Piégeage magnétiques d'atomes de Rudibium au voisinage d'une surface supraconductrice

Thomas Nirrengarten

▶ **To cite this version:**

Thomas Nirrengarten. Piégeage magnétiques d'atomes de Rudibium au voisinage d'une surface supraconductrice. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2007. Français. NNT : . tel-00410067

HAL Id: tel-00410067

https://theses.hal.science/tel-00410067

Submitted on 17 Aug 2009

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.

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

LABORATOIRE KASTLER BROSSEL

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI
spécialité : Physique Quantique

présentée par
Thomas NIRRENGARTEN

pour obtenir le grade de Docteur
de l'Université Paris VI

Sujet de la thèse :

PIÉGEAGE MAGNÉTIQUE D'ATOMES DE RUBIDIUM AU VOISINAGE D'UNE SURFACE SUPRACONDUCTRICE

Soutenue le 8 novembre 2007 devant le jury composé de :

Pr. R. COMBESCOT	**Président du jury**
Pr. S. HAROCHE	**Directeur de thèse**
Pr. C. HENKEL	**Rapporteur**
Pr. B. GIRARD	**Rapporteur**
Pr. C. ZIMMERMANN	**Membre invité**
Dr. G. NOGUES	**Membre invité**

Remerciements

Il y a toujours un peu d'émotion lorsque c'est à son tour de se lancer après avoir vu l'envol de ses prédécesseurs. Combien de fois ai-je pu lire cette page dans d'autres manuscrits en pensant, sans trop vouloir y croire, qu'un jour elle ouvrirait le mien ? C'est maintenant chose faite mais il ne faut pas cacher derrière ces remarques générales la sincère reconnaissance que j'éprouve envers les personnes qui m'ont accompagné pendant ces trois années de thèse.

Je remercie Carsten Henkel et Bertrand Girard d'avoir accepté de rapporter ce manuscrit. Merci également à Claus Zimmermann et Roland Combescot qui m'ont fait l'honneur de faire partie de mon jury de thèse.

J'ai eu le très grand plaisir d'effectuer mon doctorat au sein du Laboratoire Kastler-Brossel où j'ai découvert une communauté animée par un même esprit passionné. Ses deux directeurs qui se sont succédés pendant ma thèse, Franck Laloë et Paul Indelicato, ont largement contribué à ce dynamisme et ont réussi à conserver un sentiment de grande famille, alors même que ses ramifications sont de plus en plus nombreuses.

Nous avons la chance d'avoir à notre tête un *quadrumvirat* dont la compétence et le dynamisme ont continûment propulsé notre projet vers l'avant.

Je tiens avant tout à remercier Serge Haroche pour m'avoir accepté dans le groupe Électrodynamique quantique en cavité et pour avoir assuré la direction de ma thèse pendant ces trois années.

Mes pensées vont également à Jean-Michel Raimond pour ses conseils avisés entre autres et son optimisme, même pendant les périodes sombres. Une mention spéciale lui est décernée pour avoir trouvé en moins de 5 minutes l'une des causes des fluctuations de lasers qui nous tenaient en suspend depuis une semaine.

S'il faut parler des mentions spéciales, Michel Brune en aurait une collection très fournie. Je me rappelle avoir lu dans la thèse d'Alexia Auffèves que savoir Michel dans les parages était toujours extrêmement réconfortant. Sa rigueur et sa bonne humeur ont permis d'asseoir l'expérience sur des bases solides et de parvenir à sortir de situations où tout semblait compromis.

Je souhaite remercier en particulier Gilles Nogues avec qui j'ai le plus interagi pendant ces 3 années de thèse et mon stage de DEA. Ce serait mentir que de nier l'importance de son travail à tous les échelons de notre expérience. Rarement à court d'idées, toujours prêt à rebondir sur une nouvelle solution expérimentale, Gilles a été un professeur au quotidien. Son incroyable capacité à retenir le moindre détail du dispositif, à retrouver en quelques secondes une mesure effectuée deux ans auparavant, sont couplées à un savoir-faire très poussé. Ça va vite, on essaie de s'accrocher, on apprend énormément.

L'expérience de puce à atomes supraconductrice, c'est une salle, R14 (qui va bientôt changer de nom), mais aussi toute une équipe de doctorants et de post-doctorants se succédant au fil du temps.

J'ai eu le plaisir d'effectuer mon stage de DEA et de débuter ma thèse aux côtés de

Philippe Hyafil et de Jack Mozley. Tous deux ont commencé à me former en finissant de monter la source atomique et le cryostat. Leur travail a été fondamental pour montrer la faisabilité de notre projet.

Ils ont été remplacés par Angie Qarry avec qui j'ai travaillé pendant près de deux ans. Je souhaite tout particulièrement souligner sa contribution à notre expérience à un moment où nous traversions de « sombres heures ». Au-delà des échanges professionnels, j'ai beaucoup apprécié nos discussions esthétiques et philosophiques et je lui souhaite bon courage pour réaliser ses projets.

Nous arrivons maintenant au « trio de choc » que nous avons réussi à former avec Cédric Roux et Andreas Emmert sur la fin de ma thèse. Il est difficile de faire tenir mes remerciements en quelques lignes. J'ai été heureux d'apprendre que Cédric viendrait chez nous, j'ai été heureux de travailler avec lui pendant plus de deux ans. Cédric est l'îlot de sérénité dans le brouhaha de R14. Rarement de mauvaise humeur, toujours prêt à dénouer les situations ambiguës, ce googlophile invétéré a su insuffler son dynamisme dans notre expérience à un moment où elle en avait le plus besoin. Seule ombre au tableau, son goût inavouable pour les chorégraphies québécoises pendant les transferts.

Le Bayern de Münich nous a envoyé l'un de ses plus fiers rejetons en la personne d'Andi dont la compétence et le sérieux m'ont toujours impressionné. J'ai eu l'énorme plaisir de partager plus d'une année avec lui que ce soit dans le laboratoire ou en dehors. J'ai aussi appris à ses côtés qu'il était possible de trouver des bières à 2 euros cinquante en plein cinquième arrondissement (même si elles sont imbuvables) et que le répertoire de dictons allemands était bien plus étendu que je ne l'imaginais. Petite victoire personnelle, avoir réussi à lui faire comprendre en moins de deux mois que non, les sandalettes/chaussettes n'étaient pas à la mode en France.

Enfin, notre dernier post-doctorant arrivé, Adrian Lupascu, a pris en charge le projet de détection d'un électron unique. Je souhaite le remercier pour ses conseils, sa disponibilité, sa gentillesse. C'est toujours un plaisir de discuter avec lui et je lui souhaite bon courage d'une part pour cette expérience qui est très délicate et d'autre part pour la suite de sa carrière professionnelle.

Venons en à S15, l'autre expérience de notre groupe, avec qui nous avons tant échangé pendant ces trois années (pas seulement au niveau matériel). Les anciens tout d'abord que j'ai brièvement croisés pendant mon stage de DEA, à savoir Tristan Meunier, Paolo Maioli et Alexia Auffèves-Garnier et que je remercie pour leurs conseils et encouragements. Même s'ils n'ont pas participé directement à notre expérience, Sébastien Gleyzes et Stefan Kuhr ont été des moteurs pour notre groupe et j'ai largement profité de leurs connaissances et de leur savoir-faire. Stefan entre autres nous a toujours donné des conseils très avisés n'hésitant pas à mettre la main à la pâte (comme un certain vendredi soir où nous avons passé plus de 3 heures à colmater une fuite du cryostat).

Il est impossible de résumer la contribution de Christine Guerlin à ma thèse tant son soutien a été constant et efficace. Parfois en phase, parfois en opposition de phase, nous avons réussi à partager nos questionnements (et ils furent nombreux !) et nos centres d'intérêts même si l'intersection pouvait parfois frôler l'ensemble vide. Je lui souhaite

beaucoup de courage pour son projet professionnel. Comme le dit un musicien que nous apprécions tous les deux : « Sometimes you have to play a long time to be able to play like yourself ».

Bonne continuation également à ceux qui prennent la relève de cette expérience très difficile : Julien Bernu qui sera M. Zénon, le « mythique » Samuel Deléglise dont la photo est parue dans le Figaro et Clément Sayrin que j'aurai le plaisir de croiser pendant une année encore.

Il va sans dire que notre expérience n'aurait jamais vu le jour sans l'effort des ateliers mécanique et électronique du LKB ainsi que de l'atelier général. Un dispositif comme le nôtre est extrêment délicat à construire et je tiens à souligner leur contribution. Avant sa construction, il faut le concevoir et je souhaite vivement remercier Jack Olejnik pour sa disponibilité et sa gentillesse. Jack n'a jamais hésité à prendre sur son temps pour répondre à mes questions, aussi pénibles soient-elles. Je remercie tout particulièrement Jean-François Point et Didier Courtiade pour leur incroyable compétence.

La face cachée de la recherche ne doit pas être oubliée. Il faut savoir que la partie administrative est une part conséquente du travail au quotidien. Heureusement nous pouvons nous reposer sur la très grande efficacité de Linda Krikorian, Thierry Tardieu et Françoise David (merci encore pour avoir assuré toute la venue du jury sur Paris) sans qui le laboratoire ne serait pas ce qu'il est. N'oublions pas Francis Hulin-Hubard qui assure remarquablement la couverture informatique du laboratoire.

