



HAL
open science

Conception et construction d'une expérience d'atomes froids : vers un condensat de sodium sur puce

Dany Ben Ali

► **To cite this version:**

Dany Ben Ali. Conception et construction d'une expérience d'atomes froids : vers un condensat de sodium sur puce. Physique [physics]. Université Sorbonne Paris Cité, 2016. Français. NNT : 2016USPCD084 . tel-02157986

HAL Id: tel-02157986

<https://theses.hal.science/tel-02157986>

Submitted on 17 Jun 2019

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

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

UNIVERSITÉ PARIS 13

INSTITUT GALILÉE

LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES LASERS

Thèse présentée par

Dany BEN ALI

pour obtenir le grade de

Docteur en Physique de l'Université Paris 13

Sujet de la thèse :

**Conception et construction d'une expérience d'atomes
froids : vers un condensat de sodium sur puce**

Thèse soutenue le 03 mai 2016 devant le jury composé de :

M.	Thierry LAHAYE	Rapporteur
M.	Pascal SZRIFTGISER	Rapporteur
M.	Frédéric DU BURCK	Examineur
Mme	Saïda GUELLATI-KHÉLIFA	Examinatrice
M.	Aurélien PERRIN	Co-Encadrant de thèse
Mme	Hélène PERRIN	Directrice de thèse

Table des matières

Remerciements	7
Introduction	10
1 Conception d'une expérience de condensation de Bose-Einstein	19
Introduction	19
1.1 Système laser	20
1.1.1 Structure atomique du sodium	20
1.1.2 Source laser	21
1.1.3 Stabilisation en fréquence	23
1.1.3.1 Résolution de la structure hyperfine atomique par absorption saturée	23
1.1.3.2 Absorption saturée du sodium	25
1.1.3.3 Absorption saturée de l'iode	27
1.1.3.4 Verrouillage de la fréquence sur une transition hyperfine	29
1.1.4 Montage optique	30
1.1.4.1 Description du banc optique	30
1.1.4.2 Déformation spatiale du mode laser dans un modulateur acousto-optique	33
1.1.4.3 Modulation électro-optique	35
1.2 Système à vide	40
1.2.1 Objectif de pression	40
1.2.2 Principe d'un vide différentiel	41
1.2.2.1 Conductance d'un canal dans le régime d'écoulement moléculaire	42
1.2.2.2 Conception du système à vide	43
1.2.3 Description de l'enceinte à vide	44
1.2.4 Chargement du four et mise sous vide	47
1.2.4.1 Préparation des dés de sodium	47
1.2.4.2 Étuvage de l'enceinte à vide	47
1.3 Contrôle de l'expérience	49

1.3.1	Architecture matérielle	49
1.3.2	Pilotage de l'expérience sous Matlab	50
1.3.3	Acquisition des images	52
1.3.3.1	Systèmes d'imagerie	52
1.3.3.2	Programmation de la Pixelfly	53
1.4	Méthodes d'analyse	54
1.4.1	Imagerie par fluorescence	54
1.4.2	Imagerie par absorption	56
	Conclusion	58
2	Ralentisseur Zeeman à aimants permanents pour le sodium	60
	Introduction	60
2.1	Décélération d'un jet atomique par pression de radiation	61
2.1.1	Expression des forces lumineuses	61
2.1.1.1	Force de pression de radiation	62
2.1.1.2	Force dipolaire	63
2.1.2	Principe du ralentissement	63
2.1.3	Profil de champ magnétique	65
2.1.3.1	Décalage en fréquence induit par effet Doppler	65
2.1.3.2	Compensation de l'effet Doppler par effet Zeeman	65
2.1.3.3	Expression du champ magnétique	67
2.1.3.4	Trajectoires atomiques	68
2.1.4	Détermination des paramètres du ralentisseur Zeeman	69
2.1.4.1	Divergence du jet atomique et limitation de la vitesse de sortie	69
2.1.4.2	Vitesse d'entrée	71
2.1.4.3	Champ de biais	72
2.1.4.4	Choix du paramètre de sécurité et stabilité du dispositif	74
2.2	Réalisation du ralentisseur Zeeman	76
2.2.1	Simulations numériques du profil de champ magnétique	76
2.2.1.1	Champ créé par un aimant permanent	76
2.2.1.2	Configuration Halbach	77
2.2.1.3	Détermination numérique du positionnement des aimants	79
2.2.2	Assemblage mécanique et caractérisation du dispositif	82
2.2.2.1	Assemblage mécanique	82
2.2.2.2	Caractérisation du champ magnétique	83
2.2.2.3	Paramètres expérimentaux du ralentisseur Zeeman	87
2.3	Fonctionnement du ralentisseur Zeeman	89
2.3.1	Pompage optique vers l'état hyperfin $ F = 1\rangle$	89
2.3.1.1	Polarisation du faisceau Zeeman	89
2.3.1.2	Mesures préliminaires	89
2.3.2	Étude de la dynamique interne des atomes – résolution des équations de Bloch optiques	93
2.3.2.1	Équations de Bloch optiques	94
2.3.2.2	Approximation de l'onde tournante	96

2.3.2.3	Méthodes de résolution	98
2.3.2.4	Résultat des simulations	99
2.3.3	Stratégie de repompage vers l'état $ F = 2, m_F = -2\rangle$	103
2.3.3.1	Mise en place d'un faisceau « polariseur et repompeur »	103
2.3.3.2	Équations de Bloch optiques en présence de plusieurs lasers	104
2.3.3.3	Résultat des simulations	105
2.3.3.4	Mise en œuvre expérimentale	109
	Conclusion	110
3	Piège magnéto-optique de sodium	112
	Introduction	112
3.1	Principe du piège magnéto-optique	113
3.1.1	Configuration de piégeage	113
3.1.2	Caractéristiques du nuage piégé	115
3.1.2.1	Température Doppler	115
3.1.2.2	Densité atomique limite	115
3.1.2.3	Densité dans l'espace des phases	116
3.2	Réalisation expérimentale	117
3.2.1	Dispositif expérimental	117
3.2.2	Optimisation des paramètres du piège magnéto-optique	118
3.2.2.1	Faisceau ralentisseur	119
3.2.2.2	Faisceaux repompeur et polariseur	123
3.2.2.3	Faisceaux de piégeage	126
3.3	Propriétés du nuage	129
3.3.1	Mesure de température par temps de vol	129
3.3.1.1	Principe de la mesure par temps de vol	129
3.3.1.2	Mesure expérimentale de la température	129
3.3.2	Chargement et durée de vie des atomes dans le piège magnéto-optique	131
3.3.2.1	Évolution temporelle du nombre d'atomes dans le piège	131
3.3.2.2	Approximation de la densité constante	132
3.3.2.3	Chargement du piège magnéto-optique	133
3.3.2.4	Durée de vie	134
3.3.2.5	Influence des faisceaux polariseur et repompeur	135
	Conclusion	136
4	Transport magnétique d'un nuage d'atomes froids	138
	Introduction	138
4.1	Piégeage magnétique de particules neutres	139
4.1.1	Hamiltonien d'interaction magnétique	139
4.1.2	Configuration anti-Helmholtz	141
4.1.3	Propriétés du nuage piégé	142
4.1.3.1	Extension spatiale	142
4.1.3.2	Durée de vie – pertes Majorana	143

4.2	Conception du transport magnétique	145
4.2.1	Principe	145
4.2.2	Considérations géométriques	148
4.2.2.1	Dimensionnement du système	148
4.2.2.2	Étapes du transport	150
4.2.2.3	Gradient de champ magnétique vertical	151
4.2.2.4	Rapport d'anisotropie	152
4.2.3	Détermination des courants	154
4.2.3.1	Champ magnétique produit par une bobine	154
4.2.3.2	Algorithme d'optimisation des courants sous contrainte	156
4.2.3.3	Profils de courant	158
4.3	Dynamique temporelle du transport	161
4.3.1	Force d'inertie d'entraînement	161
4.3.2	Simulations de dynamique moléculaire	162
4.3.2.1	Principe	163
4.3.2.2	Initialisation du système	164
4.3.2.3	Évolution temporelle	169
4.3.3	Particularités du système	170
4.3.4	Résultats	175
4.3.4.1	Propriétés du nuage en fonction du temps de transport	175
4.3.4.2	Interprétation des résultats – choix de la séquence de transport	177
4.3.4.3	Accélération maximale du centre du piège magnétique	178
4.3.4.4	Courbes temporelles de courants	179
4.4	Réalisation expérimentale	180
4.4.1	Fabrication des bobines et caractérisation	181
4.4.1.1	Réalisation des bobines	181
4.4.1.2	Caractérisation des bobines	182
4.4.2	Assemblage mécanique du dispositif	184
4.4.2.1	Supports de bobines	184
4.4.2.2	Circuit de refroidissement	186
4.4.3	Électronique de contrôle	188
	Conclusion	190

Conclusion 193

Annexes

A Géométrie de la bobine poussante 197

B Séquences temporelles de transport magnétique 199

B.1	Déplacement linéaire	199
B.2	Déplacement polynomial par morceaux	200

B.3 Déplacement en fonction « erreur »	201
B.4 Représentation des profils de transport	202
C Mises en plan des éléments mécaniques du transport magnétique	203
D Électronique du transport magnétique	205
Bibliographie	222

Remerciements

La thèse est une expérience très enrichissante contenant une succession de bons et de mauvais moments. Pour savourer les bons moments, et traverser ceux qui étaient plus difficiles (et ils sont nombreux lors du montage d'une nouvelle expérience!), j'ai pu compter sur un grand nombre de personnes, que je souhaiterais remercier dans les lignes qui suivent.

J'ai eu le plaisir de travailler durant ces quelques années au sein du Laboratoire de Physique des Lasers de Villeteuse. Je suis reconnaissant envers Olivier Gorceix, le directeur du laboratoire, de m'avoir accueilli dans cet établissement et d'avoir fait son possible pour que « l'expérience sodium » puisse se développer dans les meilleures conditions.

Je voudrais remercier en second lieu les membres de mon jury de thèse, en commençant par Thierry Lahaye et Pascal Szriftgiser qui ont lu avec un intérêt particulier mon manuscrit de thèse en leur qualité de rapporteurs. Je remercie également Saïda Guellati-Khélifa et Frédéric Du Burck de l'attention qu'ils ont porté à mes travaux de thèse en tant qu'examineurs.

Mes remerciements s'adressent ensuite aux quatre personnes qui m'ont encadré au quotidien, et qui ont réussi à faire de moi un « vrai expérimentateur » et un meilleur physicien.

J'ai eu la chance d'effectuer ma thèse sous la direction d'Hélène Perrin, qui est une femme possédant des qualités scientifiques et humaines rares. Bien que tu sois très occupée, tu as toujours trouvé le temps pour me conseiller et me guider. Merci pour les innombrables fois où je suis entré dans ton bureau avec des questions et en suis ressorti avec des réponses claires, témoignant de la patience et de la pédagogie dont tu as su faire preuve à mon égard.

J'ai par ailleurs eu le plaisir d'être encadré jour après jour par Aurélien Perrin. J'ai appris énormément en travaillant et en discutant avec toi au cours de ma thèse. Tu n'as cessé de me rappeler que les expériences d'atomes froids sont très complexes, et qu'il ne fallait pas que je me laisse décourager quand quelque chose ne fonctionnait pas du premier coup sur l'expérience. Je te remercie pour ton soutien, et pour la confiance que

tu m'as accordée en me laissant travailler avec beaucoup d'autonomie et en me confiant entièrement la charge de certaines phases de conception et de montage de l'expérience.

Je voudrais ensuite remercier Romain Dubessy, qui a participé à l'encadrement de ma thèse aux côtés d'Aurélien. J'aurais assurément pris beaucoup moins de plaisir à travailler pendant ces trois années si tu n'avais pas été là. Merci pour la bonne humeur que tu répands dans l'équipe, et pour toutes les connaissances que tu m'as transmises. Tu m'as par ailleurs initié à l'art ancestral du jeu de go, merci donc pour les nombreuses parties que nous avons eu l'occasion de jouer pendant ma dernière année de thèse. Je continuerai de m'entraîner et je t'offrirai plus de résistance la prochaine fois que nous jouerons !

Enfin, je souhaiterais remercier Thomas Badr, l'ingénieur de recherche ayant intégré l'équipe peu de temps après mon arrivée. Ton calme et ton sens de l'humour ont rendu le travail à tes côtés particulièrement agréable. Merci pour l'aide que tu m'as apportée chaque fois que j'en avais besoin, et pour tout ce que tu m'as appris sur la mécanique et sur l'optique.

Bien qu'ayant travaillé sur la nouvelle manip sodium, j'aimerais dire quelques mots pour les autres membres de l'équipe « BEC ». Merci à Laurent pour son aide ponctuelle, et pour les différents prêts de matériel, et merci à Vincent pour ses discussions toujours animées. Je voudrais profiter de ces quelques lignes pour encourager Camilla qui est désormais dans la phase critique de la rédaction, et Mathieu qui termine sa première année de thèse et pour qui la route est encore longue.

De façon plus générale, je souhaiterais remercier tous les membres du laboratoire, les permanents, les doctorants et post-doctorants, ainsi que les stagiaires avec qui j'ai eu l'occasion d'interagir au cours de ces années. Je remercie en particulier Frédéric qui a travaillé de concert avec Romain pour que je m'améliore au go. J'aimerais ensuite remercier et encourager mes camarades thésards qui vivent, ou ont vécu la même expérience que moi : Karina, Lat, Bruno, Daniel, Thomas et Kaci.

Par ailleurs, je n'aurais pas pu mener à bien mes travaux de recherche sans l'aide et le soutien du personnel administratif et technique du laboratoire. Je remercie donc Albert et Samir de l'atelier de mécanique, qui ont réalisé quantité de pièces aujourd'hui installées sur l'expérience. Merci à Fabrice et Haniffe, de l'atelier d'électronique, sans qui le contrôle des séquences expérimentales serait impossible. J'adresse enfin mes remerciements aux secrétaires du laboratoire, Solen, Maryse et Carole, qui m'ont guidé avec patience au travers des méandres administratifs.

En parallèle des activités de recherche que j'ai menées au cours de ma thèse, j'ai eu la possibilité de dispenser des enseignements à l'UFR Santé, Médecine, Biologie Humaine de Bobigny. Je tiens donc à remercier chaleureusement les personnes qui m'ont aidé à faire mes premiers pas en tant qu'enseignant, notamment Edith Hantz, ma responsable pédagogique, ainsi que Bei Wen Sun. J'ai pris énormément de plaisir à enseigner à vos côtés. Je souhaiterais aussi remercier le reste du corps enseignant avec qui j'ai eu l'occasion de travailler à Bobigny, en particulier Nadia Djaker, Belén Hernandez, ainsi que les autres moniteurs, Maximilien, Géraldine, Pierre et Sabrina.

Pour conclure, je souhaiterais remercier mes amis et ma famille qui m'ont soutenu tout au long de cette thèse et qui ont participé sans s'en rendre compte à l'obtention des travaux présentés dans ce manuscrit.

Merci à Adrien et Chloé dont l'amitié m'est précieuse depuis la première année d'université. Vous avez toujours su trouver les mots pour me remonter le moral quand tout allait mal, même si je concluais souvent nos discussions par un « ouais si vous le dites... ». Merci à Sylvain pour son amitié depuis la première année de fac. Tu as vécu les mêmes tourments que moi, et je te souhaite à présent le meilleur pour ton post-doc en Asie. J'espère que tu trouveras le temps pour qu'on se regarde quelques vidéos sur « Dailymochon ». Courage à Vincent, qui doit soutenir dans quelques jours. Merci ensuite à Alix, qui a fait son possible pour me soutenir depuis les Etats-Unis. J'espère que tu trouvera ta voie. Merci à Aurélie, qui m'a soutenu et supporté lors des derniers mois ayant précédé ma soutenance de thèse.

Enfin, merci à ma famille, et plus particulièrement à mes parents qui ont fait tout leur possible pour que je puisse suivre la voie qui me plaisait, et à qui je dois tout ce que j'ai accompli.

Introduction

Condensation de Bose-Einstein

La condensation de Bose-Einstein (CBE) a été prédite dès 1924 par A. Einstein [1,2], qui généralise au cas des particules de masse non nulle les travaux de S. Bose sur la statistique photonique [3]. En étudiant le comportement d'un gaz de particules indiscernables et sans interactions, A. Einstein prévoit qu'en dessous d'une température critique T_c , une fraction macroscopique des particules s'accumule dans l'état fondamental du système. La nature bosonique ou fermionique (spin entier ou demi-entier) des particules n'ayant été mise en évidence qu'au cours de l'année 1925 par W. Pauli [4], les résultats présentés par A. Einstein ne s'appliquent en réalité qu'aux bosons qui peuvent occuper des états de nombres quantiques identiques, ce qui est interdit pour les fermions en vertu du principe d'exclusion de Pauli [5,6].

Néanmoins, les techniques expérimentales de l'époque ne permettent pas de mettre à l'épreuve cette nouvelle théorie. Les températures de condensation annoncées dans la plupart des systèmes connus semblent trop faibles pour être réalisables, d'autant plus que la majorité d'entre eux se trouveraient à l'état liquide ou solide dans de tels régimes de température, amenant A. Einstein à conclure sur sa théorie : « l'idée est belle, mais contient-elle une part de vérité ? » [7]. La condensation de Bose-Einstein reste donc un problème académique jusqu'à la découverte de la superfluidité de l'hélium liquide par F. London en 1937 [8]. Il observe que la transition liquide-superfluide s'opère à une température $T_\lambda = 2.17$ K, proche de la température de condensation $T_c = 3.2$ K, et suggère l'existence d'un lien entre les deux phénomènes, bien que l'hélium soit un système présentant de très fortes interactions et ne rentrant donc pas dans le cadre de la théorie édifée par A. Einstein.

La condensation d'un gaz atomique dilué se produit dès lors que sa densité dans l'espace des phases¹ atteint une valeur proche de l'unité. Il s'agit donc d'augmenter la densité spatiale du système, ou d'en abaisser la température. Pour cela, de multiples techniques expérimentales ont été développées à partir des années 1980 : le ralentisse-

1. Définie comme $\rho = n\lambda_{dB}^3$ où n est la densité atomique et λ_{dB} la longueur d'onde de de Broglie.

ment Zeeman [9], le refroidissement d'atomes par laser [10], le piégeage optique [11], le piégeage magnétique [12], le piégeage magnéto-optique [13], le refroidissement par évaporation [14], et le refroidissement sympathique [15]. Ces progrès dans le domaine du piégeage et de la manipulation des atomes ont été récompensés par l'attribution du Prix Nobel de Physique 1997 à C. Cohen-Tannoudji, S. Chu, et W. D. Phillips. En combinant ces différentes méthodes, les premiers condensats de Bose-Einstein ont été observés en 1995, tout d'abord par E. Cornell et C. Wieman en utilisant du rubidium 87 [16], puis par le groupe de W. Ketterle avec le sodium 23 [17]. Le prix Nobel de physique 2001 a été attribué à E. Cornell, C. Wieman et W. Ketterle pour la mise en évidence de ce nouvel état de la matière, prédit près de 70 ans plus tôt. À présent, une dizaine d'espèces atomiques ont été condensées, ainsi que de nombreux systèmes non atomiques tels que les molécules [18], les magnons [19, 20], les excitons-polaritons [21], les phonons [22], ou encore les photons [23].

Depuis ces premières réussites, le domaine de la physique des atomes ultra-froids a atteint un stade de maturité faisant des condensats atomiques l'un des systèmes physiques les mieux contrôlés en laboratoire. Ainsi, les interactions entre atomes peuvent être manipulées en tirant profit des résonances de Feshbach [24, 25], ce qui a mené à de nombreux succès expérimentaux. Les premiers condensats de rubidium 85 [26] et de molécules [18] ont en particulier été créés en jouant sur le signe et l'amplitude des interactions atomiques. De plus, le contrôle des interactions a permis d'observer l'effondrement d'un condensat dans un régime d'interactions attractives [27, 28], de détecter la formation de solitons brillants [29, 30], ou encore de mettre en évidence la transition entre l'état de condensation de paires de fermions et l'état superfluide de Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) dans les gaz de Fermi dégénérés [31, 32].

Par ailleurs, le degré de contrôle atteint dans les gaz ultra-froids s'étend au-delà de la manipulation des interactions atomiques. De nombreux schémas de piégeage ont ainsi été développés au cours des années, offrant à présent la possibilité de confiner les atomes dans des paysages magnétiques et optiques extrêmement variés. La réduction de la dimensionnalité des systèmes condensés a permis la mise en évidence de la transition de Berezinskii-Kosterlitz-Thouless dans un piège à deux dimensions [33], ainsi que l'observation du régime de Tonks-Girardeau dans un gaz bosonique unidimensionnel [34, 35].

Enfin, l'élaboration de géométries de piégeage variées mène à l'étude de phases quantiques dans des régimes toujours plus riches, à l'image de la condensation dans des pièges uniformes [36] ou annulaires [37]. De même, le confinement des gaz dégénérés dans des réseaux optiques [38–40] permet de réaliser des géométries de piégeage exotiques [41–43], établissant ainsi un lien direct avec les systèmes décrits par un modèle de type Bose-Hubbard [44] couramment rencontrés en physique de la matière condensée. Mentionnons enfin la possibilité de superposer au réseau optique un champ de jauge synthétique dont l'action sur les atomes neutres s'apparente à celle d'un champ magnétique sur des particules chargées [45]. Le développement du magnétisme artificiel dans les gaz d'atomes froids permet d'étudier des phénomènes fascinants, tels que l'effet Hall quantique fractionnaire [46, 47] ou l'effet Aharonov-Bohm [48].

Simulation quantique

La physique contemporaine comporte un certain nombre de problèmes dont la description théorique reste très ouverte, et dont l'étude expérimentale est soit impossible, soit difficile au sens où certains paramètres du système ne sont pas nécessairement accessibles ou contrôlables. C'est le cas par exemple de nombreux systèmes rencontrés en physique de la matière condensée (supraconductivité à haute température, magnétisme frustré), en cosmologie (trous noirs, univers primordial), en physique des hautes énergies (rayonnement de Hawking, effet *Zitterbewegung*), ou encore en physique nucléaire (étoiles à neutrons). Le développement des simulations numériques a permis d'améliorer la compréhension de certains de ces problèmes, mais ces méthodes restent très limitées. En effet, le nombre de variables à stocker, ainsi que le nombre de calculs à effectuer dépendent exponentiellement de la taille du système simulé, rendant la simulation de problèmes à *N-corps*, où *N* est supérieur à quelques dizaines, impossible.

Dans ce contexte, R. Feynman introduisit en 1982 la notion de *simulateur quantique* [49], à savoir une machine capable de simuler de façon universelle n'importe quel système quantique. Dans sa proposition, R. Feynman suggère de reproduire le comportement d'un système complexe à l'aide d'un système quantique plus simple, dont les paramètres sont facilement modifiables, et dont l'évolution temporelle est dictée par des lois mathématiques analogues à celles du système complexe.

Néanmoins, la mise au point d'une machine universelle telle qu'imaginée par R. Feynman reste à ce jour technologiquement inaccessible [50]. Cependant, les récents progrès effectués dans la manipulation, le contrôle, et l'interrogation de systèmes quantiques étudiés dans divers domaines de la physique apportent un regain d'intérêt pour la simulation quantique [51, 52]. Ainsi, des systèmes tels que les ions [53, 54], les atomes froids [55–57], les photons [58], ou encore les circuits supraconducteurs [59] ont été proposés comme supports pour reproduire le comportement de systèmes plus complexes.

Les possibilités de contrôles offertes en laboratoire par les gaz quantiques dégénérés en font d'excellents candidats pour la simulation quantique. La transition de phase quantique entre l'état superfluide et l'état isolant de Mott a ainsi été observée dans un réseau optique [60], de même que la localisation d'Anderson dans un potentiel désordonné [61–64]. La réalisation expérimentale des champs de jauge artificiels a récemment conduit à la mise en évidence du célèbre « papillon de Hofstadter » dans un gaz quantique [65–68]. Par ailleurs, les premiers succès expérimentaux de simulation quantique ne se limitent pas au domaine de la matière condensée. La mise en évidence des états trimères d'Efimov [69] et la vérification de l'équation d'état dans un gaz de Fermi [70] démontrent la possibilité de simuler des systèmes de physique nucléaire, tandis que la réalisation de l'analogie sonique d'un trou noir [71] et l'observation des oscillations Sakharov [72] dans des systèmes atomiques font le lien avec les systèmes cosmologiques.

Dynamique hors équilibre – mécanismes de Kibble-Zurek

Un grand nombre d'expériences ont cherché à simuler le comportement de systèmes complexes dans leur état d'équilibre thermodynamique, mais jusqu'à récemment, très peu ont été consacrées à la simulation de systèmes mis hors équilibre par la modification d'un paramètre extérieur. Aujourd'hui, la dynamique hors équilibre de systèmes quantiques est une thématique de recherche très active, qui suscite un intérêt croissant au sein de la communauté scientifique.

En 1976, T. W. B. Kibble s'est penché sur l'étude de la dynamique de l'univers primordial lors de la phase d'inflation ayant succédé au Big-Bang. En se basant sur un cadre théorique tout à fait général, il a montré que le passage rapide d'un système à travers une transition de phase présentant une brisure spontanée de symétrie entraîne l'apparition de défauts topologiques dans le système [73, 74]. Ainsi, durant la phase d'expansion initiale de l'univers, la matière s'est refroidie et a subi plusieurs transitions de phases avec une brisure spontanée de symétrie, qui auraient provoqué l'apparition d'un certain nombre de défauts topologiques (cordes cosmiques, monopôles, ...) pouvant expliquer la structure actuelle de l'univers.

Néanmoins, la signature de ces excitations topologiques est désormais difficile à mettre en évidence, et la vérification du modèle de Kibble dans le contexte cosmologique n'est pas envisageable. En 1985, W. H. Zurek appliqua la théorie développée par Kibble au cas particulier de l'hélium superfluide, et proposa de vérifier les prédictions issues de la théorie de Kibble dans des systèmes de matière condensée plus faciles à appréhender expérimentalement [75, 76].

Bien que la nature des défauts topologiques dépende du système considéré, leurs propriétés sont décrites de façon universelle par le formalisme développé par Kibble et Zurek. Dans le cas où le système subit une *trempe*, c'est-à-dire un passage rapide à travers une transition de phase, il est notamment prédit que la densité de défauts apparaissant dans le système dépend de la durée de la trempe suivant une loi de puissance, dont l'exposant renseigne sur la classe d'universalité à laquelle appartient le système. Cet aspect universel a conduit de nombreux groupes de recherche à étudier cette physique dans des systèmes aussi variés que l'hélium superfluide [77, 78], les cristaux liquides [79], les chaînes d'ions [80, 81], les matériaux ferroélectriques [82], ou encore les anneaux supraconducteurs [83].

Les atomes froids apparaissent comme des milieux privilégiés pour l'étude des mécanismes de Kibble-Zurek [84]. En abaissant la température d'un nuage atomique sous le seuil de condensation T_c , les atomes s'accroissent dans un même état quantique (dans le cas des bosons) et se comportent alors comme une onde macroscopique de matière décrite en dimension 3 par une fonction d'onde $\psi(\mathbf{r}) = \sqrt{n(\mathbf{r})} e^{i\phi(\mathbf{r})}$, où $n(\mathbf{r})$ est la densité atomique spatiale et $\phi(\mathbf{r})$ la phase locale. Le choix d'une phase arbitraire dans l'intervalle $[0, 2\pi]$ traduit une brisure spontanée de la symétrie de phase $U(1)$, pouvant occasionner l'apparition de défauts topologiques (vortex, solitons, ...) dans le nuage lors d'un passage rapide du seuil de condensation.

Les premières observations des mécanismes de Kibble-Zurek dans les condensats [85] ont permis de vérifier qualitativement le modèle théorique dans le cadre d'une transition de phase classique induite par un refroidissement brutal du nuage. En revanche, les difficultés liées au comptage des défauts (manque de statistique, durée de vie, ...) ont empêché de déterminer la loi de puissance à laquelle ils obéissent.

Plus récemment, quelques équipes de recherche ont cherché à déterminer les exposants critiques décrivant la dynamique de systèmes homogènes subissant une transition de phase classique. Ainsi, l'apparition de courants superfluides quantifiés induits par une trempe en température a été prédite dans un piège annulaire quasi-1D [86], et observée dans un piège annulaire quasi-2D [87]. De même, la création de défauts topologiques a été mise en évidence dans un gaz uniforme à 3D [88], ce qui a permis de déterminer l'exposant critique dynamique lié à la classe d'universalité dont font partie la condensation de Bose-Einstein et la transition λ de l'hélium 4 [89].

Par ailleurs, la théorie de Kibble-Zurek peut être étendue à des systèmes spatialement inhomogènes, qui évoluent alors selon des lois d'échelles complètement différentes. La création de solitons gris durant la phase de condensation est ainsi prédite dans un piège en forme de « cigare » [90], et de récentes expériences menées sur des gaz de sodium ont révélé l'apparition de vortex solitoniques dans de tels systèmes, qui sont des structures issues de la relaxation de solitons gris [91, 92].

Enfin, le domaine des atomes froids offre la possibilité d'explorer des transitions de phase quantiques induites par le changement d'un paramètre du hamiltonien décrivant le système. Ainsi, des vortex de spins sont apparus dans un gaz spinoriel de rubidium lors de la transition entre une phase amagnétique et une phase ferromagnétique provoquée par la modification de l'amplitude d'un champ magnétique [93, 94]. De même, une transition de phase isolant de Mott – superfluide a été provoquée par une modification rapide des propriétés d'un réseau optique, ce qui a permis l'observation d'excitations topologiques dont les propriétés sont compatibles avec les prédictions issues de la théorie de Kibble-Zurek [95].

La nouvelle expérience « sodium »

Mes travaux de thèse s'inscrivent dans la continuité de ces études portant sur la dynamique hors équilibre de gaz quantiques dégénérés. Nous avons conçu un montage expérimental permettant d'étudier la formation de défauts topologiques dans des conditions encore peu explorées à ce jour, notamment dans des gaz quantiques en dimension restreinte (1D ou 2D) [96]. En effet, les lois d'échelle dictant la dynamique des défauts topologiques en fonction de la durée de la trempe dépendent à la fois de la dimensionnalité du système, de son extension spatiale, et de son homogénéité [97]. Ainsi, l'étude de systèmes spatialement inhomogènes en dimension réduite apportera des éléments nouveaux pour tester la théorie de Kibble-Zurek. De plus, les systèmes de basse dimensionnalité, et en particulier en dimension 1, présentent des corrélations très fortes entre particules, et nous envisageons d'étudier le rôle des interactions dans la dynamique hors équilibre. À plus long terme, cette expérience s'orientera vers l'étude des processus de relaxation de systèmes hors équilibre, qui restent encore aujourd'hui

mal compris.

Piégeage sur une microstructure

Pour atteindre un régime de basse dimension, nous avons prévu de confiner puis de refroidir le nuage atomique dans un micro-piège produit à la surface d'une puce à atomes. Ces microstructures ont été développées au début des années 2000 [98–100], et offrent désormais la possibilité de capturer les atomes dans des pièges de géométries variées. Ainsi, il est envisageable de produire des pièges de type Ioffe-Pritchard ou bien de géométrie quadrupolaire [100]. Des pièges plus exotiques peuvent être élaborés, à l'image du double puit de potentiel [101, 102], du piège annulaire [103], ou encore du réseau de pièges en forme de « crêpe » [104].

Notre choix s'est donc porté sur les puces à atomes car ces structures sont particulièrement adaptées à l'étude de systèmes de basse dimensionnalité [105]. De plus, une unique puce peut être utilisée pour produire des pièges de géométries différentes, à condition de bien prévoir la structure de la puce, et d'avoir la possibilité d'habiller le potentiel magnétique avec un champ radio-fréquence [106, 107]. Avec un tel dispositif, il serait donc envisageable d'étudier les mécanismes de Kibble-Zurek dans plusieurs systèmes de basse dimensionnalité, ce qui contribuerait à faire progresser la compréhension de la dynamique de création des défauts topologiques dans des systèmes spatialement inhomogènes.

Méthode d'observation des défauts topologiques

L'étude des mécanismes de Kibble-Zurek dans les gaz atomiques dégénérés comporte un certain nombre de difficultés, parmi lesquelles le décompte du nombre d'excitations topologiques présentes dans le système après la trempe. L'observation de ces défauts sera réalisée à l'aide de deux dispositifs d'imagerie, l'un basé sur la fluorescence du nuage atomique, l'autre sur l'absorption d'un faisceau laser à la traversée du nuage. Du fait de la petite taille des excitations topologiques, une imagerie *in situ* semble difficile à réaliser, et nous privilégierons donc l'acquisition d'images après un temps de vol.

Les défauts topologiques récemment observés dans les condensats de Bose-Einstein [88, 91, 92] correspondent à des inhomogénéités apparaissant dans le profil de densité du système. Nous envisageons donc de déterminer le nombre de défauts topologiques via les fluctuations de densité présentes dans le nuage atomique, qui seront mises en évidence par des mesures de fonctions de corrélation de densité.

Résonance de Feshbach micro-onde

Les atomes froids comptent parmi les systèmes expérimentaux les mieux contrôlés en laboratoire. Les interactions entre atomes peuvent ainsi être manipulées grâce aux résonances de Feshbach [25], qui permettent de modifier la longueur de diffusion d'une

espèce atomique en appliquant un champ magnétique externe. Les résonances prévues pour le sodium requièrent la présence d'un champ magnétique important [24, 108], ce qui contraint fortement leur mise en œuvre expérimentale.

Des travaux théoriques récents prédisent l'existence d'une résonance de Feshbach induite par micro-ondes pour les alcalins [109]. En intégrant un guide d'onde micro-ondes à la puce à atomes, nous espérons observer pour la première fois cette résonance.

Nous envisageons par ailleurs de tirer profit de cette résonance afin d'annuler les interactions entre les atomes dans le nuage. Cela permettrait d'une part de faciliter l'interprétation des résultats obtenus après temps de vol, et d'autre part de déterminer le rôle des interactions dans les processus de relaxation conduisant le système vers un état d'équilibre thermodynamique.

Plan de la thèse

Ma thèse a été consacrée à la construction d'un montage expérimental visant à étudier la physique des mécanismes de Kibble-Zurek. Pour cela, j'ai travaillé à la conception du dispositif expérimental, à son assemblage, puis à sa caractérisation. Ainsi, j'ai mis en place la majeure partie du système à vide permettant d'isoler les atomes de sodium de leur environnement extérieur. De plus, j'ai installé l'ensemble du dispositif laser nécessaire à la manipulation, au piégeage, et à l'interrogation des atomes. J'ai mis en place un système permettant de produire un flux intense et continu d'atomes de sodium qui sont ensuite capturés dans un piège magnéto-optique. Enfin, j'ai entièrement conçu, fabriqué et assemblé un dispositif de transport magnétique qui sera utilisé pour déplacer les atomes de l'enceinte du piège magnéto-optique à l'enceinte où seront effectuées les mesures physiques. Des photographies montrant la salle d'expérience sodium à la fin de ma première année de thèse, ainsi qu'à la fin de ma troisième année de thèse sont présentées figure 1.

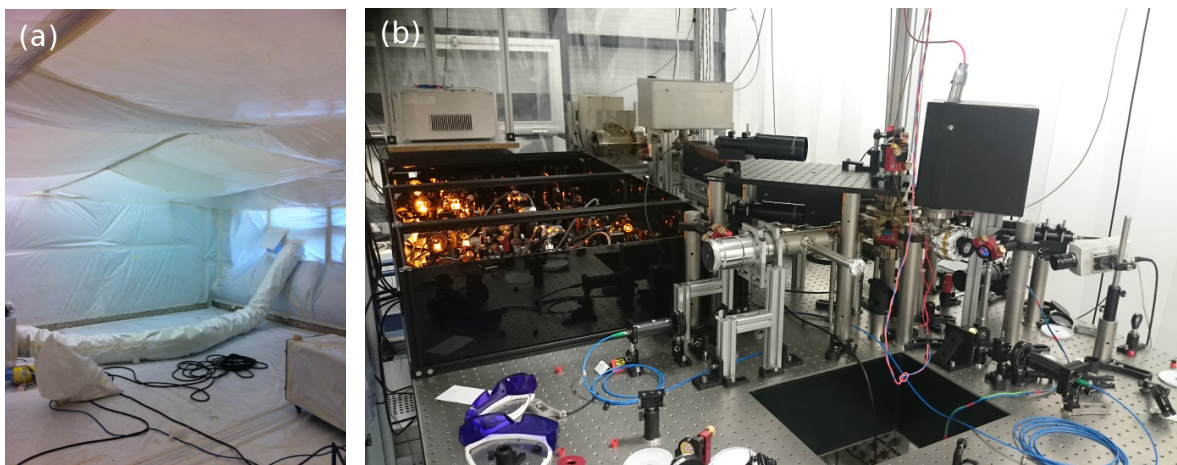


FIGURE 1 – (a) Salle d'expérience à la fin de ma première année de thèse lors du désamiantage de la salle, puis à la fin de ma troisième année de thèse (b).

Le manuscrit est organisé en quatre chapitres.

Le chapitre 1 est consacré à la conception du montage expérimental permettant d'étudier la dynamique hors équilibre d'un gaz froid de sodium. Nous commençons par présenter l'ensemble de la chaîne laser, allant de la préparation des différents faisceaux (ralentisseur Zeeman, piège magnéto-optique, imagerie, ...) à leur stabilisation en fréquence sur une cellule d'iode. Nous discutons ensuite des détails géométriques du système à vide permettant de diminuer progressivement la pression dans l'enceinte expérimentale de quelques centièmes de millibars dans le four de sodium à 1.5×10^{-10} mbar dans la chambre du piège magnéto-optique. Enfin, nous présentons l'électronique de contrôle de l'expérience, ainsi que le système d'imagerie.

Le chapitre 2 porte sur la mise en place d'un ralentisseur Zeeman à aimants permanents utilisé pour obtenir un flux intense d'atomes lents. Nous verrons comment l'action combinée d'un faisceau laser et d'un champ magnétique permet de décélérer des atomes, puis nous discuterons du choix des paramètres du ralentisseur Zeeman. Ensuite, nous présenterons la disposition d'aimants permettant d'obtenir le profil de champ magnétique désiré, puis nous discuterons de la réalisation du ralentisseur Zeeman, ainsi que de sa caractérisation. Enfin, nous terminerons ce chapitre par la mise en évidence d'effets de dépompage subis par les atomes pendant leur ralentissement, que nous interpréterons en nous appuyant sur la simulation des équations de Bloch optiques décrivant la dynamique du système.

Le chapitre 3 est consacré au piège magnéto-optique de sodium. Après avoir rappelé le principe de fonctionnement d'un piège magnéto-optique, nous présentons notre réalisation expérimentale. Ensuite, nous caractérisons de façon systématique l'influence de chacun des paramètres intervenant dans les processus de ralentissement et de piégeage atomique sur le chargement du piège. Finalement, nous terminons le chapitre en présentant une série de mesures permettant d'estimer la température du nuage, le flux d'atomes lents, ainsi que le temps de chargement et la durée de vie du piège.

Le chapitre 4 traite du transport magnétique des atomes entre la chambre du piège magnéto-optique et l'enceinte où se dérouleront les expériences. Nous commençons par rappeler le principe du piégeage magnétique d'atomes neutres, puis nous montrons comment une chaîne de paires de bobines permet de déplacer un piège magnétique et les atomes qu'il renferme. Dans un second temps, nous discutons du dimensionnement du transport (taille des bobines, positionnement, ...), en justifiant notamment la forme en « L » pour laquelle nous avons opté lors de l'élaboration du montage expérimental. Nous présentons ensuite les résultats de simulations de dynamique moléculaire permettant de simuler les trajectoires atomiques et de déduire des paramètres de transport raisonnables (temps de transport, accélération maximale du centre du piège, ...). Pour finir, nous montrons la mise en place expérimentale du transport, en insistant sur les étapes de fabrication et de caractérisation des bobines.

Je termine ce manuscrit par une conclusion faisant état de l'ensemble des résultats obtenus durant ma thèse, puis je discute des perspectives offertes par les travaux que j'ai réalisés.

Chapitre 1

Conception d'une expérience de condensation de Bose-Einstein

Introduction

Porter un nuage atomique thermique au seuil de condensation de Bose-Einstein requiert des conditions expérimentales très particulières. Il s'agit notamment d'abaisser la température du système tout en augmentant sa densité spatiale, de sorte que sa densité dans l'espace des phases soit de l'ordre de l'unité [110].

Pour cela, il convient de mettre en place un dispositif expérimental complexe permettant de produire des atomes isolés de leur environnement extérieur, de les confiner puis de les refroidir. Aujourd'hui, de nombreuses techniques expérimentales ont été développées au sein de la communauté des atomes froids pour mener les atomes au seuil de dégénérescence quantique. La conception du montage a donc débuté par l'étude, puis la sélection des méthodes les plus pertinentes compte tenu de la physique que nous souhaitons étudier.

Ce chapitre a pour objet de présenter les différents éléments du dispositif expérimental. Nous discutons en particulier de la mise en place d'un système laser complet nécessaire pour la manipulation des atomes (piégeage, refroidissement), ainsi que leur caractérisation. Dans un second temps, nous discutons de la conception et de la mise en place d'un système à vide visant à découpler les atomes de leur environnement extérieur. Enfin, nous terminons ce chapitre par la présentation du système de contrôle de l'expérience.

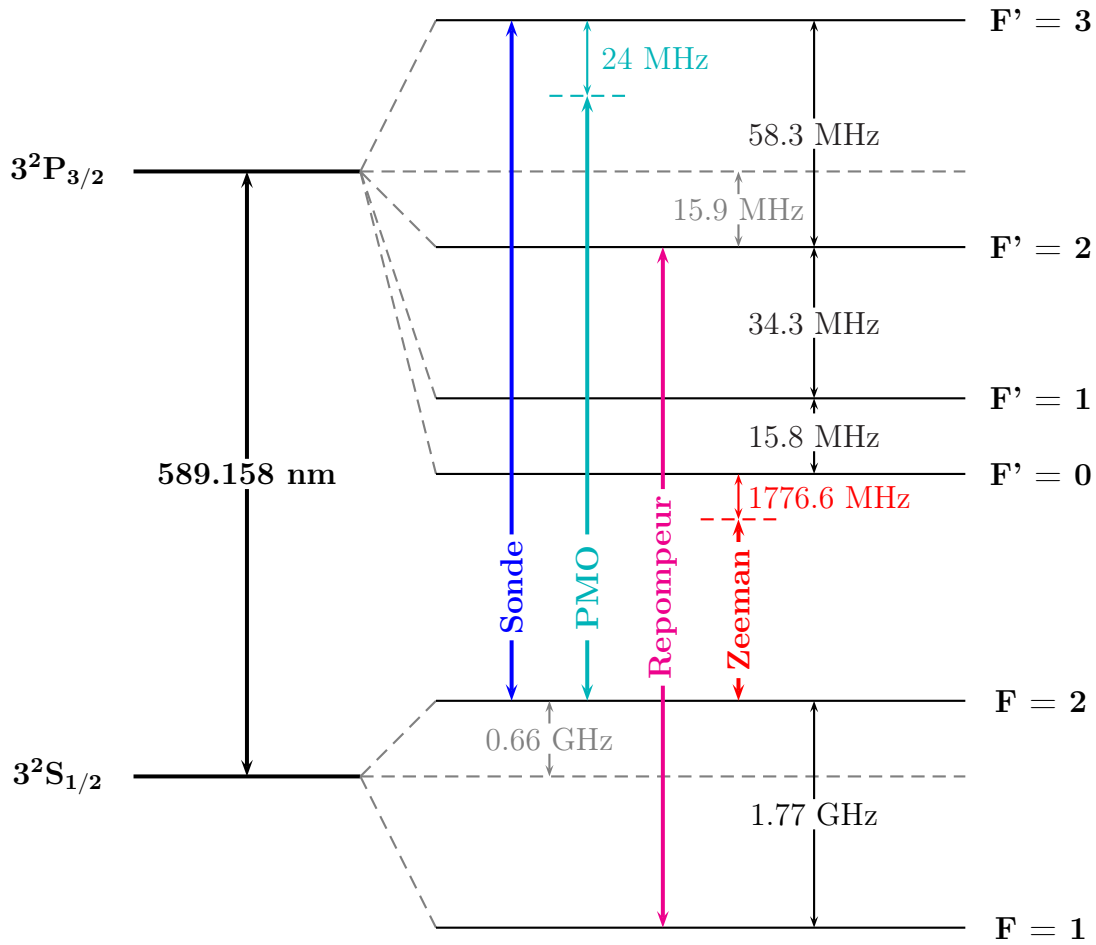


FIGURE 1.1 – Structure hyperfine de la raie D_2 du sodium. Les faisceaux sondes sont à résonance avec la transition cyclante $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Les faisceaux du piège magnéto-optique sont désaccordés de 24 MHz vers le rouge de cette même transition. Un repompeur accordé sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ ramène les atomes dans le cycle. Le faisceau ralentisseur est quant à lui très hors résonance à -1885 MHz de la transition cyclante. Le dessin n'est pas à l'échelle.

1.1 Système laser

1.1.1 Structure atomique du sodium

Les métaux alcalins sont les espèces privilégiées dans les expériences d'atomes froids du fait de leur structure électronique simple. Dans le cas du sodium, celle-ci s'écrit $[\text{Ne}]3s^1$, avec en particulier un unique électron occupant la couche de valence $3s$. Une description convenable de la structure atomique du sodium nécessite de considérer, en plus de la structure électronique, le couplage de l'électron de valence au moment cinétique orbital de l'atome, ainsi que le couplage au spin nucléaire. La figure 1.1 représente les éléments de la structure atomique du sodium que nous considérons dans notre expérience. Le couplage spin-orbite aboutit à une structure fine présentant un niveau fondamental, appelé $3^2S_{1/2}$ en notation spectroscopique, et deux niveaux excités, notés

$3^2P_{3/2}$ et $3^2P_{1/2}$. Parmi ces deux transitions, connues pour former le « doublet du sodium », nous ne considérerons que la transition $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$, appelée la raie D_2 . Le couplage avec le spin nucléaire $I = 3/2$ décompose ces deux niveaux en leurs sous-composantes hyperfines indexées par le nombre quantique F . Le niveau fondamental est séparé en deux composantes, $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$, distantes d'approximativement 1.77 GHz. Le niveau excité est quant à lui séparé en quatre composantes allant de $|F' = 0\rangle$ à $|F' = 3\rangle$, et réparties sur une centaine de mégahertz.

Sur la figure 1.1, nous avons représenté les principaux faisceaux laser utilisés dans notre expérience. Les faisceaux sondes utilisés pour interroger les atomes sont accordés sur la transition *cyclante* entre les états $|3^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ et $|3^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$. L'écart entre les états excités $|3^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$ et $|3^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ étant seulement de 60 MHz, il arrive régulièrement qu'un atome sorte de la transition cyclante en passant par l'état $|3^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ et tombe dans l'état *noir* $|3^2S_{1/2}, F = 1\rangle$. Un faisceau *repompeur* à résonance sur la transition $|3^2S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |3^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ est alors utilisé pour ramener les atomes dans l'état $|3^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ afin qu'ils puissent continuer de cycler. Les faisceaux du piège magnéto-optique sont légèrement décalés vers le rouge de la transition cyclante afin de maximiser la force de rappel qu'ils exercent sur les atomes [111]. Enfin, le faisceau de ralentissement est réglé à -1885 MHz de la transition cyclante, de sorte que la combinaison de l'effet Zeeman et de l'effet Doppler dans le ralentisseur Zeeman compense exactement le désaccord du faisceau pour des atomes dont la vitesse est inférieure à 950 m.s^{-1} (se référer au chapitre 2).

1.1.2 Source laser

La structure atomique du sodium impose l'utilisation d'un laser dont la longueur d'onde λ vaut 589 nm. Or, il n'existe pas encore de diode laser permettant de délivrer plusieurs watts de puissance à 589 nm. La production de cette longueur d'onde nécessite donc un dispositif à trois étages qui est représenté sur la figure 1.2.

Tout d'abord, une diode laser à cavité étendue¹ produit un faisceau infrarouge d'une puissance de 50 mW à une longueur d'onde λ_d proche de 1178 nm. La diode est constituée d'une jonction PN pompée électriquement et d'une cavité externe comprenant une lentille de collimation et un réseau de diffraction monté sur une cale piézoélectrique. Le réseau est ajusté en configuration *Littrow*, c'est-à-dire que le premier ordre diffracté est réfléchi vers la diode laser, formant ainsi une cavité étendue qui permet de réduire la largeur spectrale de la diode entre 100 kHz et 1 MHz d'après les spécifications du constructeur. La longueur d'onde du faisceau émis peut être modifiée grossièrement en jouant sur la température de la diode ou sur le courant qui la traverse. Un ajustement plus fin est possible à l'aide de la cale piézoélectrique qui permet de modifier l'angle α du réseau de diffraction, qui est relié à la longueur d'onde λ_d par la relation $\lambda_d = 2d \sin \alpha$, où d est le pas du réseau.

1. Modèle *DL100* / *pro design* de Toptica

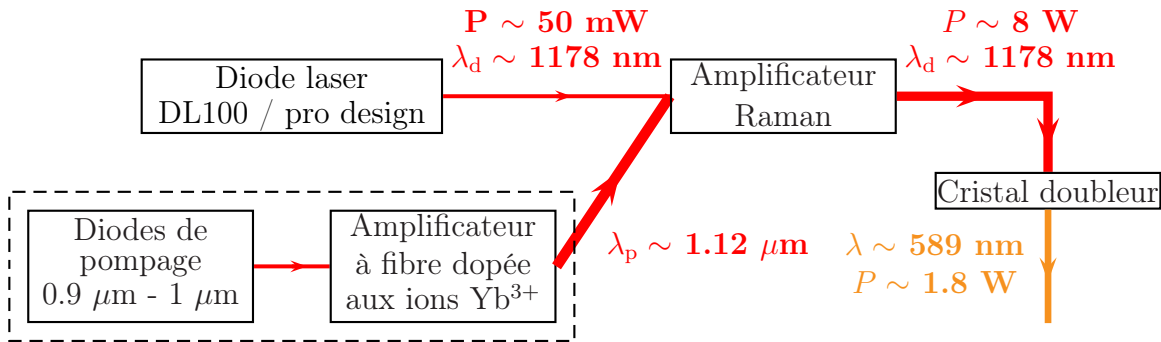


FIGURE 1.2 – Schéma simplifié décrivant la production d'un faisceau laser pour exciter la transition D_2 du sodium. Le faisceau infrarouge d'une diode laser est amplifié par effet Raman, puis doublé en fréquence afin d'obtenir un faisceau de 1.8 W à 589 nm.

La seconde étape de la chaîne laser consiste à augmenter la puissance du faisceau provenant de la diode laser dans un amplificateur à effet Raman². Deux faisceaux laser sont injectés dans une fibre optique en silice standard : le faisceau à amplifier, et un faisceau dit de pompage. Ce dernier se trouve à une fréquence de l'ordre de 13 THz au-dessus de celle du faisceau à amplifier, ce qui correspond ici à une longueur d'onde $\lambda_p = 1.12 \mu\text{m}$. L'amplification du faisceau à 1178 nm dans la fibre en silice se fait par effet Raman, qui est un processus de diffusion inélastique convertissant les photons pompes à 1120 nm en photons à 1178 nm et en excitations phononiques afin de garantir la conservation totale de l'énergie.

Le faisceau de pompage à $1.12 \mu\text{m}$ est quant à lui produit dans un amplificateur à fibre dopée à l'ytterbium³. Les ions Yb^{3+} ont la particularité d'avoir une bande d'absorption et une bande d'émission légèrement décalées. Ainsi, la bande de pompage se situe entre $0.9 \mu\text{m}$ et $1.0 \mu\text{m}$, tandis que la bande laser se trouve entre $1.06 \mu\text{m}$ et $1.12 \mu\text{m}$. Notre amplificateur à fibre dopée à l'ytterbium comporte deux diodes laser émettant dans la bande de pompage afin d'exciter les ions Yb^{3+} , qui émettent à leur tour une radiation à $1.12 \mu\text{m}$ utilisée ensuite dans l'amplificateur Raman. En sortie de l'amplificateur Raman, la puissance laser disponible à 1178 nm est de l'ordre de 8 W.

La dernière étape de production du faisceau laser utilisé pour exciter les transitions du sodium consiste à convertir les photons à 1178 nm en photons à 589 nm par doublement de fréquence. Le faisceau à 1178 nm traverse un cristal non-linéaire dans lequel les photons infrarouges sont combinés pour former des photons à 589 nm. Pour un faisceau incident de 8 W à 1178 nm, il reste en sortie du cristal doubleur 1.8 W à 589 nm.

Le fonctionnement de la diode laser à cavité étendue, ainsi que ses contrôles en courant et en température sont pilotés par des modules électroniques⁴. La puissance

2. Modèle *VRFA-P-1800-589-SF* de MPB Communications Inc

3. Modèle *2RU-YFL-VRFA* de MPB Communications Inc

4. Modèles *DC 110*, *DCC 110*, et *DTC 110* de Toptica

laser en sortie du doubleur peut être ajustée entre 20 mW et 1.8 W en jouant sur le courant circulant dans les diodes de pompage de l'amplificateur à fibre dopée à l'ytterbium, qui est contrôlé par une interface informatique développée par MPB.

1.1.3 Stabilisation en fréquence

1.1.3.1 Résolution de la structure hyperfine atomique par absorption saturée

La stabilisation en fréquence des lasers est un point crucial de toute expérience de manipulation d'atomes froids. Afin de régler finement la fréquence de notre chaîne laser, nous avons mis en place un montage d'absorption saturée, qui permet de verrouiller la fréquence d'un faisceau sur une transition atomique.

Considérons une vapeur d'atomes immobiles traversée par un faisceau laser, dont le signal est capté sur une photodiode. Notons ν_0 la fréquence de la transition atomique dans le cadre d'un modèle simplifié à deux niveaux atomiques. Si la fréquence du laser est balayée autour de ν_0 , le signal observé à la photodiode correspond alors à un pic d'absorption lorentzien, de largeur à mi-hauteur Γ . Dans une situation expérimentale réaliste, le faisceau laser est envoyé à travers une cellule contenant une vapeur atomique possédant une distribution de vitesse décrite par la statistique de Maxwell-Boltzmann. L'étalement en vitesse des atomes entraîne un élargissement inhomogène de la transition atomique dû à l'effet Doppler. Par conséquent, le profil d'absorption observé correspond à une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est donnée par :

$$\Delta\nu = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{8 \log(2) k_B T}{m}}, \quad (1.1)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, m est la masse des atomes composant la vapeur, et T leur température.

La relation précédente donne $\Delta\nu = 1.3$ GHz pour une vapeur atomique de sodium à température ambiante, traversée par un laser interrogeant la raie D_2 . Cette technique basique de spectroscopie n'est donc pas satisfaisante pour asservir la fréquence du laser, car il est difficile de régler cette dernière avec une précision de l'ordre du mégahertz à partir d'un signal dont la largeur est proche du gigahertz.

Pour s'affranchir des effets liés à la distribution des vitesses et avoir une détermination précise de la fréquence, il convient de mettre en place un montage d'absorption saturée [112]. Celui-ci consiste à envoyer deux faisceaux laser se propageant en sens opposés à travers une cellule contenant une vapeur atomique. Le premier faisceau, dit *faisceau sonde*, est très peu intense et sa fréquence est notée ν . Le second faisceau, appelé *faisceau pompe*, est quant à lui suffisamment intense pour saturer complètement le milieu atomique, et sa fréquence est notée $\nu + \delta\nu$, où $\delta\nu$ est un décalage en fréquence que nous ajoutons pour le verrouillage en fréquence (se référer aux parties 1.1.3.4 et 1.1.4.1).

Dans ce montage, le signal provenant du faisceau sonde est observé à la photodiode. Lorsque la fréquence ν est balayée aux abords d'une transition atomique, le profil attendu en l'absence du faisceau pompe est un profil d'absorption Doppler dont la largeur typique est de l'ordre du gigahertz d'après la relation (1.1). En revanche, la présence du faisceau pompe modifie sensiblement le profil observé à la photodiode et permet de résoudre finement la structure atomique, comme nous allons le voir dans les deux paragraphes suivant.

Modèle à deux niveaux

Dans un premier temps, considérons un modèle simple ne faisant intervenir que deux niveaux atomiques dont l'écart en fréquence est noté ν_0 . En balayant la fréquence ν des faisceaux pompe et sonde autour de la transition atomique, il existe une fréquence particulière ν_0^* pour laquelle les deux faisceaux sont à résonance avec une même classe de vitesse atomique v_0^* , c'est-à-dire qu'ils vérifient la condition :

$$\begin{cases} \nu_0 = \nu_0^* - kv_0^*, \\ \nu_0 = \nu_0^* + \delta\nu + kv_0^*. \end{cases} \quad (1.2)$$

Dans cette situation, le faisceau pompe sature la transition atomique pour la classe de vitesse v_0^* et porte ainsi une fraction non négligeable des atomes dans l'état excité. La population du niveau fondamental est donc réduite, et le faisceau sonde est par conséquent moins absorbé. Le profil attendu à la photodiode est alors un profil d'absorption Doppler, au sein duquel se dresse un pic étroit d'absorption saturée lorentzien associé à la baisse d'absorption du faisceau sonde. Comme ce pic n'apparaît que pour la classe de vitesse v_0^* , sa largeur correspond à la largeur naturelle de la transition atomique $\Gamma = 2\pi \times 9.79$ MHz, ce qui permet de résoudre la structure atomique avec une précision bien supérieure à celle atteinte à partir du profil d'absorption Doppler.

Modèle à trois niveaux

Le modèle à deux niveaux considéré dans le paragraphe précédent n'est plus valable dans le cas particulier du sodium. En effet, cette espèce possède une structure complexe avec deux états hyperfins fondamentaux espacés d'approximativement 1772 MHz, et quatre états hyperfins excités étalés sur environ 108 MHz. Ainsi, les profils d'absorption Doppler correspondants aux transitions depuis les états fondamentaux vers le multiplet d'états excités se recouvrent car leur largeur est de l'ordre du gigahertz d'après la relation (1.1), ce qui donne naissance à des pics supplémentaires dans le spectre d'absorption saturée.

Considérons pour simplifier une structure atomique comportant trois niveaux, avec soit un état fondamental et deux états excités (structure en V), soit deux états fondamentaux et un état excité (structure en Λ). Les deux transitions atomiques sont caractérisées par des fréquences notées ν_1 et ν_2 . En balayant la fréquence ν des faisceaux pompe et sonde autour des deux résonances atomiques, trois pics vont apparaître.

Tout d'abord, il existe une fréquence ν_1^* pour laquelle les deux faisceaux sont à résonance avec la première transition atomique pour une même classe de vitesse v_1^* . Dans ce cas, les faisceaux vérifient la relation (1.2) en remplaçant les variables indicées 0 par les variables indicées 1, et un premier pic d'absorption saturée se dresse sur le profil d'absorption Doppler. Par ailleurs, il existe aussi une fréquence ν_2^* pour laquelle les deux faisceaux sont à résonance avec la seconde transition atomique pour une autre classe de vitesse v_2^* . Le même raisonnement que précédemment conduit donc à prédire l'apparition d'un second pic d'absorption saturée sur le profil d'absorption Doppler.

Enfin, il existe une fréquence particulière ν_{12}^* pour laquelle le faisceau pompe est à résonance sur l'une des transitions atomiques pour une classe de vitesse v_{12}^* , tandis que le faisceau sonde est à résonance sur l'autre transition atomique pour cette même classe de vitesse. Dans cette situation, qui correspond à un *croisement de niveaux*, les atomes satisfont le système :

$$\begin{cases} \nu_1 = \nu_{12}^* - kv_{12}^*, \\ \nu_2 = \nu_{12}^* + \delta\nu + kv_{12}^*. \end{cases} \quad (1.3)$$

Pour comprendre l'effet du faisceau pompe lors d'un croisement de niveaux, il convient de traiter séparément le cas où la structure atomique est en V, du cas où elle est en Λ . Pour une structure en V, le faisceau pompe sature l'une des transitions atomiques, et dépeuple significativement le niveau fondamental commun aux deux transitions pour la classe de vitesse v_{12}^* . Ainsi, lorsque la sonde traverse la vapeur, elle est moins absorbée par cette classe de vitesse, et un pic d'absorption saturée se dresse sur le profil d'absorption Doppler lorsque la fréquence ν du laser vaut $\nu_{12}^* = (\nu_1 + \nu_2 - \delta\nu)/2$.

En revanche, la nature du pic observé dans le cas d'une structure en Λ est très différente. Dans cette situation, le faisceau pompe sature l'une des deux transitions atomiques et peuple significativement l'état excité commun aux deux transitions. Or, une fraction importante des atomes va se désexciter vers l'état fondamental impliqué dans la transition sur laquelle est réglé le faisceau sonde. À cause du pompage optique induit par le faisceau pompe, la sonde est beaucoup plus absorbée par la classe de vitesse v_{12}^* lorsqu'elle traverse la vapeur atomique, et un pic d'absorption saturée se creuse dans le profil d'absorption Doppler (ce pic est en sens « inverse » des autres pics).

En généralisant ce raisonnement à des structures plus complexes, telles que celle du sodium, il est possible d'interpréter les spectres d'absorption, comme nous le montrons dans les sections suivantes.

1.1.3.2 Absorption saturée du sodium

Le sodium ayant une faible pression de vapeur saturante à température ambiante [113], il est impossible d'observer un spectre d'absorption saturée dans une cellule de sodium ⁵. Afin d'augmenter la pression de vapeur saturante dans la cellule, celle-ci est

5. Modèle *GC25075-NA* de Thorlabs

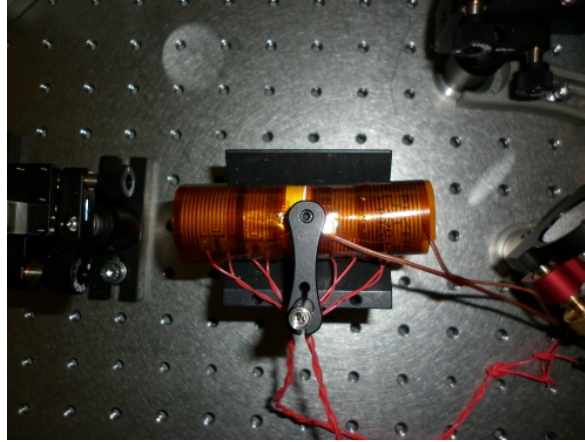


FIGURE 1.3 – Photographie de la cellule de sodium entourée par des rubans chauffants.

portée à 155°C par deux rubans chauffants en kapton⁶, comme le montre l'image 1.3. Les bandes sont disposées de sorte que les courants qui les parcourent soient dirigés en sens opposés pour éviter l'apparition d'un champ magnétique résiduel qui modifierait les positions des résonances atomiques.

Les faisceaux pompe et sonde ont un waist $w_0 = 1\text{ mm}$, et des puissances respectives $P_{\text{pompe}} = 650\ \mu\text{W}$ et $P_{\text{sonde}} = 35\ \mu\text{W}$. Dans cette configuration, un balayage de la fréquence du laser sur quelques gigahertz donne le spectre d'absorption présenté figure 1.4 (a). Celle-ci met en évidence le profil d'absorption gaussien dû à la distribution de vitesse du gaz de sodium, lequel est surmonté de trois pics d'absorption saturée.

Afin d'interpréter le spectre observé, il convient de se ramener à la structure atomique du sodium rappelée figure 1.1. Les deux pics orientés dans le même sens (1 et 3) correspondent respectivement à des pics d'absorption saturée entre les transitions hyperfines $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1, 2, 3\rangle$ et $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 0, 1, 2\rangle$. Le pic inversé (2) correspond à un croisement de niveaux apparaissant lorsque le faisceau pompe est à résonance sur les transitions $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1, 2, 3\rangle$, tandis que le faisceau sonde est à résonance sur les transitions $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 0, 1, 2\rangle$ (ou inversement) pour une même classe de vitesse v_c .

Un balayage en fréquence plus fin, centré sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1, 2, 3\rangle$, fait apparaître une sous-structure complexe au sein du pic 1, comme le montre la figure 1.4 (b). Les différents pics peuvent être attribués à des transitions entre l'état fondamental $|F = 2\rangle$ et le multiplet d'états excités. Ainsi, les pics (b) et (e) correspondent aux pics d'absorption saturée associés aux transitions :

- $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$
- $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$,

6. Modèle *KH-106/10-P* proposé par Omega Engineering

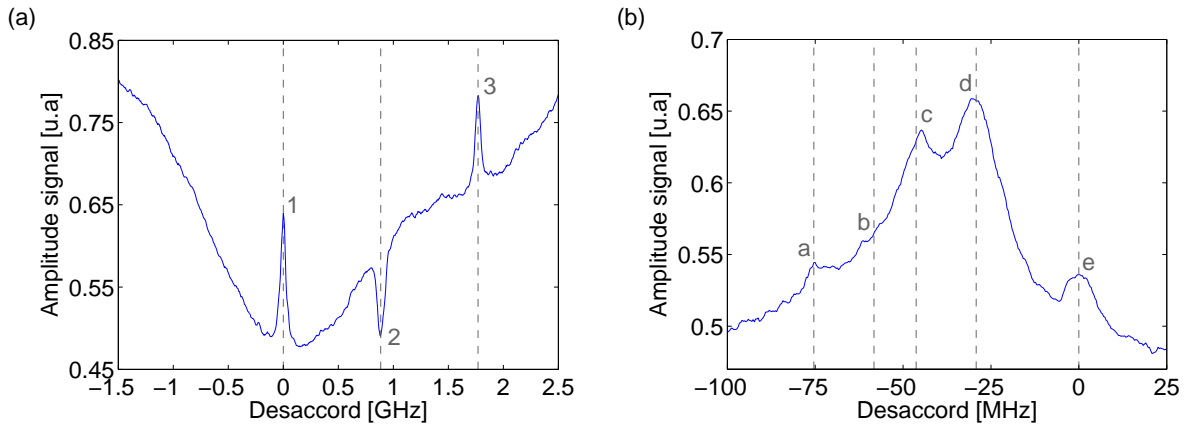


FIGURE 1.4 – (a) Spectre d’absorption saturée de la raie D_2 du sodium. Les pics 1 et 3 correspondent respectivement aux transitions hyperfines $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1, 2, 3\rangle$ et $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 0, 1, 2\rangle$. Le pic 2 correspond au croisement de niveaux entre ces deux transitions. (b) Agrandissement du pic 1 de la figure (a). Les pics (b) et (e) repèrent respectivement les transitions $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2, 3\rangle$, tandis que les pics (a), (c) et (d) correspondent à des croisements de niveaux. Les lignes pointillées repèrent les positions attendues pour les différents pics à partir de la structure atomique du sodium.

Les pics (a), (c) et (d) correspondent quant à eux aux croisements de niveaux suivants :

- $|F = 2\rangle \rightarrow \{|F' = 1\rangle, |F' = 2\rangle\}$
- $|F = 2\rangle \rightarrow \{|F' = 1\rangle, |F' = 3\rangle\}$
- $|F = 2\rangle \rightarrow \{|F' = 2\rangle, |F' = 3\rangle\}$

Notons que le pic (e) présente un intérêt particulier pour deux raisons : il correspond à une transition cyclante du sodium, et il est relativement bien séparé des autres pics. Nous avons donc décidé d’asservir la fréquence de notre laser sur cette transition.

1.1.3.3 Absorption saturée de l’iode

Le réglage de la fréquence du laser a été réalisé initialement à partir du spectre d’absorption saturée du sodium présenté figure 1.4. Malheureusement, une erreur de manipulation a entraîné l’établissement d’un courant excessif sur une longue période de temps dans les bandes chauffantes, qui ont fini par fondre.

Pour empêcher que ce type d’incident ne se reproduise, un système d’asservissement en fréquence reposant sur l’utilisation d’une cellule d’iode $^{127}I_2$ a été mis en place. Cette espèce moléculaire est intéressante car sa pression de vapeur saturante à température ambiante est suffisamment importante pour qu’un signal d’absorption saturée puisse être observé sans avoir à chauffer la cellule. Par ailleurs, l’iode présente de nombreuses transitions rovibroniques dans le spectre visible. Ainsi, la raie $P(38) 15 - 2$ correspondant à la transition entre le 2^e état ro-vibrationnel de l’état moléculaire fondamental $0_g^+(^1\Sigma_g^+)$ et le 15^e état ro-vibrationnel de l’état moléculaire excité $0_u^+(^3\Pi_u)$ possède 15 composantes hyperfines aux environs des 589 nm [114]. En particulier, la composante

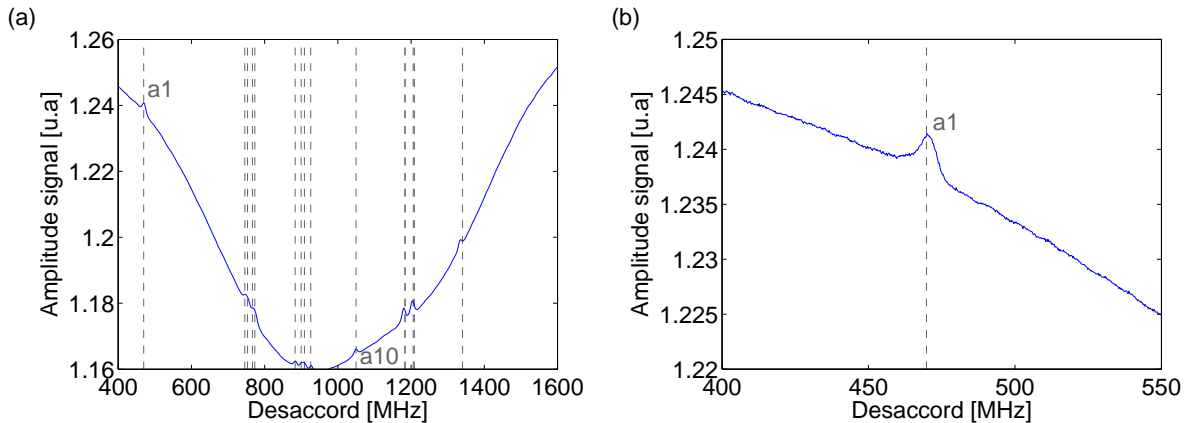


FIGURE 1.5 – (a) Spectre d’absorption saturée de la raie $P(38) 15 - 2$ de l’iode en fonction du désaccord du laser par rapport à la transition cyclante du sodium. Les différents pics observés correspondent aux 15 composantes hyperfines prévues pour cette raie de l’iode. Les lignes pointillées repèrent les positions attendues pour les différentes composantes hyperfines. (b) Balayage en fréquence autour de la composante a_1 utilisée pour asservir la fréquence du laser.

a_1 est située à seulement 467 MHz de la transition cyclante du sodium [115], et peut être utilisée pour asservir la fréquence du laser.

Afin d’observer le spectre d’absorption saturée de l’iode, nous avons mis en place un faisceau pompe et un faisceau sonde de waist $w_0 = 1$ mm, dont les puissances valent respectivement $P_{\text{pompe}} = 4.2$ mW et $P_{\text{sonde}} = 35$ μ W. Notons que la puissance requise pour saturer la transition est plus importante dans le cas de l’iode que pour le sodium. Le profil d’absorption observé lors d’un balayage de la fréquence du laser sur plusieurs centaines de mégahertz est présenté figure 1.5 (a). Le spectre montre une vallée Doppler, sur laquelle se dressent 11 pics d’absorption saturée au lieu des 15 prédits théoriquement. Cette différence s’explique par le fait que certaines composantes hyperfines sont espacées de seulement quelques mégahertz. Par conséquent, la largeur naturelle des transitions, ainsi que la résolution en fréquence adoptée pour le balayage ne permettent pas de distinguer toutes les composantes hyperfines. Remarquons cependant que les positions des différents pics sont en accord avec les positions prédites par des calculs *ab initio* effectués à l’aide du logiciel *Iodine Spec*.

La figure 1.5 (b) montre le spectre d’absorption provenant d’un balayage de la fréquence du laser sur 150 MHz autour de la composante hyperfine a_1 . Cette transition est particulièrement intéressante pour asservir la fréquence du laser car elle est bien séparée des autres composantes hyperfines de l’iode. Il est donc relativement simple de déterminer la position du centre de la raie, contrairement au cas du sodium où la transition cyclante utilisée pour asservir la fréquence du laser est très proche d’autres transitions hyperfines.

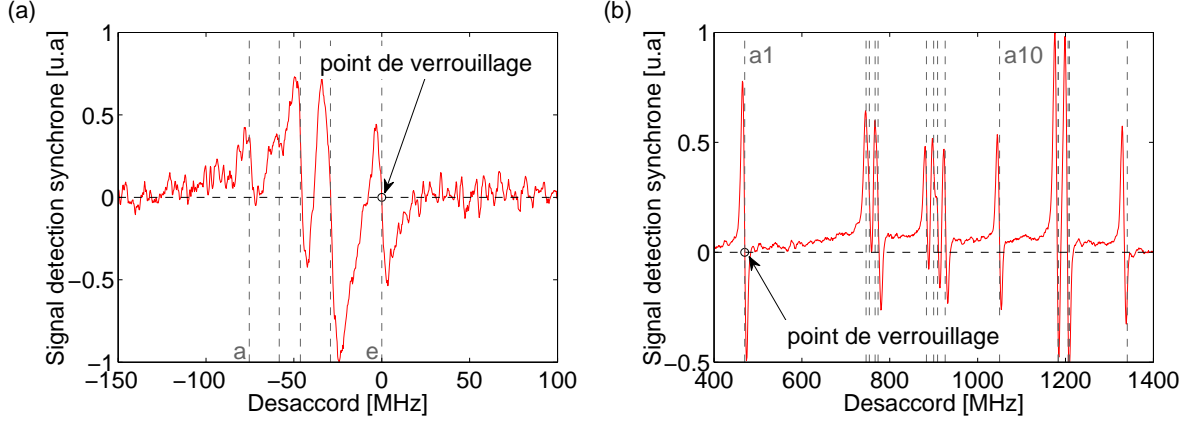


FIGURE 1.6 – Signal d’erreur utilisé pour l’asservissement en fréquence de la chaîne laser dans le cas du sodium (a), et de l’iode (b). Le point de verrouillage indiqué sur la figure (a) repère le centre de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ du sodium, tandis que celui indiqué sur la figure (b) repère le centre de la composante hyperfine a_1 de l’iode.

1.1.3.4 Verrouillage de la fréquence sur une transition hyperfine

Le réglage de la fréquence du laser se fait à partir de la dérivée du spectre d’absorption saturée, qui est obtenue par une méthode de transfert de modulation [116], puis par une détection synchrone. La technique de transfert de modulation consiste à moduler la fréquence du faisceau pompe, tout en gardant la fréquence du faisceau sonde fixe. Ainsi, la fréquence du faisceau pompe est modulée dans notre montage expérimental à une fréquence $\omega/2\pi = 9$ kHz par un boîtier électronique⁷. En toute généralité, le signal d’absorption saturée enregistré par la photodiode s’écrit sous la forme $s(\omega) = s(\omega_0 + \mathcal{A}\sin(\omega t + \phi))$ où \mathcal{A} est l’amplitude de la modulation. Pour une modulation de faible amplitude, un développement limité au premier ordre de l’expression précédente conduit à écrire le signal émis par la photodiode sous la forme :

$$s(\omega) \approx s(\omega_0) + \mathcal{A}\sin(\omega t + \phi) \frac{\partial s}{\partial \omega}. \quad (1.4)$$

Ce signal subit ensuite deux opérations au sein du *Digilock 110* : une multiplication par la fonction de modulation $\sin(\omega t + \phi)$, puis une intégration temporelle qui filtre les composantes hautes fréquences. Il s’écrit alors :

$$S(\omega) \sim \frac{\mathcal{A}}{2} \left\langle \frac{\partial s}{\partial \omega} \right\rangle. \quad (1.5)$$

Cette relation montre que le « signal d’erreur » en sortie du *Digilock 110* est proportionnel d’une part à l’amplitude de modulation, et d’autre part à la dérivée du signal d’absorption saturée. Les figures 1.6 (a) et (b) représentent la sortie du *Digilock 110* dans le cas du sodium et de l’iode.

7. Modèle *Digilock 110* de Toptica

L'asservissement en fréquence du laser consiste à définir un point de verrouillage à la fréquence ω^* vérifiant la condition $S(\omega^*) = 0$, correspondant à la position du centre du pic sur lequel nous souhaitons régler le laser. Pour cela, le module *Digilock 110* est muni de deux régulateurs PID (pour « Proportionnel Intégral Dérivé »), qui rétroagissent sur la position de la cale piézoélectrique de la diode laser pour maintenir la fréquence du laser au point de verrouillage. Le premier PID corrige les fluctuations hautes fréquences, tandis que le second PID corrige les dérives basses fréquences.

Notons que dans le cas de l'iode, la composante hyperfine a_1 sur laquelle nous asservissons le laser se situe approximativement à 467 MHz de la fréquence associée à la transition cyclante du sodium, et il convient donc de corriger ce décalage de la fréquence du laser.

1.1.4 Montage optique

1.1.4.1 Description du banc optique

Notre montage optique est divisé en quatre branches comme le montre la figure 1.7. Le laser est accordé à la fréquence $\nu_0 - 612$ MHz où ν_0 correspond à la fréquence de la transition cyclante $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$.

La fuite d'un cube séparateur de polarisation (CSP) placé en sortie du doubleur de fréquence est utilisée pour la mise en place de la voie d'absorption saturée permettant l'asservissement en fréquence du laser sur une cellule d'iode. Cette voie fait notamment intervenir trois modulateurs acousto-optiques (MAO), dont les fréquences centrales valent respectivement 350 MHz, 200 MHz et 80 MHz⁸ (voir partie 1.1.4.2). Le laser traverse successivement en double passage les MAO 350 MHz et 200 MHz, disposés en configuration *œil-de-chat*, afin que sa fréquence soit égale à $\nu_0 + 430$ MHz. Par ailleurs, la méthode de transfert de modulation utilisée pour asservir le laser en fréquence nécessite de moduler uniquement la fréquence du faisceau pompe, le faisceau est donc séparé en deux parties par un cube séparateur de polarisation. La fraction réfléchie, qui constitue la *pompe* du montage d'absorption saturée, effectue un simple passage dans le MAO 80 MHz de sorte que sa fréquence soit décalée à $\nu_0 + 510$ MHz et modulée avec une fréquence $\omega/2\pi = 9$ kHz. La fraction transmise est quant à elle directement utilisée comme faisceau *sonde* de l'absorption saturée, puis captée sur une photodiode rapide⁹.

La seconde voie du montage optique est dédiée à la préparation du faisceau utilisé pour le ralentissement des atomes de sodium dans l'enceinte à vide. Les mesures expérimentales détaillées dans le chapitre 2 montrent que le faisceau doit être désaccordé de -1885 MHz par rapport à la transition cyclante du sodium. Pour produire un tel décalage à partir de la sortie laser à -612 MHz, nous utilisons deux MAO de fréquence

8. Modèles *MT350-B100A0.2-VIS*, *MT200-A0.5-VIS* et *MT80-A1-VIS* de AA opto-electronic

9. Modèle *PDA36A* de Thorlabs

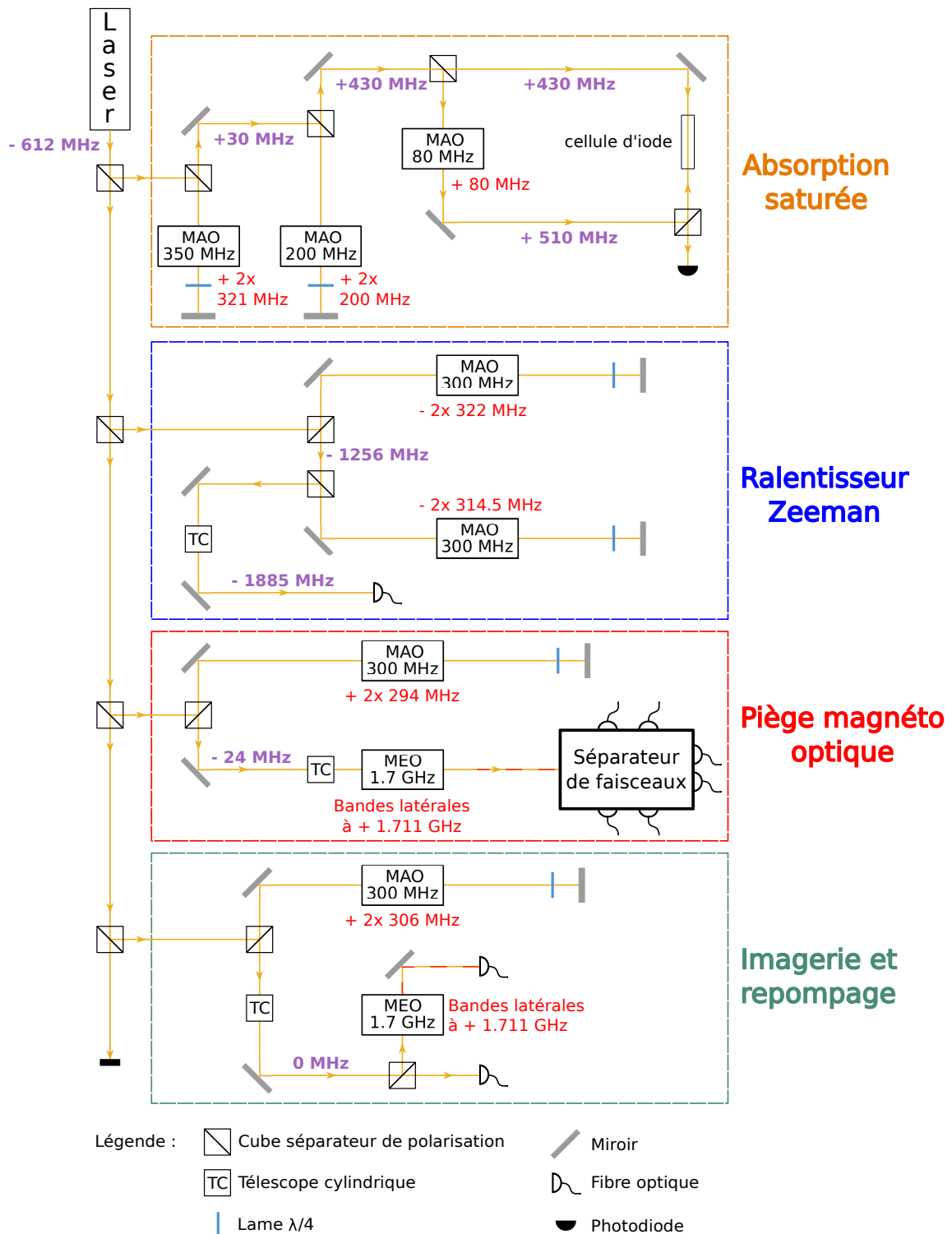


FIGURE 1.7 – Représentation schématique simplifiée du montage optique. Ne figurent que les éléments optiques principaux (cubes polariseurs, miroirs, MAO, MEO, fibres optiques), et les fréquences sont indiquées relativement à ν_0 .

centrale 300 MHz¹⁰ en double passage. Notons par ailleurs que les efficacités de diffraction des MAO étant typiquement de 85 % en simple passage, la puissance disponible en sortie de la voie du ralentisseur Zeeman est de l'ordre de 50 % de la puissance d'entrée. En prenant en compte les pertes sur les divers éléments optiques (cubes, lames $\lambda/4$ et $\lambda/2$, ...), ainsi que les celles dues à l'injection de la fibre optique du faisceau Zeeman, la puissance utile disponible en sortie de voie correspond à 40 % de la puissance injectée en entrée.

