiabatic compression, *Phys. Rev Lett.* 80 (8) 1634 (1998)
 - [68] J.D. Weinstein and K.G. Libbrecht, Microscopic magnetic traps for neutral atoms, *Phys. Rev. A* 52, 4004 (1995)
 - [69] Bergeman, Erez, Metcalf, Magnetostatic trapping fields for neutral atoms, *Phys. Rev A* 35 (4) 1535 (1987)

- [70] A. Steane, P. Szriftgiser, P. Desbiolles and J. Dalibard, Phase modulation of atomic de Broglie waves, *Phys. Rev. Lett.* 74, 4972 (1995)
- [71] C. J. Myatt, N. R. Newbury, R. W. Ghrist, S. Loutzenhiser, and C. E. Wieman, Multiply loaded magneto-optical trap, *Opt. Lett.* 21, 290 (1996)
- [72] K. Huang, *Statistical Mechanics*, John Wiley&Sons, New York (1987)
- [73] W. D. Phillips and H. Metcalf, Laser deceleration of an atomic beam, *Phys. Rev. Lett.* 48, 596 (1982)
- [74] A. Roth, *Vacuum Technology*, North Holland (1976)
- [75] R. Kaiser, thèse de doctorat (Université Paris VI, 1990)
- [76] W. Rooijackers, W. Hogervorst, W. Wassen, *Opt. Com.* (1995)
- [77] N. F. Ramsey, *Molecular beams*, Oxford Science Publications
- [78] V. S. Lethokov, V.G. Minogin and B.D. Pavlik, *Opt. Comm.* 19, 72 (1976)
- [79] G. Labeyrie, Deux outils pour l'Optique Atomique : Jet intense d'hélium métastable et Miroir à onde évanescente, Thèse de doctorat (Université Paris XI, 1998)
- [80] V. Boyer, Thèse de doctorat (Université Paris XI, 1999?)
- [81] B. P. Masterson, C. Tanner, H. Patrick, C. E. Wieman, High-brightness, high purity spin-polarized cesium beam, *Phys. Rev. A* 47, 2139 (1993)
- [82] R. E. Drullinger, D. J. Glaze, and D. B. Sullivan, A recirculating oven for atomic beam frequency standards, *Proc. of the 39th Annual Frequency Control Symposium*, 13-17 (1985)
- [83] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts and C.I. Westbrook, *J. Opt. Soc. Am. B* 6, 2084 (1989)
- [84] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* 6, 2023 (1989)
- [85] T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman, Collective behavior of optically trapped neutral atoms, *Phys. Rev. Lett.* 64, 408 (1990)
- [86] C. Cohen-Tannoudji, Cours du Collège de France (1990-1991)
- [87] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, and E. A. Cornell, Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap, *J. Opt. Soc. Am. B* 11, 1332 (1994)
- [88] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin, and D. E. Pritchard, High densities of Cold Atoms in a Dark Spontaneous-Force Optical Trap, *Phys. Rev. Lett.* 70, 2253 (1993)
- [89] M. H. Anderson, W. Petrich, J. R. Ensher, and E. A. Cornell, reduction of light-assisted collisional loss rate from a low-pressure vapor-cell trap, *Phys. Rev. A* 50, Rapid Communications 50 (1994)
- [90] V. Bagnato, soumis à *Phys. Rev. A*
- [91] D. J. Han, R.H. Wynar, Ph. Courteille, and D. J. Heinzen, Bose-Einstein condensation of large numbers of atoms in a magnetic time-averaged orbiting potential trap, *Phys. Rev. A* 57, 57 (1998)
- [92] N. Vansteenkiste, P. Vignolo, and A. Aspect, Optical reversibility theorems for polarization : application to remote control of polarization, *J. Opt. Soc. Am. A* 10, 2240 (1993)
- [93] M. S. Walhout, Studies of laser-cooled and magneto-optically trapped Xenon, PhD dissertation, (University of Maryland, 1994)
- [94] E. Arimondo, M. Inguscio, and P. Violino, Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms, *Rev. Mod. Phys.* 49, 31 (1977)
- [95] K.-A. Suominen, E. Tiesinga and P. S. Julienne, Nonadiabatic dynamics in evaporative cooling of trapped atoms by a radio-frequency field, *Phys. Rev. A* 58, 3983 (1998)
- [96] O. J. Luiten, M. W. Reynolds, and J. T. M. Walraven, Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas, *Phys. Rev. A* 53, 381 (1996)
- [97] C. A. Sackett, C. C. Bradley, and R. G. Hulet, Optimization of evaporative cooling, *Phys. Rev.*