Notre expérience étant refroidie à 4 K, nous sollicitons en permanence le service cryogénie du département, François-René Ladan et Olivier Andrieu qui ont toujours réussi à nous approvisionner en ce breuvage indispensable qu'est l'Helium liquide, même lorsque tout allait mal avec leur liquéfacteur. Une expérience de cryogénie est tributaire de ses fournisseurs et nous leur sommes très reconnaissants pour leur sérieux. J'ai eu le grand plaisir de discuter de nombreuses fois avec Olivier de sujets s'étendant au-delà des basses températures et j'espère en avoir encore l'occasion à l'avenir.

Michaël Rosticher a été un élément clé de ma thèse. Que serait une expérience de puce à atomes sans puce à atomes ? Michaël a largement donné de son temps pour concevoir avec Gilles cet élément central et est également très impliqué dans le projet de détecteur à électron unique. Nous avons eu de nombreuses occasions de partager des soirées ensemble et je tiens vraiment à souligner sa bonne humeur communicative et son grand dévouement. Tout le monde n'accepterait pas forcément de venir faire un déménagement un dimanche matin en étant prévenu une demi-heure à l'avance.

J'adresse un merci tout particulier à l'équipe de Jakob Reichel dans son intégralité pour leurs conseils à tous les niveaux de notre expérience (on appelle ça « fruitful discussions »).

Je tiens également à mentionner la contribution de Bernard Plaçais à cette thèse pour ses nombreuses explications et ses remarques concernant le manuscrit. Bernard a toujours pris le temps de répondre à mes nombreuses questions et a grandement aidé à ma compréhension de la supraconductivité.

Mes pensées se tournent vers tous ceux avec qui j'ai passé de si bons moments au

laboratoire : Mathieu Mélich, Élise Praly, Carole Diederichs, Arnaud Verger, Arnaud Labourt-Ibarre, Alice Berthelot, Sylvain Nascimbène, Adrien Mahé, Zaïre Dissy et Isabelle Bonnet.

Je n'aurais pas pu accomplir ces trois années sans le soutien de mes amis et les nombreuses joies que nous avons partagées : Benjamin, qui a relu l'intégralité de mon manuscrit (le pauvre), Élodie, Yannick, Rémi, Olive & Dorothée, Hélène, Anas, Yacine & Soraya, Marie, Anne-Flo, Sandrine, Maria, Sylvain & Aline, Olivier, Séb, Anca, Anna Z., Roland & Nadège, Émilien & Élodie, Choob & Delphine, Gaël & Emmanuelle, Gyorgy, Isa, João, Jonas, Marie-Gabrielle, Anne, Olivier J., SUE, Pierre l'abbé, Saïda et tous ceux que j'ai oubliés.

Je remercie ma famille, en particulier mes parents qui ont toujours cru en moi et n'ont jamais cessé de me soutenir. Je n'aurais pas fait grand chose sans Anna, merci, pour tout.

Table des matières

Table des matières **i**

Introduction **1**

1 Effets de la surface dans une expérience de puce à atomes **9**

1.1 Retournement de spin des atomes 10

1.1.1 Transition vers des états hyperfins non piégeants 10

1.1.2 Calcul du bruit de champ magnétique au voisinage d'une surface 12

1.1.2.a Somme incohérente des contributions des courants thermiques 13

1.1.2.b Utilisation du théorème fluctuation-dissipation sur le champ magnétique 19

1.1.2.c Discussion des résultats sur le temps de vie 21

1.1.3 Résultats expérimentaux 23

1.1.3.a Couche épaisse 23

1.1.3.b Couche mince 24

1.1.3.c Fil cylindrique 27

1.1.4 Conclusion sur le retournement de spin 28

1.1.5 Décohérence dans les puces à atomes 28

1.2 Retournement de spin au voisinage d'un supraconducteur 33

1.2.1 Généralités sur les supraconducteurs 34

1.2.1.a Phénomènes généraux, longueur de London et longueur de cohérence 34

1.2.1.b Les théories de la supraconductivité 36

1.2.2 État des calculs actuels du temps de vie au voisinage d'un supraconducteur 47

1.2.2.a Cas du modèle à deux fluides 48

1.2.2.b Théorie BCS généralisée par la théorie d'Eliashberg . . 48

1.2.2.c La dissipation dans un supraconducteur de type II . . 52
1.3 Sensibilité à un potentiel désordonné 64
1.3.1 Effet des atomes adsorbés sur la surface (*patch effect*) 64
1.3.2 Fragmentation 65
1.4 Excitation des paramètres externes, chauffage du piège 72
1.5 Conclusion 75

2 Le dispositif expérimental cryogénique 77
2.1 Description de l'enceinte expérimentale 81
2.1.1 La source atomique 81
2.1.2 Le cryostat 83
2.1.3 Autour de la puce 85
2.1.3.a Réalisation et calibration des bobines supraconductrices 87
2.1.3.b Fils d'alimentation des bobines et de la puce 89
2.1.3.c Courants de Foucault 91
2.2 Le système optique 93
2.2.1 Généralités sur les atomes de Rubidium 93
2.2.2 Système laser commun aux PMOs 94
2.2.3 Le PMO-2D 96
2.2.4 Le PMO-miroir 97
2.3 L'imagerie 101
2.3.1 Principe de l'imagerie par absorption 101
2.3.2 Dispositif expérimental 102
2.3.3 Observation des atomes 104
2.3.4 Mesure de la température par temps de vol 106
2.4 La puce 108
2.4.1 Généralités sur la puce 108
2.4.2 Mesure des courants critiques 111
2.4.3 Insertion de la puce dans l'expérience 112
2.5 Conclusion 114

3 Piégeage magnétique des atomes sur la puce 115
3.1 Calibration du PMO-2D+ 118
3.2 Le Piège Magnéto-Optique « macroscopique » 120
3.2.1 Caractéristiques du champ magnétique quadrupolaire 120

3.2.2 Résultats expérimentaux . . . 121
3.3 Transfert des atomes dans le piège en U . . . 124
3.4 Approche et compression des atomes . . . 127
3.4.1 Motivation . . . 127
3.4.2 Rampes des champs magnétiques . . . 127
3.4.3 Optimisation des rampes de désaccord et de puissance des lasers 128
3.4.4 Optimisation des autres paramètres . . . 132
3.5 Caractérisation du piège magnétique . . . 134
3.5.1 Transfert dans le piège . . . 134
3.5.2 Temps de vie du piège magnétique . . . 134
3.6 Conclusion . . . 139

4 Vers le condensat de Bose-Einstein 141
4.1 La mélasse optique . . . 142
4.1.1 Allumage et extinction des champs magnétiques pendant la mélasse 142
4.1.2 Annulation du champ magnétique pendant la mélasse, effet Hanle 143
4.1.3 Optimisation des paramètres de la mélasse . . . 147
4.2 Le Pompage optique . . . 149
4.3 Compression du piège magnétique . . . 154
4.3.1 Adiabaticité de la compression . . . 154
4.3.2 Temps de vie des atomes dans le piège comprimé . . . 155
4.4 Évaporation RF du nuage, obtention du condensat de Bose-Einstein . . 158
4.4.1 Rappels sur le condensat de Bose-Einstein . . . 158
4.4.2 L'évaporation Radiofréquence . . . 160
4.4.2.a Principe de l'évaporation RF . . . 160
4.4.2.b Mise en place du champ radiofréquence . . . 161
4.4.2.c Le condensat de Bose-Einstein . . . 163
4.4.2.d Caractérisation du bruit . . . 168
4.5 Conclusion . . . 170

A Pense-bête des données expérimentales 173

B Détail de la préparation des lasers 175

C Protection des fils de la puce 177

Introduction

La miniaturisation des systèmes étudiés et des instruments utilisés a accompagné les développements scientifiques et technologiques ont tout au long du XXème siècle. On repense en souriant à la vision prophétique de la revue *Popular Mechanics* prédisant en 1949 qu'« il se pourrait que les ordinateurs pèsent moins de 1,5 tonnes dans le futur ». L'essor des « nano-sciences » au cours des dernières décennies est une autre facette de cette tendance généralisée offrant la possibilité de manipuler des objets dont la taille peut avoisiner quelques Angströms seulement.

Le domaine des atomes froids n'a pas échappé à cette miniaturisation. Alors même que les premiers condensats de Bose-Einstein venaient tout juste d'être obtenus en 1995 par les équipes de E.A. Cornell, C.E. Wieman et W. Ketterle ([1],[2]), la première proposition de piégeage d'atomes neutres par des courants de tailles microscopiques apparaissait [3]. Dans cet article (1995), J.D. Weinstein et K.G. Libbrecht soulignaient la possibilité de remplacer les bobines générant le champ magnétique pour la capture des atomes par des géométries de courants planaires comme celles obtenues par micro-fabrication sur puce. Les gradients de champ magnétiques estimés dans de telles configurations pouvaient dépasser 5.10^5 G/cm, permettant des confinements difficiles à réaliser avec des bobines centimétriques. Les premières réalisations de pièges microscopiques furent présentées en 1998 par C. Zimmermann *et al.* avec des conducteurs linéaires [4] et par V. Vuletić *et al.* avec des aimants permanents [5]. D'autres expériences leur ont fait suite utilisant des électroaimants[1] mais c'est en 1999 que les premières « puces à atomes » proprement dites apparurent avec piégeage d'atomes neutres par des courants de tailles microscopiques fabriqués sur substrat plan[2]. L'obtention de la dégénérescence quantique pour le gaz d'atomes n'était pas acquise à cause de la présence de la surface à moins de 100 μm des atomes pouvant fortement perturber l'environnement magnétique. Néanmoins, les confinements importants augmentaient grandement le taux de collision facilitant l'évaporation RF. Les premiers condensats sur puce furent observés en 2001 dans l'équipe de C. Zimmermann [12] et dans celle de J. Reichel [13].