Le piège magnéto-optique requiert l'utilisation de six faisceaux lasers dont le désaccord par rapport à la transition cyclante est de l'ordre de la largeur naturelle de la transition atomique [111]. Une fraction du faisceau à -612 MHz est envoyée à travers un MAO 300 MHz en double passage afin de ramener le désaccord du faisceau à -24 MHz. Par ailleurs, le bon fonctionnement du piège magnéto-optique nécessite la mise en place d'un faisceau repompeur pour maintenir les atomes sur la transition cyclante. Pour cela, le faisceau à -24 MHz traverse un modulateur électro-optique (MEO) de fréquence centrale 1.711 GHz¹¹, qui superpose à la fréquence porteuse deux bandes latérales symétriques à ± 1.711 GHz (se référer à la partie 1.1.4.3 pour une explication détaillée du fonctionnement d'un MEO). Ce faisceau constitué de trois composantes est ensuite injecté dans un séparateur de faisceaux¹², qui est composé d'une fibre d'entrée, et d'une grappe de six fibres de sortie dont les injections sont pré-réglées et optimisées.

La dernière branche du montage optique comprend la production des faisceaux utilisés pour l'imagerie des atomes et leur repompage. Le faisceau à -612 MHz est envoyé dans un MAO 300 MHz en double passage, de sorte que sa fréquence en sortie soit exactement à ν_0 . Le faisceau est ensuite séparé par un cube séparateur de polarisation. L'un des faisceaux traverse un modulateur électro-optique, puis sert à repomper et polariser les atomes avant leur entrée dans le ralentisseur Zeeman (voir la partie 2.3.3), tandis que l'autre est utilisé pour l'imagerie à résonance des atomes.

Un montage optique de cette complexité est très sensible aux instabilités thermiques et mécaniques. Pour isoler la table optique des vibrations mécaniques, celle-ci repose sur quatre isolateurs pneumatiques¹³. Ces supports fonctionnent avec de l'air comprimé, et permettent de faire léviter la table sur un coussin d'air, assurant ainsi son découplage de l'environnement extérieur. L'isolation thermique, plus délicate à garantir, est assurée par un système d'air climatisé maintenant la température de la salle d'expérience constante au demi-degré près. Enfin, un capot réalisé en polyméthacrylate de méthyle (PMMA) entoure l'ensemble du montage optique pour l'isoler de l'extérieur.

La mise en place des modulateurs acousto-optiques et électro-optiques nécessite une complète caractérisation de ces derniers. En particulier, nous avons observé une

10. Modèle *MT300-B20A1-VIS* de AA opto-electronic

11. Modèle *EO-Na23-3K* de Qubig

12. *Fiber Port Cluster 1 to 6 for 589 nm* de Schäfter-Kirchhoff

13. Modèle *S-2000-428* de Newport

modification du mode laser en sortie de certains modulateurs acousto-optiques, dont nous discutons dans la section suivante. Celle-ci sera suivie par une section présentant la méthode utilisée pour observer et caractériser les modulateurs électro-optiques.

1.1.4.2 Déformation spatiale du mode laser dans un modulateur acousto-optique

Ajustement en fréquence par modulation acousto-optique

La figure 1.7 fait apparaître les modulateurs acousto-optiques utilisés pour modifier finement la fréquence d'un faisceau laser. Ceux-ci sont composés d'un cristal transparent de dioxyde de tellure (TeO_2), auquel est relié un transducteur piézo-électrique qui permet de transmettre un signal radiofréquence externe de fréquence F au sein du cristal.

Lorsqu'une onde sonore traverse le milieu, il s'y forme une modulation de densité qui se propage à la vitesse du son dans le matériau. Ces fluctuations de densité se traduisent optiquement par une modulation de l'indice de réfraction du milieu, qui se comporte comme un réseau de Bragg. Un faisceau incident de fréquence ν est alors diffracté suivant un angle $\sin \theta = m\nu/2F$ où m est l'ordre de diffraction, et sa fréquence est décalée d'une quantité mF . Les ordres $m = \pm 1$ sont couramment utilisés pour modifier la fréquence laser d'une quantité $\pm F$, ou pour allumer/couper un faisceau laser en quelques centaines de nanosecondes (temps limité par la vitesse de propagation de l'onde sonore dans le cristal). Les ordres supérieurs ne sont généralement pas utilisés car l'efficacité de diffraction décroît très rapidement quand m augmente.

Tous les MAO utilisés en double passage sont disposés en configuration *œil-de-chat*, qui consiste à aligner successivement un modulateur acousto-optique, une lentille convergente et un miroir, en les espaçant respectivement de la distance focale de la lentille. Ce montage permet en particulier de modifier la fréquence laser d'une quantité $\pm 2F$, tout en s'assurant que le faisceau diffracté est réfléchi sur lui-même quel que soit son angle de déviation.

Effets thermiques et déformation spatiale du mode laser

Nous avons observé une dégradation spatiale du mode laser lors de la traversée de certains MAO, comme le montre la figure 1.8. Un faisceau incident gaussien symétrique ressort gaussien elliptique par diffraction dans le cristal. Le profil vertical du faisceau est conservé, tandis que le profil horizontal est dilaté par un facteur 1.3 en simple passage et 1.5 en double passage.

De nombreux paramètres relatifs au faisceau incident ou au signal radiofréquence peuvent conduire à une modification des propriétés spatiales du mode laser. Nous avons exclu diverses causes, telles que la polarisation du faisceau incident, sa taille, son pointé sur le cristal du modulateur acousto-optique, ainsi que la fréquence du signal radiofré-

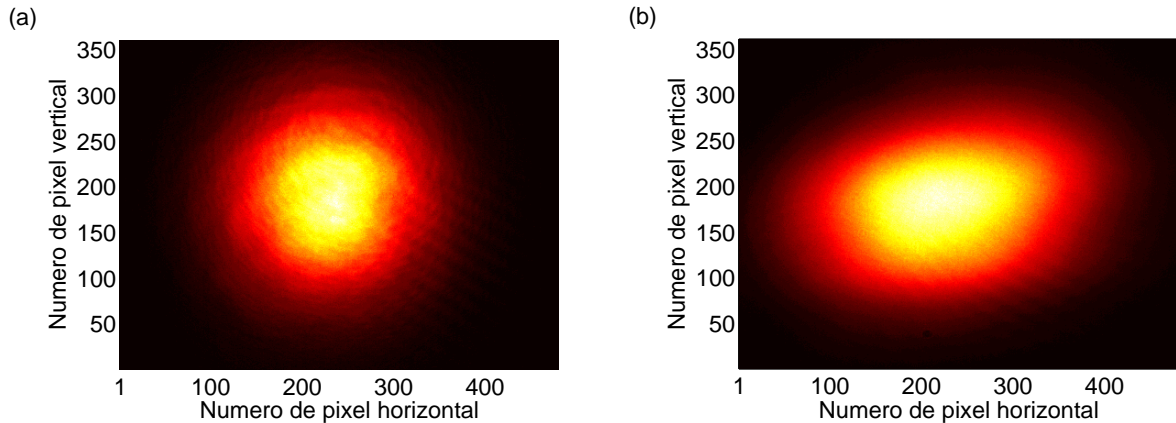


FIGURE 1.8 – Mode laser avant le modulateur acousto-optique (a), et après le double passage en configuration œil-de-chat (b). Le faisceau incident est en très bonne approximation gaussien, tandis que le faisceau diffracté est elliptique. La taille du faisceau est conservée suivant l’axe vertical, tandis qu’elle est multipliée par un facteur ~ 1.5 suivant l’axe horizontal.

quence.

Nous sommes parvenus à la conclusion que la déformation du mode laser était probablement liée à des effets thermiques au sein du cristal, conséquence de la propagation du signal radiofréquence d’une puissance de 1.5 W dans le milieu. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons enregistré en temps réel avec une caméra¹⁴ le profil du faisceau laser au moment de l’allumage de la radiofréquence dans le cristal. Nous observons que le mode, initialement symétrique, devient progressivement elliptique au fur et à mesure que les effets de dissipation thermique prennent place dans le cristal.

De plus, nous avons mesuré le rapport d’anisotropie du faisceau en fonction de la puissance RF envoyée dans le modulateur acousto-optique, comme le montre la figure 1.9. Pour des puissances RF modérées, c’est-à-dire lorsque $P_{RF} \leq 0.6$ W, le mode reste symétrique (rapport d’anisotropie proche de 1), ce qui suggère que les effets thermiques restent peu importants pour de telles amplitudes de radiofréquence. En continuant d’augmenter la puissance RF injectée dans le cristal, le rapport d’anisotropie augmente progressivement jusqu’à atteindre une valeur proche de 1.5 pour une puissance RF de 1.6 W.

Cette altération du mode étant liée à l’instauration de l’onde radiofréquence dans le cristal du MAO, il est impossible de s’en affranchir expérimentalement. Pour conserver malgré tout un faisceau symétrique, nous avons disposé des télescopes cylindriques après les montages en œil-de-chat. Leur rôle est d’agrandir/de rétrécir le faisceau suivant une seule direction, de sorte à égaliser les tailles horizontales et verticales du mode pour un choix approprié de lentilles.

14. Analyseur de faisceau *DAT-BladeCam-XHR* de DataRay Inc.

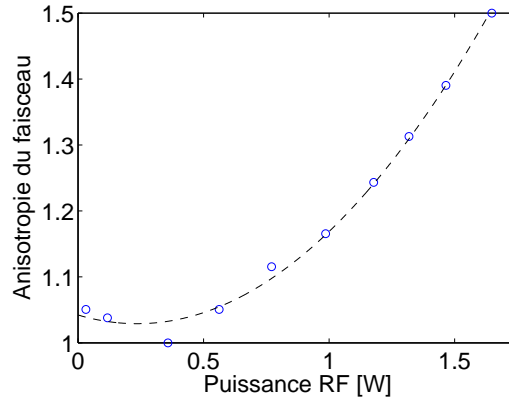


FIGURE 1.9 – Évolution de l’anisotropie du mode en sortie d’un modulateur acousto-optique en fonction de la puissance radiofréquence injectée dans le cristal. La courbe pointillée noire sert de guide pour l’œil.

1.1.4.3 Modulation électro-optique

Principe de fonctionnement d’un modulateur électro-optique

Nous préparons les faisceaux repompeurs à l’aide de modulateurs électro-optiques¹⁵ opérant à 1.711 GHz. Ces dispositifs sont composés d’un cristal de niobate de lithium dopé au magnésium ($\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$), placé entre deux électrodes. Lorsqu’un faisceau traverse le cristal perpendiculairement aux électrodes, celui-ci subit un déphasage proportionnel à la tension V appliquée aux bornes des électrodes. La modulation électro-optique consiste à faire varier sinusoïdalement la tension V à une pulsation Ω , de sorte qu’un faisceau incident décrit par un champ électrique $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 e^{i\omega t}$ subisse une modulation de phase et soit décrit par un champ électrique de la forme $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 e^{i[\omega t + \beta \sin(\Omega t)]}$, où β est l’amplitude de modulation de la tension en unités adimensionnées. En appliquant le développement de Jacobi-Anger [117], le champ électrique s’écrit alors :

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 e^{i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\beta) e^{in\Omega t}, \quad (1.6)$$

où les J_n sont les fonctions de Bessel de première espèce d’ordre n .

En utilisant la propriété $J_{-n}(x) = (-1)^n J_n(x)$ des fonctions de Bessel, l’équation précédente peut se réécrire de la façon suivante :

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 J_0(\beta) e^{i\omega t} + \mathbf{E}_0 \sum_{n=1}^{\infty} \{ J_n(\beta) e^{i(\omega+n\Omega)t} + (-1)^n J_n(\beta) e^{i(\omega-n\Omega)t} \}. \quad (1.7)$$

Pour des amplitudes de modulation peu importantes, c’est-à-dire $\beta \leq 1$, la contribution des termes d’ordre supérieur à 1 du développement en série précédent peut être

15. Modèle *EO-Na23-3K* de Qubig

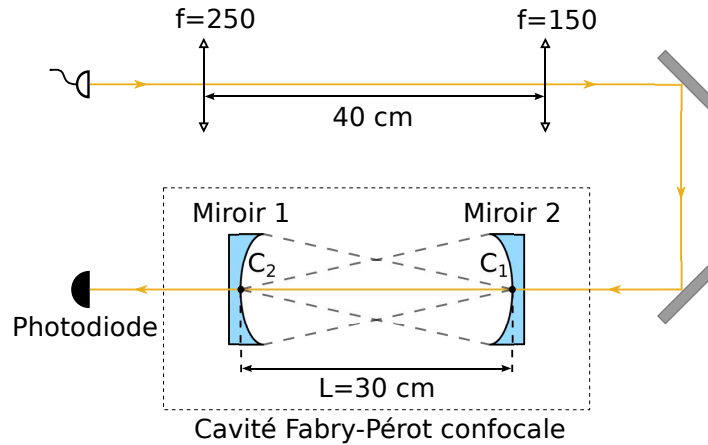


FIGURE 1.10 – Schéma représentant le montage Fabry-Pérot mis en place pour caractériser l'amplitude des bandes latérales en fonction du degré de modulation (β) de la tension aux bornes des électrodes du modulateur électro-optique.

négligée, il vient alors :

$$\mathbf{E}(t) \simeq \mathbf{E}_0 J_0(\beta) e^{i\omega t} + \mathbf{E}_0 J_1(\beta) \{ e^{i(\omega+\Omega)t} - e^{i(\omega-\Omega)t} \} . \quad (1.8)$$

L'équation (1.8) montre que le champ électrique en sortie du cristal est la somme de trois termes. Le premier décrit la composante principale du champ, appelée *porteuse*, qui oscille à la pulsation initiale ω , et dont l'amplitude dépend de J_0 . Les deux autres termes, qualifiés de *bandes latérales*, oscillent aux pulsations $\omega \pm \Omega$, et leurs amplitudes sont fonction de J_1 . La composante de pulsation $\omega + \Omega$ est utilisée pour repomper les atomes depuis le niveau $|F = 1\rangle$ vers $|F = 2\rangle$, tandis que la composante de pulsation $\omega - \Omega$ est très hors résonance et n'interagit pas avec les atomes.

Observation des bandes latérales à l'aide d'une cavité Fabry-Pérot confocale

Lors de la modulation électro-optique, une fraction de la puissance de la porteuse est prélevée pour être redistribuée parmi les composantes d'ordre supérieur. En se restreignant aux modes d'ordre 1, les amplitudes relatives de la porteuse et des bandes latérales sont données par les coefficients $|J_0(\beta)|^2$ et $|J_1(\beta)|^2$. Notons en particulier que la répartition de puissance est fonction de l'amplitude de modulation de la tension aux bornes des électrodes du modulateur électro-optique.

Afin d'étudier ces variations, nous avons mis en place une cavité Fabry-Pérot confocale représentée sur la figure 1.10. Celle-ci est constituée de deux miroirs plan-concaves, de rayon de courbure $\rho = 30$ cm, et de coefficient de réflexion $R = 0.985$. Les deux miroirs sont séparés d'une distance $L = 30$ cm, de sorte que le sommet de l'un soit confondu avec le centre optique de l'autre, et inversement. Dans cette configuration, la cavité peut être aisément alignée même si les faisceaux ne sont pas colinéaires à l'axe optique, ce qui lui confère une grande robustesse.

Par ailleurs, l'efficacité d'injection du Fabry-Pérot dépend fortement de l'adaptation du mode laser au mode TEM₀₀ de la cavité [118]. Ainsi, le waist w_0 du faisceau gaussien doit coïncider avec le milieu de la cavité, et son rayon de courbure aux bords de la cavité doit être égal à celui des miroirs, ce qui impose la relation $w_0 = \sqrt{\rho c/\omega}$ où ω correspond à la pulsation du laser et c à la vitesse de la lumière. Pour cela, le faisceau gaussien issu d'un modulateur électro-optique traverse un télescope permettant l'adaptation du mode laser au mode du Fabry-Pérot.

La caractérisation des modulateurs électro-optique se fait en observant le signal transmis par la cavité. Le facteur de transmission du Fabry-Pérot peut s'écrire en toute généralité sous la forme [119] :

$$T(\nu) = \frac{1}{1 + \frac{4R^2}{(1-R^2)} \sin^2\left(\frac{\delta\phi(\nu)}{2}\right)}, \quad (1.9)$$

où $\delta\phi$ désigne le déphasage entre deux ordres transmis successivement par la cavité. Dans le cas d'un interféromètre de Fabry-Pérot confocal, éclairé en incidence normale par un faisceau se trouvant sur l'axe optique, ce déphasage vaut :

$$\delta\phi(\nu) = \frac{4\pi L\nu}{c}, \quad (1.10)$$

et le facteur de transmission de la cavité s'écrit alors :

$$T(\nu) = \frac{1}{1 + \frac{4R^2}{(1-R^2)} \sin^2\left(\frac{2\pi L\nu}{c}\right)}. \quad (1.11)$$

La relation (1.11) prédit donc l'existence d'une succession de maxima de transmission de la cavité lorsque la fréquence du laser varie. L'écart entre deux pics consécutifs correspond à l'intervalle spectral libre, dont l'expression pour une cavité Fabry-Pérot confocale est la suivante :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L}. \quad (1.12)$$

En vertu des propriétés géométriques de notre cavité, la relation précédente donne comme intervalle spectral libre $\Delta\nu = 500$ MHz.

Le signal mesuré expérimentalement pour un faisceau ne comportant pas de bandes latérales est représenté sur la figure 1.11 (a). Nous observons plusieurs pics de même amplitude, notée A_0 , régulièrement espacés, en accord avec les résultats prédits par la relation (1.11).

Pour un faisceau comportant de multiples composantes de fréquence, le facteur de transmission de la cavité correspond à la somme des facteurs de transmission de chaque composante individuelle. En sortie du modulateur électro-optique, le faisceau est composé d'une porteuse de fréquence ν , et de deux bandes latérales de fréquences

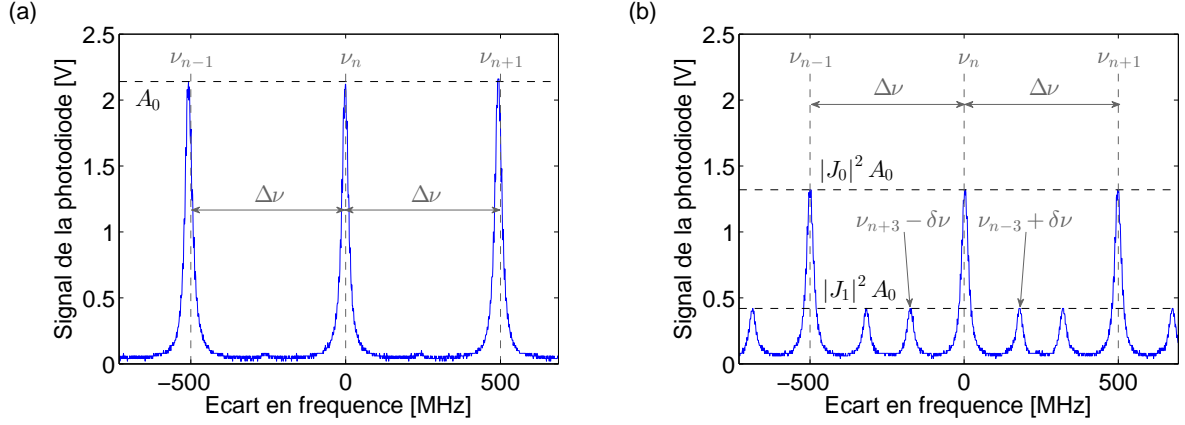


FIGURE 1.11 – (a) Spectre de transmission obtenu expérimentalement en faisant varier la fréquence du faisceau incident en absence de bandes latérales. Des maxima de même amplitude (notée A_0), distribués périodiquement, apparaissent en accord avec la relation (1.11). (b) Spectre de transmission de la cavité en modulant la tension aux bornes du modulateur électro-optique avec une amplitude $\beta \approx 1$. Les pics associés aux trois modes du faisceau incident sont présents, et les amplitudes des modes d'ordre 0 et 1 sont respectivement données par $|J_0|^2 A_0$ et $|J_1|^2 A_0$.

$\nu \pm \delta\nu$, dont les amplitudes dépendent des fonctions de Bessel d'après la relation (1.8). Le facteur de transmission s'écrit alors :

$$T(\nu, \beta) = \frac{|J_0(\beta)|^2}{1 + \frac{4R^2}{(1-R^2)} \sin^2\left(\frac{2\pi L\nu}{c}\right)} + \sum_{n=\pm 1} \frac{|J_1(\beta)|^2}{1 + \frac{4R^2}{(1-R^2)} \sin^2\left(\frac{2\pi L(\nu + n\delta\nu)}{c}\right)}. \quad (1.13)$$

Dans le cas où la cavité est éclairée par le faisceau issu du modulateur électro-optique dont l'amplitude de modulation β est non nulle, le spectre de transmission obtenu à la photodiode correspond à celui présenté figure 1.11 (b). Il comporte notamment beaucoup plus de maxima que celui obtenu sans bandes latérales, et leurs amplitudes permettent de les séparer en deux groupes distincts.

Les pics dont l'amplitude est la plus importante se situent aux mêmes positions que ceux observés en absence de bandes latérales dans le faisceau, et l'écart entre deux pics successifs correspond à l'intervalle spectral libre donné par la relation (1.12). Par conséquent, ces maxima sont associés à la porteuse, bien que leur amplitude soit désormais de l'ordre de 1.3 V, tandis qu'elle s'élevait à 2.2 V en absence de bandes latérales. D'après la relation (1.13), le facteur de transmission de la cavité correspondant à la porteuse vaut une fraction $|J_0|^2$ de celui obtenu en absence de bandes latérales. Or, le spectre présenté figure 1.11 (b) est mesuré dans des conditions telles que $\beta \approx 1$ d'après les spécifications du constructeur. Ainsi, le module carré $|J_0(\beta)|^2$ de la fonction de Bessel est approximativement égale à 0.6, et l'amplitude de 1.3 V correspond effectivement à 60 % de l'amplitude de 2.2 V mesurée sans bandes latérales.

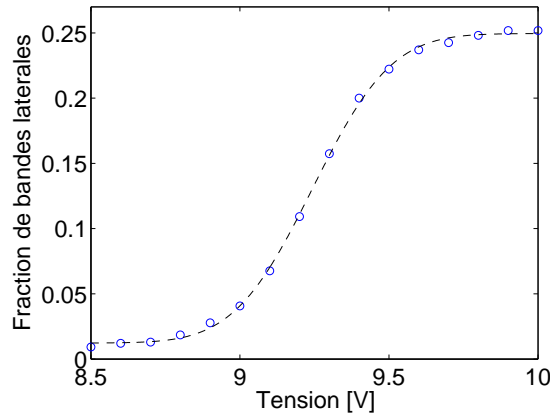


FIGURE 1.12 – Fraction de puissance dans l’une des bandes latérales en fonction de la tension de commande contrôlant l’amplitude de modulation β . Les cercles bleus représentent les mesures expérimentales, tandis que la courbe pointillée noire sert de guide pour l’œil.

Les maxima de plus faible amplitude proviennent des deux bandes latérales, dont les fréquences sont décalées de ± 1.711 GHz par rapport à celle de la porteuse. D’après la relation (1.13), l’amplitude de chaque bande latérale correspond à une fraction $|J_1|^2$ de l’amplitude de la porteuse mesurée en absence de bandes latérales. Dans la situation présentée figure 1.11 (b), le module carré $|J_1|^2$ de la fonction de Bessel vaut approximativement 0.2. L’amplitude de 0.4 V mesurée pour les bandes latérales est donc en accord avec la valeur prédite théoriquement.

Remarquons par ailleurs que sur la figure 1.11 (b), les deux bandes latérales disposées de chaque côté d’un pic de la porteuse ne correspondent pas aux bandes latérales associées à la porteuse. En effet, l’intervalle spectral libre vaut 500 MHz, et les bandes latérales sont distantes de 1711 MHz de la porteuse. Ainsi, les pics associés aux différents ordres de la porteuse et aux différents ordres des bandes latérales sont mélangés. À titre d’exemple, la porteuse d’ordre n , de fréquence ν_n indiquée sur la figure 1.11 (b) est entourée par les bandes latérales d’ordre $n + 3$ et $n - 3$, dont les fréquences respectives valent $\nu_{n+3} - \delta\nu$ et $\nu_{n-3} + \delta\nu$.

Calibration des bandes latérales

Expérimentalement, il est nécessaire de pouvoir modifier la fraction de puissance envoyée dans les bandes latérales. Pour cela, l’atelier d’électronique du laboratoire a réalisé un boîtier délivrant une tension entre 0 V et 10 V, qui permet d’ajuster la puissance du signal radiofréquence envoyé au modulateur électro-optique entre 0 W et 2 W.

Il convient donc de mesurer à l’aide de la cavité Fabry-Pérot la portion de puissance optique dans les bandes latérales en fonction de la tension de commande. Les résultats obtenus sont reportés figure 1.12. Pour une tension de contrôle inférieure à

9 V, la puissance optique transférée à chaque bande latérale est inférieure à 5 %, ce qui correspond à un régime de fonctionnement où l'amplitude de modulation est telle que $\beta < 0.65$. La puissance optique dirigée vers les bandes latérales croît ensuite de façon non-linéaire avec la tension de commande, jusqu'à atteindre un maximum pour une tension de 10 V. Il y a alors environ 25 % de la puissance optique totale transférée à chaque bande latérale, d'où nous déduisons une amplitude de modulation qui vaut $\beta = 1.2$.

1.2 Système à vide

La mise en place d'un système à ultra-vide est indispensable pour la réalisation d'une expérience d'atomes froids. Les atomes sont manipulés dans des pièges optiques ou magnétiques dont la profondeur typique est une fraction de millikelvin. Une collision élastique entre un atome thermique et un atome refroidi résulte en un transfert d'énergie de l'atome chaud vers l'atome froid, qui acquiert alors suffisamment d'énergie pour s'échapper du piège. Le temps de vie d'un atome piégé est donc principalement limité par son taux de collisions avec les espèces environnantes à température ambiante.

1.2.1 Objectif de pression

Dans cette première partie, nous estimons dans le cadre d'une théorie simplifiée les pressions typiques à atteindre pour réaliser notre expérience. Le système considéré, à savoir une assemblée d'atomes piégés entourés par un gaz thermique résiduel, peut être décrit par un modèle de cibles et de projectiles. Les atomes froids capturés dans un piège de profondeur finie correspondent aux cibles, tandis que les molécules du gaz résiduel sont assimilées à des projectiles.

Le gaz thermique est assimilé à un gaz parfait de température T , de pression P et de densité n , dont le comportement est décrit par la statistique de Maxwell-Boltzmann. En particulier, la pression du gaz est donnée par la loi des gaz parfaits :

$$P = nk_B T, \quad (1.14)$$

et la vitesse moyenne des atomes composant le gaz par :

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}, \quad (1.15)$$

où k_B est la constante de Boltzmann et m la masse de l'espèce considérée.

Les collisions entre un projectile et un atome cible peuvent être décrites par deux grandeurs, la section efficace de collision σ , et la durée typique entre deux collisions cible-projectile τ . Dans le régime balistique, c'est-à-dire lorsque les projectiles ont des trajectoires rectilignes entre deux collisions, la densité d'atomes du gaz résiduel est donnée par :

$$n = \frac{1}{\tau \sigma \bar{v}}. \quad (1.16)$$

En combinant les équations (1.14) et (1.16), la pression du gaz résiduel s'exprime sous la forme :

$$P = \frac{k_B T}{\tau \sigma \bar{v}}. \quad (1.17)$$

Afin de travailler dans des conditions confortables, nous souhaiterions que la durée de vie des atomes piégés soit de l'ordre de la minute, ce qui implique que le temps typique τ entre deux collisions soit de l'ordre de 60 s. La section efficace de collision dépend quant à elle des espèces impliquées dans la réaction. Après que le vide a été fait dans l'enceinte, le gaz résiduel est principalement constitué de deux composés. Il peut contenir une vapeur d'atomes de sodium non piégés thermalisés par les parois de l'enceinte, auquel cas la section efficace de collision vaut $\sigma_{\text{Na-Na}} \sim 100 \times 10^{-18} \text{ m}^2$ [120]. Le gaz résiduel peut aussi être composé de molécules d'air non pompées, que l'on supposera majoritairement représentées par des molécules de diazote N_2 , pour lesquelles la section efficace de collision est donnée par $\sigma_{\text{Na-N}_2} \sim 3.3 \times 10^{-18} \text{ m}^2$ [121]. Les pressions de gaz résiduelles nécessaires pour atteindre un temps de vie d'une minute sont consignées dans le tableau 1.1.

Composition du gaz résiduel	Section efficace de collision [m^2]	Pression résiduelle maximale tolérée [mbar]
N_2	$\sigma_{\text{Na-N}_2} \sim 3.3 \times 10^{-18}$	4.4×10^{-10}
Na	$\sigma_{\text{Na-Na}} \sim 100 \times 10^{-18}$	1.3×10^{-11}

TABLE 1.1 – Pressions de gaz résiduel assurant un temps de piégeage des atomes de l'ordre de la minute. Deux cas sont considérés, suivant que le gaz résiduel est composé d'atomes de sodium, ou de molécules de diazote N_2 thermiques.

Les techniques d'ultra-vide classiques permettent d'atteindre des pressions résiduelles de diazote de l'ordre de quelques 10^{-10} mbar. La pression environnante due au diazote ne devrait donc pas être un facteur limitant fortement la durée de vie des atomes piégés. En revanche, la pression de gaz résiduel associée au sodium non piégé doit être de 10^{-11} mbar pour espérer avoir une durée de piégeage de l'ordre de la minute. Nous avons donc besoin de concevoir un système de vide différentiel permettant d'isoler le four de sodium, où règne une pression proche des 2×10^{-2} mbar, de l'enceinte de piégeage qui requiert une pression de sodium très faible.

1.2.2 Principe d'un vide différentiel

Nous pouvons décrire l'enceinte à vide comme un système composé de plusieurs compartiments connectés par des canaux de conduction (tubes, orifices). Avant de présenter la disposition des enceintes à vide que nous avons adoptée, nous rappelons brièvement les différents types d'écoulements fluides, ainsi que l'expression de la conductance dans des canaux de géométrie simple.

1.2.2.1 Conductance d'un canal dans le régime d'écoulement moléculaire

Considérons un gaz monoatomique à la pression P et à la température T . La vitesse des atomes étant imposée par la distribution de Maxwell-Boltzmann, le libre parcours moyen d'un atome du gaz s'écrit [122] :

$$\ell = \frac{k_B T}{\sqrt{2} \sigma P}, \quad (1.18)$$

où σ désigne la section efficace de collision. Pour simplifier, nous supposons que la section efficace de collision est telle que $\sigma = \pi a_0^2$, avec a_0 le rayon de Bohr.

L'écoulement du fluide à travers un canal de dimension caractéristique d est décrit par le nombre de Knudsen défini par [123] :

$$\text{Kn} = \frac{\ell}{d}. \quad (1.19)$$

Ce nombre décrit la dynamique de collision des atomes dans le fluide. Si le libre parcours moyen est grand devant les dimensions caractéristiques du système, c'est-à-dire si $\text{Kn} \geq 1$, l'écoulement du fluide est dominé par les collisions entre les molécules du gaz et les parois, le fluide se trouve dans le régime dit *moléculaire*. À l'inverse, lorsque $\text{Kn} \leq 0.01$, l'écoulement du fluide est dominé par les collisions gaz-gaz, et le fluide est dit *visqueux*.

En considérant les régimes de pression que l'on cherche à atteindre, nous pouvons traiter la dynamique des fluides dans l'approche moléculaire, exception faite de la sortie du four de sodium, dont la description doit être faite dans le régime visqueux saturé (régime où la vitesse d'un élément de fluide est localement plus importante que la vitesse de propagation du son dans le milieu).

Le principe d'un vide différentiel consiste à connecter deux compartiments par un canal étroit, de faible conductance, qui permet de maintenir une différence de pression entre les deux enceintes. Un tel système est très bien décrit par une relation analogue à la loi d'Ohm qui s'applique dans les systèmes électriques. La conductance d'un élément de vide constricteur C est l'analogue de la conductance électrique $G = 1/R$. La différence de pression ΔP entre les deux compartiments est le pendant de la différence de potentiel ΔV entre deux nœuds électriques. Enfin, le courant électrique I a pour équivalent le débit d'énergie Q dans le canal, qui correspond à l'énergie nécessaire pour transporter les molécules du gaz à travers un plan. Le système à vide est donc décrit par la loi :

$$Q = C \Delta P. \quad (1.20)$$

En régime d'écoulement moléculaire, la conductance d'un canal de géométrie simple peut s'exprimer analytiquement en fonction des propriétés du canal, et de celles du fluide. Ainsi, l'écoulement d'un fluide de vitesse moyenne \bar{v} (dont l'expression est rap-

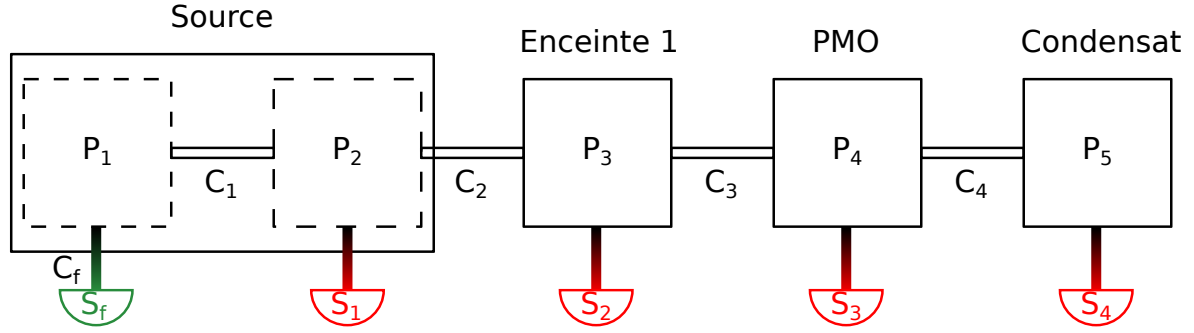


FIGURE 1.13 – Schéma simplifié représentant les compartiments de notre système à vide. On distingue une structure en cascade, composée d’une source, d’une enceinte intermédiaire, puis des enceintes du PMO et du condensat. Les différents compartiments sont reliés par des canaux de conductions C_j dont la géométrie est à optimiser.

pelée équation (1.15)) à travers un orifice de rayon R est caractérisé par une conductance [123] :

$$C = \frac{\pi R^2 \bar{v}}{4}. \quad (1.21)$$

De même, la conductance d’un tube de diamètre D et de longueur L s’écrit [123] :

$$C = \frac{\pi D^3 \bar{v}}{12L}. \quad (1.22)$$

1.2.2.2 Conception du système à vide

Nous avons conçu notre montage à vide selon un modèle à quatre étages [124], comme le montre la figure 1.13. La première partie du système, repérée par le label « Source », comprend deux compartiments connectés par un canal de conduction C_1 , qui sont respectivement associés à une source. Le premier compartiment est relié au four de sodium, considéré comme une source positive de particules, tandis que le deuxième compartiment est relié à une pompe ionique de débit S_1 , assimilée à une source négative de particules. Le débit d’énergie pour une source s’écrit :

$$Q_j = P_j S_j, \quad (1.23)$$

où P_j est la pression dans le compartiment et S_j est le débit de particules de la source.

À cause de la pression de vapeur saturante dans le four, l’écoulement vers le premier compartiment s’effectue dans le régime visqueux saturé. Dans ce régime, le débit d’énergie Q_f ne dépend que de la pression de vapeur saturante P_f [123], qui peut être déterminée en connaissant la température du four [113].

Cette première partie est ensuite connectée en cascade à un second compartiment, « Enceinte 1 », à l’enceinte du PMO, et enfin à l’enceinte du condensat. Cette structure

en cascade a pour intérêt de réduire progressivement la pression entre les compartiments successifs. Les canaux de conduction sont repérés sur le schéma par leur conductance C_j , tandis que les pompes ioniques permettant de faire le vide sont indiquées par leur débit de particules S_k .

Dans ce montage à vide, chaque compartiment est l'équivalent électrique d'un nœud. Par conséquent, chaque enceinte obéit à un analogue de la loi des nœuds qui assure la conservation de l'énergie totale du système. Le débit entrant dans chaque compartiment doit être égal au débit sortant, il vient alors pour un compartiment indicé i :

$$\sum_i Q_i = 0. \quad (1.24)$$

En tenant compte de l'équation (1.20), et en appliquant l'équivalent de la loi des nœuds dans chaque compartiment de vide, nous aboutissons au système d'équations suivant :

$$\begin{pmatrix} -C_1 & C_1 & 0 & 0 & 0 \\ C_1 & -(\alpha_1 + C_2) & C_2 & 0 & 0 \\ 0 & C_2 & -(\alpha_2 + C_3) & C_3 & 0 \\ 0 & 0 & C_3 & -(\alpha_3 + C_4) & C_4 \\ 0 & 0 & 0 & C_4 & -\alpha_4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ P_3 \\ P_4 \\ P_5 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -Q_f \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.25)$$

où les coefficients α_i sont définis tels que $\alpha_i = (C_i + S_i)$.

En inversant ce système matriciel, nous obtenons les pressions dans les différents compartiments pour des conductances C_j et des débits de pompage S_k connus. Notre objectif est d'atteindre un vide résiduel de sodium de l'ordre de 10^{-11} mbar dans les enceintes du PMO et du condensat. Le tableau 1.2 résume les choix géométriques que nous avons faits pour les différents canaux de conduction, mais aussi les débits de pompage des pompes ioniques, ainsi que les pressions prévues par le calcul (1.25).

En considérant les paramètres donnés dans le tableau 1.2, la pression résiduelle de sodium dans l'enceinte du PMO est de l'ordre de 10^{-11} mbar, ce qui est compatible avec une durée de vie de l'ordre de la minute. Par ailleurs, la pression résiduelle attendue dans l'enceinte du condensat est de l'ordre de quelques 10^{-14} mbar. Néanmoins, la théorie sur les conductances que nous avons appliquée pour déterminer ces pressions ne prend pas en compte le phénomène de dégazage des parois, qui limite expérimentalement les pressions auxquelles peuvent être portées les enceintes à vide. Cette estimation de quelques 10^{-14} mbar n'est donc absolument pas réaliste, et nous obtiendrons plus vraisemblablement une pression résiduelle du même ordre de grandeur que celle obtenue dans l'enceinte du piège magnéto-optique.

1.2.3 Description de l'enceinte à vide

Une représentation en trois dimensions de l'enceinte à vide est proposée en figure 1.14. Le sodium solide est chargé dans un four à recirculation, dont la température

Éléments de vide			Pressions [mbar]
Nom	Type	Propriétés	
C_f	Orifice	$R = 2$ mm	$P_1 = 1.7 \times 10^{-3}$ $P_2 = 9.0 \times 10^{-5}$ $P_3 = 2.8 \times 10^{-8}$ $P_4 = 1.1 \times 10^{-11}$ $P_5 = 4.1 \times 10^{-14}$
C_1	Orifice	$R = 4$ mm	
C_2	Tube	$D = 4$ mm, $L = 113$ mm	
C_3	Tube	$D = 4$ mm, $L = 113$ mm	
C_4	Tube	$D = 14$ mm, $L = 650$ mm	
S_1	Pompe	75 L.s $^{-1}$	
S_2	Pompe	40 L.s $^{-1}$	
S_3	Pompe	25 L.s $^{-1}$	
S_4	Pompe	25 L.s $^{-1}$	

TABLE 1.2 – Tableau récapitulatif de la géométrie des canaux de conduction [124]. Les pressions estimées sont obtenues par inversion du système matriciel (1.25).

en régime d’opération est comprise entre 250 ° C et 300 ° C. La vapeur de sodium ainsi produite s’échappe du four par deux orifices successifs, de diamètres respectifs 4 mm et 8 mm. Ces constriction assurent la collimation du jet effusif d’atomes, et instaurent le premier étage de vide différentiel permettant d’isoler grossièrement la source atomique du reste de l’enceinte.

La sortie du four donne sur une croix standard CF40 à six branches. Celle-ci est notamment reliée à une pompe ionique de capacité 75 L.s $^{-1}$ non représentée sur la figure 1.14, ainsi qu’à une traversée tournante à air comprimé¹⁶ utilisée pour bloquer mécaniquement le jet atomique.

Le système à vide est ensuite constitué d’une seconde croix à six branches intermédiaire, connectée à une pompe ionique d’une capacité de 40 L.s $^{-1}$. Cette croix fait la jonction entre le tube du ralentisseur Zeeman et la première croix via deux tubes de pompage différentiel, de diamètre 4 mm et de longueur 11 cm, installés en vis-à-vis. Ce compartiment constitue le second étage de vide différentiel entre la sortie du four et l’enceinte du piège magnéto-optique. Une vanne tiroir¹⁷ disposée entre les deux croix permet de découpler le premier compartiment contenant le four du reste du montage à vide. Cette vanne sera ainsi utilisée pour éviter de casser le vide dans toute l’enceinte lorsqu’il sera nécessaire de recharger le four en sodium, et donc de remettre le premier compartiment à l’air.

Après le ralentisseur Zeeman, se trouve l’enceinte octogonale du piège magnéto-optique, qui a été réalisée sur mesure¹⁸. Cette enceinte possède 8 hublots sur lesquels est appliqué un traitement anti-reflets spécifique à 589 nm. Six d’entre eux ont un diamètre de 40 mm et sont utilisés pour les faisceaux du piège magnéto-optique, dont le

16. Modèle *TMT 40 avec kit de pneumatisation* proposé par Astemec

17. Modèle *Mini-vanne tiroir UHV 01032-CE01-0002* proposé par VAT

18. Usinage effectué par la société spécialiste du vide Astemec

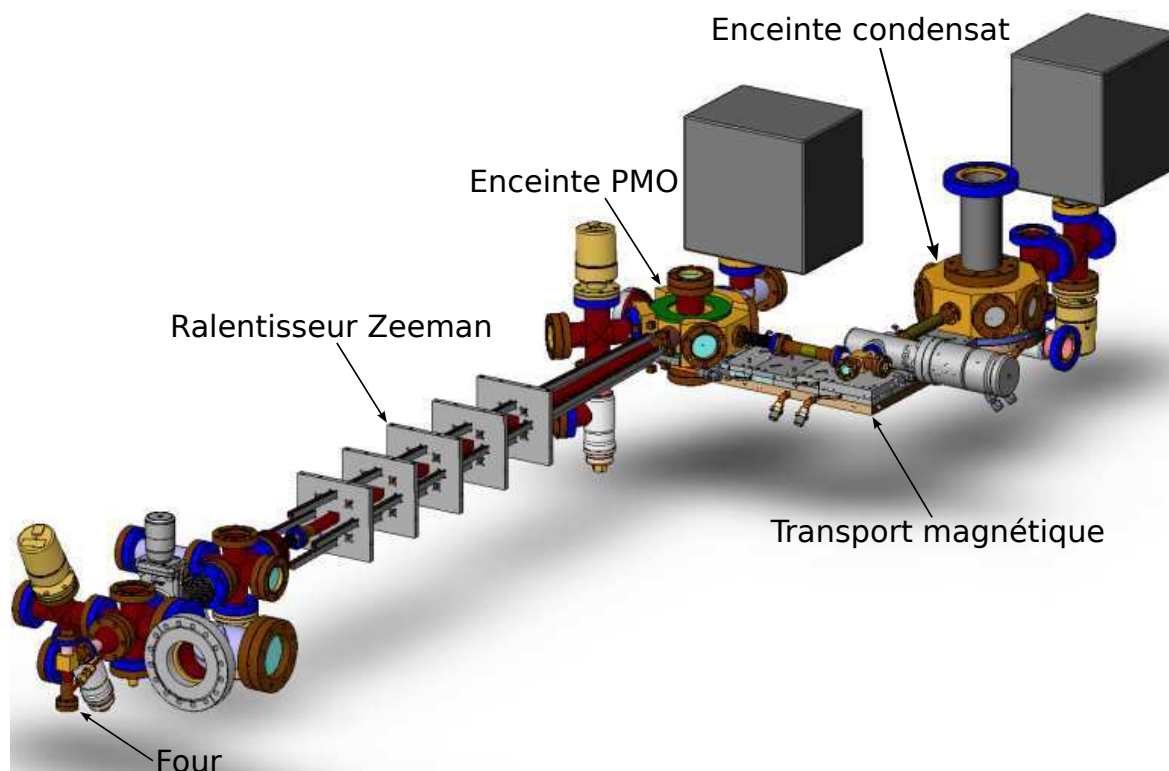


FIGURE 1.14 – Représentation tri-dimensionnelle de l'enceinte à vide. Pour des raisons de clarté, de nombreux éléments ne sont pas représentés.

diamètre est aussi de l'ordre de 40 mm. Deux hublots de taille CF16 sont par ailleurs installés afin de laisser passer le faisceau laser du ralentisseur Zeeman, ainsi qu'un faisceau d'imagerie. Une pompe ionique de capacité 25 L.s^{-1} est connectée à cette enceinte pour atteindre un vide de l'ordre de 10^{-11} mbar.

Le montage est conçu de sorte que les atomes piégés dans l'enceinte du PMO soient transportés magnétiquement vers l'enceinte de science en suivant une trajectoire coude. Les atomes devront quitter l'enceinte du PMO suivant un axe perpendiculaire à l'axe du ralentisseur Zeeman. Le transport s'effectue dans un assemblage de tubes CF16 sur environ 30 cm avant d'arriver à une croix CF16 montée de deux hublots. Arrivés dans la croix, les atomes sont dirigés dans une direction parallèle à celle du ralentisseur Zeeman sur environ 35 cm jusqu'à l'enceinte de science. Une vanne tiroir¹⁹ est placée au milieu de la seconde moitié du transport magnétique afin de découpler les deux enceintes.

Enfin, l'enceinte octogonale dans laquelle seront formés les condensats est elle aussi réalisée sur mesure. Dans le plan horizontal, celle-ci comporte une bride CF16 assurant le raccord avec l'axe du transport magnétique et six hublots offrant des accès optiques

19. Modèle *Vanne à tiroir tout-métal 48124-CE01-0001* proposé par VAT

pour imager les atomes. Une dernière bride sera utilisée pour connecter divers éléments de vide, dont une pompe ionique d'une capacité de 25 L.s^{-1} et une pompe à sublimation de titane afin d'atteindre un vide meilleur que 10^{-11} mbar. Suivant l'axe vertical, l'enceinte présente deux connexions CF63, l'une étant destinée à accueillir la monture de la puce à atomes, tandis que l'autre comportera un hublot sous lequel sera placée une caméra d'imagerie. Notons que le diamètre CF63 garantit une ouverture numérique plus importante qu'avec un hublot CF40.

Les hublots utilisés sur l'enceinte de science sont différents des hublots « standards » installés sur l'enceinte du piège magnéto-optique. En effet, nous aurons besoin d'imager des condensats très petits, diffusant très peu de photons. Pour limiter la diffusion parasite de lumière qui dégraderait le signal mesuré, nous avons prévu des hublots traités anti-reflets de très bonne qualité²⁰. Ces hublots, qui ne sont pas enchâssés dans une bride, seront installés sur l'enceinte à l'aide de joints *hélicoflex*. Ces joints sont composés d'une matière ductile qui épouse parfaitement le profil des surfaces de contact, assurant ainsi une étanchéité compatible avec l'ultra-vide.

1.2.4 Chargement du four et mise sous vide

1.2.4.1 Préparation des dés de sodium

Les métaux alcalins réagissent très vivement avec l'eau (combustion, explosion), la phase d'insertion du sodium dans le four est donc particulièrement délicate. Le sodium « commercial »²¹ est livré sous forme de dés centimétriques d'aspect métallique gris-rosé, plongés dans une huile de paraffine pour empêcher tout contact avec l'humidité de l'air. Afin d'éviter une pollution de l'enceinte à vide avec des gouttelettes d'huile, il convient de nettoyer les morceaux de sodium. Pour cela, nous avons installé une boîte à gants²² que nous avons remplie de diazote, ce qui nous a permis de manipuler les dés de sodium dans une atmosphère inerte. L'huile recouvrant les morceaux de sodium a été dissoute en plongeant ces derniers dans un bain d'hexane. Environ dix grammes de sodium ont ainsi été préparés, puis insérés par la suite dans le four de l'enceinte à vide.

1.2.4.2 Étuvage de l'enceinte à vide

L'assemblage des différents éléments composant l'enceinte à vide nécessite de suivre un protocole rigoureux. Les faces intérieures des pièces sont tout d'abord nettoyées à l'acétone, puis à l'éthanol afin d'éliminer les graisses et les poussières qui auraient pu s'y déposer. Dans un second temps, les pièces sont assemblées entre elles en disposant des joints de cuivre entre les brides de deux pièces successives. Les brides sont alors visées à l'aide de vis en argent pour éviter le blocage mécanique des vis lors du serrage, en s'assurant que les contraintes de pression exercées soient uniformément réparties sur le joint. Le métal composant les éléments de vide étant plus dur que le cuivre, les

20. Traitement réalisé par la société Altechna

21. *Sodium Pieces, 3-12 mm, 99.95 % (metal basis)* de Alfa Aesar

22. *Boîte à gants transportable CaptairPyramid* fabriquée par Erlab

« couteaux » des brides situées de part et d'autre du joint s'enfoncent dans celui-ci lors du serrage, garantissant ainsi l'étanchéité de l'enceinte à vide.

Une fois l'ensemble du système à vide monté, celui-ci est connecté à un banc de pré-pompage constitué de deux pompes. Une pompe primaire permet tout d'abord d'atteindre un vide primaire de l'ordre de 10^{-3} mbar, puis une pompe turbomoléculaire prend le relais et abaisse la pression dans l'enceinte aux alentours de 10^{-7} mbar.

Dans ce régime de vide poussé, le dégazage des parois commence à limiter considérablement la chute de pression. Or, le taux de dégazage dépend exponentiellement de la température, il convient donc de procéder à un étuvage du montage, c'est-à-dire à le chauffer, pour accélérer le processus de dégazage et atteindre un régime d'ultra-vide.

Pour cela, nous enroulons des cordons chauffants autour de l'assemblage, puis nous disposons une dizaine de thermocouples en différents points sensibles de l'enceinte, tels que les vannes et les jauges de pression, qui ne doivent pas être portées à trop haute température (typiquement 150°C pour les jauges de pression et $200 - 250^\circ\text{C}$ pour les vannes). Nous emballons le tout avec plusieurs couches de feuilles d'aluminium afin de concentrer la chaleur sur l'enceinte.

Les cordons chauffants sont branchés à des alimentations variables en tension (Variacs). Nous augmentons progressivement la tension des variacs de sorte que l'enceinte chauffe d'un degré par minute au maximum. Une augmentation plus brutale de la température risquerait d'engendrer des fissures sur les hublots au niveau de l'interface verre-métal des brides. L'enceinte est ainsi portée à une température comprise entre 150°C et 300°C en une journée, et la pression augmente jusqu'à quelques 10^{-6} mbar.

Nous attendons alors plusieurs jours que le banc de pré-pompage ramène la pression aux alentours des 10^{-8} mbar, puis nous fermons les vannes reliant l'enceinte au banc de pré-pompage, et nous mettons en marche les pompes ioniques. Nous patientons de nouveau quelques jours afin que la pression diminue et se stabilise, puis nous entamons la descente en température au même rythme que la montée. À température ambiante, notre jauge de pression, ainsi que l'indicateur de la pompe ionique, mesurent une pression de l'ordre de 1.5×10^{-10} mbar dans l'enceinte du piège magnéto-optique.

En régime d'opération quotidien, les deux jauges de pression placées respectivement en amont du ralentisseur Zeeman, et dans l'enceinte du piège magnéto-optique indiquent des pressions de l'ordre de 1.0×10^{-8} mbar et 8.0×10^{-10} mbar. Ces valeurs de pression peuvent être directement comparées avec les valeurs obtenues par les calculs de conductance, correspondant à P_2 et P_3 dans le tableau 1.2. La pression mesurée dans le compartiment précédant le ralentisseur Zeeman est très proche de la valeur estimée, tandis que la comparaison des pressions dans l'enceinte du piège magnéto-optique est sensiblement moins bonne. L'écart observé est probablement lié à l'existence d'une micro-fuite au niveau de la vanne d'équerre située à proximité de l'enceinte du piège

magnéto-optique. Nous avons observé durant nos étuvages que l'étanchéité des vannes pouvait se dégrader suite à de multiples cycles de serrage/desserrage. Si la pression résiduelle limite trop la durée de vie des atomes, nous serons probablement contraints de remplacer cette vanne défectueuse et de procéder à un nouvel étuvage.

Notons par ailleurs que lors de la première montée en température du four de sodium pour produire un jet atomique, nous avons observé en sortie de four des pics de pression importants (celle-ci pouvant passer de quelques 10^{-8} mbar à quelques 10^{-4} mbar en seulement quelques secondes). Après une recherche de fuite infructueuse, nous avons attribué ces pics de pression à la présence de bulles d'air enfermées dans les blocs de sodium solides qui n'étaient pas parvenues à s'échapper du four lors de la phase de pré-pompage. Ces pics de pression ont été observés pendant quelques jours, puis ont complètement disparus ensuite, confirmant notre hypothèse sur la présence de bulles d'air.

1.3 Contrôle de l'expérience

1.3.1 Architecture matérielle

Le bon déroulement d'une séquence expérimentale repose sur un contrôle très précis de l'ensemble des paramètres de l'expérience. En effet, si l'on considère à titre d'exemple une phase d'imagerie typique, nous aurons besoin de couper et d'allumer les faisceaux laser à plusieurs reprises en l'espace de quelques centaines de microsecondes. L'allumage et l'extinction des lasers se fait en actionnant des bloqueurs mécaniques, et en coupant le signal radiofréquence injecté dans les modulateurs acousto-optiques. De même, les phases de piégeage magnéto-optique et de transport des atomes entre les deux enceintes imposent une maîtrise des cycles d'allumage et de coupure des champs magnétiques.

L'ensemble de la séquence expérimentale est supervisé par un séquenceur. Ce système est composé d'un châssis²³ possédant 16 emplacements, sur lequel sont actuellement connectées quatre cartes.

Le cœur du séquenceur est un module processeur²⁴ cadencé à 300 MHz, possédant une mémoire interne de 768 ko et une mémoire externe de 256 Mo. Les communications entre le séquenceur et l'ordinateur de contrôle sont assurées par un câble ethernet proposant un transfert des données avec un débit de 100 Mo/s.

Le châssis est muni d'une carte possédant 32 sorties numériques²⁵ afin de produire tous les signaux TTL nécessaires durant la séquence. Les signaux numériques sont utilisés pour toutes les instructions de type *ON/OFF*, telles que l'ouverture/la fermeture

23. Modèle *ADwin-Pro-II* de Jäger Computergesteuerte Messtechnik GmbH

24. Modèle *PRO-CPU-T11* contenant un processeur *ADSP-TS101*

25. Modèle *PRO II-DIO-32*

des obturateurs mécaniques, ou bien l'allumage/l'extinction des alimentations de courant.

Enfin, deux modules analogiques possédant chacun 8 sorties encodées sur 16 bits (tension de sortie ± 10 V)²⁶ assurent le paramétrage des variables de l'expérience. En particulier, les fréquences et puissances des signaux radiofréquences envoyés aux modulateurs acousto/électro-optiques sont contrôlées par ces cartes analogiques.

Les cartes analogiques et numériques encodent donc un total de 36 octets de données. Le module processeur ayant une mémoire externe de 256 Mo, les séquences expérimentales peuvent donc être décomposées en près de 7 millions d'états de sortie différents. Par ailleurs, la résolution temporelle des séquences est principalement limitée par le temps nécessaire au séquenceur pour accéder, lire et exécuter le contenu des tableaux dans lesquels sont spécifiés les états des sorties. Les séquences expérimentales que nous programmons actuellement possèdent une résolution temporelle de 1 μ s.

Les nappes de sortie *sub-D* des modules analogiques et numériques sont reliées à des boîtiers optocoupleurs réalisés au sein de notre atelier d'électronique. Les signaux provenant du séquenceur ont donc une masse flottante, ce qui permet d'éviter les boucles de masses entre le séquenceur et les appareils auxquels il est relié.

Le contrôle informatique de l'expérience est assuré par trois ordinateurs assignés à des tâches différentes. Un premier ordinateur est dédié au contrôle de la séquence expérimentale et à son transfert au séquenceur. Les deux autres sont réservés au contrôle des caméras pour l'acquisition des données, et au traitement de celles-ci. Les trois machines font partie d'un réseau local que nous avons mis en place, et communiquent entre elles durant la séquence expérimentale pour organiser leurs actions.

1.3.2 Pilotage de l'expérience sous Matlab

Le déroulement de l'expérience est supervisé par trois programmes que nous avons développés sous Matlab. Le premier programme, dont le fonctionnement est détaillé dans la présente partie, assure le transfert de la séquence expérimentale définie par l'utilisateur au séquenceur. Le second programme contrôle la caméra utilisée pour l'acquisition des données, et son fonctionnement sera décrit dans la partie 1.3.3. Enfin, le traitement des données (présenté dans la partie 1.4), ainsi que l'extraction des propriétés physiques du système sont réalisés par un dernier programme.

Le programme du séquenceur est écrit dans un langage qui lui est propre, l'*ADbasic*. Il existe cependant une librairie contenant de nombreuses fonctions qui peuvent être appelées depuis Matlab afin d'interagir avec le séquenceur. Nous faisons principalement usage de trois fonctions de cette bibliothèque, qui permettent d'initialiser le séquenceur, de modifier le contenu de sa mémoire, et de vider sa mémoire.

26. Modèle *PRO II-AOUT8/16*

(a)

Used	Name	Value
<input checked="" type="checkbox"/>	AOM_MOT_efl	1
<input checked="" type="checkbox"/>	AOM_MOT_fre	296
<input checked="" type="checkbox"/>	AOM_Repump	1
<input checked="" type="checkbox"/>	AOM_Repump	1.771
<input checked="" type="checkbox"/>	AOM_Zeeman	0.775
<input checked="" type="checkbox"/>	AOM_Zeeman	311
<input checked="" type="checkbox"/>	AOM_imag_efl	0.8
<input checked="" type="checkbox"/>	AOM_imag_fre	307
<input checked="" type="checkbox"/>	DelayPic	0.2
<input checked="" type="checkbox"/>	DelayPixelFly	0.01
<input checked="" type="checkbox"/>	DelayShutter	2.2
<input checked="" type="checkbox"/>	DelayShutterL	1.7
<input checked="" type="checkbox"/>	DelayShutterR	200
<input checked="" type="checkbox"/>	DelayShutterR	1.1
<input checked="" type="checkbox"/>	DelayZeeman	1

(b)

<input type="checkbox"/>	Out 11	Inf								
<input type="checkbox"/>	Out 10	Inf								
<input type="checkbox"/>	9 : Transport inhib 2	100	Inf							
<input type="checkbox"/>	Out 8	Inf								
<input type="checkbox"/>	7 : Repumper Shutter	Inf								
<input type="checkbox"/>	6 : Imaging Shutter	100.3	1.71	210.29	1.71	Inf				
<input type="checkbox"/>	5 : MOT Shutter	100	Inf							
<input type="checkbox"/>	4 : Zeeman Shutter	Inf								
<input type="checkbox"/>	3 : AOM Imaging	100.3	1.7	0.01	1.7	208.59				
<input type="checkbox"/>	2 : AOM MOT	100	2.2	Inf						
<input type="checkbox"/>	1 : AOM Zeeman	2.2	Inf							

FIGURE 1.15 – (a) Exemple de variables définies dans une séquence expérimentale. (b) Exemples de séquences temporelles associées aux 11 premières sorties numériques du séquenceur. Les rectangles verts/rouges indiquent l'état *ON/OFF* de la sortie, et les valeurs numériques correspondent aux durées des états en millisecondes.

Au lancement d'une séquence expérimentale, notre programme principal communique plusieurs tableaux au séquenceur. Une liste de tous les états pris par les 32 sorties numériques au cours du temps est envoyée sous forme d'un tableau de nombres encodés sur 32 bits, auquel est joint un tableau contenant les durées indiquant au séquenceur combien de temps rester dans chacun des états. De même, l'ensemble des états pris par les sorties analogiques durant l'expérience est communiqué au séquenceur sous forme de 8 tableaux de nombres encodés sur 32 bits, munis d'un tableau précisant les durées de chacun des états.

Afin de créer ces différents tableaux, nous avons développé une interface graphique Matlab permettant à l'utilisateur de définir une séquence expérimentale complète. Dans un premier temps, l'utilisateur crée et initialise toutes les variables nécessaires au déroulement de la séquence (fréquences des modulateurs acousto-optiques, courants circulant dans les alimentations, ...), comme le montre la figure 1.15 (a). Les valeurs de ces quantités peuvent être fixées par l'utilisateur, ou bien calculées à partir d'autres variables.

L'utilisateur définit ensuite une séquence temporelle pour chacune des variables, c'est-à-dire qu'il spécifie les états successivement occupés par la sortie correspondante (*ON/OFF* pour les sorties numériques et valeur numérique pour les sorties analogiques), ainsi que la durée pendant laquelle la sortie doit rester dans l'état indiqué. La figure 1.15 (b) montre des exemples de séquences temporelles définies pour des sorties numériques. Une fois que toutes les sorties sont paramétrées, le programme crée automatiquement les tableaux d'états, et les envoie au séquenceur au début de son

exécution.

1.3.3 Acquisition des images

1.3.3.1 Systèmes d'imagerie

Les systèmes d'imagerie jouent un rôle central dans les expériences de physique atomique car ils permettent d'observer les atomes, et de remonter à certaines de leurs propriétés (température, densité, ...) après traitement des images. Par ailleurs, ces dispositifs peuvent être utilisés pour optimiser un paramètre en observant la réponse des atomes, ou encore pour effectuer des diagnostics directement sur ces derniers. Il convient donc de choisir judicieusement le matériel utilisé selon le type de mesure à réaliser. Dans cette partie, nous présentons les deux caméras prévues dans le montage expérimental, et nous discutons des raisons ayant motivé ces choix.

Une première caméra est localisée au niveau de l'enceinte du piège magnéto-optique, selon un axe perpendiculaire à celui du jet atomique. Cette caméra permet de déterminer par fluorescence (voir partie 1.4.1) les propriétés du piège magnéto-optique, et de faciliter le réglage des paramètres du ralentisseur Zeeman et du piège magnéto-optique au cours de la phase d'optimisation de ces deux dispositifs. De plus, elle nous permettra de suivre quotidiennement l'évolution des paramètres du piège magnéto-optique, et de mettre en évidence d'éventuelles dérives temporelles et leurs origines.

L'observation du piège magnéto-optique ne nécessitant pas une caméra extrêmement performante, nous avons installé une caméra de moyenne gamme²⁷, munie d'un capteur CMOS de 1280×960 pixels de taille $3.75 \mu\text{m}$. L'échelle dynamique du capteur est de 8 bits, et son efficacité quantique à 589 nm est de l'ordre de 60 %.

Une seconde caméra sera placée au niveau de l'enceinte du condensat. Elle servira à imager par absorption les atomes condensés à la fin de la séquence expérimentale. Idéalement, l'imagerie par absorption nécessite la prise de trois images consécutivement, comme nous l'expliquerons dans la partie 1.4 concernant le traitement des données. La caméra utilisée pour imager les atomes condensés doit donc avoir une dynamique d'acquisition suffisamment rapide.

Notre choix s'est porté sur une caméra²⁸ dotée d'un capteur CCD interligne de 1392×1040 pixels de taille $6.45 \mu\text{m}$, dont l'échelle dynamique s'étend sur 14 bits avec une efficacité quantique d'approximativement 47 % à 589 nm. Le maillage interligne consiste à exposer une ligne sur deux du détecteur, l'autre servant au stockage des informations collectées par les lignes exposées. Ainsi, le temps de lecture des cellules photosensibles peut être abaissé à la microseconde, ce qui rend ce capteur particulièrement intéressant dans le cadre de l'imagerie par absorption.

27. Modèle *DMK-42BUC03* de The Imaging Source

28. Modèle *PCO-Pixelfly-USB* de PCO.

Par ailleurs, la Pixelfly propose un mode de fonctionnement appelé *double shutter* lui permettant d'acquérir deux images à $1 \mu\text{s}$ d'intervalle. Le temps d'exposition de la première image est fixé par l'utilisateur entre $5 \mu\text{s}$ et 60 s , tandis que le temps d'exposition de la seconde image est déterminé par le temps de lecture de la première image, que nous avons estimé à 139 ms .

Enfin, cette caméra présente deux autres caractéristiques intéressantes. Tout d'abord, elle est reliée à un boîtier comportant trois modes de déclenchement, dont un déclenchement externe par signal d'entrée TTL qui est le mode que nous utilisons. De plus, elle possède huit blocs de mémoire tampon qui permettent l'acquisition et le stockage de huit images.

1.3.3.2 Programmation de la Pixelfly

La caméra Pixelfly est fournie avec le programme *Camware* qui permet la prise en main rapide du détecteur et l'acquisition des premières images. Ce logiciel n'étant pas pilotable depuis Matlab, nous avons développé un programme permettant de contrôler la caméra. Le fonctionnement de ce programme est brièvement décrit ci-dessous.

Dans un premier temps, le programme importe une bibliothèque PCO contenant un ensemble de fonctions écrites en langage C. Ces méthodes représentent le seul moyen pour instaurer le dialogue entre l'ordinateur et la caméra. Comme Matlab offre la possibilité d'appeler des méthodes écrites en C, l'appel aux éléments de cette librairie est relativement transparent à l'utilisation.

Dans un second temps, la caméra est activée, c'est-à-dire qu'elle entre dans un mode de fonctionnement où elle reste en attente d'instructions. Nous lui communiquons alors diverses informations relatives à la prise d'images, telles que la quantité de mémoire tampon utilisée, le type de déclenchement, ou encore le temps d'exposition.

L'étape suivante consiste à allouer dynamiquement la mémoire de la caméra suivant le nombre de blocs de mémoire tampon spécifié par l'utilisateur. La caméra est alors armée, ce qui permet de charger tous les paramètres communiqués. Notons qu'une fois l'armement effectué, il n'est plus possible de modifier les réglages de la Pixelfly, exception faite du temps d'exposition qui peut encore être changé.

Finalement, le programme prépare la liste de zones tampon qui contiendront les images. La caméra se trouve alors dans un mode d'attente, où elle reste inactive jusqu'à recevoir un signal TTL déclenchant la prise d'image. À tout moment, il est possible de consulter les zones de mémoire tampon individuellement pour vérifier si elles contiennent ou non une image. Si l'une d'elles est pleine, elle est lue, vidée, puis déplacée à la fin de la file de zones tampon.

Après déclenchement de la caméra et sauvegarde des images acquises, le programme exécute une série d'instructions visant à libérer la mémoire tampon, à désactiver la ca-

méra, puis à télécharger la librairie de fonctions PCO.

Notons que le programme de gestion de la caméra opère en parallèle de celui supervisant le protocole expérimental. Ainsi, le programme contrôlant la caméra est lancé avant le début de la séquence expérimentale, de sorte que la caméra se trouve dans le mode d'attente d'un signal déclencheur. Une fois la séquence terminée, l'ordinateur principal envoie un message réseau à la machine supervisant la caméra, qui procède alors à la lecture des données contenues dans les zones de mémoire tampon, puis à la sauvegarde des images sur le troisième ordinateur dédié au traitement des données.

1.4 Méthodes d'analyse

Un certain nombre de caractéristiques des nuages atomiques, telles que leur température, leur taille, ou encore leur densité peuvent être déduites des propriétés d'un faisceau laser ayant interagit avec les atomes. Dans cette partie, nous détaillons le principe de fonctionnement de l'imagerie par fluorescence et de l'imagerie par absorption que nous avons mis en place dans notre expérience.

1.4.1 Imagerie par fluorescence

L'imagerie par fluorescence consiste à éclairer un nuage d'atomes avec un faisceau laser dont la fréquence est proche d'une transition atomique. Les atomes absorbent alors des photons du laser, puis en réémettent suivant toutes les directions de l'espace. En collectant une partie de la lumière réémise, il est possible d'accéder à certaines propriétés du nuage, telles que son nombre d'atomes.

Considérons un ensemble de N atomes à deux niveaux, de pulsation à résonance ω_0 et de largeur naturelle Γ . L'interaction de ces atomes avec un faisceau laser de pulsation ω et d'intensité I est décrite dans le cadre général des équations de Bloch optiques. En notant $\delta = \omega - \omega_0$ le désaccord du laser, le taux de photons diffusés par un atome s'écrit en régime stationnaire [111] :

$$R_{\text{sc}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s}, \quad (1.26)$$

où s est le paramètre de saturation, défini comme :

$$s = \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + 4\frac{\delta^2}{\Gamma^2}}, \quad (1.27)$$

avec $I_{\text{sat}} = 6.26 \text{ mW.cm}^{-2}$ l'intensité de saturation de la transition atomique [113].

Le nombre de photons émis par N atomes dans l'état excité pendant un temps d'observation τ s'écrit alors :

$$N_{\text{diff}} = \frac{\Gamma N \tau}{2} \frac{s}{1+s}. \quad (1.28)$$

Nous supposons que le nombre de photons diffusés est réparti uniformément dans toutes les directions de l'espace. La fraction de photons que nous sommes capables de collecter dépend de l'angle solide Ω sous lequel notre système d'imagerie observe le nuage piégé. La caméra CMOS, ainsi que son objectif, sont placés derrière un hublot standard CF16 de rayon R , placé à une distance D des atomes, qui représente le principal élément limitant l'ouverture numérique du système. Ainsi, l'angle solide d'observation du nuage est donné par :

$$\Omega = \frac{\pi R^2}{4\pi D^2}, \quad (1.29)$$

et le nombre de photons effectivement captés par la caméra se met alors sous la forme :

$$N_{\text{cap}} = \Omega N_{\text{diff}} = \frac{R^2}{4D^2} \frac{\Gamma N \tau}{2} \frac{s}{1+s}. \quad (1.30)$$

Par ailleurs, tous les photons parvenant aux cellules photosensibles ne sont pas convertis en électrons du fait de l'imperfection du capteur. Le processus de conversion photon-électron est alors caractérisé par une grandeur, l'efficacité quantique q , comprise entre 0 et 1. Le signal mesuré expérimentalement correspond à :

$$N_{\text{mes}} = q N_{\text{cap}} = q \frac{R^2}{4D^2} \frac{\Gamma N \tau}{2} \frac{s}{1+s}. \quad (1.31)$$

Cette relation permet en première approximation de déterminer le nombre d'atomes N présents dans le piège magnéto-optique, bien que de nombreux éléments limitent fortement la précision de cette estimation.

Tout d'abord, l'établissement de la relation (1.31) repose implicitement sur l'hypothèse selon laquelle le nuage atomique est dilué. Pour un nuage dense, le phénomène de réabsorption des photons émis par les atomes du nuage conduit à une sous-estimation de la population du piège.

Par ailleurs, le problème a été grandement simplifié en considérant le modèle simple d'un atome à deux niveaux. En pratique, l'état de polarisation du faisceau laser, ainsi que la structure atomique complexe du sodium sont impliqués dans la fluorescence émise par le nuage, ce qui n'a pas été pris en compte dans notre raisonnement.

Cette méthode de mesure du nombre d'atomes n'est donc pas employée pour déterminer précisément les propriétés d'un nuage atomique (tel que le piège magnéto-optique), mais plutôt pour vérifier l'existence de ce dernier et effectuer des mesures relatives.

La figure 1.16 (a) montre un signal de fluorescence du piège magnéto-optique (voir chapitre 3), accompagné en figure 1.16 (b) du signal de fond mesuré en absence d'atomes.

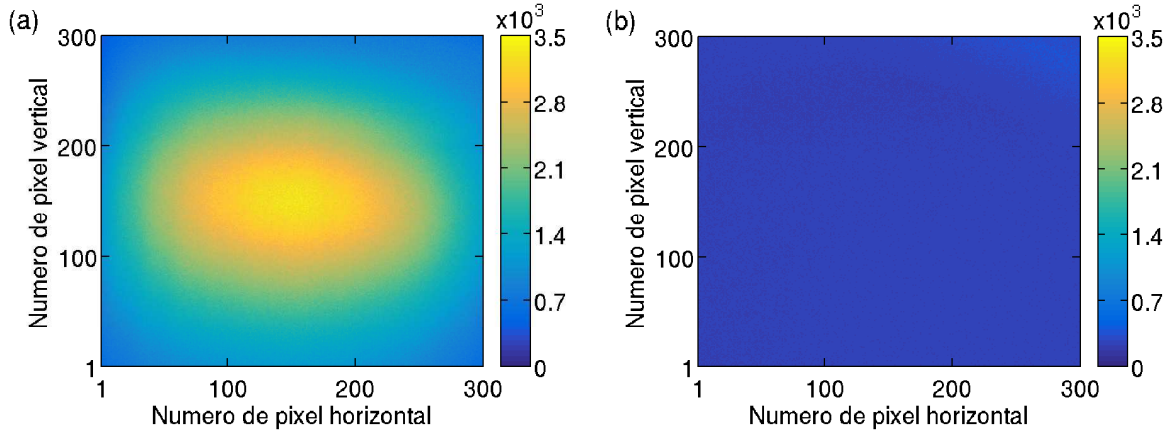


FIGURE 1.16 – (a) Signal de fluorescence du piège magnéto-optique. (b) Image du fond lumineux obtenu en absence des atomes.

1.4.2 Imagerie par absorption

L'imagerie par absorption consiste à envoyer un faisceau laser au travers d'un nuage d'atomes, et d'en capter l'ombre sur une caméra. De même que pour la fluorescence, un certain nombre de propriétés du système peuvent être déterminées par cette méthode, en particulier la température et la densité du nuage.

Considérons une assemblée d'atomes de pulsation à résonance ω_0 et de largeur naturelle Γ , traversée par un faisceau laser de pulsation ω , se propageant suivant un axe arbitraire z . Soit $I_0(x, y)$ l'intensité transverse du faisceau en amont des atomes, et $I_t(x, y)$ l'intensité transmise en sortie du nuage. Dans le régime de faible saturation, c'est-à-dire lorsque l'intensité du laser est telle que $I_0 \ll I_{\text{sat}}$, l'absorbance du milieu atomique est caractérisée par une grandeur adimensionnée, la *densité optique*, qui est définie de la façon suivante :

$$\mathcal{D}(x, y) = -\log \left[\frac{I_t(x, y)}{I_0(x, y)} \right]. \quad (1.32)$$

Par ailleurs, l'atténuation d'intensité d'un faisceau laser au cours de sa propagation dans un milieu dilué est décrite par la loi de Beer-Lambert [125] :

$$\frac{\partial I(x, y, z)}{\partial z} = -\sigma n(x, y, z) I(x, y, z), \quad (1.33)$$

où $n(x, y, z)$ est la densité atomique locale, et σ la section efficace d'absorption du milieu. En intégrant l'équation précédente, la densité optique du milieu peut être reliée à sa densité spatiale par l'égalité :

$$\mathcal{D}(x, y) = \sigma \int_{-\infty}^{+\infty} n(x, y, z) dz, \quad (1.34)$$

où la section efficace d'absorption s'écrit sous la forme :

$$\sigma = \mathcal{C}^2 \frac{\sigma_0}{1 + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2}}, \quad (1.35)$$

avec $\sigma_0 = 3\lambda_0^2/(2\pi)$ la section efficace d'absorption à résonance, $\delta = \omega - \omega_0$ le désaccord du laser, $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ sa longueur d'onde à résonance, et \mathcal{C} un coefficient caractéristique de la transition utilisée pour l'imagerie [113]. Quand celle-ci s'effectue sur une transition cyclante, le coefficient \mathcal{C} est égal à 1, tandis que dans le cas contraire, il correspond à la valeur moyenne de tous les coefficients de Clebsch-Gordan associés aux différentes transitions accessibles au système.

La densité optique du nuage peut donc être extraite à partir de mesures de l'intensité laser incidente sur le nuage $I_0(x, y)$, ainsi que celle transmise $I_t(x, y)$. Cependant, les images acquises expérimentalement sont dégradées par diverses sources de bruit, telles que les photons parasites de la lumière ambiante, ou encore le bruit électronique intrinsèque de la caméra.

Pour éliminer les contributions associées à ces différentes sources de bruit, nous enregistrons trois images distinctes. La première image, à laquelle nous ferons référence par I_{laser} , est prise en présence du faisceau laser mais en absence des atomes. La seconde image, I_{signal} , est acquise en présence du faisceau laser et des atomes. Enfin, une dernière image notée I_{fond} est prise en absence du faisceau laser et en absence des atomes. Notons que le signal contenu dans cette troisième image provient uniquement des sources de bruit. Un exemple de ces trois images est présenté figures 1.17 (a), (b) et (c) dans le cadre d'une imagerie par absorption du piège magnéto-optique (voir chapitre 3).

En retranchant l'image de fond aux deux autres, il est possible de soustraire la contribution du bruit sur les images comportant un signal physique, et ainsi déterminer précisément la densité optique. En vertu des équations (1.32) et (1.34), la densité intégrée suivant l'axe d'imagerie s'écrit :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} n(x, y, z) dz = -\frac{1}{\sigma} \log \left[\frac{I_{\text{signal}}(x, y) - I_{\text{fond}}(x, y)}{I_{\text{laser}}(x, y) - I_{\text{fond}}(x, y)} \right]. \quad (1.36)$$

La densité intégrée se déduit donc du jeu de trois images à l'aide d'opérations mathématiques simples effectuées pixel par pixel. Le résultat de ce traitement est représenté figure 1.17 (d). Le nombre total d'atomes peut ensuite être obtenu en effectuant la somme du signal contenu dans chacun des pixels de la figure 1.17 (d).

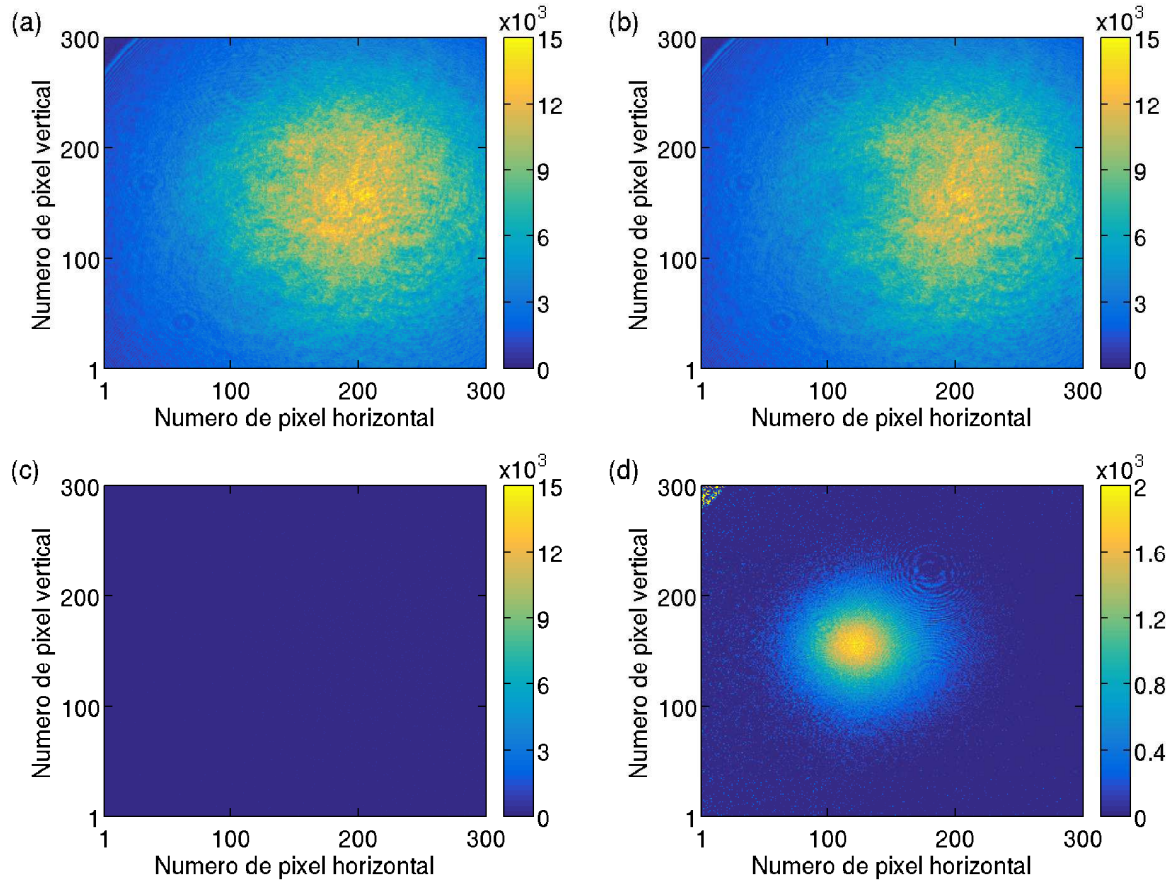


FIGURE 1.17 – (a) Image du faisceau d'absorption en absence des atomes, puis en leur présence (b). (c) Image de fond en absence de faisceau laser et d'atomes. (d) Densité intégrée calculée à partir de la relation (1.36) en tenant compte de la correction du fond.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le dispositif expérimental mis en place pour étudier la dynamique hors équilibre d'un gaz de sodium ultra-froid.

Dans un premier temps, nous avons assemblé un système à vide afin d'isoler les atomes de leur environnement extérieur. Un étuvage d'une dizaine de jours permet d'abaisser la pression de gaz résiduel dans l'enceinte du piège magnéto-optique à environ 10^{-10} mbar. Après une année en régime d'opération, la pression atteint 8.0×10^{-10} mbar, ce qui suggère l'existence d'une micro-fuite, que nous pensons localisée au niveau d'une vanne d'équerre censée assurer l'isolation du système à vide de l'extérieur.

Dans un second temps, nous avons mis en place une chaîne laser complète permettant d'interagir avec les atomes. Nous disposons à présent de tous les faisceaux nécessaires pour la réalisation du ralentisseur Zeeman et du piège magnéto-optique, qui feront l'objet des chapitres 2 et 3. De plus, nous avons mis en place un système

d'imagerie performant, qui pourra être utilisé pour caractériser les propriétés de nuages atomiques par fluorescence et par absorption.

La fréquence des différents faisceaux laser est asservie sur une composante hyperfine d'une transition rovibronique de l'iode grâce à un montage d'absorption saturée. Nous constatons expérimentalement que l'asservissement est plus robuste lorsqu'il est effectué sur une cellule d'iode plutôt que sur une cellule de sodium. Cette différence est principalement due au fait qu'il est nécessaire de chauffer la cellule de sodium. Or, le four que nous avons mis en place ne permettait pas de chauffer uniformément la cellule, et nous mesurons des fluctuations de température de l'ordre du degré, qui rendaient l'asservissement instable.

Enfin, nous avons installé un système de pilotage des séquences expérimentales. Celui-ci est notamment constitué de trois ordinateurs, dédiés à la programmation des séquences expérimentales, à l'acquisition des données, puis à leur traitement. Actuellement, nous sommes capables de définir des séquences temporelles avec une résolution temporelle de 1 μ s.