- A* 55, 3797 (1997)
- [98] K. B. Davis, M. O. Mewes, and W. Ketterle, An analytical model for evaporative cooling of atoms, *Appl. Phys. B* 60, 155 (1995)
 - [99] H. Wu and C. J. Foot, Direct simulation of evaporative cooling, *J. Phys. B* 29, 321 (1996)
 - [100] C. Cohen Tannoudji, Cours du collège de France 1996-97
 - [101] D. Heinzen, *Ultracold Atomic Interactions*, Varenna summer school (1998)
 - [102] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery, *Numerical recipes in FORTRAN*, edited by Cambridge University Press, 1992
 - [103] N. J. van Druten and W. Ketterle, Two-step condensation of the ideal Bose gas in highly anisotropic traps, *Phys. Rev. Lett.* 79, 549 (1997)

Quelques sites web

Il m'a semblé utile de présenter une liste de quelques sites incontournables pour toute personne travaillant sur la condensation de Bose-Einstein. Les sites des trois groupes pionniers constituent une source inépuisable de données : publications, revues de presse, compléments techniques et pédagogiques...

- M.I.T : <http://amo.mit.edu/users/bec/home.html>
- JILA : <http://jilawww.colorado.edu/bec/>
- Rice university : <http://atomcool.rice.edu/>

C'est à l'adresse <http://amo.phy.gasou.edu/bec.html> que l'on trouve généralement les hot news concernant le condensat de Bose-Einstein. Une bibliographie très fournie et des informations sur les conférences spécialisées sont également disponibles.

De façon plus générale, les sites de la société américaine de Physique sont très utiles pour les recherches bibliographiques :

- <http://prola.aps.org/> : ce site donne accès aux références et abstracts des articles parus dans les Physical Reviews de 1985 à 1996.
- <http://publish.aps.org/indexjrnl.html> : mêmes références de 1997 à nos jours.

RESUME

Nous présentons un nouvel outil destiné à atteindre la condensation de Bose-Einstein par refroidissement évaporatif d'atomes alcalins confinés dans un potentiel magnétique. Notre approche repose sur l'utilisation de matériaux ferromagnétiques pour générer le potentiel de piégeage. Elle nous permet d'obtenir un pouvoir de confinement efficace avec une puissance électrique faible (100 W). Après une expérience préliminaire qui nous a permis de valider l'utilisation d'un électroaimant à coeur de fer pur pour le piégeage magnétique d'atomes neutres, nous avons développé un électroaimant de seconde génération que nous avons utilisé pour notre étude du refroidissement évaporatif d'un gaz de rubidium 87. Ce dispositif a pour particularité de piéger les atomes dans un champ magnétique élevé, de l'ordre de 100 Gauss. A cause de la valeur élevée du champ magnétique, l'effet Zeeman quadratique n'est plus négligeable et les transitions radio-fréquence entre sous-niveaux Zeeman adjacents ne sont plus résonnantes au même point. Cette propriété a des conséquences dramatiques sur le refroidissement évaporatif dans l'état $F=2$ et conduit à une interruption de l'évaporation. Une expérience d'évaporation à fréquence fixe nous a permis de mettre en évidence l'influence de cet effet. Nous avons également observé que le refroidissement d'un gaz piégé dans $F=m=2$ ne permet pas de diminuer la température en dessous de 50 μK . En revanche, le processus d'évaporation n'est pas affecté pour l'état hyperfin inférieur $F=1$ et nous avons pu atteindre la condensation de Bose-Einstein en refroidissant le gaz en dessous de 150 nK.

ABSTRACT

We present a new tool for Bose-Einstein condensation using evaporative cooling of magnetically trapped alkali atoms. Our approach is based on the use of ferromagnetic materials to generate the trapping potential. It allows us to obtain a strong confinement at low electrical power (100 W). A preliminary experiment allowed us to validate the use of an iron-core electromagnet for magnetic trapping of neutral atoms. We then developed a second generation of electromagnet to experimentally study evaporative cooling of a rubidium 87 gas. A specific feature of this setup is that the atoms are trapped in a high magnetic field, of order 100 Gauss. Because of this high magnetic field, the quadratic Zeeman effect is not negligible and radio-frequency transitions between adjacent Zeeman sublevels are not resonant at the same place. This has dramatic consequences on evaporative cooling in the $F=2$ state and leads to an interruption of the evaporation process. This was verified through an evaporation experiment with a fixed RF frequency. We also observed that evaporative cooling of a gas trapped in $F=m=2$ does not allow to cool the atoms below 50 μK . On the contrary, the evaporation process is not adversely affected by the quadratic Zeeman effect for the other hyperfine state $F=1$ and we were able to reach Bose-Einstein condensation by cooling the atomic cloud below 150 nK.

MOTS-CLES

ATOMES FROIDS – OPTIQUE ATOMIQUE – CONDENSATION DE BOSE-EINSTEIN – REFOROIDISSEMENT EVAPORATIF PAR RADIO-FREQUENCE – PIEGEAGE MAGNETIQUE – MATERIAUX FERROMAGNETIQUES – ELECTROAIMANT – EFFET ZEEMAN