Outre le fort confinement accessible dans les puces à atomes, ces conducteurs miniaturisés présentent des avantages déterminants : leur encombrement réduit en fait d'excellents candidats pour la réalisation d'expériences embarquées sur support mobile (avion, satellite, etc.). De plus, les positions relatives de chaque source de champ magnétique sont fixées une fois la puce fabriquée, assurant une excellente stabilité mé-

[1] J. Schmiedmayer *et al.* [6], E.A. Cornell *et al.* [7], J.H. Thywissen *et al.* [8], E.A. Hinds *et al.* [9]
[2] J. Reichel *et al.* [10] suivi par J. Schmiedmayer *et al.* en 2000 [11].

canique. En outre, les atomes sont piégés plus près des sources de champ magnétique que dans le cas des bobines. Le gradient du champ diminuant en $1/d^2$ avec la distance d à la source, il est possible d'obtenir des gradients plus élevés que dans les expériences macroscopiques avec des courants relativement faibles, de l'ordre de l'ampère. Les conducteurs sont d'ailleurs directement thermalisés par le substrat. La fabrication de telles puces est facile car elle utilise les techniques de microfabrication désormais standards. En outre, la liberté et la précision dans la fabrication du schéma de pistes permet de créer des potentiels complexes pouvant être contrôlés finement et rapidement. De tels circuits présentent enfin une inductance propre bien plus faible que les bobines utilisées traditionnellement pour le piégeage d'atomes neutres. Les potentiels de piégeage peuvent ainsi être variés dans des délais beaucoup plus courts.

Les puces à atomes ont pris de plus en plus d'importance depuis le début des années 2000 avec la réalisation d'expériences majeures. L'accès à des pièges extrêmement allongés, quasi-1D, a permis de réaliser des guides magnétiques. Il est possible de contrôler le déplacement du nuage dans de tels pièges à l'aide d'un potentiel supplémentaire piégeant les atomes dans la direction principale du guide. En déplaçant ce potentiel on peut créer un « tapis roulant à atomes ». Ces pièges sont alors similaires à des fibres optiques pour la matière. J. Reichel *et al.* sont ainsi parvenus à transporter un nuage condensé sur une distance macroscopique parallèlement à la surface tout en conservant sa cohérence [13]. Le même groupe a pu tester la robustesse d'une superposition cohérente de deux états hyperfins à quelques microns de la surface [14] ouvrant la porte à la réalisation d'une horloge atomique sur puce.

La possibilité d'un contrôle cohérent d'un condensat de Bose-Einstein sur puce a conduit de nombreux groupes à se pencher sur la réalisation d'un interféromètre atomique. La séparation par le groupe d'E.A. Cornell d'un condensat en deux parties et la recombinaison des atomes de ce condensat grâce à une onde lumineuse stationnaire [15] a été obtenue en même temps que la réalisation de doubles-puits magnétiques par les groupes de J. Schmiedmayer [16] et de W. Ketterle [17]. Les puces offrent vraiment une liberté étendue dans la forme des potentiels magnétiques présentés aux atomes. La diffraction d'un condensat sur un réseau magnétique (potentiel périodique créé par des courants parallèles) a ainsi pu être observée par le groupe de C. Zimmermann [18].

Au-delà de la flexibilité des champs magnétiques créés au voisinage de la puce, il est envisageable de rajouter des structures beaucoup plus complexes comme des cavités optiques pour détecter la présence d'un atome unique[3] ou pour réaliser des mesures d'électrodynamique quantique en cavité avec un condensat[4].

L'obtention récente d'un gaz de Fermi dégénéré sur puce par refroidissement sympathique dans l'équipe de J.H Thywissen [21] étend le domaine d'applications des puces à atomes au-delà des condensats de Bose-Einstein.

Parallèlement à ces manipulations de nuages condensés ou non, quelques équipes se sont intéressées à l'environnement particulier offert par les puces à atomes : la présence d'une surface conductrice ou diélectrique à quelques microns ou dizaines de microns du nuage. De par la nature magnétique du potentiel de piégeage et de leur dipôle

[3] E.A. Hinds *et al.* [19], J. Reichel *et al.*
[4] J. Reichel *et al.* [20]

électrique, les atomes capturés sont extrêmement sensibles aux variations locales des champs magnétiques et électriques. Il devient intéressent d'utiliser ces atomes comme des sondes pour mesurer les inhomogénéités d'aimantation d'un film magnétique[5] ou les variations d'orientation de la densité de courant dans un conducteur[6]. La sensibilité et la résolution spatiale obtenues par ce dernier groupe dépassent les capacités des magnétomètres traditionnels, SQUIDs compris. Le dipôle électrique des atomes peut également être utilisé pour détecter de faibles champs électriques comme celui créé par des atomes adsorbés sur la paroi[7]. Les atomes sont même sensibles à la force attractive de Casimir-Polder due à la surface[8].

La présence d'une surface chaude (300 K) à proximité du nuage refroidi (à quelques μK) a malheureusement des conséquences négatives. Le bruit de Johnson-Nyquist, présent dans tout milieu de résistivité électrique non nulle comme la surface, engendre un environnement magnétique néfaste pour le piège. Le temps de vie dans le piège magnétique peut être fortement réduit par cette perturbation. L'étude du taux de pertes du piège en face de métaux et de diélectriques a fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales ([27], [25], [28], [29], [30], [31], [32]). Les expériences de puces à atomes se retrouvent alors face à un dilemme : pour créer des pièges confinants, il faut nécessairement approcher les atomes des sources de champs magnétiques, c'est-à-dire de conducteurs présentant une résistivité électrique et donc sources de bruit magnétique. Plus les atomes sont proches des conducteurs, plus les pertes du piège sont importantes.

Une puce à atomes supraconductrice

C'est dans ce contexte que l'équipe d'Électrodynamique quantique en cavité du Laboratoire Kastler-Brossel a décidé d'initier un projet de puce à atomes utilisant des courants supraconducteurs. Placés à une température inférieure à une certaine température critique, les métaux supraconducteurs présentent en effet une résistivité nulle à fréquence nulle. La situation n'est pas aussi idéale dans la gamme de fréquences où les pertes du piège apparaissent puisque les supraconducteurs présentent quand même une résistivité en régime alternatif. Toutefois, les premières études théoriques sur l'emploi de supraconducteurs dans une puce à atomes sont plus que prometteurs ([33], [34]) : le temps de vie dans un piège supraconducteur serait bien plus élevé que dans son analogue métallique.

La réalisation expérimentale d'une telle puce à atomes n'est cependant pas aisée. Les températures critiques les plus élevées pour un supraconducteur ne dépassent guère 150 K et les supraconducteurs courants ont une température critique bien plus basse (9,2 K pour le Niobium que nous utilisons). Il est donc nécessaire de placer l'intégralité de la zone expérimentale sous cette température critique. Notre expérience est ainsi thermalisée dans un cryostat à un bain d'Helium 4 liquide à 4 K. L'énorme avantage

[5] A.I. Sidorov *et al.* [22]
[6] J. Schmiedmayer *et al.* [23] par exemple.
[7] E.A. Cornell *et al.* [24]
[8] V. Vuletić *et al.* [25], E.A. Cornell *et al.* [26]

dans l'emploi d'un cryostat est l'excellent pompage par adsorption sur les parois de l'expérience refroidies.

Au cours de mes trois années de thèse, notre équipe a réussi à obtenir le premier piège magnétique sur puce supraconductrice [35]. Le temps de vie de 115 s du piège à 440 μm de la surface est plus qu'encourageant quant à l'utilisation de tels matériaux dans les puces à atomes. Nous avons également réalisé avec succès l'évaporation RF du nuage jusqu'à la condensation de Bose-Einstein.

Nous souhaitons maintenant prendre exemple sur les mesures réalisées avec des puces à atomes à température ambiante pour sonder la carte des champs magnétiques au voisinage d'un supraconducteur. Nous pensons qu'il est ainsi possible de caractériser le régime de champ proche des supraconducteurs et d'en déduire des informations sur la dynamique du réseau de vortex.

Il serait également envisageable de refermer les courants supraconducteurs sur eux-mêmes une fois le régime stationnaire de piégeage établi (comme le groupe de F. Shimizu a réussi à le réaliser [36]). De telles boucles supraconductrices présentant une dissipation extrêmement faible, les courants peuvent y être maintenus pendant toute la durée du piégeage sans qu'il soit nécessaire d'employer une alimentation externe. Le bruit technique des alimentations est ainsi évité.

Vers le piégeage d'un atome de Rydberg circulaire unique

Notre projet s'étend au-delà de la réalisation d'une puce à atomes supraconductrice puisque nous espérons à long terme parvenir à piéger un atome de Rydberg circulaire unique. Ces états de Rydberg circulaires sont caractérisés par un nombre quantique principal n élevé et par des nombres quantiques orbital l et magnétique $|m|$ maximaux égaux à $n-1$. Il s'agit d'états hydrogénoïdes où la probabilité de présence de l'électron de valence est un tore de rayon très grand. Les états de Rydberg circulaires sont très proches de l'image classique d'un électron orbitant sur une trajectoire quasi-circulaire autour d'un cœur ionique quasi-ponctuel.