Chapitre 2

Ralentisseur Zeeman à aimants permanents pour le sodium

Introduction

Presque toutes les expériences d'atomes froids commencent par le chargement d'un piège magnéto-optique, suivi d'une étape de refroidissement par évaporation dans un piège conservatif permettant d'atteindre le régime de dégénérescence quantique. Au cours de l'évaporation, une très grande fraction des atomes initialement piégés sont perdus. Il est donc primordial que le nuage capturé par le piège magnéto-optique contienne suffisamment d'atomes afin que le condensat ait une taille appréciable.

En ce sens, de nombreux schémas de chargement de piège magnéto-optique ont été développés au cours des années. Le piège peut être chargé directement à partir d'une vapeur atomique produite par un dispensateur [126, 127]. Cette méthode présente cependant l'inconvénient de ne capturer qu'une infime fraction de la vapeur atomique, le reste contribuant à dégrader le vide résiduel dans l'enceinte de piégeage. D'autres techniques de chargement de piège magnéto-optique se basent sur la production d'un jet d'atomes lents. Citons par exemple les méthodes de balayage en fréquence [128], l'utilisation de lasers large bande [129], ainsi que les pièges magnéto-optiques 2D [130].

La méthode du ralentissement Zeeman [9] est une technique à la fois robuste et efficace, qui est couramment employée pour produire des flux importants d'atomes lents et obtenir un chargement efficace du piège magnéto-optique. Les atomes sont ralentis par la force de pression de radiation exercée par un faisceau laser dans une zone de l'espace soumise à un champ magnétique inhomogène. Celui-ci est usuellement produit par un solénoïde réalisé à partir d'un fil de cuivre de faible section dans lequel circule un courant électrique. Bien qu'il soit très performant, ce dispositif présente un certain nombre d'inconvénients. Ainsi, le tube du ralentisseur Zeeman ne peut pas être étuvé correctement, notamment parce que le système ne peut pas être défilé après son ins-

tallation. Par ailleurs, l'échauffement du solénoïde par effet Joule impose la mise en place d'un système de dissipation thermique efficace.

Pour s'affranchir de ces contraintes, plusieurs groupes ont conçu des ralentisseurs Zeeman dont le champ est produit par un assemblage d'aimants permanents. Y. Ovchinnikov propose ainsi un modèle de ralentisseur Zeeman reposant sur l'utilisation de dipôle permanents pour produire le profil de champ magnétique [131, 132]. Après cette première démonstration expérimentale, différents groupes sont parvenus à mettre en place un tel dispositif. La réalisation de G. Reinaudi *et al.* [133] fait intervenir des paires d'aimants permanents dont les positions sont contrôlées en temps réel par des servomoteurs. D'autres approches impliquant l'utilisation d'aimants permanents statiques de forme parallélépipédique [134], sphérique [135], cylindrique [136] et toroïdale [137] ont permis d'observer le ralentissement de diverses espèces atomiques. Notons que les dispositifs reposant sur l'installation d'aimants permanents ne nécessitent pas la mise en place d'un système de refroidissement, et sont facilement montables/démontables sans avoir à casser le vide de l'enceinte expérimentale.

Au cours de ce chapitre, nous aborderons la problématique du ralentissement d'un jet atomique sous l'action combinée d'un faisceau laser et d'un champ magnétique inhomogène. Dans une première partie, nous présenterons les mécanismes conduisant à la décélération des atomes, puis nous discuterons du choix des paramètres du ralentisseur Zeeman. Dans un second temps, nous présenterons un dispositif basé sur l'utilisation d'aimants permanents afin de créer le profil de champ magnétique adapté au ralentissement du sodium. Enfin, nous conclurons ce chapitre par la présentation des premiers résultats expérimentaux mettant en évidence des effets de dépompage au cours du ralentissement atomique, que nous expliquerons par des simulations numériques reproduisant l'expérience.

2.1 Décélération d'un jet atomique par pression de radiation

2.1.1 Expression des forces lumineuses

Une description exacte de l'interaction lumière-matière nécessite un traitement quantique faisant intervenir un formalisme lourd et délicat à manipuler. Une approche semi-classique du problème permet malgré tout de capturer l'essentiel de la physique en jeu et d'exhiber l'expression des forces lumineuses au prix de quelques approximations. Un exposé détaillé des calculs peut être trouvé par exemple dans les notes de cours de J. Dalibard [111], ainsi que dans celles d'A. Aspect *et al.* [125]. Dans cette partie, nous nous contenterons d'extraire les principaux résultats de ces notes.

Considérons un atome décrit dans le cadre simple du modèle à deux niveaux électroniques. L'état fondamental, noté $|g\rangle$, possède une durée de vie très grande devant tous les autres temps caractéristiques du système, tandis que le niveau excité $|e\rangle$ est

caractérisé par un taux de désexcitation Γ vers le niveau fondamental via l'émission d'un photon spontané. Cet atome est soumis à un rayonnement laser de pulsation ω , dont le désaccord est donné par $\delta = \omega - \omega_0$, où la pulsation ω_0 caractérise l'écart en énergie des niveaux atomiques.

En imposant la condition de raie large, qui revient à considérer que la dynamique des variables internes de l'atome est beaucoup plus rapide que la dynamique des variables externes, le traitement du problème dans le cadre de l'approximation dipolaire électrique conduit à exprimer la force moyenne exercée par le laser sur l'atome sous la forme :

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = -\frac{s(\mathbf{r})}{1+s(\mathbf{r})} \left[\frac{\hbar\Gamma}{2} \nabla\phi(\mathbf{r}) + \hbar\delta \frac{\nabla\Omega(\mathbf{r})}{\Omega(\mathbf{r})} \right], \quad (2.1)$$

où $\phi(\mathbf{r})$ représente la phase du champ électrique décrivant le rayonnement laser, $\Omega(\mathbf{r})$ est la pulsation de Rabi associée au champ électrique, et $s(\mathbf{r})$ est le paramètre de saturation dont la définition est introduite à l'équation (1.27) et rappelée ici :

$$s(\mathbf{r}) = \frac{I(\mathbf{r})/I_{\text{sat}}}{1 + 4\frac{\delta^2}{\Gamma^2}} = \frac{\Omega^2(\mathbf{r})/2}{\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \quad (2.2)$$

L'expression de la force lumineuse donnée équation (2.1) fait apparaître deux contributions. Le terme proportionnel au gradient de phase du champ électrique correspond à la *force de pression de radiation*, tandis que le terme proportionnel au gradient d'amplitude du champ électrique constitue la *force dipolaire*.

2.1.1.1 Force de pression de radiation

Le champ du laser est assimilé à une onde plane, dont la phase est donnée par $\phi(\mathbf{r}) = -\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}$. La pulsation de Rabi associée au champ électrique est alors une constante, notée Ω_0 . L'expression de la force de pression de radiation s'obtient donc à partir de la relation (2.1) :

$$\mathbf{F}_p = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \hbar\mathbf{k}. \quad (2.3)$$

Cette force présente un comportement linéaire avec l'intensité laser dans le régime de faible saturation ($s \ll 1$), et tend vers une valeur constante à $\hbar\Gamma\mathbf{k}/2$ dans le régime saturant ($s \gg 1$). La relation (2.3) montre de plus que la force appliquée à l'atome varie en fonction du désaccord du laser suivant une lorentzienne centrée en $\delta = 0$, et dont la largeur est donnée par $\Gamma\sqrt{1 + I/I_{\text{sat}}}$.

La force de pression de radiation peut s'interpréter comme un échange de photons d'impulsion $\hbar\mathbf{k}$ du laser vers l'atome se produisant à un taux $R_{\text{sc}} = (\Gamma s)/[2(1+s)]$. Pour chaque photon absorbé par l'atome, un photon est réémis spontanément suivant une direction aléatoire de l'espace. Par conséquent, la contribution de l'émission spontanée au recul de l'atome s'annule sur un grand nombre de cycles absorption-émission, et seule l'absorption contribue à la force moyenne. Ces effets de reculs successifs sont mis à contribution pour ralentir des atomes, comme nous le montrerons dans la partie 2.1.2.

2.1.1.2 Force dipolaire

En vertu des relations (2.1) et (2.2), la force dipolaire a pour expression :

$$\mathbf{F}_d = -\hbar\delta \frac{s(\mathbf{r})}{1+s(\mathbf{r})} \frac{\nabla\Omega(\mathbf{r})}{\Omega(\mathbf{r})} = -\frac{\hbar\delta}{2} \frac{\nabla s(\mathbf{r})}{1+s(\mathbf{r})}. \quad (2.4)$$

La force dipolaire est donc une force conservative, qui peut s'écrire sous la forme $\mathbf{F}_d = -\nabla U_d$, où U_d est le potentiel dipolaire donné par :

$$U_d(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\delta}{2} \log[1+s(\mathbf{r})]. \quad (2.5)$$

La relation (2.5) montre que l'amplitude de la force dipolaire dépend de la valeur du désaccord, et s'annule lorsque le faisceau laser est à résonance avec la transition atomique. De plus, les zones de haute intensité laser attirent ou repoussent les atomes suivant que le désaccord du laser est négatif ou positif. Notons par ailleurs que la force dipolaire est nulle pour une onde plane car sa pulsation de Rabi est constante. Le potentiel dipolaire trouve de nombreuses applications, parmi lesquelles la réalisation de réseaux optiques [138], la mesure de forces [139], ou encore la réalisation de miroirs à atomes [140].

2.1.2 Principe du ralentissement

La production d'un flux intense d'atomes lents est essentielle pour charger rapidement et efficacement un piège magnéto-optique. En régime de fonctionnement, notre four de sodium est porté à une température T de l'ordre de 300°C, fournissant ainsi un jet atomique effusif dont la vitesse moyenne vaut [141] :

$$\bar{v} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{2\pi k_B T}{m}} \approx 858 \text{ m.s}^{-1}, \quad (2.6)$$

où m désigne la masse de l'atome et k_B la constante de Boltzmann. Dans la partie précédente, nous avons montré que la force de pression de radiation se traduit par un transfert d'impulsion des photons d'un laser à un atome. Le ralentisseur Zeeman se base sur cet échange d'impulsion pour décélérer un jet atomique en utilisant notamment un faisceau laser contra-propageant et un champ magnétique inhomogène.

Considérons un atome se déplaçant le long d'un axe z orienté dans le sens positif, et éclairé par un faisceau laser résonnant contra-propageant. Dans le régime saturé, c'est-à-dire lorsque l'intensité I du laser vérifie $I \gg I_{\text{sat}}$, la force de pression de radiation exercée sur l'atome est maximale et vaut :

$$\mathbf{F}_{\text{max}} = -\frac{\hbar k \Gamma}{2} \mathbf{u}_z. \quad (2.7)$$

Le principe fondamental de la dynamique relie la force exercée sur l'atome à son accélération :

$$\mathbf{a}_{\text{max}} = -\frac{\hbar k \Gamma}{2m} \mathbf{u}_z. \quad (2.8)$$

L'accélération due à la pression de radiation est dirigée dans le sens opposé au déplacement de l'atome, entraînant donc son ralentissement. Le calcul numérique de cette quantité donne $a_{\max} \approx 9 \times 10^5 \text{ m.s}^{-2}$, soit une accélération 10^5 fois plus importante que celle de la gravité.

Pour des raisons de stabilité du ralentissement qui seront discutées dans la partie 2.1.4.4, la force de radiation subie par l'atome n'est pas la force maximale \mathbf{F}_{\max} , mais une fraction η de celle-ci :

$$\mathbf{F} = \eta \mathbf{F}_{\max} \quad \text{avec} \quad \eta < 1. \quad (2.9)$$

Sous l'hypothèse que la force donnée en équation (2.9) est constante tout au long de la trajectoire des atomes, l'application du théorème de l'énergie cinétique entre les positions d'entrée ($z = 0$) et de sortie ($z = L$) du ralentisseur Zeeman permet d'exprimer la distance L sur laquelle s'opère le ralentissement atomique :

$$L = \frac{m(v_0^2 - v_f^2)}{\eta \hbar k \Gamma}, \quad (2.10)$$

où v_0 est la vitesse atomique en entrée du Zeeman, et v_f la vitesse en sortie.

L'évolution de la vitesse atomique entre la position d'entrée et une position quelconque de l'axe z s'écrit alors :

$$v(z) = v_0 \sqrt{1 - \left(1 - \frac{v_f^2}{v_0^2}\right) \frac{z}{L}}. \quad (2.11)$$

Le temps nécessaire pour décélérer un atome s'obtient à partir des relations (2.10) et (2.11) :

$$\tau = \int_0^L \frac{dz}{v(z)} = \int_0^L \frac{dz}{v_0 \sqrt{1 - \left(1 - \frac{v_f^2}{v_0^2}\right) \frac{z}{L}}} = \frac{2L}{(v_0 + v_f)}. \quad (2.12)$$

Afin de donner une interprétation physique simple au temps τ , remplaçons L par son expression dans l'égalité précédente. Il vient alors :

$$\tau = \frac{m(v_0 - v_f)}{\hbar k} \left(\frac{\eta \Gamma}{2}\right)^{-1}. \quad (2.13)$$

Le terme $m(v_0 - v_f)/\hbar k$ correspond au rapport de la variation d'impulsion atomique au cours du mouvement sur l'impulsion acquise lors de l'absorption d'un photon du laser. Ce quotient se comprend alors comme le nombre de photons nécessaires pour ralentir l'atome. Le facteur $(\eta \Gamma/2)^{-1}$ est l'inverse du taux de diffusion de photons, c'est-à-dire le temps typique entre deux absorptions de photons. Le temps de ralentissement de l'atome s'interprète donc comme le temps nécessaire pour absorber le recul d'un photon, multiplié par le nombre de photons nécessaires.

Pour fixer les ordres de grandeur, considérons un atome de vitesse initiale $v_0 = \bar{v}$ (voir équation (2.6)) et de vitesse finale nulle. Pour $\eta = 1$, les formules (2.10) et (2.12) donnent $L \approx 41$ cm et $\tau \approx 1$ ms.

2.1.3 Profil de champ magnétique

2.1.3.1 Décalage en fréquence induit par effet Doppler

Les résultats établis dans le paragraphe précédent sont valables à condition que l'atome soit en permanence maintenu à résonance avec le faisceau laser. Cependant, la fréquence laser perçue par l'atome est modifiée par effet Doppler au cours de son ralentissement. Jugeons de l'importance du décalage Doppler en estimant la variation de vitesse atomique entraînant une mise hors résonance du faisceau. La force de pression de radiation présente un comportement lorentzien avec la pulsation du laser, caractérisé par une largeur $\Gamma\sqrt{1 + I/I_{\text{sat}}}$ (voir partie 2.1.1.1). Par ailleurs, la variation en pulsation induite par effet Doppler vaut $k\Delta v$. La condition de mise hors résonance se note alors :

$$k\Delta v = \Gamma\sqrt{1 + I/I_{\text{sat}}}. \quad (2.14)$$

Dans un régime de fonctionnement typique de notre expérience, c'est-à-dire pour $I/I_{\text{sat}} = 7$, une application numérique de l'équation ci-dessus donne $\Delta v \approx 16$ m.s⁻¹ pour le sodium. Ce résultat montre que l'effet Doppler a un impact dramatique sur l'atome, puisque celui-ci n'interagit presque plus avec le faisceau laser dès lors que sa vitesse est modifiée de 16 m.s⁻¹.

Différentes stratégies ont été mises en place pour contrer l'effet Doppler et assurer le maintien à résonance. Citons par exemple la méthode de balayage en fréquence du laser introduite par Zhu *et al.* [128], qui consiste à ajuster continûment la fréquence du faisceau pour maintenir la résonance. Le même groupe a aussi démontré la réalisation d'un ralentissement atomique en employant un laser polychromatique large spectre [129]. Enfin, la technique la plus répandue est le ralentissement Zeeman, qui consiste à compenser le décalage Doppler en modifiant l'espacement des niveaux atomiques par effet Zeeman. L'efficacité de cette méthode a été démontrée expérimentalement par Phillips et Metcalf [9]. Notre dispositif de ralentissement est basé sur cette technique expérimentale, dont le principe de fonctionnement est détaillé dans la partie suivante.

2.1.3.2 Compensation de l'effet Doppler par effet Zeeman

Considérons un atome décrit dans le cadre du modèle à deux niveaux. Notons ω_0 sa pulsation en absence de champ magnétique \mathbf{B} , $\boldsymbol{\mu}$ son moment magnétique, et \mathbf{v} sa vitesse. Supposons par ailleurs que le système atomique interagit avec un faisceau laser de vecteur d'onde \mathbf{k} et de pulsation ω . Le désaccord δ_0 du laser par rapport à la transition atomique s'écrit $\delta_0 = \omega - \omega_0$ pour un atome au repos dans un champ magnétique nul.

En sortie de four, les atomes de sodium ont une vitesse non nulle. La fréquence laser perçue par les atomes est décalée par effet Doppler, le désaccord se note alors :

$$\delta = \delta_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}. \quad (2.15)$$

Au cours de la décélération, le terme Doppler apparaissant dans la relation (2.15) entraîne une mise hors résonance des atomes, qui peut être compensée grâce à l'effet Zeeman. En effet, l'interaction entre le moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$ de l'atome de sodium et le champ magnétique \mathbf{B} se traduit par un décalage des niveaux d'énergie de l'atome d'une quantité $-\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$. Or, le moment magnétique de l'atome dépend de son état interne, il convient donc de déterminer quelle transition atomique sera impliquée dans le ralentissement. Idéalement, celle-ci doit être fermée, c'est-à-dire qu'elle ne présente pas de canaux d'excitation ou de désexcitation vers d'autres sous-niveaux atomiques. Le sodium possède deux transitions de ce type candidates au ralentissement atomique : une transition σ^+ entre les états $|F = 2, m_F = +2\rangle$ et $|F' = 3, m_{F'} = +3\rangle$, et une transition σ^- entre les états $|F = 2, m_F = -2\rangle$ et $|F' = 3, m_{F'} = -3\rangle$ avec laquelle nous avons décidé de travailler.

Le décalage en énergie de ces deux états se comporte linéairement avec l'amplitude du champ magnétique, que ce soit dans le régime des faibles champs ou des forts champs (voir la figure 2.5). Il s'exprime en toute généralité sous la forme $\delta E = g_F m_F \mu_B B$, où g_F et m_F représentent respectivement le facteur de Landé et le nombre quantique magnétique du niveau hyperfin considéré, B est le module du champ magnétique, et μ_B le magnéton de Bohr (se référer au chapitre 4, partie 4.1.1). La variation de l'écart en énergie de la transition atomique s'écrit alors :

$$\Delta E = \mu_B B [g_{F'} m_{F'} - g_F m_F], \quad (2.16)$$

où les indices primés font référence au niveau excité et les indices simples à l'état fondamental.

Le désaccord du faisceau laser en présence du champ magnétique pour un atome se déplaçant à la vitesse \mathbf{v} s'écrit alors :

$$\delta = \delta_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - \frac{\mu_B B}{\hbar} [g_{F'} m_{F'} - g_F m_F]. \quad (2.17)$$

Par ailleurs, le faisceau laser est contra-propageant au jet atomique. En notant k le module du vecteur d'onde du laser, et v la projection du vecteur \mathbf{v} selon l'axe du jet, le désaccord se réécrit :

$$\delta = \delta_0 + kv + \frac{\mu_B B}{\hbar}. \quad (2.18)$$

Pour un choix donné des désaccords δ et δ_0 , l'égalité (2.18) est satisfaite à condition que le module du champ magnétique soit croissant lorsque la vitesse de l'atome décroît. Ce comportement est imposé par le choix de freiner les atomes en accordant le laser sur la transition cyclante σ^- . En basant le ralentissement sur la transition cyclante σ^+ , le signe devant le facteur $\mu_B B/\hbar$ serait inversé, et le module du champ magnétique devrait être décroissant lorsque la vitesse de l'atome décroît.

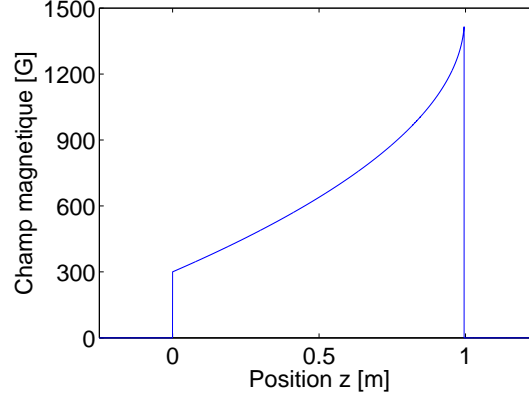


FIGURE 2.1 – Représentation graphique du profil de champ magnétique idéal du ralentisseur Zeeman à partir de l'équation (2.20). Les paramètres intervenant dans le problème sont les suivants : $v_0 = 950 \text{ m.s}^{-1}$, $v_f = 30 \text{ m.s}^{-1}$, $\eta = 0.5$, $B_b = 300 \text{ G}$, $\delta_c = -8 \text{ MHz}$ et $\delta_0 = -2040 \text{ MHz}$.

2.1.3.3 Expression du champ magnétique

Dans la section précédente, nous avons exprimé le désaccord du faisceau Zeeman perçu par les atomes, qui prend en compte l'effet Doppler inhérent au ralentissement atomique, ainsi que l'effet Zeeman lié à la présence d'un champ magnétique. Pour que les atomes soient efficacement ralentis, nous montrerons dans la section 2.1.4.4 qu'ils doivent être légèrement hors de résonance, à une valeur $\delta \equiv \delta_c = -8 \text{ MHz}$. En combinant les relations (2.18) et (2.11), le champ magnétique $B(z)$ s'écrit sous la forme :

$$B(z) = -\frac{\hbar}{\mu_B} \left[\delta_0 - \delta_c + kv_0 \sqrt{1 - \left(1 - \frac{v_f^2}{v_0^2}\right) \frac{z}{L}} \right]. \quad (2.19)$$

Le profil de champ donné par la relation ci-dessus peut se réécrire sous une forme plus commode :

$$B(z) = B_b + \frac{\Delta B}{\left(1 - \frac{v_f}{v_0}\right)} \left[1 - \sqrt{1 - \left(1 - \frac{v_f^2}{v_0^2}\right) \frac{z}{L}} \right], \quad (2.20)$$

où sont définis le champ de biais B_b :

$$B_b = \frac{\hbar}{\mu_B} (\delta_c - \delta_0 - kv_0), \quad (2.21)$$

et l'amplitude de variation du champ ΔB :

$$\Delta B = \frac{\hbar k(v_0 - v_f)}{\mu_B}. \quad (2.22)$$

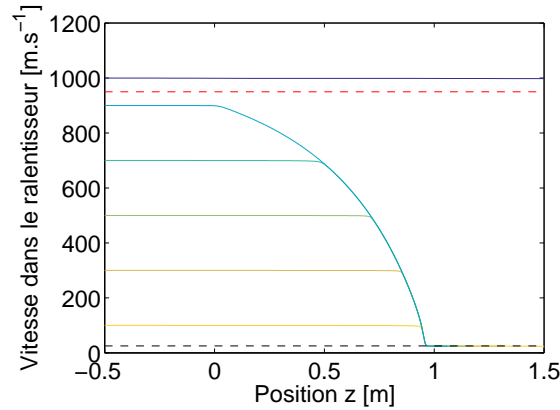


FIGURE 2.2 – Évolution de la vitesse d'un atome en fonction de sa position suivant l'axe de ralentissement. Les différentes courbes (de la plus claire à la plus foncée) correspondent aux vitesses initiales suivantes : 100 m.s^{-1} , 300 m.s^{-1} , 500 m.s^{-1} , 700 m.s^{-1} , 900 m.s^{-1} et 1000 m.s^{-1} . La ligne pointillée noire repère la vitesse finale, fixée à 30 m.s^{-1} , tandis que la ligne pointillée rouge repère la vitesse de capture, imposée à 950 m.s^{-1} .

La figure 2.1 représente le profil de champ donné par la relation (2.20). Les valeurs numériques des différents paramètres intervenant dans les équations (2.20) à (2.22) sont justifiées dans la partie suivante. Apparaissent en particulier : $v_0 = 950 \text{ m.s}^{-1}$, $v_f = 30 \text{ m.s}^{-1}$, $\eta = 0.5$ et $B_b = 300 \text{ G}$.

2.1.3.4 Trajectoires atomiques

La figure 2.2 représente l'évolution de la vitesse d'un atome en fonction de sa position suivant l'axe de ralentissement, pour différentes vitesses initiales, dans les mêmes conditions que celles considérées dans la partie précédente.

Les atomes dont la vitesse initiale est comprise entre 30 m.s^{-1} et 950 m.s^{-1} ne sont pas à résonance avec le faisceau laser à l'entrée du ralentisseur Zeeman, repérée par la position $z = 0$. Par conséquent, ils se propagent suivant l'axe à vitesse constante, jusqu'à ce qu'ils atteignent une position où le champ magnétique compense le désaccord du faisceau Zeeman. Ils sont alors progressivement ralentis jusqu'à atteindre leur vitesse finale de 30 m.s^{-1} .

De même, les atomes dont la vitesse à l'entrée du ralentisseur Zeeman est inférieure à 30 m.s^{-1} ou supérieure à 950 m.s^{-1} ne sont pas à résonance avec le faisceau laser à la position $z = 0$. Ils se propagent donc dans le ralentisseur Zeeman, mais il n'existe ici aucune position où le champ magnétique permet de compenser le désaccord du faisceau Zeeman. Les atomes traversent alors la zone de ralentissement sans être décélérés.

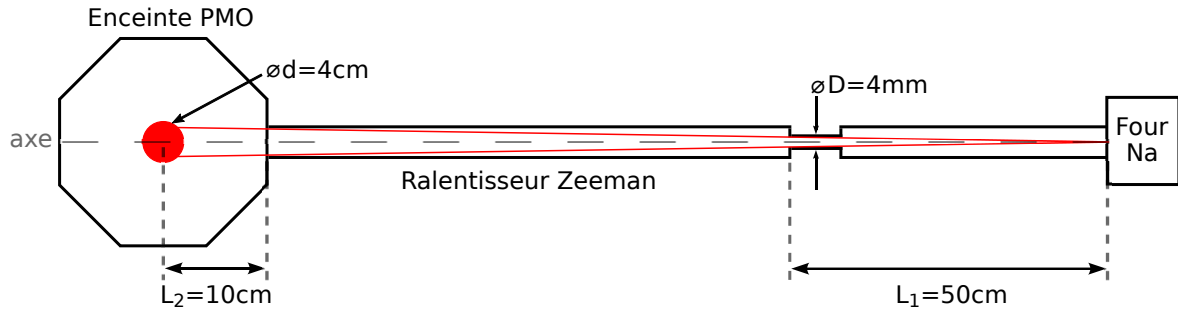


FIGURE 2.3 – Schéma représentatif des éléments à vide limitant la vitesse transverse du jet atomique effusif provenant du four. Sont indiquées les dimensions géométriques intervenant dans le calcul de la vitesse limite v_f en sortie du ralentisseur Zeeman.

2.1.4 Détermination des paramètres du ralentisseur Zeeman

L'équation (2.20) formule l'expression du profil de champ magnétique en fonction des paramètres du problème. Il figure en particulier dans cette équation quatre quantités dont les valeurs peuvent être choisies de façon « arbitraires » : v_0 , v_f , B_b et η . Nous énumérerons dans cette partie les arguments justifiant le choix des valeurs de ces quantités.

2.1.4.1 Divergence du jet atomique et limitation de la vitesse de sortie

Considérons le four de sodium comme une source ponctuelle d'atomes dont les vitesses longitudinales sont respectivement notées v_0 et v_f en entrée et en sortie du ralentisseur Zeeman, et dont la vitesse transverse est notée $v_{\perp,0}$.

La vitesse transverse des atomes est principalement limitée par la géométrie des éléments de l'enceinte à vide entre la sortie du four et le centre de la chambre du piège magnéto-optique. Dans notre montage, l'élément limitant le plus fortement l'angle solide du jet atomique est un tube de pompage différentiel, de diamètre $D = 4$ mm, dont l'extrémité est située à une distance $L_1 \approx 50$ cm de la sortie du four. Ce tube de pompage différentiel est installé entre le four et le ralentisseur Zeeman, comme le montre la figure 2.3.

Un atome initialement sur l'axe z en sortie du four parviendra jusqu'à l'enceinte du piège magnéto-optique à condition qu'il s'écarte au plus d'une longueur $D/2$ transversalement, après s'être déplacé sur une distance L_1 longitudinalement. Écrivons donc :

$$v_{\perp,0} \leq \frac{D}{2t_0}, \quad (2.23)$$

où t_0 correspond au temps nécessaire à l'atome pour parcourir la distance L_1 , qui vaut :

$$t_0 = \frac{L_1}{v_0}. \quad (2.24)$$

La combinaison des deux équations précédentes permet de donner une expression simple de la vitesse transverse limite des atomes :

$$v_{\perp,0} \leq \frac{v_0 D}{2L_1}. \quad (2.25)$$

Pour un atome quittant le four avec une vitesse longitudinale $v_0 = 950 \text{ m.s}^{-1}$ (voir la partie 2.1.4.2), la relation (2.25) donne comme vitesse transverse limite $v_{\perp,0} \approx 4 \text{ m.s}^{-1}$. La géométrie de l'enceinte à vide restreint donc grandement la gamme de vitesses transverses autorisées.

Remarquons cependant que la composante transverse de la vitesse atomique n'est plus décrite par la relation (2.25) en sortie du ralentisseur. En effet, le processus de décélération repose sur l'échange d'un grand nombre de photons entre le laser et l'atome. Or, après chaque absorption de photon, l'atome se désexcite en émettant spontanément un photon dans une direction aléatoire de l'espace. Ainsi, la contribution moyenne de l'émission spontanée s'annule sur un grand nombre de cycles, mais les reculs successifs subis par l'atome s'apparentent à une marche aléatoire dans l'espace des impulsions, et modifient la vitesse transverse des atomes au cours de leur ralentissement. Après N émissions de photon, la vitesse transverse d'un atome s'écrit [142, 143] :

$$v_{\perp} = \sqrt{v_{\perp,0}^2 + \alpha N \frac{v_{\text{rec}}^2}{3}}, \quad (2.26)$$

où $v_{\text{rec}} = \hbar k/m$ est la vitesse de recul subie par l'atome à chaque émission de photon, et $\alpha = 9/10$ est un facteur correctif tenant compte du caractère anisotrope de l'émission du dipôle atomique. Afin de fixer une borne supérieure à la vitesse transverse des atomes, nous considérons la situation la plus défavorable correspondant à un échange de $N = v_0/v_{\text{rec}}$ photons entre le laser et les atomes, soit le nombre de photons nécessaires pour arrêter complètement les atomes. Nous trouvons alors que la composante de vitesse transverse vaut $v_{\perp} = 5 \text{ m.s}^{-1}$.

Connaissant la vitesse transverse limite v_{\perp} , il est possible de donner une estimation de la vitesse longitudinale minimale que doivent posséder les atomes en sortant du ralentisseur Zeeman. Pour cela, rappelons que le centre du piège magnéto-optique est situé à une distance $L_2 \approx 10 \text{ cm}$ après la fin du ralentisseur. La taille des faisceaux laser impliqués dans le piégeage est limitée par le diamètre $d \approx 4 \text{ cm}$ des hublots fixés sur l'enceinte, comme nous l'expliquons dans la partie 1.2.3. En première approximation, la zone de capture du piège suivant un axe transverse correspond à la taille des faisceaux laser, c'est-à-dire $d/2$. Dans la situation la plus défavorable, les atomes seraient situés à une distance $R_z = 8 \text{ mm}$ de l'axe du jet atomique en sortie du ralentisseur, qui correspond au rayon intérieur du tube CF16 dans lequel ils sont ralentis. Par des arguments géométriques similaires à ceux du raisonnement précédent, les atomes ralentis sont piégés s'ils s'écartent au maximum d'une distance transverse $d/2 - R_z$ après avoir parcouru une distance longitudinale L_2 . Il vient alors :

$$v_{\perp} \leq \frac{1}{t_1} \left(\frac{d}{2} - R_z \right), \quad (2.27)$$

où t_1 représente le temps nécessaire à l'atome pour parcourir la distance L_2 , qui vaut :

$$t_1 = \frac{L_2}{v_f}. \quad (2.28)$$

Par conséquent, la vitesse minimale des atomes en sortie du ralentisseur Zeeman est donnée par l'expression :

$$v_f \geq \frac{L_2}{\frac{d}{2} - R_z} v_{\perp}. \quad (2.29)$$

En considérant un jet atomique de vitesse transverse $v_{\perp} = 5 \text{ m.s}^{-1}$, l'application numérique de l'équation (2.29) conduit au résultat $v_f = 42 \text{ m.s}^{-1}$.

En choisissant une vitesse longitudinale de sortie inférieure à v_f , les atomes seraient perdus car ils s'écarteraient suffisamment de l'axe du jet atomique pour ne plus pénétrer dans la zone de capture du piège magnéto-optique. Notons cependant que cette vitesse est surestimée pour la plupart des atomes, car nous nous sommes placés systématiquement dans la situation la plus défavorable à chaque étape du calcul. Par ailleurs, des études réalisées précédemment sur les PMO de sodium [144] établissent que la vitesse de capture du piège est bornée supérieurement à quelques dizaines de mètres par seconde selon les paramètres de piégeage (intensité et taille des faisceaux de piégeage, gradients de champ magnétique, ...). Le choix de la vitesse des atomes après le ralentisseur Zeeman représente donc un compromis entre les deux effets mentionnés ci-dessus, la valeur retenue pour notre expérience étant $v_f = 30 \text{ m.s}^{-1}$.

2.1.4.2 Vitesse d'entrée

La vitesse d'entrée du ralentisseur Zeeman n'est pas soumise à des contraintes aussi strictes que celles limitant la vitesse de sortie. Cependant, la vitesse de chargement du piège magnéto-optique dépend directement de la portion de classes de vitesses qui vont pouvoir être freinées dans le ralentisseur Zeeman. Sachant que le four de sodium fournit un jet atomique effusif à la température T , la densité de probabilité de trouver un atome de masse m et de vitesse v est donnée par la distribution de vitesse [141] :

$$P(v) = \frac{m^2}{2(k_B T)^2} v^3 \exp \left[-\frac{mv^2}{2k_B T} \right]. \quad (2.30)$$

En intégrant l'expression (2.30) sur les vitesses, nous obtenons la fonction de répartition $F(v)$ qui correspond à la fraction d'atomes dont la vitesse est inférieure ou égale à v :

$$F(v) = 1 - \left(1 + \frac{mv^2}{2k_B T} \right) \exp \left[-\frac{mv^2}{2k_B T} \right]. \quad (2.31)$$

Les fonctions $P(v)$ et $F(v)$ sont respectivement représentées sur les figures 2.4 (a) et 2.4 (b) pour un jet effusif quittant le four à une température $T = 300^\circ \text{C}$. Par définition de la fonction de répartition, la portion d'atomes ralentis est donnée par $F(v_0) - F(v_f)$. D'après la figure 2.4 (b), environ 12 % des atomes sont ralentis pour

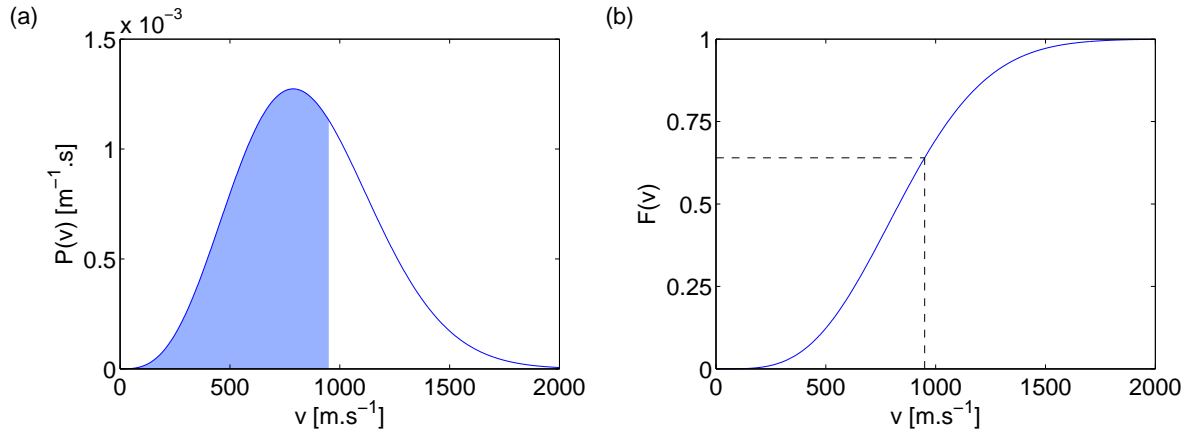


FIGURE 2.4 – (a) Distribution des vitesses pour un jet atomique effusif s'échappant du four à la température $T = 300^\circ \text{C}$. La zone bleutée repère les classes de vitesses ralenties par notre ralentisseur Zeeman, en supposant que la vitesse de capture vaut $v_0 = 950 \text{ m.s}^{-1}$ et que la vitesse de sortie vaut $v_f = 30 \text{ m.s}^{-1}$. (b) Fonction de répartition des vitesses obtenues à partir de la distribution des vitesses. La proportion d'atomes freinés dans le ralentisseur Zeeman s'élève à environ 64 %.

une vitesse de capture $v_0 = 500 \text{ m.s}^{-1}$, tandis que cette fraction s'élève à approximativement 97 % pour une vitesse initiale $v_0 = 1500 \text{ m.s}^{-1}$.

Pour optimiser le chargement du piège magnéto-optique, il convient donc de choisir la vitesse d'entrée la plus grande possible, afin que la fraction d'atomes décélérés dans le ralentisseur Zeeman soit importante. Cependant, la relation (2.22) montre que l'amplitude de variation du champ magnétique dans le ralentisseur Zeeman dépend linéairement de la vitesse d'entrée v_0 . Ainsi, le choix d'une vitesse de capture élevée nécessite la réalisation d'un champ magnétique dont l'amplitude de variation est importante. Expérimentalement, il est raisonnable de créer un champ magnétique dont l'amplitude de variation vaut typiquement plusieurs centaines de gauss [9, 134, 145]. Nous estimons qu'une vitesse de capture $v_0 = 950 \text{ m.s}^{-1}$, qui correspond à une amplitude de variation du champ $\Delta B = 1116 \text{ G}$, représente un bon compromis entre portion d'atomes ralentis et difficulté technique à produire le champ magnétique avec des aimants permanents. Dans cette configuration de fonctionnement, nous estimons qu'environ 64 % des atomes s'échappant du four avec une vitesse transverse inférieure à 4 m.s^{-1} seront ralentis.

2.1.4.3 Champ de biais

Le processus de décélération atomique repose sur la succession d'un grand nombre de cycles d'émission-absorption de photons par les atomes. Cette technique est efficace à condition que la transition atomique impliquée dans le ralentissement soit une transition fermée, comme c'est le cas pour la transition σ^- entre les états $|F = 2, m_F = -2\rangle$ et $|F' = 3, m_{F'} = -3\rangle$ du sodium. Or, le couplage entre le moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$ de l'atome et le champ magnétique externe \mathbf{B} entraîne une modification de la structure

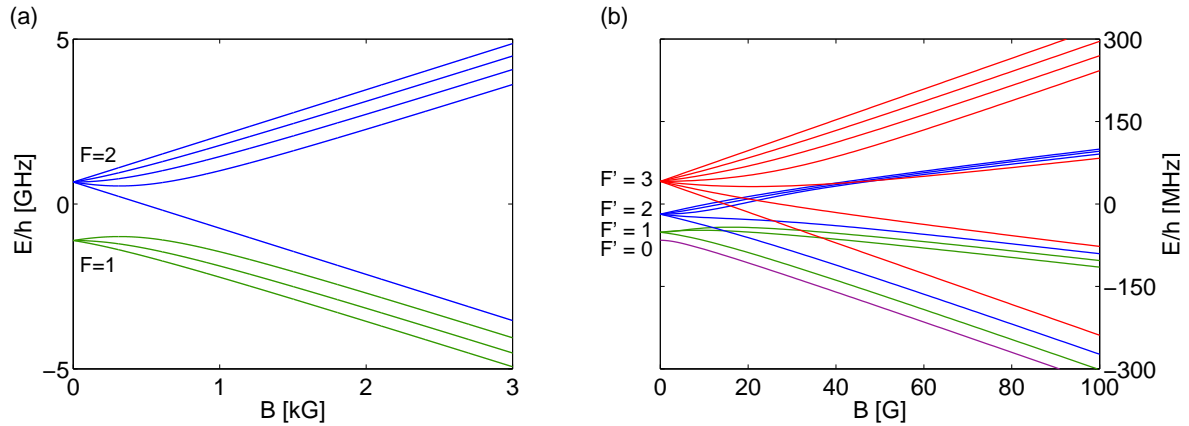


FIGURE 2.5 – (a) Comportement des niveaux hyperfins de l'état fondamental $3^2S_{1/2}$ d'un atome de sodium plongé dans un champ magnétique compris entre 0 G et 3000 G. (b) Évolution de la structure hyperfine du niveau excité $3^2P_{3/2}$ d'un atome de sodium en présence d'un champ magnétique dont l'amplitude varie entre 0 G et 100 G. Remarquons la présence de croisements de niveaux sur la plage 10 G - 40 G, qui offrent des canaux de fuite vers le niveau $|F = 1\rangle$.

atomique dont il faut tenir compte lors de la conception du ralentisseur Zeeman.

Le comportement de la structure hyperfine du niveau fondamental $3^2S_{1/2}$ est représenté sur la figure 2.5 (a). Les sous-niveaux Zeeman issus respectivement des états hyperfins $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ ne font pas l'objet de croisements de niveaux en présence d'un champ magnétique. La figure 2.5 (b) montre quant à elle l'évolution des états hyperfins du niveau excité $3^2P_{3/2}$ en présence d'un champ magnétique compris entre 0 G et 100 G.

Portons notre attention sur le sous-niveau impliqué dans la transition cyclante du refroidissement, à savoir l'état $|F' = 3, m_{F'} = -3\rangle$. Lorsque le module du champ magnétique est compris entre 10 G et 40 G, cet état croise successivement les niveaux excités $|F' = 2, m_{F'} = 2, 1, 0, -1\rangle$, puis les états excités $|F' = 1, m_{F'} = 1, 0\rangle$. Ces croisements de niveaux sont particulièrement néfastes pour le ralentissement car ils offrent des canaux d'excitation et de désexcitation non-fermés, résultant finalement en une fuite des atomes vers le niveau hyperfin $|F = 1\rangle$. Ce niveau étant très hors résonance avec le faisceau du ralentisseur Zeeman, les atomes n'interagissent plus avec ce dernier et ne sont plus freinés.

Afin de garantir l'efficacité du processus de ralentissement, il convient de choisir un champ de biais loin de la zone des croisements de niveaux. Ainsi, nous avons opté pour une valeur $B_b = 300$ G.

2.1.4.4 Choix du paramètre de sécurité et stabilité du dispositif

Les développements présentés au cours de ce chapitre sont basés sur l'hypothèse que les atomes subissent une force constante et égale à $\eta \mathbf{F}_{\max}$ tout au long de leur décélération (voir la relation (2.9)). D'après les relations (2.3) et (2.7), la force de pression de radiation exercée par un faisceau laser sur un atome s'écrit en toute généralité sous la forme :

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{\max} \cdot \frac{s}{1+s}, \quad (2.32)$$

où s est le paramètre de saturation dont l'expression est donnée par la relation (1.27). Les atomes subissent donc une force de la forme $\eta \mathbf{F}_{\max}$ à condition de poser :

$$\eta = \frac{s}{1+s} = \frac{s_0}{1+s_0 + 4\frac{\delta^2}{\Gamma^2}}, \quad (2.33)$$

où δ est le désaccord du faisceau Zeeman par rapport à la transition atomique, donné par l'équation (2.18), et $s_0 = I/I_{\text{sat}}$ est le paramètre de saturation à résonance, qui fait intervenir l'intensité I du faisceau laser.

Nous pouvons déduire de l'expression (2.33) deux propriétés importantes du ralentisseur Zeeman. Tout d'abord, le choix du paramètre η impose la valeur du désaccord laser que percevront les atomes pendant la phase de ralentissement, et inversement. Par ailleurs, le paramètre de sécurité η possède une borne supérieure η_{\max} qui est fixée uniquement par l'intensité du laser, et qui vaut :

$$\eta_{\max} = \frac{s_0}{1+s_0}. \quad (2.34)$$

L'existence de cette borne supérieure traduit simplement le fait que le ralentissement des atomes dans des conditions données (longueur de ralentissement, temps de ralentissement, ...) nécessite une puissance laser minimale. Le paramètre de sécurité η doit donc être choisi de sorte à satisfaire les inégalités :

$$0 < \eta \leq \eta_{\max} \leq 1. \quad (2.35)$$

Pour fixer la valeur du paramètre de sécurité, nous avons représenté sur la figure 2.6 le rapport F/F_{\max} , c'est-à-dire η , en fonction du désaccord δ . Par ailleurs, nous avons repéré par les indications A et B deux régimes de fonctionnement correspondant respectivement aux situations $\eta < \eta_{\max}$ et $\eta = \eta_{\max}$.

Dans le cas A, le ralentisseur est dit « stable », car il permet de compenser les éventuels défauts du dispositif. Ainsi, un atome arrivant à une position quelconque du ralentisseur avec une vitesse plus faible que la vitesse idéale sera désaccordé vers les δ plus négatifs, correspondant à un η plus petit que la valeur idéale, et subira une décélération moins importante de sorte que sa vitesse rattrape la vitesse idéale. À l'inverse, un atome arrivant avec une vitesse trop importante sera désaccordé vers les δ moins négatifs, correspondant à un η plus grand que la valeur idéale, et subira une

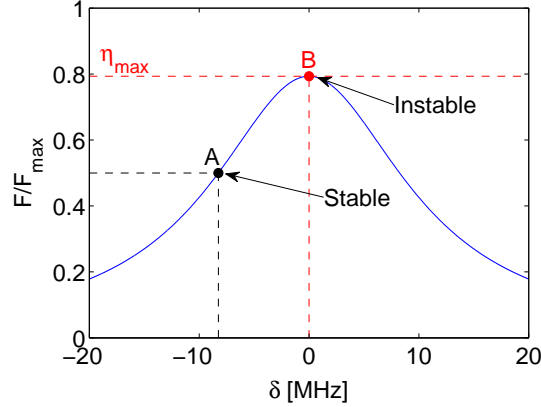


FIGURE 2.6 – Représentation du rapport F/F_{\max} en fonction du désaccord δ , en considérant un faisceau Zeeman d'intensité $I = 24 \text{ mW/cm}^2$.

décélération plus importante pour que sa vitesse rejoigne la vitesse idéale.

Dans le cas B, le ralentisseur est dit « instable », car il ne permet pas de compenser les défauts du dispositif, en particulier les vitesses trop importantes. En effet, si un atome arrive avec une vitesse trop faible à une position donnée, il sera désaccordé vers les δ négatifs, et subira une décélération moins importante, comme dans la situation décrite précédemment. Cependant, si l'atome arrive avec une vitesse trop importante à une position donnée, il sera désaccordé vers les δ positifs, mais ne pourra jamais subir la décélération supérieure à η_{\max} nécessaire pour ramener sa vitesse à la vitesse idéale. Ainsi, tous les atomes plus rapides que la vitesse idéale à une position donnée ne pourront plus être ralentis et seront perdus.

Dans notre expérience, nous avons conçu le ralentisseur Zeeman en supposant que l'intensité du faisceau Zeeman serait de l'ordre de 24 mW/cm^2 , ce qui correspond à un paramètre de saturation à résonance $s_0 = 3.8$. Ainsi, le paramètre de sécurité maximal vaut $\eta_{\max} = 0.8$, et il convient de prendre une valeur plus faible pour assurer la stabilité du dispositif. Un choix η trop faible garantirait la stabilité, mais diminuerait significativement les performances du dispositif (longueur et temps de ralentissement), tandis qu'un choix η trop proche de η_{\max} risquerait de rendre le dispositif instable. Pour cela, nous avons décidé de travailler dans un régime tel que $\eta = 0.5$, qui représente un bon compromis entre stabilité du dispositif, et performances. Par ailleurs, ce choix fixe le désaccord perçu par les atomes dans le ralentisseur Zeeman, qui vaut $\delta = -8 \text{ MHz}$.

Ayant fixé les valeurs de v_0 , v_f , B_b et η , il est possible de déterminer tous les paramètres du ralentisseur Zeeman à partir des équations (2.10), (2.12), (2.21) et (2.22). En particulier, le laser doit être désaccordé de 2040 MHz vers le rouge de la transition cyclante entre les états $|F = 2, m_F = -2\rangle$ et $|F' = 3, m_{F'} = -3\rangle$. Notons de plus qu'il est impératif que le faisceau impliqué dans le ralentissement Zeeman soit très éloigné de la résonance du piège magnéto-optique afin de ne pas perturber le fonction-

nement de celui-ci. Le désaccord $\delta_0 = -2040 \text{ MHz} \approx -208\Gamma$ assure ainsi un régime de fonctionnement du ralentisseur Zeeman compatible avec la capture des atomes dans le piège magnéto-optique. Un récapitulatif de l'ensemble des paramètres du ralentisseur Zeeman est présenté dans le tableau 2.1.

Paramètres	Valeur
$v_0 \text{ [m.s}^{-1}\text{]}$	950
$v_f \text{ [m.s}^{-1}\text{]}$	30
η	0.5
$L \text{ [m]}$	1
$\tau \text{ [ms]}$	2
$B_b \text{ [G]}$	300
$\Delta B \text{ [G]}$	1116
$\delta_c/2\pi \text{ [MHz]}$	-8
$\delta_0/2\pi \text{ [MHz]}$	-2040

TABLE 2.1 – Tableau récapitulatif des paramètres du ralentisseur Zeeman.

2.2 Réalisation du ralentisseur Zeeman

Nous discutons dans cette section de la conception et de la réalisation du dispositif de ralentissement Zeeman utilisé dans notre montage expérimental, qui reprend la réalisation de Cheiney *et al.* basée sur des aimants permanents [134]. Nous commençons par présenter la configuration d'aimants permettant l'obtention d'un profil de champ magnétique proche de celui représenté figure 2.1, puis nous détaillons la procédure d'assemblage mécanique du système. Enfin, nous terminons cette section par une caractérisation expérimentale du ralentisseur Zeeman.

2.2.1 Simulations numériques du profil de champ magnétique

2.2.1.1 Champ créé par un aimant permanent

Considérons un aimant permanent de forme parallélépipédique, de dimensions $2a \times 2b \times 2c$, dont l'aimantation $\mathbf{M} = M_0 \mathbf{e}_y$ est orientée suivant l'axe y comme le représente la figure 2.7. Notons B_R le champ rémanent de l'aimant, qui s'écrit :

$$B_R = \mu_0 M_0, \quad (2.36)$$

où μ_0 représente la perméabilité magnétique du vide.

L'application des équations de Maxwell dans les milieux magnétiques permet d'exprimer analytiquement le champ magnétique produit par l'aimant représenté figure 2.7

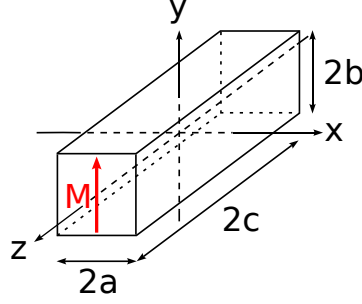


FIGURE 2.7 – Schéma représentant un aimant permanent de forme parallélépipédique.

sous la forme suivante [146, 147] :

$$\mathbf{B}(x, y, z) = \frac{B_R}{4\pi} \sum_{k,l,m=0}^1 (-1)^{k+l+m} \mathcal{B}(x - (-1)^k a, y - (-1)^l b, z - (-1)^m c), \quad (2.37)$$

où \mathcal{B} représente un champ vectoriel dont les composantes sont définies comme suit :

$$\begin{aligned} \mathcal{B}_x(x, y, z) &= \frac{1}{2} \log \left(\frac{r - z}{r + z} \right), \\ \mathcal{B}_y(x, y, z) &= -\arctan \left(\frac{yr}{xz} \right), \\ \mathcal{B}_z(x, y, z) &= \frac{1}{2} \log \left(\frac{r - x}{r + x} \right), \end{aligned} \quad (2.38)$$

où $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$.

Les équations (2.37) et (2.38) montrent que le champ créé par un aimant permanent n'est pas homogène, et possède des composantes suivant les trois directions de l'espace. Cependant, il est impossible de produire un champ magnétique dont le profil ressemble à celui présenté figure 2.1 en utilisant un seul aimant. Il convient donc de déterminer une configuration faisant intervenir plusieurs aimants disposés judicieusement afin de reproduire le profil de champ idéal, ce qui fera l'objet de la partie suivante.

2.2.1.2 Configuration Halbach

Le champ magnétique créé par le ralentisseur Zeeman doit idéalement satisfaire trois critères afin que les atomes soient décélérés efficacement, sans pour autant perturber le fonctionnement du piège magnéto-optique. En tout point le long de l'axe du ralentisseur, le champ doit être homogène sur la surface définie par l'intersection du jet atomique avec un plan transverse, puis il doit rapidement s'annuler dans la direction radiale en dehors de cette surface. Enfin, le champ doit s'annuler abruptement aux extrémités de la zone de ralentissement selon l'axe du jet atomique pour ne pas induire de champ magnétique résiduel dans l'enceinte du piège magnéto-optique. Un champ magnétique possédant de telles propriétés peut être obtenu en disposant des aimants

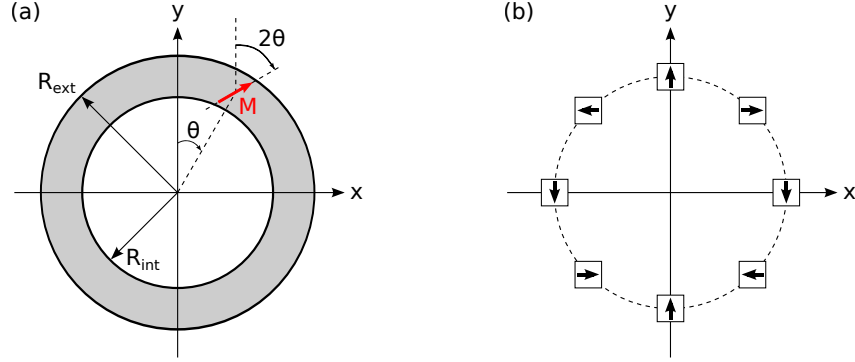


FIGURE 2.8 – (a) Représentation schématique de la configuration de Halbach permettant de créer un champ magnétique homogène orienté suivant l'axe y à l'intérieur de l'aimant cylindrique creux, et nul en dehors. (b) Coupe transverse montrant la configuration adoptée dans notre montage pour produire le champ magnétique, qui reprend la géométrie de Halbach en réduisant le cylindre magnétique continu à un ensemble discret de huit aimants permanents.

suivant une configuration dite de « Halbach » que nous présentons ici.

Considérons un cylindre magnétique creux, de rayon intérieur R_{int} et de rayon extérieur R_{ext} . Supposons que l'aimantation \mathbf{M} du cylindre en un point repéré par un angle θ par rapport à l'axe y forme un angle 2θ par rapport à ce même axe, comme l'illustre la figure 2.8 (a). En s'inspirant des travaux menés par K. Halbach [148], P. Cheiney montre [147] qu'un tel système produit un champ magnétique transverse homogène au centre du cylindre, et nul à l'extérieur. Ce champ s'écrit :

$$\mathbf{B}_H(x, y, z) = \begin{cases} \mathbf{0}, & \text{pour } r > R_{\text{ext}}, \\ B_R \log\left(\frac{R_{\text{ext}}}{R_{\text{int}}}\right) \hat{\mathbf{y}}, & \text{pour } r < R_{\text{int}}, \end{cases} \quad (2.39)$$

où B_R représente le champ rémanent de l'aimant, dont la définition est donnée par la relation (2.36).

Huit aimants disposés tous les 45 degrés dans une configuration similaire à la configuration de Halbach, comme représenté sur la figure 2.8 (b), produisent un champ magnétique possédant les mêmes propriétés que le champ de Halbach donné par la relation (2.39). Ainsi, le module du champ décroît rapidement en tout plan transverse au jet atomique en dehors de l'anneau défini par les aimants. Ce comportement se vérifie sur la figure 2.9 (a) qui représente le champ magnétique créé par une configuration de type Halbach dans un plan transverse au jet atomique. Nous remarquons notamment que l'amplitude du champ passe d'une valeur de plusieurs milliers de gauss à une valeur de l'ordre du gauss en seulement quelques centimètres. Par ailleurs, le champ magnétique à l'intérieur de l'anneau défini par les aimants est relativement homogène en tout plan transverse à l'axe du jet atomique. La figure 2.9 (b) montre en particulier que les

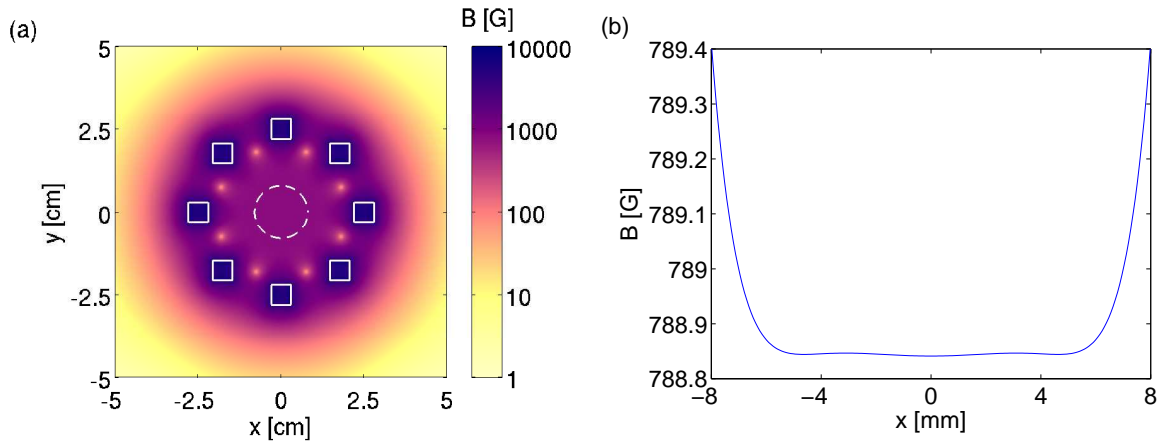


FIGURE 2.9 – (a) Représentation du module du champ magnétique dans le plan $\{x, y\}$. Les carrés blancs repèrent la position des aimants, de dimension $6 \times 6 \times 128 \text{ mm}^3$, disposés sur un cercle de rayon $R = 2.5 \text{ cm}$ autour de l’axe. Le cercle pointillé blanc indique la section du tube CF16 du ralentisseur Zeeman. Le champ décroît rapidement (sur quelques centimètres) à l’extérieur du système composé des huit aimants. (b) Coupe du champ magnétique selon l’axe x dans la zone délimitée par le tube CF 16. Le champ est en très bonne approximation homogène au niveau du tube CF 16, avec une amplitude qui varie de 0.5 G pour une valeur moyenne proche de 790 G.

variations de champ sont typiquement inférieures au pourcent dans l’espace délimité par le tube CF16 au sein duquel se propagent les atomes quittant le four.

2.2.1.3 Détermination numérique du positionnement des aimants

Les relations introduites dans la section 2.2.1.1 permettent de calculer le champ magnétique créé par un aimant permanent. Pour obtenir le profil de champ présenté figure 2.1, il est nécessaire de déterminer une configuration de type Halbach permettant de produire un champ qui soit à la fois homogène en tout plan transverse à la direction de propagation du jet atomique, comme le montre la coupe présentée figure 2.9 (b), et dont le module soit en accord avec le profil imposé par la relation (2.20). La disposition des aimants s’obtient par un algorithme d’optimisation dont le fonctionnement est décrit ci-dessous.

Le champ magnétique est créé par un ensemble de 64 aimants de dimensions $2a \times 2b \times 2c = 6 \times 6 \times 128 \text{ mm}^3$ (se référer à la partie 2.2.2 pour plus de précisions). Un groupe additionnel de 8 aimants cubiques de dimensions $2a \times 2b \times 2c = 10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$ est disposé à la fin du ralentisseur Zeeman. Ces derniers possèdent un champ rémanent plus élevé que celui des autres aimants, et permettent ainsi d’augmenter l’amplitude du champ magnétique à la fin du ralentisseur Zeeman, tout en assurant une décroissance locale rapide de l’amplitude du champ en sortie du ralentisseur Zeeman.

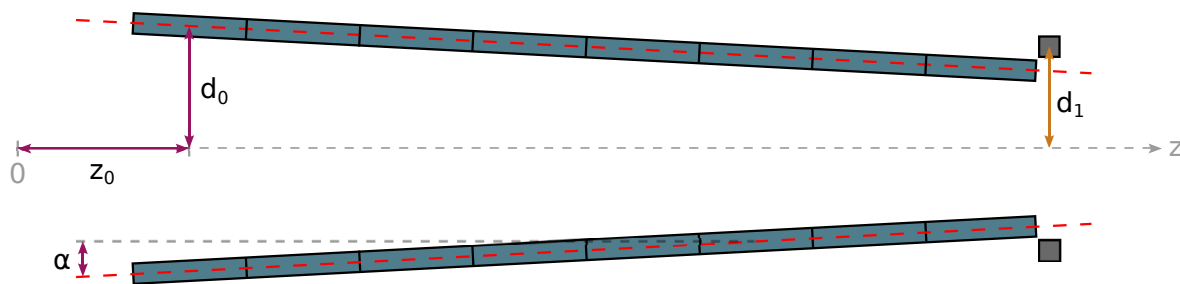


FIGURE 2.10 – Schéma représentant deux des huit barres d'aimants, ainsi que deux aimants cubiques finaux. La position géométrique des aimants est optimisée numériquement suivant quatre paramètres (d_0 , z_0 , α , et d_1), de sorte que le champ créé par la configuration Halbach reproduise au mieux le champ idéal.

Afin de simplifier la réalisation mécanique du système, une contrainte est imposée sur la disposition des aimants dans les simulations numériques. Les aimants sont regroupés par paquets de huit, et disposés bout à bout suivant leur longueur ($2c = 128$ mm) pour former des barres magnétiques d'une longueur de l'ordre du mètre. Au sein d'une barre, le vecteur aimantation de tous les aimants pointe dans une unique direction. Les huit barres d'aimants ainsi formées sont ensuite disposées en configuration Halbach.

La disposition optimale des huit barres d'aimants est alors obtenue en modifiant itérativement la valeur de quatre paramètres libres (voir la référence [124] et la figure 2.10) :

- l'écart d_0 des barres d'aimants par rapport à l'axe z de propagation du jet atomique à la position $z = 0$ repérant l'entrée du ralentisseur Zeeman
- l'angle α formé entre une barre d'aimants et l'axe z
- la position z_0 du centre du premier aimant de chaque barre suivant l'axe z
- la distance d_1 séparant les aimants cubiques de l'axe z

Le paramètre de contrôle du processus d'optimisation est l'écart entre le champ magnétique créé sur l'axe z pour une configuration donnée de paramètres $\{d_0, \alpha, z_0, d_1\}$, et le profil de champ idéal sur toute la longueur du ralentisseur Zeeman. Une configuration satisfaisante du champ est atteinte pour le jeu de paramètres indiqué dans le tableau 2.2¹.

La figure 2.11 représente le profil de champ magnétique correspondant à la disposition géométrique décrite dans le tableau 2.2, ainsi que le profil idéal donné par la relation (2.20). L'accord entre les deux champs est correct, avec un écart relatif pouvant atteindre environ 10 % au milieu de la zone de ralentissement. Nous constatons en particulier que l'amplitude pic du champ simulé vaut approximativement 1350 G, c'est-à-dire qu'elle est inférieure de 65 G à l'amplitude pic du champ idéal. Par ailleurs,

1. Une erreur mineure s'est glissée dans le programme développé par T. Brezillon [124]. Les valeurs indiquées ne sont donc pas optimales, mais le profil de champ simulé est proche du profil optimal.

Paramètres	Valeur optimale
d_0 [cm]	4.0
d_1 [cm]	3.0
z_0 [cm]	1.6
α [mrad]	20

TABLE 2.2 – Tableau présentant la disposition géométrique des aimants du ralentisseur Zeeman.

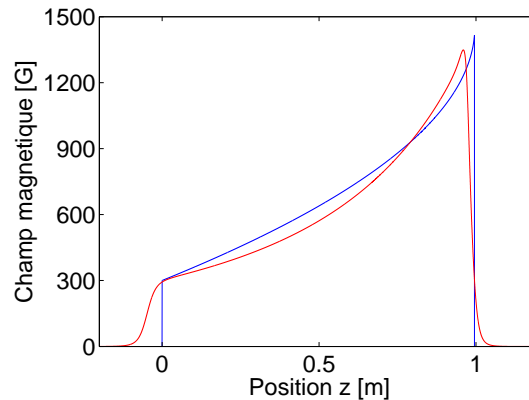


FIGURE 2.11 – Graphique représentant le champ calculé numériquement (trait rouge), ainsi que le champ idéal du ralentisseur Zeeman (trait bleu).

le gradient de champ magnétique simulé s'écarte légèrement du gradient idéal tout au long de la zone de ralentissement. D'après la discussion tenue dans la partie 2.1.4.4, cette différence serait dramatique pour un ralentisseur Zeeman fonctionnant dans le régime $\eta = 1$. Notre dispositif étant conçu pour fonctionner dans le régime $\eta = 0.5$, les écarts modestes observés entre le champ simulé et le champ idéal ne devraient avoir aucune conséquence sur l'efficacité du ralentissement des atomes.

Enfin, nous observons que le champ simulé dévie significativement du champ idéal aux extrémités du ralentisseur, et présente notamment une décroissance beaucoup moins abrupte. Ainsi, le champ magnétique résiduel est de l'ordre du gauss au bout d'une dizaine de centimètre en dehors du ralentisseur Zeeman. Ces amplitudes de champ ne devraient pas perturber le piège magnéto-optique, d'autant plus que nous installerons un blindage magnétique autour de l'assemblage d'aimants, ce qui permettra d'accélérer la décroissance du champ aux extrémités de la zone de ralentissement, comme nous le verrons dans la partie 2.2.2.2.

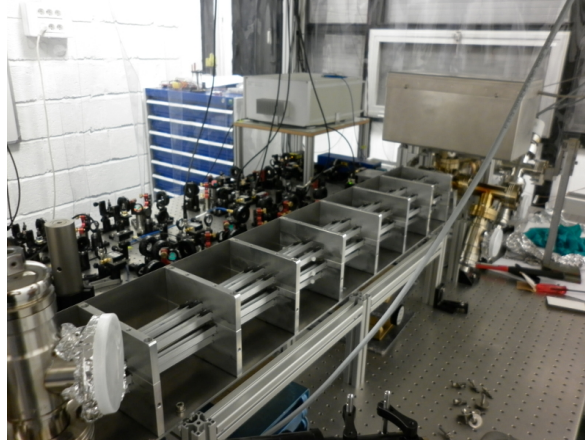


FIGURE 2.12 – Photographie du ralentisseur Zeeman installé autour de l'enceinte à vide.

2.2.2 Assemblage mécanique et caractérisation du dispositif

2.2.2.1 Assemblage mécanique

L'amplitude théorique du champ magnétique du ralentisseur Zeeman est comprise entre 300 G et 1415 G. Pour produire de tels champs magnétiques, nous utilisons des aimants NdFeB, dont les champs rémanents sont très importants (typiquement de l'ordre du tesla). Deux types d'aimants sont considérés dans notre montage pour créer le profil de champ magnétique. Soixante-quatre aimants parallélépipédiques² de dimensions $2a \times 2b \times 2c = 6 \times 6 \times 128 \text{ mm}^3$, présentant un champ rémanent $B_R = 1.08 \text{ T}$ sont utilisés pour produire le champ magnétique. Un complément de huit aimants cubiques³, de dimensions $2a \times 2b \times 2c = 10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$ et possédant un champ rémanent $B_R = 1.17 \text{ T}$ est utilisé pour atteindre les 1415 G et annuler plus rapidement le champ en sortie du ralentisseur Zeeman.

Pour faciliter l'assemblage mécanique du système, les aimants allongés sont disposés bout à bout par groupe de huit dans des profils d'aluminium en forme de U, de dimensions internes $6 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$ et de dimensions externes $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$. Les huit barres sont ensuite enchâssées dans neuf supports en aluminium espacés tous les 128 mm (voir figure 2.12). Chaque support présente des usinages carrés répartis tous les 45° (configuration Halbach) sur un cercle dont le diamètre dépend du support. Des cales de sorbothane sont placées dans les barres en forme de U entre la face supérieure des aimants et la face supérieur des usinages carrés afin de contraindre mécaniquement les aimants dans les supports et empêcher d'éventuels déplacements. Les aimants cubiques sont enchâssés dans une dixième plaque qui est accolée à la monture disposée à la fin du ralentisseur. Notons que les montures sont composées de deux parties vissées ensemble, ce qui permet en particulier de monter/démonter le système autour de l'en-

2. Modèle *Q128x06x06Zn-30SH* de HKCM

3. Modèle *W10Ni-N35* de HKCM

ceinte à vide pour réaliser l'étuvage de la section relative au ralentisseur Zeeman. Deux plaques de fer doux en forme de L, d'une épaisseur de 1 mm sont vissées autour des neuf supports du dispositif. Ces plaques confèrent à l'ensemble du système une plus grande rigidité, tout en réduisant les « fuites » de champ magnétique à l'entrée et à la sortie du dispositif (voir figure 2.13 (a)).

2.2.2.2 Caractérisation du champ magnétique

Mesure du champ longitudinal

Le champ magnétique créé par l'assemblage décrit précédemment est mesuré à l'aide d'une sonde à effet Hall transverse orientée perpendiculairement à l'axe vertical (axe y) portant la composante non nulle du champ magnétique. Pour cela, la sonde est placée au bout d'une tige en aluminium qui est translatée longitudinalement suivant l'axe du ralentisseur Zeeman (axe z).

La mesure du champ magnétique s'effectue dans deux situations : en l'absence, puis en présence du blindage magnétique en fer doux. L'écart entre les deux profils de champ mesurés est obtenu en interpolant les données expérimentales, puis en calculant la différence entre le profil en absence du blindage magnétique, et celui en sa présence, comme le montre la figure 2.13 (a).

La mise en place du blindage magnétique n'est pas censée modifier significativement le profil de champ magnétique à l'intérieur du ralentisseur Zeeman, ce qui se vérifie plutôt bien entre les positions $z = 0$ m et $z = 0.95$ m, où la différence δB entre les deux profils est centrée sur 0. Les écarts observés sur cet intervalle par rapport au champ nul sont principalement dus aux erreurs de mesures, ce qui justifie pourquoi les écarts en début de ralentisseur ont une amplitude faible, tandis que ceux observés en fin de ralentisseur (entre $z = 0.70$ m et $z = 0.95$ m) ont une amplitude importante. En effet, une erreur sur le positionnement de la sonde en début de ralentisseur n'entraîne pas une erreur trop importante sur la mesure du champ magnétique, car celui-ci croît relativement lentement. À l'inverse, l'erreur commise sur la mesure du champ en fin de ralentisseur dépend beaucoup plus fortement du positionnement de la sonde, car le champ croît rapidement. Néanmoins, l'écart-type des mesures par rapport à leur valeur moyenne à l'intérieur du ralentisseur Zeeman permet d'estimer l'incertitude sur la mesure du champ, qui vaut ± 4 G. Par ailleurs, nous observons que le profil obtenu avec blindage magnétique présente une décroissance beaucoup plus abrupte que celui obtenu sans blindage, ce qui donne naissance aux deux « pics » centrés autour des positions $z = -0.05$ m et $z = 1$ m et justifie la mise en place du blindage.

La figure 2.13 (b) montre la comparaison entre le champ calculé numériquement (trait continu bleu), et la mesure expérimentale réalisée en présence du blindage magnétique (croix rouges). Notons le très bon accord entre les deux profils, avec un écart relatif de l'ordre du pourcent sur la zone $z = 0$ m à $z = 1$ m. L'écart observé à l'entrée et à la sortie du dispositif est principalement dû à la présence du blindage magnétique,

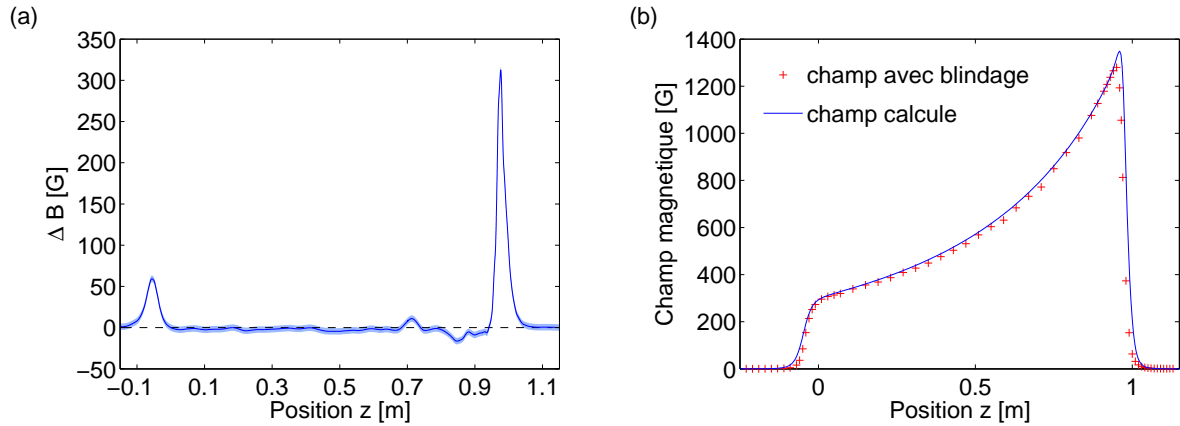


FIGURE 2.13 – (a) Différence d’amplitude des champs magnétiques mesurés en absence, puis en présence du blindage magnétique. La surface bleutée correspond à l’incertitude sur le calcul de δB . (b) Comparaison entre le champ mesuré en présence du blindage magnétique (croix rouges), et le profil de champ calculé numériquement (trait continu bleu).

qui favorise la décroissance de l’amplitude du champ dans ces deux zones comme le montre la figure 2.13 (a). En particulier, l’amplitude du champ magnétique résiduel mesurée 10 cm après le ralentisseur Zeeman est inférieure au gauss et ne devrait pas perturber le fonctionnement du piège magnéto-optique.

Par ailleurs, l’amplitude maximale de champ mesurée expérimentalement s’élève à approximativement 1280 G au lieu des 1350 G prévus par les simulations numériques, ce qui peut s’expliquer de deux façons différentes. Tout d’abord, la sonde détermine le champ magnétique en évaluant le flux magnétique à travers une surface, par conséquent la valeur mesurée est une valeur moyennée sur la surface de détection. Le champ magnétique variant très rapidement en sortie du ralentisseur Zeeman, il est possible que la valeur moyenne mesurée soit « très » inférieure à la valeur pic, ce qui expliquerait les 70 G d’écart observés. Par ailleurs, l’assemblage mécanique est imparfait (positionnement des aimants dans les barres, des barres dans les montures, ...), ce qui peut entraîner des variations du champ magnétique créé par le dispositif par rapport au champ attendu. Enfin, l’aimantation rémanente des aimants fluctue légèrement d’un aimant à l’autre, ce qui est source d’écarts au champ attendu. La valeur pic du champ magnétique est estimée plus précisément par une mesure complémentaire basée sur le signal de fluorescence des atomes, qui fera l’objet du prochain paragraphe.

Mesure de l’amplitude pic de champ magnétique du ralentisseur Zeeman

La mesure du champ de sortie du ralentisseur Zeeman est effectuée grâce au montage expérimental présenté figure 2.14. Les atomes de sodium contenus dans le four s’échappent par un orifice étroit, et se propagent balistiquement dans l’enceinte à vide. Après avoir parcouru environ 50 cm, les atomes pénètrent dans le ralentisseur Zeeman,

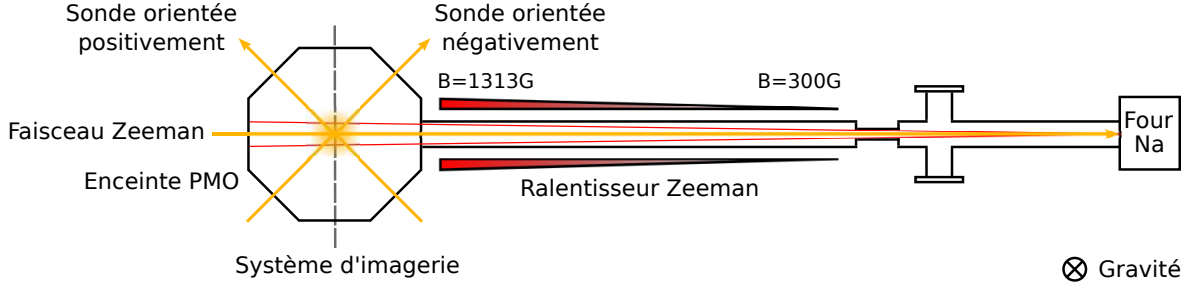


FIGURE 2.14 – Schéma du dispositif expérimental permettant de mesurer l’amplitude B_f du champ magnétique à la sortie du ralentisseur Zeeman. Les atomes s’échappant du four traversent l’enceinte à vide en régime balistique, avant d’être freinés dans le ralentisseur Zeeman. Les atomes sont ensuite éclairés dans l’enceinte du piège magnéto-optique par un faisceau sonde orienté à 45° dont le vecteur d’onde se projette positivement/négativement suivant la direction du jet atomique, et le signal de fluorescence est capté par une caméra.

où l’association d’un champ magnétique et d’un faisceau laser contra-propageant permet la décélération du jet atomique, dont la vitesse finale est notée v_f . L’observation des atomes s’effectue par une mesure de fluorescence dans l’enceinte du piège magnéto-optique à l’aide d’un faisceau sonde se propageant à 45° du jet atomique, et orienté de sorte que la projection de son vecteur d’onde suivant la direction de propagation du jet atomique soit positive ou négative (voir schéma 2.14).

Le champ magnétique en sortie du ralentisseur Zeeman est estimé en déterminant la fréquence du faisceau sonde pour laquelle le signal de fluorescence est maximum, et ce pour différentes valeurs du désaccord du faisceau Zeeman, comme nous allons l’expliquer ci-dessous.

En vertu des équations (1.26) et (1.27) vues dans le chapitre 1, le signal de fluorescence capté par la caméra, qui sera noté \mathcal{S} par la suite, est proportionnel au taux de photons diffusés :

$$\mathcal{S} \propto \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2}, \quad (2.40)$$

où $s_0 = I/I_{\text{sat}}$ est le paramètre de saturation à résonance.

Le faisceau sonde étant dirigé à 45° du jet atomique, le désaccord total δ intervenant dans l’expression précédente comprend le désaccord du faisceau sonde par rapport à la transition cyclante impliquée dans la fluorescence, noté δ_s , et le terme de décalage par effet Doppler relié à la vitesse \mathbf{v} de l’atome et au vecteur d’onde \mathbf{k} du faisceau sonde. L’expression du désaccord total est donnée par :

$$\delta = \delta_s - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = \delta_s \pm \frac{kv_f}{\sqrt{2}}, \quad (2.41)$$

où k désigne le module du vecteur d'onde du faisceau sonde, et où le signe \pm devant le facteur $kv_f/\sqrt{2}$ tient compte de l'orientation négative/positive du faisceau sonde.

Le maximum de fluorescence est observé lorsque le désaccord total δ est nul, c'est-à-dire lorsque la fréquence du faisceau sonde vérifie :

$$\delta_s = \mp \frac{kv_f}{\sqrt{2}}. \quad (2.42)$$

Par ailleurs, la vitesse en sortie du ralentisseur Zeeman est imposée par le désaccord δ_0 du faisceau Zeeman, et par l'amplitude pic B_f du champ magnétique. En effet, la condition de résonance du faisceau Zeeman en sortie du ralentisseur s'obtient à partir de la relation (2.18) :

$$\delta_0 + kv_f + \frac{\mu_B B_f}{\hbar} = \delta_c, \quad (2.43)$$

d'où se déduit l'expression de la vitesse v_f :

$$v_f(\delta_0, B_f) = -\frac{1}{k} \left(\delta_0 - \delta_c + \frac{\mu_B B_f}{\hbar} \right). \quad (2.44)$$

En remplaçant v_f dans la relation (2.42) par son expression donnée par la relation (2.44), il vient :

$$\delta_s = \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\delta_0 - \delta_c + \frac{\mu_B B_f}{\hbar} \right). \quad (2.45)$$

L'équation (2.45) met en évidence la relation affine qui existe entre la fréquence du faisceau sonde pour laquelle le signal de fluorescence est maximum, et la fréquence du faisceau Zeeman. La pente de la droite obtenue est un simple facteur numérique $\pm 1/\sqrt{2}$, dont le signe dépend de l'orientation négative/positive du faisceau sonde. À l'inverse, l'ordonnée à l'origine fait intervenir des constantes, dont la valeur B_f du champ de sortie du ralentisseur Zeeman.

L'obtention de l'amplitude pic du champ dans le ralentisseur Zeeman se fait donc de la manière suivante : pour un choix de désaccord δ_0 du faisceau Zeeman, le désaccord δ_s du faisceau sonde est balayé sur plusieurs dizaines de mégahertz à travers la résonance. La courbe obtenue est alors ajustée par un profil lorentzien, donnant ainsi accès au désaccord du faisceau sonde correspondant au maximum de fluorescence, c'est-à-dire vérifiant la relation (2.42). L'opération est répétée pour plusieurs valeurs du désaccord δ_0 .

Les courbes de résonance obtenues sont présentées figure 2.15 (a). Notons que le faisceau sonde utilisé pour la fluorescence possède un waist de l'ordre de 500 μm , et un paramètre de saturation $s_0 \approx 0.03$, afin de limiter l'élargissement des courbes de résonance. Les couples de points $\{\delta_0, \delta_s\}$ déterminés par cette technique de mesure sont représentés sur la figure 2.15 (b). Les mesures expérimentales effectuées à l'aide d'un faisceau sonde orienté négativement par rapport au jet atomique sont repérées

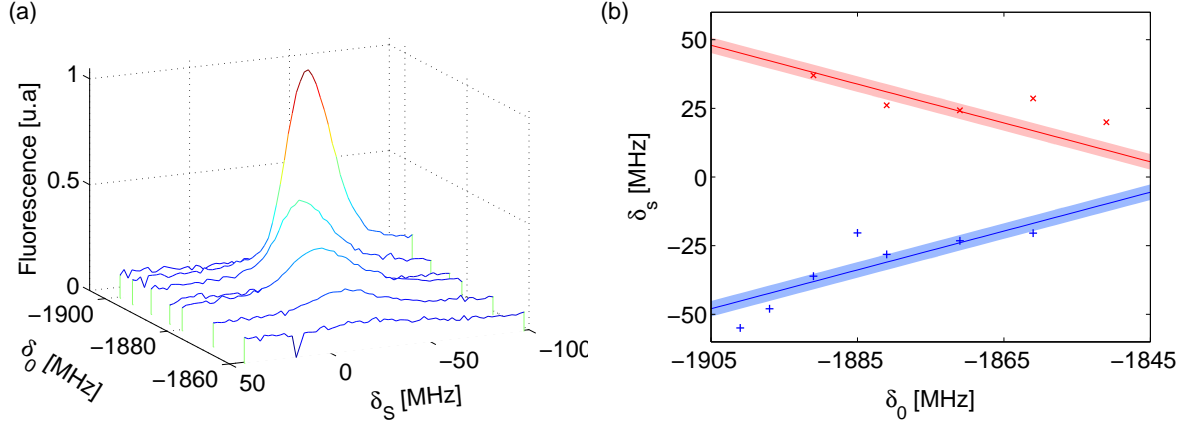


FIGURE 2.15 – (a) Signaux de fluorescence obtenus en balayant le désaccord δ_s du faisceau sonde pour plusieurs valeurs du désaccord δ_0 du faisceau Zeeman. (b) Désaccord du faisceau sonde à résonance en fonction du désaccord du faisceau Zeeman. Les droites représentent des ajustements linéaires ayant pour modèle la relation (2.45) dont le paramètre B_f est laissé libre. Les zones claires autour des droites représentent les incertitudes déduites des résidus des ajustements.

par des signes « + » bleus, tandis que les données relatives aux mesures par un faisceau orienté positivement par rapport au jet sont repérées par des symboles « x » rouges. L'ensemble de ces données expérimentales est ensuite ajusté par un modèle linéaire, dont la pente est imposée à $\pm 1/\sqrt{2}$, et dont l'ordonnée à l'origine est laissée libre. En supposant que le désaccord des atomes dans le ralentisseur Zeeman vérifie $\delta_c = -1.2\Gamma$ (voir la section 2.2.2.3), le meilleur ajustement au sens des moindres carrés donne comme champ de sortie $B_f = 1304 \pm 3$ G, où l'incertitude est estimée à partir des résidus de l'ajustement. Remarquons que cette valeur est supérieure à celle mesurée à l'aide de la sonde de champ magnétique à effet Hall, mais reste néanmoins plus faible que la valeur de 1350 G prévue par les simulations numériques.

2.2.2.3 Paramètres expérimentaux du ralentisseur Zeeman

Les valeurs numériques données dans le tableau 2.1 représentent les paramètres théoriques que nous avons fixés lors de la conception du ralentisseur Zeeman. En raison des contraintes expérimentales, le profil de champ réalisé s'écarte légèrement du profil de champ idéal, et les paramètres que nous mesurons expérimentalement sont sensiblement différents des paramètres idéaux.

Nous avons conçu le ralentisseur Zeeman de sorte que les atomes subissent une force constante et égale à la moitié de la force de pression de radiation maximale, fixant ainsi la valeur du paramètre η à 0.5. Dans le régime d'opération optimal (voir la partie 3.2.2 du chapitre 3), le faisceau Zeeman possède un waist de 0.5 cm et une puissance qui vaut $P = 34$ mW, il vérifie alors $I = 14I_{\text{sat}}$. Cependant, nous verrons dans la section 2.3.1.1 que seule la moitié de la puissance du faisceau Zeeman contribue au ralentissement des

atomes, car le faisceau n'est pas dans un état de polarisation σ^- pur, mais dans une superposition $\sigma^+ + \sigma^-$. Ainsi, la puissance utile pour le ralentissement vaut $P/2$, et l'intensité utile vaut $I^- = I/2 = 7I_{\text{sat}}$. À partir de la relation (2.33), nous trouvons que le désaccord perçu par les atomes dans le ralentisseur Zeeman vaut $\delta_c = -1.2\Gamma$.

L'interpolation des mesures de champ magnétique longitudinal présentées sur la figure 2.13 (b) permet de déterminer l'amplitude du champ magnétique à l'entrée du ralentisseur Zeeman, qui est de l'ordre de 287 ± 4 G, où l'incertitude sur la mesure est estimée dans le paragraphe portant sur la mesure du champ longitudinal dans la partie 2.2.2.2. Or, nous avons montré dans la section précédente que le champ pic en sortie du ralentisseur Zeeman vaut approximativement 1304 ± 3 G. Ainsi, l'amplitude de variation du champ magnétique dans le ralentisseur Zeeman est donnée par $\Delta B = 1017 \pm 7$ G, qui est proche des 1050 G prévus par les simulations numériques.

Par ailleurs, nous verrons dans le chapitre 3 section 3.2.2 que le désaccord optimal mesuré expérimentalement pour le faisceau Zeeman vaut $\delta_0 = -1885$ MHz. D'après l'ajustement représenté sur la figure 2.15 (b), un faisceau sonde orienté à 45° du jet atomique dans le sens négatif (voir figure 2.14) est à résonance avec les atomes du jet pour un désaccord de -34 ± 3 MHz lorsque le désaccord du faisceau Zeeman est réglé à -1885 MHz. De cette mesure nous pouvons extraire la vitesse des atomes en sortie du ralentisseur Zeeman, qui vaut $v_f = 28 \pm 3$ m.s $^{-1}$, en très bon accord avec la valeur de 30 m.s $^{-1}$ que nous avons considérée lors de la conception du dispositif. De plus, en connaissant l'amplitude du champ magnétique à l'entrée du ralentisseur Zeeman, ainsi que le désaccord du faisceau Zeeman, nous trouvons en vertu de la relation 2.21 que la vitesse de capture du ralentisseur Zeeman vaut $v_0 = 870 \pm 3$ m.s $^{-1}$. Cette vitesse est inférieure de 80 m.s $^{-1}$ à la valeur que nous attendions, ce qui réduit l'efficacité du ralentisseur Zeeman. L'ensemble des valeurs déterminées par les mesures expérimentales est donné dans le tableau récapitulatif 2.3.

Paramètres	Valeur expérimentale
v_0 [m.s $^{-1}$]	870 ± 3
v_f [m.s $^{-1}$]	28 ± 3
η	0.5
B_b [G]	287 ± 4
ΔB [G]	1017 ± 7
$\delta_c/2\pi$ [MHz]	-12
$\delta_0/2\pi$ [MHz]	-1885

TABLE 2.3 – Tableau récapitulatif des paramètres du ralentisseur Zeeman déduits des mesures expérimentales.

2.3 Fonctionnement du ralentisseur Zeeman

2.3.1 Pompage optique vers l'état hyperfin $|F = 1\rangle$

2.3.1.1 Polarisation du faisceau Zeeman

La relation (2.39) montre que le champ magnétique produit par la configuration de Halbach à huit aimants est orienté suivant l'axe y , c'est-à-dire dans un plan transverse à la direction de propagation du faisceau laser, qui s'effectue suivant l'axe z . Par conséquent, la polarisation du faisceau Zeeman est en toute généralité une superposition de composantes de polarisation π et σ^\pm .

En présence du fort champ magnétique régnant dans le ralentisseur Zeeman, les composantes π et σ^+ du laser sont hors de résonance avec les atomes à cause du décalage en fréquence des niveaux atomiques par effet Zeeman. Malgré tout, elles peuvent être responsables (en particulier la composante π) du dépompage des atomes vers l'état $|F = 1\rangle$ à partir des niveaux excités $|F' = 1\rangle$ et $|F' = 2\rangle$, ce qui compromet le fonctionnement du ralentisseur Zeeman car les atomes dans l'état $|F = 1\rangle$ ne sont pas ralentis. Il est cependant possible de s'affranchir de la composante π en préparant un faisceau laser dont la polarisation est linéaire et orientée perpendiculairement à l'axe du champ magnétique. Dans cette configuration, la polarisation du laser est une superposition de composantes σ^+ et σ^- uniquement, ce qui permet de maximiser la fraction de composante de polarisation σ^- dans le faisceau.

Néanmoins, la présence d'une composante de polarisation σ^+ dans le faisceau Zeeman impose deux contraintes. Comme nous l'avons évoqué ci-dessus, elle offre des canaux de désexcitation vers le niveau fondamental $|F = 1\rangle$ et diminue ainsi l'efficacité du ralentisseur Zeeman. Par ailleurs, la puissance laser est identiquement répartie entre les composantes de polarisation σ^+ et σ^- . Par conséquent, la moitié de la puissance, portée par la composante σ^+ , est perdue car elle ne contribue pas au ralentissement atomique.

Remarquons que les effets néfastes mentionnés précédemment proviennent de l'orientation transverse du champ magnétique par rapport au sens de propagation du faisceau laser. Dans un ralentisseur Zeeman « classique », le champ magnétique est produit par un solénoïde enroulé autour de l'axe de propagation des atomes. Le champ magnétique ainsi créé est colinéaire au faisceau laser. Il est alors possible de définir un état de polarisation σ^- pur par rapport à l'axe de quantification imposé par le champ magnétique, ce qui évite les effets négatifs liés à l'utilisation d'un champ transverse.

2.3.1.2 Mesures préliminaires

Les effets du faisceau Zeeman sur le jet atomique peuvent être observés dans l'enceinte du piège magnéto-optique par des mesures de fluorescence ou d'absorption. Le montage expérimental que nous avons mis en place pour réaliser ces études est représenté sur la figure 2.16. Les atomes traversent la zone de ralentissement, puis atteignent

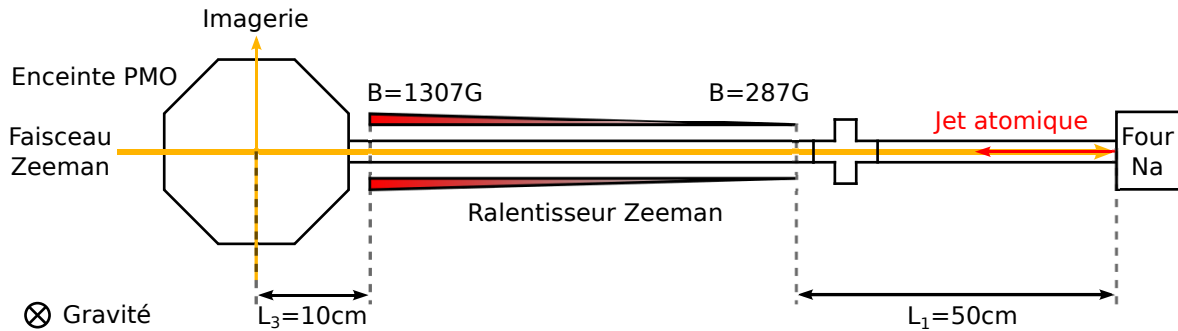


FIGURE 2.16 – Schéma représentant le dispositif expérimental utilisé pour effectuer les mesures par fluorescence et par absorption sur le jet atomique dans l'enceinte du piège magnéto-optique. Le faisceau sonde est disposé transversalement à l'axe de propagation des atomes.

la chambre du piège magnéto-optique. Ils sont alors éclairés par un faisceau sonde transverse à leur direction de propagation, ce qui permet de s'affranchir de l'effet Doppler et d'interroger la totalité des classes de vitesse.

Le faisceau « Imagerie » représenté sur la figure 2.16 correspond au faisceau d'imagerie par absorption, tandis que le faisceau utilisé pour les mesures par fluorescence se propage suivant un axe perpendiculaire au plan de la figure. Les signaux provenant de l'interaction de l'un ou l'autre de ces faisceaux avec les atomes sont ensuite captés par une caméra CCD (voir partie 1.3.3), provisoirement placée dans l'axe du faisceau d'imagerie par absorption.

Mesures par fluorescence

Les premières mesures que nous avons réalisées consistent à observer le niveau de fluorescence des atomes en fonction du désaccord du faisceau sonde autour de la transition cyclante $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Pour ces mesures, le faisceau Zeeman possède un waist de 0.5 cm , une intensité qui vaut $I = 10I_{\text{sat}}$, et un désaccord en fréquence de -1885 MHz . Le faisceau sonde possède quant à lui un diamètre de l'ordre 0.8 cm , et son intensité vaut $0.2I_{\text{sat}}$. Les atomes sont éclairés par le faisceau sonde pendant une durée $T_{\text{exp}} = 100\text{ ms}$, tout d'abord en l'absence de faisceau Zeeman, puis en sa présence. Les résultats des mesures sont présentés figure 2.17 (a).

Les courbes observées dans les deux situations présentent une allure compatible avec le profil lorentzien attendu lorsqu'un faisceau sonde est balayé en fréquence autour d'une transition atomique. De même, la largeur à mi-hauteur des signaux est en accord avec la largeur théorique en fréquence donnée par $\Gamma = 2\pi \times 9.79\text{ MHz}$ pour la raie D_2 du sodium. Les barres d'erreur sur les mesures, qui sont plus petites que la taille des points sur la figure 2.17 (a), représentent l'écart-type calculé à partir d'un échantillon de 2 répétitions par point.

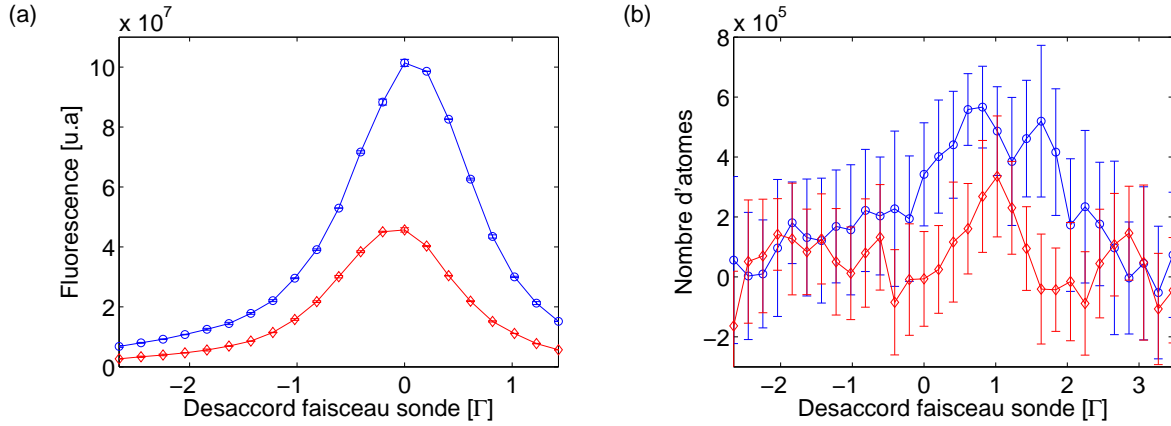


FIGURE 2.17 – (a) Mesures du niveau de fluorescence du jet atomique dans l’enceinte du piège magnéto-optique en l’absence (ronds bleus), puis en présence (losanges rouges) du faisceau Zeeman en fonction du désaccord du faisceau sonde. (b) Mesures du nombre d’atomes par absorption dans les mêmes conditions que la figure (a). Les barres d’erreur représentent l’erreur statistique calculée à partir d’un échantillon de 2 mesures pour la figure (a), et de 20 mesures pour la figure (b).

Les résultats de la figure 2.17 (a) montrent qu’en présence du faisceau Zeeman, l’amplitude du signal de fluorescence est typiquement divisée par un facteur 2.5 lorsque la sonde est à résonance, ce qui ne peut être expliqué par une simple modification de la distribution de vitesse des atomes. D’après la relation (1.28), le nombre de photons émis par un atome dépend du temps pendant lequel celui-ci interagit avec le faisceau sonde. En supposant que le ralentisseur Zeeman fonctionne parfaitement, nous avons estimé dans la partie 2.1.4.2 que 64 % des atomes devraient être ralentis. Par conséquent, cette portion d’atomes devrait interagir beaucoup plus longtemps avec le faisceau sonde en présence du faisceau Zeeman qu’en son absence. Ainsi, le signal de fluorescence devrait être beaucoup plus important en présence du faisceau Zeeman, ce qui est contradictoire avec nos observations expérimentales.

Afin de donner une interprétation à ces résultats, nous avons décidé de les compléter avec des mesures par absorption.

Mesures par absorption

Les mesures par absorption sont effectuées à l’aide d’un faisceau sonde pulsé pendant une durée $T_{\text{exp}} = 35$ ms. Ce faisceau dont le waist vaut 0.5 cm est très peu intense, son intensité I vérifiant $I \ll I_{\text{sat}}$. Le résultat des mesures par absorption est présenté figure 2.17 (b).

Les profils mesurés sont beaucoup plus complexes à interpréter dans le cas des mesures par absorption. Le rapport signal à bruit est beaucoup plus faible que dans le cas des mesures par fluorescence, et les barres d’erreur sont ici obtenues par un traitement

statistique sur 20 répétitions par point. Néanmoins, les observations expérimentales sont qualitativement en accord avec les données de fluorescence, et montrent que le signal mesuré en présence du faisceau Zeeman est beaucoup plus faible qu'en son absence.

Discussion des résultats

Deux scénarios peuvent rendre compte de la chute du nombre d'atomes observés dans l'enceinte du piège magnéto-optique en présence du faisceau Zeeman.

La première hypothèse consiste à interpréter la diminution du signal mesuré comme une baisse globale du flux atomique parvenant dans l'enceinte du piège magnéto-optique résultant de l'interaction avec le faisceau Zeeman. Cela signifierait donc que la force de pression de radiation exercée par le faisceau Zeeman est suffisamment importante pour qu'une fraction non négligeable des atomes fasse « demi-tour » en sortie du ralentisseur Zeeman. Cependant, cette hypothèse ne nous paraît pas vraiment réaliste, d'autant plus que les mesures présentées sur la figure 2.15 (b) permettent d'estimer la vitesse des atomes arrivant dans l'enceinte du piège magnéto-optique à environ 30 m.s^{-1} pour un désaccord du faisceau Zeeman de -1885 MHz .

La seconde hypothèse permettant d'interpréter les observations expérimentales serait une redistribution des populations des états atomiques induite par l'interaction avec le faisceau Zeeman. En effet, dans la partie 2.3.1.1 nous avons expliqué que la présence d'une composante de polarisation σ^+ dans le faisceau Zeeman pouvait entraîner un dépompage des atomes vers l'état fondamental $|F = 1\rangle$. Ainsi, il y aurait un rééquilibrage des populations en faveur de l'état $|F = 1\rangle$ qui n'est pas interrogé par le faisceau sonde, ce qui justifierait la chute du signal mesuré dans les deux expériences décrites ci-dessus qui ne sondent que l'état $|F = 2\rangle$.

Une mesure relativement simple permet de vérifier que le second mécanisme proposé est responsable du comportement mis en évidence expérimentalement. Il s'agit pour cela de mesurer le niveau de fluorescence du jet atomique à l'aide d'un faisceau sonde comportant deux composantes de fréquence. La première est réglée sur la transition cyclante $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ (comme dans le cas précédent), tandis que la seconde est réglée sur la transition de repompage $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$.

En éclairant les atomes avec un tel faisceau sonde, le signal de fluorescence devient sensible aux populations des deux états hyperfins fondamentaux $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$. La figure 2.18 montre les mesures expérimentales réalisées en l'absence, puis en présence du faisceau Zeeman lorsque le faisceau sonde possède deux composantes de fréquence. Le signal de fluorescence observé est clairement plus important en présence du faisceau Zeeman qu'en son absence.

Dans l'hypothèse où le faisceau Zeeman diminuerait le flux atomique, le signal de fluorescence mesuré dans l'enceinte du piège magnéto-optique devrait diminuer en dé-

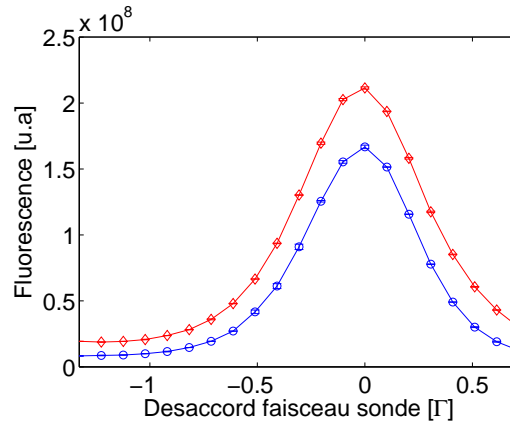


FIGURE 2.18 – Mesures du niveau de fluorescence du jet atomique dans l’enceinte du piège magnéto-optique en fonction du désaccord d’un faisceau sonde comportant une composante de fréquence sur la transition cyclante, et une composante de fréquence sur la transition de repompage. Contrairement aux mesures présentées figure 2.17 (a), le signal observé en présence du faisceau Zeeman (losanges rouges) est plus important que celui mesuré en son absence (ronds bleus) lorsque le faisceau sonde comporte une composante de repompage. Ces observations confirment l’existence d’une redistribution des populations vers le niveau $|F = 1\rangle$ induite par le faisceau Zeeman.

pit du fait que le faisceau sonde possède désormais deux composantes en fréquence, ce qui est contradictoire avec les mesures présentées figure 2.18.

En revanche, l’hypothèse de redistribution des populations permet de donner une interprétation aux résultats expérimentaux. Dans cette situation les atomes dé pompés dans l’état $|F = 1\rangle$ contribueront autant au signal de fluorescence que des atomes identiques non dé pompés, du fait de la composante de repompage du faisceau sonde qui les ramène sur la transition cyclante. Par ailleurs, les atomes non dé pompés sont ralentis par le faisceau Zeeman, ils interagissent donc plus longtemps avec le faisceau sonde, et apportent une plus grande contribution au signal de fluorescence.

Ainsi, l’augmentation du niveau de fluorescence observée en présence du faisceau Zeeman est compatible avec une hypothèse de redistribution partielle des populations atomiques vers $|F = 1\rangle$, accompagnée d’un ralentissement de la fraction non dé pompée occupant l’état $|F = 2\rangle$.

2.3.2 Étude de la dynamique interne des atomes – résolution des équations de Bloch optiques

Afin d’interpréter les données expérimentales, nous avons développé un algorithme permettant de simuler la dynamique interne des atomes en présence d’un ou de plusieurs faisceaux lasers. Après avoir rappelé la structure des équations de Bloch optiques

décrivant l'état du système atomique, nous présentons les résultats obtenus numériquement et les comparons avec les mesures expérimentales.

2.3.2.1 Équations de Bloch optiques

Considérons un ensemble d'atomes en interaction avec un champ électrique $\mathbf{E}(t)$. En négligeant le couplage aux modes quantiques du champ électromagnétique du vide, la dynamique du système est dictée par l'hamiltonien :

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{at}} + \hat{H}_{\text{int}}, \quad (2.46)$$

où \hat{H}_{at} décrit les degrés de liberté internes de l'atome, et \hat{H}_{int} traduit le couplage entre les atomes et le champ électrique.

Afin de conserver la généralité du problème, la structure atomique considérée comporte un niveau fondamental et un niveau excité pouvant être dégénérés, ce qui permet de prendre en compte la structure hyperfine et/ou Zeeman d'un atome, et en particulier celui de sodium. Dans la suite, la notation $|\alpha\rangle$ fera référence à l'un des états du multiplet fondamental, tandis que la notation $|\beta\rangle$ renverra à l'un des états du multiplet excité.

L'hamiltonien \hat{H}_{at} s'écrit donc sous la forme :

$$\hat{H}_{\text{at}} = \sum_{\alpha} E_{\alpha} |\alpha\rangle \langle\alpha| + \sum_{\beta} E_{\beta} |\beta\rangle \langle\beta|, \quad (2.47)$$

où E_{α} et E_{β} correspondent aux énergies des niveaux fondamentaux et excités qui dépendent de l'environnement atomique, notamment de la présence d'un champ magnétique.

Dans le cadre de l'approximation dipolaire électrique, l'hamiltonien d'interaction peut s'écrire sous une forme simple :

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}, \quad (2.48)$$

où \mathbf{d} est l'opérateur dipôle électrique qui couple les niveaux fondamentaux $|\alpha\rangle$ aux niveaux excités $|\beta\rangle$, et dont l'expression est donnée par :

$$\mathbf{d} = \sum_{\alpha,\beta} \mathbf{d}_{\beta\alpha} |\alpha\rangle \langle\beta| + \mathbf{d}_{\alpha\beta} |\beta\rangle \langle\alpha|, \quad (2.49)$$

où les coefficients de l'opérateur dipôle électrique vérifient $\mathbf{d}_{\alpha\beta} = \mathbf{d}_{\beta\alpha}^*$.

À cause du couplage existant entre l'atome et son environnement (collisions avec les autres atomes, ...), l'approche basée sur le formalisme des vecteurs d'état n'est pas adaptée du fait de la dimension gigantesque de l'espace de Hilbert à considérer. Une

façon de surmonter ce problème consiste à traiter le problème dans le cadre du formalisme de la matrice densité [149].

Notons z l'axe sur lequel se déplacent les atomes, et v la projection de leur vecteur vitesse. Le système atomique est décrit par une matrice densité $\rho(z, v, t)$, dont l'évolution temporelle est imposée par l'équation :

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar}[\hat{H}, \rho] + \left(\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)_{\text{relax}}, \quad (2.50)$$

où le dernier terme apparaissant dans la relation précédente décrit *phénoménologiquement* les processus de relaxation induits par le couplage entre l'atome et son environnement. Ces mécanismes peuvent avoir diverses origines selon le système étudié, parmi lesquelles l'émission spontanée, les collisions avec d'autres atomes, l'interaction avec les phonons d'un réseau cristallin, ou encore les fluctuations thermiques dans un fluide. Dans la situation considérée ici, les atomes quittent le four et se propagent balistiquement jusqu'à l'enceinte du piège magnéto-optique. Le système étudié est donc dilué, et seule la contribution de l'émission spontanée sera prise en compte. Par ailleurs, le premier terme de la relation (2.50) est une dérivée totale, qui peut se décomposer le long d'une trajectoire atomique sous la forme $d/dt = \partial/\partial t + v \partial/\partial z$.

Sachant que les mécanismes d'excitation et de relaxation des états fondamentaux et excités peuvent être différents, l'équation d'évolution (2.50) conduit au système d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\rho_{\alpha\alpha}}{dt} = i \sum_{\beta} (\mathbf{d}_{\alpha\beta}\rho_{\beta\alpha} - \rho_{\alpha\beta}\mathbf{d}_{\beta\alpha}) \cdot \frac{\mathbf{E}}{\hbar} + \sum_{\beta} \Gamma_{\beta\alpha}\rho_{\beta\beta}, \\ \frac{d\rho_{\alpha\alpha'}}{dt} = i \sum_{\beta} (\mathbf{d}_{\alpha\beta}\rho_{\beta\alpha'} - \rho_{\alpha\beta}\mathbf{d}_{\beta\alpha'}) \cdot \frac{\mathbf{E}}{\hbar} - (i\omega_{\alpha\alpha'} + \gamma_{\alpha\alpha'})\rho_{\alpha\alpha'}, \\ \frac{d\rho_{\beta\beta}}{dt} = i \sum_{\alpha} (\mathbf{d}_{\beta\alpha}\rho_{\alpha\beta} - \rho_{\beta\alpha}\mathbf{d}_{\alpha\beta}) \cdot \frac{\mathbf{E}}{\hbar} - \Gamma_{\beta}\rho_{\beta\beta}, \\ \frac{d\rho_{\beta\beta'}}{dt} = i \sum_{\alpha} (\mathbf{d}_{\beta\alpha}\rho_{\alpha\beta'} - \rho_{\beta\alpha}\mathbf{d}_{\alpha\beta'}) \cdot \frac{\mathbf{E}}{\hbar} - (i\omega_{\beta\beta'} + \gamma_{\beta\beta'})\rho_{\beta\beta'}, \\ \frac{d\rho_{\beta\alpha}}{dt} = i \left(\sum_{\alpha'} \mathbf{d}_{\beta\alpha'}\rho_{\alpha'\alpha} - \sum_{\beta'} \rho_{\beta\beta'}\mathbf{d}_{\beta'\alpha} \right) \cdot \frac{\mathbf{E}}{\hbar} - (i\omega_{\beta\alpha} + \gamma_{\beta\alpha})\rho_{\beta\alpha}, \end{array} \right. \quad (2.51)$$

où sont définies les pulsations $\omega_{mn} = (E_m - E_n)/\hbar$.

Les termes diagonaux de la matrice densité s'interprètent comme les *populations* des différents niveaux atomiques. Les états excités $|\beta\rangle$ ont une durée de vie finie, et se dépeuplent par désexcitation radiative avec un taux $\Gamma_{\beta} = \Gamma$, où $\Gamma = 2\pi \times 9.79$ MHz pour la raie D₂ du sodium. À l'inverse, les états fondamentaux $|\alpha\rangle$ ont une durée de vie infinie, et se peuplent avec des taux $\Gamma_{\beta\alpha}$, qui vérifient l'égalité $\sum_{\alpha} \Gamma_{\beta\alpha} = \Gamma_{\beta}$.

Les termes hors diagonaux de la matrice densité, qui correspondent aux *cohérences* entre les états atomiques, relaxent quant à eux avec des taux γ_{mn} . Ces derniers dépendent du système considéré et tiennent compte de tous les mécanismes impliqués dans la dynamique de relaxation des cohérences, tels que l'émission spontanée, les collisions entre atomes, ou encore les fluctuations d'un éventuel champ magnétique. Le jet atomique sortant du four est suffisamment dilué pour que tous les mécanismes de relaxation autres que l'émission spontanée puissent être négligés. Ainsi, les cohérences relatives aux transitions $|\alpha\rangle \leftrightarrow |\beta\rangle$ relaxent avec un taux $\gamma_{\beta\alpha} = \Gamma/2$ [149], et les cohérences associées aux transitions $|\beta\rangle \leftrightarrow |\beta'\rangle$ relaxent avec un taux $\gamma_{\beta\beta'} = \Gamma$. Par ailleurs, nous avons supposé que les états fondamentaux avaient une durée de vie infinie, les cohérences intra-multiplicité correspondant aux transitions $|\alpha\rangle \leftrightarrow |\alpha'\rangle$ ont donc un taux de relaxation $\gamma_{\alpha\alpha'} = 0$.

Le système (2.51) peut donc se réécrire sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\rho_{\alpha\alpha}}{dt} = i \sum_{\beta} (\mathbf{d}_{\alpha\beta}\rho_{\beta\alpha} - \rho_{\alpha\beta}\mathbf{d}_{\beta\alpha}) \cdot \frac{\mathbf{E}}{\hbar} + \sum_{\beta} \Gamma_{\beta\alpha}\rho_{\beta\beta}, \\ \frac{d\rho_{\alpha\alpha'}}{dt} = i \sum_{\beta} (\mathbf{d}_{\alpha\beta}\rho_{\beta\alpha'} - \rho_{\alpha\beta}\mathbf{d}_{\beta\alpha'}) \cdot \frac{\mathbf{E}}{\hbar} - i\omega_{\alpha\alpha'}\rho_{\alpha\alpha'}, \\ \frac{d\rho_{\beta\beta}}{dt} = i \sum_{\alpha} (\mathbf{d}_{\beta\alpha}\rho_{\alpha\beta} - \rho_{\beta\alpha}\mathbf{d}_{\alpha\beta}) \cdot \frac{\mathbf{E}}{\hbar} - \Gamma\rho_{\beta\beta}, \\ \frac{d\rho_{\beta\beta'}}{dt} = i \sum_{\alpha} (\mathbf{d}_{\beta\alpha}\rho_{\alpha\beta'} - \rho_{\beta\alpha}\mathbf{d}_{\alpha\beta'}) \cdot \frac{\mathbf{E}}{\hbar} - (i\omega_{\beta\beta'} + \Gamma)\rho_{\beta\beta'}, \\ \frac{d\rho_{\beta\alpha}}{dt} = i \left(\sum_{\alpha'} \mathbf{d}_{\beta\alpha'}\rho_{\alpha'\alpha} - \sum_{\beta'} \rho_{\beta\beta'}\mathbf{d}_{\beta'\alpha} \right) \cdot \frac{\mathbf{E}}{\hbar} - \left(i\omega_{\beta\alpha} + \frac{\Gamma}{2} \right) \rho_{\beta\alpha}, \end{array} \right. \quad (2.52)$$

La résolution du jeu d'équations (2.52) est dans le cas général particulièrement complexe. Il est donc nécessaire de procéder à des simplifications, ce qui fera l'objet de la prochaine partie.

2.3.2.2 Approximation de l'onde tournante

Les expériences présentées dans la partie 2.3.1.2 correspondent à une situation « simple » où les atomes s'échappant du four interagissent uniquement avec le faisceau Zeeman, dont le champ électrique s'écrit $\mathbf{E} = \mathcal{E}_0 \cos(\omega_0 t - kz)$. Le système (2.52) décrit bien ce cas de figure, mais la présence explicite du temps dans les équations d'évolution empêche de déterminer la solution du problème.

Il convient donc d'éliminer cette dépendance en faisant *l'approximation de l'onde tournante*, qui consiste à effectuer la substitution $\rho_{\beta\alpha} \rightarrow \tilde{\rho}_{\beta\alpha} e^{-i(\omega_0 t - kz)}$. Suite à ce changement de variables, des termes oscillant aux pulsations $e^{\pm 2i\omega_0 t}$ apparaissent dans le développement (2.52). Cependant, la dynamique associée à ces termes est bien plus

rapide que la dynamique des autres termes du développement, et leur contribution moyenne s'annule [149]. Il vient donc [150] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\rho_{\alpha\alpha}}{dt} = \frac{i}{2} \sum_{\beta} (\Omega_{\alpha\beta} \tilde{\rho}_{\beta\alpha} - \tilde{\rho}_{\alpha\beta} \Omega_{\beta\alpha}) + \sum_{\beta} \Gamma_{\beta\alpha} \rho_{\beta\beta}, \\ \frac{d\rho_{\alpha\alpha'}}{dt} = \frac{i}{2} \sum_{\beta} (\Omega_{\alpha\beta} \tilde{\rho}_{\beta\alpha'} - \tilde{\rho}_{\alpha\beta} \Omega_{\beta\alpha'}) - i\omega_{\alpha\alpha'} \rho_{\alpha\alpha'}, \\ \frac{d\rho_{\beta\beta}}{dt} = \frac{i}{2} \sum_{\alpha} (\Omega_{\beta\alpha} \tilde{\rho}_{\alpha\beta} - \tilde{\rho}_{\beta\alpha} \Omega_{\alpha\beta}) - \Gamma \rho_{\beta\beta}, \\ \frac{d\rho_{\beta\beta'}}{dt} = \frac{i}{2} \sum_{\alpha} (\Omega_{\beta\alpha} \tilde{\rho}_{\alpha\beta'} - \tilde{\rho}_{\beta\alpha} \Omega_{\alpha\beta'}) - (i\omega_{\beta\beta'} + \Gamma) \rho_{\beta\beta'}, \\ \frac{d\tilde{\rho}_{\beta\alpha}}{dt} = \frac{i}{2} \left(\sum_{\alpha'} \Omega_{\beta\alpha'} \rho_{\alpha'\alpha} - \sum_{\beta'} \rho_{\beta\beta'} \Omega_{\beta'\alpha} \right) + \left(i\delta_{\beta\alpha} - \frac{\Gamma}{2} \right) \tilde{\rho}_{\beta\alpha}, \end{array} \right. \quad (2.53)$$

où $\Omega_{\beta\alpha} = -\mathbf{d}_{\beta\alpha} \cdot \boldsymbol{\mathcal{E}}_0 / \hbar$ désigne la pulsation de Rabi associée à la transition $|\alpha\rangle \rightarrow |\beta\rangle$, et $\delta_{\beta\alpha} = \omega_0 - \omega_{\beta\alpha} - kv$ est le désaccord incluant l'effet Doppler lié au déplacement atomique.

Le système (2.53) peut se réécrire sous une forme plus commode :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\boldsymbol{\Pi}}{dt} = M_{\pi} \boldsymbol{\Pi} + M_{\sigma} [\boldsymbol{\mathcal{E}}_0] \tilde{\boldsymbol{\Sigma}}, \\ \frac{d\tilde{\boldsymbol{\Sigma}}}{dt} = N_{\sigma} \tilde{\boldsymbol{\Sigma}} + N_{\pi} [\boldsymbol{\mathcal{E}}_0] \boldsymbol{\Pi} + N_{\lambda} [\boldsymbol{\mathcal{E}}_0] \boldsymbol{\Lambda}, \\ \frac{d\boldsymbol{\Lambda}}{dt} = P_{\lambda} \boldsymbol{\Lambda} + P_{\sigma} [\boldsymbol{\mathcal{E}}_0] \tilde{\boldsymbol{\Sigma}}, \end{array} \right. \quad (2.54)$$

où $\boldsymbol{\Pi}$, $\tilde{\boldsymbol{\Sigma}}$, et $\boldsymbol{\Lambda}$ sont des vecteurs qui contiennent respectivement les composantes de populations, de cohérences liées aux transitions $|\alpha\rangle \leftrightarrow |\beta\rangle$, et de cohérences « intra-multiplicité » $|\alpha\rangle \leftrightarrow |\alpha'\rangle$, et $|\beta\rangle \leftrightarrow |\beta'\rangle$ du vecteur $\boldsymbol{\rho}$. Par ailleurs, M_i , N_i et P_i sont des matrices à coefficients constants et indépendants du temps, tandis que la notation $X[\boldsymbol{\mathcal{E}}_0]$ signifie que X est une matrice dont les coefficients dépendent explicitement des composantes du champ électrique.

Le système (2.54) peut se réécrire sous une forme encore plus compacte :

$$\frac{d\boldsymbol{\rho}}{dt} = M(v, \delta, \boldsymbol{\mathcal{E}}_0) \boldsymbol{\rho}, \quad (2.55)$$

où M est une matrice dépendant de la vitesse v de l'atome, ainsi que des propriétés du faisceau laser, à savoir sa polarisation et son intensité, contenues dans la variable $\boldsymbol{\mathcal{E}}_0$, ainsi que son désaccord δ défini par rapport à une transition atomique de référence. Le système différentiel (2.55) admet alors comme solution générale :

$$\boldsymbol{\rho}(t) = e^{Mt} \boldsymbol{\rho}_0, \quad (2.56)$$

où ρ_0 désigne l'état initial du système. Cette relation donne accès à l'ensemble des propriétés du système atomique (populations et cohérences) au cours du temps.

2.3.2.3 Méthodes de résolution

Approche itérative

L'évolution temporelle de la matrice densité est déterminée itérativement à partir de la relation (2.56). Pour cela, le temps est découpé en intervalles de durées dt suffisamment petits pour que l'exponentielle de matrice e^{Mdt} puisse être calculée numériquement. La matrice densité à l'instant $t_n = ndt$ est alors calculée à partir de sa valeur à l'instant $t_{n-1} = (n-1)dt$ de la façon suivante :

$$\rho(t_n) = e^{Mdt} \rho(t_{n-1}) \quad \text{avec} \quad \rho(0) = \rho_0. \quad (2.57)$$

L'approche itérative fournit une solution « générale » dans le sens où l'ensemble du traitement est basé uniquement sur l'approximation de l'onde tournante. Néanmoins, cette méthode peut être difficilement exploitable du fait de la taille importante de la matrice M . En effet, celle-ci comporte $N^2 \times N^2$ coefficients, où $N = 24$ est le nombre de niveaux Zeeman considérés pour la raie D₂ de l'atome de sodium, et le calcul de l'exponentielle de la matrice M peut être gourmand en temps. Par ailleurs, la matrice d'évolution M dépend explicitement des paramètres du problème. Ainsi, du fait de sa grande taille, une étude systématique du problème reposant sur la modification d'un ou de plusieurs de ces paramètres devient difficilement réalisable.

Équations de taux

La structure des deux dernières équations du système (2.53) montre que la dynamique de relaxation des éléments $\rho_{\beta\beta'}$ et $\tilde{\rho}_{\beta\alpha}$ de la matrice densité s'effectue sur des échelles de temps de l'ordre de Γ^{-1} , c'est-à-dire environ 16 ns pour la raie D₂ du sodium. À l'inverse, la dynamique d'évolution des populations et des cohérences de l'état fondamental est en général très lente comparée à cette échelle de temps. L'existence de ces deux échelles de temps distinctes permet de simplifier le système (2.53) en supposant que les cohérences $\rho_{\beta\beta'}$ et $\tilde{\rho}_{\beta\alpha}$ sont à tout instant dans leur état stationnaire, c'est-à-dire qu'elles s'adaptent « instantanément » à l'évolution des variables lentes du système considéré. Ainsi, les équations sur les cohérences donnent :

$$\begin{aligned} \Lambda_{\text{st}} &= -P_\lambda^{-1} P_\sigma [\mathcal{E}_0] \tilde{\Sigma}_{\text{st}}, \\ \tilde{\Sigma}_{\text{st}} &= - (N_\sigma - N_\lambda [\mathcal{E}_0] P_\lambda^{-1} P_\sigma [\mathcal{E}_0])^{-1} N_\pi [\mathcal{E}_0] \Pi. \end{aligned} \quad (2.58)$$

En injectant ces résultats dans le système (2.54), nous aboutissons aux équations de taux suivantes :

$$\frac{d\Pi}{dt} = \left\{ M_\pi - M_\sigma [\mathcal{E}_0] (N_\sigma - N_\lambda [\mathcal{E}_0] P_\lambda^{-1} P_\sigma [\mathcal{E}_0])^{-1} N_\pi [\mathcal{E}_0] \right\} \Pi, \quad (2.59)$$

qui peuvent se réécrire sous la forme :

$$\frac{d\Pi}{dt} = R \Pi, \quad (2.60)$$

en posant $R = \left\{ M_\pi - M_\sigma [\mathcal{E}_0] (N_\sigma - N_\lambda [\mathcal{E}_0] P_\lambda^{-1} P_\sigma [\mathcal{E}_0])^{-1} N_\pi [\mathcal{E}_0] \right\}$. Cette équation est formellement analogue à la relation (2.55), et ses solutions sont données par :

$$\Pi(t) = e^{Rt} \Pi_0, \quad (2.61)$$

où Π_0 est le vecteur des populations à l'instant initial.

La solution du système (2.61) est obtenue en appliquant la méthode itérative présentée dans le paragraphe précédent. Cependant, l'approximation (2.58) permet de se ramener à une équation faisant intervenir une matrice R de taille $N \times N$ au lieu de la matrice M de taille $N^2 \times N^2$ apparaissant dans le système (2.55). Comme le sodium possède 24 niveaux Zeeman, le gain de temps sur les calculs matriciels est considérable et permet d'extraire en un temps raisonnable des informations sur le système.

2.3.2.4 Résultat des simulations

Description du système considéré

Pour comprendre les résultats expérimentaux présentés figure 2.17, il convient de simuler le comportement du système dans la situation décrite par la figure 2.16.

L'étude que nous avons réalisée porte uniquement sur l'interaction des atomes avec le faisceau Zeeman sur les 50 cm séparant la sortie du four et l'entrée du ralentisseur Zeeman. La dynamique du système dans le ralentisseur Zeeman n'est pas considérée pour les deux raisons mentionnées ci-dessous.

Tout d'abord, le calcul de l'évolution temporelle de la matrice densité est extrêmement délicat dans le ralentisseur Zeeman car le champ magnétique n'est pas constant. Par conséquent, la matrice M intervenant dans la relation (2.55) doit être reconstruite à chaque pas de temps dt pour tenir compte de la modification de la structure atomique liée à la présence d'un champ magnétique variant spatialement. Ce processus de reconstruction est lourd et demande un temps de calcul non négligeable, auquel s'ajoute le temps de calcul de l'évolution temporelle. En restreignant notre étude à la zone en amont du ralentisseur Zeeman, la matrice M est construite une seule fois au début de l'algorithme, rendant ainsi possible une résolution itérative du système (2.55) en un temps raisonnable.

Par ailleurs, les effets de dépompage observés sont liés à la présence d'une composante de polarisation σ^+ dans le faisceau Zeeman. Or, le fort champ magnétique régnant dans le ralentisseur Zeeman pousse la composante σ^+ très hors résonance de la transition cyclante du sodium, tandis que la composante σ^- reste à résonance. Ainsi, la

probabilité pour un atome d'absorber un photon σ^- est bien supérieure à la probabilité d'absorber un photon σ^+ , et cette composante ne devrait donc avoir « aucun » effet dans le ralentisseur Zeeman.

En revanche, le dépompement induit par la composante de polarisation σ^+ est susceptible de jouer un rôle majeur dans les 50 cm précédant le ralentisseur Zeeman. En effet, le champ magnétique est quasiment nul dans cette zone, les sous-niveaux Zeeman atomiques sont donc dégénérés en énergie. De ce fait, les probabilités d'absorber un photon de l'une ou l'autre des composantes de polarisation sont égales, ce qui peut favoriser le dépeuplement de l'état $|F = 2\rangle$ et expliquer les observations expérimentales.

Évolution des populations depuis un état équi-réparti

Nous faisons l'hypothèse que les populations atomiques en sortie de four occupent de façon égale les huit sous-niveaux Zeeman associés aux états hyperfins fondamentaux $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$. Ainsi, $3/8$ des atomes peuplent l'état hyperfin $|F = 1\rangle$, tandis que les $5/8$ restants se trouvent dans l'état $|F = 2\rangle$, ce qui définit précisément l'état initial ρ_0 dans les simulations en supposant que les cohérences sont nulles.

À partir de cet état initial, nous étudions l'évolution temporelle de la matrice densité décrivant le système atomique en présence du faisceau Zeeman de polarisation ($\sigma^+ + \sigma^-$), de paramètre de saturation $s_Z = 10$, et de désaccord $\delta_Z = -1885$ MHz par rapport à la transition cyclante du sodium entre les états $|F = 2, m_F = -2\rangle$ et $|F' = 3, m_{F'} = -3\rangle$.

La figure 2.19 (a) représente la fraction d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$, notée $\zeta_{(2)}$, en fonction de la distance parcourue entre la sortie du four et l'entrée du ralentisseur Zeeman pour 200 classes de vitesse comprises entre $v_a = 30$ m.s⁻¹ et $v_b = 2000$ m.s⁻¹.

Du fait de l'effet Doppler, le faisceau Zeeman est à résonance avec les transitions $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1, 2, 3\rangle$ pour des atomes dont la vitesse est typiquement comprise entre 850 m.s⁻¹ et 1250 m.s⁻¹. Par conséquent, ces atomes échangent beaucoup de photons avec le faisceau Zeeman et sont à la fois très rapidement et très efficacement dépompés vers l'état $|F = 1\rangle$. La figure 2.19 (b) montre qu'après avoir parcouru 50 cm, ces classes de vitesse ont échangé suffisamment de photons avec le faisceau Zeeman pour atteindre l'état stationnaire du système (2.55).

Par ailleurs, toutes les autres classes de vitesse inférieures à 1600 m.s⁻¹ subissent un dépompement progressif vers l'état $|F = 1\rangle$ au cours de leur déplacement. Cet effet est moins prononcé que pour les atomes se déplaçant entre 850 m.s⁻¹ et 1250 m.s⁻¹ car l'effet Doppler ne compense pas exactement le désaccord du faisceau Zeeman, qui est donc plus loin de résonance avec les atomes. Le taux de diffusion de photons est alors assez faible, mais la durée d'interaction est suffisante pour que le processus de dépompement dépeuple malgré tout le niveau $|F = 2\rangle$ de façon significative. Remarquons

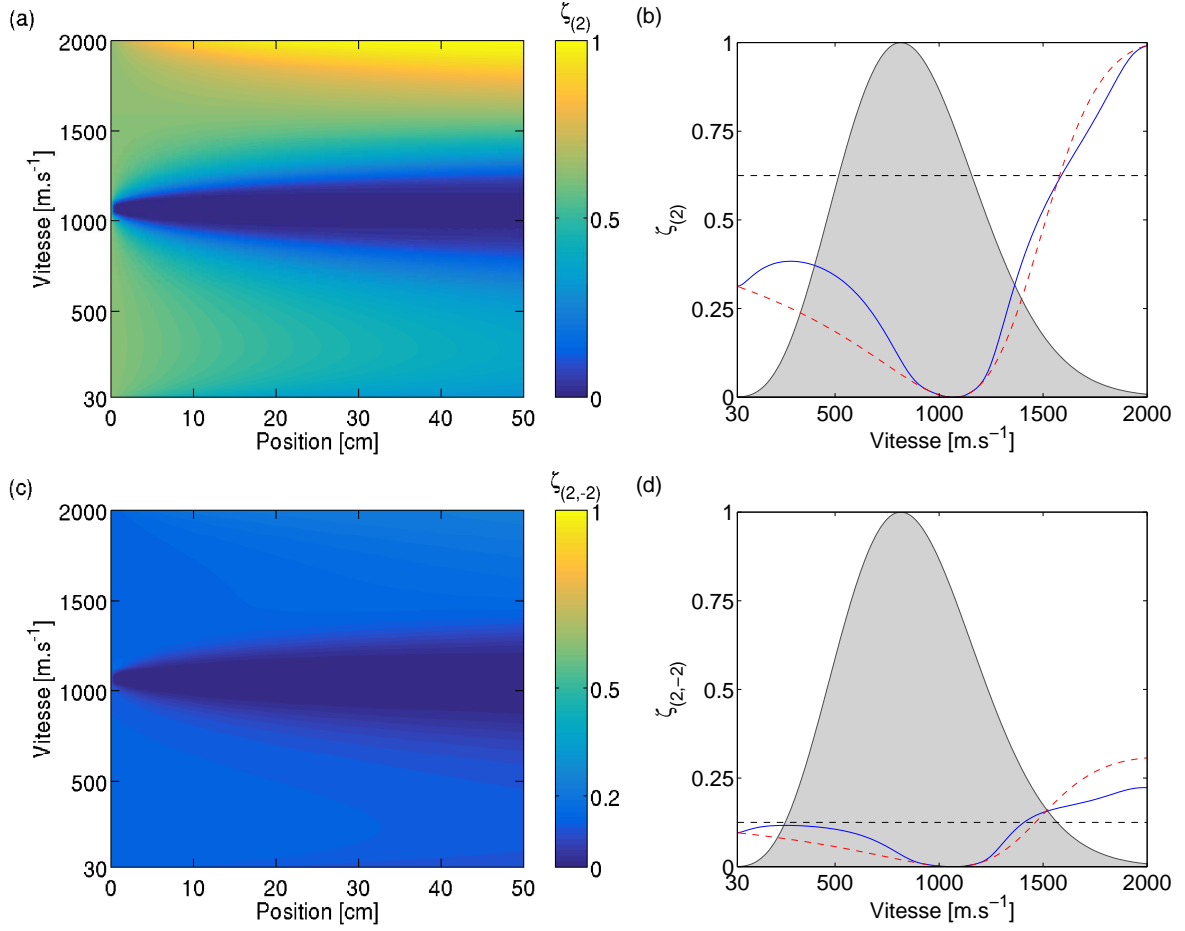


FIGURE 2.19 – (a) Fraction atomique dans l'état $|F = 2\rangle$ en fonction de la distance parcourue entre la sortie du four et l'entrée du ralentisseur Zeeman pour plusieurs classes de vitesse. (b) Occupation de l'état $|F = 2\rangle$ après 50 cm d'interaction avec le faisceau Zeeman (trait bleu continu), et état stationnaire du système (courbe pointillée rouge) en fonction de la vitesse des atomes. La courbe grisée, ainsi que la ligne pointillée noire correspondent respectivement à la distribution de vitesse des atomes, et à l'occupation initiale du niveau $|F = 2\rangle$ en sortie de four. Les figures (c) et (d) sont identiques aux figures (a) et (b), mais concernent uniquement le sous-niveau Zeeman $|F = 2, m_F = -2\rangle$.

cependant que ces atomes n'ont pas la possibilité d'échanger assez de photons en 50 cm pour atteindre l'état stationnaire.

En revanche, la population de l'état $|F = 2\rangle$ augmente pour les atomes dont la vitesse est supérieure à 1600 m.s⁻¹. Ces derniers interagissent avec le faisceau Zeeman dont le désaccord corrigé par l'effet Doppler est proche de +1713 MHz, c'est-à-dire à résonance avec la transition de repompage $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Une fraction des atomes peuplant initialement l'état $|F = 1\rangle$ est donc transférée vers le niveau $|F = 2\rangle$.

Les figures 2.19 (c) et (d) représentent la fraction atomique dans le sous-niveau Zeeman $|F = 2, m_F = -2\rangle$, notée $\zeta_{(2,-2)}$, dans les mêmes conditions que les figures (a) et (b). Le comportement observé pour ce sous-niveau particulier est qualitativement le même que celui du niveau $|F = 2\rangle$.

Contrairement à la population totale du niveau $|F = 2\rangle$, la fraction atomique occupant le sous-niveau $|F = 2, m_F = -2\rangle$ n'est pas significativement affectée par l'interaction avec le faisceau Zeeman pour les atomes dont la vitesse est typiquement inférieure à 500 m.s^{-1} . Cet état semble donc « protégé » pour les atomes peu rapides, et la baisse de population observée sur l'ensemble de l'état $|F = 2\rangle$ concerne donc majoritairement les autres sous-niveaux Zeeman.

Comparaison des simulations avec l'expérience

Les données expérimentales présentées figure 2.17 dépendent de la population atomique dans l'état $|F = 2\rangle$ en présence, ou en l'absence du faisceau Zeeman. Afin de comparer ces observations aux simulations numériques, il convient de calculer la portion d'atomes peuplant l'état $|F = 2\rangle$, notée $\mathcal{N}_{(2)}$, après 50 cm d'interaction avec le faisceau Zeeman. Cette quantité est obtenue en pondérant l'occupation de l'état $|F = 2\rangle$, qui dépend de la vitesse v , par la fraction d'atomes occupant chaque classe de vitesse. Il vient :

$$\mathcal{N}_{(2)} = \frac{\int_{v_a}^{v_b} P(v)\zeta_{(2)}(v)dv}{\int_{v_a}^{v_b} P(v)dv}, \quad (2.62)$$

où $P(v)$ représente la distribution des vitesses pour un jet atomique effusif, dont l'expression est donnée par la relation (2.30).

Nous avons supposé que les atomes étaient initialement uniformément distribués parmi les sous-niveaux Zeeman des deux états hyperfins fondamentaux. La portion d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ en absence de faisceau Zeeman vaut donc $\mathcal{N}_{(2)} = 62.5 \%$. Par ailleurs, les simulations numériques prédisent que la population de l'état $|F = 2\rangle$ vaut $\mathcal{N}_{(2)} = 18.3 \%$ après 50 cm d'interaction avec le faisceau Zeeman, c'est-à-dire qu'elle est près de 3.5 fois moins importante qu'en absence du faisceau Zeeman.

La diminution de population observée sur les mesures par fluorescence et par absorption est donc en bon accord qualitatif avec les simulations numériques. En effet, nous avons enregistré en présence du faisceau Zeeman une baisse d'un facteur 2.5 du niveau de fluorescence du jet atomique, c'est-à-dire de la population dans l'état $|F = 2\rangle$, lorsque le faisceau sonde est à résonance avec la transition cyclante entre les états $|F = 2, m_F = -2\rangle$ et $|F' = 3, m_{F'} = -3\rangle$. Par ailleurs, cette estimation est probablement sous-estimée car le dépompage induit par le faisceau Zeeman tend à diminuer la population dans l'état $|F = 2\rangle$, et donc l'amplitude du signal de fluorescence, tandis que le ralentissement provoqué par ce même faisceau tend à augmenter l'amplitude du signal car les atomes interagissent plus longtemps avec le faisceau sonde.

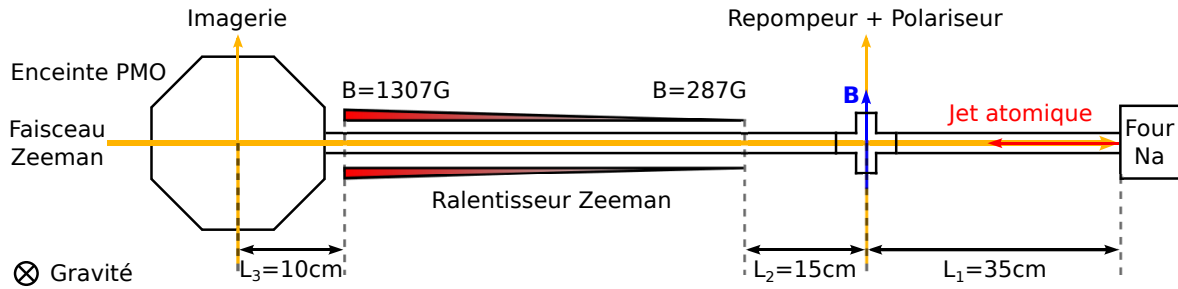


FIGURE 2.20 – Dispositif expérimental envisagé pour limiter les effets négatifs du faisceau Zeeman en amont de la zone de ralentissement. Un faisceau laser à deux composantes de fréquences, permettant de repomper les atomes depuis l'état $|F = 1\rangle$ vers l'état $|F = 2\rangle$, et de les polariser dans le sous-niveau Zeeman $|F = 2, m_F = -2\rangle$ illumine le jet atomique transversalement.

2.3.3 Stratégie de repompage vers l'état $|F = 2, m_F = -2\rangle$

2.3.3.1 Mise en place d'un faisceau « polariseur et repompeur »

L'étude réalisée dans la section précédente montre que les performances du ralentisseur Zeeman peuvent être améliorées à condition de préserver la population atomique occupant l'état $|F = 2\rangle$ avant le ralentisseur Zeeman. Nous voulons donc soumettre le jet atomique à un faisceau laser dont le rôle serait de modifier favorablement les occupations des états atomiques, de sorte à maximiser la population de l'état $|F = 2\rangle$, et plus spécifiquement celle du sous-niveau Zeeman $|F = 2, m_F = -2\rangle$ en amont du ralentisseur Zeeman.

Pour cela, considérons le dispositif expérimental présenté figure 2.20. L'enceinte à vide comporte une croix située environ 15 cm avant le ralentisseur Zeeman, de part et d'autre de laquelle sont fixés deux hublots transparents permettant le passage d'un faisceau laser transverse à la direction de propagation du jet atomique.

Afin de peupler efficacement le sous-niveau Zeeman $|F = 2, m_F = -2\rangle$, ce faisceau dit « repompeur et polariseur » doit posséder deux composantes de fréquence. La première est réglée sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ et assure le repompage des atomes depuis l'état $|F = 1\rangle$ vers l'état $|F = 2\rangle$. La seconde est réglée sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ et permet de polariser les atomes, c'est-à-dire de les transférer des sous-niveaux Zeeman $|F = 2, m_F \neq -2\rangle$ vers le sous-niveau $|F = 2, m_F = -2\rangle$. Remarquons qu'il est nécessaire d'ajouter un champ magnétique local au niveau de la croix afin de définir un axe de quantification, de sorte que le repompeur et surtout le polariseur possèdent une polarisation σ^- pure.

L'action du faisceau repompeur et polariseur sur le système atomique peut être simulée par résolution des équations de Bloch optiques. Cela permet d'une part de vérifier notre « intuition » concernant le rééquilibrage des populations atomiques, et

d'autre part d'estimer précisément la fraction atomique qu'il est envisageable de porter dans le sous-niveau Zeeman $|F = 2, m_F = -2\rangle$.

2.3.3.2 Équations de Bloch optiques en présence de plusieurs lasers

L'évolution temporelle de la matrice densité est plus difficile à étudier lorsque le système atomique est soumis au rayonnement de plusieurs lasers simultanément, comme c'est le cas en présence des faisceaux repompeur et polariseur. Dans cette situation, l'approximation de l'onde tournante vue dans la partie 2.3.2.2 ne permet plus d'éliminer la dépendance temporelle dans les équations (2.51) car elle impose le choix d'une fréquence privilégiée. Le traitement du problème nécessite donc de développer un formalisme dépassant le cadre de cette approximation.

Repartons du jeu d'équations (2.51) qui décrit l'interaction d'un système atomique avec un champ électrique \mathbf{E} comprenant éventuellement plusieurs composantes de fréquence. Ce système peut se réécrire en toute généralité sous la forme :

$$\frac{d\rho}{dt} = A\rho + B[\mathbf{E}]\rho, \quad (2.63)$$

où A est une matrice à coefficients constants indépendants du temps, et $B[\mathbf{E}]$ est une matrice dépendant linéairement du champ \mathbf{E} .

Dans le cas qui nous intéresse, le champ électrique représente les faisceaux repompeur et polariseur, il peut donc s'écrire $\mathbf{E} = \mathcal{E}_r \cos(\omega_r t - k_r z) + \mathcal{E}_p \cos(\omega_p t - k_p z)$, où les variables indicées r font référence au repompeur, et celles indicées p au polariseur.

Le système (2.63) n'a pas de solution car la matrice $B[\mathbf{E}]$ dépend explicitement du temps. Une façon de contourner cette difficulté consiste à chercher les solutions du problème sous la forme d'un développement de Floquet :

$$\rho(t) = \sum_{n,m} \rho^{(n,m)}(t) \exp [i(n(\omega_r t - k_r z) + m(\omega_p t - k_p z))], \quad (2.64)$$

où les coefficients $\rho^{(n,m)}(t)$ du développement varient lentement avec le temps.

En injectant cette solution dans le système matriciel (2.63), il est possible d'établir une hiérarchie d'équations sur les coefficients $\rho^{(n,m)}$:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho^{(n,m)}}{dt} = & [A - i(n(\omega_r - k_r v) + m(\omega_p - k_p v))] \rho^{(n,m)} \\ & + \frac{B[\mathcal{E}_r]}{2} (\rho^{(n+1,m)} + \rho^{(n-1,m)}) + \frac{B[\mathcal{E}_p]}{2} (\rho^{(n,m+1)} + \rho^{(n,m-1)}) \end{aligned} \quad (2.65)$$

Ce jeu d'équations peut être simplifié en ne considérant que les termes pertinents pour cette étude, c'est-à-dire les termes d'ordre 0 ou ± 1 . Les termes d'ordre supérieur correspondent à des processus multiphotoniques très hors résonance avec les transitions

atomiques, et sont donc très peu probables sur les échelles de temps considérées dans cette étude. Nous ne retenons donc que les quatre équations suivantes :

$$\begin{aligned}
\frac{d\rho^{(0,0)}}{dt} &= A\rho^{(0,0)} + \frac{B[\mathcal{E}_r]}{2} (\rho^{(+1,0)} + \rho^{(-1,0)}) + \frac{B[\mathcal{E}_p]}{2} (\rho^{(0,+1)} + \rho^{(0,-1)}) , \\
\frac{d\rho^{(\pm 1,0)}}{dt} &= [A \mp i\delta_r] \rho^{(\pm 1,0)} + \frac{B[\mathcal{E}_r]}{2} \rho^{(0,0)} + \frac{B[\mathcal{E}_p]}{2} \rho^{(\pm 1, \mp 1)} , \\
\frac{d\rho^{(0,\pm 1)}}{dt} &= [A \mp i\delta_p] \rho^{(0,\pm 1)} + \frac{B[\mathcal{E}_r]}{2} \rho^{(\mp 1, \pm 1)} + \frac{B[\mathcal{E}_p]}{2} \rho^{(0,0)} , \\
\frac{d\rho^{(\pm 1, \mp 1)}}{dt} &= [A \mp i\Delta] \rho^{(\pm 1, \mp 1)} + \frac{B[\mathcal{E}_r]}{2} \rho^{(0, \mp 1)} + \frac{B[\mathcal{E}_p]}{2} \rho^{(\pm 1, 0)} ,
\end{aligned} \tag{2.66}$$

où sont introduites les notations $\delta_{r/p} = \omega_{r/p} - k_{r/p}v$ et $\Delta = \delta_r - \delta_p$.

De même que dans la partie 2.3.2.3, nous faisons l'hypothèse que le temps typique d'évolution des cohérences est négligeable devant le temps d'évolution des populations atomiques. En supposant que les cohérences se trouvent à chaque instant dans leur état stationnaire, il est possible de se ramener à des équations de taux donnant accès à l'état stationnaire du système. Il vient alors :

$$\begin{aligned}
\frac{d\rho^{(0,0)}}{dt} &= A\rho^{(0,0)} + \frac{B[\mathcal{E}_r]}{2} (\rho^{(+1,0)} + \rho^{(-1,0)}) + \frac{B[\mathcal{E}_p]}{2} (\rho^{(0,+1)} + \rho^{(0,-1)}) , \\
\rho^{(\pm 1,0)} &= - [A \mp i\delta_r]^{-1} \left(\frac{B[\mathcal{E}_r]}{2} \rho^{(0,0)} + \frac{B[\mathcal{E}_p]}{2} \rho^{(\pm 1, \mp 1)} \right) , \\
\rho^{(0,\pm 1)} &= - [A \mp i\delta_p]^{-1} \left(\frac{B[\mathcal{E}_r]}{2} \rho^{(\mp 1, \pm 1)} + \frac{B[\mathcal{E}_p]}{2} \rho^{(0,0)} \right) , \\
\rho^{(\pm 1, \mp 1)} &= \left[A \mp i\Delta - \frac{B[\mathcal{E}_r]}{2} (A \pm i\delta_p)^{-1} \frac{B[\mathcal{E}_r]}{2} - \frac{B[\mathcal{E}_p]}{2} (A \mp i\delta_r)^{-1} \frac{B[\mathcal{E}_p]}{2} \right]^{-1} \\
&\quad \times \left[\frac{B[\mathcal{E}_r]}{2} (A \pm i\delta_p)^{-1} \frac{B[\mathcal{E}_p]}{2} + \frac{B[\mathcal{E}_p]}{2} (A \mp i\delta_r)^{-1} \frac{B[\mathcal{E}_r]}{2} \right] \rho^{(0,0)} .
\end{aligned} \tag{2.67}$$

Ce jeu d'équations permet donc de déterminer l'évolution temporelle des populations atomiques en présence des faisceaux repompeur et polariseur. Les résultats obtenus par une résolution numérique du système sont présentés dans la partie suivante.

2.3.3.3 Résultat des simulations

Nous souhaitons simuler la dynamique interne des atomes dans la situation représentée sur la figure 2.20. Le système étudié ici est plus complexe que celui traité dans la partie 2.3.2.4 du fait de la présence des faisceaux repompeur et polariseur 15 cm avant l'entrée du ralentisseur Zeeman. Pour reproduire fidèlement le comportement du système, il convient donc de diviser le parcours des atomes en trois régions.

Dans un premier temps, les atomes interagissent uniquement avec le faisceau Zeeman contra-propageant sur les 35 premiers centimètres en sortie du four. Cette situation

correspond exactement à celle étudiée dans la partie 2.3.2.4, mis à part que la distance parcourue par les atomes vaut ici 35 cm et non 50 cm. Nous supposons donc que les populations atomiques sont initialement équi-réparties entre les huit sous-niveaux Zeeman des états hyperfins $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ en sortie de four. La population de l'état $|F = 2\rangle$ passe de 62 % à 22 % après 35 cm d'interaction avec le faisceau Zeeman. L'occupation du sous-niveau $|F = 2, m_F = -2\rangle$ est estimée à partir de la relation suivante :

$$\mathcal{N}_{(2,-2)} = \frac{\int_{v_a}^{v_b} P(v)\zeta_{(2,-2)}(v)dv}{\int_{v_a}^{v_b} P(v)dv}, \quad (2.68)$$

où $v_a = 30 \text{ m.s}^{-1}$ et $v_b = 2000 \text{ m.s}^{-1}$. Nous observons une chute de 12 % à 6 % de la population du sous-niveau $|F = 2, m_F = -2\rangle$ à cause de l'interaction avec le faisceau Zeeman.

Après avoir parcouru 35 cm, les atomes pénètrent dans la croix où ils sont illuminés par le faisceau Zeeman longitudinal, et par les faisceaux repompeur et polariseur transverses. Or, ces deux faisceaux sont à résonance avec des transitions atomiques pour toutes les classes de vitesse considérées, tandis que le faisceau Zeeman est très hors résonance pour la plupart d'entre elles. Par conséquent, les atomes vont échanger préférentiellement des photons avec les faisceaux repompeur et polariseur, et il est alors raisonnable de négliger la présence du faisceau Zeeman dans ces conditions. Il s'agit donc de calculer l'évolution temporelle de la matrice densité en présence des seuls faisceaux repompeur et polariseur à partir du système d'équations (2.67), en prenant pour état initial la distribution des états atomiques obtenue après 35 cm d'interaction avec le faisceau Zeeman.

La figure 2.21 montre les résultats obtenus dans des conditions accessibles expérimentalement. En particulier, les faisceaux repompeur et polariseur possèdent un waist de 0.5 cm, et leurs paramètres de saturation valent respectivement $s_r = 1.3$ pour le repompeur, et $s_p = 7.6$ pour le polariseur.

Les atomes sont très rapidement repompés et polarisés vers le sous-niveau Zeeman $|F = 2, m_F = -2\rangle$, et ce quelle que soit leur vitesse, comme le montrent les figures 2.21 (a) et (c). De plus, il apparaît sur les figures 2.21 (b) et (d) que toutes les classes de vitesse inférieures à 750 m.s^{-1} interagissent suffisamment longtemps avec les faisceaux repompeur et polariseur pour atteindre l'état stationnaire du système. En revanche, les classes de vitesse supérieures à 750 m.s^{-1} traversent la zone éclairée par les deux faisceaux trop rapidement pour que les populations atteignent un état stationnaire, mais l'état du système après 1 cm d'interaction est proche de l'état stationnaire.

L'ajout de ces deux faisceaux laser dans le dispositif actuel n'a de sens que s'ils permettent de modifier significativement la population de l'état $|F = 2\rangle$, et en particulier celle du sous-niveau $|F = 2, m_F = -2\rangle$. Il convient donc d'estimer la fraction atomique occupant chacun de ces deux états, puis de la comparer avec celle obtenue après 35 cm d'interaction avec le faisceau Zeeman. Après 1 cm d'interaction avec les

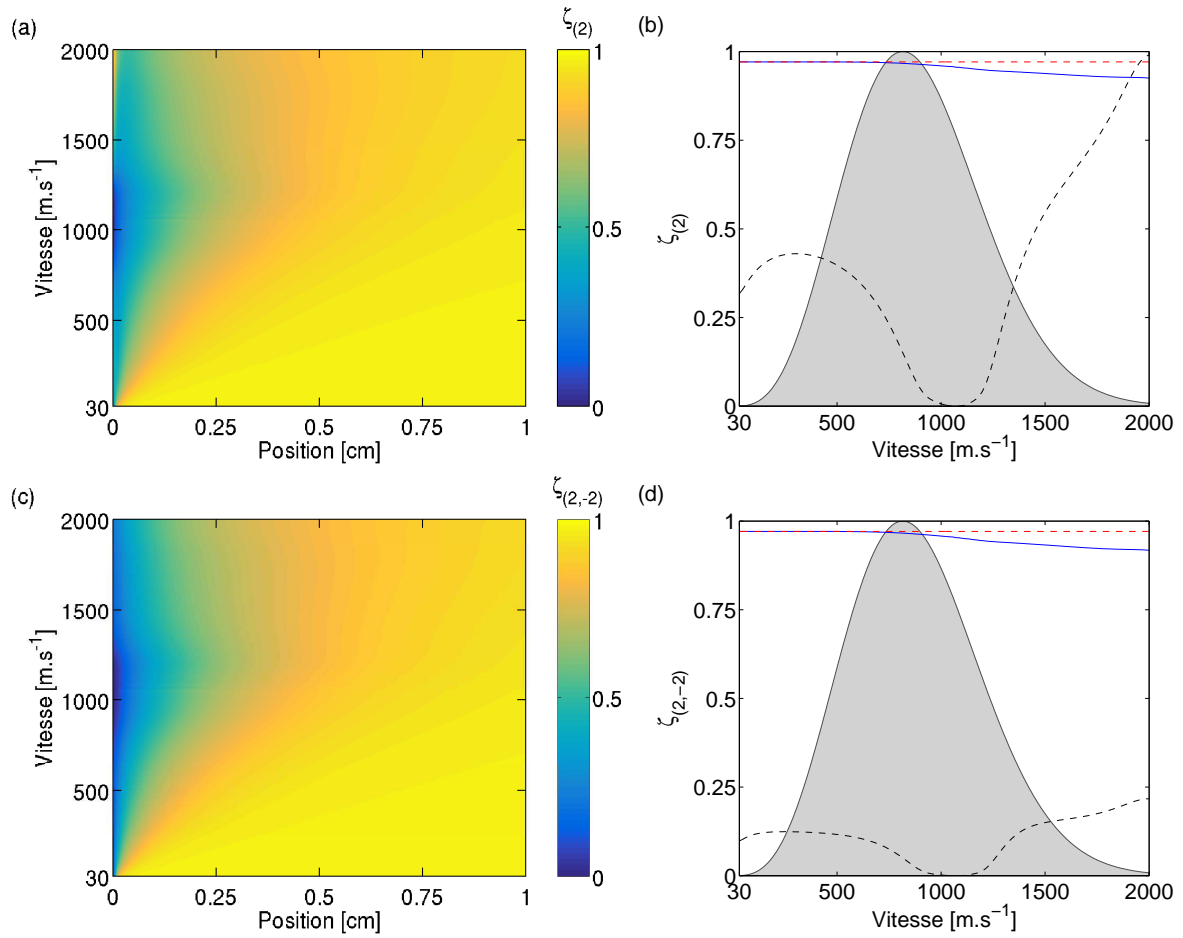


FIGURE 2.21 – (a) Fraction atomique dans l'état $|F = 2\rangle$ en fonction de la distance parcourue dans la zone éclairée par les faisceaux repompeur et polariseur pour plusieurs classes de vitesse. (b) Occupation de l'état $|F = 2\rangle$ après 1 cm d'interaction avec les faisceaux repompeur et polariseur (trait bleu continu), et état stationnaire du système (courbe pointillée rouge) en fonction de la vitesse des atomes. La courbe grisée indique la distribution de vitesse des atomes, tandis que la courbe pointillée noire correspond à l'état initial du niveau $|F = 2\rangle$ obtenu après 35 cm d'interaction avec le faisceau Zeeman. Les figures (c) et (d) sont identiques aux figures (a) et (b), mais concernent uniquement le sous-niveau Zeeman $|F = 2, m_F = -2\rangle$.

faisceaux repompeur et polariseur, la population de l'état $|F = 2\rangle$ est multipliée par un facteur 4.4, passant d'une valeur de 22 % à une valeur de 96 %. De façon encore plus remarquable, l'occupation du sous-niveau $|F = 2, m_F = -2\rangle$ est multipliée par un facteur 16, et vaut 96 % après interaction avec les deux faisceaux laser contre seulement 6 % avant. Ces résultats confirment donc l'intérêt de rajouter ces deux faisceaux en amont du ralentisseur Zeeman.

Suite à cette étape de repompage et de polarisation, les atomes interagissent avec

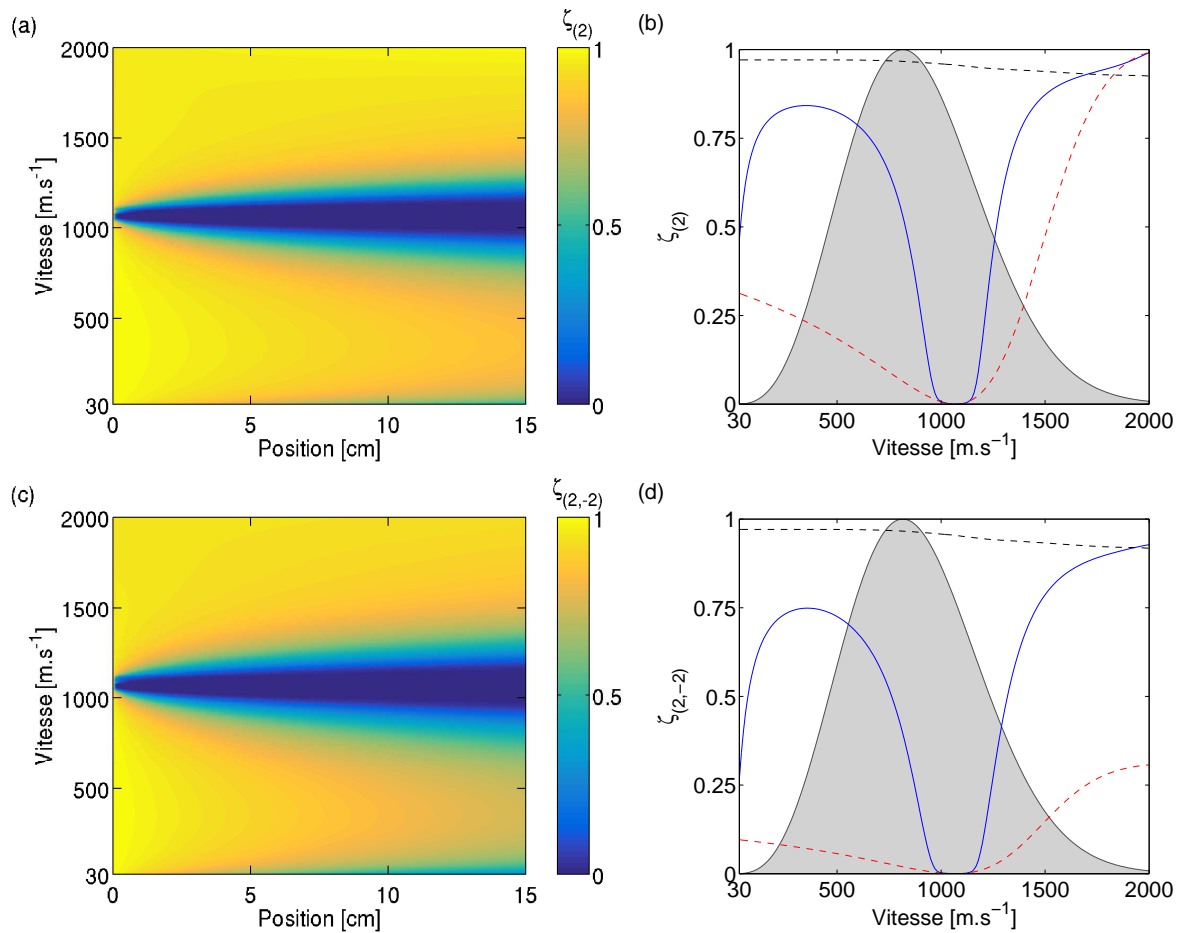


FIGURE 2.22 – (a) Fraction atomique dans l'état $|F = 2\rangle$ en fonction de la distance parcourue entre la croix et l'entrée du ralentisseur Zeeman pour plusieurs classes de vitesse. (b) Occupation de l'état $|F = 2\rangle$ après 15 cm d'interaction avec le faisceau Zeeman (trait bleu continu), et état stationnaire du système (courbe pointillée rouge) en fonction de la vitesse des atomes. La courbe grisée représente la distribution de vitesse des atomes, tandis que la ligne pointillée noire correspond à la population initiale du niveau $|F = 2\rangle$ imposée par l'interaction avec les faisceaux repompeur et polariseur. Les figures (c) et (d) sont identiques aux figures (a) et (b), mais concernent uniquement le sous-niveau Zeeman $|F = 2, m_F = -2\rangle$.

le faisceau Zeeman sur une distance de 15 cm avant d'atteindre l'entrée de la zone de ralentissement. La figure 2.22 montre qu'une fois de plus, le faisceau Zeeman induit une modification des populations atomiques en faveur de l'état hyperfin $|F = 1\rangle$.

Les classes de vitesse pour lesquelles l'effet Doppler compense le désaccord du faisceau Zeeman sont rapidement dépeupées vers l'état $|F = 1\rangle$. Ainsi, les atomes se déplaçant à des vitesses typiquement comprises entre 900 m.s⁻¹ et 1200 m.s⁻¹ échangent suffisamment de photons avec le faisceau Zeeman pour atteindre l'état stationnaire du

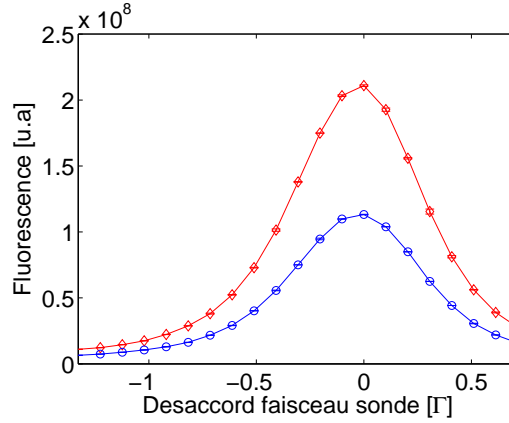


FIGURE 2.23 – Signal de fluorescence du jet atomique mesuré dans l’enceinte du piège magnéto-optique en fonction du désaccord du faisceau sonde pour des atomes éclairés par le faisceau Zeeman en l’absence (ronds bleus), puis en présence (losanges rouges) des faisceaux repompeur et polariseur.

système, qui correspond à une situation où l’état $|F = 2\rangle$ est presque entièrement dépeuplé.

De même, les atomes dont la vitesse est typiquement inférieure à 1700 m.s^{-1} sont progressivement dépompés vers l’état $|F = 1\rangle$. Cependant, l’occupation de l’état $|F = 2\rangle$, et plus particulièrement celle du sous-niveau $|F = 2, m_F = -2\rangle$, restent assez importantes pour la plupart de ces classes de vitesse (entre 50 % et 80 %).

L’occupation de l’état $|F = 2\rangle$ atteint environ 50 % à l’entrée du ralentisseur Zeeman, tandis que la population du sous-niveau $|F = 2, m_F = -2\rangle$ est proche des 41 %. Il convient de comparer ces résultats avec ceux obtenus en simulant la propagation des atomes entre le four et l’entrée du ralentisseur Zeeman en présence uniquement du faisceau Zeeman. Dans la section 2.3.2.4, nous avons établi que les populations de l’état $|F = 2\rangle$ et du sous-niveau $|F = 2, m_F = -2\rangle$ étaient de 18 % et 6 % respectivement. Ainsi, la mise en place des faisceaux repompeur et polariseur 15 cm en amont de l’entrée du ralentisseur Zeeman permet de multiplier la population de l’état $|F = 2\rangle$ par 3, et celle du sous-niveau $|F = 2, m_F = -2\rangle$ par 7.

2.3.3.4 Mise en œuvre expérimentale

En nous basant sur les résultats issus de la résolution des équations de Bloch optiques, nous avons mis en place une voie optique dédiée à la préparation des faisceaux repompeur et polariseur. Les mesures en absorption étant particulièrement difficiles à interpréter, nous avons mesuré le niveau de fluorescence du jet atomique éclairé par le faisceau Zeeman, en absence, puis en présence des faisceaux repompeur et polariseur. Les résultats obtenus sont consignés sur la figure 2.23.

La présence des faisceaux repompeur et polariseur en amont du ralentisseur Zeeman permet de doubler le signal de fluorescence observé dans l'enceinte du piège magnéto-optique. Le faisceau sonde utilisé interroge exclusivement les atomes occupant l'état $|F = 2\rangle$, l'augmentation du niveau de fluorescence observée indique donc une redistribution des populations atomiques en faveur de l'état $|F = 2\rangle$ induite par le repompeur et le polariseur.

Ces observations sont donc qualitativement en accord avec les simulations numériques qui prédisent une augmentation d'un facteur 3 de la population atomique dans l'état $|F = 2\rangle$. Cependant, il est difficile d'estimer précisément l'augmentation de la population dans l'état $|F = 2\rangle$ en procédant à des mesures par fluorescence, car le signal mesuré dépend d'une part de la répartition des populations atomiques, et d'autre part de la distribution en vitesse du jet. Néanmoins, ce résultat permet de mettre en évidence la contribution positive des faisceaux repompeur et polariseur. Une analyse reposant sur le taux de chargement du piège magnéto-optique sera présentée dans la partie 3.3.2.5 et apportera des éléments plus quantitatifs sur l'efficacité des faisceaux repompeur et polariseur.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le dispositif mis en place dans notre expérience pour décélérer les atomes quittant le four.