L'important dipôle électrique correspondant à la transition entre deux niveaux de Rydberg circulaires voisins rend ces états extrêmement sensibles au rayonnement micro-ondes. Il est ainsi possible de coupler fortement ces atomes de Rydberg avec une cavité micro-onde. Parmi les résultats marquants obtenus récemment, citons la mesure répétée non-destructive de la présence d'un photon dans la cavité micro-onde où, pour la première fois, les sauts quantiques de la lumière ont pu être observés [37]. La réduction progressive de l'état du champ dans la cavité à partir d'un état cohérent vers un état de Fock engendré par une série de mesures non-destructives a également été observé [38].

Nous comptons utiliser le fort dipôle électrique de l'atome de Rydberg pour préparer un seul atome de ce type à partir d'un ensemble atomique par blocage dipolaire. On peut en effet montrer que si l'on éclaire un nuage suffisamment confiné d'atomes dans le niveau fondamental par une onde résonnante avec la transition vers un niveau de Rydberg, une excitation peut être absorbée mais la condition de résonance n'est plus vérifiée

pour une deuxième excitation dans le nuage. Le fort dipôle électrique du premier atome de Rydberg excité désaccorde suffisamment les autres atomes du nuage pour qu'ils ne puissent pas être excités à leur tour. Cette proposition de M.D. Lukin *et al.* [39] est applicable dans notre cas. En effet, d'après le calcul de M. Saffman et T.G. Walker [40], la probabilité d'une double excitation dans l'état Rydberg à partir d'un nuage de quelques centaines d'atomes de ^{87}Rb ayant une extension spatiale de 5 μm et soumis à une impulsion laser résonnante sur la transition Fondamental→Rydberg a une probabilité inférieure à 3.10^{-5}.

Une fois l'atome de Rydberg obtenu, nous prévoyons d'utiliser encore une fois son dipôle électrique pour le capturer dans un piège électrodynamique de type piège de Paul. La description et les simulations de la configuration d'électrodes employées pour réaliser ce piège ont fait l'objet des thèses de Philippe Hyafil [41] et de Jack Mozley [42]. Il est en l'occurrence possible de piéger ainsi des atomes de Rydberg pendant plusieurs secondes tout en inhibant leur désexcitation spontanée vers les niveaux inférieurs. La cohérence atomique peut également être maintenue pendant plusieurs secondes ([43],[44]).

Piéger un atome de Rydberg unique ne suffit pas, il faut être capable de déceler sa présence. Cette détection se fait par ionisation. Le problème revient donc à détecter de manière efficace des électrons uniques. Nous avons opté pour un détecteur intégré sur puce basé sur la transition supraconducteur/normal d'une couche mince supraconductrice. Un courant légèrement subcritique est envoyé dans un film supraconducteur. Lorsqu'un électron frappe la surface de cette piste, il brise des paires de Cooper faisant transiter une portion du supraconducteur dans la phase normale. La densité de courant dépasse alors dans cette région sa valeur critique et une portion complète de circuit transite, faisant apparaître une tension aux bornes de ce dernier [41].

Micro-piégeages d'atomes dans le niveau fondamental

Le piégeage d'atomes de Rydberg circulaires ne fait toutefois pas partie du sujet de cette thèse qui se concentre essentiellement sur les résultats obtenus avec une puce à atomes supraconductrice. Avant d'entrer dans le détail de la réalisation expérimentale de cette puce, il convient de rappeler brièvement le principe de piégeage magnétique d'un atome neutre auquel nous ferons référence tout au long de ce manuscrit.

Ce piégeage repose sur l'interaction entre le moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$ de l'atome et un champ magnétique extérieur $\boldsymbol{B}$. L'énergie potentielle vue par l'atome est donnée par : $U_{mag} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{B}$. Dans le cadre de la physique quantique, l'interaction magnétique avec le champ extérieur, lorsque celle-ci est faible devant l'interaction magnétique avec le spin du noyau responsable de la structure hyperfine, est décrite par l'Hamiltonien :

$$\hat{H} = \frac{\mu_B}{\hbar} g_F \hat{\boldsymbol{F}} \cdot \boldsymbol{B} \tag{1}$$

où $\hat{\boldsymbol{F}} = \hat{\boldsymbol{L}} + \hat{\boldsymbol{S}} + \hat{\boldsymbol{I}}$ est la somme du moment cinétique orbital, du spin électronique et du spin nucléaire de l'atome et g_F est le facteur de Landé du sous-niveau hyperfin F. Les valeurs propres de ce Hamiltonien sont données par :

$$E_{F,m_F} = \mu_B g_F m_F |\boldsymbol{B}| \tag{2}$$

avec $-F \leq m_F \leq F$. Dans le cas où $g_F m_F$ est positif, l'atome est « chercheur de champs faibles », il tendra à aller vers un minimum local du champ magnétique. Pour créer ce minimum, on peut utiliser la configuration de la figure 1 : le champ orthoradial créé par un fil parcouru par un courant I_0 peut être annulé à une distance d du fil par un champ de biais homogène $\boldsymbol{B}_\perp$. Si l'on se rapproche du fil, le champ en $1/r$ n'est plus compensé par $\boldsymbol{B}_\perp$ et le module de la résultante augmente. Si l'on s'en éloigne, c'est le champ de biais qui cette fois n'est plus compensé par le champ du fil et le module de la résultante augmente également. Cette géométrie de champs magnétiques assure un minimum de $|\boldsymbol{B}|$ dans le plan yOz.

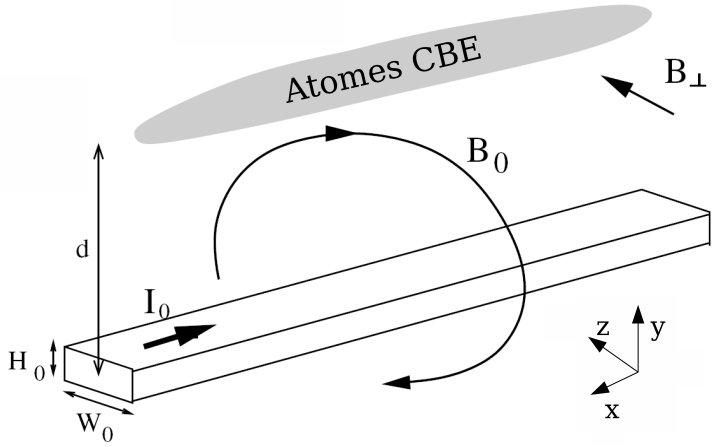

Fig. 1 : *Schéma typique d'un guide magnétique : les atomes sont piégés en 2 dimensions par la conjugaison du champ orthoradial créé par le fil parcouru par un courant I_0 et d'un champ de biais $B_\perp$. Dans la plupart des expériences le fil est rectangulaire de largeur W_0 et d'épaisseur H_0 mais il peut parfois être cylindrique [45]. Source : [46].*

Il est possible de créer un minimum dans la direction x à l'aide d'un champ B_x inhomogène. Ce champ peut par exemple être généré par deux fils parallèles alignés selon Oz de part et d'autre de la piste représentée sur le schéma 1, parcourus par un courant dans le même sens. Un tel piège est de type Ioffe-Pritchard puisque ces deux fils supplémentaires contribuent à créer un petit champ selon la direction x au centre du piège. Ainsi, le champ magnétique minimum n'est pas nul, réduisant par conséquent les pertes Majorana [47].

Organisation du mémoire

Le piégeage magnétique d'atomes neutres sur une puce à atomes utilisant des courants supraconducteurs est une nouveauté dans ce domaine. Les interactions du nuage

avec la surface supraconductrice sont encore assez méconnues. Il m'a donc semblé pertinent de faire l'état en première partie des interactions déjà observées avec la surface à température ambiante. Les pertes par retournement de spin sont plus particulièrement détaillées aussi bien du point de vue théorique qu'expérimental. Un résumé des principales théories de la supraconductivité permettra d'appréhender l'adaptation des calculs de pertes réalisés pour des métaux normaux à notre situation spécifique. Ce premier chapitre se terminera avec la description d'autres phénomènes courants introduits par la surface également susceptibles d'apparaître dans notre expérience : l'effet des atomes précédemment adsorbés sur la paroi, la fragmentation d'un nuage allongé à faible distance de la puce, le chauffage du nuage par les bruits électromagnétiques présents autour de la puce.

Nous nous tournerons alors vers l'expérience proprement dite avec la description du montage expérimental dans le deuxième chapitre. Nous y aborderons les différents élements du dispositif permettant de réaliser le piégeage magnétique des atomes en soulignant les contraintes propres à l'utilisation de la cryogénie dans une expérience d'atomes froids. La fabrication de la puce supraconductrice et son insertion dans l'expérience cloront cette partie.

L'obtention du piège magnétique fera l'objet du troisième chapitre. Les optimisations des différentes étapes de la séquence expérimentale seront détaillées. Les résultats sur le temps de vie du piège magnétique et la discussion des facteurs limitant cette durée de piégeage figureront également dans ce chapitre.

Enfin, nous nous intéresserons aux étapes supplémentaires nécessaires pour augmenter le nombre d'atomes dans le piège magnétique tout en abaissant sa température. Nous aborderons brièvement la séquence d'évaporation RF avant de conclure avec notre toute récente observation d'un condensat de Bose-Einstein.