Après avoir rappelé le principe de fonctionnement du ralentisseur Zeeman, nous avons présenté une réalisation basée sur l'utilisation d'aimants permanents disposés en configuration Halbach. Ce dispositif présente de nombreux avantages comparé à un ralentisseur Zeeman « classique » dont le champ magnétique est produit par un solénoïde. Il fonctionne en particulier sans alimentation de courant, et sans refroidissement à eau. De plus, il peut facilement être démonté pour procéder à un étuvage correct de l'enceinte à vide, puis remonté. Par ailleurs, les propriétés du champ magnétique produit par la configuration Halbach sont très intéressantes. Ainsi, le champ magnétique en tout plan transverse à l'axe du jet atomique est très homogène dans la zone délimitée par le tube du ralentisseur Zeeman, puis s'annule très rapidement après quelques centimètres. Enfin, la mise en place d'un blindage magnétique permet de réduire l'amplitude du champ aux extrémités du ralentisseur à l'ordre du gauss.

Cette configuration présente cependant l'inconvénient majeur de produire un champ magnétique transverse à l'axe du jet atomique, et la polarisation du faisceau Zeeman est donc une superposition de composantes σ^+ et σ^- . Ainsi, les premières mesures expérimentales effectuées sur le jet atomique en sortie du ralentisseur Zeeman font état d'une diminution notable des niveaux de fluorescence et d'absorption atomiques en présence du faisceau Zeeman. Afin de comprendre ces résultats, nous avons développé un algorithme de résolution des équations de Bloch optiques décrivant la dynamique des atomes soumis au rayonnement du faisceau Zeeman. Nous avons notamment mis en

évidence l'existence de mécanismes de dépompage vers l'état hyperfin $|F = 1\rangle$ induits par la composante de polarisation σ^+ en amont du ralentisseur Zeeman, qui réduisent la population atomique de l'état $|F = 2\rangle$ d'un facteur 3, et celle du sous-niveau Zeeman $|F = 2, m_F = -2\rangle$ d'un facteur 7.

Enfin, nous avons proposé une solution pour limiter les effets de redistribution de population engendrés par le faisceau Zeeman. Nous avons montré qu'en disposant des faisceaux repompeur et polariseur 15 cm en amont du ralentisseur Zeeman, il était possible de protéger la population de l'état $|F = 2\rangle$, qui s'élève à approximativement 50 % à l'entrée du ralentisseur Zeeman. Cette solution a été mise en place expérimentalement, et le signal de fluorescence mesuré en présence des faisceaux repompeur et polariseur est typiquement 2 fois plus important qu'en leur absence.

Néanmoins, le montage optique de repompage et de polarisation n'était pas prévu lors de la conception de l'expérience, et nous ne sommes pas certains que les résultats obtenus soient optimum. En effet, le champ magnétique imposant l'axe de quantification du faisceau polariseur est défini suivant une direction orthogonale au jet atomique, qui se trouve être aussi orthogonale à la direction du champ magnétique créé par les aimants du ralentisseur Zeeman. Ainsi, il est possible que la rotation d'un angle de 90° de la direction du champ magnétique sur les 15 cm en amont du ralentisseur Zeeman induise une dépolarisation d'une partie des atomes. Plusieurs pistes sont à l'étude pour essayer d'améliorer ce montage, l'une consistant à tourner de 90° les aimants du ralentisseur Zeeman pour aligner les deux champs, l'autre consistant à prolonger le champ du ralentisseur Zeeman plusieurs dizaines de centimètres avant ce dernier afin de fixer une seule orientation de champ magnétique.

La mise en place du ralentisseur Zeeman offre donc la possibilité de produire un flux continu d'atomes lents, qui peuvent être utilisés pour charger un piège magnéto-optique, comme nous le verrons dans le prochain chapitre.

Chapitre 3

Piège magnéto-optique de sodium

Introduction

À l'époque de la démonstration théorique de la condensation de Bose-Einstein [1–3], aucune technique expérimentale ne permettait de piéger et de refroidir suffisamment un gaz atomique dilué pour espérer mettre en évidence ce nouvel état de la matière. Il fallu attendre l'avènement du laser en 1960 pour que la communauté de la physique atomique soit munie d'un nouvel outil pour interagir avec les atomes. Ainsi, il a été suggéré dès les années 1970 que la force de pression de radiation exercée par des lasers pouvait être utilisée pour manipuler une assemblée atomique [151, 152]. Cette idée a été couronnée de succès une décennie plus tard, avec notamment le ralentissement d'un jet atomique thermique en 1982 [9] et la réalisation d'une mélasse optique en 1985 [10]. Néanmoins, ces techniques permettent de refroidir considérablement les atomes, mais n'assurent en rien leur confinement.

Pour résoudre ce problème, J. Dalibard proposa en 1986 de soumettre un nuage atomique pré-refroidi au champ électrique produit par trois paires de faisceaux laser contra-propageants, combiné au champ magnétique quadrupolaire produit par une paire de bobines [153]. Cette association permet de confiner les atomes dans un piège magnéto-optique, qui assure simultanément le refroidissement et le confinement du nuage [13].

Dans ce chapitre, nous commençons par détailler le principe de fonctionnement et les caractéristiques d'un piège magnéto-optique. Nous présentons ensuite la mise en œuvre expérimentale du piège, en étudiant systématiquement l'influence des différents paramètres ayant un impact sur son chargement. Nous terminons finalement ce chapitre par la caractérisation des propriétés du piège magnéto-optique.

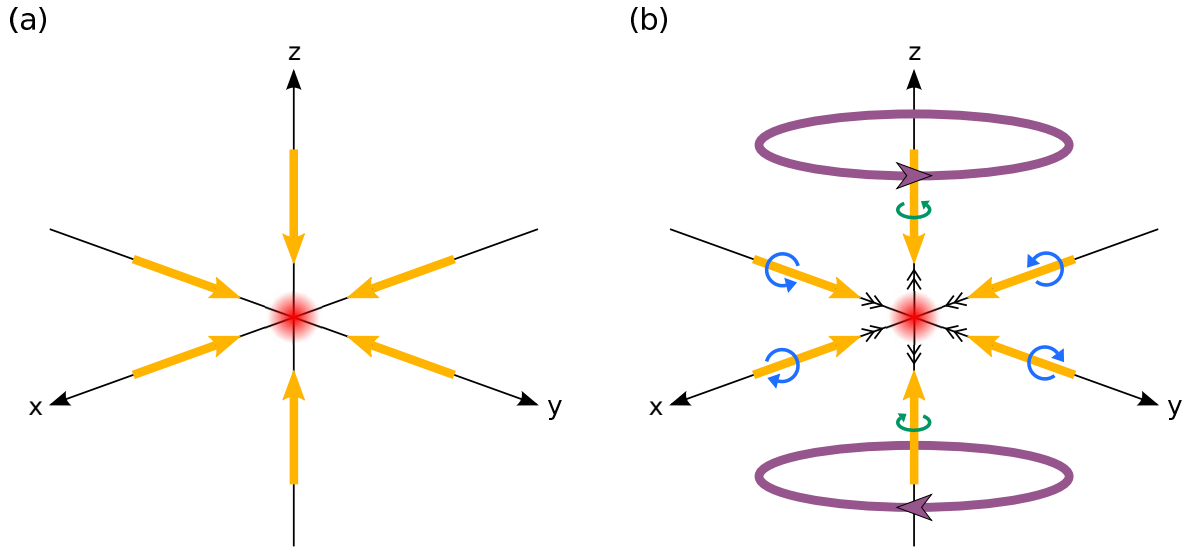


FIGURE 3.1 – (a) Schéma de principe de la mélasse optique. (b) Schéma de principe du piège magnéto-optique. Les atomes (en rouge) sont soumis à l'action de 3 paires de faisceaux contra-propageants et à un champ magnétique quadrupolaire produit par une paire de bobines (en violet), dont les lignes de champ sur les axes sont indiquées par des doubles flèches. Les faisceaux du plan $\{x, y\}$ possèdent une hélicité identique, tandis que les faisceaux dirigés selon l'axe z possèdent une hélicité identique, mais opposée à celle des faisceaux du plan.

3.1 Principe du piège magnéto-optique

3.1.1 Configuration de piégeage

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que la force de pression de radiation pouvait être utilisée pour ralentir un jet atomique propulsé à plusieurs centaines de mètres par seconde. L'objet de cette partie est de montrer comment l'association de plusieurs faisceaux laser et d'un champ magnétique inhomogène conduit au confinement et au refroidissement d'un nuage atomique.

Pour cela, considérons le schéma proposé figure 3.1 (a). Le nuage atomique est soumis à l'action de 3 paires de faisceaux laser contra-propageants, disposés suivant trois directions orthogonales de l'espace respectivement notées x , y et z . Le désaccord des lasers par rapport à la transition cyclante atomique est noté δ_m , et leur paramètre de saturation s_m (se reporter à l'équation (1.27)).

En régime de faible saturation, c'est-à-dire lorsque $s_m \ll 1$, la force totale ressentie par un atome de vitesse \mathbf{v} s'apparente à une force de friction qui s'écrit [111] :

$$\mathbf{F} = -\alpha \mathbf{v}, \quad (3.1)$$

où α est le coefficient de friction qui s'exprime sous la forme :

$$\alpha = -2\hbar k^2 s_m \frac{\delta_m \Gamma}{\delta_m^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (3.2)$$

avec k le module du vecteur d'onde du laser et Γ la largeur naturelle de la transition atomique.

La force de friction conduit à l'amortissement du mouvement atomique (refroidissement Doppler) à condition que le paramètre α soit positif, ce qui implique que les faisceaux laser soient désaccordés vers le rouge de la transition atomique ($\delta_m < 0$). Cette force, maximale pour un désaccord $\delta_m = -\Gamma/2$, a été mise en application par *Chu et al.* en 1985 pour réaliser la première mélasse optique 3D de sodium [10]. Le nuage présentait alors une densité atomique de l'ordre 10^6 atomes/cm³ et une température de 240 μ K.

Remarquons cependant que l'expression (3.1) fait intervenir la vitesse des atomes, mais pas leur position. Par conséquent, il n'est pas possible de piéger les atomes en utilisant uniquement 3 paires de faisceaux laser contra-propageants. Pour cela, il convient d'exercer sur les atomes une force supplémentaire, qui dépend de leur position.

Le piégeage magnéto-optique consiste donc à plonger les atomes dans un champ magnétique quadrupolaire (voir l'équation (4.8) du chapitre 4), et à les soumettre comme précédemment à l'action de 3 paires de faisceaux laser contra-propageants. L'effet Zeeman permet alors de déplacer la résonance atomique en fonction de la position des atomes. La configuration de piégeage est représentée sur la figure 3.1 (b). En choisissant convenablement l'hélicité des faisceaux laser, les atomes subissent une force totale qui s'exprime sous la forme :

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = -\alpha \mathbf{v} - \boldsymbol{\kappa} \mathbf{r}, \quad (3.3)$$

où le coefficient α est défini comme précédemment, et $\boldsymbol{\kappa}$ est une matrice diagonale qui vaut $\boldsymbol{\kappa} = \text{diag}(\kappa, \kappa, 2\kappa)$ avec :

$$\kappa = -2\hbar k \mu b s_m \frac{\delta_m \Gamma}{\delta_m^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (3.4)$$

où b est le gradient de champ magnétique suivant les axes x ou y , et μ est le moment magnétique de l'atome.

L'expression de la force donnée à l'équation (3.3) est formellement analogue à celle d'un oscillateur amorti, de constante de raideur κ . Une fois de plus, la force exercée sur les atomes est maximale pour un désaccord $\delta_m = -\Gamma/2$, et la raideur du piège est directement proportionnelle au gradient de champ magnétique b .

La présence d'un terme proportionnel à la position des atomes dans l'équation (3.3) assure le confinement spatial du nuage. Cette configuration de piègeage a été mise en œuvre pour la première fois par *Raab et al.* en 1987 avec du sodium [13]. Le nuage atomique contenait alors près de 10^7 atomes, correspondant à une densité atomique de l'ordre de 10^{11} atomes/cm³.

3.1.2 Caractéristiques du nuage piégé

3.1.2.1 Température Doppler

La théorie du refroidissement Doppler considère l'effet moyen exercé par la force de pression de radiation sur les atomes. Cependant, au cours d'un cycle d'absorption-émission, un atome absorbe un photon incident provenant d'une direction privilégiée, puis réémet spontanément un photon dans une direction aléatoire de l'espace. Ainsi, une succession de cycles d'absorption-émission se traduit par une marche aléatoire dans l'espace des impulsions.

Les résultats classiques sur le mouvement Brownien dans l'espace des positions [154] peuvent alors être transposés à l'espace des impulsions. Dans le régime de faible saturation, la marche aléatoire en dimension trois est caractérisée par un coefficient de diffusion $D = 3\hbar^2 k^2 s_m \Gamma$ qui est relié à la température du système par la relation [111] :

$$k_B T = \frac{D}{3\alpha}. \quad (3.5)$$

En remplaçant D et α par leurs expressions respectives, il vient :

$$k_B T = \frac{\hbar}{2|\delta_m|} \left(\delta_m^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right). \quad (3.6)$$

La température minimale accessible au système (température Doppler) est atteinte lorsque la force exercée sur les atomes est maximale, c'est-à-dire pour un désaccord des faisceaux laser $\delta_m = -\Gamma/2$. Elle vaut alors :

$$k_B T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2}. \quad (3.7)$$

L'application numérique de cette relation pour un nuage atomique de sodium conduit à une température Doppler qui vaut $T_D = 235 \mu\text{K}$.

3.1.2.2 Densité atomique limite

Dans un piège magnéto-optique, la densité atomique peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10^{10} atomes/cm³ à 10^{11} atomes/cm³ [13]. Dans un tel régime d'opération, les photons diffusés spontanément par un atome peuvent être réabsorbés par un autre atome du nuage avec une probabilité non négligeable. Ainsi, les photons de longueur d'onde λ émis par l'atome 1 exercent une force de pression de radiation sur l'atome 2, qui s'écrit [111] :

$$\mathbf{F}_{1 \rightarrow 2} = 3\Gamma s_m \hbar k \frac{\sigma}{4\pi r^3} \mathbf{r}, \quad (3.8)$$

où r est la distance entre les atomes, et σ la section efficace d'absorption dont l'expression est donnée par :

$$\sigma = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\delta_m^2}. \quad (3.9)$$

L'équation (3.8) est donc formellement analogue à une force de répulsion coulombienne. En supposant que le nuage atomique est sphérique, et de densité n constante, l'application d'un analogue du théorème de Gauss permet de déterminer la force totale exercée sur un atome à la position \mathbf{r} . L'effet de réabsorption se traduit alors par une force répulsive qui prend la forme [111] :

$$\mathbf{F}_{\text{reabs}} = n\Gamma s_m \hbar k \sigma \mathbf{r}. \quad (3.10)$$

Les atomes sont donc soumis d'une part à une force magnétique qui tend à comprimer le nuage, et d'autre part à une force de répulsion liée à la réabsorption de photons qui tend à faire exploser le nuage. L'équilibre entre les deux forces conduit à une valeur limite de la densité donnée par :

$$n_0 = \frac{16\pi\mu b|\delta_m|}{3\hbar\lambda^2\Gamma^2}. \quad (3.11)$$

Estimons la valeur de la densité limite dans nos conditions expérimentales (voir partie 3.2.1). Nous travaillons en particulier avec $b = 0.1 \text{ T}\cdot\text{m}^{-1}$, $\mu = \mu_B$ et $\delta_m = -2.5\Gamma$, l'application numérique de la relation (3.11) conduit donc à une densité limite de l'ordre de $n_0 = 1.7 \times 10^{10} \text{ atomes/cm}^3$.

3.1.2.3 Densité dans l'espace des phases

La capture d'un paquet atomique dans un piège magnéto-optique s'accompagne en général d'une diminution significative de la température des atomes, combinée à une augmentation importante de la densité du nuage. Afin de situer l'étape du piégeage magnéto-optique sur le chemin de la condensation, il est intéressant de calculer la densité dans l'espace des phases du nuage piégé, puis de la comparer à la valeur théorique attendue dans le régime de dégénérescence quantique. La densité dans l'espace des phases est donnée par [111] :

$$\rho = n\lambda_{\text{dB}}^3, \quad (3.12)$$

où n désigne la densité du nuage, et λ_{dB} la longueur d'onde thermique de de Broglie qui vaut :

$$\lambda_{\text{dB}} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}}, \quad (3.13)$$

où m et T désignent respectivement la masse et la température des atomes, tandis que \hbar et k_B sont la constante de Planck réduite et la constante de Boltzmann.

Pour donner un ordre de grandeur, considérons le piège magnéto-optique dans son régime de fonctionnement « limite », c'est-à-dire que la température du nuage est égale à la température Doppler $T_D = 235 \mu\text{K}$, et sa densité vaut $n_0 = 1.7 \times 10^{10} \text{ atomes/cm}^3$.

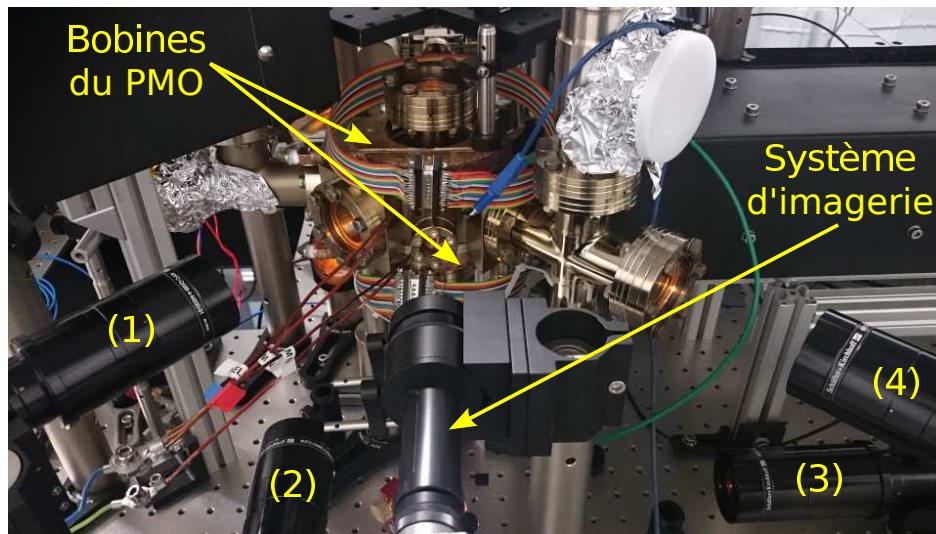


FIGURE 3.2 – Photographie de l'enceinte du piège magnéto-optique. Les indications (1) à (4) repèrent quatre des six collimateurs de sortie du séparateur de faisceaux. Les bobines du piège magnéto-optique (cachées par leur support), ainsi que le système d'imagerie sont indiqués sur l'image par des flèches.

En injectant ces valeurs numériques dans les deux équations précédentes, la densité dans l'espace des phases vaut $\rho = 8.3 \times 10^{-7}$, qui est encore plusieurs ordres de grandeur inférieure au seuil de condensation situé autour de l'unité.

Une étape de chargement dans un piège magnétique, suivie d'une étape de refroidissement par évaporation seront nécessaires dans l'enceinte de science pour mener le système au-delà du seuil de condensation.

3.2 Réalisation expérimentale

3.2.1 Dispositif expérimental

Nous avons vu dans la section 3.1 que la réalisation d'un piège magnéto-optique requiert la mise en place d'un champ magnétique quadrupolaire, ainsi que la préparation et l'installation de six faisceaux laser.

Le champ magnétique est produit à l'aide de deux bobines que nous avons réalisées à partir d'un fil de cuivre de section rectangulaire (voir la partie 4.4.1). Les bobines sont disposées en configuration anti-Helmholtz (se référer à la partie 4.1.2) et traversées par un courant de 5 A, ce qui permet de produire un champ quadrupolaire dont le gradient vertical vaut approximativement 10 G.cm^{-1} .

Les six faisceaux laser de piégeage sont préparés à partir d'un faisceau laser incident injecté dans un séparateur de faisceaux commercial. Celui-ci possède en particulier six sorties fibrées reliées à des collimateurs¹ permettant d'obtenir six faisceaux collimatés d'un diamètre de 39 mm et d'une puissance individuelle de l'ordre de 9.5 mW. La figure 3.2 représente une photographie où apparaissent l'enceinte du piège magnéto-optique, les bobines produisant le champ quadrupolaire, ainsi que les collimateurs.

D'après le sens du champ magnétique dans notre expérience, nous devons régler les hélicités des faisceaux de la façon présentée sur la figure 3.1 (b). Ainsi, les quatre faisceaux laser positionnés dans le plan de la table optique possèdent une hélicité « droite », ce qui donne lieu à deux paires de faisceaux avec des polarisations circulaires σ^+ et σ^- . Par ailleurs, la non-divergence du champ magnétique imposée par la relation de Maxwell-Thomson $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ contraint l'orientation du champ magnétique à être inversée dans la direction verticale par rapport à la direction horizontale. Par conséquent, les deux faisceaux laser disposés suivant l'axe vertical doivent posséder une hélicité « gauche », qui se traduit par un couple de polarisations circulaires σ^+ et σ^- .

Remarquons finalement que les faisceaux de piégeage possèdent trois composantes de fréquence. Ils sont obtenus à partir d'un faisceau accordé à -24 MHz de la transition cyclante du sodium, qui traverse un modulateur électro-optique donnant naissance à deux bandes latérales décalées en fréquence de ± 1.711 GHz. En présence de la composante porteuse uniquement, les atomes finissent par tomber dans le niveau $|F = 1\rangle$ et le piège magnéto-optique est détruit. En rajoutant une composante de repompage à $+1.711$ GHz, les atomes peuplant le niveau $|F = 1\rangle$ retournent dans le niveau $|F = 2\rangle$ en passant par l'état excité $|F' = 2\rangle$, et interagissent de nouveau avec les faisceaux laser assurant le piégeage.

Avec une telle configuration, nous parvenons quotidiennement à charger des pièges magnéto-optiques contenant près de 10^9 atomes de sodium. Une photographie montrant un nuage confiné est présentée figure 3.3.

3.2.2 Optimisation des paramètres du piège magnéto-optique

Les propriétés du nuage atomique capturé dans le piège magnéto-optique dépendent de nombreux paramètres. Ainsi, les premiers nuages que nous avons piégés étaient composés d'environ 10^7 atomes seulement. Pour optimiser le chargement du piège magnéto-optique, nous avons dans un premier temps fixé les valeurs de tous les paramètres impliqués dans le processus de chargement aux valeurs que nous avons prévues théoriquement. Les paramètres étaient alors balayés un par un en gardant tous les autres constants afin de déterminer l'optimum de chaque paramètre. Nous avons ensuite répété cette procédure jusqu'à ce que les valeurs optimales de tous les paramètres restent inchangées. Les courbes présentées dans cette partie montrent le chargement du piège magnéto-optique en fonction de la valeur d'un paramètre, en ayant fixé tous les autres

1. Modèle *60FC-Q589-4-M200-01* de Schäfter-Kirchhoff



FIGURE 3.3 – Photographie d'un nuage contenant près de 10^9 atomes de sodium capturés dans un piège magnéto-optique. Le nuage est légèrement tourné car le champ magnétique résiduel dans l'enceinte n'est pas compensé.

paramètres à leur valeur optimale.

3.2.2.1 Faisceau ralentisseur

Réglage en fréquence

La figure 3.4 représente le nombre d'atomes chargés dans le piège magnéto-optique en fonction du désaccord du faisceau Zeeman. Nous observons en particulier que la fréquence optimale du faisceau Zeeman se situe à -1885 MHz de la transition cyclante. Par ailleurs, les atomes sortant du ralentisseur Zeeman ne sont plus capturés dans le piège magnéto-optique dès lors que le désaccord du faisceau Zeeman est supérieur à -1900 MHz ou inférieur à -1840 MHz. En vertu de la relation (2.18), ces deux valeurs du désaccord correspondent respectivement à des atomes s'échappant du ralentisseur Zeeman avec des vitesses supérieures à 37 ± 3 m.s $^{-1}$ et inférieures à 2 ± 3 m.s $^{-1}$, en supposant que le champ magnétique en sortie du ralentisseur Zeeman s'élève à 1304 ± 3 G (voir la section 2.2.2.2).

La chute du nombre d'atomes piégés que nous enregistrons pour de grands désaccords du faisceau Zeeman ($|\delta_0| > 1900$ MHz) est liée à la vitesse de capture v_c du piège magnéto-optique, que nous nous proposons d'estimer. Nous supposons que le piège magnéto-optique est idéal, c'est-à-dire que la fraction d'atomes capturés en fonction de leur vitesse est décrite par une fonction de Heaviside centrée sur v_c . Si la vitesse des atomes en sortie du ralentisseur Zeeman était une distribution piquée à une valeur donnée, le nombre d'atomes capturés dans le piège en fonction de la vitesse de sortie du ralentisseur Zeeman devrait être une fonction de Heaviside centrée sur v_c . Cependant, le ralentisseur Zeeman produit un jet avec une certaine dispersion en vitesse longitu-

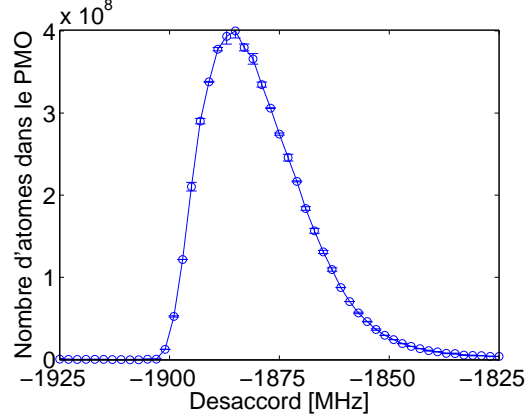


FIGURE 3.4 – Mesure du nombre d’atomes capturés dans le piège magnéto-optique en fonction du désaccord du faisceau Zeeman, dont l’intensité dans la composante σ^- vaut $I^- = 7 I_{\text{sat}}$.

dinale, et le nombre d’atomes capturés dans le piège est alors donné par le produit de convolution entre une fonction de Heaviside et la distribution en vitesse des atomes en sortie du ralentisseur Zeeman. Le profil du nombre d’atomes capturés en fonction de la vitesse des atomes aux abords de la vitesse de capture ne ressemble alors plus à une marche, mais à un profil présentant une décroissance plus douce, telle que celle observée pour les grands désaccords sur la figure 3.4.

Pour obtenir la vitesse de capture du piège, il convient d’estimer la largeur de la distribution de vitesse longitudinale en sortie du ralentisseur Zeeman. Durant le processus de décélération, les atomes absorbent N_{sc} photons, avec $N_{\text{sc}} = (v_0 - v_f)/v_{\text{rec}}$, où v_0 et v_f représentent respectivement les vitesses d’entrée et de sortie du ralentisseur Zeeman (dont les valeurs sont données dans le tableau 2.3), et $v_{\text{rec}} \approx 3 \text{ cm.s}^{-1}$ est la vitesse de recul. L’élargissement en vitesse longitudinal dû à l’émission spontanée est donné par $\Delta v_f = \sqrt{N_{\text{sc}}} v_{\text{rec}}$, et vaut environ 5 m.s^{-1} . Sachant que le piège est vide lorsque la vitesse des atomes vaut $37 \pm 3 \text{ m.s}^{-1}$, nous en déduisons que la vitesse de capture du piège magnéto-optique vaut approximativement $v_c = 32 \pm 3 \text{ m.s}^{-1}$.

Par ailleurs, nous observons aussi une décroissance du nombre d’atomes chargés dans le piège lorsque le désaccord du faisceau Zeeman devient plus faible, c’est-à-dire lorsque la vitesse longitudinale des atomes diminue. Nous interprétons ce comportement comme un effet de divergence du jet atomique, comme nous en avons discuté dans la section 2.1.4.1. Ainsi, plus la composante de vitesse longitudinale des atomes en sortie du ralentisseur Zeeman diminue, plus leur composante de vitesse transverse doit être faible pour qu’ils puissent être capturés.

Réglage en puissance

La figure 3.5 montre le nombre d’atomes chargés dans le piège magnéto-optique en

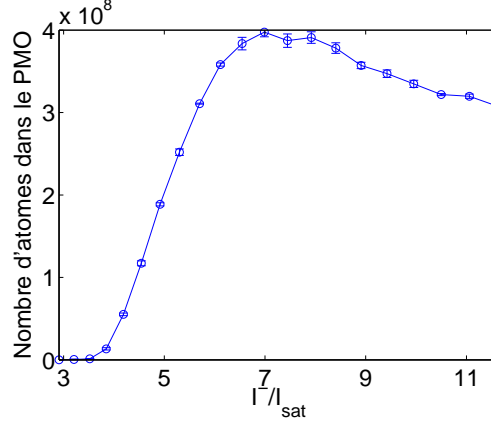


FIGURE 3.5 – Mesures du nombre d’atomes capturés dans le piège magnéto-optique en fonction de la puissance du faisceau Zeeman, pour un désaccord $\delta_0 = -1885$ MHz.

fonction du paramètre de saturation à résonance $s_0 = I^-/I_{\text{sat}}$, où I^- est l’intensité de la composante σ^- du faisceau Zeeman et I_{sat} l’intensité de saturation de la transition atomique. Nous constatons que le chargement du piège magnéto-optique est nul lorsque l’intensité du faisceau est inférieure à $3.5 I_{\text{sat}}$. Dans un tel régime de fonctionnement, les atomes s’échappant du ralentisseur Zeeman se déplacent trop rapidement pour être capturés dans le piège magnéto-optique. En effet, d’après les relations (2.18) et (2.33), la vitesse des atomes en sortie du ralentisseur Zeeman peut s’exprimer en fonction de s_0 sous la forme :

$$v_f = \frac{1}{k} \left[-\sqrt{\frac{1-\eta}{\eta} s_0 - 1} \frac{\Gamma}{2} - \delta_0 - \frac{\mu_B B_f}{\hbar} \right]. \quad (3.14)$$

Ainsi, la vitesse des atomes après le ralentisseur Zeeman est d’autant plus faible que le paramètre de saturation à résonance est grand, et inversement. En prenant un paramètre de sécurité qui vaut $\eta = 0.5$, nous déduisons de la relation (3.14) que la vitesse de sortie des atomes est de l’ordre de 31 ± 3 m.s $^{-1}$ lorsque l’intensité du faisceau Zeeman vaut $3.5 I_{\text{sat}}$. Cette estimation est donc compatible avec la vitesse de capture du piège magnéto-optique que nous avons déterminée dans le paragraphe précédent.

Le nombre d’atomes dans le piège magnéto-optique croît ensuite de façon non-linéaire avec l’intensité laser, jusqu’à ce que celle-ci atteigne une valeur de $7 I_{\text{sat}}$, ce qui correspond à une vitesse de sortie du ralentisseur Zeeman de 28 ± 3 m.s $^{-1}$. Au-delà de cette valeur, le nombre d’atomes capturés dans le piège magnéto-optique décroît progressivement avec l’intensité du faisceau Zeeman. Nous attribuons ce comportement aux effets de pompage optique vers le niveau $|F = 1\rangle$ qui se produisent en amont du ralentisseur Zeeman, comme nous en avons discuté dans la partie 2.3 du chapitre 2. Les simulations numériques des équations de Bloch optiques montrent que le mécanisme de redistribution des populations atomiques dépend fortement de l’intensité du faisceau Zeeman. Ainsi, lorsque l’intensité du laser augmente jusqu’à $7 I_{\text{sat}}$, la compétition entre les processus de ralentissement et de dépompage qui dépendent du nombre de photons

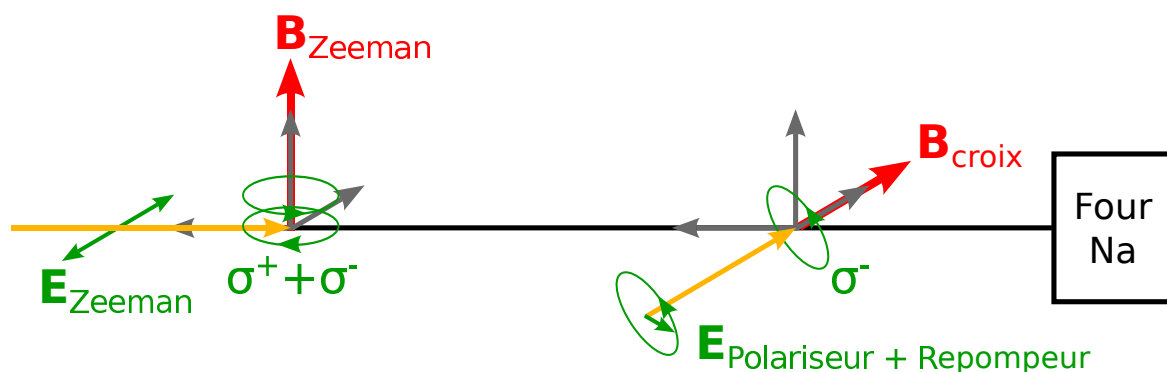


FIGURE 3.6 – Schéma représentant les faisceaux Zeeman et polariseur/repompeur (flèches jaunes), ainsi que les orientations des champs magnétiques en amont du ralentisseur Zeeman et dans le ralentisseur Zeeman (flèches rouges). Enfin, sont représentées en vert les orientations des champs électriques associés à ces faisceaux, ainsi que leur état de polarisation perçu par les atomes.

diffusés joue en faveur d'une augmentation du nombre d'atomes capturés dans le piège. En revanche, une fois que le faisceau Zeeman est suffisamment intense, le processus de ralentissement atteint un état stationnaire et le processus de dépompage continue de s'accroître, ce qui explique la baisse du nombre d'atomes capturés dans le piège magnéto-optique.

Nous travaillons désormais avec un faisceau Zeeman d'une puissance de 34 mW dont le waist est proche de 0.5 cm, ce qui nous place dans un régime de fonctionnement tel que $I^-/I_{\text{sat}} = 7$, qui est optimal dans notre expérience.

Réglage de la polarisation

Nous avons discuté dans la section 2.3.1.1 du réglage optimal de la polarisation du faisceau Zeeman. Du fait de l'orientation transverse du champ magnétique régnant dans le ralentisseur Zeeman, il convient de mettre en place un faisceau laser dont la polarisation est rectiligne et orientée perpendiculairement à la direction du champ magnétique, comme le montre la figure 3.6. Pour cela, nous préparons dans notre montage expérimental un faisceau Zeeman polarisé rectilignement qui traverse une lame $\lambda/2$ avant d'être envoyé en direction du jet atomique.

La figure 3.7 représente le nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique en fonction de l'angle de la lame $\lambda/2$, en choisissant un désaccord du faisceau Zeeman de -1885 MHz et une intensité de $7 I_{\text{sat}}$. Ne sont indiquées que les mesures associées à des angles compris entre 120° et 166° , le profil observé se répétant avec une période de 90° .

Quand l'angle de la lame vaut 143° , la polarisation du faisceau Zeeman est orientée perpendiculairement à la direction du champ magnétique. Les atomes perçoivent donc

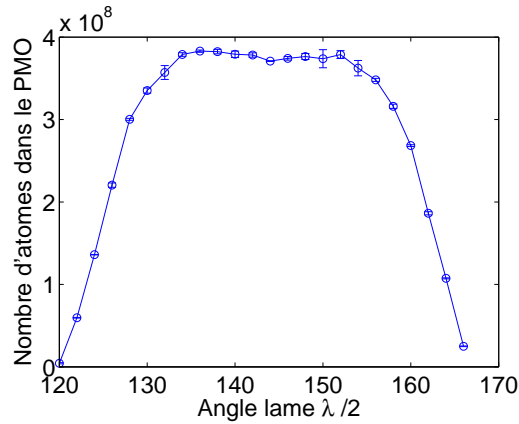


FIGURE 3.7 – Mesures du nombre d’atomes capturés dans le piège magnéto-optique en fonction de la polarisation du faisceau Zeeman, pour un désaccord $\delta_0 = -1885$ MHz, et une intensité de $7 I_{\text{sat}}$.

un faisceau laser de polarisation $\sigma^+ + \sigma^-$, c’est-à-dire ne comportant pas de composante de polarisation π (voir la figure 3.6). Les effets de dépompage vers le niveau $|F = 1\rangle$ dus à cette composante de polarisation sont donc absents, et la puissance dans la composante de polarisation σ^- est maximale, ce qui explique pourquoi nous observons un maximum du nombre d’atomes capturés.

À l’inverse, lorsque l’angle de la lame vaut 188° , la polarisation du faisceau Zeeman est orientée suivant le même axe que le champ magnétique. Les atomes sont donc éclairés par un faisceau contenant une composante de polarisation π importante, qui empêche le ralentissement des atomes. En effet, le profil de champ magnétique donné par l’équation (2.20) n’a pas été conçu pour un ralentissement opérant sur une transition π , ainsi toute la puissance optique portée par cette composante est inutilisable lors de la décélération. Par ailleurs, cette composante de polarisation est responsable du pompage optique des atomes vers l’état noir $|F = 1\rangle$ à partir duquel ils ne peuvent plus être ralentis. Ce réglage de polarisation n’est donc pas adapté au chargement d’un piège magnéto-optique, et explique pourquoi le signal observé est nul.

Remarquons finalement que le réglage de l’angle de la lame $\lambda/2$ n’est pas critique, car les maxima observés présentent un plateau dont la largeur vaut environ 20° . La lame $\lambda/2$ est réglée sur un angle de 143° , qui permet de travailler au milieu d’une zone où le nombre d’atomes chargés dans le piège est maximal.

3.2.2.2 Faisceaux repompeur et polariseur

Nous avons vu dans les sections 2.3.1.2 et 2.3.2.4 que la présence du faisceau Zeeman entraîne une redistribution des populations atomiques vers l’état $|F = 1\rangle$, même lorsque la polarisation du faisceau est réglée de façon optimale. En nous appuyant sur une résolution des équations de Bloch optiques, nous avons montré que la mise en place

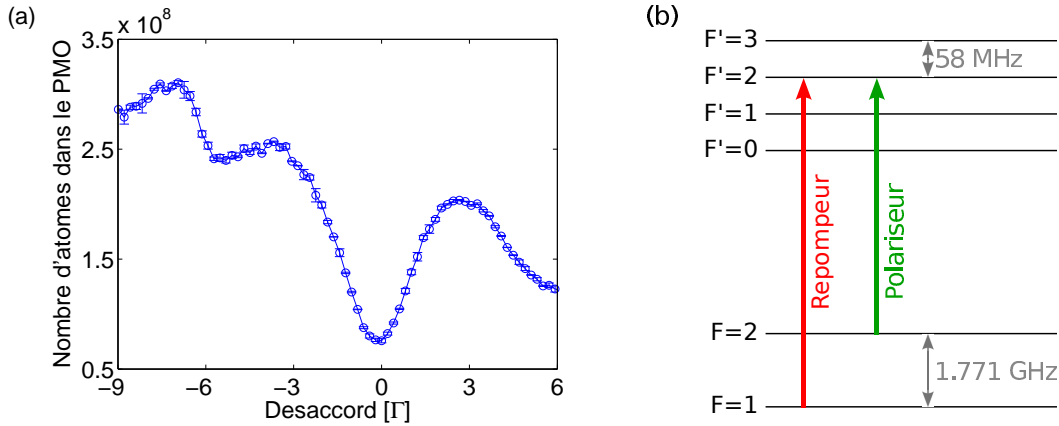


FIGURE 3.8 – (a) Mesure du nombre d’atomes capturés dans le piège magnéto-optique en fonction de la fréquence du faisceau polariseur. (b) Représentation de la structure hyperfine de la raie D₂ du sodium à champ magnétique nul, où figurent les réglages en fréquence des faisceaux polariseur et repompeur après la phase d’optimisation en fréquence.

d’un faisceau polariseur et repompeur polarisé σ^- en amont du ralentisseur Zeeman pouvait réduire cet effet et augmenter significativement le flux d’atomes ralentis (voir la partie 2.3.3 et le schéma 3.6). Nous étudions donc dans cette section l’influence des différents paramètres relatifs aux faisceaux polariseur et repompeur sur le chargement du piège magnéto-optique.

Réglage en fréquence

La figure 3.8 (a) montre la population du piège magnéto-optique en fonction du désaccord du faisceau polariseur par rapport à la transition cyclante entre les états $|F = 2, m_F = -2\rangle$ et $|F' = 3, m_{F'} = -3\rangle$. Le spectre mesuré présente une succession de maxima et de minima locaux lorsque le désaccord est balayé sur quelques Γ autour de la transition cyclante. Nous observons en particulier que le nombre d’atomes capturés dans le piège magnéto-optique chute dramatiquement lorsque la fréquence du faisceau polariseur se trouve exactement à résonance avec la transition cyclante. Ce comportement s’explique par le fait que les atomes absorbent un grand nombre de photons durant leur interaction avec le faisceau polariseur lorsque celui-ci se trouve à résonance (quelques centaines d’après nos simulations numériques). Les faisceaux polariseur et repompeur n’étant pas rétro-réfléchis dans notre montage expérimental, l’absorption de quelques centaines de photons confère une vitesse transverse de quelques mètres par seconde aux atomes du jet, qui ne parviennent donc plus jusqu’à l’enceinte du piège magnéto-optique.

Le nombre d’atomes confinés dans le piège atteint ensuite un premier maximum local lorsque la fréquence du faisceau polariseur se situe approximativement à mi-chemin entre les transitions $|F = 2\rangle$ vers $|F' = 2\rangle$ et $|F = 2\rangle$ vers $|F' = 3\rangle$. Le désaccord op-

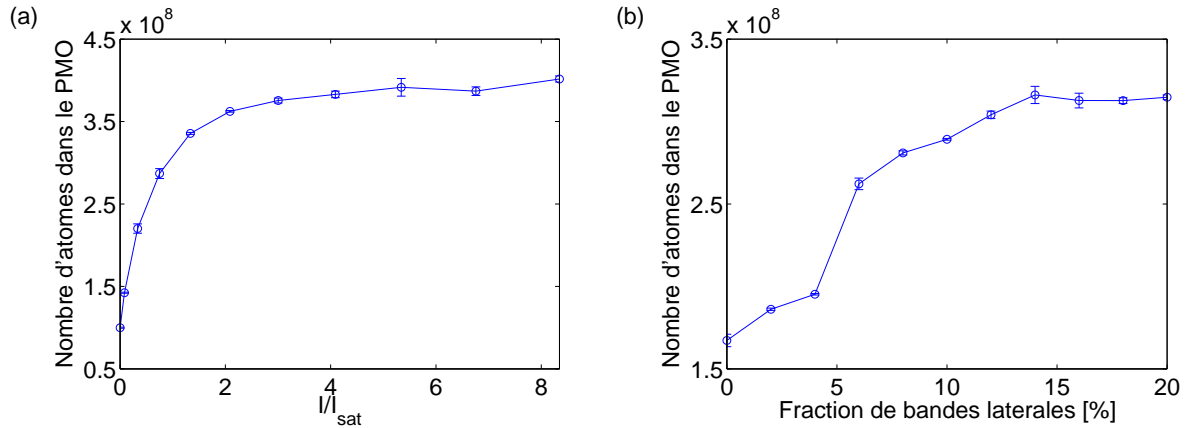


FIGURE 3.9 – Mesures du nombre d’atomes capturés dans le piège magnéto-optique en fonction de la puissance du faisceau polariseur et repompeur (a) et de la fraction de composante de repompage (b).

timal est observé à environ -7Γ de la transition cyclante, ce qui revient à régler la fréquence du polariseur sur la transition entre les états $|F = 2\rangle$ et $|F' = 2\rangle$, comme le montre la figure 3.8 (b). Cependant, l’écart observé est supérieur aux -6Γ attendus en considérant la structure atomique du sodium, car nous produisons un champ magnétique directeur de quelques gauss pour que les faisceaux polariseur et repompeur aient une polarisation σ^- bien définie, ce qui décale les positions des résonances atomiques. Ces mesures nous permettent néanmoins d’estimer que l’amplitude du champ magnétique directeur vaut environ 11 G, ce qui est tout à fait raisonnable compte tenu de la géométrie de la bobine utilisée pour produire le champ, ainsi que de l’amplitude du courant qui la traverse.

Par ailleurs, la composante de repompage est réglée sur la transition entre les états $|F = 1\rangle$ et $|F' = 2\rangle$, c’est-à-dire qu’elle est décalée de $+1.771$ GHz par rapport au faisceau polariseur (voir figure 3.8 (b)).

Réglage en puissance

La figure 3.9 (a) représente l’évolution du nombre d’atomes dans le piège magnéto-optique en fonction de l’intensité du faisceau repompeur et polariseur. En l’absence de ce faisceau, c’est-à-dire pour une intensité nulle, le piège magnéto-optique contient approximativement 10^8 atomes, qui ont échappé au processus de dépompage induit par la présence du faisceau Zeeman. En augmentant progressivement la puissance du faisceau repompeur et polariseur, une fraction significative des atomes sont repompés et polarisés dans le sous-niveau Zeeman $|F = 2, m_F = -2\rangle$ et sont décélérés dans le ralentisseur Zeeman (voir la partie 2.3.3). Ainsi, nous constatons une augmentation du nombre d’atomes capturés dans le piège magnéto-optique, jusqu’à observer une saturation lorsque le paramètre de saturation est de l’ordre de quelques unités.

Dans le régime de fonctionnement actuel, le faisceau repompeur et polariseur possède un waist d'environ 0.5 cm pour une puissance de 20 mW, ce qui correspond à un paramètre de saturation de l'ordre de 8.3.

Fraction de repompeur

Nous avons présenté dans la partie 1.1.4.1 le montage optique permettant de produire le faisceau repompeur et polariseur. En particulier, la composante de repompage est obtenue en envoyant le faisceau polariseur dans un modulateur électro-optique, qui crée deux bandes latérales décalées en fréquence de ± 1.771 GHz par rapport à la composante principale.

La figure 3.9 (b) montre la mesure du nombre d'atomes piégés en fonction de la fraction de bandes latérales dans le faisceau repompeur et polariseur. Nous observons que le nombre d'atomes capturés dans le piège magnéto-optique passe de 1.6×10^8 à 3.2×10^8 lorsque l'amplitude des bandes latérales est variée entre 0 % et 15 %. Au-delà de 15 % de puissance dans les bandes latérales, le nombre d'atomes capturés dans le piège magnéto-optique sature et cesse de croître.

Notons par ailleurs que le comportement observé sur la figure 3.9 (b) résulte d'une combinaison de deux effets. Le faisceau repompeur et polariseur étant produit à partir d'un modulateur électro-optique, il n'est pas possible de modifier la puissance dans les bandes latérales sans modifier la puissance dans la porteuse. Ainsi, le nombre d'atomes capturés dans le piège magnéto-optique évolue avec la fraction de bandes latérales d'une part car la puissance dans les bandes latérales augmente, et d'autre part car la puissance dans le faisceau polariseur diminue.

3.2.2.3 Faisceaux de piégeage

Fréquence de la composante de piégeage

La figure 3.10 (a) montre le chargement du piège magnéto-optique en fonction de la fréquence des faisceaux de piégeage. Lorsque le désaccord δ_m des faisceaux vérifie $|\delta_m| > 2.75\Gamma$, la force appliquée aux atomes par l'ensemble des six faisceaux laser n'est pas suffisamment importante pour assurer leur capture. Nous observons ensuite une brusque augmentation du nombre d'atomes entre 0 et 4×10^8 lorsque le désaccord des faisceaux de piégeage passe de -2.75Γ à -2.5Γ , qui correspond dans notre expérience au réglage optimal en fréquence. En continuant de diminuer le désaccord jusqu'à -1.6Γ , le nombre d'atomes capturés dans le piège magnéto-optique diminue mollement.

Fréquence de la composante de repompage

L'évolution du nombre d'atomes capturés dans le piège en fonction du désaccord des bandes latérales dans les faisceaux de piégeage est présentée figure 3.10 (b). Un maximum est atteint lorsque la fréquence du signal radiofréquence envoyé au modula-

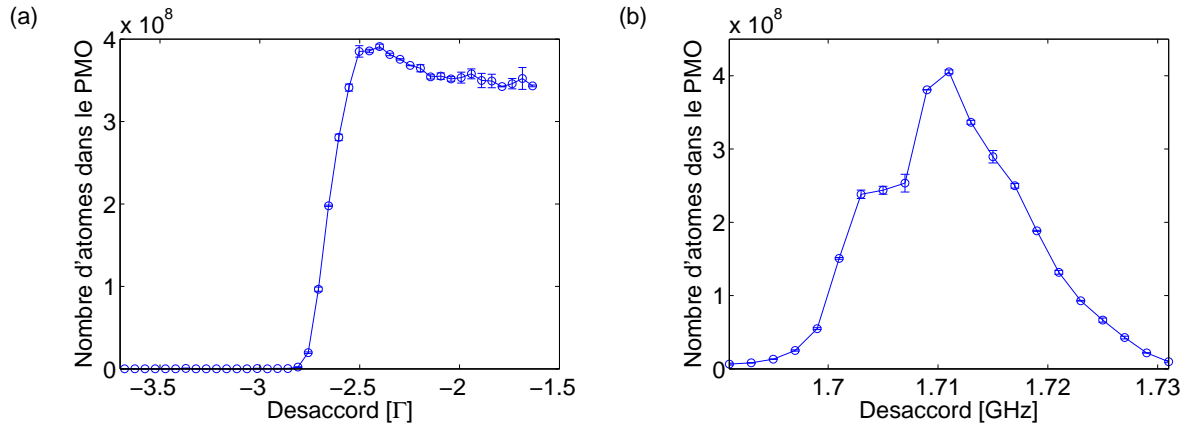


FIGURE 3.10 – Mesures du nombre d’atomes dans le piège magnéto-optique en fonction du désaccord des faisceaux de piégeage (a), et du désaccord des bandes latérales (b).

teur électro-optique vaut 1.711 GHz, ce qui est compatible avec la fréquence prédite par la structure atomique du sodium (voir figure 1.1). Lorsque cette fréquence est balayée sur ± 10 MHz autour de sa valeur optimale, nous constatons que le nombre d’atomes chargés dans le piège diminue approximativement de moitié. Au-delà de ± 20 MHz de la fréquence centrale, le piège magnéto-optique ne contient plus d’atomes.

Le comportement observé est lié au fonctionnement du modulateur électro-optique. En effet, nous réglons par avance la fréquence centrale des bandes latérales en serrant ou desserrant une vis de dispositif, puis un signal radiofréquence de fréquence ajustable est envoyé au modulateur électro-optique. Cependant, le modulateur électro-optique peut se représenter électriquement comme un circuit résonant LC, dont la bande passante n’est que de 7.6 MHz d’après les spécifications du constructeur. Ainsi, lorsque nous balayons la fréquence du signal radiofréquence autour de sa fréquence centrale, la fraction de bandes latérales diminue significativement jusqu’à ± 7.6 MHz d’écart à la fréquence centrale, puis continue de décroître jusqu’à devenir nulle pour des écarts plus importants. Cette caractéristique du modulateur électro-optique est compatible avec les observations faites sur la figure 3.10 (b), et explique pourquoi le nombre d’atomes capturés dans le piège magnéto-optique dépend si fortement de la fréquence des bandes latérales.

Puissance de la composante de piégeage

La relation (3.3) montre que la force totale appliquée sur les atomes dépend de l’intensité des faisceaux de piégeage au travers des coefficients α et κ . Nous avons donc effectué une mesure de la population du piège magnéto-optique en fonction de la puissance des faisceaux de piégeage, qui est présentée figure 3.11 (a). Quand l’intensité des faisceaux est trop faible, c’est-à-dire lorsqu’elle est inférieure à $0.05 I_{\text{sat}}$, la force exercée par les six faisceaux du piège magnéto-optique n’est pas suffisante pour confiner les atomes. Le nombre d’atomes capturés dans le piège croît ensuite non-linéairement avec

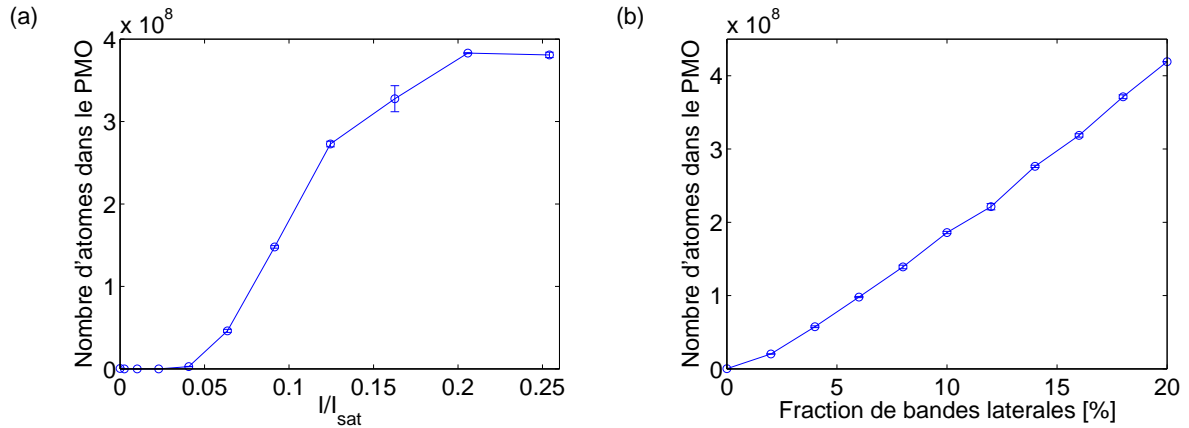


FIGURE 3.11 – Mesures du nombre d’atomes dans le piège magnéto-optique en fonction de l’intensité des faisceaux de piégeage (a), ainsi que de la fraction de bandes latérales dans les faisceaux de piégeage (b).

l’intensité des faisceaux laser, jusqu’à atteindre une valeur proche de 4×10^8 pour une intensité de $0.20 I_{\text{sat}}$. Nous constatons par ailleurs que la population du piège magnéto-optique reste constante lorsque l’intensité des faisceaux dépasse cette valeur de $0.20 I_{\text{sat}}$.

Dans les conditions expérimentales actuelles, les faisceaux du piège magnéto-optique font un diamètre de 39 mm pour une puissance de 9.5 mW par faisceau. L’intensité des faisceaux est proche de $0.25 I_{\text{sat}}$, ce qui nous place dans un régime de fonctionnement où le chargement du piège n’est pas limité par la puissance des faisceaux de piégeage.

Puissance de la composante de repompage

Le piégeage magnéto-optique n’est efficace que si les six faisceaux laser possèdent deux composantes de fréquence, l’une assurant le piégeage des atomes se trouvant dans l’état $|F = 2, m_F = -2\rangle$, et l’autre assurant leur repompage depuis l’état hyperfin $|F = 1\rangle$. La figure 3.11 (b) représente l’évolution du nombre d’atomes piégés en fonction de la fraction de bandes latérales dans les faisceaux de piégeage. Le piège est totalement vide en l’absence de bandes latérales, puis il se charge en présentant une dépendance approximativement linéaire avec la puissance dans les bandes latérales. Par ailleurs, nous n’observons pas d’effet de saturation lorsque la fraction de bandes latérales atteint son maximum (20 %), ce qui suggère que la puissance dont nous disposons dans la composante de repompage est encore insuffisante. Cependant, nous sommes limités par les capacités du modulateur électro-optique, et il faudrait augmenter la puissance totale des faisceaux de piégeage pour augmenter la puissance dans les bandes latérales.

3.3 Propriétés du nuage

3.3.1 Mesure de température par temps de vol

3.3.1.1 Principe de la mesure par temps de vol

La température des atomes contenus dans le piège magnéto-optique peut être déterminée en procédant à une mesure par temps de vol. Cette technique consiste à couper brusquement le piège magnéto-optique (le champ magnétique et les faisceaux de piégeage) puis à mesurer la taille du nuage à différents instants au cours de son expansion balistique.

Considérons un nuage atomique confiné dans un piège magnéto-optique. À l'équilibre thermodynamique, le nuage est caractérisé par une température T , et la vitesse des atomes est imposée par la distribution de Maxwell-Boltzmann. En supposant que le piège est relâché à l'instant $t = 0$, la position $r(t)$ d'un atome après un temps de vol t est donnée par :

$$r(t) = r_0 + v_0 t, \quad (3.15)$$

où r_0 et v_0 représentent la position et la vitesse de l'atome à l'instant initial.

La largeur du nuage à l'instant t est définie comme la variance en position des atomes, qui vaut $\sigma_r(t)^2 = \langle r(t)^2 \rangle - \langle r(t) \rangle^2$, où la notation « $\langle \ \rangle$ » indique une moyenne d'ensemble. En vertu de la relation (3.15), la variance en position s'écrit :

$$\sigma_r(t)^2 = (\langle r_0^2 \rangle - \langle r_0 \rangle^2) + 2(\langle r_0 v_0 \rangle - \langle r_0 \rangle \langle v_0 \rangle) t + (\langle v_0^2 \rangle - \langle v_0 \rangle^2) t^2. \quad (3.16)$$

Les variables de position et de vitesse n'étant pas corrélées à l'instant initial, le second terme du membre de droite de l'expression (3.16) s'annule. Il vient alors :

$$\sigma_r(t)^2 = \sigma_r(0)^2 + \sigma_v(0)^2 t^2, \quad (3.17)$$

où $\sigma_r(0)^2$ et $\sigma_v(0)^2$ représentent respectivement les variances en position et en vitesse initiales des atomes. Le nuage étant décrit par la distribution de Maxwell-Boltzmann à l'instant du relâchement du piège, l'écart-type en vitesse $\sigma_v(0)$ vaut $\sqrt{k_B T / m}$, où k_B est la constante de Boltzmann et m la masse atomique. La relation (3.17) devient alors :

$$\sigma_r(t)^2 = \sigma_r(0)^2 + \frac{k_B T}{m} t^2. \quad (3.18)$$

La relation (3.18) montre donc que la taille du nuage atomique au cours de son expansion balistique est directement reliée à sa température, ce qui permet de remonter à la valeur de cette dernière.

3.3.1.2 Mesure expérimentale de la température

Dans notre séquence expérimentale, nous libérons le nuage à un instant initial $t = 0$, puis nous prenons des images par absorption toutes les millisecondes entre l'instant

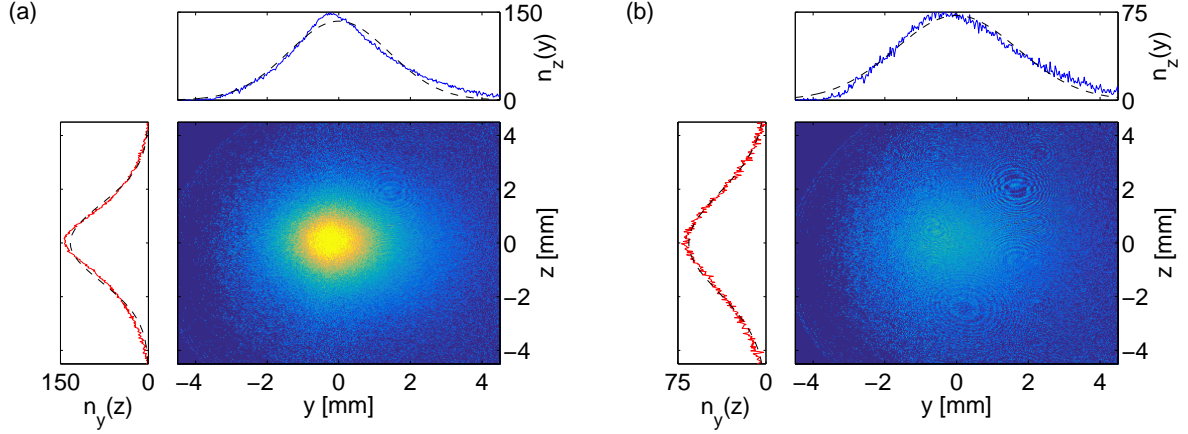


FIGURE 3.12 – Images par absorption du nuage 5 ms après l’extinction du piège magnéto-optique en (a), et 8 ms après l’extinction du piège en (b). L’échelle verticale des profils intégrés $n_z(y)$ et $n_y(z)$ est indiquée en milliers d’atomes. Les courbes pointillées noires représentent les ajustements gaussiens.

$t = 4$ ms et l’instant $t = 9$ ms. Les images ainsi acquises témoignent de l’expansion du nuage, comme le montrent les figures 3.12 (a) et (b) qui représentent le nuage aux instants $t = 5$ ms et $t = 8$ ms après extinction du piège.

Afin d’obtenir la température des atomes, il convient dans un premier temps d’estimer la taille du nuage. Pour cela, nous calculons les profils intégrés du nuage $n_y(z)$ et $n_z(y)$ suivant deux directions notées y et z , qui correspondent respectivement à l’axe du ralentisseur Zeeman et à la direction de la gravité. Ces densités intégrées sont ensuite ajustées par des profils gaussiens dont les largeurs définissent la taille du nuage dans l’une ou l’autre des directions.

La température du nuage s’obtient alors en représentant les variances ainsi obtenues en fonction du carré du temps de vol, comme le montre la figure 3.13. En vertu de la relation (3.18), nous ajustons ces données expérimentales par un profil de la forme $\sigma_{\text{mes}}^2 + k_B T_{\text{mes}} t^2 / m$, où σ_{mes} et T_{mes} sont les deux paramètres de l’ajustement. Nous mesurons ainsi une température de $70 \pm 7 \mu\text{K}$ suivant la direction horizontale, et une température de $101 \pm 10 \mu\text{K}$ selon la verticale, où les incertitudes sont estimées à partir des résidus des ajustements.

Ces deux estimations de température sont en très bon accord qualitatif, bien que la température horizontale soit probablement sous-estimée car le profil intégré suivant la verticale dévie plus d’un profil gaussien que le profil intégré selon la direction horizontale. Notons par ailleurs que les températures mesurées par temps de vol sont environ 2.5 fois plus faibles que la température Doppler $T_D = 235 \mu\text{K}$ déterminée dans la partie 3.1.2.1. Cette différence s’explique par le fait que des mécanismes de refroidissement sub-Doppler (refroidissement Sisyphes [155, 156]) ont lieu dans le piège magnéto-optique, ce qui permet d’abaisser la température du nuage sous la limite Doppler [157].

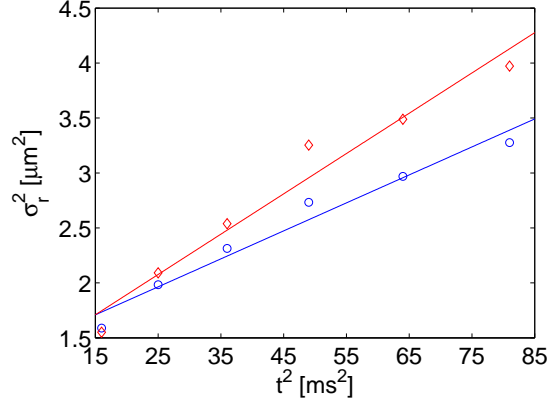


FIGURE 3.13 – Représentation de la variance en position du nuage suivant les directions verticale (losanges rouges) et horizontale (ronds bleus) en fonction du carré du temps de vol. Les deux courbes en traits pleins correspondent à des ajustements par des profils du type $\sigma_r(t)^2 = \sigma_{\text{mes}}^2 + k_B T_{\text{mes}} t^2 / m$.

3.3.2 Chargement et durée de vie des atomes dans le piège magnéto-optique

3.3.2.1 Évolution temporelle du nombre d'atomes dans le piège

Le nombre d'atomes capturés dans un piège magnéto-optique est le résultat d'une compétition entre les processus de pertes se produisant au sein du piège qui tendent à en diminuer la population, et le flux d'atomes lents provenant du ralentisseur Zeeman qui tend à l'augmenter. En toute généralité, l'équation différentielle régissant l'évolution du nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique s'écrit [158] :

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - \gamma N(t) - \beta \int n(r, t)^2 d^3r, \quad (3.19)$$

où N et $n(r, t)$ désignent respectivement le nombre d'atomes et la densité atomique du piège. Le premier terme du membre de droite représente le taux de chargement du piège que nous supposons constant. Le second terme correspond aux pertes à un corps dues aux collisions entre les atomes du piège et les molécules du gaz résiduel. Ce processus est caractérisé par un taux de pertes γ et dépend en particulier de la densité du gaz résiduel. Enfin, le dernier terme de l'équation (3.19) représente les pertes à deux corps qui correspondent aux collisions assistées par la lumière entre les atomes contenus dans le piège. Ce mécanisme collisionnel, qui est caractérisé par un taux de pertes β , joue un rôle important lorsque la densité atomique dans le piège devient suffisamment grande, ce qui explique la variation avec le carré de la densité atomique.

Le calcul de l'intégrale apparaissant dans la relation (3.19) est de façon générale délicat. Néanmoins, des approximations peuvent être effectuées sur la forme de la densité atomique dans certains régimes, en particulier à faible et haute densité, ce qui permet de déterminer une solution analytique de l'équation (3.19). Dans la section suivante,

nous discutons de l'approximation de haute densité qui est valable dans les expériences de chargement et de durée de vie du piège magnéto-optique que nous présentons dans les sections 3.3.2.3 et 3.3.2.4.

3.3.2.2 Approximation de la densité constante

Walker *et al.* [159] ont observé que la densité atomique dans un piège magnéto-optique devenait constante lorsque le nombre d'atomes capturés était suffisamment grand, c'est-à-dire qu'une augmentation du nombre d'atomes s'accompagne nécessairement d'une augmentation du volume du nuage. Ce comportement s'explique par le phénomène de réabsorption de photons dont nous avons discuté dans la partie 3.1.2.2. Lorsque le nombre d'atomes piégés devient important, les absorptions multiples de photons se traduisent par une force répulsive analogue à la force de Coulomb, qui tend à rendre la densité atomique constante.

Déterminons le nombre d'atomes nécessaires pour que la réabsorption de photons commence à limiter la densité atomique dans le piège. Pour simplifier, nous supposons que le nuage atomique est constitué de N atomes capturés dans un piège harmonique isotrope. À l'équilibre thermodynamique, les atomes sont confinés dans une sphère dont le rayon à $1/\sqrt{e}$ est donné par le théorème du Viriel :

$$\sigma = \sqrt{\frac{k_B T}{\kappa}}, \quad (3.20)$$

où T est la température du nuage, k_B est la constante de Boltzmann, et κ représente la constante de raideur du piège, dont l'expression est donnée par la relation (3.4).

Il convient de comparer ce rayon avec le rayon minimal au-delà duquel la densité atomique dans le piège devient constante. Dans ce régime, la densité n_0 vérifie :

$$n_0 = \frac{N}{V}, \quad (3.21)$$

où V est le volume du piège, c'est-à-dire $V = 4\pi r^3/3$, en notant r le rayon du nuage. En combinant les relations (3.20) et (3.21), il vient :

$$N_{\min} = \frac{4\pi n_0}{3} \left(\frac{k_B T}{\beta} \right)^{3/2}. \quad (3.22)$$

Estimons ce nombre d'atomes dans nos conditions expérimentales. Le désaccord des faisceaux vaut $\delta = -2.5\Gamma$, leur paramètre de saturation à résonance $s_0 = 0.2$, le gradient de champ magnétique $b = 0.1 \text{ T.m}^{-1}$, et la température du nuage est d'environ $100 \mu\text{K}$. L'application numérique de la relation (3.22) donne $N_{\min} \approx 2000$.

Nous verrons dans les deux parties suivantes que le nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique sera toujours bien supérieur à quelques milliers. Nous pouvons donc

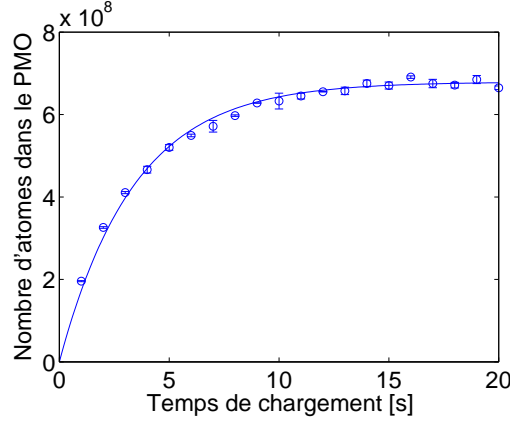


FIGURE 3.14 – Mesures de chargement du piège magnéto-optique. Les barres d’erreur sur les mesures représentent l’écart-type statistique calculé à partir de deux répétitions. La courbe en trait plein correspond à un ajustement des données expérimentales par le profil donné en équation (3.24).

supposer que la densité atomique est constante, ce qui permet de simplifier grandement l’équation différentielle (3.19), qui s’écrit alors :

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - (\gamma + \beta n_0)N(t), \quad (3.23)$$

où n_0 désigne la densité atomique dans le régime des grands nombres d’atomes.

3.3.2.3 Chargement du piège magnéto-optique

Les mesures de chargement d’un piège magnéto-optique consistent à mesurer la population atomique dans le piège au cours du temps, comme le montre la figure 3.14. Le piège se charge progressivement jusqu’à ce que le nombre d’atomes atteigne une valeur limite proche de 7×10^8 atomes au bout d’environ 15 s. Par ailleurs, la population atomique dépasse au bout de quelques millisecondes seulement la valeur N_{\min} déterminée à partir de la relation (3.22). Ainsi, l’approximation de la densité constante est tout à fait valable pour décrire l’expérience de chargement du piège magnéto-optique, et l’évolution temporelle du nombre d’atomes piégés est décrite par l’équation différentielle (3.23). En prenant comme condition initiale $N(0) = 0$, la solution de cette dernière s’écrit :

$$N(t) = \frac{R}{(\gamma + \beta n_0)} (1 - \exp[-(\gamma + \beta n_0)t]) . \quad (3.24)$$

Nous observons sur la figure 3.14 que cette loi d’évolution décrit fidèlement les mesures expérimentales. Lorsque le temps de chargement du piège est faible, le nombre d’atomes capturés est directement proportionnel au taux de chargement R , qui vaut environ 2.0×10^8 atomes/s. Par ailleurs, un ajustement des données par le profil donné en équation (3.24) conduit au résultat $(\gamma + \beta n_0) \approx 0.29$, c’est-à-dire que le temps de chargement du piège magnéto-optique vaut $\tau_c = (\gamma + \beta n_0)^{-1} \approx 3.4$ s.

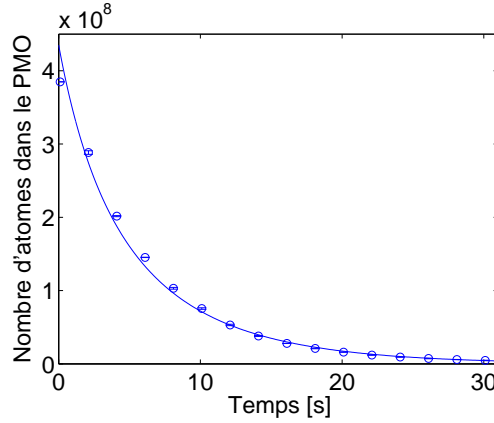


FIGURE 3.15 – Mesures de durée de vie des atomes confinés dans le piège magnéto-optique. Les barres d’erreur, qui sont plus petites que les points repérant les mesures expérimentales, correspondent à l’écart-type calculé à partir de deux répétitions de chaque mesure. La courbe en trait plein représente quant à elle un ajustement numérique des données par une exponentielle décroissante.

3.3.2.4 Durée de vie

La mesure de durée de vie des atomes consiste à charger le piège magnéto-optique, puis à annuler le taux de chargement R (en bloquant le jet atomique par exemple) à un instant que nous noterons $t = 0$. Le piège se vide alors progressivement, et la mesure du nombre d’atomes piégés au cours du temps permet de déterminer la durée de vie des atomes. En effet, dans ce régime de fonctionnement l’équation (3.23) admet pour solution :

$$N(t) = N_0 \exp[-(\gamma + \beta n_0)t], \quad (3.25)$$

où N_0 désigne le nombre d’atomes dans le piège au moment de l’annulation du taux de chargement. La population du piège diminue donc exponentiellement avec un taux de décroissance $(\gamma + \beta n_0)$.

La figure 3.15 représente l’évolution du nombre d’atomes dans le piège magnéto-optique en fonction du temps après le blocage mécanique du jet atomique. Les données expérimentales sont ajustées avec le profil donné par l’équation (3.25), et nous trouvons alors que les paramètres γ , β et n_0 vérifient $(\gamma + \beta n_0) \approx 0.16$. De cet ajustement, nous pouvons extraire le temps de vie des atomes, qui vaut $\tau_v = (\gamma + \beta n_0)^{-1} \approx 6.1$ s.

Les mesures par chargement du piège conduisent au résultat $(\gamma + \beta n_0) \approx 0.29$, tandis que les mesures par durée de vie mènent au résultat $(\gamma + \beta n_0) \approx 0.16$. Le taux de pertes estimé à partir des mesures par chargement du piège est donc près de deux fois plus important que celui déduit des mesures par durée de vie. Pour interpréter cette différence, rappelons que lors du chargement du piège magnéto-optique, le nuage est soumis en continu à un flux incident d’atomes provenant du ralentisseur Zeeman. Or, nous avons montré qu’environ 2×10^8 atomes étaient capturés dans le piège magnéto-

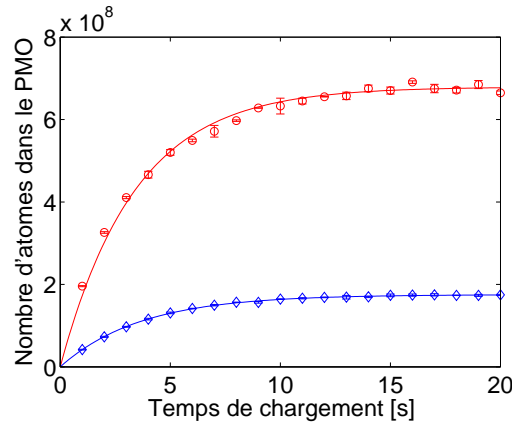


FIGURE 3.16 – Mesures de chargement du piège magnéto-optique en l’absence (losanges bleus), puis en présence (ronds rouges) des faisceaux polariseur et repompeur en amont du ralentisseur Zeeman. Les barres d’erreur correspondent à l’écart-type estimé à partir d’un échantillon de 2 répétitions par mesure.

optique par seconde, tandis que le flux total d’atomes parvenant dans l’enceinte du piège magnéto-optique s’élève à quelques 10^{10} atomes par secondes d’après des considérations purement géométriques. Ainsi, la majeure partie des atomes du jet incident ne sont pas capturés et peuvent entraîner des pertes à un corps par collision avec les atomes capturés dans le piège. En revanche, le jet atomique est bloqué en sortie de four par un obturateur mécanique dans les mesures de durée de vie, ce qui permet de supprimer les pertes liées aux collisions entre les atomes non ralentis du jet et les atomes confinés dans le piège magnéto-optique.

3.3.2.5 Influence des faisceaux polariseur et repompeur

Dans la partie 2.3.3 du chapitre précédent, nous avons montré que la mise en place des faisceaux polariseur et repompeur en amont du ralentisseur Zeeman permettait de protéger la population atomique de l’état $|F = 2\rangle$ du dépompage induit par le faisceau Zeeman. Cependant, l’effet de ces faisceaux a été observé sur des signaux de fluorescence, dont l’interprétation quantitative est délicate.

Pour rendre compte de l’effet bénéfique des faisceaux polariseur et repompeur, nous avons réalisé l’expérience de chargement du piège magnéto-optique en l’absence, puis en présence de ces deux faisceaux, comme le montre la figure 3.16. Dans les deux situations, les mesures expérimentales sont bien décrites par le modèle donné par la relation (3.24). En ajustant les profils aux données, nous trouvons dans les deux cas que les taux de pertes $(\gamma + \beta n_0)$ sont proches de 0.3, tandis que les taux de chargement sont assez différents. En l’absence des faisceaux polariseur et repompeur, le taux de chargement vaut $R \approx 4.8 \times 10^7$ atomes/s, tandis qu’il vaut $R_{\text{RP}} \approx 2.0 \times 10^8$ atomes/s en présence des deux faisceaux. Le flux d’atomes décélérés dans le ralentisseur Zeeman est donc approximativement 4.2 fois plus important en présence des faisceaux polariseur

et repompeur qu'en leur absence.

Ce résultat expérimental peut être comparé aux résolutions numériques des équations de Bloch optiques. Le piège magnéto-optique se remplissant uniquement avec les atomes lents, il s'agit de déterminer la fraction atomique occupant le sous-niveau $|F = 2, m_F = -2\rangle$ à l'entrée du ralentisseur Zeeman avec ou sans les faisceaux polariseur et repompeur. En supposant que les seuls atomes décélérés dans le ralentisseur Zeeman sont ceux dont la vitesse en sortie du four est comprise entre 28 m.s^{-1} et 836 m.s^{-1} (voir le tableau 2.3 de la partie 2.2.2.3), l'application de la relation (2.68) permet d'estimer à environ 52.5 % la fraction atomique dans le bon sous-niveau Zeeman en présence des deux faisceaux, tandis qu'elle s'élève à seulement 7.5 % en leur absence. Ainsi, nous devrions observer un flux atomique près de 7 fois plus important lorsque les faisceaux polariseur et repompeur protègent la population du sous-niveau $|F = 2, m_F = -2\rangle$.

Nous avons deux hypothèses pour expliquer l'écart entre le facteur 7 prédit par les simulations numériques, et le facteur 4.2 provenant des mesures expérimentales. Tout d'abord, nous ne sommes pas certains de polariser et de repomper correctement les atomes en amont du ralentisseur Zeeman (voir la conclusion du chapitre 2). Par ailleurs, nous avons supposé que les atomes ne subissaient pas de dépompage dans le ralentisseur Zeeman, ce qui pourrait s'avérer inexact.

Néanmoins, la mesure du flux d'atomes lents représente un excellent critère pour estimer l'effet des faisceaux polariseur et repompeur. Les mesures présentées sur la figure 3.16 montrent que ces deux faisceaux contribuent de façon significative à l'amélioration des performances du piège magnéto-optique, à la fois en terme de taux de chargement et de nombre d'atomes capturés.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le principe de fonctionnement d'un piège magnéto-optique, puis discuté de sa mise en œuvre expérimentale.

Dans un premier temps, nous sommes parvenus à capturer des nuages contenant environ 10^7 atomes à partir de la seule vapeur atomique s'échappant du four. En optimisant les paramètres du faisceau Zeeman, des faisceaux de piégeage, et des faisceaux polariseur et repompeur, nous sommes désormais capables de produire des nuages contenant environ 7×10^8 atomes de sodium à une température proche de $100 \mu\text{K}$, avec une densité atomique moyenne de l'ordre de 1.5×10^9 atomes/cm³.

En régime de fonctionnement quotidien, le ralentisseur Zeeman produit un flux d'atomes lents de l'ordre de 2×10^8 atomes/s, qui nous permet de charger le piège magnéto-optique en 3 secondes. La production de condensats avec un fort taux de répétition nécessitera probablement d'augmenter le flux d'atomes lents afin de réduire le

temps de chargement du piège. Pour cela, il faudra améliorer le montage des faisceaux polariseur et repompeur dans le but de mieux préparer les atomes en amont du ralentisseur Zeeman. De plus, il y a toujours la possibilité d'augmenter la température du four de sodium pour obtenir un flux d'atomes plus important.

Par ailleurs, toutes les mesures réalisées sur le piège magnéto-optique sous-estiment le nombre d'atomes du fait que le faisceau sonde utilisé pour effectuer l'imagerie par absorption est entièrement absorbé, même lorsque le piège est faiblement chargé. Pour déterminer de façon plus précise les paramètres du piège magnéto-optique (nombre d'atomes, densité, taux de chargement, ...), nous envisageons de mettre en place un système d'imagerie par absorption dans le régime saturant [160].

Pour des questions de qualité du vide et de taux de répétition de l'expérience, nous avons conçu notre enceinte expérimentale de sorte que le piégeage magnéto-optique se déroule dans une première enceinte, tandis que l'étape de condensation s'effectue dans une seconde enceinte placée quelques dizaines de centimètres plus loin. Le transport des atomes depuis le piège magnéto-optique vers l'enceinte finale constituera l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 4

Transport magnétique d'un nuage d'atomes froids

Introduction

Lors de la réalisation des premiers condensats de Bose-Einstein, les phases de préparation des atomes (refroidissement laser, piégeage magnétique, refroidissement par évaporation) et d'études expérimentales étaient réalisées au sein d'une unique chambre de l'enceinte à vide [16, 17, 161]. Cependant, la qualité du vide peut être limitée avec une telle configuration et l'encombrement autour de l'enceinte à vide réduit fortement les accès optiques, ce qui a motivé le développement de dispositifs impliquant deux à trois chambres à vide distinctes. Ce type de montage permet par ailleurs de préparer un ensemble atomique dans la première chambre, tandis qu'un second ensemble d'atomes est étudié dans la deuxième chambre, ce qui réduit considérablement la durée d'exécution d'une séquence expérimentale.

En séparant le lieu de préparation des atomes de leur lieu d'étude, il devient nécessaire de mettre au point des techniques permettant de transporter les atomes entre les deux enceintes. Dès 2001, Gustavson *et al.* [162] ont développé un dispositif reposant sur l'utilisation d'une pince optique pour déplacer des atomes condensés sur une distance de 44 cm. La même année, le groupe de D. Meschede [163, 164] charge des atomes dans un réseau optique qui est ensuite mis en mouvement, ce qui permet de transporter les atomes sur des distances typiques de l'ordre du centimètre. Cependant, ces schémas de transport reposant sur des méthodes optiques ne sont pas adaptés au transport d'atomes « chauds » provenant du piège magnéto-optique car les volumes de capture sont faibles, et les pièges peu profonds.

En parallèle des méthodes « tout optiques » ont été développées des techniques basées sur la mise en mouvement d'un piège magnétique. En 2001, Hänsel *et al.* [165] sont parvenus à déplacer des atomes refroidis sur quelques millimètres en jouant sur les cou-

rants parcourant des fils d'or déposés à la surface d'un substrat. De même, Greiner *et al.* [166] ont transporté des atomes confinés par un piège magnétique sur 33 cm à l'aide d'un dispositif constitué d'une succession de bobines dans lesquelles circulent des courants astucieusement choisis, permettant le déplacement progressif du centre du piège magnétique. Cette technique, reprise par la suite dans différents groupes [145, 167, 168], assure en particulier le transport d'atomes chauds sur des distances arbitrairement grandes, limitées seulement par la durée de vie des atomes dans le piège. Néanmoins, le dispositif expérimental de transport est encombrant, et nécessite la mise en place d'un système de contrôle électronique des courants.

Une seconde méthode initialement proposée en 2003 par Lewandowski *et al.* [169] consiste à produire le piège magnétique avec une paire de bobines montée sur une platine de translation mécanique motorisée. En translatant la paire de bobines, le piège magnétique se déplace et emporte ainsi le nuage atomique dans son mouvement. La simplicité du dispositif a conduit plusieurs équipes à reprendre ce procédé [170–172], qui présente cependant les inconvénients de produire des vibrations mécaniques, et d'être encombrant.

Durant la conception de l'expérience, nous avons opté pour la méthode de transport reposant sur l'utilisation d'une succession de paires de bobines. Bien que cette technique soit plus complexe que celle basée sur une platine de translation motorisée, elle semble plus adaptée à notre montage expérimental. En effet, le déplacement du piège par un bras motorisé contraint fortement l'espace autour de l'enceinte d'étude expérimentale, qui sera déjà particulièrement encombrée avec le système d'imagerie et le support de la puce à atomes.