Chapitre 1

Effets de la surface dans une expérience de puce à atomes

Le piégeage magnétique expliqué en introduction de ce manuscrit rend le nuage atomique très sensible aux champs magnétiques parasites. Toute modification de l'environnement magnétique peut perturber le potentiel de piégeage. Ainsi, la présence d'une surface « chaude » à quelques dizaines de microns d'un nuage ultra-froid n'est pas sans conséquences.

L'effet peut porter sur l'état interne des atomes (transition vers d'autres niveaux énergétiques, déplacement des niveaux) ou bien sur leur état externe (distribution de la densité spatiale dans le piège différente de celle qui est désirée, augmentation de la vitesse quadratique moyenne des atomes). Un résumé complet de l'ensemble des phénomènes observés au voisinage d'une puce a été publié dans un article de revue par J. Fortágh et C. Zimmermann [48]. En guise d'introduction bibliographique, le premier chapitre de cette thèse reprend en les détaillant les principaux effets de la surface décrits dans cette revue et pose la question de leur pertinence pour une surface supraconductrice.

Plus précisément, nous nous intéresserons en premier lieu au retournement du spin des atomes dû au bruit magnétique créé par la surface au paragraphe 1.1. Nous aborderons alors les éléments du calcul de ce temps de vie et les comparerons avec les résultats expérimentaux. Le cas de la supraconductivité sera plus spécialement détaillé dans le paragraphe 1.2. Un résumé des théories élémentaires de la supraconductivité permettra de mieux appréhender le bruit magnétique au voisinage d'un supraconducteur. Nous nous pencherons ensuite sur l'effet d'un potentiel désordonné, en l'occurrence celui créé par les fluctuations spatiales statiques de la densité du courant dans les fils de la puce conduisant à la fragmentation du condensat (au paragraphe 1.3.2) et celui dû aux atomes adsorbés sur la surface (en section 1.3.1). Le bruit magnétique est aussi responsable de déplacements parasites du fond du piège ainsi que de la variation de sa fréquence. L'étude de l'échauffement du nuage qui s'ensuit concluera ce chapitre (paragraphe 1.4). Les forces de Casimir-Polder/van der Waals ne seront pas abordées car l'état de notre dispositif expérimental ne nous permettrait pas de la mesurer pour l'instant.

1.1 Retournement de spin des atomes

Lorsque les atomes sont approchés à moins de quelques centaines de microns de la surface, le temps de vie dans le piège diminue (voir [25] par exemple). On pourrait bien sûr incriminer la forte compression qui est l'une des caractéristiques des pièges à atomes sur puce et qui augmente le taux de collisions. Cependant, un bruit de champ magnétique dû à la surface peut également en être la cause par retournement de spin vers un état non piégé. Après avoir présenté un modèle de pertes dans le piège magnétique, j'expliquerai les deux méthodes de calcul du bruit magnétique au voisinage d'une surface pour enfin les comparer aux mesures réalisées dans des expériences de puces à atomes. Cette vue globale de ce qui a déjà été observé dans les puces à atomes nous permettra de mieux aborder ultérieurement le comportement d'un nuage en présence d'une surface supraconductrice (voir paragraphe 1.2.2).

1.1.1 Transition vers des états hyperfins non piégeants

Seuls certains sous-niveaux Zeeman peuvent être piégés dans un minimum de champ magnétique. Il s'agit de ceux correspondant à un moment magnétique opposé au champ de piégeage. L'ordre de grandeur typique du champ magnétique présent se situant entre 0,1 G et 10 G, les sous-niveaux sont séparés par des fréquences allant de quelques centaines de kHz à quelques MHz. Un bruit magnétique présent à cette fréquence peut engendrer des transitions en cascade vers les niveaux Zeeman inférieurs non piégeants (voir figure 1.1).

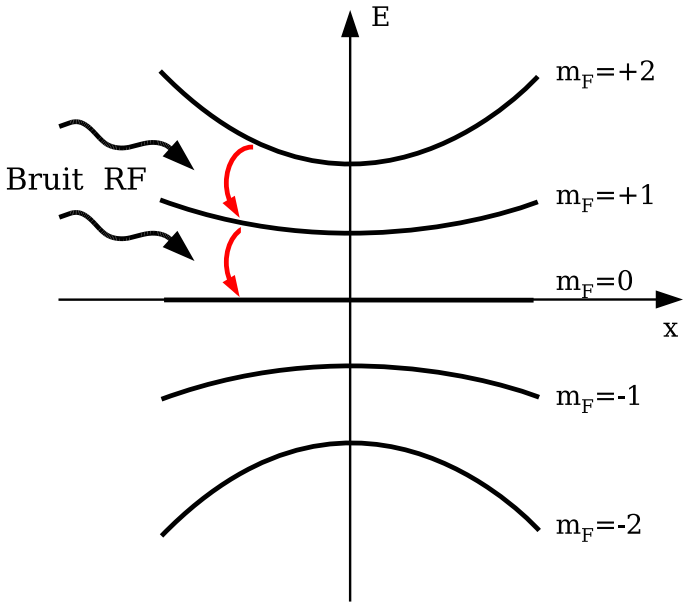

Fig. 1.1 : *Schéma du retournement de spin en présence d'un bruit RF. L'ordonnée représente l'énergie des atomes dans le piège magnétique pour chaque sous-niveau Zeeman et l'abscisse la position dans le piège.*

Ce paragraphe est basé sur le cours des Houches de C. Henkel (2004) [49]. On

trouvera la même approche dans [50] et [51].

L'axe de quantification est pris selon x dans toute cette partie.

Considérons l'évolution de l'état d'un seul atome soumis à un tel bruit magnétique. Si nous appelons $|m_i\rangle$ et $|m_f\rangle$ les sous-niveaux Zeeman où l'atome se trouve avant et après la transition, le taux de transition est donné par la règle d'or de Fermi :

$$\Gamma_{m_i \to m_f} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\psi_F, \psi_I} p(\psi_I) \left| \langle \psi_F, m_f | H_{int} | \psi_I, m_i \rangle \right|^2 \delta(E_{\psi_F} + E_{m_f} - E_{\psi_I} - E_{m_i}) \quad (1.1)$$

Les notations ψ_I et ψ_F marquent les états propres initiaux et finaux du champ. $p(\psi_I)$ est la probabilité pour le reste du système d'être dans l'état ψ_I. L'Hamiltonien d'interaction est : $H_{int} = -\hat{\boldsymbol{\mu}}.\hat{\boldsymbol{B}}(\boldsymbol{r})$.

En remplaçant la fonction de Dirac par l'intégrale $\int e^{i(E_{\psi_I} - E_{\psi_F} - \hbar\omega_{fi})t/\hbar} dt$ avec $\hbar\omega_{fi} = E_f - E_i$ et en écrivant l'opérateur champ en représentation d'Heisenberg :

$$e^{i(E_{\psi_I} - E_{\psi_F})t/\hbar} \langle \psi_I | \hat{\boldsymbol{B}}(\boldsymbol{r}) | \psi_F \rangle = \langle \psi_I | \hat{\boldsymbol{B}}(\boldsymbol{r}, t) | \psi_F \rangle \quad (1.2)$$

on déduit que la somme sur les états du reste du système s'écrit :

$$\begin{aligned} & 2\pi\hbar \sum_{\psi_F, \psi_I} p(\psi_I) \langle \psi_I | \hat{B}_\alpha(\boldsymbol{r}) | \psi_F \rangle \langle \psi_F | \hat{B}_\beta(\boldsymbol{r}) | \psi_I \rangle \delta(E_{\psi_F} - E_{\psi_I} - \hbar\omega_{fi}) \\ = & \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{i\omega_{fi}t} \sum_{\psi_I} p(\psi_I) \langle \psi_I | \hat{B}_\alpha(\boldsymbol{r}, t) \hat{B}_\beta(\boldsymbol{r}, 0) | \psi_I \rangle \end{aligned} \quad (1.3)$$

où α et β sont les coordonnées du champ. La somme précédente a fait apparaître la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation du champ magnétique, c'est-à-dire le spectre de bruit de ce champ magnétique, que nous noterons $S_{\alpha\beta}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}; \omega)$ par la suite :

$$S_{\alpha\beta}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}; \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{i\omega t} \sum_{\psi_I} p(\psi_I) \langle \psi_I | \hat{B}_\alpha(\boldsymbol{r}, t) \hat{B}_\beta(\boldsymbol{r}, 0) | \psi_I \rangle \quad (1.4)$$

Le taux de transition d'un sous-niveau à un autre s'écrit alors :

$$\Gamma_{i \to f} = \frac{1}{\hbar^2} \sum_{\alpha, \beta = x, y, z} \langle m_i | \mu_\alpha | m_f \rangle \langle m_f | \mu_\beta | m_i \rangle S_{\alpha\beta}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}; -\omega_{fi}) \quad (1.5)$$

L'expression précédente se simplifie pour les composantes du moment selon x : $\langle m_i | \mu_x | m_f \rangle = 0$ car $m_i \neq m_f$. Pour les autres directions $\langle m_i | \mu_{y,z} | m_f \rangle \neq 0$ si $m_f - m_i = \pm 1$.

> Remarque : Nous avons suivi un traitement purement quantique de l'état de l'atome et du champ magnétique mais les fluctuations du champ seront toujours classiques dans les situations que nous considérerons dans la suite de ce manuscrit.

L'atome transitant de l'état $m = +2$ vers l'état $m = +1$ reste théoriquement piégé. Cependant, le potentiel vu par l'atome dans l'état $m = +1$ est deux fois moins profond que celui de l'état $m = +2$, engendrant des pertes dès cette première transition. Si l'atome n'est pas perdu dans l'état $m = +1$, il transitera vers l'état $m = 0$ non piégeant en un temps comparable[1] avec celui de la transition $m = 2 \rightarrow m = 1$.

1.1.2 Calcul du bruit de champ magnétique au voisinage d'une surface

Les atomes sont ainsi très sensibles au bruit venant de la surface à des fréquences proches du MHz. Il s'agit d'un bruit classique puisque même pour des surfaces à 4,2 K comme la nôtre, $\nu \ll k_B T/h \simeq 10^{11}$ Hz. De plus, les longueurs d'ondes associées aux fréquences dans le MHz sont de l'ordre de 100 m, très grandes devant les longueurs caractéristiques de l'environnement (épaisseur de la surface, épaisseur de peau, distance des atomes à la surface, toutes inférieures à la centaine de microns). Nous sommes alors dans un régime quasi-statique où le bruit de champ proche est principalement dominé par les fluctuations de ses sources. Le champ magnétique à une distance de la source plus petite que la longueur d'onde fait intervenir des ondes évanescentes traditionnellement négligées dans le calcul du rayonnement du corps noir. Il ne faut donc pas s'attendre à retrouver un spectre de bruit similaire au rayonnement du corps noir dans l'environnement des atomes.

Bruit de Johnson-Nyquist

La principale source de bruit magnétique dans les expériences de puces à atomes métalliques à température ambiante est due à l'agitation thermique des charges électriques dans le conducteur. Ce bruit, mesuré par J.B. Johnson et expliqué par H. Nyquist en 1928 [52] se traduit par l'existence, aux bornes d'une résistance R, d'une force électromotrice U dont la densité spectrale a la moyenne quadratique suivante :

$$U_\nu^2 = 4R \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \tag{1.6}$$

On retrouve le facteur de Planck traduisant la probabilité de peuplement de chaque mode électromagnétique par les excitations thermiques.

Cette expression se simplifie aux fréquences qui nous intéressent ($h\nu \ll k_B T$) en :

$$U_\nu^2 = 4Rk_B T \tag{1.7}$$

Ce bruit prend son origine dans la dissipation du milieu, idée que nous garderons tout au long de ce chapitre mais qui apparaîtra sous différentes formes.

[1] Les éléments de matrices $\langle m_i = +1 | \mu_{y,z} | m_f = +2 \rangle$ et $\langle m_i = 0 | \mu_{y,z} | m_f = +1 \rangle$ sont en effet du même ordre de grandeur.

Deux approches parallèles ont été menées pour calculer le bruit de champ magnétique au voisinage d'une surface connaissant le bruit de Johnson-Nyquist. Une première idée consiste à considérer une distribution volumique $\boldsymbol{j}_t$ de courants thermiques, de calculer le bruit magnétique créé par chaque élément de volume au niveau des atomes et de sommer de manière incohérente ces différentes contributions. Le spectre de bruit des courants dans le métal est obtenu à partir de l'équation 1.7.

Il est possible d'éviter ce calcul redondant du champ créé par chaque élément de volume du métal en appliquant le théorème fluctuation-dissipation au champ magnétique directement. Nous verrons que cette deuxième méthode permet de déduire de manière élégante le bruit magnétique là où l'atome se trouve.

Comme nous l'avons déjà dit précédemment, c'est la dissipation dans le métal qui engendre des fluctuations de champ magnétique. La première méthode applique le théorème fluctuation-dissipation (FD) aux courants (le bruit de Johnson-Nyquist est un cas particulier du théorème FD comme le rappelle C. Henkel dans la référence [49]) tandis que la deuxième l'utilise sur le champ magnétique. Nous nous proposons maintenant d'aborder ces deux calculs et de présenter leurs résultats en terme de taux de retournement de spins.

1.1.2.a Somme incohérente des contributions des courants thermiques

Cette approche basée sur un modèle microscopique pour le bruit de courant a été utilisée en 1984 par Varpoula et Poutanen [53] pour calculer le bruit magnétique au voisinage d'un plan métallique infini. L'étude visait alors à estimer ce bruit à l'intérieur d'une enceinte d'isolation métallique pour des mesures de biomagnétisme. Le domaine de fréquences en jeu s'étendait de 0 à 1000 Hz, bien en dessous des fréquences qui nous intéressent. À de telles fréquences, l'épaisseur de peau δ du métal est bien plus grande que l'épaisseur h de l'échantillon ($\delta = \sqrt{2/\mu_0\sigma\omega} \gg h$ avec σ la conductivité du métal). Même si le calcul de Varpoula et Poutanen aboutit à une dépendance du bruit magnétique en h, δ et d (la distance des atomes à la surface) différente de ce que nous attendons pour des fréquences autour du MHz, son principe demeure général et peut être appliqué dans notre cas.

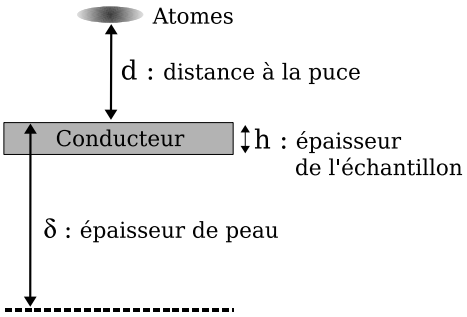

Fig. 1.2 : *Illustration des différentes longueurs caractéristiques du système étudié.*

Principe du calcul

Dans toute la suite de ce paragraphe, nous allons considérer un métal en équilibre thermique à la température T de conductivité σ. Nous découpons ce métal en volumes élémentaires rectangulaires et nous nous intéressons aux fluctuations des composantes de la densité de courant $\boldsymbol{j}$ au sein de l'un de ces volumes $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$ localisé en $\boldsymbol{r}$. Les fluctuations des trois composantes de $\boldsymbol{j}$ ne sont pas corrélées et l'on peut écrire :

$$\overline{j_x^2} = \overline{j_y^2} = \overline{j_z^2} \tag{1.8}$$

Nous pouvons donc restreindre notre étude à l'une de ces trois composantes, x par exemple. La densité spectrale des fluctuations du courant $j_{\nu x}$ à la fréquence ν dans la direction x sont reliées aux fluctuations de la force électro-motrice U_ν de l'équation 1.7 par la loi d'Ohm locale[2] :

$$\overline{j_{\nu x}^2} = \sigma^2 U_\nu^2/(\Delta x)^2 = 4\sigma^2 \Delta R_x k_B T/(\Delta x)^2 \tag{1.9}$$

avec $\Delta R_x = \Delta x/(\sigma \Delta y \Delta z)$ la résistance vue par le courant dans la direction x. En prenant le flux de $j_{\nu x}$ à travers la surface $\Delta y \Delta z$, on déduit les fluctuations de la densité spectrale d'intensité $i_{\nu x}$ traversant le volume élémentaire dans la direction x :

$$\overline{i_{\nu x}^2} = \overline{(j_{\nu x} \Delta y \Delta z)^2} = 4\sigma k_B T \Delta y \Delta z/\Delta x \tag{1.10}$$

Il est plus commode de travailler avec la densité spectrale du dipôle de courant selon x qui s'écrit dans notre situation :

$$P_{\nu x} = i_{\nu x} \Delta x \tag{1.11}$$

D'après l'équation 1.10, la valeur quadratique moyenne de ce dipôle prend la forme :

$$\overline{P_{\nu x}^2} = \overline{i_{\nu x}^2} (\Delta x)^2 = 4\sigma k_B T \Delta V \tag{1.12}$$

On obtient la même forme pour les composantes de ce dipôle sur les directions y et z. $4\sigma k_B T$ correspond donc à la densité spectrale des fluctuations du dipôle contenu dans le volume élémentaire dV.

Si $g_{ij}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r'}, \nu)$ est la fonction de transfert reliant, à la composante j d'un dipôle de courant $\boldsymbol{P_\nu}$ situé en $\boldsymbol{r}$, la composante i du champ magnétique $\boldsymbol{B}$ qu'elle crée en $\boldsymbol{r'}$:

$$B_i(\boldsymbol{r'}) = \sum_j g_{ij}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r'}, \nu) P_{\nu j}(\boldsymbol{r}) \tag{1.13}$$

alors la variance du bruit magnétique dans la direction i s'écrit :

$$\overline{B_i^2(\boldsymbol{r}, \nu)} = \int 4\sigma k_B T \Delta\nu \left| \sum_j g_{ij}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r'}, \nu) \right|^2 d^3\boldsymbol{r'} \tag{1.14}$$

[2]Le champ électrique associé à U_ν est égal à $U_\nu/\Delta x$

La difficulté du reste de cette méthode est l'évaluation du tenseur de Green $\boldsymbol{G}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r'}, \nu)$ (de composantes $g_{ij}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r'}, \nu)$) et l'intégrale sur le volume du métal, détaillées toutes les deux dans la suite de l'article [53].

Reprenant ce calcul, C. Henkel et S. Pötting ont déduit le taux de retournement de spins dans un piège magnétique au voisinage d'une surface métallique [29]. La suite de ce paragraphe décrit les étapes principales du raisonnement de C. Henkel [30] en prenant un soin tout particulier aux conditions de passage des champs à la surface.