Nous débutons ce chapitre par une présentation du principe de piégeage magnétique d'atomes pré-refroidis dans un piège magnéto-optique. Dans un second temps, nous expliquons comment une succession de bobines, à l'image du schéma de transport initialement proposé par Greiner *et al.* [166], permet de déplacer le centre du piège magnétique sur plusieurs dizaines de centimètres. Se pose alors naturellement la question de la dynamique temporelle de la séquence de transport à laquelle nous apportons un certain nombre d'éléments de réponses à partir de simulations numériques décrivant le mouvement des atomes. Enfin, nous terminons ce chapitre par la mise en place expérimentale du dispositif.

4.1 Piégeage magnétique de particules neutres

4.1.1 Hamiltonien d'interaction magnétique

Considérons un atome de moment magnétique $\hat{\boldsymbol{\mu}}$, plongé dans un champ magnétique externe $\mathbf{B}(\mathbf{r})$. L'hamiltonien décrivant le couplage entre l'atome et le champ s'écrit [173] :

$$\hat{H} = -\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}). \quad (4.1)$$

Dans le régime dit des « champs faibles », l'amplitude du terme d'interaction magnétique (4.1) est faible devant l'interaction hyperfine. Les niveaux d'énergie atomiques sont alors indexés par deux nombres quantiques, le moment cinétique total F ainsi que sa projection m_F sur l'axe de quantification imposé par le champ magnétique. Un traitement perturbatif du terme de couplage magnétique dans la base des états hyperfins $\{|F, m_F\rangle\}$ conduit à l'expression suivante du moment magnétique de l'atome :

$$\hat{\boldsymbol{\mu}} = -\frac{g_F \mu_B}{\hbar} \hat{\mathbf{F}}, \quad (4.2)$$

où g_F est le facteur de Landé, μ_B le magnéton de Bohr, \hbar la constante de Planck réduite, et $\hat{\mathbf{F}}$ l'opérateur de moment cinétique total.

Si le moment magnétique de l'atome suit adiabatiquement la direction z du champ magnétique externe, l'hamiltonien (4.1) se réécrit simplement sous la forme :

$$\hat{H} = \frac{g_F \mu_B}{\hbar} B(\mathbf{r}) \hat{F}_z, \quad (4.3)$$

et l'énergie potentielle d'interaction magnétique est donnée par [173] :

$$E_F = g_F m_F \mu_B B(\mathbf{r}), \quad (4.4)$$

où $B(\mathbf{r})$ représente le module du champ magnétique.

L'expression de l'énergie Zeeman donnée par la relation (4.4) fait donc intervenir les propriétés atomiques (g_F , m_F), ainsi que le module du champ magnétique $B(\mathbf{r})$. Le principe du piégeage magnétique repose sur l'obtention d'un champ magnétique inhomogène favorisant l'accumulation des atomes dans une zone de l'espace où leur énergie est minimale. Distinguons alors deux cas de figure :

- $g_F m_F < 0$: afin de minimiser son énergie potentielle, l'atome est attiré vers les zones présentant des maxima de champ magnétique. D'après le théorème de Wing [174], il est impossible de créer un maximum de champ magnétique dans une zone de l'espace vide de charges ou de courants. Il n'est donc pas possible de piéger des atomes autour de maxima de champ magnétique.
- $g_F m_F > 0$: le couplage entre le champ et l'atome attire ce dernier vers les zones présentant des minima de champ magnétique. Le théorème de Wing autorise la présence de minima spatiaux de champ magnétique autour desquels peuvent être piégés les atomes comme l'ont montré Migdall *et al.* en 1985 [12].

Dans son état fondamental $3^2S_{1/2}$, le sodium comporte trois états piégeables vérifiant la condition $g_F m_F > 0$:

- $|F = 1, m_F = -1\rangle$ ($g_F m_F = 1/2$)
- $|F = 2, m_F = +1\rangle$ ($g_F m_F = 1/2$)
- $|F = 2, m_F = +2\rangle$ ($g_F m_F = 1$)

Sauf mention contraire, nous considérons dans la suite de ce chapitre que les atomes sont préparés dans l'état $|F = 2, m_F = +2\rangle$.

4.1.2 Configuration anti-Helmholtz

Plusieurs méthodes permettent de créer un champ magnétique inhomogène possédant au moins un minimum local, parmi lesquelles la configuration « anti-Helmholtz » que nous présentons dans cette section.

Considérons une spire de rayon a , parcourue par un courant I , disposée au centre d'un système de coordonnées cartésiennes $\{\mathcal{O}, x, y, z\}$ dont l'orientation est choisie de sorte que l'axe z soit dirigé perpendiculairement à la spire. Le champ magnétique créé par la spire s'écrit alors [175] :

$$\begin{aligned} B_x(x, y, z) &= \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{xz}{\alpha^2 \beta \rho^2} [(a^2 + r^2) E(k^2) - \alpha^2 K(k^2)] , \\ B_y(x, y, z) &= \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{yz}{\alpha^2 \beta \rho^2} [(a^2 + r^2) E(k^2) - \alpha^2 K(k^2)] , \\ B_z(x, y, z) &= \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{\alpha^2 \beta} [(a^2 - r^2) E(k^2) + \alpha^2 K(k^2)] , \end{aligned} \quad (4.5)$$

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, $K(k^2)$ et $E(k^2)$ sont respectivement les intégrales elliptiques complètes de 1^{re} et 2^e espèce [117]. Les variables suivantes ont été définies afin de simplifier l'écriture : $\rho^2 \equiv x^2 + y^2$, $r^2 \equiv x^2 + y^2 + z^2$, $\alpha^2 \equiv a^2 + r^2 - 2a\rho$, $\beta^2 \equiv a^2 + r^2 + 2a\rho$, et $k^2 \equiv 1 - \alpha^2/\beta^2$.

Connaissant le champ magnétique produit par une spire, il est possible de déduire le champ créé par une bobine constituée d'un grand nombre de spires en sommant les contributions individuelles de chaque spire. Deux bobines coaxiales identiques parcourues par des courants circulant en sens opposés (configuration dite « anti-Helmholtz », représentée sur la figure 4.1 (a)), produisent un champ magnétique qui peut être développé en série de Taylor au voisinage du centre du système, et qui s'écrit sous la forme :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}(\mathbf{0}) + (\mathbf{r} \cdot \nabla)_{\mathbf{r}=\mathbf{0}} \mathbf{B} + \dots \quad (4.6)$$

En configuration anti-Helmholtz, les propriétés de symétrie de la distribution de courant permettent de déduire que $\mathbf{B}(\mathbf{0}) = \mathbf{0}$. Le champ magnétique étant nul au centre de la paire de bobines, la contribution principale au champ provient du terme quadrupolaire :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = (\mathbf{r} \cdot \nabla)_{\mathbf{r}=\mathbf{0}} \mathbf{B} = (b_x x, b_y y, b_z z) , \quad (4.7)$$

où $b_i = \partial B_i / \partial r_i$ désigne le gradient de la projection selon \mathbf{e}_i du champ magnétique dans la direction r_i au point 0.

Le système étudié étant invariant par rotation autour de l'axe z de la paire de bobines, les gradients b_x et b_y dans le plan orthogonal aux bobines sont égaux. De plus, le champ magnétique statique doit vérifier la relation de Maxwell-Thompson $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, qui impose la divergence nulle du champ magnétique. En notant $b \equiv b_x = b_y$, le champ produit par la paire de bobines en configuration anti-Helmholtz s'écrit alors :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = b(x, y, -2z) , \quad (4.8)$$

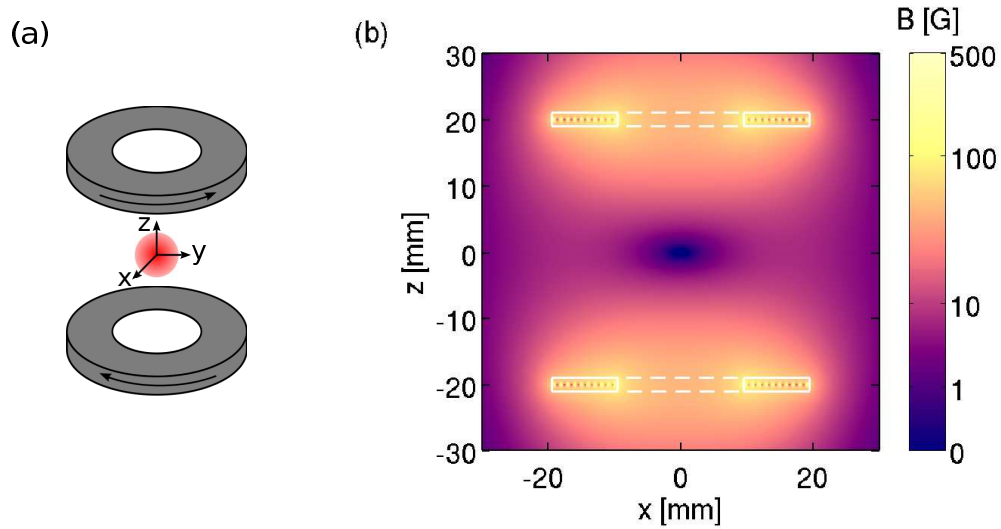


FIGURE 4.1 – (a) Configuration de piégeage « anti-Helmholtz » confinant les atomes dans un piège quadrupolaire. (b) Module du champ magnétique dans le plan $\{x, z\}$ pour des bobines de rayon intérieur 10 mm, composées de 10 spires concentriques et parcourues par un courant de 10 A. Les tracés en blanc indiquent les positions des bobines.

et son module vaut :

$$B(\mathbf{r}) = b\sqrt{x^2 + y^2 + 4z^2}. \quad (4.9)$$

Notons que le gradient de champ magnétique est deux fois plus important suivant l'axe z que suivant les axes x et y . Le nuage atomique piégé par le champ quadrupolaire est donc plus fortement confiné suivant l'axe z . La figure 4.1 (b) représente le module du champ magnétique dans le plan $\{x, z\}$. Il apparaît clairement qu'aux abords du centre, les isomagnétiques sont des ellipses dont le grand axe (dirigé suivant l'axe x) est deux fois plus grand que le petit axe (dirigé suivant l'axe z).

Remarquons par ailleurs que le développement limité introduit dans l'équation (4.6) n'est valable que lorsque l'écart des atomes au centre du système est très inférieur au rayon des bobines. Dans la partie 4.1.3.1, nous montrerons que l'extension spatiale du nuage piégé est de l'ordre de $R \approx 0.2$ mm, ce qui est petit devant le rayon intérieur des bobines du piège magnéto-optique qui vaut 36 mm (se référer au tableau 4.1). Par conséquent, l'approximation du champ quadrupolaire est pertinente pour décrire le piège magnétique considéré dans l'expérience.

4.1.3 Propriétés du nuage piégé

4.1.3.1 Extension spatiale

Supposons que les atomes du nuage sont soumis uniquement à la force magnétique dérivant du potentiel quadrupolaire. En considérant le système à l'équilibre, le théorème

du Viriel donne la répartition de l'énergie totale du système entre l'énergie potentielle E_p et l'énergie cinétique E_c . L'énergie potentielle étant une fonction homogène de degré 1, le théorème du Viriel peut être formulé de la façon suivante :

$$2 \langle E_c \rangle = \langle E_p \rangle . \quad (4.10)$$

Afin de donner une formulation de l'extension spatiale du nuage, considérons le cas simple à 1D. D'après les équations (4.4) et (4.8), l'énergie potentielle s'écrit $E_p = \mu b R$, où R désigne la taille caractéristique du nuage et μ le moment magnétique de l'atome. L'énergie cinétique est obtenue par application du théorème d'équipartition de l'énergie au système, qui donne $E_c = k_B T/2$, où k_B désigne la constante de Boltzmann et T la température du nuage. En vertu de la relation (4.10), la taille caractéristique du nuage est donnée par :

$$R = \frac{k_B T}{\mu b} . \quad (4.11)$$

Pour fixer les ordres de grandeurs, considérons des valeurs mesurées dans des conditions expérimentales typiques (se référer à la section 3.3.1.2 du chapitre 3). La température du nuage est supposée proche de 100 μK , le moment magnétique de l'atome vaut $\mu = \mu_B$, et le gradient de champ magnétique est $b = 65 \text{ G.cm}^{-1}$. En utilisant ces données dans la relation (4.11), il vient $R \approx 0.2 \text{ mm}$ suivant les axes $\{x, y\}$ du plan horizontal, et $R_z \approx 0.1 \text{ mm}$ suivant l'axe vertical z .

4.1.3.2 Durée de vie – pertes Majorana

La durée de vie des atomes capturés dans un piège magnétique est principalement limitée par deux phénomènes physiques. Tout d'abord, les collisions avec les molécules du gaz résiduel sont responsables d'une décroissance exponentielle du nombre d'atomes piégés au cours du temps, comme le montre l'étude menée dans la partie 3.3.2.4 du chapitre 3 consacré au piège magnéto-optique. La seconde contribution limitant la durée de vie du système provient des pertes par retournement de spin, appelées aussi pertes Majorana [176], qui feront l'objet de cette partie.

Un atome est confiné dans un piège magnétique à condition que l'orientation de son moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$ s'ajuste adiabatiquement à l'orientation locale du champ magnétique externe \mathbf{B} . Dans le cas contraire, si l'atome se trouve initialement dans un état piégeant, une évolution non-adiabatique est susceptible d'entraîner un retournement du spin de l'atome, qui pourrait alors se trouver dans un état non-piégeant et être perdu [177].

Le temps de vie des atomes peut être estimé en comparant les échelles de temps associées respectivement à la dynamique interne de l'atome, et à la dynamique de variation du champ magnétique [178]. Considérons un atome de vitesse v , se trouvant à une distance l du centre d'un piège magnétique caractérisé par un gradient radial de champ b . Le temps typique sur lequel se produit un changement notable de l'orientation du champ magnétique est donné par $\tau_b = l/v$. De plus, l'évolution des variables internes

de l'atome est donnée par la période de Larmor $\tau_L = \hbar/\mu b$, qui traduit le temps typique nécessaire pour que l'orientation du moment magnétique de l'atome s'ajuste à la direction du champ magnétique local.

La condition de suivi adiabatique impose que la dynamique d'évolution des variables internes de l'atome soit beaucoup plus rapide que la dynamique d'évolution du champ magnétique, ce qui se traduit par l'inégalité $\tau_L \ll \tau_b$. Un atome de vitesse v est donc perdu par retournement de spin dès lors que cette condition n'est plus vérifiée, c'est-à-dire s'il se trouve à l'intérieur d'un ellipsoïde localisé au centre du piège et de rayon :

$$l_0(v) = \sqrt{\frac{\hbar v}{\mu b}}. \quad (4.12)$$

Afin de déterminer une expression donnant accès à l'ordre de grandeur du temps de vie des atomes, émettons les hypothèses simplificatrices suivantes :

- les atomes sont confinés dans un piège magnétique sphérique de rayon R
- les atomes se déplacent à la vitesse moyenne \bar{v}
- la zone de basculement de spin est une sphère de rayon $l_0(\bar{v})$

La variation du nombre d'atomes dans le piège magnétique s'obtient en traitant le problème dans le cadre général des processus de diffusion de particules. Le piège magnétique constitue un « réservoir » de particules, qui s'échappent à travers la surface $S = 4\pi l_0^2(\bar{v})$ formée par la zone de basculement de spin. Le taux de pertes d'atomes est donné par la loi de Fick, qui s'écrit de façon générale sous la forme :

$$-\frac{\partial N}{\partial t} = \iint_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S}, \quad (4.13)$$

où N désigne le nombre d'atomes dans le piège, et \mathbf{j} le courant de particules s'échappant du piège à travers la surface S .

Le courant de particules vaut $\mathbf{j} = n\mathbf{v}$ où n représente la densité atomique et \mathbf{v} la vitesse des atomes. En supposant que les atomes sont répartis uniformément dans le volume de piégeage, la densité vaut $n = 3N/4\pi R^3$, et le vecteur courant de particules s'écrit alors :

$$\mathbf{j} = \frac{3N}{4\pi R^3} \mathbf{v}. \quad (4.14)$$

Le taux d'atomes perdus par basculement de spin s'exprime alors de la façon suivante :

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{3N}{4\pi R^3} 4\pi l_0^2(\bar{v}) \bar{v} = -\frac{3N}{R^3} \frac{\hbar \bar{v}^2}{\mu b}. \quad (4.15)$$

La solution de cette équation différentielle du premier ordre est une exponentielle décroissante, dont le temps caractéristique τ_0 correspond au temps de vie des atomes dans le piège et prend la forme :

$$\tau_0 = \frac{\mu b R^3}{3\hbar \bar{v}^2}. \quad (4.16)$$

En appliquant le théorème du Viriel au système (voir équation (4.10)), la vitesse moyenne des atomes s'exprime en fonction des paramètres du piège sous la forme $\bar{v}^2 = \mu b R / m$. La durée de vie des atomes dans le piège quadrupolaire s'écrit finalement comme suit :

$$\tau_0 = \frac{mR^2}{3\hbar}. \quad (4.17)$$

Remarquons que la durée de vie des atomes piégés dépend quadratiquement du rayon nuage. Or, la relation (4.11) montre que l'extension spatiale d'un nuage atomique est d'autant plus faible que sa température est basse. Il vient donc d'après l'équation (4.17) que plus les atomes sont froids, plus leur durée de vie est limitée par les pertes Majorana.

Donnons une estimation « pessimiste » du temps de vie d'un nuage de sodium. Les résultats du paragraphe précédent concernant l'extension spatiale du nuage indiquent que dans la pire des situations, les atomes sont confinés dans une zone dont le rayon est de l'ordre de $R \approx 0.2$ mm. Par conséquent, la durée de vie des atomes vaut $\tau_0 \approx 5$ s. Les pertes Majorana sont donc faibles à condition que le piégeage magnétique soit utilisé sur des échelles de temps très inférieures au temps de vie τ_0 .

4.2 Conception du transport magnétique

Dans cette section, nous expliquons comment une succession de paires de bobines parcourues par des courants judicieusement choisis permet de déplacer un piège magnétique sur une distance arbitraire, à l'image du schéma de transport initialement développé par Greiner *et al.* [166]. Nous détaillons ensuite les propriétés géométriques des bobines que nous allons utiliser dans le montage expérimental. Enfin, nous présentons le principe de fonctionnement de l'algorithme d'optimisation des courants que nous avons programmé afin de déterminer les courants circulant dans les paires de bobines, puis nous montrons les profils de courant obtenus.

4.2.1 Principe

Schéma de transport impliquant deux paires de bobines

Le transport magnétique consiste à confiner les atomes dans un piège magnétique, puis à déplacer spatialement le centre du piège, forçant ainsi les atomes à suivre le minimum de potentiel magnétique. Le schéma de transport le plus « simple » repose sur l'utilisation de deux paires de bobines (notées B_1 et B_2) en configuration anti-Helmholtz, qui s'enchaînent le long d'un axe y comme le montre la figure 4.2. Considérons tout d'abord la situation initiale représentée sur la figure 4.2 (a), où seule la paire B_1 est parcourue par un courant $I_1 = I$. Dans ce cas, le centre du piège magnétique est localisé au centre géométrique de la paire de bobines B_1 qui produit un champ quadrupolaire donné par l'équation (4.8). En augmentant progressivement le courant circulant dans la seconde paire de bobines, tout en diminuant celui circulant dans la

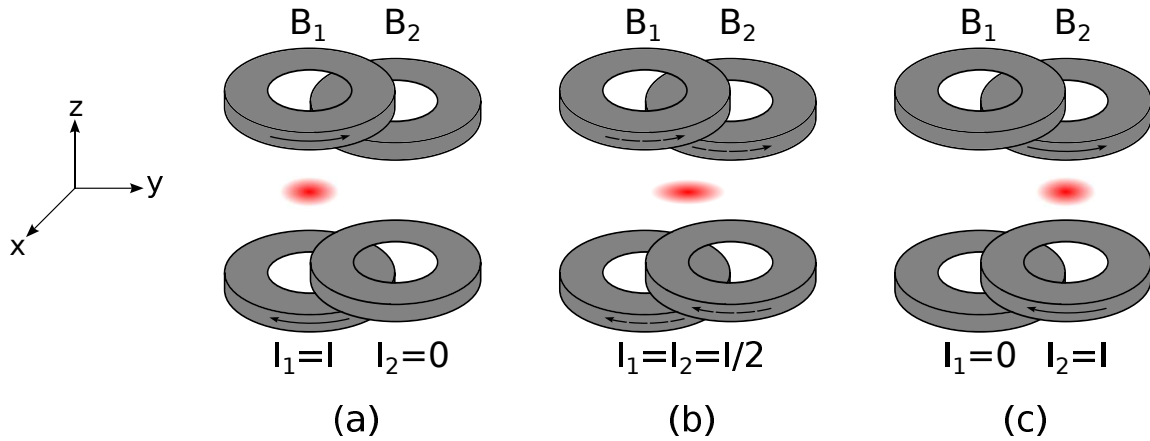


FIGURE 4.2 – Représentation d'un montage de transport magnétique impliquant deux paires de bobines en configuration anti-Helmholtz. En variant simultanément les courants circulant dans les deux paires de bobines, il est possible de déplacer le centre du piège quadrupolaire. Notons que la géométrie du piège est modifiée au cours du transport, ce qui peut induire un chauffage du nuage atomique si le changement est non-adiabatique.

première paire, le zéro de champ se déplace suivant l'axe y en direction de la seconde paire de bobines, comme le montre la figure 4.2 (b). En continuant de diminuer le courant dans la paire de bobines B_1 jusqu'à atteindre $I_1 = 0$, tout en augmentant le courant parcourant la paire de bobines B_2 jusqu'à la valeur $I_2 = I$, le centre du piège est amené au centre de la seconde paire de bobines (figure 4.2 (c)). En généralisant ce procédé consistant à jouer sur les courants circulant à travers deux paires de bobines successives à un assemblage constitué de multiples paires de bobines, il est possible de transporter les atomes sur des distances arbitrairement grandes.

Faisons à présent quelques remarques concernant la méthode de transport présentée ci-dessus. Tout d'abord, la disposition géométrique des bobines est critique pour assurer le bon déroulement de la séquence de transport [168]. La configuration optimale consiste à espacer les centres des paires de bobines successives d'une distance égale à leur rayon (comme représenté sur la figure 4.2). Ainsi, le nuage peut être déplacé de façon continue, c'est-à-dire sans « sauts » du centre du piège, qui pourraient entraîner un échauffement voire une perte des atomes piégés. Notons que rapprocher davantage les centres des bobines n'apporte pas de bénéfice d'un point de vue du déplacement des atomes, mais requiert l'utilisation d'un plus grand nombre de bobines pour transporter le piège magnétique sur une distance donnée.

Par ailleurs, le déplacement du nuage atomique par deux paires de bobines entraîne une modification des propriétés géométriques du piège. Notons A le rapport d'anisotropie du piège, défini comme :

$$A = \frac{b_x}{b_y}, \quad (4.18)$$

où b_x et b_y représentent les gradients de champ suivant les axes x et y en accord avec les notations introduites dans les équations (4.7) et (4.8).

Dans la configuration initiale, où seule la première paire de bobines est parcourue par un courant, le rapport d'anisotropie du piège magnétique vaut $A = 1$ pour des raisons de symétrie (voir équation (4.8)). Dans une situation intermédiaire où un courant circule dans les deux paires de bobines, la symétrie cylindrique du problème est brisée. Le nuage est alors étiré dans la direction du transport et le rapport d'anisotropie est tel que $A > 1$, comme le montre la figure 4.2 (b). Finalement, le rapport d'anisotropie reprend sa valeur initiale $A = 1$ à la fin du transport lorsque seule la paire de bobines B_2 est allumée. Ainsi, en considérant un système comprenant un grand nombre de paires de bobines, le nuage atomique subit une succession de cycles de compression/dilatation, qui peuvent induire un chauffage [179] et même une perte des atomes.

Pour éviter que la géométrie du piège ne change au cours du transport, il convient d'avoir suffisamment de paramètres de contrôle pour que les gradients et la position du piège puissent être fixés. Les gradients de champ magnétique n'étant pas indépendants à cause de la relation de Maxwell-Thompson $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, seuls trois paramètres du piège doivent être contrôlés : la position de son centre y_c , son gradient vertical b_z , et son rapport d'anisotropie A . Or, le schéma de transport proposé figure 4.2 ne permet d'imposer tous les paramètres du piège, car les courants I_1 et I_2 circulant dans les bobines ne représentent que deux paramètres de contrôle. Par conséquent, seules deux propriétés du piège, sa position et son gradient vertical par exemple, peuvent être contrôlées, tandis que le rapport d'anisotropie évolue librement, comme le montre la figure 4.2. La géométrie du piège ne peut donc être conservée qu'à condition d'avoir accès à un troisième paramètre de contrôle, ce qui impose l'utilisation d'une troisième paire de bobines dans la séquence de transport.

Schéma de transport impliquant trois paires de bobines

Le transport avec trois paires de bobines repose sur le même principe que celui exposé dans le paragraphe précédent avec deux paires de bobines. Du courant circule initialement dans les deux premières paires de bobines (figure 4.3 (a)), et le nuage atomique est piégé à une position intermédiaire entre les centres des deux paires de bobines. En diminuant le courant de la première paire, et en augmentant le courant de la troisième, le nuage se déplace en direction de celle-ci (figure 4.3 (b)). En choisissant des rampes de courant adaptées dans les trois paires de bobines, toutes les propriétés géométriques du piège peuvent être contrôlées au cours du déplacement, ce qui permet notamment de maintenir le rapport d'anisotropie à une valeur constante. Enfin, quand le courant dans la première paire s'éteint (figure 4.3 (c)), la situation est analogue à celle présentée à la figure 4.3 (a), et le centre du nuage se trouve quelque part entre les centres des paires de bobines deux et trois. Cette méthode de transport se généralise facilement à des systèmes comportant de nombreuses paires de bobines, à condition de toujours faire circuler du courant dans trois paires de bobines consécutives simultanément.

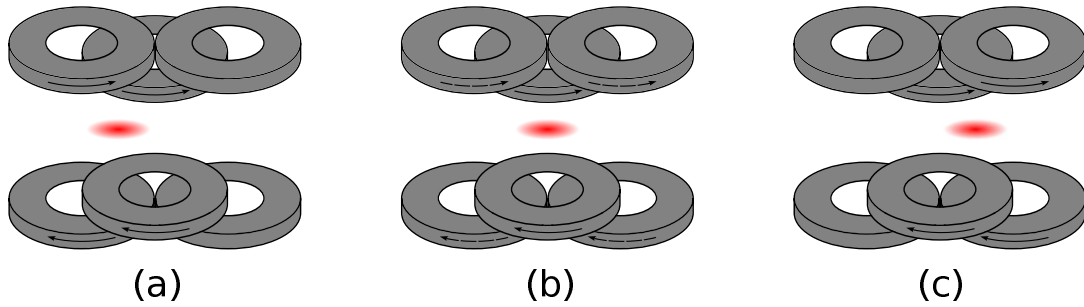


FIGURE 4.3 – Transport magnétique impliquant l’utilisation simultanée de trois paires de bobines en configuration anti-Helmholtz. Les courants circulant dans les trois paires de bobines offrent un contrôle de la géométrie et de la position du piège au cours du déplacement.

4.2.2 Considérations géométriques

Dans la section précédente, nous avons exposé le principe du transport magnétique reposant sur l’utilisation de trois paires de bobines en configuration anti-Helmholtz. Ici, nous présentons le dispositif de transport prévu dans notre montage expérimental, puis nous discutons du choix des paramètres du transport, ainsi que des étapes critiques du déplacement.

4.2.2.1 Dimensionnement du système

Un aperçu du montage de transport magnétique est proposé sur la figure 4.4. La géométrie de transport la plus simple consiste à déplacer les atomes de l’enceinte du piège magnéto-optique à l’enceinte de science suivant une ligne droite. Cependant, nous avons opté pour un dispositif comportant un coude à l’image du schéma de transport initialement proposé par Greiner *et al.* [166]. En effet, nous espérons à terme être capables de charger le piège magnéto-optique en parallèle de la réalisation de mesures sur le condensat dans la chambre de science. Le choix d’une géométrie coudée présente ainsi l’avantage de limiter la diffusion de photons parasites en provenance de l’enceinte du piège magnéto-optique dans la chambre de science, qui se traduirait par une perte d’atomes condensés à chaque cycle d’absorption-émission de photon.

La première étape du déplacement atomique est assurée par un ensemble de 17 bobines selon un axe arbitrairement noté y . Une première bobine simple, dite «*pousante*» et notée BP, se situe sur l’axe à la position $y = -58.3$ mm. Vient ensuite la paire de bobines du piège magnéto-optique (PMO), centrée en $y = 0$ mm, puis 7 paires de bobines identiques, notées B1 à B7. La paire B1 est centrée à la position $y = 63$ mm, puis les paires B2 à B7 sont disposées régulièrement tous les 40.6 mm. La distance totale parcourue sur cette première moitié de transport vaut donc $L_1 = 306.6$ mm.

La seconde étape du transport s’effectue selon un axe x , orthogonal à l’axe y , par l’intermédiaire de 8 paires de bobines. Les paires B7 à B12 sont identiques, et régulièrement espacées tous les 40.6 mm à partir de la position $x = 0$ mm. Se trouve

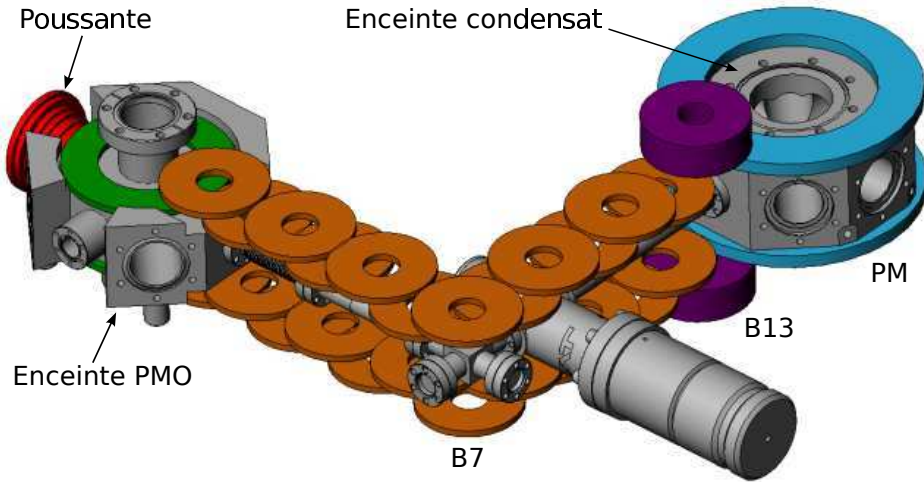


FIGURE 4.4 – Représentation 3D de l'assemblage de bobines intervenant dans le transport magnétique. Apparaissent, de la gauche vers la droite, la bobine poussante en rouge, les bobines du piège magnéto-optique en vert, les paires de bobines B1 à B12 en orange, la paire B13 en violet, puis les bobines du piège magnétique final en bleu.

ensuite la paire de bobine B13, centrée en $x = 243.6$ mm, puis la paire de bobines du piège magnétique (PM) en $x = 344.2$ mm. La seconde moitié du transport s'étend donc quant à elle sur une distance $L_2 = 344.2$ mm. Le tableau 4.1 récapitule les propriétés des différentes bobines utilisées.

Bobine	ϕ_{int} [mm]	ϕ_{ext} [mm]	h [mm]	N_{axial}	N_{radial}	z [mm]	R [m Ω]
Poussante	38	[42.8;76.4]*	40.8	16	[2;16]*	0	131.6
PMO	72	124.8	5.1	2	22	± 25	86.8
Bi, i pair	26.6	79.4	5.1	2	22	± 29	46.4
Bi, i impair	26.6	79.4	5.1	2	22	± 35.5	46.4
B6	26.6	79.4	5.1	2	22	± 22.5	46.4
B13	26.6	79.4	25.5	10	22	± 46.5	231.9
PM	124	188.8	10.2	4	27	± 35	336.6

*Géométrie de la bobine poussante détaillée en annexe A

TABLE 4.1 – Tableau récapitulatif des propriétés des bobines impliquées dans le transport magnétique. Sont indiqués les diamètres intérieur ϕ_{int} et extérieur ϕ_{ext} des bobines, ainsi que leur épaisseur h . Les variables N_{axial} et N_{radial} correspondent respectivement au nombre de couches de spires des bobines, et au nombre de spires concentriques composant chaque couche. Les altitudes z repèrent l'écart entre la couche de spire la plus proche de l'axe du transport et l'axe du transport. Enfin, les résistances théoriques R des bobines sont calculées à partir de la longueur de fil les constituant.

Le transport magnétique est donc essentiellement assuré par un ensemble de paires de bobines identiques (B1 à B12) positionnées sur deux étages (en $z = \pm 29$ mm ou en $z = \pm 35.5$ mm par rapport à l'axe de transport). Néanmoins, il convient de placer une paire de bobines (B6) sur un troisième étage afin d'empêcher l'interpénétration des paires B6 et B8 au niveau du coude. Notons que notre choix concernant le positionnement vertical des bobines est contraint par les dimensions des divers éléments composant le système à vide (enceintes, vannes). De même, les extrémités du transport mettent en jeu des bobines (BP, PMO et PM) dont les géométries singulières sont principalement imposées par les propriétés géométriques des enceintes (voir figure 4.4).

4.2.2.2 Étapes du transport

La séquence de déplacement des atomes comporte trois phases particulièrement critiques : le départ de l'enceinte du piège magnéto-optique, le changement de direction au niveau du coude, et l'arrêt dans l'enceinte de science. Nous expliquons ici pourquoi ces étapes sont délicates, et comment surmonter les difficultés qu'elles présentent.

Au début du transport, le piège quadrupolaire est formé par les bobines du piège magnéto-optique uniquement. Comme le système présente une symétrie cylindrique dans le plan $\{x, y\}$, le piège magnétique produit par les bobines PMO est caractérisé par un rapport d'anisotropie $A = 1$. D'après les résultats de la section 4.2.1, il est tout à fait possible de conserver la forme du piège au cours du mouvement à condition de contrôler trois courants distincts. Cependant, les simulations numériques (dont nous discutons dans la partie 4.2.3) montrent que cette géométrie de piégeage ne peut être maintenue qu'en faisant circuler des courants positifs et négatifs à travers les bobines, ce qui n'est pas envisageable avec les alimentations électriques à notre disposition. Afin de privilégier l'usage de courants positifs, il convient donc de modifier la géométrie du piège au cours du déplacement depuis sa valeur initiale $A = 1$, jusqu'à une valeur consigne $A^* > 1$ (voir la partie 4.2.2.4).

Par ailleurs, la géométrie de l'enceinte du piège magnéto-optique, ainsi que celle des bobines PMO limitent fortement la possibilité de recouvrement avec la première paire de bobines B1 impliquée dans le début du transport. Or, les centres de deux paires de bobines successives ne doivent pas être trop éloignés pour éviter que le centre du piège magnétique ne se déplace brusquement sur de grandes distances lors de la modification des courants circulant dans les bobines [168].

Pour ces deux raisons, le début du transport est réalisé par deux paires de bobines en configuration anti-Helmholtz (PMO et B1), ainsi qu'une bobine simple, la poussante. Celle-ci est disposée suivant l'axe du transport et permet de déplacer le piège magnétique sans « sauts » malgré le peu de recouvrement entre les bobines du piège magnéto-optique et la paire de bobines B1. De plus, l'orientation particulière de cette bobine favorise la modification de la géométrie du piège afin d'obtenir un rapport d'anisotropie $A > 1$. Un résumé des propriétés de cette bobine se trouve dans le tableau 4.1, tandis qu'une description plus détaillée, accompagnée d'un schéma représentant une coupe radiale de la bobine se trouvent en annexe A.

La seconde phase délicate de la séquence de transport concerne le déplacement du piège aux abords du coude. Cette étape est critique car il n'est pas possible avec seulement trois alimentations électriques de réaliser un virage à 90° sans opérer d'arrêt au niveau du coude. Cela implique en particulier de terminer la première partie du transport en utilisant uniquement deux paires de bobines simultanément. Cette situation ne permet pas d'imposer tous les paramètres du potentiel magnétique (voir partie 4.2.1), et le rapport d'anisotropie du piège varie de façon non contrôlée entre la valeur consigne $A^* > 1$ et la valeur $A = 1$ lorsque seule la paire de bobines B7 piège les atomes au niveau du coude. Un raisonnement similaire s'applique au départ de la seconde partie du transport, où provisoirement deux paires de bobines (la B7 et la B8) fonctionnent simultanément, entraînant une variation non contrôlée du rapport d'anisotropie de $A = 1$ vers $A \neq A^* > 1$.

Pour éviter de chauffer ou de perdre les atomes durant ces phases où la géométrie du piège est modifiée de façon non contrôlée, il convient de ne pas déplacer le piège trop rapidement pour que les atomes puissent s'adapter au changement de géométrie de façon adiabatique.

Enfin, l'arrivée au centre de la chambre de science constitue la dernière étape critique du transfert atomique. Pour des raisons d'encombrement autour de l'enceinte du condensat, nous avons décidé de ne pas utiliser de bobine « tirante » (analogue de la bobine poussante), ce qui suppose de relâcher la contrainte sur le rapport d'anisotropie du piège à la fin du transport. Par ailleurs, nous rencontrons ici aussi un problème de recouvrement spatial entre les paires de bobines B13 et PM. Pour compenser cela, les bobines de la paire B13 sont 5 fois plus épaisses que les bobines des autres paires de type Bi, ce qui permet malgré tout d'assurer le déplacement du piège jusqu'au centre de la chambre de science.

4.2.2.3 Gradient de champ magnétique vertical

Durant le transport, les atomes sont soumis à la force de piégeage magnétique et à la gravité. La composante suivant l'axe vertical de la force magnétique s'écrit sous la forme :

$$F_z = -\mu_B \frac{dB_z}{dz} \equiv -\mu_B b_z, \quad (4.19)$$

où b_z désigne le gradient vertical, et μ_B le magnéton de Bohr.

Pour empêcher que les atomes ne « tombent » au cours de leur déplacement, la force magnétique doit être dominante comparée à la force de gravité F_g subie par les atomes. Afin d'estimer le gradient vertical nécessaire, considérons la situation où les deux forces sont égales :

$$F_z = F_g \quad \Leftrightarrow \quad b_z = \frac{mg}{\mu_B}, \quad (4.20)$$

où m représente la masse d'un atome de sodium, et g l'accélération de la pesanteur.

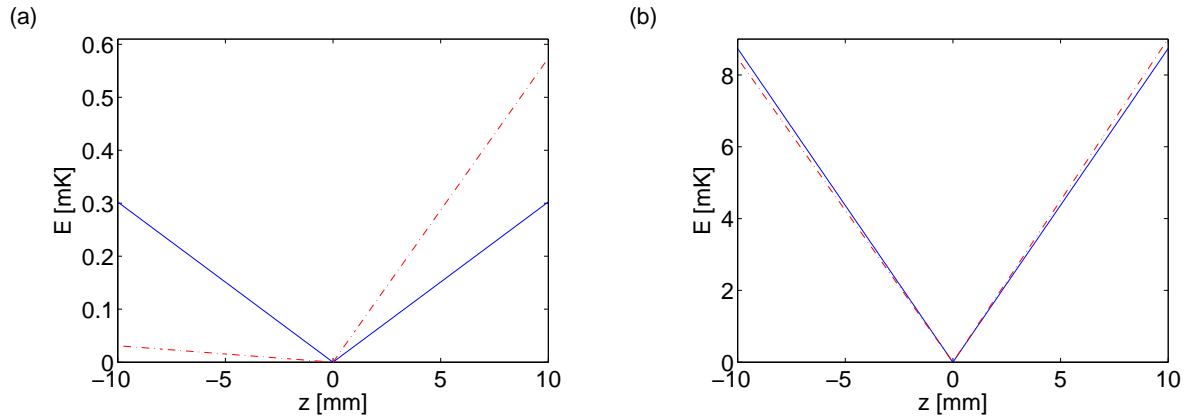


FIGURE 4.5 – (a) Énergie potentielle totale d'un atome en absence/présence (trait continu bleu/pointillé rouge) de la gravité pour un gradient de champ magnétique $b_z = 4.5 \text{ G.cm}^{-1}$. La gravité déforme le paysage de potentiel qui ne permet plus le piégeage des atomes. (b) Énergie potentielle totale d'un atome en absence/présence (trait continu bleu/pointillé rouge) de la gravité pour un gradient de champ magnétique $b_z = 130 \text{ G.cm}^{-1}$. La gravité modifie très peu le paysage de potentiel qui permet le piégeage des atomes.

L'application numérique de la relation (4.20) conduit au résultat $b_z = 4 \text{ G.cm}^{-1}$. Afin de s'affranchir des effets de la gravité, le gradient de champ magnétique doit être grand comparé à la valeur estimée précédemment. Nous fixons donc arbitrairement le gradient vertical à la valeur suivante :

$$b_z^* = 130 \text{ G.cm}^{-1}. \quad (4.21)$$

La figure 4.5 représente l'énergie potentielle totale du système suivant l'axe z en présence/absence de gravité dans deux situations. La figure (a) correspond au cas où les deux forces sont du même ordre de grandeur, avec un gradient de champ magnétique $b_z = 4.5 \text{ G.cm}^{-1}$. Le profil du piège est très fortement déformé par la présence du potentiel de gravité (profil pointillé rouge), et la profondeur du piège dans la zone des $z < 0$ est trop faible pour permettre le piégeage des atomes. La figure (b) illustre la situation où la force magnétique prédomine largement sur la force de gravité, avec un choix de gradient de champ magnétique $b_z = 130 \text{ G.cm}^{-1}$. La présence du potentiel de gravité perturbe très peu le profil du piège dans cette situation, et nous négligeons donc la contribution de la gravité dans la suite.

4.2.2.4 Rapport d'anisotropie

La valeur du rapport d'anisotropie A est obtenue par une méthode itérative de type « essai/erreur ». Celui-ci doit être suffisamment grand pour que la solution vers laquelle converge notre programme de détermination des courants (voir la partie 4.2.3) ne fasse pas intervenir de courants négatifs. Inversement, le rapport d'anisotropie doit rester assez petit pour éviter des situations pathologiques où la première des trois

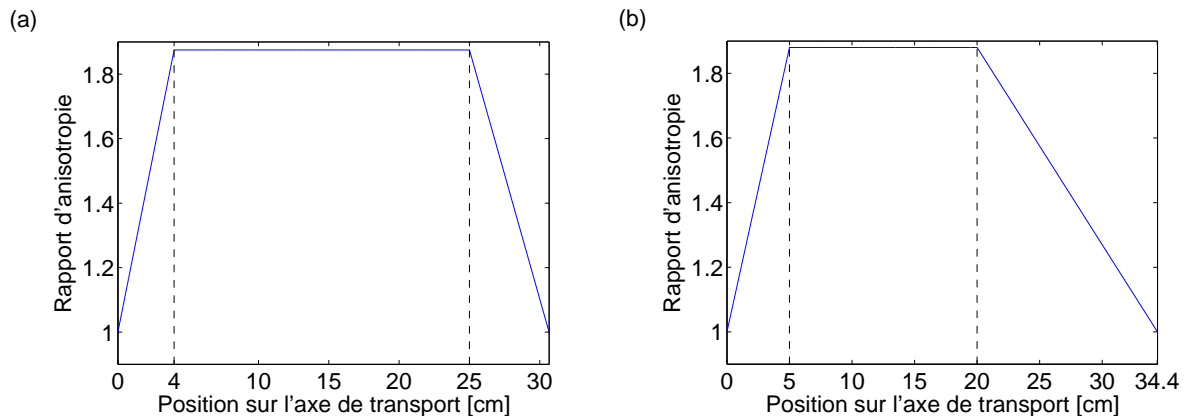


FIGURE 4.6 – Consignes de rapport d’anisotropie sur la première (a), et sur la seconde (b) partie du transport.

paires de bobines impliquées dans le transport ne s’éteindrait jamais et dont le courant finirait par croître déraisonnablement. En vertu des caractéristiques géométriques de l’assemblage du transport (notamment les tailles et positions des bobines), le rapport d’anisotropie « optimal » est estimé à $A^* = 1.88$ pour les deux moitiés du transport.

Comme nous l’avons vu dans la partie 4.2.2.2, la géométrie du piège magnétique est modifiée à quatre reprises au cours de la séquence de transport. La phase de lancement à partir du piège magnéto-optique impose le premier changement de rapport d’anisotropie. Les simulations numériques de champ présentées dans la section 4.2.3 montrent que le courant circulant dans la bobine poussante dépend fortement de la distance sur laquelle le rapport d’anisotropie du piège est amené de sa valeur initiale $A = 1$ à sa valeur de transport $A^* = 1.88$. Afin de conserver un courant raisonnable dans la bobine poussante, la géométrie du piège est changée linéairement durant les quatre premiers centimètres du déplacement. Le rapport d’anisotropie est ensuite maintenu constant à sa valeur $A^* = 1.88$ jusqu’à atteindre la position $y = 25$ cm que nous fixons arbitrairement, puis une nouvelle rampe linéaire permet de se ramener à un piège dont le rapport d’anisotropie vaut $A = 1$ au centre de la paire de bobines B7. Notons que cette seconde rampe est simplement « indicative » car seules deux paires de bobines fonctionnent simultanément sur la fin de la première partie du transport, et il manque donc un degré de liberté pour contrôler totalement la géométrie du piège. La consigne permet cependant d’orienter l’algorithme d’optimisation vers une solution proche de celle obtenue lorsque tous les paramètres du piège sont contrôlés. Le tracé de la consigne du rapport d’anisotropie en fonction de la position suivant l’axe du transport est présenté en figure 4.6 (a).

Les deux autres phases qui marquent un changement dans la géométrie du piège magnétique correspondent au début et à la fin de la seconde partie du transport. Au cours de ces deux étapes, le piège est produit par deux couples de bobines seulement, et le rapport d’anisotropie évolue librement. Pour les mêmes raisons que celles évoquées

précédemment sur la fin de la première partie du transport, une consigne de rapport d'anisotropie est fournie au programme de simulation. Le rapport d'anisotropie croît tout d'abord linéairement de $A = 1$ à $A^* = 1.88$ durant les cinq premiers centimètres du second axe de transport, puis est maintenu constant jusqu'à la position $x = 20$ cm, ces deux positions étant fixées arbitrairement. Une rampe décroissante linéaire entre $x = 20$ cm et $x = 34.4$ cm ramène le rapport d'anisotropie à la valeur $A = 1$ attendue lorsque seule la paire de bobines du piège magnétique est impliquée dans le confinement des atomes. L'évolution du rapport d'anisotropie le long du second axe de transport est représentée figure 4.6 (b).

4.2.3 Détermination des courants

Dans les sections précédentes, nous avons exposé le principe du transport magnétique d'un nuage atomique, et présenté les détails géométriques du dispositif prévu dans notre expérience. Ici, nous commençons par expliquer la méthode utilisée pour calculer le champ magnétique produit par une bobine, puis nous décrivons le fonctionnement du programme que nous avons développé, et qui permet de calculer les courants à faire circuler dans les différentes paires de bobines pour créer un profil de champ magnétique imposé.

4.2.3.1 Champ magnétique produit par une bobine

Considérons une bobine formée par un ensemble de M couches de spires, chaque couche étant composée de N spires concentriques. Pour connaître le champ magnétique produit par la bobine, il suffit de sommer les contributions individuelles de chacune des $M \times N$ spires. Néanmoins, la relation (4.5) donnant l'expression du champ créé par une spire n'est valable que dans un référentiel défini localement à la spire considérée. Ainsi, pour obtenir le champ magnétique produit par une bobine, et plus généralement par un ensemble de bobines, il convient de calculer le champ magnétique produit par chaque spire dans un référentiel commun à toutes les spires afin de pouvoir additionner les différentes contributions.

Pour cela, définissons un repère cartésien orthonormé $\{\mathcal{O}, x, y, z\}$ établissant une base du référentiel du laboratoire, et considérons une position quelconque \mathbf{r} où calculer le champ magnétique créé par la bobine (voir la figure 4.7). Intéressons nous dans un premier temps au champ magnétique produit par la n -ième spire de la m -ième couche de la bobine. Cette spire se situe à une position repérée par un vecteur \mathbf{t}_m dans le référentiel du laboratoire, et l'orientation de son référentiel local se déduit de son orientation spatiale, et du sens du courant qui la traverse.

Notre dispositif de transport étant constitué d'une bobine poussante, puis d'une succession de paires de bobines en configuration anti-Helmholtz (voir la partie 4.2.2.1), seules trois orientations particulières de référentiels locaux doivent être prises en compte dans le programme. Ainsi, les bobines situées au-dessus de l'axe du transport ont un référentiel orienté identiquement à celui du laboratoire, tandis que celles situées en-dessous de l'axe du transport ont un référentiel qui se confond avec celui du laboratoire

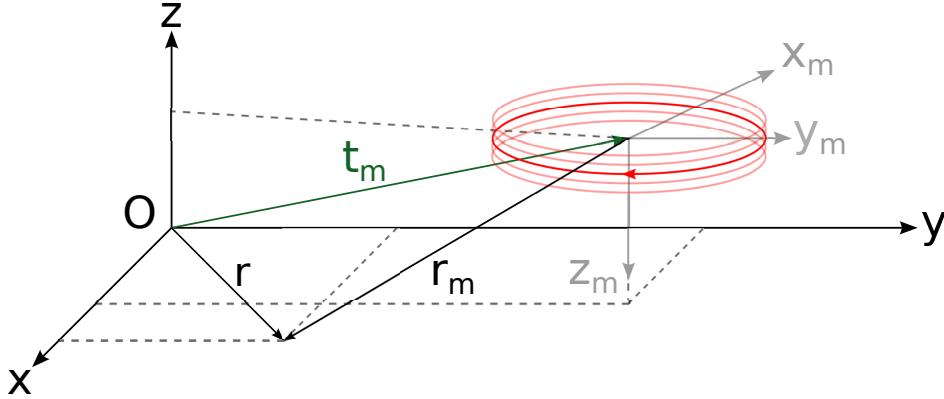


FIGURE 4.7 – Représentation d’une bobine comportant M couches de spires, possédant chacune N spires concentriques, dans le cas $M = 5$ et $N = 1$ pour simplifier la lisibilité. Le champ magnétique est calculé au point \mathbf{r} du référentiel du laboratoire $\{\mathcal{O}, x, y, z\}$, repéré par le vecteur \mathbf{r}_m dans le référentiel local de la m -ième spire (apparaissant en rouge vif sur le schéma), centrée à la position \mathbf{t}_m . Notons que le référentiel local de la bobine représentée ici est tourné d’un angle π autour de l’axe y par rapport au référentiel du laboratoire.

au prix d’une rotation d’un angle π autour de l’axe du transport (y pour la première moitié et x pour la seconde). Enfin, l’orientation du référentiel local de la bobine poussante est identique à celle du référentiel du laboratoire à condition de réaliser une rotation d’un angle $\pi/2$ autour de l’axe x .

Notons donc $\mathcal{R}_\alpha(\theta)$ la matrice de rotation d’un angle $\theta = 0, \pi/2$ ou π autour d’une direction $\alpha = x$ ou y permettant de passer du référentiel du laboratoire au référentiel local de la spire. Le point où nous souhaitons déterminer le champ magnétique est alors repéré dans le référentiel local de la spire par un vecteur \mathbf{r}_m qui s’exprime sous la forme :

$$\mathbf{r}_m = \mathcal{R}_\alpha(\theta) \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{t}_m) . \quad (4.22)$$

Le champ magnétique $\tilde{\mathbf{B}}_{m,n}(\mathbf{r}_m)$ créé par la spire s’obtient alors en appliquant la relation (4.5) à la position \mathbf{r}_m donnée par l’équation (4.22). Le champ magnétique étant un champ vectoriel, le passage du référentiel local de la spire au référentiel du laboratoire s’effectue par application de l’opération de rotation inverse au champ calculé dans le référentiel local de la spire. Ainsi, le champ magnétique créé par la n -ième spire de la m -ième couche s’écrit dans le référentiel du laboratoire :

$$\mathbf{B}_{m,n}(\mathbf{r}) = \mathcal{R}_\alpha(\theta)^{-1} \cdot \tilde{\mathbf{B}}_{m,n}(\mathbf{r}_m) . \quad (4.23)$$

Le champ magnétique créé par la bobine s’obtient alors simplement à partir de la relation précédente en sommant sur les contributions individuelles des spires :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \mathbf{B}_{m,n}(\mathbf{r}) . \quad (4.24)$$

4.2.3.2 Algorithme d'optimisation des courants sous contrainte

Comme nous l'avons expliqué dans la section 4.2.1, le transport magnétique repose sur un choix judicieux des courants circulant à travers un ensemble de trois paires de bobines au cours du temps. Il convient donc de développer un programme permettant de déterminer les profils de courant, ce qui fait l'objet de cette partie.

Le programme calcule le champ magnétique créé par l'ensemble des 31 bobines constituant le dispositif de transport magnétique présenté à la section 4.2.2.1, en tenant compte de leur emplacement spatial, de leur propriétés géométriques (nombre de spires, orientation), ainsi que du courant qui les traverse. Pour illustrer le principe de fonctionnement du programme, considérons trois paires de bobines indexées par la variable $j = 1, 2$ ou 3 , dans lesquelles circulent des courants I_1, I_2 et I_3 . Notons $\tilde{\mathbf{B}}_j$ le champ magnétique produit par la paire de bobines j lorsque celle-ci est parcourue par un courant de 1 A. Pour déterminer les valeurs des trois courants, nous discrétisons l'espace, puis nous imposons en chaque point du transport un profil de champ magnétique sur quelques millimètres le long des trois axes x, y et z . Nous optimisons ensuite par une méthode des moindres carrés les valeurs des courants circulant dans les trois paires de bobines afin de minimiser l'écart entre le champ produit par les bobines et le profil de champ idéal que nous avons établi. Il s'agit donc de résoudre en tout point $\mathbf{r}_c = \{x_c, y_c, z_c\}$ le long de l'axe du transport le système d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left| \sum_{j=1,2,3} \tilde{\mathbf{B}}_j(x_c + x, y_c, z_c) I_j \right| - B^*(x_c + x, y_c, z_c) = 0 \quad \text{suivant l'axe } \{x, y_c, 0\}, \\ \left| \sum_{j=1,2,3} \tilde{\mathbf{B}}_j(x_c, y_c + y, z_c) I_j \right| - B^*(x_c, y_c + y, z_c) = 0 \quad \text{suivant l'axe } \{0, y, 0\}, \\ \left| \sum_{j=1,2,3} \tilde{\mathbf{B}}_j(x_c, y_c, z_c + z) I_j \right| - B^*(x_c, y_c, z_c + z) = 0 \quad \text{suivant l'axe } \{0, y_c, z\}, \end{array} \right. \quad (4.25)$$

où $x \in [x_c - 3\text{mm}; x_c + 3\text{mm}]$, $y \in [y_c - 6\text{mm}; y_c + 6\text{mm}]$ et $z \in [z_c - 3\text{mm}; z_c + 3\text{mm}]$. Notons que la consigne B^* sur le module du champ est déterminée à partir des consignes sur le gradient de champ vertical et sur le rapport d'anisotropie qui sont discutées dans les sections 4.2.2.3 et 4.2.2.4.

Une fois que les courants sont optimisés à la position \mathbf{r}_c , l'algorithme passe à la position suivante $\mathbf{r}_c + \mathbf{dr}_c$, où \mathbf{dr}_c représente la résolution spatiale, et répète le même procédé en prenant pour condition initiale de recherche les courants obtenus à la position \mathbf{r}_c . Les figures 4.8 (a), (c) et (e) représentent le profil de champ magnétique calculé suivant les trois directions x, y et z avant la phase d'optimisation sur les courants, tandis que les figures 4.8 (b), (d) et (f) représentent le profil de champ après optimisation. Notons que la procédure d'optimisation recherche un accord entre le champ calculé et le profil idéal sur une distance plus importante (12 mm) suivant l'axe du transport que suivant les autres axes (6 mm). Ce choix totalement arbitraire se justifie par le fait que le nuage n'est pas isotrope, mais étiré dans la direction du transport, comme nous

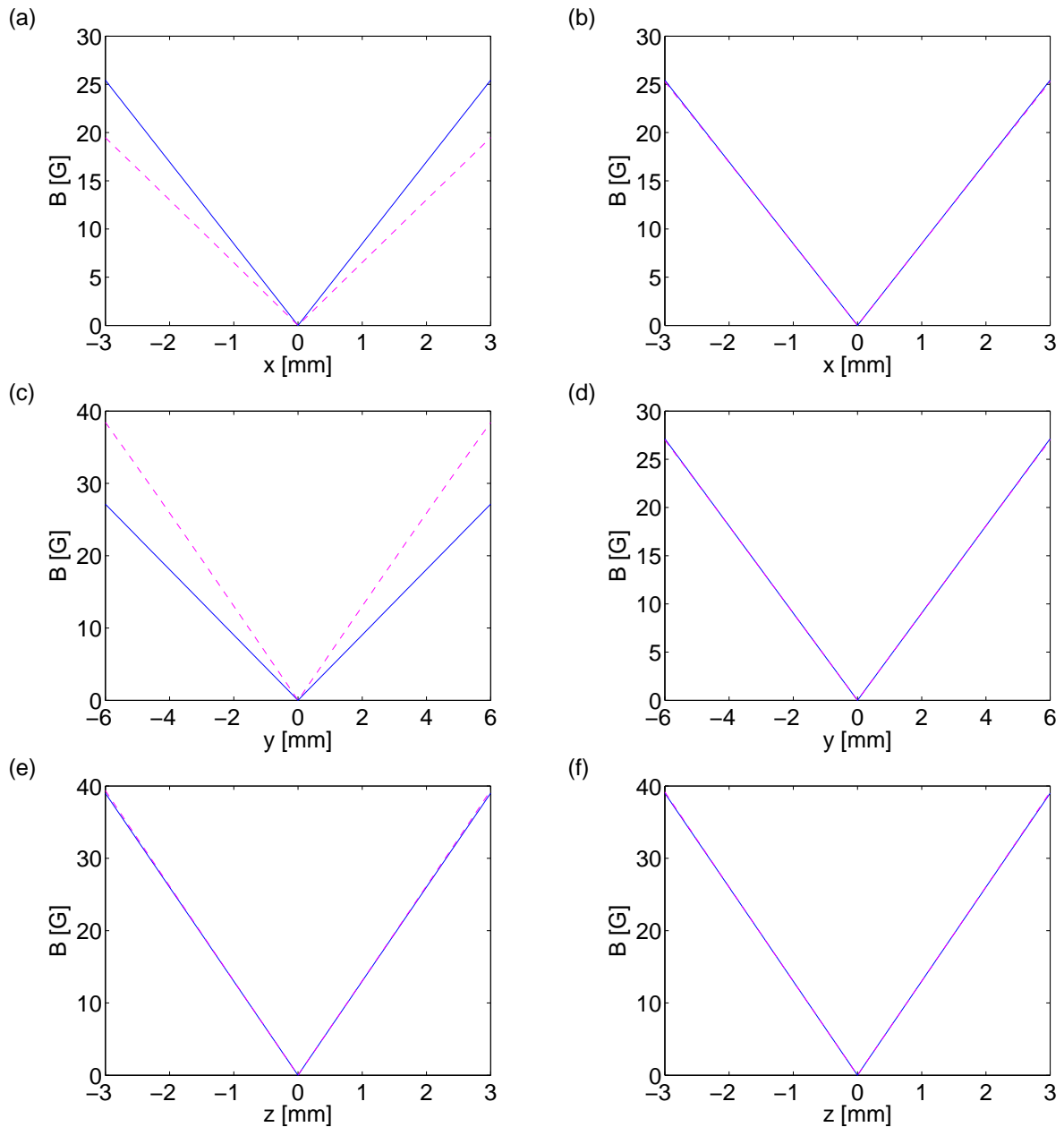


FIGURE 4.8 – (a), (c), (e) Représentation du module du champ magnétique suivant les axes x , y et z avant optimisation des courants (traits pointillés magenta), et comparaison au module de champ idéal calculé à partir des consignes (trait continu bleu). (b), (d), (f) Représentation du module du champ magnétique suivant les axes x , y et z après optimisation des courants par résolution du système d'équations (4.25) (traits pointillés magenta), et comparaison au module de champ idéal (trait continu bleu).

l'avons vu dans la partie 4.2.2.2. Nous remarquons que l'accord entre le profil calculé et le profil idéal est très bon, avec un écart relatif inférieur au pourcent sur toute la zone considérée.

Par ailleurs, nous imposons pour des raisons pratiques deux contraintes sur les valeurs de courant déterminées par l'algorithme. Tout d'abord, les alimentations de courant prévues dans notre montage sont capables de délivrer un courant entre 0 A et 110 A pour une tension de 0 V à 15 V¹. Les intensités des courants déterminées par l'algorithme sont donc bornées supérieurement à 100 A afin de conserver une marge de sécurité. Par ailleurs, nos alimentations ne peuvent débiter du courant que dans un sens, ce qui ne permet pas de changer le signe du courant. Nous imposons donc que les courants restent toujours positifs ou nuls. Ainsi, si la solution optimale vers laquelle converge l'algorithme suggère $I_1 < 0$, cela signifie que le centre du piège magnétique est suffisamment loin du centre de la paire de bobines 1 pour qu'il ne soit plus pertinent d'impliquer cette paire dans le déplacement du piège. Il convient alors de mettre le courant de la paire de bobines 1 à 0 A, puis d'impliquer la paire de bobines se trouvant après la paire numéro 3, puis de reprendre la recherche d'optimum en considérant les courants I_2, I_3 et I_4 , où I_4 est le courant circulant dans la nouvelle paire de bobines.

4.2.3.3 Profils de courant

Les profils de courants extraits du programme d'optimisation sont représentés sur la figure 4.9. Le graphique (a) correspond à la première moitié du transport, tandis que le graphique (b) est associé à la seconde moitié du transport. Les valeurs obtenues pour les différentes intensités sont toutes positives ou nulles, et inférieures à 100 A, en accord avec les contraintes imposées par les conditions expérimentales.

Le courant circulant dans la bobine poussante croît très rapidement vers sa valeur pic, de l'ordre de 75 A, afin de modifier la géométrie du piège sur les quatre premiers centimètres du transport. Par ailleurs, le faible recouvrement entre les bobines du piège magnéto-optique et le couple de bobines B1 impose la circulation de courants importants (~ 75 A) dans les bobines B1 afin d'extraire les atomes de la zone d'influence des bobines du PMO. Les paires de bobines Bi (pour $i = 2 \dots 12$) sont quant à elles parcourues par des courants maximum de l'ordre de 50 A ou 80 A suivant qu'elles se trouvent sur la couche intérieure ou extérieure de la chaîne de bobines constituant la voie du transport.

Par ailleurs, de forts courants sont requis dans les bobines impliquées dans la fin du transport. Ainsi, le faible recouvrement entre les paires de bobines B13 et PM impose un courant pic de l'ordre de 100 A dans le couple de bobines B13 afin de pousser les atomes dans la zone d'influence des bobines du piège magnétique.

Notons que les propriétés du piège magnétique au début du déplacement sont parfaitement maîtrisées, car trois courants sont contrôlés simultanément (Poussante, PMO, B1). En revanche, trois zones du transport sont assurées uniquement par deux courants : les trente derniers millimètres du premier axe du déplacement (courants B6 et B7), les trente premiers millimètres du second axe (courants B7 et B8), et les quatre-vingts

1. Modèle *Delta Elektronika power supply SM15-100*

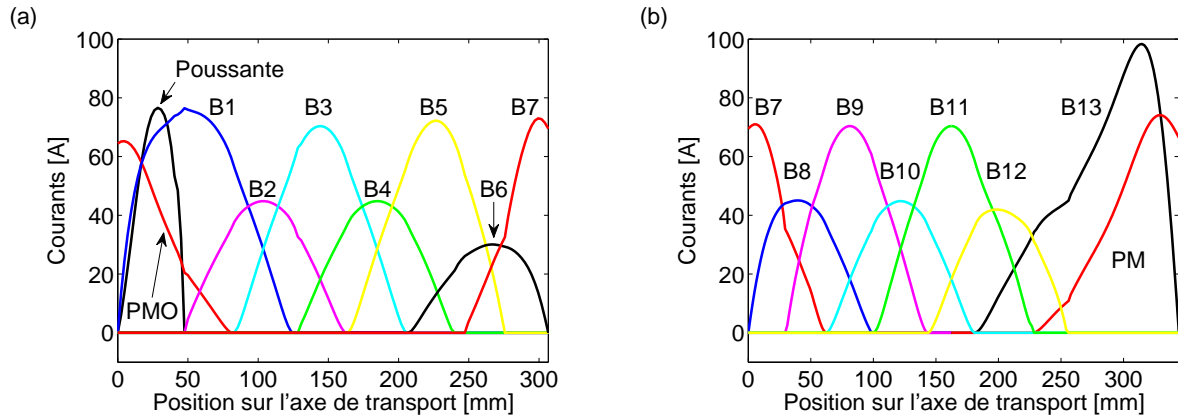


FIGURE 4.9 – Profils de courants déterminés numériquement pour la première partie du transport (a), ainsi que pour la seconde partie du transport (b), en fonction de la position du centre du piège magnétique sur l’axe du déplacement.

derniers millimètres de la fin du transport (courants B13 et PM). Par conséquent, le rapport d’anisotropie du piège n’est pas contrôlé au cours de ces trois phases du mouvement.

La figure 4.10 représente le profil de champ magnétique dans le plan $\{x, y\}$ en différentes positions appartenant au premier axe de transport (axe y). Les images (a), (b) et (c) illustrent le paysage de champ magnétique lors de la déformation initiale du piège conduisant à un rapport d’anisotropie $A^* = 1.88$. Le piège de géométrie cylindrique au centre de l’enceinte du piège magnéto-optique (a) est progressivement étiré suivant l’axe du transport sous l’action de la bobine poussante. Les images (d), (e) et (f) montrent le piège magnétique au cours de la phase intermédiaire où les atomes sont déplacés sans changement de la géométrie du piège. Enfin, les images (g), (h) et (i) représentent la fin de la première moitié du transport, qui s’effectue sous l’action de deux courants uniquement (B6 et B7). Le rapport d’anisotropie est modifié de façon non contrôlée, et le piège retrouve une géométrie cylindrique dans le coude (i).

Remarquons que le paysage de champ magnétique peut varier énormément entre les différentes images de la figure 4.10. Cependant, les résultats démontrés dans la partie 4.1.3 indiquent que l’extension spatiale typique du nuage est inférieure au millimètre. Par conséquent, seuls quelques millimètres autour du centre du piège définissent une zone dans laquelle il est pertinent de considérer le module du champ magnétique. À de telles distances du centre du piège, le paysage magnétique est semblable sur toutes les images, et les variations à plus grande échelle ne jouent aucun rôle dans la dynamique du nuage atomique.

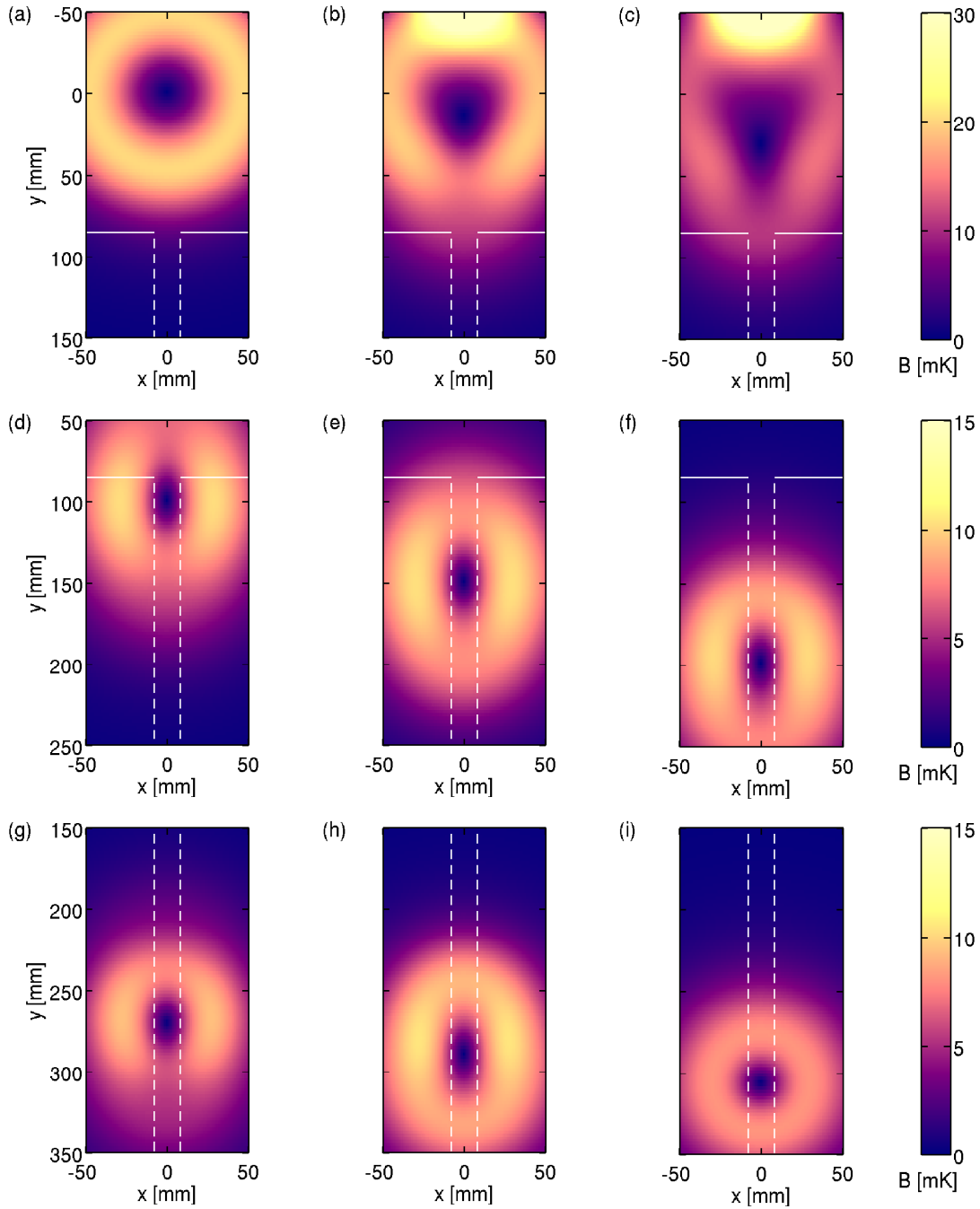


FIGURE 4.10 – Module du champ magnétique dans le plan $\{x, y\}$ en différentes positions le long du premier axe de transport. Les lignes pointillées blanches symbolisent les bords du tube à vide CF16 dans lequel se déplacent les atomes. Le trait blanc en $y = 85$ mm représente le bord de l'enceinte du piège magnéto-optique. Les figures (a), (b) et (c) représentent le potentiel magnétique aux points $y = 0$ mm, $y = 14$ mm et $y = 31$ mm, où le piège est étiré dans la direction du mouvement sous l'action de la bobine poussante. Les images (d), (e) et (f) montrent respectivement le module du champ magnétique aux positions $y = 100$ mm, $y = 150$ mm et $y = 200$ mm, où la géométrie du piège est maintenue constante. Enfin, les figures (g), (h) et (i) illustrent le paysage de champ magnétique aux points $y = 271$ mm, $y = 290$ mm et $y = 306.6$ mm se trouvant dans la zone où la géométrie du piège n'est plus contrôlée.

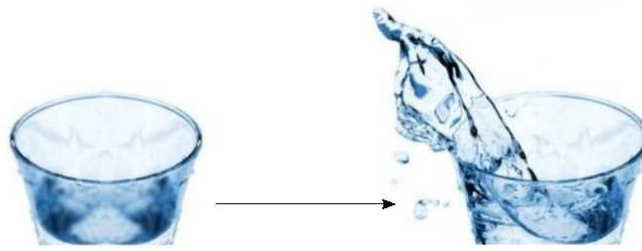


FIGURE 4.11 – Déplacement brusque d’un récipient contenant un liquide. Au-delà d’une certaine valeur de l’accélération, la force d’inertie d’entraînement subie par le récipient conduit à la perte d’une fraction du liquide. Cet effet est analogue à celui se produisant lors du déplacement du piège magnétique contenant les atomes.

4.3 Dynamique temporelle du transport

Dans la section précédente, nous avons détaillé le principe du piégeage magnétique, et présenté son application au transport atomique. Cependant, les courbes de courants tracées figure 4.9 dépendent uniquement de la position du centre du piège magnétique. Il convient donc d’associer un temps à chaque position du centre du piège afin de construire une séquence temporelle de transport qui pourra être interprétée par le séquenceur contrôlant le déroulement des différentes phases de l’expérience (se référer à la section 1.3.1 du chapitre 1). L’objet de cette section est d’établir les différentes contraintes auxquelles est sujet le nuage atomique au cours du mouvement, puis de proposer une séquence de transport la plus rapide possible.

4.3.1 Force d’inertie d’entraînement

Le nuage atomique confiné par le piège quadrupolaire est un système semblable à celui formé par un liquide contenu dans un récipient. L’expérience commune montre que si le récipient est déplacé de façon trop « brusque », c’est-à-dire s’il subit une accélération trop importante, alors le liquide est expulsé du contenant (représentation figure 4.11). Cette analogie illustre parfaitement la problématique du transport des atomes. Il convient donc de déterminer une borne maximale sur la valeur de l’accélération du piège magnétique afin d’éviter l’échauffement ou la perte d’atomes au cours du transport.

Pour simplifier le problème, étudions le cas d’un piège unidimensionnel dont le déplacement s’effectue suivant l’axe des $y > 0$ avec une accélération a^* . Considérons un atome de masse m , de moment magnétique μ , dont la dynamique est étudiée dans le référentiel local associé au centre du piège. La force totale appliquée à l’atome est la résultante de deux composantes : la force qui dérive de l’énergie potentielle magnétique, et la force d’inertie d’entraînement. L’équation du mouvement dans le référentiel

accélération s'écrit alors :

$$\frac{d^2 y'}{dt^2} = -a^* - \frac{\mu b}{m} \text{sign}[y'] , \quad (4.26)$$

où y' est la distance au centre du piège, et b le gradient de champ magnétique (en supposant $b > 0$).

À partir de la relation (4.26), et dans l'hypothèse où l'accélération d'entraînement a^* est constante, il est possible de réécrire la force totale appliquée à l'atome comme le gradient d'un potentiel effectif, qui prend la forme :

$$V_{\text{eff}} = m a^* y' + \mu b |y'| . \quad (4.27)$$

L'accélération subie par le système se traduit de manière effective par une déformation du piège magnétique. Le gradient de champ suivant les $y' < 0$ est remplacé par le gradient effectif $m a^* / \mu - b$, tandis que le gradient suivant les $y' > 0$ est remplacé par le gradient effectif $m a^* / \mu + b$. L'accélération limite que peut subir le système lorsque a^* est positif correspond donc à la situation où le potentiel magnétique n'assure plus le piégeage des atomes, c'est-à-dire pour :

$$a_{\text{max}}^* = \frac{\mu b}{m} . \quad (4.28)$$

Durant le transport, la valeur minimale que prend le gradient de champ magnétique est de 45 G.cm^{-1} lorsque le rapport d'anisotropie vaut 1.88, ce qui correspond à une accélération maximale $a_{\text{max}}^* \approx 109 \text{ m.s}^{-2}$.

Le profil du champ magnétique donné par l'équation (4.27) est représenté sur la figure 4.12 pour différents choix de l'accélération du centre du piège a^* . La force d'inertie d'entraînement altère la forme du potentiel de piégeage, de sorte qu'il est plus confinant suivant les $y' > 0$, mais moins confinant suivant les $y' < 0$. En particulier, lorsque l'accélération du piège atteint la valeur limite a_{max}^* , l'énergie de piégeage est nulle pour des valeurs $y' < 0$, et les atomes ne sont plus piégés. Inversement, lors des phases de décélération où $a^* < 0$, le potentiel de piégeage est plus confinant du côté des $y' < 0$, et moins confinant pour des valeurs $y' > 0$.

4.3.2 Simulations de dynamique moléculaire

L'objectif de la section précédente était de mettre en évidence l'existence d'une limitation sur la dynamique du centre du piège magnétique. Cependant, cette connaissance ne renseigne nullement sur la façon optimale de déplacer temporellement le piège. Faut-il par exemple opter pour un mouvement à vitesse constante tout au long du trajet, ou bien préférer un mouvement « lent » aux extrémités du trajet et « rapide » au milieu ? Par ailleurs, sur quelle échelle de temps est-il raisonnable de déplacer le nuage pour éviter les pertes d'atomes et un échauffement ?

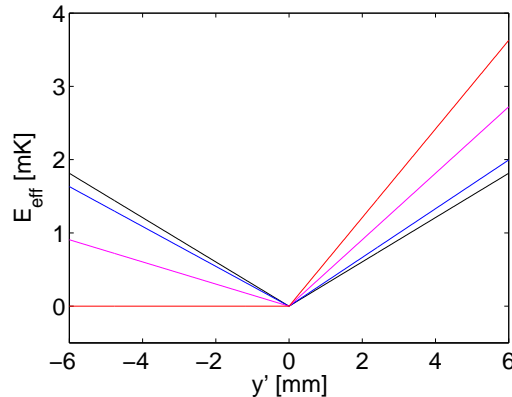


FIGURE 4.12 – Énergie potentielle effective de l'atome. L'allure de la courbe est modifiée par la présence de la force d'inertie due à l'accélération du centre du piège pendant le transport. Les tracés noir, bleu, magenta et rouge correspondent respectivement aux situations $a^* = 0$, $a^* = a_{\max}^*/10$, $a^* = a_{\max}^*/2$ et $a^* = a_{\max}^*$. Dans le cas où l'accélération du piège est supérieure ou égale à l'accélération maximale a_{\max}^* , le potentiel ne permet plus le piégeage des atomes qui sont alors perdus.

Afin d'apporter des éléments de réponse à ces questions, nous avons développé un programme de dynamique moléculaire. Cette méthode de simulation, introduite au début des années 1950 par Bird [180], permet notamment de simuler les trajectoires des atomes au cours du temps, comme nous allons l'expliquer ci-dessous.

4.3.2.1 Principe

Considérons un ensemble constitué de \mathcal{N} atomes de masse m confinés dans un piège quadrupolaire. Dans une approche classique, l'état d'un atome i à l'instant t est entièrement déterminé par la connaissance de son vecteur position $\mathbf{r}_i(t)$ et de son vecteur vitesse $\mathbf{v}_i(t)$. L'hamiltonien du système s'écrit :

$$\mathcal{H} = \sum_{i=1}^{\mathcal{N}} \frac{1}{2} m \mathbf{v}_i^2 + U(\mathbf{r}_i), \quad (4.29)$$

où $U(\mathbf{r}_i)$ désigne l'énergie potentielle de l'atome i .

L'évolution temporelle du système est alors dictée par les équations de Hamilton, qui se réduisent pour cet hamiltonien au principe fondamental de la dynamique :

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = \mathbf{F}_i \quad \text{avec} \quad \mathbf{F}_i = - \frac{dU(\mathbf{r}_i)}{d\mathbf{r}_i}. \quad (4.30)$$

Les simulations de dynamique moléculaire consistent à discrétiser le temps en intervalles δt , puis à déterminer l'évolution temporelle du système en résolvant numériquement les équations du mouvement (4.30) de façon itérative. Dans cette approche, le pas de temps δt doit être suffisamment « petit » pour que la force \mathbf{F}_i agissant sur un

atome puisse être supposée constante sur l'intervalle δt , et pour que la probabilité de collision par atome soit inférieure à 1. À l'inverse, δt doit être suffisamment « grand » pour que le temps de calcul reste raisonnable.

Afin de simuler la dynamique du transport magnétique, il convient de rajouter dans le programme toutes les contraintes présentes dans le système réel qui seraient susceptibles d'en modifier la dynamique, telles que la présence d'un tube CF16 entourant le nuage atomique pendant son transport, ou encore la profondeur finie du piège. La structure du code de simulation est donc la suivante :

1. Initialisation des paramètres du problème : distribution en position et en vitesse des atomes, définition du pas de temps δt , ...
2. Incrémentation du temps
3. Mise à jour des paramètres du piège : position du centre, gradients de champ magnétique, ...
4. Résolution du système différentiel (4.30) par un algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 (voir partie 4.3.2.3)
5. Dynamique atomique : collisions entre atomes, collisions avec le gaz résiduel, pertes par retournement de spin, profondeur finie du piège, pertes par collision avec le tube CF16
6. Mesure des quantités physiques : énergie totale, position du centre de masse du nuage, ...
7. Répétition des étapes 2 à 6 jusqu'à atteindre la durée souhaitée pour la séquence de transport

Parmi les différentes phases d'exécution de l'algorithme, deux sont particulièrement importantes : l'initialisation du système, et la résolution du système d'équations différentielles (4.30), qui feront l'objet des deux sections suivantes.

4.3.2.2 Initialisation du système

L'initialisation du système consiste à tirer aléatoirement les variables de position \mathbf{r} et de vitesse \mathbf{v} de chaque atome de sorte que la configuration obtenue soit représentative des configurations possibles compte tenu des contraintes imposées au système. Dans cette section, nous établirons l'expression des distributions en position et en vitesse des atomes au point de départ du transport, puis nous indiquerons la procédure numérique permettant de reproduire ces distributions à partir d'un générateur de nombres aléatoires distribués entre 0 et 1 suivant une loi uniforme continue $\mathcal{U}[0, 1]$.

Expression analytique des distributions de position et de vitesse

La séquence de transport débute après que les atomes capturés dans le piège magnéto-optique sont chargés dans le piège magnétique produit par la paire de bobines PMO. À l'équilibre thermodynamique, l'occupation des états d'énergie accessibles aux

atomes est donnée par la statistique de Boltzmann. La densité de probabilité de trouver un atome à la position $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$ avec une vitesse $\mathbf{v} = \{v_x, v_y, v_z\}$, notée $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$, est donc donnée par :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = C \exp \left[-\frac{\mathcal{H}(\mathbf{r}, \mathbf{v})}{k_B T} \right], \quad (4.31)$$

et satisfait la condition de normalisation :

$$\int_{\mathbf{r}} \int_{\mathbf{v}} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{r} d\mathbf{v} = 1, \quad (4.32)$$

où C est une constante assurant l'égalité (4.32), k_B est la constante de Boltzmann, T la température du nuage, et $\mathcal{H}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ l'hamiltonien à une particule. Un choix approprié des gradients de champ magnétique permet en première approximation de négliger les effets dus à la gravité (voir partie 4.2.2), et d'exprimer ainsi l'hamiltonien sous la forme :

$$\mathcal{H}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \frac{1}{2} m \mathbf{v}^2 + \mu \sqrt{b_x^2 x^2 + b_y^2 y^2 + b_z^2 z^2}, \quad (4.33)$$

où m et μ représentent respectivement la masse et le moment magnétique de l'atome, et $\mathbf{b} = \{b_x, b_y, b_z\}$ correspond au gradient de champ magnétique.

Remarquons que le système étudié présente deux propriétés qui permettent de simplifier le problème. Tout d'abord, les variables \mathbf{r} et \mathbf{v} sont indépendantes, et canoniquement conjuguées. De plus, l'hamiltonien (4.33) ne contient pas de termes « croisés » traduisant un couplage entre les positions et les vitesses. Par conséquent, les équations (4.31) et (4.32) peuvent se réécrire sous la forme :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = f_1(\mathbf{r}) \times f_2(\mathbf{v}), \quad (4.34)$$

avec les contraintes de normalisation :

$$\int_{\mathbf{r}} f_1(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = 1 \quad \text{et} \quad \int_{\mathbf{v}} f_2(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = 1, \quad (4.35)$$

où interviennent les distributions de probabilités en position et en vitesse :

$$f_1(\mathbf{r}) = \frac{\mu^3 b_x b_y b_z}{8\pi (k_B T)^3} \exp \left[-\frac{\mu \sqrt{b_x^2 x^2 + b_y^2 y^2 + b_z^2 z^2}}{k_B T} \right], \quad (4.36)$$

$$f_2(\mathbf{v}) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m \mathbf{v}^2}{2k_B T} \right].$$

Les densités de probabilités à une dimension (x , y ou z pour les positions, v_x , v_y ou v_z pour les vitesses) sont obtenues par intégration des distributions $f_1(\mathbf{r})$ et $f_2(\mathbf{v})$ suivant les deux autres dimensions. Il vient :

$$f_1^{(1D)}(r_i) = \frac{\mu b_i}{4k_B T} \left(1 + \frac{\mu b_i |r_i|}{k_B T} \right) \exp \left[-\frac{\mu b_i}{k_B T} |r_i| \right] \quad \text{avec} \quad r_i = \{x, y, z\}, \quad (4.37)$$

$$f_2^{(1D)}(v_i) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp \left[-\frac{m v_i^2}{2k_B T} \right] \quad \text{avec} \quad v_i = \{v_x, v_y, v_z\}.$$

La répartition en vitesse des atomes suit une loi gaussienne dépendant uniquement de la température du système, qui est une caractéristique de la statistique de Maxwell-Boltzmann. En revanche, la distribution en position des atomes est dictée par une loi non triviale faisant intervenir la température du système, mais aussi les gradients de champ magnétique. L'enjeu de l'étape d'initialisation consiste donc à procéder au tirage aléatoire de variables de position et de vitesse des atomes qui vérifient les distributions données par l'équation (4.37) à partir d'un générateur uniforme continu de loi $\mathcal{U}[0, 1]$.

Tirage aléatoire de la distribution en position

Notons $d^3\mathcal{P}$ la probabilité de trouver un atome dans un volume infinitésimal $d\mathbf{r} = dx dy dz$ centré sur la position \mathbf{r} . D'après la relation (4.36), il vient :

$$d^3\mathcal{P} = \frac{\mu^3 b_x b_y b_z}{8\pi(k_B T)^3} \exp\left[-\frac{\mu\sqrt{b_x^2 x^2 + b_y^2 y^2 + b_z^2 z^2}}{k_B T}\right] dx dy dz. \quad (4.38)$$

En procédant à plusieurs changements de variables successifs, il est possible de réécrire cette probabilité sous la forme d'un produit de distributions de probabilités agissant sur des variables indépendantes :

$$d^3\mathcal{P} = \left[\frac{1}{2}\rho^2 \exp[-\rho] d\rho\right] \times \left[\frac{1}{2}d(-\cos\theta)\right] \times \left[\frac{1}{2\pi}d\varphi\right], \quad (4.39)$$

où les variables ρ , θ et φ sont reliées aux variables x , y et z par les égalités :

$$\begin{cases} x = \frac{k_B T}{\mu b_x} \rho \sin\theta \cos\varphi, \\ y = \frac{k_B T}{\mu b_y} \rho \sin\theta \sin\varphi, \\ z = \frac{k_B T}{\mu b_z} \rho \cos\theta. \end{cases} \quad (4.40)$$

La formulation proposée équation (4.39) simplifie le tirage aléatoire des variables de position. Sous cette écriture, il ressort clairement que les variables aléatoires $-\cos\theta$ et φ sont respectivement distribuées selon des lois uniformes continues $\mathcal{U}[-1, 1]$ et $\mathcal{U}[0, 2\pi]$. Ces deux variables peuvent donc être aisément tirées à partir d'un générateur aléatoire de loi uniforme $\mathcal{U}[0, 1]$. La variable ρ obéit en revanche à une distribution non triviale.

Pour procéder au tirage aléatoire de cette variable, il est nécessaire d'avoir recours à la méthode numérique du « rejet » [181]. Cette méthode consiste à reproduire une distribution f difficile à simuler en faisant appel à une autre distribution arbitraire g , facilement simulable, et vérifiant sur tout le domaine de définition de f la condition $f(x) < Mg(x)$ où M est une constante supérieure à 1. Il s'agit alors de tirer aléatoirement une variable x suivant la loi g , et une variable u suivant la loi uniforme $\mathcal{U}[0, 1]$, puis de vérifier si $u < f(x)/Mg(x)$, auquel cas u est une variable aléatoire tirée selon

la loi f . En appliquant cette méthode au tirage de la variable aléatoire ρ , la position d'un atome est donc déterminée de la façon suivante :

$$\begin{cases} x = \frac{k_B T}{\mu b_x} \times \rho_{\max} \alpha_1 \times 2\sqrt{\alpha_2 - \alpha_2^2} \times \cos(2\pi\alpha_3), \\ y = \frac{k_B T}{\mu b_y} \times \rho_{\max} \alpha_1 \times 2\sqrt{\alpha_2 - \alpha_2^2} \times \sin(2\pi\alpha_3), \\ z = \frac{k_B T}{\mu b_z} \times \rho_{\max} \alpha_1 \times (2\alpha_2 - 1). \end{cases} \quad (4.41)$$

où les $\{\alpha_i\}_{i=1\dots 3}$ sont des variables uniformément distribuées entre 0 et 1, et le paramètre $\rho_{\max} = 15k_B T / (\mu b_y)$ est introduit empiriquement afin que la variable ρ soit définie sur un intervalle borné. Notons que $\rho_{\max} \approx 7$ mm pour un nuage à 200 μK , ce qui limite ainsi l'extension spatiale du nuage au diamètre intérieur du tube CF16 dans lequel se déplaceront les atomes.

Les figures 4.13 (a), (c), et (e) représentent les distributions en position intégrées $f_1^{(1D)}$ suivant les trois directions de l'espace obtenues en appliquant la méthode de tirage donnée équation (4.41). Les courbes en rouge sur les figures indiquent les distributions théoriques tracées à partir de la relation (4.37). Les amplitudes des histogrammes et des distributions ont été adaptées pour varier sur une échelle comprise entre 0 et 1. Nous remarquons que les distributions obtenues par la méthode du rejet sont en très bon accord avec les distributions théoriques données par la relation (4.37). L'extension spatiale du nuage est typiquement deux fois plus faible suivant l'axe z que suivant les axes x et y , ce qui se comprend intuitivement en rappelant que le gradient vertical b_z est deux fois plus grand que les gradients du plan horizontal.

Tirage aléatoire de la distribution en vitesse

L'équation (4.37) montre que la distribution en vitesse des atomes obéit à une loi gaussienne. La méthode de Box-Muller [182] permet de tirer efficacement une série de nombres aléatoires de répartition gaussienne à partir d'un générateur de nombres aléatoires uniformément distribués suivant une loi $\mathcal{U}[0, 1]$. Les trois composantes du vecteur vitesse sont obtenues de la manière suivante :

$$\begin{cases} v_x = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \times \sqrt{-2 \log \beta_1} \times \sin(2\pi\beta_2), \\ v_y = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \times \sqrt{-2 \log \beta_1} \times \cos(2\pi\beta_2), \\ v_z = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \times \sqrt{-2 \log \beta_3} \times \sin(2\pi\beta_4), \end{cases} \quad (4.42)$$

où les $\{\beta_i\}_{i=1\dots 4}$ sont des variables uniformément distribuées entre 0 et 1.

Les figures 4.13 (b), (d), et (f) montrent les histogrammes représentant les distributions de vitesse des atomes, obtenus par la méthode de Box-Muller. Les densités de

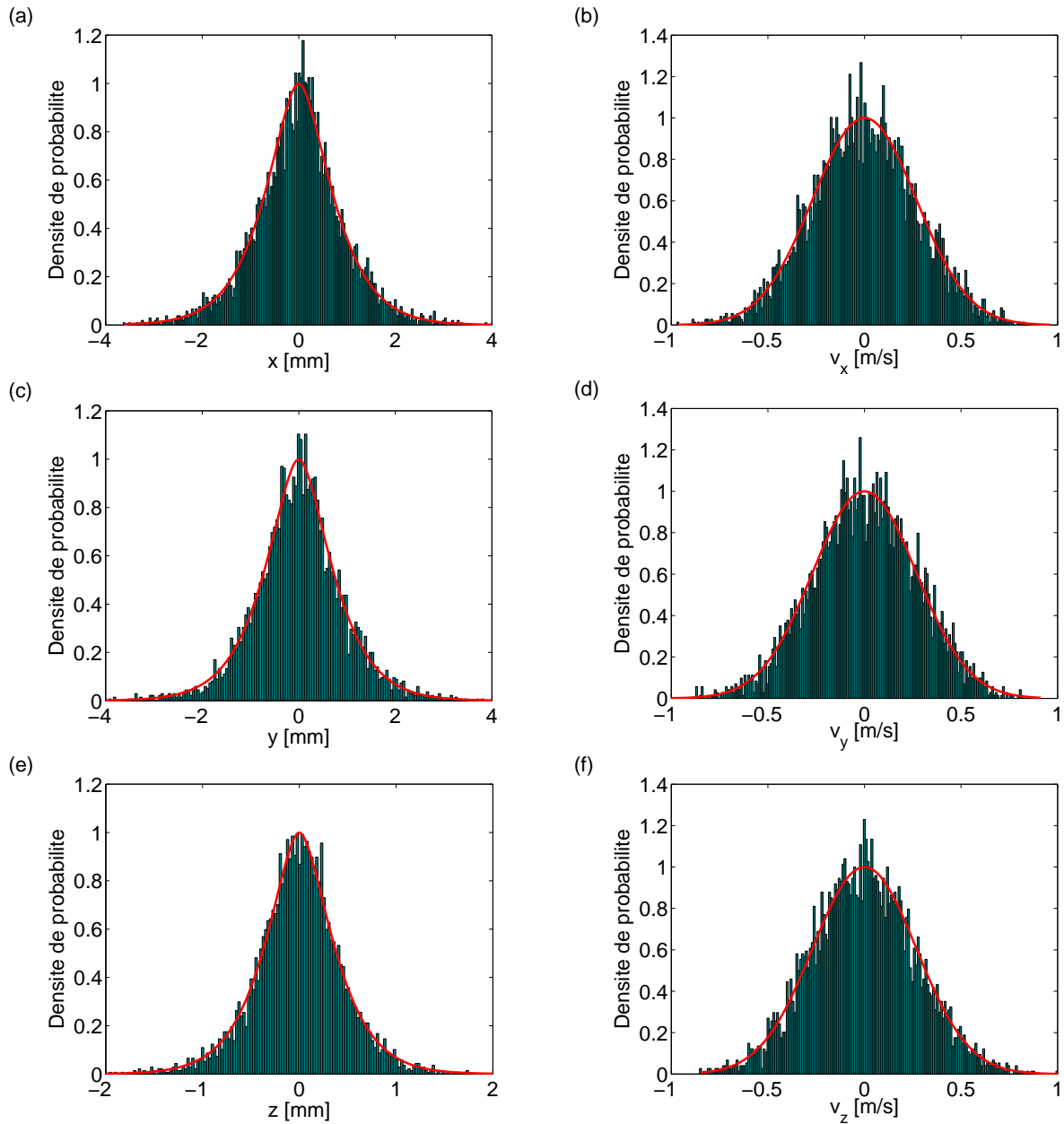


FIGURE 4.13 – (a), (c) et (e) Histogrammes représentant les distributions en position obtenues par la méthode de tirage aléatoire présentée équation (4.41). (b), (d) et (f) Histogrammes représentant les distributions en vitesse obtenues par la méthode de Box-Muller introduite équation (4.42). Les courbes rouges correspondent aux densités de probabilité théoriques données par la relation (4.37). Toutes les amplitudes ont été renormalisées pour varier entre 0 et 1. Les tirages ont été effectués pour un échantillon de $N = 5000$ « macro-atomes » (définition donnée dans le premier paragraphe de la section 4.3.3), à une température qui vaut $T = 200 \mu\text{K}$.

probabilité théoriques, établies équation (4.37), sont tracées en rouge sur les figures. Notons que toutes les quantités ont été renormalisées de manière à varier sur une échelle identique. Les configurations de vitesses déterminées par la méthode de Box-Muller sont représentatives du système étudié, comme le montre le très bon accord entre les histogrammes et les distributions attendues théoriquement. Remarquons par ailleurs que les distributions sont identiques pour les trois composantes de vitesse en vertu de l'isotropie de la distribution de probabilité dans l'espace des vitesses (voir équations (4.37) et (4.42)).

4.3.2.3 Évolution temporelle

Dans une approche classique, l'évolution temporelle d'un atome est dictée par la relation fondamentale de la dynamique, qui est une équation différentielle du second ordre selon la position. Le traitement numérique de cette équation différentielle nécessite de discrétiser la variable de temps en intervalles δt , puis de résoudre le système pas à pas en utilisant un algorithme adapté. De nombreuses méthodes existent pour résoudre les équations différentielles ordinaires (méthode d'Euler, de Runge-Kutta, modèle prédicteur/correcteur, ...), celles-ci différant notamment par leur précision, leur stabilité, leur rapidité et leur complexité. Pour des raisons de « souplesse », la méthode de Runge-Kutta à l'ordre 4 a été choisie pour déterminer la dynamique du système atomique [183]. Cet algorithme est particulièrement simple à mettre en place et fournit des résultats en un temps raisonnable (de l'ordre de quelques minutes pour le système étudié) avec une très bonne précision à condition de choisir un pas de temps δt suffisamment petit.

Considérons une équation différentielle du premier ordre de la forme :

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{q}(t)}{dt} = \mathbf{f}(t, \mathbf{q}(t)) , \\ \mathbf{q}(t=0) = \mathbf{q}_0 , \end{cases} \quad (4.43)$$

où \mathbf{q} est une fonction inconnue du temps (scalaire ou vectorielle), \mathbf{q}_0 sa valeur initiale, et \mathbf{f} une fonction quelconque dépendant a priori de \mathbf{q} et du temps t .

La méthode de Runge-Kutta à l'ordre 4 consiste à écrire la fonction $\mathbf{q}(t + \delta t)$ sous la forme d'un développement limité de Taylor faisant intervenir $\mathbf{q}(t)$, et l'accroissement de \mathbf{q} , estimé comme la moyenne pondérée de quatre termes [183] :

$$\mathbf{q}(t + \delta t) = \mathbf{q}(t) + \frac{\delta t}{6} (\mathbf{k}_1 + 2\mathbf{k}_2 + 2\mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4) , \quad (4.44)$$

où les $\{\mathbf{k}_i\}_{i=1\dots 4}$ sont des paramètres obtenus comme suit :

$$\begin{cases} \mathbf{k}_1 = \mathbf{f}(t, \mathbf{q}(t)) , \\ \mathbf{k}_2 = \mathbf{f}(t + \frac{\delta t}{2}, \mathbf{q}(t) + \frac{\delta t}{2} \mathbf{k}_1) , \\ \mathbf{k}_3 = \mathbf{f}(t + \frac{\delta t}{2}, \mathbf{q}(t) + \frac{\delta t}{2} \mathbf{k}_2) , \\ \mathbf{k}_4 = \mathbf{f}(t + \delta t, \mathbf{q}(t) + \delta t \mathbf{k}_3) . \end{cases} \quad (4.45)$$

La signification de ces coefficients peut se comprendre grossièrement de la façon suivante : les paramètres \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_4 correspondent aux dérivées de la fonction \mathbf{q} aux instants initiaux et finaux, tandis que les paramètres \mathbf{k}_2 et \mathbf{k}_3 correspondent aux dérivées de \mathbf{q} en deux instants intermédiaires. L'accroissement total de la fonction \mathbf{q} est alors calculé comme la moyenne pondérée de ces quatre dérivées, en donnant un poids plus important aux dérivées intermédiaires \mathbf{k}_2 et \mathbf{k}_3 .

L'évolution temporelle du système est alors obtenue en appliquant itérativement la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 à l'équation différentielle décrivant la dynamique des atomes.

4.3.3 Particularités du système

Le programme que nous avons développé en langage C a pour but de simuler la dynamique d'une assemblée d'atomes confinés dans un piège quadrupolaire mis en mouvement dans une enceinte à vide. Après avoir discuté de la technique utilisée pour étudier l'évolution d'un grand nombre de particules, nous présentons les différents effets qui sont pris en compte dans nos simulations : les pertes par retournement de spin, les pertes liées à la profondeur finie du piège, et les collisions entre atomes.

Systeme étudié

Le piège magnétique sera chargé après une phase de mélasse optique consécutive au chargement du piège magnéto-optique, et il est raisonnable d'espérer capturer dans le piège magnétique quelques 10^8 atomes [145]. Simuler la dynamique du système reviendrait donc à calculer les trajectoires temporelles de plusieurs centaines de millions de particules, ce qui n'est pas réalisable en utilisant un ordinateur de bureau. Afin de dépasser cette limitation, le programme traite le problème pour un nombre raisonnable de « macro-atomes », qui correspondent à un paquet de plusieurs millions d'atomes. Ainsi, nous considérons dans le programme un ensemble de $\mathcal{N}_{\text{mac}}^0 = 5000$ macro-atomes, représentant chacun un groupe de 2^{21} atomes, ce qui permet de simuler les trajectoires de plus de 10^{10} atomes. Le choix d'une puissance de 2 pour le nombre d'atomes composant un macro-atome apparaîtra clairement dans le paragraphe portant sur la duplication du nombre de macro-atomes.

Une fois les macro-atomes définis, il s'agit d'initialiser leurs positions et leurs vitesses en suivant la démarche proposée dans la partie 4.3.2.2. La structure particulière de l'hamiltonien décrivant le système (équation (4.33)) implique que la distribution en vitesse des macro-atomes ne dépend que de la température du système. En revanche, l'expression du potentiel quadrupolaire intervient explicitement dans l'hamiltonien décrivant la dynamique du système, et la méthode de tirage des positions présentée dans la partie 4.3.2.2 est donc spécifique au problème considéré.

Dans toute la suite de cette section 4.3.3, la position d'un macro-atome i sera notée $\mathbf{r}_i = \{x_i, y_i, z_i\}$, et sa masse m . Nous supposons que tous les macro-atomes sont pré-

parés dans le sous-niveau Zeeman $|F = 2, m_F = +2\rangle$ pour lequel le gradient de champ magnétique du piège est maximum en vertu de la relation (4.4), ce qui limite les pertes dues à la profondeur finie du piège, comme nous le verrons plus tard dans cette section. La position du centre du piège magnétique sera quant à elle notée $\mathbf{r}_c = \{x_c, y_c, z_c\}$.

Après que le système a été initialisé en position et en vitesse, le programme débute l'évolution temporelle du système. La trajectoire de chaque macro-atome est déterminée par intégration numérique de son équation du mouvement, donnée par la relation (4.30), à l'aide de la méthode de Runge-Kutta (voir partie 4.3.2.3), en considérant le potentiel approché :

$$U(\mathbf{r}_i) = \mu_B \sqrt{b_x^2(x_i - x_c)^2 + b_y^2(y_i - y_c)^2 + b_z^2(z_i - z_c)^2}, \quad (4.46)$$

avec b_x , b_y et b_z les gradients de champ magnétique selon les trois directions de l'espace. Le potentiel magnétique ayant en pratique une profondeur finie, nous introduisons une troncature pour tenir compte de la perte de certains atomes, ce qui fera l'objet du prochain paragraphe.

Pertes dues à la profondeur finie du piège

L'approximation du potentiel quadrupolaire est justifiée aux abords du centre du piège magnétique. Néanmoins, ce dernier n'est pas infiniment profond, et il existe une borne maximale sur l'énergie de piégeage. Ainsi, un atome dont l'énergie est supérieure à cette valeur limite sera capable de franchir la barrière de potentiel et sera perdu.

Afin de tenir compte de cet effet, nous avons déterminé numériquement la profondeur du piège au cours du transport pour des atomes de sodium préparés dans l'état hyperfin $|F = 2, m_F = +2\rangle$. Pour cela, nous avons calculé en tout point du transport le profil de champ magnétique créé par l'ensemble des bobines suivant l'axe du transport, qui est l'axe le moins confinant car le rapport d'anisotropie du piège est supérieur à 1. Or, il existe de part et d'autre du centre du piège magnétique un maximum local de champ, et la profondeur du piège est définie comme la hauteur du plus petit de ces deux maxima. La figure 4.14 présente les résultats ainsi obtenus suivant les deux axes du transport. Par ailleurs, la relation (4.11) permet d'estimer le rayon limite de piégeage des atomes à partir de la température du système et du gradient de champ magnétique. Quitte à surestimer les pertes liées à la profondeur finie du piège dans notre algorithme, nous avons considéré la situation la plus défavorable où la profondeur limite de piégeage serait de 5 mK et le gradient de 85 G.cm⁻¹ tout au long du transport, ce qui donne un rayon limite de piégeage $R_{\text{lim}} \approx 9$ mm. Ainsi, à chaque pas de temps, un macro-atome i est conservé s'il satisfait la condition :

$$\begin{cases} |y_i - y_c| \leq R_{\text{lim}} & \text{pour la première partie du transport,} \\ |x_i - x_c| \leq R_{\text{lim}} & \text{pour la seconde partie du transport.} \end{cases} \quad (4.47)$$

Par ailleurs, notre enceinte à vide est conçue de sorte que le transport magnétique s'effectue dans un tube standard CF16 dont le rayon intérieur R_{CF16} est de l'ordre de

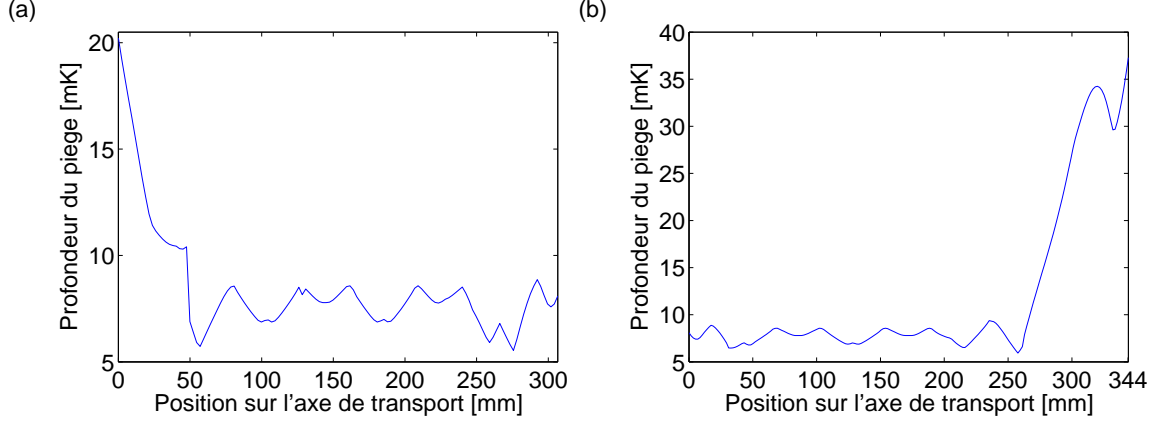


FIGURE 4.14 – Profondeur du piège magnétique déterminée numériquement pour la première partie du transport (a), ainsi que pour la seconde partie du transport (b), pour un atome de sodium préparé dans l'état hyperfin $|F = 2, m_F = +2\rangle$.

8 mm. Cette valeur est plus limitante que celle obtenue par la profondeur finie du piège dans une direction transverse à celle du transport, et un macro-atome i est conservé s'il vérifie :

$$\begin{cases} (x_i - x_c)^2 + (z_i - z_c)^2 < R_{\text{CF16}}^2 & \text{pour la première partie du transport,} \\ (y_i - y_c)^2 + (z_i - z_c)^2 < R_{\text{CF16}}^2 & \text{pour la seconde partie du transport.} \end{cases} \quad (4.48)$$

Les équations (4.47) et (4.48) nous permettent donc de tronquer le potentiel magnétique suivant les trois directions de l'espace pour rendre compte de la profondeur finie du piège magnétique, et de la présence du tuyau CF16.

Pertes par retournement de spin

Les atomes sont confinés dans le piège magnétique s'ils vérifient la condition de suivi adiabatique du champ, c'est-à-dire si l'orientation de leur spin s'ajuste à chaque instant à la direction locale du champ magnétique. En cas de déplacement trop brusque du piège magnétique, il est possible que le paysage de champ magnétique perçu par un atome change trop rapidement pour que l'orientation de son spin puisse s'adapter à la nouvelle direction du champ magnétique, auquel cas l'atome n'est plus piégé. Notons que les pertes Majorana se produisant aux abords du centre du piège, dont nous avons discuté dans la partie 4.1.3.2, représentent un cas particulier de ce mécanisme de suivi non-adiabatique du champ magnétique.

Afin d'éviter les pertes par retournement de spin, le changement d'orientation du champ magnétique au cours du temps doit être lent comparé à la dynamique d'ajustement du spin de l'atome. Considérons un atome de position \mathbf{r} et de vitesse \mathbf{v} , préparé dans un état Zeeman de nombre quantique m_F et de facteur de Landé g_F en présence

d'un champ magnétique $\mathbf{B}(\mathbf{r})$. La condition de suivi adiabatique s'écrit [177] :

$$\left| \frac{d\theta}{dt} \right| = |\mathbf{v} \cdot \nabla \theta| \ll \omega_L(\mathbf{r}), \quad (4.49)$$

où θ est un angle repérant le changement d'orientation du champ magnétique, et où :

$$\omega_L(\mathbf{r}) = \frac{g_F m_F \mu_B B(\mathbf{r})}{\hbar}, \quad (4.50)$$

est la pulsation de Larmor du système, avec $B(\mathbf{r})$ le module du champ magnétique, μ_B le magnéton de Bohr, et \hbar la constante de Planck réduite.

Nous souhaitons déterminer une séquence de transport permettant idéalement de déplacer le piège magnétique le plus rapidement possible, tout en évitant le chauffage et les pertes d'atomes. Comme nous venons de l'expliquer, le mécanisme de perte par retournement de spin joue un rôle primordial lorsque le déplacement du potentiel magnétique est rapide, et cet effet doit donc être pris en compte dans le programme de simulation.

Ainsi, nous enregistrons à chaque pas de temps l'ensemble des données de position, de vitesse, et de champ magnétique de chaque macro-atome i . La différence d'orientation du champ magnétique entre les instants $(t - \delta t)$ et t est déterminée pour chaque macro-atome i de la façon suivante :

$$\theta_i(t) = \arccos \left(\frac{\mathbf{B}_i(t) \cdot \mathbf{B}_i(t - \delta t)}{B_i(t) B_i(t - \delta t)} \right). \quad (4.51)$$

Ensuite, nous déterminons le gradient spatial $\nabla \theta_i(t)$ et la pulsation de Larmor $\omega_L^i(\mathbf{r})$ associés à chaque macro-atome, puis nous vérifions si l'inégalité (4.49) est satisfaite. Pour cela, nous définissons de façon arbitraire un paramètre ϵ strictement inférieur à 1, et nous considérons que le macro-atome i est perdu dès lors qu'il vérifie $|\mathbf{v}_i \cdot \nabla \theta_i| > \epsilon \omega_L^i(\mathbf{r})$.

Duplication des macro-atomes

Les pertes de macro-atomes peuvent avoir plusieurs origines comme nous l'avons expliqué ci-dessus. Afin de conserver un nombre de macro-atomes suffisamment important, notre programme vérifie le nombre \mathcal{N}_{mac} de macro-atomes présents dans le système à chaque pas de temps. Si celui-ci est tel que $\mathcal{N}_{\text{mac}} \leq \mathcal{N}_{\text{mac}}^0/2$, le nombre de macro-atomes est doublé, et le nombre d'atomes composant chaque macro-atome est divisé par deux pour conserver le nombre total de particules dans le système. Les positions \mathbf{r}^n et les vitesses \mathbf{v}^n des \mathcal{N}_{mac} nouveaux macro-atomes sont déterminées à partir des positions \mathbf{r}^a et vitesses \mathbf{v}^a des \mathcal{N}_{mac} macro-atomes existants de la façon suivante :

$$\mathbf{r}^n = \begin{pmatrix} -x^a \\ y^a \\ z^a \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{v}^n = \begin{pmatrix} -v_x^a \\ -v_y^a \\ v_z^a \end{pmatrix}, \quad (4.52)$$

Ce choix des positions et des vitesses est arbitraire et assure la conservation de l'énergie totale du système, tout en empêchant la collision entre les anciens et les nouveaux macro-atomes durant les pas de temps suivants. En effet, en choisissant un tirage du type $\mathbf{r}^n = -\mathbf{r}^a$ et $\mathbf{v}^n = -\mathbf{v}^a$, les deux groupes de macro-atomes seraient disposés symétriquement dans le piège, et les orientations de leurs vecteurs vitesses respectifs induiraient une collision « forcée » entre les deux groupes. Dissymétriser la répartition des groupes de macro-atomes dans l'espace des phases permet ainsi de maintenir une probabilité de collision à chaque pas de temps qui soit inférieure à 1.

Collisions entre atomes

La force de piégeage magnétique, ainsi que la force d'inertie d'entraînement imposent de façon déterministe les trajectoires suivies par les macro-atomes, qui peuvent être modifiées aléatoirement par les collisions que ceux-ci peuvent subir au cours de leur mouvement. Une façon d'implémenter les collisions entre macro-atomes consiste à diviser le volume du piège en boîtes rectangulaires de dimensions Δx , Δy , et Δz suivant les trois directions de l'espace. La taille des boîtes est choisie *arbitrairement* de sorte qu'elles soient suffisamment petites pour que leur occupation moyenne soit de 0 ou 1 macro-atome, et ponctuellement de 2 macro-atomes ou plus, ce qui permet de limiter le taux de collisions à chaque pas de temps. Afin de simplifier la prise en compte du processus de collision, nous ne considérons pas les événements impliquant plus de deux macro-atomes, qui sont particulièrement rares. À chaque pas de temps, l'algorithme vérifie la population de chaque boîte. Si elle contient deux macro-atomes, il existe une probabilité $\mathcal{P}_{\text{coll}}$ pour que les deux macro-atomes subissent une collision, qui est donnée par [180] :

$$\mathcal{P}_{\text{coll}} = \frac{2\mathcal{N}_{\text{at}}}{\Delta x \Delta y \Delta z} \sigma_0 v^{\text{rel}} \delta t, \quad (4.53)$$

où \mathcal{N}_{at} est le nombre d'atomes constituant chaque macro-atome, v^{rel} est la norme de la vitesse relative entre les deux macro-atomes impliqués dans la collision, et σ_0 est la section efficace de collision, qui s'exprime :

$$\sigma_0 = 8\pi a_s^2, \quad (4.54)$$

avec a_s la longueur de diffusion dans l'onde s du sodium, qui vaut approximativement $52a_0$ [184], où $a_0 \approx 53$ pm est le rayon de Bohr.

Lorsque deux macro-atomes occupent la même boîte, un nombre aléatoire p est tiré selon la loi uniforme $\mathcal{U}[0, 1]$, et comparé à la probabilité de collision. Si $p < \mathcal{P}_{\text{coll}}$, la collision est réussie, et les vitesses des deux macro-atomes i et j sont redistribuées de

la façon suivante :

$$\begin{cases} v_x^{i/j} = v_x^{\text{cdm}} \pm \frac{v_x^{\text{rel}}}{2} \sin \theta \cos \varphi, \\ v_y^{i/j} = v_y^{\text{cdm}} \pm \frac{v_y^{\text{rel}}}{2} \sin \theta \sin \varphi, \\ v_z^{i/j} = v_z^{\text{cdm}} \pm \frac{v_z^{\text{rel}}}{2} \cos \theta, \end{cases} \quad (4.55)$$

où $\cos \theta$ et φ sont tirés aléatoirement selon des lois uniformes $\mathcal{U}[-1, 1]$ et $\mathcal{U}[0, 2\pi]$ respectivement, $\mathbf{v}^{\text{cdm}} = \{v_x^{\text{cdm}}, v_y^{\text{cdm}}, v_z^{\text{cdm}}\}$ est la vitesse du centre de masse des deux macro-atomes, et $\mathbf{v}^{\text{rel}} = \{v_x^{\text{rel}}, v_y^{\text{rel}}, v_z^{\text{rel}}\}$ leur vitesse relative. Notons que l'énergie totale du système est conservée lors de la redistribution des vitesses.

4.3.4 Résultats

4.3.4.1 Propriétés du nuage en fonction du temps de transport

Le programme que nous avons développé permet d'implémenter n'importe quelle séquence de déplacement du piège, et de suivre l'évolution des propriétés du nuage (énergie moyenne par atome, nombre d'atomes, taille, ...) au cours du temps. Ainsi, plusieurs schémas de transport ont été étudiés, parmi lesquels les profils *linéaire*, *polynomial par morceaux* et en *fonction erreur* présentés en annexe B. Nous avons étudié ces profils pour deux raisons. Tout d'abord, ils ont des allures simples et peuvent être décrits analytiquement. Par ailleurs, le raisonnement présenté dans la section 4.3.1 donne l'intuition que l'accélération du piège sera un paramètre important du problème. Or, ces trois séquences de déplacement possèdent des profils d'accélération très différents, et nous espérons pouvoir établir un lien clair entre les performances des séquences de transport et les profils d'accélération du piège.

Il convient alors de définir des critères permettant d'évaluer l'efficacité de chacune de ces séquences. Introduisons pour cela N_0 et N_f les nombres d'atomes au début et à la fin du mouvement du piège, ainsi que E_0 et E_f les énergies moyennes par atome en début et en fin de transport. Les différents profils sont comparés en estimant la variation relative d'énergie rapportée au nombre d'atomes, définie comme :

$$\Delta E = \frac{E_f - E_0}{E_0}, \quad (4.56)$$

ainsi que la fraction d'atomes perdus, donnée par :

$$\tau_N = \frac{N_0 - N_f}{N_0}. \quad (4.57)$$

Par ailleurs, nous souhaitons transporter le nuage atomique le plus rapidement possible, sans modification significative de ses propriétés. Nous imposons donc arbitrairement que l'énergie moyenne par atome et le nombre d'atomes dans le piège soient modifiés au plus de quelques pourcents, c'est-à-dire :

$$\tau_N \leq 0.1 \quad \text{et} \quad \Delta E \leq 0.1. \quad (4.58)$$

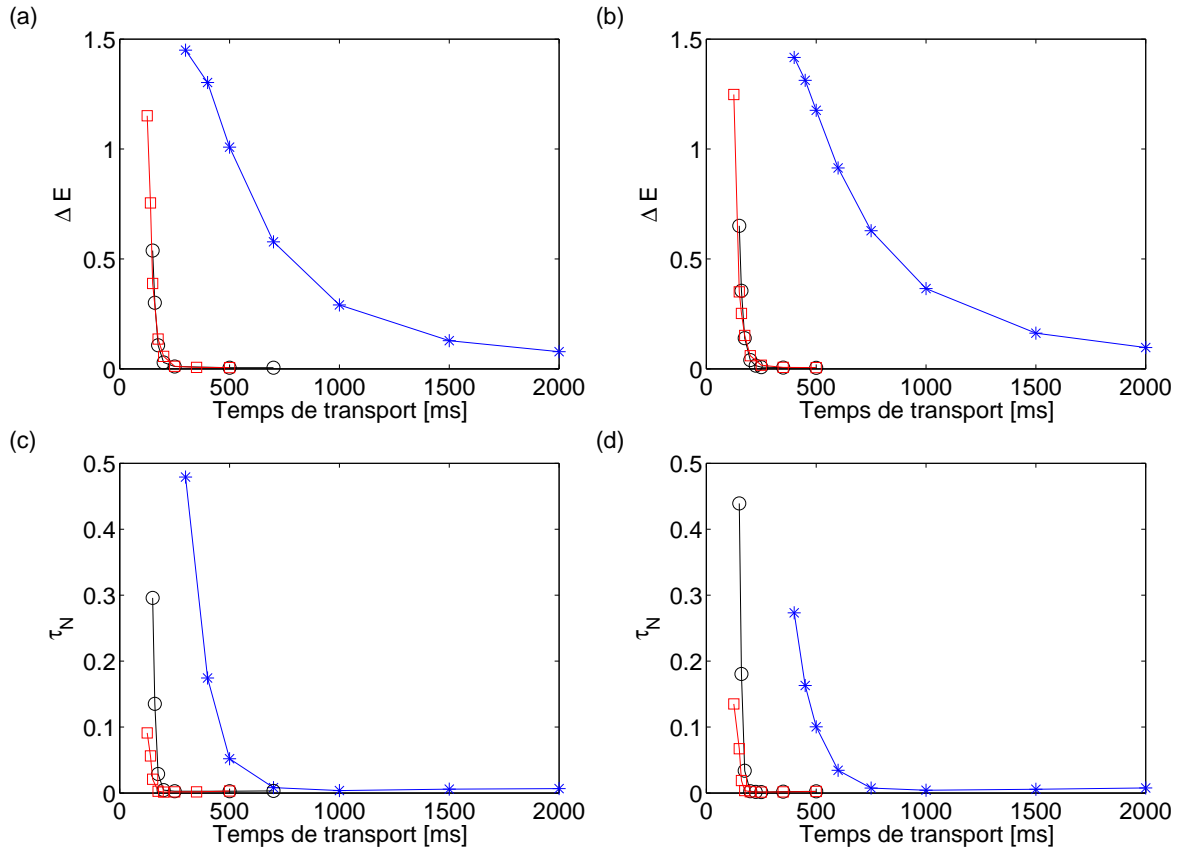


FIGURE 4.15 – En (a) et (b) sont représentées les variations relatives d'énergie par atome en fonction de la durée du déplacement sur les deux parties du transport. Les profils repérés par des étoiles bleues, des ronds noirs, et des carrés rouges correspondent respectivement aux rampes linéaire, polynomial par morceaux et en fonction erreur. En (c) et (d) sont tracées les fractions d'atomes perdus correspondantes.

Les figures 4.15 (a) et (b) représentent l'évolution de l'énergie moyenne par atome ΔE en fonction de la durée du déplacement sur la première et la seconde moitié du transport pour les trois profils considérés. Les figures 4.15 (c) et (d) montrent quant à elles les fractions d'atomes perdus τ_N associées.

Nous observons pour toutes les séquences de transport étudiées que l'énergie moyenne par atome augmente lorsque la durée du transport diminue, tandis que le nombre d'atomes piégés diminue. Ce comportement est très intuitif et rappelle l'expérience commune du « verre d'eau » (voir la figure 4.11). Lorsque le transport est effectué trop rapidement, les atomes ne peuvent pas suivre adiabatiquement le mouvement du piège, ce qui entraîne un échauffement du nuage, qui s'accompagne en général d'une perte partielle ou totale des atomes à cause de la profondeur finie du piège.

De plus, nous constatons une différence notable de comportement entre la séquence de transport linéaire, et les séquences de transport polynomiale par morceaux et en

fonction erreur. En effet, dans le cas d'un déplacement du centre du piège magnétique linéaire avec le temps, les atomes sont totalement perdus dès lors que la durée du transport est inférieure à 300/400 ms pour la première/seconde moitié du transport. En revanche, pour les deux autres profils, les atomes sont perdus lorsque la durée de transport devient inférieure à environ 150 ms pour chaque bras du transport.

Néanmoins, les caractéristiques du nuage après des déplacements aussi rapides ne satisfont pas la contrainte imposée par l'équation (4.58). D'après les résultats présentés figure 4.15, le transport magnétique peut être effectué en un temps d'approximativement 4 s avec une séquence de type linéaire, au prix d'un échauffement du nuage de l'ordre de 20 %, et d'une perte d'atomes de 0.1 %. Cette performance n'est pas satisfaisante, car un mouvement aussi « lent » limite fortement la dynamique de répétition de l'ensemble de la séquence expérimentale. Les performances offertes par les deux autres profils sont donc beaucoup plus intéressantes, puisqu'il est possible de transporter les atomes sur près de 65 cm en seulement 600 ms, avec une perte d'atomes de l'ordre de 0.2 %, et un chauffage du nuage inférieur à 2 %.

4.3.4.2 Interprétation des résultats – choix de la séquence de transport

L'écart entre les résultats obtenus pour la rampe linéaire et les deux autres rampes de transport peut s'interpréter sans trop de difficultés en s'appuyant sur le tracé des différents profils (voir partie B.4). Dans le cas du profil linéaire, la vitesse du centre du piège présente une discontinuité au début et à la fin du transport. Ainsi, le piège passe « instantanément » d'un état de vitesse nulle à un état dont la vitesse est non nulle et de l'ordre du mètre par seconde au début de son mouvement. Inversement, le piège magnétique est brusquement arrêté en fin de transport. Il en résulte par conséquent un décalage important du centre de masse du nuage par rapport au centre du piège magnétique aux deux extrémités du transport, qui est dû à l'accélération « infinie » que subit le système à ces deux moments.

La figure 4.16 (a) montre l'écart \mathcal{A} entre le centre du piège et le centre de masse du nuage dans la direction du mouvement, pour un déplacement effectué selon un profil linéaire en 500 ms sur la deuxième moitié du transport. L'amplitude du mouvement du nuage présente deux pics aux extrémités du transport repérées par les instants $t = 0$ ms et $t = 500$ ms, qui coïncident avec les discontinuités du profil de vitesse. Les atomes sont en moyenne écartés de 2.5 mm à 3 mm du centre du piège, puis l'amplitude de leur mouvement est progressivement amortie. Cependant, l'à-coup subi par le nuage entraîne un échauffement et une perte importante d'atomes aux extrémités du transport, rendant la rampe linéaire inadaptée au transport rapide du nuage. Notons qu'en augmentant la durée du transport, le saut en vitesse du piège aux extrémités du transport est moins marqué. Ainsi, les variations de température et du nombre d'atomes du nuage sont moins importantes et deviennent comparables à celles des autres profils (voir figure 4.15).

La figure 4.16 (b) représente l'écart entre le centre de masse du nuage et le centre

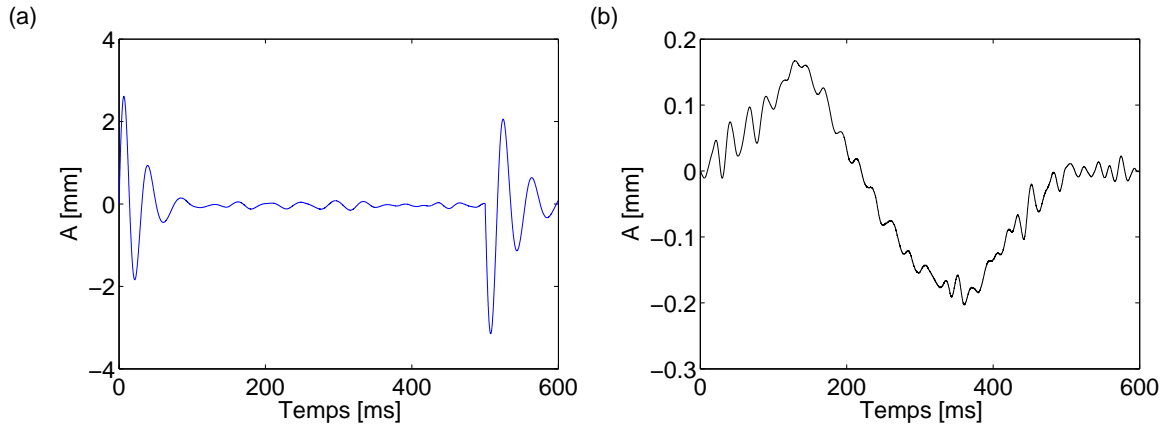


FIGURE 4.16 – (a) Amplitude des oscillations du centre de masse du nuage autour du centre du piège magnétique au cours du temps pour un déplacement linéaire du piège d’une durée de 500 ms sur la seconde partie du transport. (b) Même courbe, réalisée dans le cas d’un déplacement de type polynomial par morceaux. Les 500 ms de transport sont suivies dans les simulations par 100 ms de temps de relaxation.

du piège pour un déplacement effectué selon un profil polynomial par morceaux, dans les mêmes conditions que la figure 4.16 (a). Les profils de vitesse et d’accélération pour ce type de profil ne présentent pas de discontinuités, à l’inverse du profil linéaire. Ainsi, le début et la fin du déplacement du piège sont moins brusques pour les atomes, dont l’écart typique au centre du piège est de l’ordre de 0.15 mm à 0.2 mm, c’est-à-dire près de 15 fois moins important que dans le cas du profil linéaire. Cette différence notable explique pourquoi les rampes de type polynomial par morceaux et en fonction erreur offrent de bien meilleures performances que la rampe linéaire.

Au regard des résultats fournis par la figure 4.15, nous envisageons de réaliser chacune des deux étapes de transport magnétique en un temps de 300 ms, ce qui revient à transporter les atomes sur près de 65 cm en 600 ms. Les performances offertes par les différents profils ne présentant pas de discontinuités en vitesse et en accélération sont sensiblement les mêmes. Par souci de simplicité, le centre du piège sera déplacé selon un profil de type polynomial par morceaux facilement programmable dans le séquenceur contrôlant le déroulement de l’expérience.

4.3.4.3 Accélération maximale du centre du piège magnétique

Les résultats de la partie 4.3.1 établissent l’existence d’une borne maximale sur l’accélération que peut subir le centre du piège magnétique au cours de son déplacement. L’équation fondamentale de la dynamique permet d’estimer qu’au-delà d’une accélération $a_{\max}^* = 109 \text{ m.s}^{-2}$, la force d’inertie d’entraînement modifie suffisamment le potentiel vu par les atomes pour que le piège n’assure plus leur confinement. Dans la section précédente, il a été montré qu’un profil de déplacement polynomial par morceaux était tout à fait satisfaisant pour réaliser le transport magnétique rapidement,

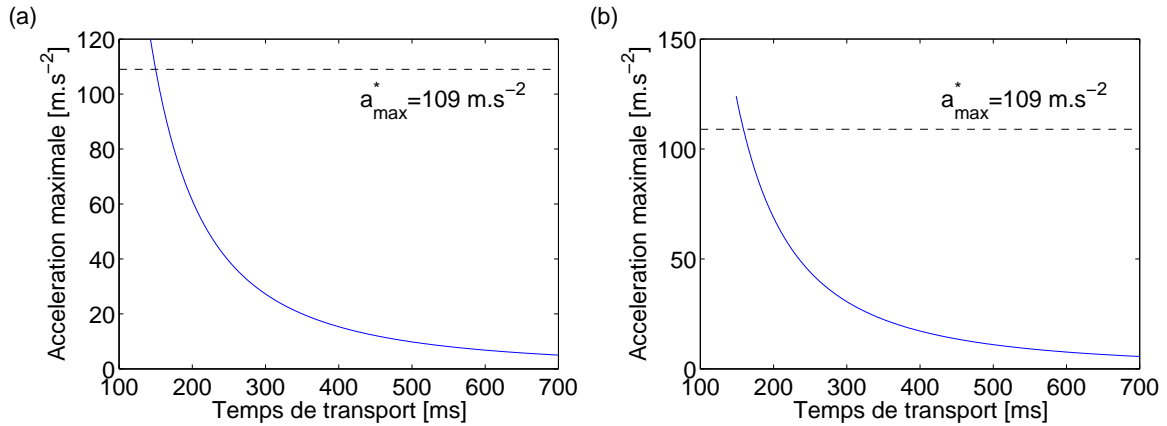


FIGURE 4.17 – Accélération maximale subie par le centre du piège magnétique en fonction de la durée du déplacement sur la première partie du transport en (a), ainsi que sur la seconde partie du transport en (b), pour un profil de position polynomial par morceaux. Les tracés sont bornés inférieurement à des durées respectives de 143 ms et 149 ms en-deça desquelles tous les atomes sont perdus.

et sans modifier significativement les propriétés des atomes.

Afin de s'assurer de la pertinence du raisonnement tenu dans la partie 4.3.1, il est intéressant de représenter l'accélération maximale du piège pour le profil polynomial par morceaux en fonction de la durée du déplacement. Les résultats obtenus sur les deux parties du transport sont représentés sur les figures 4.17 (a) et (b). Pour déterminer la durée minimale du transport, nous regardons la durée de transport en-dessous de laquelle tous les atomes sont perdus à cause de la profondeur finie du piège. Les simulations de dynamique moléculaire montrent alors que la durée minimale du déplacement est de 143 ms sur la première moitié du transport, et de 149 ms sur la seconde moitié, ce qui donne lieu à des accélérations maximales qui valent respectivement sur les deux moitiés du transport :

$$a_1^{\max} \approx 120 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2} \quad \text{et} \quad a_2^{\max} \approx 124 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}. \quad (4.59)$$

Les hypothèses simplificatrices conduisant à l'estimation de a_{\max}^* sont donc validées a posteriori par les résultats des simulations numériques. Cependant, le système réel est beaucoup plus complexe que le système considéré pour obtenir a_{\max}^* , il n'est donc pas surprenant que les accélérations maximales a_1^{\max} et a_2^{\max} soient légèrement différentes de a_{\max}^* .

4.3.4.4 Courbes temporelles de courants

La figure 4.9 donne les courants à faire circuler dans chaque paire de bobines pour créer un champ magnétique dont les propriétés sont fixées en tout point le long de l'axe du transport. Par ailleurs, le séquenceur supervise le déroulement de l'expérience

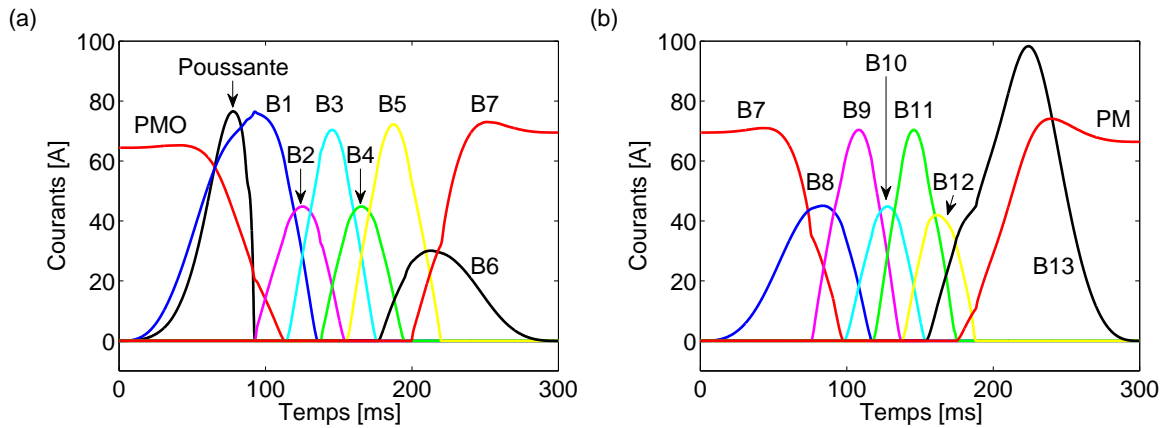


FIGURE 4.18 – (a) Profils de courants pour la première partie du transport en fonction du temps. (b) Même tracé pour la seconde partie du transport. La position du piège est paramétrée sur chacune des deux parties par un profil de type polynôme par morceaux donné en annexe B.

via des instructions dépendant du temps (se référer aux sections 1.3.1 et 1.3.2 du chapitre 1). Il convient donc d'associer à chaque position du centre du piège magnétique une variable de temps permettant de représenter les courants en fonction du temps et non plus de la position.

En combinant les résultats des sections 4.2.3.3 et 4.3.4.2, il est possible de déterminer la variation temporelle des courants circulant dans les différentes bobines pour un déplacement du piège décrit par une séquence de type polynomiale par morceaux effectuée en 300 ms sur chaque bras du transport. Les profils temporels de courants obtenus sur les deux parties du transport sont représentés sur les figures 4.18 (a) et (b).

Précisons cependant que les déplacements rapides du centre du piège magnétique imposent des variations rapides des courants circulant dans les différentes bobines. Si la bande passante des alimentations de courant ne permet pas de reproduire les profils de courants présentés figure 4.18, il conviendra d'opter pour un transport dont la durée sera adaptée aux capacités des alimentations de courants.

4.4 Réalisation expérimentale

Dans les sections précédentes, nous avons présenté le principe de fonctionnement d'un dispositif de transport magnétique. Nous avons en particulier détaillé la géométrie des bobines impliquées dans le transport (voir tableau 4.1), et montré comment un choix avisé des courants circulant dans ces dernières pouvait mener au déplacement d'un nuage atomique (se référer aux figures 4.9 et 4.18). Dans cette section, nous discutons de la mise en place expérimentale du dispositif de transport magnétique. Nous détaillons notamment la procédure de fabrication des bobines, puis nous discutons

de l'assemblage mécanique et du refroidissement du système. Enfin, nous abordons la problématique de l'alimentation électrique de la chaîne de bobines, et du contrôle des courants par des boîtiers électroniques.

4.4.1 Fabrication des bobines et caractérisation

4.4.1.1 Réalisation des bobines

Une représentation 3D de l'assemblage de transport est fournie figure 4.4. Le dispositif est composé de quatre types de bobines dont les caractéristiques sont rappelées dans le tableau 4.1 : la bobine poussante BP, les bobines PMO, les bobines $\{\text{Bi}\}_{i=1\dots 13}$, et les bobines PM. Notons que les bobines de la paire B13 sont constituées de 10 couches de spires, contrairement aux autres bobines de type $\{\text{Bi}\}_{i\neq 13}$ qui sont constituées de seulement 2 couches. Pour des raisons de simplicité, les bobines de la paire B13 seront réalisées en superposant 5 bobines de type $\{\text{Bi}\}_{i\neq 13}$ connectées en série. De même, les bobines de type PM sont composées de 4 couches de spires, et seront donc réalisées à partir de deux bobines de 2 couches d'épaisseur aux bonnes dimensions.

L'ensemble des bobines est produit à partir d'un fil de cuivre souple², de section rectangulaire, dont les dimensions sont $1.0 \times 2.5 \text{ mm}^2$. Notons que cette qualité de fil supporte des températures pouvant atteindre 200°C , et les dépôts successifs de deux couches de vernis isolantes assurent l'isolation électrique des fils.

La réalisation des bobines nécessite de mettre au point une procédure de bobinage permettant de produire en série des bobines similaires, et dont les caractéristiques sont idéalement identiques à celles données dans le tableau 4.1. Pour cela, les bobines constituées de 2 couches de spires concentriques (PMO, $\{\text{Bi}\}$ et PM) sont obtenues à partir d'un jeu de 7 pièces (propres à chaque type de bobine) que nous avons dessinées puis usinées au sein de l'atelier de mécanique du laboratoire. Un jeu de pièces (voir figure 4.19 (a) et annexe C) est composé des éléments suivants :

- 2 demi-cylindres présentant un fraisage hélicoïdal excentré de profondeur et de hauteur spécifiques, permettant le passage continu de la couche inférieure de la bobine à sa couche supérieure au cours de la réalisation,
- 2 blocs de Dural qui viennent s'enclaver autour des deux demi-cylindres, et dont la position est ajustée pour contraindre l'épaisseur des couches de la bobine,
- 2 cylindres en PTFE solidaires des blocs de Dural entre lesquels est enroulée la bobine, car la colle utilisée pour maintenir les spires de la bobine³ adhère beaucoup moins au PTFE qu'au Dural.
- 1 cylindre en PTFE présentant une rainure ajustée aux caractéristiques du fil de cuivre (hauteur et épaisseur), permettant de bloquer le fil de la couche supérieure/inférieure pendant que la couche inférieure/supérieure est bobinée.

2. *Synflex*, méplat de cuivre émaillé de type W200 G2 $2.50 \times 1.00 \text{ mm}^2$

3. Colle cyanoacrylate *Loctite Super Glue-3 Professionnel* à prise rapide (une dizaine de secondes)

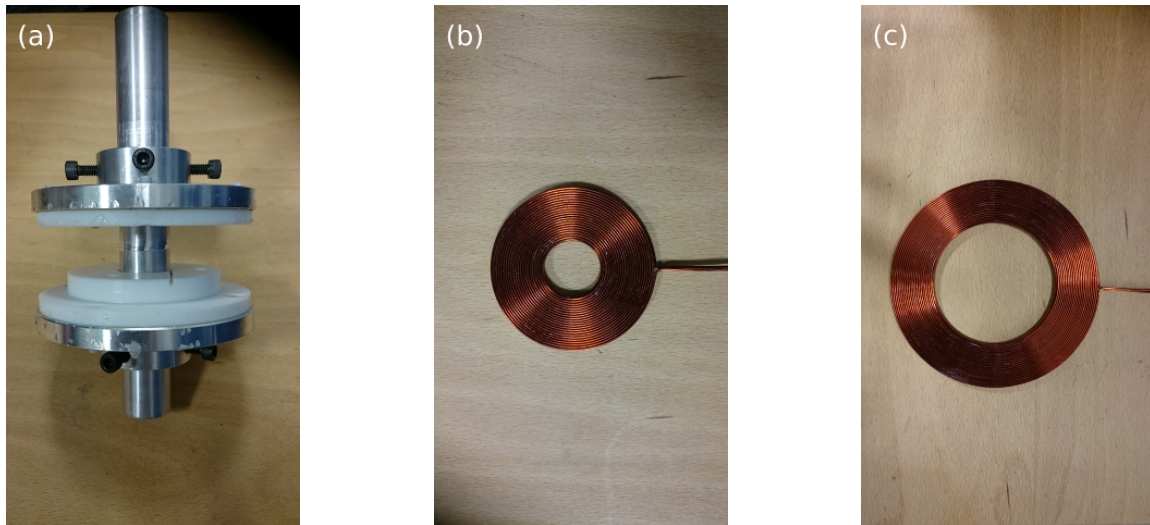


FIGURE 4.19 – (a) Photographie de l’assemblage utilisé pour la réalisation des bobines {Bi} du transport magnétique. (b) Exemple de bobine {Bi} produite à l’aide du système présenté en (a). (c) Exemple de bobine PMO réalisée avec un assemblage semblable à celui exposé en (a).

En utilisant ce matériel, nous sommes parvenus à produire 40 bobines de type {Bi}, ainsi que 3 bobines de type PMO, dont des réalisations sont exposées figure 4.19 (b) et 4.19 (c). Les bobines de type PM seront elles aussi réalisées à l’aide d’un système semblable à celui présenté figure 4.19 (a).

La bobine poussante est quant à elle directement bobinée sur le support prévu pour son maintien, car il est difficile de réaliser un usinage mécanique facilitant la réalisation de la bobine. Une photographie de la bobine poussante est présentée en annexe A, figure A.2.

4.4.1.2 Caractérisation des bobines

Propriétés électriques

Les résistances théoriques prévues pour les différentes bobines sont assez faibles (se reporter au tableau 4.1). Ainsi, une mesure naïve de résistance à partir du tracé de la caractéristique courant-tension de la bobine conduirait à une valeur surestimée à cause de la résistance des fils de mesure et des résistances de contact. Néanmoins, la résistance électrique des bobines peut être déterminée indépendamment de ces résistances parasites grâce à un montage à « 4 fils ». Celui-ci consiste à relier la bobine à une source de courant, puis à lire la tension aux bornes de la bobine à l’aide d’un voltmètre dont l’impédance d’entrée est très grande devant la résistance à déterminer. Le courant circulant dans le voltmètre étant très proche de zéro, la tension mesurée correspond à la tension aux bornes de la bobine, ce qui permet de remonter à la valeur de sa résistance car le courant circulant dans la bobine est connu.

En procédant ainsi, nous trouvons que les bobines de type $\{\text{Bi}\}_{i \neq 13}$ ont une résistance moyenne $\bar{R} = 57 \pm 2 \text{ m}\Omega$, qui est approximativement 20% plus importante que la résistance théorique de $46 \text{ m}\Omega$ estimée à partir de la longueur du fil de cuivre utilisé, de sa section, et de sa conductivité électrique. Les bobines de type PMO ont quant à elles une résistance moyenne $\bar{R} = 104 \pm 3 \text{ m}\Omega$, dont la valeur est typiquement 20% plus élevée que la résistance de $87 \text{ m}\Omega$ attendue.

Propriétés géométriques

Les bobines de type $\{\text{Bi}\}$ ont en moyenne un diamètre intérieur $\bar{\phi}_{int} = 26.8 \pm 0.3 \text{ mm}$, un diamètre extérieur $\bar{\phi}_{ext} = 78.6 \pm 0.4 \text{ mm}$, et une épaisseur $\bar{h} = 5.4 \pm 0.1 \text{ mm}$, les incertitudes indiquées prenant en compte l'incertitude sur la mesure, et l'écart-type lié à la dispersion des mesures autour de la moyenne. De même, les bobines de type PMO ont en moyenne un diamètre intérieur $\bar{\phi}_{int} = 72.4 \pm 0.3 \text{ mm}$, un diamètre extérieur $\bar{\phi}_{ext} = 123.7 \pm 0.2 \text{ mm}$, et une épaisseur $\bar{h} = 5.4 \pm 0.1 \text{ mm}$. Les écarts observés entre les propriétés mesurées et celles fournies dans le tableau 4.1 sont principalement dus à des imperfections provenant de la réalisation des bobines. Remarquons par ailleurs que la largeur de fil prise en compte dans le tableau 4.1 est de 1.2 mm , alors que le fil utilisé possède une largeur de 1 mm . Cette différence est volontaire, les 0.2 mm d'écart ayant été introduits empiriquement après les premières réalisations de bobines pour tenir compte de l'épaisseur de la couche de colle liant les spires concentriques consécutives, ainsi que l'épaisseur du vernis isolant entourant le fil.

Propriétés magnétiques

La dernière caractérisation importante des bobines concerne leurs propriétés magnétiques. Le champ magnétique axial des bobines de type $\{\text{Bi}\}$ et PMO est mesuré à l'aide d'une sonde à effet Hall transverse, montée sur une platine de translation. Un exemple de profil de champ mesuré est présenté figure 4.20 (a) pour une bobine de type $\{\text{Bi}\}$, et figure 4.20 (b) pour une bobine de type PMO. Les valeurs de champ magnétique mesurées pour toutes les bobines sont en très bon accord avec les prédictions numériques, les différences étant compatibles avec les incertitudes de mesures (les barres d'erreur n'apparaissant pas sur les figures 4.20 (a) et (b) pour des raisons de lisibilité). Ces mesures permettent d'extraire la valeur moyenne du gradient de champ magnétique suivant l'axe de la bobine. En particulier, les bobines de type $\{\text{Bi}\}$ ont un gradient de champ axial $\bar{b}_z = 0.93 \pm 0.02 \text{ G.cm}^{-1}.\text{A}^{-1}$ à une distance de 35.5 mm du centre de la bobine, pour une valeur théorique de $0.94 \text{ G.cm}^{-1}.\text{A}^{-1}$. De même, les bobines de type PMO ont un gradient de champ axial $\bar{b}_z = 1.04 \pm 0.01 \text{ G.cm}^{-1}.\text{A}^{-1}$ à une distance de 25 mm du centre de la bobine, pour une valeur théorique de $1.01 \text{ G.cm}^{-1}.\text{A}^{-1}$. Les valeurs des différentes grandeurs mesurées sont consignées dans le tableau 4.2.

La procédure de fabrication des bobines que nous avons mise en place permet, comme nous l'avons vu au long de cette section, de produire des bobines dont les caractéristiques géométriques et magnétiques sont très proches des valeurs idéales. En

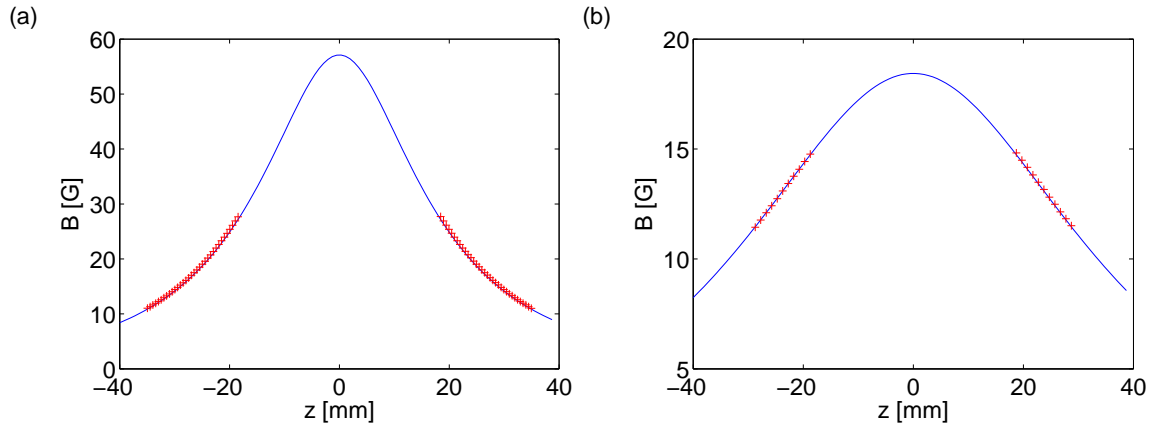


FIGURE 4.20 – Module du champ magnétique en fonction de la position suivant l’axe d’une bobine de type $\{\text{Bi}\}_{i \neq 13}$ (a) et de type PMO (b). En bleu sont représentés les profils de champ théoriques calculés en tenant compte de la géométrie des bobines et du courant qui les traverse. Les points expérimentaux sont quant à eux représentés par des croix rouges. Les bobines réalisées présentent des propriétés magnétiques en très bon accord avec les propriétés simulées numériquement.

Bobine	$\bar{\phi}_{int}$ [mm]	$\bar{\phi}_{ext}$ [mm]	\bar{h} [mm]	\bar{R} [m Ω]	\bar{b}_z [G.cm $^{-1}$.A $^{-1}$]
PMO	72.4 ± 0.3	123.7 ± 0.2	5.4 ± 0.1	104 ± 3	1.04 ± 0.01 à $z = 25$ mm
Bi	26.8 ± 0.3	78.6 ± 0.4	5.4 ± 0.1	57 ± 2	0.93 ± 0.02 à $z = 35.5$ mm

TABLE 4.2 – Tableau récapitulatif des propriétés des bobines de type $\{\text{Bi}\}$ et PMO mesurées expérimentalement.

suyant un protocole similaire, nous devrions être capables de réaliser des bobines de type PM dont les propriétés devraient être en bon accord avec les prédictions théoriques.

4.4.2 Assemblage mécanique du dispositif

Le dispositif de transport magnétique présenté figure 4.4 est composé de 31 bobines dont la disposition spatiale se doit d’être précisément contrôlée pour assurer un déplacement du nuage d’atomes efficace. Détaillons la mécanique permettant de positionner les bobines convenablement.

4.4.2.1 Supports de bobines

Toutes les bobines du transport disposent de supports individuels réalisés en Dural à l’atelier de mécanique du laboratoire. La géométrie spécifique des différents types de bobines, ainsi que leur emplacement par rapport à l’enceinte à vide, conduisent à la conception de quatre grands types de supports destinés aux bobines de type poussante,



FIGURE 4.21 – (a) Photographie d’un support de type $\{Bi\}_{i \neq 13}$. (b) Photographie d’un support de type B13, dont l’usinage est adapté à la géométrie de la bobine, et à l’assemblage au support voisin PM. (c) Exemple de bobine $\{Bi\}$ placée dans son support et noyée dans la colle epoxy.

PMO, $\{Bi\}$ et PM.

Les supports PMO et PM consistent principalement en un cylindre creux fendu sur lequel sont collées les bobines à l’aide d’une colle epoxy bi-composants à prise lente⁴, présentant notamment une très bonne conduction thermique, et une résistance aux hautes températures.

Les supports des bobines $\{Bi\}$ sont tous réalisés suivant un modèle de base rectangulaire, comportant un fraisage cylindrique dans lequel vient se loger la bobine, comme le montrent les figures 4.21 (a), (b) et (c). La majeure partie des supports de type $\{Bi\}$ sont réusinés à partir du modèle de base pour garantir la faisabilité de l’assemblage mécanique du système en évitant les inter-pénétrations des supports (pour les bobines B5, B7 et B9), ou en fournissant une possibilité d’ajustement en position pour s’accommoder des contraintes mécaniques appliquées lors de l’assemblage (bobines B3 et B11). Notons par ailleurs que le coude du transport ne permet pas de placer les bobines B6, B7 et B8 dans des supports individuels. Il est nécessaire de regrouper deux bobines, les B6 et B8, dans un support commun. Remarquons enfin que le fraisage des supports est 1 mm plus profond que ne l’exige l’épaisseur des bobines, afin de tenir compte de l’épaisseur de colle nécessaire pour noyer la bobine dans son support (voir figure 4.21 (c)).

Le support de la bobine poussante consiste quant à lui en une base cylindrique creuse, présentant un prolongement fin dont la longueur correspond à la hauteur de la

4. Référence *Loctite EA 9497*

bobine. Cette géométrie permet notamment de contraindre le diamètre intérieur de la bobine afin de pouvoir réaliser le bobinage directement sur le support, pour finalement enchâsser l'ensemble autour de la bride CF16 de l'enceinte du PMO où est prévue la bobine.

Des perçages standards M5 usinés dans les différents supports permettent l'assemblage mécanique du système complet. Notons de plus que les moitiés « haute » et « basse » de l'assemblage sont respectivement reliées à des plaques de refroidissement « en forme de L » (se référer à la partie suivante et à la figure 4.22 (a)), dont l'écart est contraint mécaniquement par des plaquettes en laiton. Cet assemblage assure donc le parallélisme entre les deux parties « haute » et « basse » du transport, tout en conférant à l'ensemble une certaine rigidité.

Notons enfin que tous les supports, à l'image du modèle exposé figure 4.21 (a), présentent des rainures radiales permettant de limiter l'apparition de courants de Foucault dans la plaquette en Dural durant les phases d'utilisation des bobines [145, 168].

4.4.2.2 Circuit de refroidissement

Au cours de la séquence de transport, les bobines sont parcourues par des courants intenses (quelques dizaines d'ampères) sur une période de temps de l'ordre de quelques centaines de millisecondes. La circulation de ces courants entraîne une dissipation de chaleur par effet Joule, qu'il convient de quantifier pour décider de l'installation ou non d'un système de refroidissement.

Considérons le cas d'une bobine de type {Bi}, de masse $m \approx 160$ g, et de résistance $R \approx 60$ m Ω . Pour modifier la température de la bobine d'une quantité ΔT , il est nécessaire de lui apporter une énergie δQ qui s'écrit sous la forme :

$$\delta Q = m c_m \Delta T, \quad (4.60)$$

où $c_m \approx 385$ J.kg⁻¹.K⁻¹ représente la capacité calorifique massique du cuivre.

Pour fixer les idées, supposons que la bobine est traversée par un courant constant I de l'ordre de 60 A, pendant une durée δt de 1 s. L'énergie dissipée par effet Joule est donnée par :

$$E_J = R I^2 \delta t = 216 \text{ J}. \quad (4.61)$$

En négligeant les mécanismes de refroidissement (convection de l'air), la totalité de l'énergie dissipée par effet Joule contribue au réchauffement de la bobine. En posant $\delta Q = E_J$, l'élévation de température s'écrit :

$$\Delta T = \frac{R I^2 \delta t}{m c_m} \approx 3.5 \text{ K}. \quad (4.62)$$

Deux remarques peuvent être émises concernant le résultat ci-dessus. Tout d'abord, un échauffement de 3.5 K ne présente pas de danger pour la bobine, ni pour la colle utilisée pour assurer la cohésion des spires ou le noyage dans les supports. Par ailleurs, la situation considérée pour mener ce calcul, à savoir la circulation d'un courant de 60 A pendant 1 s, conduit à un résultat très largement surestimé. En effet, les bobines seront a priori parcourues par un courant pendant une durée de l'ordre de la centaine de millisecondes et non de la seconde, comme en attestent les courbes de courant présentées figure 4.18. De plus, l'énergie dissipée devrait être calculée comme l'intégrale d'une courbe de courant sur une période d'allumage. L'échauffement réel d'une bobine est donc plus probablement un ordre de grandeur en dessous de la valeur annoncée précédemment.

Néanmoins, au cours d'une journée typique d'expérience, la séquence de transport sera effectuée très souvent (plusieurs dizaines de fois par heure), chaque cycle entraînant une légère élévation de température de l'ensemble des bobines. Par ailleurs, il ne faut pas exclure la possibilité d'une défaillance lors de l'exécution de la séquence de transport (erreur de manipulation, problème d'électronique, ...), pouvant conduire à l'établissement d'un fort courant pendant une longue période de temps au sein du dispositif. Notons finalement que l'installation du système de transport nécessitera probablement une phase d'essais impliquant des cycles de fonctionnement éventuellement plus longs que ceux initialement prévus, menant éventuellement à un chauffage excessif des bobines.

La mise en place d'un système de refroidissement permet donc d'assurer le fonctionnement du dispositif au quotidien, tout en prévenant la dégradation des bobines en cas de dysfonctionnement. Cependant, les spécificités du système de transport, notamment la géométrie des différents supports, ainsi que les contraintes liées à l'enceinte à vide, empêchent l'achat d'un système de refroidissement commercial standard.

Nous avons donc conçu un modèle de plaque de refroidissement recouvrant l'ensemble des supports de bobines B1 à B12, qui a été fabriqué par un atelier de mécanique extérieur au laboratoire⁵. La plaque est réalisée à partir d'un bloc de cuivre épais de 1.5 cm, comportant un usinage dans lequel est brasé un tuyau de cuivre permettant de relier la plaque à un système de circulation d'eau froide. Une photographie de la plaque de refroidissement est présentée figure 4.22 (a).

Les autres supports de bobines possèdent des plaques de refroidissement qui leur sont propres. Les supports des bobines B13 sont refroidis par des plaques réalisées en laiton au laboratoire, puis brasées en extérieur⁶. Les bobines du piège magnéto-optique sont quant à elles directement refroidies par leurs supports. Des exemples de réalisations sont présentés figure 4.22 (b) et (c). Enfin, les bobines poussante et PM auront des plaques de refroidissement du même type que celles des bobines B13 et PMO.

5. *CECLA Metal Process*

6. *Entreprise Précisoud*

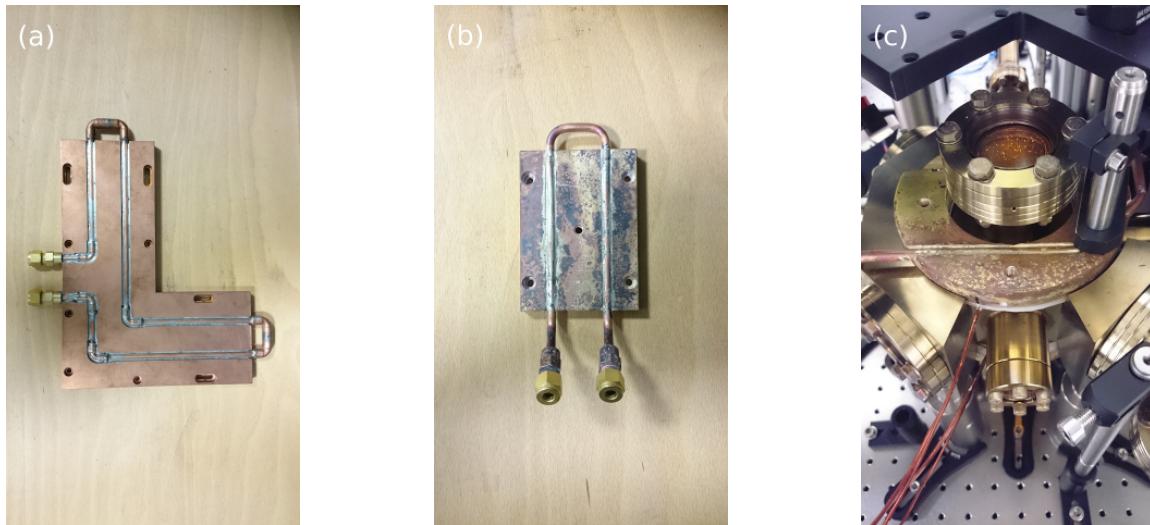


FIGURE 4.22 – (a) Photographie de la plaque de refroidissement des supports B1 à B12. (b) Plaque de refroidissement des supports de bobines B13. (c) Support d'une bobine du piège magnéto-optique, directement utilisé pour la dissipation thermique.

4.4.3 Électronique de contrôle

La réalisation du transport magnétique repose sur un contrôle précis des courants circulant dans les différentes bobines durant l'exécution de la séquence expérimentale. Il convient donc de mettre en place un système de commande électronique entièrement dédié à cette tâche.

La figure 4.23 illustre le principe de fonctionnement de l'électronique de contrôle du transport magnétique. L'ordinateur de commande initie la séquence expérimentale par l'envoi au séquenceur ADwin de deux tableaux décrivant respectivement l'état des sorties analogiques et numériques au cours du temps (se référer à la partie 1.3.2).

Trois sorties analogiques du séquenceur sont utilisées pour contrôler les alimentations de courant, de sorte qu'elles débitent des courants satisfaisant aux profils temporels présentés figure 4.18. Chaque alimentation est connectée à un ensemble de 5 ou 6 paires de bobines au travers d'un boîtier comprenant une carte de contrôle, dont le schéma électronique est disponible figure D.2, et six bancs de MOSFETs, dont les schémas de câblage sont présentés figure D.3. Ce châssis a pour rôle d'orienter le courant dans la bonne paire de bobines à chaque instant.

Le choix de la paire adéquate est décidé en amont par une carte électronique dite de « décodage » (dont le schéma est présenté figure D.1), sur laquelle sont pré-programmées les différentes configurations de bobines accessibles au système au cours du temps (une configuration étant par exemple $\{B1, B2, B3\}$ sont allumées, tandis les autres bobines sont éteintes), ainsi que leur ordre d'exécution. Le passage d'une configuration à une

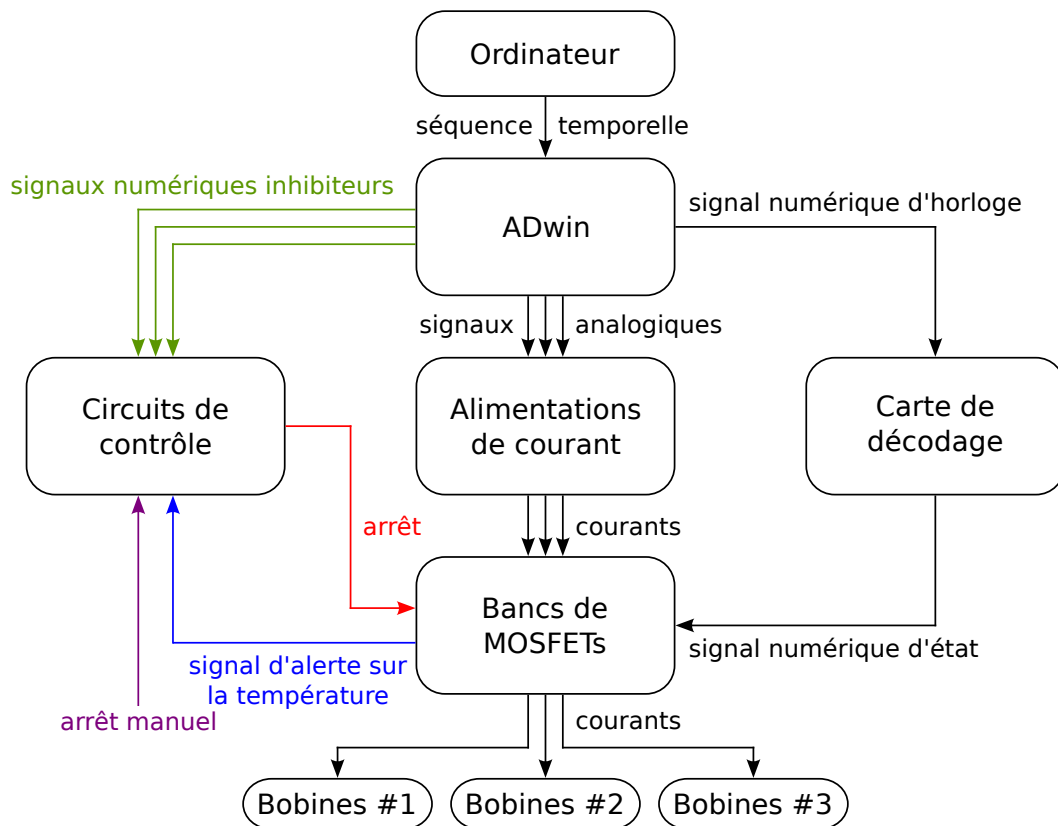


FIGURE 4.23 – Schéma détaillant le principe de fonctionnement de l'électronique du transport magnétique.

autre, par exemple de $\{B1, B2, B3\}$ vers $\{B2, B3, B4\}$ est supervisé par le séquenceur ADwin, qui communique au boîtier de décodage un signal numérique d'horloge qui prend la forme d'une succession de créneaux TTL. Chaque front montant de tension indique à la carte de décodage que la configuration de bobines doit changer. Le boîtier de décodage transmet alors la nouvelle configuration de fonctionnement à l'électronique de contrôle des bancs de MOSFETs, qui procède à la redirection des courants délivrés par les alimentations vers les bonnes paires de bobines.

Les bancs de MOSFETs sont individuellement constitués de quatre MOSFETs montés en parallèle, afin que la puissance dissipée par ces derniers soit divisée par 16. De plus, les MOSFETs sont assemblés sur des plaques de cuivre (voir figure D.3) pour faciliter le refroidissement des composants. Par sécurité, des thermocouples sont installés sur les barreaux de cuivre afin de suivre l'évolution de la température du système en cours d'opération. En cas d'élévation trop importante de la température des MOSFETs, un signal d'erreur est envoyé vers l'électronique de contrôle des bancs, qui rétroagit sur le système en bloquant la circulation des courants dans les boîtiers de MOSFETs. Par ailleurs, une sécurité manuelle est installée sur chacun des trois boîtiers de MOSFETs pour couper le courant dans les bobines en cas de dysfonctionnement ou d'erreur lors

de l'utilisation.

Le circuit de contrôle des commutateurs reçoit de l'ADwin trois signaux numériques « inhibiteurs », qui permettent d'annuler arbitrairement le courant délivré par l'une des alimentations, donnant ainsi accès à plus de configurations de bobines. La totalité de la séquence du transport magnétique est stockée dans la carte de décodage sous la forme de 15 configurations enregistrées sur 4 bits de mémoire. Parmi ces 15 configurations, 14 représentent des états de fonctionnement faisant intervenir trois paires de bobines simultanément : {poussante, PMO, B1}, puis {PMO, B1, B2}, ... jusqu'à {B12, B13, PM}. Une configuration additionnelle impliquant uniquement les paires de bobines PMO et PM est prévue pour permettre le chargement du piège magnéto-optique en parallèle de la réalisation des expériences dans l'enceinte de science. La présence des signaux inhibiteurs offre ainsi la possibilité d'avoir des configurations impliquant uniquement une ou deux paires de bobines en forçant l'extinction des autres paires, comme il en existe au niveau du coude, et à la fin du transport magnétique.

Les boîtiers électroniques contrôlant le transport magnétique ont été réalisés au sein de l'atelier d'électronique du laboratoire par F. Wiotte et H. Mouhamad, qui se sont inspirés de plans utilisés dans le groupe de J. Schmiedmayer à Vienne [185].

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le dispositif prévu dans notre expérience pour transporter magnétiquement les atomes depuis l'enceinte du piège magnéto-optique jusqu'à l'enceinte où sera réalisée la condensation.