Conditions de passage des champs à la surface

La géométrie étudiée ici est celle d'un plan métallique infini dont la surface est située en z=0 ($z < 0$: métal, $z > 0$: vide). La composante du champ électrique parallèle à la surface est continue en z=0 et il en va de même pour la composante du champ magnétique normale à la surface. En supposant la densité surfacique de charges nulle en z=0, la relation de passage du vecteur déplacement à la surface s'écrit quant à elle :

$$\frac{2i}{\delta^2}\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{E}\mid_{z=0^-} = \frac{(2\pi)^2}{\lambda^2}\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{E}\mid_{z=0^+} \tag{1.15}$$

Dans la limite $\delta \ll \lambda$, vérifiée pour les fréquences auxquelles nous nous plaçons (on rappelle que $\lambda \simeq 100$ m$\gg \delta \simeq 100$ μm :

$$\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{E}\mid_{z=0^-} = 0 \tag{1.16}$$

On peut également montrer que la condition de passage pour le champ magnétique s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial n}\boldsymbol{B}\mid_{z=0^+} - \frac{\partial}{\partial n}\boldsymbol{B}\mid_{z=0^-} = \mu_0\sigma\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{E}(z=0) \tag{1.17}$$

Décomposition de Weyl d'une onde sphérique

Nous nous intéressons au champ magnétique créé par le dipôle contenu dans un volume élémentaire du métal. Pour des géométries planaires, l'outil adapté pour traiter les problèmes de transmission est le développement de Weyl de l'onde sphérique sur une base d'ondes planes 2D dont les vecteurs d'onde sont parallèles à la surface du métal. Nous nous arrêtons quelques instants sur cette transformation dont nous aurons besoin plusieurs fois dans ce chapitre. Cette transformation est décrite en détail dans l'ouvrage [54].

Considérons un champ scalaire[3] $U(\boldsymbol{r})$ créé par une source ponctuelle et vérifiant l'équation de propagation dans le vide :

[3]Le principe de la décomposition serait le même pour un champ vectoriel.

$$\triangle U + q^2 U = 0 \tag{1.18}$$

où $q^2 = \omega^2/c^2$. L'équation précédente est valable en tout point hors de la source. On peut supposer que le champ $U(\boldsymbol{r})$ admet une transformée de Fourier à deux dimensions en tout plan z=constante :

$$U(x,y,z) = \int\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(k_x,k_y,z) exp[i(k_x x + k_y y)] dk_x dk_y \tag{1.19}$$

Si on introduit cette transformée dans l'équation 1.18, on obtient :

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2}\tilde{U}(k_x,k_y,z) + \kappa^2 \tilde{U}(k_x,k_y,z) \tag{1.20}$$

avec :

$$\begin{aligned} \kappa &= \sqrt{q^2 - k_x^2 - k_y^2}, \qquad k_x^2 + k_y^2 \leq q^2, \\ \kappa &= i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - q^2}, \qquad k_x^2 + k_y^2 > q^2 \end{aligned} \tag{1.21}$$

L'équation 1.20 admet deux solutions :

$$\begin{aligned} U(x,y,z) &= \int\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_x dk_y}{(2\pi)^2} a(k_x,k_y) exp[i(k_x x + k_y y + \kappa z)] \\ V(x,y,z) &= \int\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_x dk_y}{(2\pi)^2} b(k_x,k_y) exp[i(k_x x + k_y y - \kappa z)] \end{aligned} \tag{1.22}$$

À (k_x,k_y) fixé, La solution U correspond à une onde se dirigeant vers les z positifs (onde incidente) alors que la solution V traduit une onde se déplaçant vers les z négatifs (onde réfléchie). Si $k_x^2 + k_y^2 \leq q^2$, les termes $a(k_x,k_y)exp[i(k_x x + k_y y + \kappa z)]$ et $b(k_x,k_y)exp[i(k_x x + k_y y - \kappa z)]$ traduisent des ondes propagatives alors que dans le cas $k_x^2 + k_y^2 > q^2$ on a affaire à des ondes évanescentes dans la direction z. Il suffit donc de connaître l'état de l'onde en un plan pour en déduire son état en tout plan parallèle à la surface. Cela peut sembler un effet de style dans le calcul mais il prend tout son intérêt lorsque la source est ponctuelle comme dans notre cas (nous rappelons que nous nous intéressons au champ émis par un dipôle élémentaire contenu dans un volume dV) et que l'onde rencontre un obstacle plan (la surface du métal).

Dans le métal la décomposition est semblable : la seule différence avec le cas précédent est la relation de dispersion tenant compte de la conductivité du métal. Aux fréquences que nous étudions, le courant de déplacement peut être négligé devant le courant de conduction dans la loi de Maxwell-Ampère. La relation de dispersion s'écrit : $q^2 = 2i/\delta^2$ avec δ l'épaisseur de peau. Les solutions de l'équation de Helmholtz s'écrivent de la même manière avec cette fois q complexe.

Champ magnétique créé par les courants thermiques

Dans un premier temps C. Henkel [30] se place dans la limite quasi-statique où l'épaisseur de peau est très grande devant les autres distances caractéristiques (épaisseur t de l'échantillon, distance d à la puce). Dans ce cas, $|q| \ll k_x, k_y$ et $\kappa = i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - q^2} \simeq i\sqrt{(k_x^2 + k_y^2)}$. Il s'agit d'une onde évanescente qui a pourtant une contribution majeure ici puisque les distances considérées sont plus petites que la longueur d'onde.

En utilisant la notation $\boldsymbol{K} = (k_x, k_y, 0)$, le champ magnétique situé juste sous la surface métallique peut s'écrire comme la somme d'une onde incidente et d'une onde réfléchie :

$$\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r}) = \int \frac{d^2K}{(2\pi)^2} \left(\tilde{\boldsymbol{B}}_{inc}\left[\boldsymbol{K}\right] e^{i\boldsymbol{k}_{inc}\cdot\boldsymbol{r}} + \tilde{\boldsymbol{B}}_{refl}\left[\boldsymbol{K}\right] e^{i\boldsymbol{k}_{refl}\cdot\boldsymbol{r}} \right) \tag{1.23}$$

où inc et $refl$ sont les indices traduisant l'onde incidente et l'onde réfléchie et $\boldsymbol{k}_{inc,refl} = \boldsymbol{K} \pm \kappa\boldsymbol{n} \simeq \boldsymbol{K} \pm iK\boldsymbol{n}$ dans le régime quasi-statique. Cette partie imaginaire de $\boldsymbol{k}_{inc,refl}$ traduit bien l'absorption dans le milieu au cours de la propagation.

Comme le montre [30], le champ magnétique incident localisé juste sous la surface peut s'écrire :

$$\tilde{\boldsymbol{B}}_{inc}\left[\boldsymbol{K}\right] = \frac{i\mu_0}{2K}\boldsymbol{k}_{inc} \times \tilde{\boldsymbol{J}}\left[\boldsymbol{K}\right] \tag{1.24}$$

où :

$$\tilde{\boldsymbol{J}}\left[\boldsymbol{K}\right] = \int_{-\infty}^{0} dz e^{Kz} \tilde{\boldsymbol{j}}\left[\boldsymbol{K}; z\right] \tag{1.25}$$

avec $\tilde{\boldsymbol{j}}\left[\boldsymbol{K}; z\right]$ la transformée de Fourier spatiale 2D de la densité de courant thermique $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r})$. Cette dernière équation est la somme sur le demi-plan $z < 0$ (le demi-espace où le métal est contenu) de tous les courants à l'origine du champ magnétique. L'expression de $\tilde{\boldsymbol{B}}$ tient compte des contributions de tous les courants thermiques existant dans le métal.

C. Henkel évalue également la composante tangentielle du champ électrique au niveau de la surface et la réinjecte dans l'équation de continuité du champ magnétique 1.17. On obtient alors le champ magnétique transmis juste après la surface :

$$\tilde{\boldsymbol{B}}_{trans}\left[\boldsymbol{K}\right] = \frac{i\mu_0}{2K}\boldsymbol{k}_{trans} \times \tilde{\boldsymbol{J}}\left[\boldsymbol{K}\right] + \frac{\mu_0}{2K^2}(\boldsymbol{n} \times \boldsymbol{K})(\boldsymbol{k}_{trans} \cdot \tilde{\boldsymbol{J}}\left[\boldsymbol{K}\right]) \tag{1.26}$$

où $\boldsymbol{k}_{trans} = \boldsymbol{K} + iK\boldsymbol{n}$. L'approche précédente fastidieuse était bénéfique puisqu'elle a permis de mettre en évidence l'effet de la surface sur la transmission du champ magnétique. En l'occurrence, à côté du champ magnétique incident il est apparu un terme supplémentaire dans l'équation 1.26 parallèle à la surface du métal qui interfère avec le terme principal. C'est ce terme qui assure entre autres l'annulation du champ magnétique transmis si $\boldsymbol{j}$ est parallèle à $\boldsymbol{n}$.