Pour commencer, nous avons rappelé le principe du piégeage magnétique de particules neutres. Nous avons ensuite montré qu'un piège magnétique pouvait être déplacé sur des distances arbitrairement grandes en utilisant un ensemble de trois paires de bobines en configuration anti-Helmholtz parcourues par des courants judicieusement choisis. Cela nous a permis de concevoir un dispositif constitué de 31 bobines, visant à transporter des atomes sur une distance de près de 65 cm grâce à des profils de courants spécifiques déterminés par un programme que nous avons mis au point.

Dans un second temps, nous nous sommes intéressés à la dynamique temporelle du transport des atomes. Pour cela, nous avons développé un programme de dynamique moléculaire, permettant de simuler le comportement du nuage atomique durant le transport. Nous avons notamment constaté que le choix du profil temporel de déplacement du centre du piège magnétique avait un impact crucial sur les performances de la séquence de transport. D'après les simulations numériques, le nuage pourra être déplacé sur toute la longueur du transport en près de 600 ms, sans que ses propriétés (nombre d'atomes et température) ne soient significativement modifiées.

Enfin, nous avons présenté les différentes étapes de la réalisation mécanique du système de transport, en commençant par la fabrication des bobines, puis la conception de leurs supports, et enfin leur assemblage mécanique et leur refroidissement. Une pho-

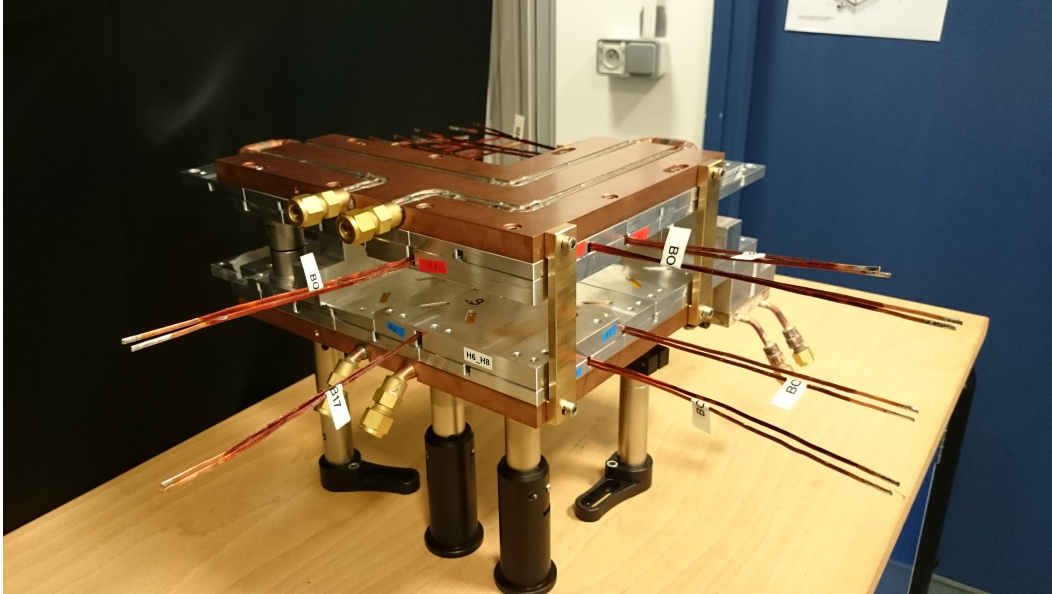


FIGURE 4.24 – Assemblage partiel du transport magnétique.

topographie de l'assemblage partiel du transport est fournie en figure 4.24.

Pour conclure ce chapitre, apportons quelques précisions concernant les performances attendues du transport, et ce que nous serons en mesure de réaliser expérimentalement. Tout d'abord, nous avons vu que trois courants distincts étaient nécessaires pour déplacer le centre du piège magnétique, ce qui impose l'utilisation de trois alimentations de courant, chaque alimentation pouvant être utilisée pour différentes paires de bobines à différents instants de la séquence de transport. Or, une source de courant cesse d'alimenter une paire de bobines pour en alimenter une autre dès lors que le boîtier électronique qui la contrôle lui en donne la consigne. Cependant, ce passage ne s'effectue pas instantanément à l'échelle de la durée du transport. En pratique, nous utiliserons donc une quatrième alimentation de courant pour éviter d'avoir un « temps mort » où seulement deux courants circuleront dans les paires de bobines.

Par ailleurs, nous estimons à partir des simulations numériques que le transport pourra être effectué en seulement 600 ms. Cependant, les alimentations de courant possèdent une bande passante qui est typiquement de 300 Hz, ce qui ajoutera une contrainte forte sur la dynamique du transport. Le temps total de transport sera ainsi ajusté pour tenir compte de cette bande passante, et sera sans doute de l'ordre de 1 s.

Pour finir, nous avons discuté de la possibilité que des courants de Foucault apparaissent dans les supports des bobines à cause des variations brutales de champ magnétique, ce qui nous a conduit à rajouter des fentes dans les supports pour limiter ce phénomène. Néanmoins, nous avons fixé aux supports un système de refroidissement qui consiste en une plaque de cuivre épaisse de 1.5 cm dans laquelle est dessiné un circuit d'eau. Il est possible que des courants de Foucault s'y établissent, mais cela ne devrait cependant pas poser de problème majeur car les profils de courant que nous

prévoyons d'utiliser ne comportent pas de coupure soudaine des champs. Là encore, il nous semble raisonnable de réaliser le transport en une durée de l'ordre de la seconde.

Conclusion

Réalisations

Au cours de cette thèse, nous avons conçu et installé un nouveau dispositif expérimental permettant de produire, de refroidir, et de manipuler des gaz atomiques de sodium.

Pour cela, nous avons tout d'abord assemblé une enceinte à vide afin d'isoler les atomes de leur environnement extérieur. La pression de gaz résiduel dans l'enceinte du piège magnéto-optique a été réduite à seulement 8.0×10^{-10} mbar, et la durée de vie des atomes dans le piège magnétique devrait être suffisamment longue pour assurer leur transfert de l'enceinte du piège magnéto-optique à la puce au moyen d'un transport magnétique.

Ensuite, nous avons mis en place un montage optique complet visant à préparer l'ensemble des faisceaux laser qui seront utilisés dans l'expérience. L'originalité de notre montage optique réside dans la stabilisation en fréquence de la chaîne laser sur la composante hyperfine a_1 de la transition P(38)15-2 de l'iode, qui se situe à seulement 467 MHz de la transition cyclante du sodium entre les états $|F = 2, m_F = -2\rangle$ et $|F' = 3, m_{F'} = -3\rangle$.

Suite à ces premiers développements expérimentaux, nous avons construit un ralentisseur Zeeman à aimants permanents, en adaptant au cas du sodium un modèle initialement conçu pour le rubidium [133]. Ce système est désormais parfaitement intégré à l'expérience, et permet de produire un flux atomique de 2.0×10^8 atomes/s dont la vitesse longitudinale est proche de 30 m.s^{-1} . Durant la caractérisation préliminaire du dispositif, nous avons mis en évidence un mécanisme de redistribution des populations atomiques en faveur de l'état fondamental $|F = 1\rangle$. Ces résultats ont été confirmés par une résolution numérique des équations de Bloch optiques décrivant la dynamique des atomes soumis au faisceau Zeeman.

Pour limiter le dépompage induit par le faisceau Zeeman, P. Cheiney *et al.* ont superposé au faisceau ralentisseur un faisceau repompeur balayé en fréquence sur plusieurs gigahertz, ce qui n'est pas envisageable avec le sodium car cela nécessite une deuxième source laser indépendante, et donc un investissement coûteux. Nous avons

donc proposé une technique alternative qui consiste à soumettre les atomes en amont du ralentisseur Zeeman à un faisceau polarisé σ^- contenant une composante de fréquence de polarisation réglée sur la transition $|F = 2\rangle$ vers $|F' = 2\rangle$, et une composante de repompage sur la transition $|F = 1\rangle$ vers $|F' = 2\rangle$. Nous observons alors une augmentation de près d'un facteur 4 du flux atomique ralenti.

À notre connaissance, le dispositif de ralentissement que nous avons mis en place représente la première réalisation expérimentale d'un ralentisseur Zeeman à aimants permanents en configuration Halbach pour le sodium. Ce résultat montre par ailleurs que le dispositif utilisé peut sans doute être adapté au ralentissement d'autres espèces atomiques couramment utilisées dans le domaine des atomes froids. Enfin, la technique de préparation atomique que nous proposons pour limiter le dépompage est particulièrement intéressante car elle nécessite peu de puissance laser, elle est simple à mettre en place, et elle peut a priori être généralisée à tous les ralentisseurs Zeeman afin d'augmenter le flux d'atomes ralentis.

Le ralentisseur Zeeman constitue une source stable et continue d'atomes lents, qui est utilisée quotidiennement pour charger un piège magnéto-optique. Ce dernier contient actuellement jusqu'à 7.0×10^8 atomes de sodium ayant une densité moyenne de l'ordre de 1.5×10^9 atomes/cm³, et une température de l'ordre de 100 μ K.

En parallèle de la mise en place du montage expérimental, nous avons entièrement conçu et réalisé un dispositif de transport magnétique d'atomes inspiré du schéma de transport proposé par Greiner *et al.*. De plus, nous avons mené une étude numérique approfondie de la dynamique des atomes piégés au cours du transport, qui a mis en évidence que certains profils temporels de déplacement du centre du piège magnétique étaient plus avantageux que d'autres. Tous les éléments nécessaires à la réalisation du transport magnétique des atomes sont désormais disponibles.

Prochaines étapes expérimentales

Avec le système aujourd'hui à notre disposition, les prochaines phases de construction de l'expérience sont clairement identifiées. Dans un premier temps, les membres de l'équipe vont mettre en place des bobines de compensation au niveau de l'enceinte du piège magnéto-optique pour annuler le champ magnétique résiduel. Cela permettra de réaliser une phase de mélasse optique succédant au piégeage magnéto-optique, qui conduira ensuite à la capture des atomes dans un piège purement magnétique.

Le dispositif de transport étant à présent construit, assemblé, et installé sur l'expérience, les premiers essais de transport magnétique seront réalisés dès que le piège magnétique sera chargé et optimisé.

En parallèle, les membres de l'équipe travailleront à l'élaboration puis à l'installation de la puce à atomes, qui constitue la dernière phase de construction de l'expérience. Le transport magnétique conduira le nuage atomique jusqu'à l'enceinte où sera située la puce à atomes. Il s'agira alors de transférer les atomes du piège magnétique macroscopique créé par les dernières bobines du transport au piège magnétique microscopique

produit par la puce. S'ensuivra alors une phase de refroidissement par évaporation menant le gaz atomique au seuil de la condensation de Bose-Einstein.

Perspectives scientifiques

Une fois l'étape de montage expérimental achevée, l'équipe envisage d'orienter son activité de recherche vers trois sujets particuliers en exploitant pleinement le potentiel offert par l'intégration d'une puce à atomes dans le dispositif.

Pour commencer, nous espérons observer une résonance de Feshbach micro-onde récemment prédite pour les alcalins [109], mais encore jamais observée. Ces résonances suscitent un intérêt prononcé au sein de la communauté des atomes froids car elles procurent un contrôle absolu tant sur la nature (répulsive ou attractive) que sur l'intensité des interactions entre atomes [25], élargissant ainsi le champ des études possibles. Néanmoins, les résonances de Feshbach magnétiques identifiées pour le sodium requièrent l'application d'un champ magnétique statique dont l'amplitude (853 G et 907 G) est trop importante pour qu'elles puissent être facilement exploitées, et les résonances de Feshbach optiques entraînent des pertes en raison de l'émission spontanée. L'existence d'une résonance de Feshbach micro-onde offre donc une alternative intéressante aux mécanismes de résonance usuellement considérés. En intégrant un guide d'onde micro-onde à la puce à atomes [186], il sera possible de soumettre les atomes à un champ micro-onde dont l'amplitude sera suffisante (≈ 1 G) pour induire cette nouvelle résonance de Feshbach, et disposer en cas de succès d'un paramètre de contrôle supplémentaire sur les atomes.

L'équipe s'intéressera ensuite à l'apparition de défauts topologiques dans le nuage atomique lors d'un passage rapide du seuil de condensation. Les propriétés de ces défauts (nombre, densité, ...) vérifient des lois d'échelle établies dans le cadre d'une théorie développée par Kibble et Zurek [73, 75]. Des résultats très récents ont permis de vérifier quantitativement ces lois d'échelle dans des gaz quantiques dégénérés homogènes en dimension 2 et 3 [87, 89], et inhomogènes en dimension 3 [91, 92]. Cependant, la nature des défauts topologiques, ainsi que les lois d'échelle qui décrivent leur dynamique dépendent fortement de la dimensionnalité et de l'homogénéité spatiale du système considéré. Ces premiers résultats encourageants motivent donc l'étude des mécanismes de Kibble-Zurek dans des configurations encore inexplorées afin de mettre à l'épreuve les prédictions théoriques. En ce sens, notre équipe prévoit de capturer des atomes de sodium dans un piège magnétique produit à la surface d'une puce à atomes, et d'utiliser une méthode d'habillage radio-fréquence pour réaliser différentes géométries de piégeage (tubes, anneaux, crêpes, ...) en basse dimensionnalité, notamment en 1D et 2D. Nous espérons ainsi apporter des éléments nouveaux pour valider la théorie des mécanismes de Kibble-Zurek, ou au contraire en montrer les limites.

À plus long terme, l'équipe se dirigera vers des thématiques de recherche plus générales concernant la dynamique hors équilibre et la relaxation de systèmes bosoniques 1D, qui restent aujourd'hui mal comprises. Un exemple emblématique de dynamique hors équilibre est la réalisation de l'analogie du pendule de Newton par Kinoshita *et al.* [187] dans un gaz 1D. Cette étude montre que l'état du système après des milliers

de collisions entre atomes n'atteint toujours pas un état d'équilibre thermodynamique, tandis que celui-ci est atteint quasi-instantanément dans un système équivalent à 3D. Les processus physiques à l'origine de la relaxation de systèmes 1D ou quasi-1D sont donc différents de ceux assurant la thermalisation dans les systèmes 3D, et font l'objet d'intenses travaux de recherche. Des résultats récents ont par exemple montré que le refroidissement par évaporation d'un gaz bosonique 1D était possible dans un régime où les processus de collisions à deux corps ne permettent plus la thermalisation du système grâce à un mécanisme de déphasage à plusieurs particules se produisant dans le gaz [188]. La réalisation de pièges magnétiques 1D sur la puce à atomes permettra donc d'étudier la dynamique hors équilibre de systèmes quantiques [189], la dynamique de systèmes fortement corrélés, ou encore la relaxation de systèmes quasi-intégrables [187].

Géométrie de la bobine poussante

La bobine poussante est une bobine de forme conique, constituée de 16 couches de spires, chaque couche étant elle-même composée de 2 à 16 spires concentriques, comme le montre la figure A.1. Le diamètre intérieur de la bobine vaut $\phi_{\text{int}} = 38$ mm, tandis que son diamètre extérieur est compris entre $\phi_{\text{ext}} = 76.4$ mm pour les couches possédant 16 spires concentriques, et $\phi_{\text{ext}} = 42.8$ mm pour les couches ne possédant que 2 spires concentriques.

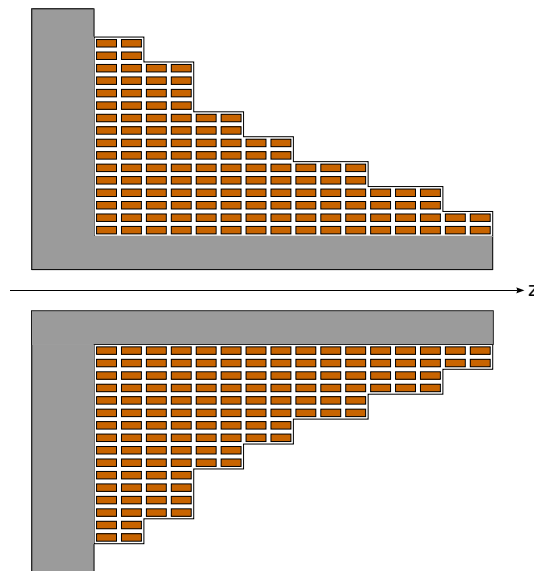


FIGURE A.1 – Schéma représentant une coupe radiale de la bobine poussante. En gris figure le support sur lequel est montée la bobine, tandis que les rectangles oranges correspondent au fil rectangulaire de section $2.5 \times 1.0 \text{ mm}^2$ utilisé pour réaliser la bobine. Celle-ci est composée de 16 couches suivant l'axe z , comportant respectivement entre 2 et 16 spires concentriques.

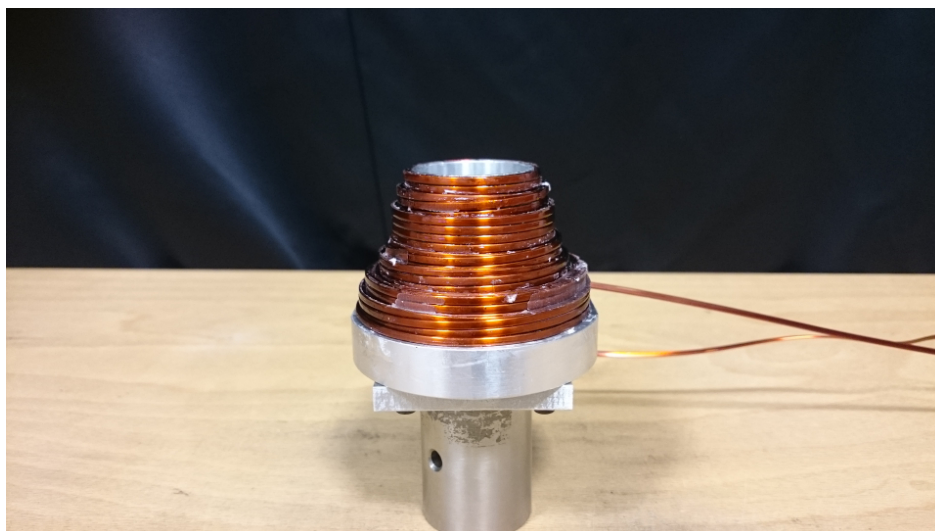


FIGURE A.2 – Photographie de la bobine poussante.

Annexe **B**

Séquences temporelles de transport magnétique

Cette annexe donne l'expression de la position, de la vitesse, et de l'accélération du centre du piège magnétique pour les trois profils de transport étudiés dans la partie 4.3.4. Les deux moitiés du transport ont été traitées séparément, et il convient d'adapter les relations fournies ci-dessous à chacune des deux étapes.

Dans la suite, nous adopterons les conventions de notation suivantes : T désignera la durée du transport, et L la distance à parcourir par le centre du piège magnétique. Le transport sera effectué selon un axe arbitrairement dénommé z , et les variables de position, de vitesse et d'accélération du centre du piège magnétique seront respectivement désignées par les quantités $z_c(t)$, $v_c(t)$ et $a_c(t)$.

B.1 Déplacement linéaire

La méthode de transport la plus simple consiste à déplacer le centre du piège magnétique linéairement avec le temps entre le point de départ et le point d'arrivée du transport. Les paramètres du piège sont donnés par le système suivant :

$$\begin{cases} z_c(t) = \frac{L}{T}t \\ v_c(t) = \frac{L}{T} \\ a_c(t) = 0 \end{cases} \quad \text{pour } t \in [0; T] \quad (\text{B.1})$$

B.2 Déplacement polynomial par morceaux

La séquence de transport proposée dans la section précédente peut être raffinée de deux manières différentes. Tout d'abord, le déplacement peut être divisé en plusieurs morceaux, chacun étant paramétrisé par un jeu d'équations semblable au système (B.1). Par ailleurs, le mouvement du piège sur chaque intervalle peut être paramétrisé non pas par un polynôme d'ordre 1, comme c'est le cas du système (B.1), mais par un polynôme d'ordre plus élevé.

La seconde méthode de transport considérée dans la partie 4.3.4 est donnée par les trois systèmes d'équations présentés ci-dessous. Le mouvement du piège est divisé en trois parties, chacune étant paramétrisée par un polynôme du troisième ordre. Les coefficients des différents polynômes ont été déterminés à partir des conditions aux limites au début et à la fin du transport, ainsi qu'en imposant la continuité des position, vitesse et accélération du centre du piège entre les différents domaines.

Pour $t \in \left[0; \frac{T}{4}\right]$:

$$\begin{cases} z_c(t) = \frac{2a_m}{3T}t^3 \\ v_c(t) = \frac{2a_m}{T}t^2 \\ a_c(t) = \frac{4a_m}{T}t \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

Pour $t \in \left]\frac{T}{4}; \frac{3T}{4}\right]$:

$$\begin{cases} z_c(t) = -\frac{2a_m}{3T}t^3 + a_mt^2 - \frac{a_m}{4}t + \frac{a_mT^2}{48} \\ v_c(t) = -\frac{2a_m}{T}t^2 + 2a_mt - \frac{a_mT}{4} \\ a_c(t) = -\frac{4a_m}{T}t + 2a_m \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

Pour $t \in \left]\frac{3T}{4}; T\right]$:

$$\begin{cases} z_c(t) = \frac{2a_m}{3T}t^3 - 2a_mt^2 + 2a_mTt - \frac{13a_mT^2}{24} \\ v_c(t) = \frac{2a_m}{T}t^2 - 4a_mt + 2a_mT \\ a_c(t) = \frac{4a_m}{T}t - 4a_m \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

où l'accélération a_m vaut :

$$a_m = \frac{8L}{T^2} \quad (\text{B.5})$$

B.3 Déplacement en fonction « erreur »

La troisième séquence de transport étudiée dans cette thèse propose un déplacement du centre du piège magnétique qui soit paramétré non plus par des polynômes, mais par une fonction « erreur » dont le profil d'accélération ne possède pas de point anguleux contrairement au profil présenté dans la partie précédente (voir figure B.1). Le système d'équations considéré est le suivant :

$$\begin{cases} z_c(t) = \alpha + \beta \operatorname{erf} [\gamma (t - t_0)] \\ v_c(t) = \frac{2\beta\gamma}{\sqrt{\pi}} \exp [-\gamma^2 (t - t_0)^2] \\ a_c(t) = \frac{-4\beta\gamma^3 (t - t_0)}{\sqrt{\pi}} \exp [-\gamma^2 (t - t_0)^2] \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

où les paramètres α , β et t_0 sont définis comme suit :

$$\begin{cases} t_0 = \frac{T}{2} \\ \alpha = \frac{L}{2} \\ \beta = \frac{L}{2 \operatorname{erf} \left[\frac{\gamma T}{2} \right]} \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

Le coefficient γ est quant à lui ajusté de sorte que la fraction d'atomes perdus, ainsi que l'échauffement du nuage soient minimisés lors du déplacement.

B.4 Représentation des profils de transport

Les profils de transport introduits dans les parties précédentes sont représentés sur la figure B.1. La figure B.1 (a) montre que les séquences de déplacement de type *polynomial par morceaux* et *fonction erreur* sont beaucoup moins « brutales » en début et en fin de transport que la séquence *linéaire*. Cela se vérifie en regardant les valeurs des vitesses du centre du piège magnétique aux extrémités du transport, qui sont beaucoup plus importantes dans le cas d'un déplacement *linéaire* (voir figure B.1 (b)). Remarquons par ailleurs la discontinuité de la vitesse pour un déplacement *linéaire*, qui passe d'une valeur nulle à une valeur non nulle « instantanément » au début du mouvement, et inversement à la fin du déplacement.

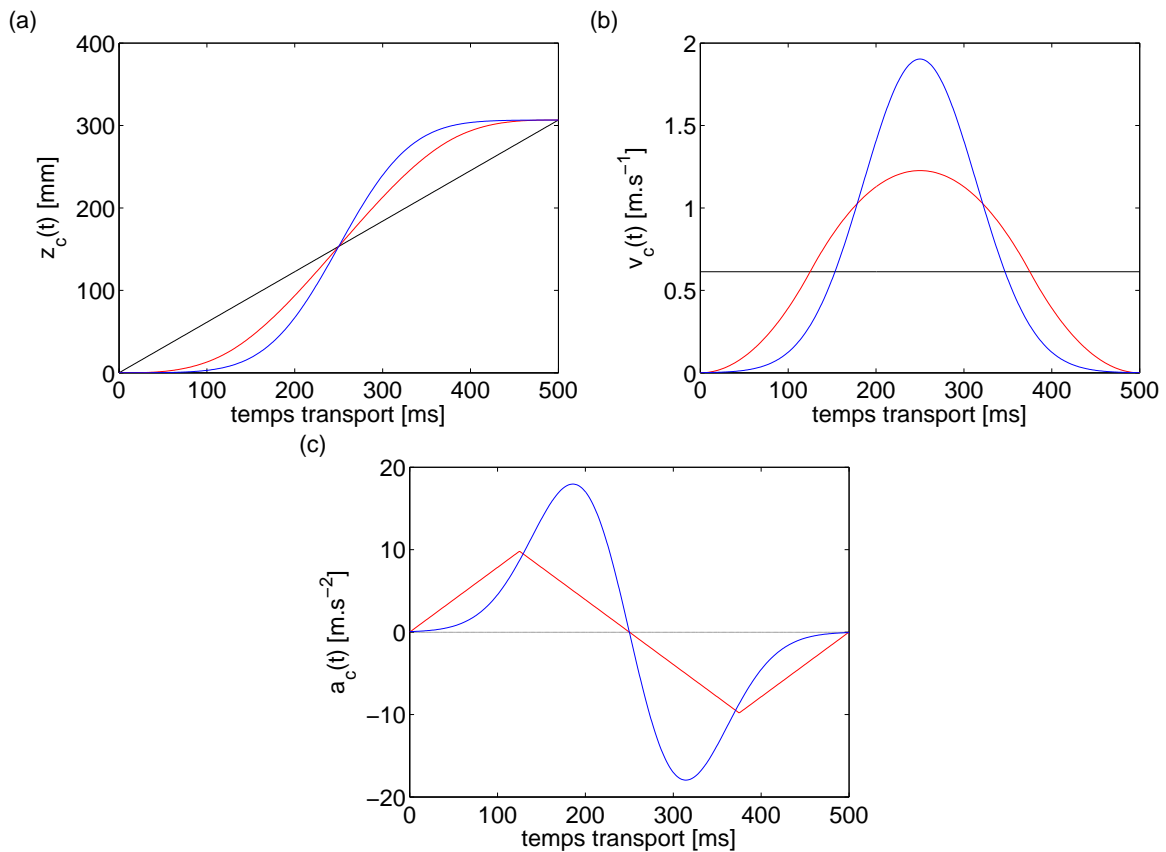


FIGURE B.1 – Les graphiques (a), (b) et (c) représentent respectivement les profils de position, de vitesse et d'accélération du centre du piège magnétique pour un déplacement de 306.6 mm en un temps de 500 ms. Le profil de transport *linéaire* est représenté en noir, celui de transport *polynomial par morceaux* en rouge, et celui en *fonction erreur* en bleu.

Mises en plan des éléments mécaniques du transport magnétique

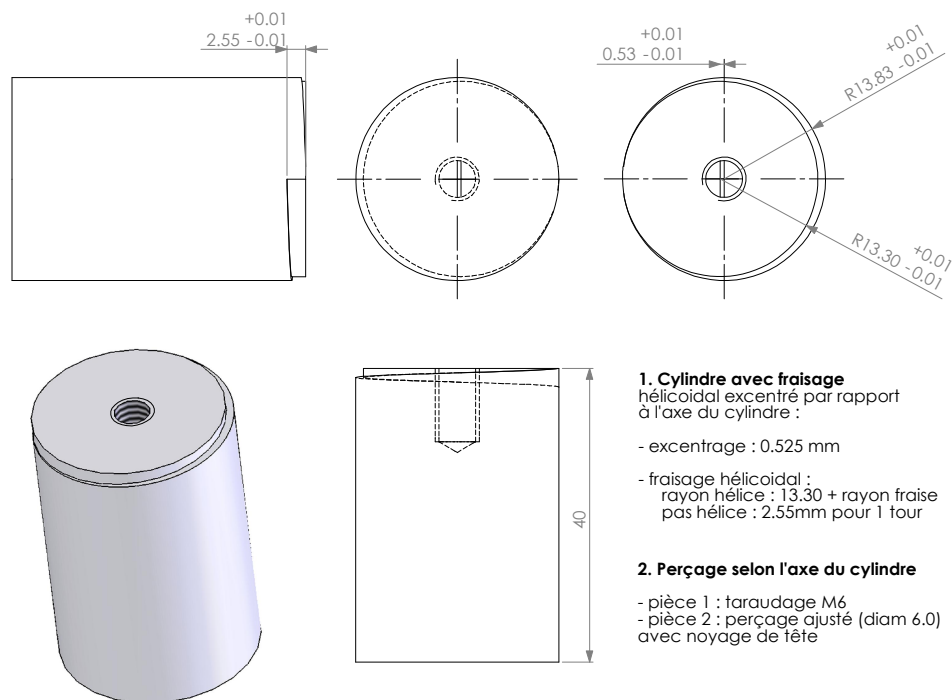


FIGURE C.1 – Demi-cylindre utilisé pour la réalisation des bobines de type $\{Bi\}_{i \neq 13}$ (les unités sont en millimètres). Le fraisage hélicoïdal usiné sur les deux demi-cylindres permet la fabrication d'une bobine bi-couches ne présentant pas de défauts géométriques.

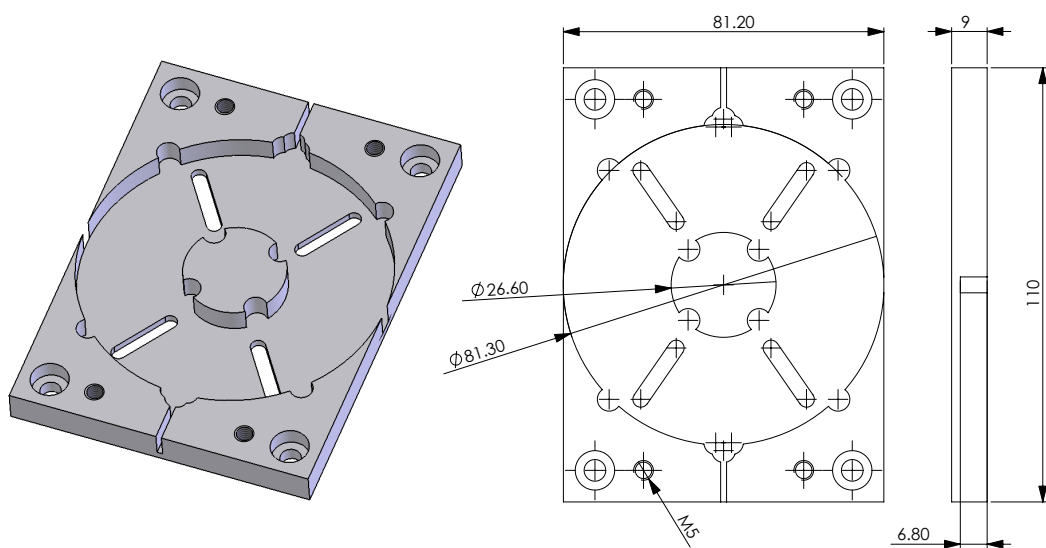


FIGURE C.2 – Exemple de monture basique accueillant une bobine de type $\{Bi\}_{i \neq 13}$ dans l'assemblage du transport magnétique. Les dimensions indiquées sont en millimètres.

Annexe D

Électronique du transport magnétique

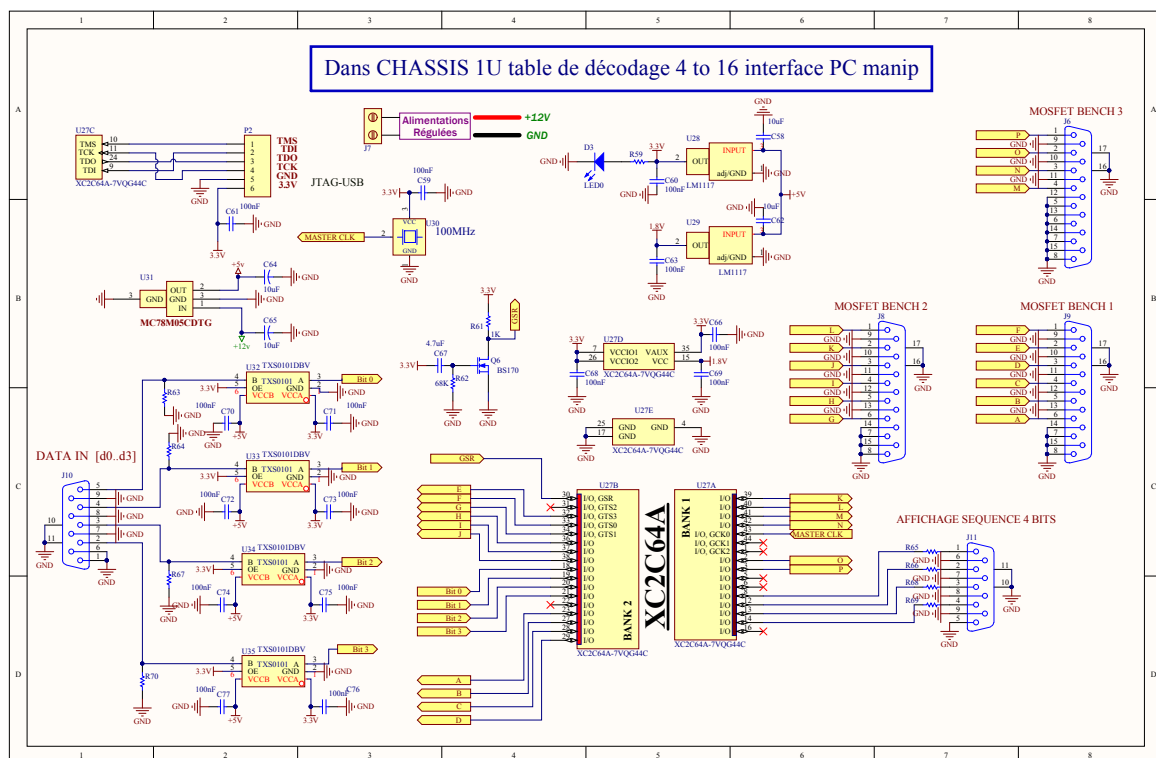


FIGURE D.1 – Schéma électronique du boîtier de décodage. Les configurations d'allumage des bobines sont stockées sur 4 bits, et les changements d'états sont imposés par un signal horloge externe provenant du séquenceur ADwin.

Bibliographie

- [1] A. EINSTEIN, « Quantentheorie des einatomigen idealen Gases ». *Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.* **22**, 261–267 (1924).
- [2] A. EINSTEIN, « Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. Zweite Abhandlung ». *Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.* **1** (3), 3–14 (1925).
- [3] S. N. BOSE, « Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese ». *Z. Phys* **26**, 178–181 (1924).
- [4] W. PAULI, « Über den Zusammenhang des Abschlusses der Elektronengruppen im Atom mit der Komplexstruktur der Spektren ». *Z. Phys* **31**, 765–783 (1925).
- [5] E. FERMI, « Sulla quantizzazione del gas perfetto monoatomico ». *Rendiconti Lincei* **3**, 145–149 (1926).
- [6] P. A. M. DIRAC, « On the Theory of Quantum Mechanics ». *Royal Society of London Proceedings Series A* **112** (762), 661–677 (1926).
- [7] A. PAIS, *Albert Einstein : la vie et l'œuvre*. Interéditions (1993). Voir §23.d.
- [8] F. LONDON, « The λ -phenomenon of liquid helium and the Bose-Einstein degeneracy ». *Nature* **141** (3571), 643–644 (1938).
- [9] W. D. PHILLIPS et H. METCALF, « Laser deceleration of an atomic beam ». *Physical Review Letters* **48** (9), 596–599 (1982). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.48.596>.
- [10] S. CHU, L. HOLLBERG, J. E. BJORKHOLM, A. CABLE et A. ASHKIN, « Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure ». *Physical Review Letters* **55** (1), 48–53 (1985). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.55.48>.
- [11] S. CHU, J. E. BJORKHOLM, A. ASHKIN et A. CABLE, « Experimental observation of optically trapped atoms ». *Physical Review Letters* **57** (3), 314–318 (1986). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.57.314>.
- [12] A. L. MIGDALL, J. V. PRODAN, W. D. PHILLIPS, T. H. BERGEMAN et H. J. METCALF, « First observation of magnetically trapped neutral atoms ». *Physical Review Letters* **54** (24), 2596–2599 (1985). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.2596>.

- [13] E. L. RAAB, M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU et D. E. PRITCHARD, « Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure ». *Physical Review Letters* **59** (23), 2631–2634 (1987). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.2631>.
- [14] H. F. HESS, « Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen ». *Physical Review B* **34** (5), 3476–3480 (1986). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.34.3476>.
- [15] C. J. MYATT, E. A. BURT, R. W. GHRIST, E. A. CORNELL et C. E. WIEMAN, « Production of two overlapping Bose-Einstein condensates by sympathetic cooling ». *Physical Review Letters* **78** (4), 586–589 (1997). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.586>.
- [16] M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, C. E. WIEMAN et E. A. CORNELL, « Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor ». *Science* **269** (5221), 198–201 (1995). <http://www.sciencemag.org/content/269/5221/198>.
- [17] K. B. DAVIS, M.-O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. VAN DRUTEN, D. S. DURFEE, D. M. KURN et W. KETTERLE, « Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms ». *Physical Review Letters* **75** (22), 3969–3974 (1995). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.3969>.
- [18] S. JOCHIM, M. BARTENSTEIN, A. ALTMAYER, G. HENDL, S. RIEDL, C. CHIN, J. H. DENSCHLAG et R. GRIMM, « Bose-Einstein condensation of molecules ». *Science* **302** (5653), 2101–2103 (2003). <http://www.sciencemag.org/content/302/5653/2101>.
- [19] A. OOSAWA, M. ISHII et H. TANAKA, « Field-induced three-dimensional magnetic ordering in the spin-gap system TlCuCl_3 ». *Journal of Physics : Condensed Matter* **11** (1), 265–271 (1999). <http://dx.doi.org/10.1088/0953-8984/11/1/021>.
- [20] T. NIKUNI, M. OSHIKAWA, A. OOSAWA et H. TANAKA, « Bose-Einstein condensation of dilute magnons in TlCuCl_3 ». *Physical Review Letters* **84** (25), 5868–5871 (2000). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.5868>.
- [21] J. KASPRZAK, M. RICHARD, S. KUNDERMANN, A. BAAS, P. JEAMBRUN, J. M. J. KEELING, F. M. MARCHETTI, M. H. SZYMAŃSKA, R. ANDRE, J. L. STAEHLI *et al.*, « Bose-Einstein condensation of exciton polaritons ». *Nature* **443** (7110), 409–414 (2006). <http://www.nature.com/nature/journal/v443/n7110/abs/nature05131.html>.
- [22] O. V. MISOCHKO, M. HASE, K. ISHIOKA et M. KITAJIMA, « Transient Bose-Einstein condensation of phonons ». *Physics Letters A* **321** (5), 381–387 (2004). <http://dx.doi.org/10.1016/j.physleta.2003.11.063>.
- [23] J. KLAERS, J. SCHMITT, F. VEWINGER et M. WEITZ, « Bose-Einstein condensation of photons in an optical microcavity ». *Nature* **468** (7323), 545–548 (2010). <http://www.nature.com/nature/journal/v468/n7323/abs/nature09567.html>.
- [24] S. INOUE, M. R. ANDREWS, J. STENGER, H.-J. MIESNER, D. M. STAMPER KURN et W. KETTERLE, « Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate ». *Nature* **392** (6672), 151–154 (1998). <http://dx.doi.org/10.1038/32354>.

- [25] C. CHIN, R. GRIMM, P. JULIENNE et E. TIESINGA, « Feshbach resonances in ultracold gases ». *Reviews of Modern Physics* **82** (2), 1225 (2010). <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.82.1225>.
- [26] S. L. CORNISH, N. R. CLAUSSEN, J. L. ROBERTS, E. A. CORNELL et C. E. WIEMAN, « Stable ^{85}Rb Bose-Einstein condensates with widely tunable interactions ». *Physical Review Letters* **85** (9), 1795–1798 (2000). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.1795>.
- [27] J. M. GERTON, D. STREKALOV, I. PRODAN et R. G. HULET, « Direct observation of growth and collapse of a Bose–Einstein condensate with attractive interactions ». *Nature* **408** (6813), 692–695 (2000). <http://dx.doi.org/10.1038/35047030>.
- [28] E. A. DONLEY, N. R. CLAUSSEN, S. L. CORNISH, J. L. ROBERTS, E. A. CORNELL et C. E. WIEMAN, « Dynamics of collapsing and exploding Bose–Einstein condensates ». *Nature* **412** (6844), 295–299 (2001).
- [29] L. KHAYKOVICH, F. SCHRECK, G. FERRARI, T. BOURDEL, J. CUBIZOLLES, L. D. CARR, Y. CASTIN et C. SALOMON, « Formation of a matter-wave bright soliton ». *Science* **296** (5571), 1290–1293 (2002). <http://www.sciencemag.org/content/296/5571/1290>.
- [30] K. E. STRECKER, G. B. PARTRIDGE, A. G. TRUSCOTT et R. G. HULET, « Formation and propagation of matter-wave soliton trains ». *Nature* **417** (6885), 150–153 (2002). <http://dx.doi.org/10.1038/nature747>.
- [31] C. A. REGAL, M. GREINER et D. S. JIN, « Observation of resonance condensation of fermionic atom pairs ». *Physical Review Letters* **92** (4), 040 403 (2004). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.040403>.
- [32] M. W. ZWIERLEIN, C. A. STAN, C. H. SCHUNCK, S. M. F. RAUPACH, A. J. KERMAN et W. KETTERLE, « Condensation of pairs of fermionic atoms near a Feshbach resonance ». *Physical Review Letters* **92** (12), 120 403 (2004). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.120403>.
- [33] Z. HADZIBABIC, P. KRÜGER, M. CHENEAU, B. BATTELIER et J. DALIBARD, « Berezinskii–Kosterlitz–Thouless crossover in a trapped atomic gas ». *Nature* **441** (7097), 1118–1121 (2006). <http://dx.doi.org/10.1038/nature04851>.
- [34] B. PAREDES, A. WIDERA, V. MURG, O. MANDEL, S. FÖLLING, I. CIRAC, G. V. SHLYAPNIKOV, T. W. HÄNSCH et I. BLOCH, « Tonks–Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice ». *Nature* **429** (6989), 277–281 (2004). <http://dx.doi.org/10.1038/nature02530>.
- [35] T. KINOSHITA, T. WENGER et D. S. WEISS, « Observation of a one-dimensional Tonks–Girardeau gas ». *Science* **305** (5687), 1125–1128 (2004). <http://www.sciencemag.org/content/305/5687/1125>.
- [36] A. L. GAUNT, T. F. SCHMIDTZ, I. GOTLIBOVYCH, R. P. SMITH et Z. HADZIBABIC, « Bose–Einstein condensation of atoms in a uniform potential ». *Physical Review Letters* **110** (20), 200 406 (2013). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.200406>.

- [37] S. GUPTA, K. W. MURCH, K. L. MOORE, T. P. PURDY et D. M. STAMPER KURN, « Bose–Einstein condensation in a circular waveguide ». *Physical Review Letters* **95** (14), 143 201 (2005). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.143201>.
- [38] M. GREINER, I. BLOCH, O. MANDEL, T. W. HÄNSCH et T. ESSLINGER, « Exploring phase coherence in a 2D lattice of Bose-Einstein condensates ». *Physical Review Letters* **87** (16), 160 405 (2001). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.160405>.
- [39] C. ORZEL, A. K. TUCHMAN, M. L. FENSELAU, M. YASUDA et M. A. KASEVICH, « Squeezed states in a Bose–Einstein condensate ». *Science* **291** (5512), 2386–2389 (2001). <http://www.sciencemag.org/content/291/5512/2386>.
- [40] I. BLOCH, « Ultracold quantum gases in optical lattices ». *Nature Physics* **1** (1), 23–30 (2005). <http://dx.doi.org/10.1038/nphys138>.
- [41] C. BECKER, P. SOLTAN PANAHI, J. KRONJÄGER, S. DÖRSCHER, K. BONGS et K. SENGSTOCK, « Ultracold quantum gases in triangular optical lattices ». *New Journal of Physics* **12** (6), 065 025 (2010). <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/12/6/065025>.
- [42] P. SOLTAN PANAHI, J. STRUCK, P. HAUKE, A. BICK, W. PLENKERS, G. MEI-NEKE, C. BECKER, P. WINDPASSINGER, M. LEWENSTEIN et K. SENGSTOCK, « Multi–component quantum gases in spin-dependent hexagonal lattices ». *Nature Physics* **7** (5), 434–440 (2011). <http://dx.doi.org/10.1038/nphys1916>.
- [43] L. SANTOS, M. A. BARANOV, J. I. CIRAC, H.-U. EVERTS, H. FEHRMANN et M. LEWENSTEIN, « Atomic quantum gases in Kagomé lattices ». *Physical Review Letters* **93** (3), 030 601 (2004). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.030601>.
- [44] D. JAKSCH, C. BRUDER, J. I. CIRAC, C. W. GARDINER et P. ZOLLER, « Cold bosonic atoms in optical lattices ». *Physical Review Letters* **81** (15), 3108–3111 (1998). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.3108>.
- [45] Y.-J. LIN, R. L. COMPTON, A. R. PERRY, W. D. PHILLIPS, J. V. PORTO et I. B. SPIELMAN, « Bose–Einstein condensate in a uniform light-induced vector potential ». *Physical Review Letters* **102** (13), 130 401 (2009). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.130401>.
- [46] D. C. TSUI, H. L. STORMER et A. C. GOSSARD, « Two-dimensional magneto-transport in the extreme quantum limit ». *Physical Review Letters* **48** (22), 1559 (1982). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.48.1559>.
- [47] R. B. LAUGHLIN, « Anomalous quantum Hall effect : an incompressible quantum fluid with fractionally charged excitations ». *Physical Review Letters* **50** (18), 1395 (1983). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.50.1395>.
- [48] Y. AHARONOV et D. BOHM, « Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory ». *Physical Review* **115** (3), 485 (1959). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.115.485>.

- [49] R. P. FEYNMAN, « Simulating physics with computers ». *International Journal of Theoretical Physics* **21** (6-7), 467–488 (1982). <http://dx.doi.org/10.1007/BF02650179>.
- [50] J. I. CIRAC et P. ZOLLER, « Goals and opportunities in quantum simulation ». *Nature Physics* **8** (4), 264–266 (2012). <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2275>.
- [51] I. BULUTA et F. NORI, « Quantum simulators ». *Science* **326** (5949), 108–111 (2009). <http://www.sciencemag.org/content/326/5949/108>.
- [52] I. M. GEORGESCU, S. ASHHAB et F. NORI, « Quantum simulation ». *Reviews of Modern Physics* **86** (1), 153 (2014). <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.86.153>.
- [53] R. BLATT et C. F. ROOS, « Quantum simulations with trapped ions ». *Nature Physics* **8** (4), 277–284 (2012). <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2252>.
- [54] C. SCHNEIDER, D. PORRAS et T. SCHAEZT, « Experimental quantum simulations of many-body physics with trapped ions ». *Reports on Progress in Physics* **75** (2), 024 401 (2012). <http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/75/2/024401>.
- [55] D. JAKSCH et P. ZOLLER, « The cold atom Hubbard toolbox ». *Annals of Physics* **315** (1), 52–79 (2005). <http://dx.doi.org/10.1016/j.aop.2004.09.010>.
- [56] M. LEWENSTEIN, A. SANPERA, V. AHUFINGER, B. DAMSKI, A. SEN et U. SEN, « Ultracold atomic gases in optical lattices : mimicking condensed matter physics and beyond ». *Advances in Physics* **56** (2), 243–379 (2007). <http://dx.doi.org/10.1080/00018730701223200>.
- [57] I. BLOCH, J. DALIBARD et S. NASCIBÈNE, « Quantum simulations with ultracold quantum gases ». *Nature Physics* **8** (4), 267–276 (2012). <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2259>.
- [58] A. ASPURU GUZIK et P. WALTHER, « Photonic quantum simulators ». *Nature Physics* **8** (4), 285–291 (2012). <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2253>.
- [59] A. A. HOUCK, H. E. TÜRECI et J. KOCH, « On-chip quantum simulation with superconducting circuits ». *Nature Physics* **8** (4), 292–299 (2012). <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2251>.
- [60] M. GREINER, O. MANDEL, T. ESSLINGER, T. W. HÄNSCH et I. BLOCH, « Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms ». *Nature* **415** (6867), 39–44 (2002). <http://dx.doi.org/10.1038/415039a>.
- [61] P. W. ANDERSON, « Absence of diffusion in certain random lattices ». *Physical Review* **109** (5), 1492–1505 (1958). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.109.1492>.
- [62] J. BILLY, V. JOSSE, Z. ZUO, A. BERNARD, B. HAMBRECHT, P. LUGAN, D. CLÉMENT, L. SANCHEZ PALENCIA, P. BOUYER et A. ASPECT, « Direct observation of Anderson localization of matter waves in a controlled disorder ». *Nature* **453** (7197), 891–894 (2008). <http://dx.doi.org/10.1038/nature07000>.

- [63] G. ROATI, C. D'ERRICO, L. FALLANI, M. FATTORI, C. FORT, M. ZACCANTI, G. MODUGNO, M. MODUGNO et M. INGUSCIO, « Anderson localization of a non-interacting Bose–Einstein condensate ». *Nature* **453** (7197), 895–898 (2008). <http://dx.doi.org/10.1038/nature07071>.
- [64] F. JENDRZEJEWSKI, A. BERNARD, K. MUELLER, P. CHEINET, V. JOSSE, M. PIRAUD, L. PEZZÉ, L. SANCHEZ PALENCIA, A. ASPECT et P. BOUYER, « Three-dimensional localization of ultracold atoms in an optical disordered potential ». *Nature Physics* **8** (5), 398–403 (2012). <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2256>.
- [65] P. G. HARPER, « Single band motion of conduction electrons in a uniform magnetic field ». *Proceedings of the Physical Society. Section A* **68** (10), 879 (1955). <http://dx.doi.org/10.1088/0370-1298/68/10/304>.
- [66] D. R. HOFSTADTER, « Energy levels and wave functions of Bloch electrons in rational and irrational magnetic fields ». *Physical Review B* **14** (6), 2239–2249 (1976). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.14.2239>.
- [67] M. AIDELSBURGER, M. ATALA, M. LOHSE, J. T. BARREIRO, B. PAREDES et I. BLOCH, « Realization of the Hofstadter Hamiltonian with ultracold atoms in optical lattices ». *Physical Review Letters* **111** (18), 185301 (2013). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.185301>.
- [68] H. MIYAKE, G. A. SIVILOGLOU, C. J. KENNEDY, W. C. BURTON et W. KETTERLE, « Realizing the Harper Hamiltonian with laser-assisted tunneling in optical lattices ». *Physical Review Letters* **111** (18), 185302 (2013). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.185302>.
- [69] T. KRAEMER, M. MARK, P. WALDBURGER, J. G. DANZL, C. CHIN, B. ENGESER, A. D. LANGE, K. PILCH, A. JAAKKOLA, H.-C. NÄGERL *et al.*, « Evidence for Efimov quantum states in an ultracold gas of caesium atoms ». *Nature* **440** (7082), 315–318 (2006). <http://dx.doi.org/10.1038/nature04626>.
- [70] S. NASCIMBENE, N. NAVON, K. J. JIANG, F. CHEVY et C. SALOMON, « Exploring the thermodynamics of a universal Fermi gas ». *Nature* **463** (7284), 1057–1060 (2010). <http://dx.doi.org/10.1038/nature08814>.
- [71] O. LAHAV, A. ITAH, A. BLUMKIN, C. GORDON, S. RINOTT, A. ZAYATS et J. STEINHAEUER, « Realization of a sonic black hole analog in a Bose–Einstein condensate ». *Physical Review Letters* **105** (24), 240401 (2010). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.240401>.
- [72] C.-L. HUNG, V. GURARIE et C. CHIN, « From cosmology to cold atoms : observation of Sakharov oscillations in a quenched atomic superfluid ». *Science* **341** (6151), 1213–1215 (2013). <http://www.sciencemag.org/content/341/6151/1213>.
- [73] T. W. B. KIBBLE, « Topology of cosmic domains and strings ». *Journal of Physics A : Mathematical and General* **9** (8), 1387–1398 (1976). <http://dx.doi.org/10.1088/0305-4470/9/8/029>.

- [74] T. W. B. KIBBLE, « Some implications of a cosmological phase transition ». *Physics Reports* **67** (1), 183–199 (1980). [http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(80\)90091-5](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(80)90091-5).
- [75] W. H. ZUREK, « Cosmological experiments in superfluid helium? » *Nature* **317** (6037), 505–508 (1985). <http://dx.doi.org/10.1038/317505a0>.
- [76] W. H. ZUREK, « Cosmological experiments in condensed matter systems ». *Physics Reports* **276** (4), 177–221 (1996). [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573\(96\)00009-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573(96)00009-9).
- [77] C. BÄUERLE, Y. M. BUNKOV, S. N. FISHER, H. GODFRIN et G. R. PICKETT, « Laboratory simulation of cosmic string formation in the early Universe using superfluid ^3He ». *Nature* **382** (6589), 332–334 (1996). <http://dx.doi.org/10.1038/382332a0>.
- [78] V. M. H. RUUTU, V. B. ELTSOV, A. J. GILL, T. W. B. KIBBLE, M. KRUSIUS, Y. G. MAKHLIN, B. PLACAIS, G. E. VOLOVIK et W. XU, « Vortex formation in neutron-irradiated superfluid ^3He as an analogue of cosmological defect formation ». *Nature* **382**, 334–336 (1996). <http://dx.doi.org/10.1038/382334a0>.
- [79] I. CHUANG, R. DURRER, N. TUROK et B. YURKE, « Cosmology in the laboratory : Defect dynamics in liquid crystals ». *Science* **251** (4999), 1336–1342 (1991). <http://www.sciencemag.org/content/251/4999/1336>.
- [80] A. DEL CAMPO, G. DE CHIARA, G. MORIGI, M. B. PLENIO et A. RETZKER, « Structural defects in ion chains by quenching the external potential : the inhomogeneous Kibble-Zurek mechanism ». *Physical Review Letters* **105** (7), 075 701 (2010). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.075701>.
- [81] S. ULM, J. ROSSNAGEL, G. JACOB, C. DEGÜNTHER, S. T. DAWKINS, U. G. POSCHINGER, R. NIGMATULLIN, A. RETZKER, M. B. PLENIO, F. SCHMIDT KALER *et al.*, « Observation of the Kibble–Zurek scaling law for defect formation in ion crystals ». *Nature Communications* **4** (2013). <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms3290>.
- [82] S. C. CHAE, N. LEE, Y. HORIBE, M. TANIMURA, S. MORI, B. GAO, S. CARR et S.-W. CHEONG, « Direct observation of the proliferation of ferroelectric loop domains and vortex-antivortex pairs ». *Physical Review Letters* **108** (16), 167 603 (2012). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.167603>.
- [83] R. MONACO, J. MYGIND, R. J. RIVERS et V. P. KOSHELETS, « Spontaneous fluxoid formation in superconducting loops ». *Physical Review B* **80** (18), 180 501 (2009). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.80.180501>.
- [84] J. R. ANGLIN et W. H. ZUREK, « Vortices in the wake of rapid Bose–Einstein condensation ». *Physical Review Letters* **83** (9), 1707–1710 (1999). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.1707>.
- [85] C. N. WEILER, T. W. NEELY, D. R. SCHERER, A. S. BRADLEY, M. J. DAVIS et B. P. ANDERSON, « Spontaneous vortices in the formation of Bose–Einstein condensates ». *Nature* **455** (7215), 948–951 (2008). <http://dx.doi.org/10.1038/nature07334>.

- [86] A. DAS, J. SABBATINI et W. H. ZUREK, « Winding up superfluid in a torus via Bose Einstein condensation ». *Scientific Reports* **2** (352) (2012). <http://dx.doi.org/10.1038/srep00352>.
- [87] L. CORMAN, L. CHOMAZ, T. BIENAIMÉ, R. DESBUQUOIS, C. WEITENBERG, S. NASCIMBENE, J. DALIBARD et J. BEUGNON, « Quench-induced supercurrents in an annular Bose gas ». *Physical Review Letters* **113** (13), 135 302 (2014). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.135302>.
- [88] A. L. GAUNT, T. F. SCHMIDT, I. GOTLIBOVYCH, R. P. SMITH et Z. HADZIBABIC, « Bose-Einstein condensation of atoms in a uniform potential ». *Physical Review Letters* **110** (20), 200 406 (2013). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.200406>.
- [89] N. NAVON, A. L. GAUNT, R. P. SMITH et Z. HADZIBABIC, « Critical dynamics of spontaneous symmetry breaking in a homogeneous Bose gas ». *Science* **347** (6218), 167–170 (2015). <http://dx.doi.org/10.1126/science.1258676>.
- [90] W. H. ZUREK, « Causality in condensates : gray solitons as relics of BEC formation ». *Physical Review Letters* **102** (10), 105 702 (2009). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.105702>.
- [91] G. LAMPORESI, S. DONADELLO, S. SERAFINI, F. DALFOVO et G. FERRARI, « Spontaneous creation of Kibble-Zurek solitons in a Bose-Einstein condensate ». *Nature Physics* **9** (10), 656–660 (2013). <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2734>.
- [92] S. DONADELLO, S. SERAFINI, M. TYLUTKI, L. P. PITAEVSKII, F. DALFOVO, G. LAMPORESI et G. FERRARI, « Observation of solitonic vortices in Bose-Einstein condensates ». *Physical Review Letters* **113** (6), 065 302 (2014). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.065302>.
- [93] L. E. SADLER, J. M. HIGBIE, S. R. LESLIE, M. VENGALATTORE et D. M. STAMPER KURN, « Spontaneous symmetry breaking in a quenched ferromagnetic spinor Bose-Einstein condensate ». *Nature* **443** (7109), 312–315 (2006). <http://dx.doi.org/10.1038/nature05094>.
- [94] H. SAITO, Y. KAWAGUCHI et M. UEDA, « Kibble-Zurek mechanism in a quenched ferromagnetic Bose-Einstein condensate ». *Physical Review A* **76** (4), 043 613 (2007). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.76.043613>.
- [95] D. CHEN, M. WHITE, C. BORRIES et B. DEMARCO, « Quantum quench of an atomic Mott insulator ». *Physical Review Letters* **106** (23), 235 304 (2011). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.235304>.
- [96] I. BLOCH, J. DALIBARD et W. ZWERGER, « Many-body physics with ultracold gases ». *Review of Modern Physics* **80**, 885–964 (2008). <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.80.885>.
- [97] J. DZIARMAGA, « Dynamics of a quantum phase transition and relaxation to a steady state ». *Advances in Physics* **59** (6), 1063–1189 (2010). <http://dx.doi.org/10.1080/00018732.2010.514702>.
- [98] R. FOLMAN, P. KRÜGER, J. SCHMIEDMAYER, J. DENSCHLAG et C. HENKEL, « Microscopic atom optics : from wires to an atom chip ».

- Advances in Atomic Molecular and Optical Physics* **48**, 263–356 (2002).
[http://dx.doi.org/10.1016/S1049-250X\(02\)80011-8](http://dx.doi.org/10.1016/S1049-250X(02)80011-8).
- [99] J. REICHEL, « Microchip traps and Bose–Einstein condensation ». *Applied Physics B* **74** (6), 469–487 (2002). <http://dx.doi.org/10.1007/s003400200861>.
- [100] J. FORTÁGH et C. ZIMMERMANN, « Magnetic microtraps for ultracold atoms ». *Reviews of Modern Physics* **79** (1), 235 (2007).
<http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.79.235>.
- [101] J. ESTEVE, T. SCHUMM, J.-B. TREBBIA, I. BOUCHOULE, A. ASPECT et C. I. WESTBROOK, « Realizing a stable magnetic double-well potential on an atom chip ». *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* **35** (1), 141–146 (2005). <http://dx.doi.org/10.1140/epjd/e2005-00190-9>.
- [102] T. SCHUMM, S. HOFFERBERTH, L. M. ANDERSSON, S. WILDERMUTH, S. GROTH, I. BAR JOSEPH, J. SCHMIEDMAYER et P. KRÜGER, « Matter-wave interferometry in a double well on an atom chip ». *Nature Physics* **1** (1), 57–62 (2005). <http://dx.doi.org/10.1038/nphys125>.
- [103] I. LESANOVSKY, S. HOFFERBERTH, J. SCHMIEDMAYER et P. SCHMELCHER, « Manipulation of ultracold atoms in dressed adiabatic radio-frequency potentials ». *Physical Review A* **74** (3), 033619 (2006).
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.74.033619>.
- [104] D. GALLEGO, S. HOFFERBERTH, T. SCHUMM, P. KRÜGER et J. SCHMIEDMAYER, « Optical lattice on an atom chip ». *Optics Letters* **34** (22), 3463–3465 (2009). <http://dx.doi.org/10.1364/OL.34.003463>.
- [105] J. ESTEVE, J.-B. TREBBIA, T. SCHUMM, A. ASPECT, C. I. WESTBROOK et I. BOUCHOULE, « Observations of density fluctuations in an elongated Bose gas : Ideal gas and quasicondensate regimes ». *Physical Review Letters* **96** (13), 130403 (2006). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.130403>.
- [106] O. ZOBAY et B. M. GARRAWAY, « Two-dimensional atom trapping in field-induced adiabatic potentials ». *Physical Review Letters* **86** (7), 1195–1198 (2001).
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.1195>.
- [107] Y. COLOMBE, E. KNYAZCHYAN, O. MORIZOT, B. MERCIER, V. LORENT et H. PERRIN, « Ultracold atoms confined in rf-induced two-dimensional trapping potentials ». *Europhysics Letters* **67** (4), 593–599 (2004).
<http://dx.doi.org/10.1209/epl/i2004-10095-7>.
- [108] J. STENGER, S. INOUE, M. R. ANDREWS, H.-J. MIESNER, D. M. STAMPER KURN et W. KETTERLE, « Strongly enhanced inelastic collisions in a Bose-Einstein condensate near Feshbach resonances ». *Physical Review Letters* **82** (12), 2422 (1999). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.2422>.
- [109] D. J. PAPOULAR, G. V. SHLYAPNIKOV et J. DALIBARD, « Microwave-induced Fano-Feshbach resonances ». *Physical Review A* **81** (4), 041603 (2010).
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.81.041603>.
- [110] W. KETTERLE, « Nobel lecture : When atoms behave as waves : Bose-Einstein condensation and the atom laser ». *Reviews of Modern Physics* **74**, 1131–1151 (2002). <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.74.1131>.

- [111] J. DALIBARD, « Atomes ultra-froids. Cours du M2 de Physique quantique » (2006).
- [112] C. WIEMAN et T. W. HÄNSCH, « Doppler-free laser polarization spectroscopy ». *Physical Review Letters* **36** (20), 1170 (1976). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.36.1170>.
- [113] D. A. STECK, « Sodium D line data ». *Report, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos* **126** (2000).
- [114] L. CHEN, *High-precision spectroscopy of molecular iodine : From optical frequency standards to global descriptions of hyperfine interactions and associated electronic structure*. Thèse de doctorat, University of Colorado (2005).
- [115] P. JUNCAR, J. PINARD, J. HAMON et A. CHARTIER, « Absolute determination of the wavelengths of the sodium D1 and D2 lines by using a cw tunable dye laser stabilized on iodine ». *Metrologia* **17** (3), 77–79 (1981). <http://iopscience.iop.org/0026-1394/17/3/001>.
- [116] C. J. BORDÉ, « Spectroscopie d'absorption saturée de diverses molécules au moyen des lasers à gaz carbonique et à protoxyde d'azote. » *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de Paris* **B** (271), 371–374 (1970).
- [117] M. ABRAMOWITZ et I. A. STEGUN, *Handbook of mathematical functions : with formulas, graphs, and mathematical tables*. 55, Courier Corporation (1964).
- [118] H. KOGELNIK et T. LI, « Laser beams and resonators ». *Applied Optics* **5** (10), 1550–1567 (1966). <http://dx.doi.org/10.1364/AO.5.001550>.
- [119] A. ASPECT et P. GRANGIER, « Optique Quantique 2 : Photons, Tome 2. Cours de M2 à l'École Polytechnique » (2004).
- [120] A. CABLE, M. PRENTISS et N. P. BIGELOW, « Observations of sodium atoms in a magnetic molasses trap loaded by a continuous uncooled source ». *Optics Letters* **15** (9), 507–509 (1990). <http://dx.doi.org/10.1364/OL.15.000507>.
- [121] M. PRENTISS, E. L. RAAB, D. E. PRITCHARD, A. CABLE, J. E. BJORKHOLM et S. CHU, « Atomic-density-dependent losses in an optical trap ». *Optics Letters* **13** (6), 452–454 (1988). <http://dx.doi.org/10.1364/OL.13.000452>.
- [122] S. CHAPMAN et T. G. COWLING, *The mathematical theory of non-uniform gases : an account of the kinetic theory of viscosity, thermal conduction and diffusion in gases*. Cambridge university press (1970).
- [123] J. F. O'HANLON, *A user's guide to vacuum technology*. John Wiley & Sons (2005).
- [124] T. BREZILLON, *Réalisation d'une expérience d'atomes froids. Simulation et optimisation du système vide et du ralentisseur Zeeman*. Rapport de stage, Université Pierre et Marie Curie (2012).
- [125] A. ASPECT, C. FABRE et G. GRYNBERG, « Optique Quantique 1 : Lasers, Tome 1 ». *École Polytechnique* pages 69–80 (2006).
- [126] J. FORTAGH, A. GROSSMANN, T. W. HÄNSCH et C. ZIMMERMANN, « Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source ». *Journal of Applied Physics* **84** (12), 6499–6501 (1998). <http://dx.doi.org/10.1063/1.369018>.

- [127] J. FORTAGH, H. OTT, A. GROSSMANN et C. ZIMMERMANN, « Miniaturized magnetic guide for neutral atoms ». *Applied Physics B* **70** (5), 701–708 (2000). <http://dx.doi.org/10.1007/s003400050884>.
- [128] W. ERTMER, R. BLATT, J. L. HALL et M. ZHU, « Laser manipulation of atomic beam velocities : demonstration of stopped atoms and velocity reversal ». *Physical Review Letters* **54** (10), 996–999 (1985). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.996>.
- [129] M. ZHU, C. W. OATES et J. L. HALL, « Continuous high-flux monovelocity atomic beam based on a broadband laser-cooling technique ». *Physical Review Letters* **67** (1), 46–49 (1991). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.46>.
- [130] S. WEYERS, E. AUCOUTURIER, C. VALENTIN et N. DIMARCO, « A continuous beam of cold cesium atoms extracted from a two-dimensional magneto-optical trap ». *Optics Communications* **143** (1), 30–34 (1997). [http://dx.doi.org/10.1016/S0030-4018\(97\)00312-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0030-4018(97)00312-X).
- [131] Y. B. OVCHINNIKOV, « A Zeeman slower based on magnetic dipoles ». *Optics Communications* **276** (2), 261–267 (2007). <http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2007.04.048>.
- [132] Y. B. OVCHINNIKOV, « A permanent Zeeman slower for Sr atomic clock ». *The European Physical Journal Special Topics* **163** (1), 95–100 (2008). <http://dx.doi.org/10.1140/epjst/e2008-00812-x>.
- [133] G. REINAUDI, C. B. OSBORN, K. BEGA et T. ZELEVINSKY, « Dynamically configurable and optimizable Zeeman slower using permanent magnets and servomotors ». *Journal of the Optical Society of America B* **29** (4), 729–733 (2012). <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.29.000729>.
- [134] P. CHEINEY, O. CARRAZ, D. BARTOSZEK BOBER, S. FAURE, F. VERMERSCH, C. M. FABRE, G. L. GATTOBIGIO, T. LAHAYE, D. GUÉRY ODELIN et R. MATHEVET, « A Zeeman slower design with permanent magnets in a Halbach configuration ». *Review of Scientific Instruments* **82** (6), 063115 (2011). <http://dx.doi.org/10.1063/1.3600897>.
- [135] V. LEBEDEV et D. M. WELD, « Self-assembled Zeeman slower based on spherical permanent magnets ». *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics* **47** (15), 155003 (2014). <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/47/15/155003>.
- [136] I. R. HILL, Y. B. OVCHINNIKOV, E. M. BRIDGE, E. A. CURTIS et P. GILL, « Zeeman slowers for strontium based on permanent magnets ». *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics* **47** (7), 075006 (2014). <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/47/7/075006>.
- [137] S. P. KRZYZEWSKI, T. G. AKIN, P. DAHAL et E. R. I. ABRAHAM, « A clip-on Zeeman slower using toroidal permanent magnets ». *Review of Scientific Instruments* **85** (10), 103104 (2014). <http://dx.doi.org/10.1063/1.4897151>.
- [138] I. BLOCH, « Ultracold quantum gases in optical lattices ». *Nature Physics* **1** (1), 23–30 (2005). <http://dx.doi.org/10.1038/nphys138>.

- [139] A. LANDRAGIN, J.-Y. COURTOIS, G. LABEYRIE, N. VANSTEENKISTE, C. I. WESTBROOK et A. ASPECT, « Measurement of the van der Waals force in an atomic mirror ». *Physical Review Letters* **77** (8), 1464–1467 (1996). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.1464>.
- [140] T. ESSLINGER, M. WEIDEMÜLLER, A. HEMMERICH et T. W. HÄNSCH, « Surface-plasmon mirror for atoms ». *Optics Letters* **18** (6), 450–452 (1993). <http://dx.doi.org/10.1364/OL.18.000450>.
- [141] N. RAMSEY, *Molecular beams*. Oxford University Press (1985).
- [142] V. S. LETOKHOV et V. G. MINOGIN, « Laser radiation pressure on free atoms ». *Physics Reports* **73** (1), 1–65 (1981). [http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(81\)90116-2](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(81)90116-2).
- [143] M. A. JOFFE, W. KETTERLE, A. MARTIN et D. E. PRITCHARD, « Transverse cooling and deflection of an atomic beam inside a Zeeman slower ». *Journal of the Optical Society of America B* **10** (12), 2257–2262 (1993). <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.10.002257>.
- [144] V. S. BAGNATO, L. G. MARCASSA, S. G. MIRANDA, S. R. MUNIZ et A. L. DE OLIVEIRA, « Measuring the capture velocity of atoms in a magneto-optical trap as a function of laser intensity ». *Physical Review A* **62** (1), 013 404 (2000). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.62.013404>.
- [145] T. SALEZ, *Towards quantum degenerate atomic Fermi mixtures*. Thèse de doctorat, Ecole Normale Supérieure de Paris-ENS Paris (2011).
- [146] R. ENGEL HERBERT et T. HESJEDAL, « Calculation of the magnetic stray field of a uniaxial magnetic domain ». *Journal of Applied Physics* **97** (7), 074 504 (2005). <http://dx.doi.org/10.1063/1.1883308>.
- [147] P. CHEINEY, *Matter wave scattering on complex potentials*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III (2013).
- [148] K. HALBACH, « Design of permanent multipole magnets with oriented rare earth cobalt material ». *Nuclear Instruments and Methods* **169** (1), 1–10 (1980). [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(80\)90094-4](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(80)90094-4).
- [149] C. FABRE, « Atomes et lumière, interactions matière-rayonnement » (2003).
- [150] R. DUBESSY, « Communication privée ».
- [151] T. W. HÄNSCH et A. L. SCHAWLOW, « Cooling of gases by laser radiation ». *Optics Communications* **13** (1), 68–69 (1975). [http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018\(75\)90159-5](http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018(75)90159-5).
- [152] D. WINELAND et H. DEHMELT, « Proposed $10^{14} \Delta\nu < \nu$ laser fluorescence spectroscopy on Ti^+ mono-ion oscillator III ». Dans *Bulletin of the American Physical Society*, volume 20, pages 637–637 (1975).
- [153] S. CHU, « Nobel Lecture : The manipulation of neutral particles ». *Reviews of Modern Physics* **70**, 685–706 (1998). <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.70.685>.

- [154] A. EINSTEIN, « Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen ». *Ann. d. Phys.* **17**, 549–560 (1905).
- [155] J. DALIBARD et C. COHEN TANNOUDJI, « Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models ». *Journal of the Optical Society of America B* **6** (11), 2023–2045 (1989). <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.6.002023>.
- [156] P. D. LETT, R. N. WATTS, C. I. WESTBROOK, W. D. PHILLIPS, P. L. GOULD et H. J. METCALF, « Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit ». *Physical Review Letters* **61** (2), 169–173 (1988). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.169>.
- [157] A. M. STEANE et C. J. FOOT, « Laser cooling below the Doppler limit in a magneto-optical trap ». *Europhysics Letters* **14** (3), 231 (1991). <http://dx.doi.org/10.1209/0295-5075/14/3/008>.
- [158] J. WEINER, V. S. BAGNATO, S. ZILIO et P. S. JULIENNE, « Experiments and theory in cold and ultracold collisions ». *Reviews of Modern Physics* **71** (1), 1 (1999). <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.71.1>.
- [159] T. WALKER, D. SESKO et C. WIEMAN, « Collective behavior of optically trapped neutral atoms ». *Physical Review Letters* **64** (4), 408–412 (1990). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.64.408>.
- [160] G. REINAUDI, *Manipulation and evaporative cooling of ultra cold atomic packets for the production of a continuous and intense beam in the degenerate regime : towards the "continuous atom laser"*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (2008).
- [161] C. C. BRADLEY, C. A. SACKETT, J. J. TOLLETT et R. G. HULET, « Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions ». *Physical Review Letters* **75** (9), 1687–1691 (1995). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.1687>.
- [162] T. L. GUSTAVSON, A. P. CHIKKATUR, A. E. LEANHARDT, A. GÖRLITZ, S. GUPTA, D. E. PRITCHARD et W. KETTERLE, « Transport of Bose-Einstein Condensates with Optical Tweezers ». *Physical Review Letters* **88** (2), 020401 (2001). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.020401>.
- [163] S. KUHR, W. ALT, D. SCHRADER, M. MÜLLER, V. GOMER et D. MESCHEDE, « Deterministic delivery of a single atom ». *Science* **293** (5528), 278–280 (2001). <http://dx.doi.org/10.1126/science.1062725>.
- [164] Y. MIROSHNYCHENKO, D. SCHRADER, S. KUHR, W. ALT, I. DOTSENKO, M. KHUDAVERDYAN, A. RAUSCHENBEUTEL et D. MESCHEDE, « Continued imaging of the transport of a single neutral atom ». *Optics Express* **11** (25), 3498–3502 (2003). <http://dx.doi.org/10.1364/OE.11.003498>.
- [165] W. HÄNSEL, J. REICHEL, P. HOMMELHOFF et T. W. HÄNSCH, « Magnetic conveyor belt for transporting and merging trapped atom clouds ». *Physical Review Letters* **86** (4), 608–611 (2001). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.608>.

- [166] M. GREINER, I. BLOCH, T. W. HÄNSCH et T. ESSLINGER, « Magnetic transport of trapped cold atoms over a large distance ». *Physical Review A* **63** (3), 031 401 (2001). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.63.031401>.
- [167] S. MINNIBERGER, F. DIORICO, S. HASLINGER, C. HUFNAGEL, C. NOVOTNY, N. LIPPOK, J. MAJER, C. KOLLER, S. SCHNEIDER et JÖRG SCHMIED-MAYER, « Magnetic conveyor belt transport of ultracold atoms to a superconducting atomchip ». *Applied Physics B* **116** (4), 1017–1021 (2014). <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-014-5790-5>.
- [168] B. BATTELIER, *Gaz bidimensionnel de bosons ultra-froids. Nouvelle expérience de condensation de Bose-Einstein*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (2007).
- [169] H. J. LEWANDOWSKI, D. M. HARBER, D. L. WHITAKER et E. A. CORNELL, « Simplified system for creating a Bose–Einstein condensate ». *Journal of Low Temperature Physics* **132** (5–6), 309–367 (2003). <http://dx.doi.org/10.1023/A:1024800600621>.
- [170] J. GOLDWIN, S. INOUE, M. L. OLSEN, B. NEWMAN, B. D. DEPAOLA et D. S. JIN, « Measurement of the interaction strength in a Bose-Fermi mixture with Rb 87 and K 40 ». *Physical Review A* **70** (2), 021 601 (2004). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.70.021601>.
- [171] K. NAKAGAWA, Y. SUZUKI, M. HORIKOSHI et J. B. KIM, « Simple and efficient magnetic transport of cold atoms using moving coils for the production of Bose–Einstein condensation ». *Applied Physics B* **81** (6), 791–794 (2005). <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-005-1953-8>.
- [172] T. LIENNARD, *Construction d'un montage de condensation de Bose–Einstein de rubidium et étude théorique d'un superfluide en rotation dans un anneau*. Thèse de doctorat, Université Paris-Nord - Paris XIII (2011).
- [173] C. J. FOOT, *Atomic physics*. Oxford University Press (2004).
- [174] W. H. WING, « On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields ». *Progress in Quantum Electronics* **8** (3), 181–199 (1984). [http://dx.doi.org/10.1016/0079-6727\(84\)90012-0](http://dx.doi.org/10.1016/0079-6727(84)90012-0).
- [175] T. BERGEMAN, G. EREZ et H. J. METCALF, « Magnetostatic trapping fields for neutral atoms ». *Physical Review A* **35** (4), 1535–1546 (1987). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.35.1535>.
- [176] E. MAJORANA, « Atomi orientati in campo magnetico variabile ». *Il Nuovo Cimento* **9**, 43–50 (1932).
- [177] C. COHEN TANNOUJJI, « Cours de physique atomique et moléculaire ». Collège de France.
- [178] W. PETRICH, M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER et E. A. CORNELL, « Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms ». *Physical Review Letters* **74** (17), 3352–3355 (1995). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.3352>.

- [179] M. E. GEHM, K. M. O'HARA, T. A. SAVARD et J. E. THOMAS, « Dynamics of noise-induced heating in atom traps ». *Physical Review A* **58** (5), 3914 (1998). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.58.3914>.
- [180] G. A. BIRD, *Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows*. Clarendon, Oxford Univ. Press (1994).
- [181] L. DEVROYE, *Non-uniform random variate generation*. Springer (1986).
- [182] G. E. P. BOX et M. E. MULLER, « A note on the generation of random normal deviates ». *The Annals of Mathematical Statistics* **29** (2), 610–611 (1958). <http://dx.doi.org/10.1214/aoms/1177706645>.
- [183] J. C. BUTCHER, *The numerical analysis of ordinary differential equations : Runge–Kutta and general linear methods*. Wiley-Interscience (1987).
- [184] E. TIESINGA, C. J. WILLIAMS, P. S. JULIENNE, K. M. JONES, P. D. LETT et W. D. PHILLIPS, « A spectroscopic determination of scattering lengths for sodium atom collisions ». *National Institute of Standards and Technology, Journal of Research* **101** (4), 505–520 (1996).
- [185] S. HASLINGER, *Cold Atoms in a Cryogenic Environment*. Thèse de doctorat, Vienna University of Technology (2011).
- [186] P. BÖHI, M. F. RIEDEL, J. HOFFFROGGE, J. REICHEL, T. W. HÄNSCH et P. TREUTLEIN, « Coherent manipulation of Bose–Einstein condensates with state-dependent microwave potentials on an atom chip ». *Nature Physics* **5** (8), 592–597 (2009). <http://dx.doi.org/10.1038/nphys1329>.
- [187] T. KINOSHITA, T. WENGER et D. S. WEISS, « A quantum Newton's cradle ». *Nature* **440** (7086), 900–903 (2006). <http://dx.doi.org/10.1038/nature04693>.
- [188] B. RAUER, P. GRIŠINS, I. E. MAZETS, T. SCHWEIGLER, W. ROHRINGER, R. GEIGER, T. LANGEN et J. SCHMIEDMAYER, « Cooling of a one-dimensional Bose gas ». *Physical Review Letters* **116** (3), 030402 (2016). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.030402>.
- [189] B. FANG, G. CARLEO, A. JOHNSON et I. BOUCHOULE, « Quench-induced breathing mode of one-dimensional Bose gases ». *Physical Review Letters* **113** (3), 035301 (2014). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.035301>.

Résumé

Dans cette thèse, nous décrivons les premières étapes de la construction d'une expérience de condensation d'atomes de sodium. À terme, le dispositif intégrera une puce à atomes qui permettra d'étudier la dynamique hors équilibre de gaz quantiques de dimensionnalité réduite, ainsi que leur dynamique de relaxation.

Le montage expérimental est constitué d'un système laser stabilisé en fréquence sur une raie de l'iode, ainsi que d'une enceinte à ultra-vide. Cette dernière comporte un four produisant un jet atomique effusif qui est décéléré dans un ralentisseur Zeeman à aimants permanents. Nous obtenons alors un flux de 2×10^8 atomes/s, ce qui nous permet de charger près de 10^9 atomes dans un piège magnéto-optique.

Durant la caractérisation du ralentisseur Zeeman, nous avons mis en évidence un mécanisme de redistribution des populations atomiques vers l'état $|F = 1\rangle$ en amont du ralentisseur, induit par l'interaction avec le faisceau Zeeman. Après avoir confirmé ces observations par une résolution numérique des équations de Bloch optiques, nous avons mis en place un faisceau laser avec deux composantes de fréquence permettant de préparer initialement les atomes dans le sous-niveau $|F = 2, m_F = -2\rangle$ pour les préserver de cet effet.

Enfin, nous avons conçu un dispositif de transport magnétique permettant d'acheminer les atomes depuis l'enceinte du piège magnéto-optique vers l'enceinte du condensat. Des simulations de dynamique moléculaire nous ont permis de déterminer une séquence temporelle pour le déplacement du nuage performante, autorisant un transport de 65 cm en 1 s.

Mots clés : sodium, condensation de Bose-Einstein, puce à atomes, ralentisseur Zeeman, aimants permanents, transport magnétique, dynamique moléculaire.

Abstract

In this thesis, we describe the early stages in setting up a new experiment which aims at producing sodium Bose-Einstein condensates. The final apparatus will integrate an atomchip, enabling us to study the non-equilibrium dynamics of low-dimensional quantum gases, as well as their relaxation dynamics.

The experimental setup comprises a laser system locked to an iodine rovibronic transition, and an ultra-high vacuum chamber. The latter consists of an oven producing an effusive atomic beam, which is decelerated in a Zeeman slower made with permanent magnets. We thus obtain a flux of 2×10^8 atoms/s, allowing the efficient loading of a magneto-optical trap containing up to 10^9 atoms.

During the slower optimization, we observed a redistribution of the atomic populations from the $|F = 2\rangle$ state to the $|F = 1\rangle$ state before the entrance of the Zeeman slower. This depumping mechanism, induced by the interaction of the atoms with the slowing beam, has been confirmed by the numerical resolution of the optical Bloch equations describing the system. To circumvent this effect, we now prepare the atoms before the entrance of the slower in the $|F = 2, m_F = -2\rangle$ magnetic substate with a two-frequency light beam.

Finally, we designed a magnetic transport system to transfer the atoms from the magneto-optical trap chamber to the condensate chamber. Based on the results of molecular dynamics simulations, we found a performing temporal sequence to move the magnetic trap, and we intend to efficiently transport the atoms over 65 cm in about 1 s.

Keywords : sodium, Bose-Einstein condensation, atomchip, Zeeman slower, permanent magnets, magnetic transport, molecular dynamics.