Le calcul de la fonction d'auto-corrélation du champ magnétique en un point $\boldsymbol{r}$ du vide ne présente pas d'intérêt physique particulier. Prenant les fluctuations de courants à l'équilibre thermodynamique local définies dans l'équation 1.12, on peut déduire le spectre de bruit suivant pour le champ magnétique en $\boldsymbol{r}$:

$$S_{ij}(\boldsymbol{r};\omega) = \frac{\mu_0^2\sigma}{16\pi d}\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{k_BT}}-1}s_{ij} \tag{1.27}$$

où d est la distance à la surface et s_{ij} = la matrice diagonale dont les coefficients sont (1/2, 1/2, 1). Dans le régime de fréquences qui nous intéresse, l'expression précédente s'écrit au premier ordre :

$$S_{ij}(\boldsymbol{r};\omega) = \frac{\mu_0^2\sigma k_BT}{16\pi d}s_{ij} \tag{1.28}$$

C. Henkel s'intéresse ensuite au cas où l'épaisseur de peau devient du même ordre de grandeur que les autres distances caractéristiques du problème (distance atomes-puce, épaisseur de l'échantillon). L'approximation $\kappa \simeq iK$ n'est plus valable et le champ transmis s'écrit :

$$\tilde{\boldsymbol{B}}_t[\boldsymbol{K}] = \frac{\mu_0}{-i\kappa+K}\boldsymbol{k}_t\left(\left(\boldsymbol{n}\times\frac{\boldsymbol{K}}{K}\right)\cdot\tilde{\boldsymbol{J}}[\boldsymbol{K}]\right) \tag{1.29}$$

De la même manière que précédemment on peut déduire le tenseur des corrélations du champ magnétique :

$$S_{ij}(\boldsymbol{r};\omega) = \frac{\mu_0^2\sigma k_BT}{2\pi}s_{ij}\int_0^\infty \frac{K^3e^{-2Kd}}{Re(-i\kappa)\left|\kappa-iK\right|^2}dK \tag{1.30}$$

Cette dernière intégrale dépend de d explicitement et de δ par l'intermédiaire de κ. Nous la noterons par la suite $I(d,\delta)$. Ses limites asymptotiques sont :

$$I(d,\delta) = \int_0^\infty \frac{K^3e^{-2Kd}}{Re(-i\kappa)\left|\kappa-iK\right|^2}dK \;\simeq \begin{cases} \dfrac{1}{8d}, & d \ll \delta \\ \dfrac{3\delta^3}{16d^4}, & d \gg \delta \end{cases} \tag{1.31}$$

On remarque que la limite asymptotique de cette intégrale aux distances d petites devant δ reproduit la solution exacte 1.28 obtenue dans le régime où l'effet de peau est dominant.

Nous pouvons maintenant calculer le taux de pertes dans le piège, et par conséquent le temps de vie dans le piège, en introduisant ce bruit magnétique dans l'équation 1.5.

Nous considérerons que le champ magnétique résiduel au fond du piège (donc l'axe de quantification) est orienté selon x. Dans la plupart des expériences de puces à atomes, le champ du fond du piège est en effet parallèle à la surface. Dans ce cas, $\langle m_i|\,\mu_x\,|m_f\rangle = 0$ tandis que les éléments de matrice $\langle m_i|\,\mu_y\,|m_f\rangle$ et $\langle m_i|\,\mu_z\,|m_f\rangle$ sont tous deux non nuls et du même ordre de grandeur.

Le temps de vie dans le piège prend la forme suivante :

$$\tau = 1/\Gamma = \frac{8}{9}\frac{\tau_0}{\overline{n}_{th}+1}\left(\frac{\omega}{c}\right)^3 \frac{\delta^2}{I(d,\delta)} \tag{1.32}$$

avec :

$$\tau_0 = 3\pi\hbar c^3 / \left(\mu_0\omega^3 \sum_j |\langle m_f|\, \mu_j\, |m_i\rangle|^2\right) \tag{1.33}$$

$$\overline{n}_{th} = 1/(e^{\hbar\omega/k_BT} - 1) \tag{1.34}$$

$\overline{n}_{th}$ est le nombre de photons thermiques à la fréquence $\omega/2\pi$. Nous avons tenu compte ici des fluctuations quantiques en remplaçant $\overline{n}_{th}$ par $(\overline{n}_{th}+1)$ mais dans la gamme de températures (300-400 K) et de fréquences (autour de 1 MHz) où nous travaillons, $\overline{n}_{th} \sim 10^7 \gg 1$. τ_0 serait quant à lui le temps de vie dans le piège sans effet de surface à température nulle. À 400 kHz par exemple, ce temps de vie vaut[4] 3.10^{25} s !

Nous gardons la discussion de ce résultat en fonction des valeurs des différentes longueurs caractéristique du système pour la partie 1.1.2.c, une fois que nous aurons abordé la deuxième approche pour le calcul de l'effet du bruit magnétique.

Lorsqu'elle est menée rigoureusement en tenant compte des conditions de passage à la surface, la méthode de calcul du bruit magnétique par sommation incohérente des contributions des courants thermiques est performante mais redondante comme le souligne [56]. Elle demande d'évaluer le champ créé par toutes les sources élémentaires, c'est-à-dire d'effectuer le même calcul pour chaque volume élémentaire contenu dans le métal. Il est possible d'éviter cette redondance en appliquant le théorème fluctuation-dissipation au champ magnétique comme nous allons le voir maintenant.

1.1.2.b Utilisation du théorème fluctuation-dissipation sur le champ magnétique

Cette autre méthode de calcul du bruit magnétique a été introduite par G.S. Agarwal [57] en 1974 et reprise depuis par C. Henkel ([29] et [30], E.A. Hinds *et al.* ([31] et [32]), P.K. Rekdal *et al.* [33]. Plus facile à mettre en œuvre que la précédente, elle est adaptée à toutes les échelles de distances en particulier pour des distances grandes devant l'épaisseur de peau, régime qui était plus délicat à manier avec la somme incohérente comme nous venons de le voir.

Le théorème fluctuation-dissipation appliqué au champ magnétique s'écrit :

$$S_{ij}(\boldsymbol{x}_1, \boldsymbol{x}_2; \omega) = 2\hbar \frac{1}{e^{\hbar\omega/k_BT} - 1} Im\left(G_{ij}(\boldsymbol{x}_1, \boldsymbol{x}_2; \omega)\right) \tag{1.35}$$

Dans le domaine de fréquences qui nous intéresse on a toujours la même approximation : $\frac{1}{e^{\hbar\omega/k_BT}-1} \simeq \frac{k_BT}{\hbar\omega}$. La partie imaginaire du tenseur de Green caractérise la

[4] Une telle durée de vie avait été calculée en 1946 par E.M. Purcell [55].

dissipation du champ dans le milieu de propagation. L'équation précédente la relie à la fonction d'auto-corrélation du champ magnétique. Nous rappelons que le tenseur de Green magnétique $G_{ij}(\boldsymbol{x}_1, \boldsymbol{x}_2; \omega)$ correspond au champ magnétique $\boldsymbol{B}_{dip}$ créé en $\boldsymbol{x}_2$ par un dipôle magnétique ponctuel $\boldsymbol{m}$ placé en $\boldsymbol{x}_1$:

$$B_{dip,i} = \sum_j G_{ij}(\boldsymbol{x}_1, \boldsymbol{x}_2) m_j \tag{1.36}$$

La situation qui nous intéresse est bien sûr celle où $\boldsymbol{x}_1 = \boldsymbol{x}_2 = \boldsymbol{x}$ car c'est elle qui donne accès à $S_{ij}(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{x}; \omega)$. Si $\boldsymbol{x}$ est situé dans le vide hors du matériau dissipateur, on peut écrire le tenseur total comme la somme de la propagation dans le vide et de la propagation avec réflexion sur l'interface matériau-vide :

$$G(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{x}; \omega) = G^{(vide)}(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{x}; \omega) + G^{(refl)}(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{x}; \omega) \tag{1.37}$$

La contribution du vide est généralement négligeable par rapport à celle de la réflexion qui fait apparaître l'effet dissipatif du matériau. Toute la difficulté du calcul réside dans l'évaluation de ce tenseur de Green. Nous allons nous intéresser au cas d'une surface plane (même configuration que dans le paragraphe précédent) abordé par C. Henkel dans l'article [30].

Le potentiel vecteur créé par un dipôle magnétique $\boldsymbol{m}$ dans le vide s'écrit :

$$\boldsymbol{A}_i(\boldsymbol{r}) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \overrightarrow{\nabla}_{\boldsymbol{r}} \times \frac{\boldsymbol{m}}{\boldsymbol{r} - \boldsymbol{x}} \tag{1.38}$$

où $\boldsymbol{x}$ est la position du dipôle, c'est-à-dire l'endroit où nous voulons calculer le champ magnétique. Au niveau de la surface planaire nous voulons appliquer les conditions de passage. Encore une fois, nous utilisons le développement de Weyl pour décomposer l'onde sphérique en onde plane. Le potentiel vecteur précédent s'écrit :

$$\boldsymbol{A}_i[\boldsymbol{K}] = -\frac{i\mu_0}{2K} \boldsymbol{k}_i \times \boldsymbol{m} e^{-i\boldsymbol{k}_i \cdot \boldsymbol{x}} \tag{1.39}$$

Dans le cas de l'onde incidente, $\boldsymbol{k}_i = \boldsymbol{K} - iK\boldsymbol{n}$ où $\boldsymbol{n}$ est le vecteur unité normal à la surface orienté vers les z positifs (du métal vers le vide). Au niveau de la surface cette onde incidente sera partiellement réfléchie et partiellement transmise. Le vecteur d'onde du potentiel réfléchi est $\boldsymbol{k}_r = \boldsymbol{K} + iK\boldsymbol{n}$ et celui du potentiel transmis est $\boldsymbol{k}_t = \boldsymbol{K} - \kappa\boldsymbol{n}$ avec $\kappa = i\sqrt{K^2 - q^2}$ (voir équations 1.21). Nous rappelons que l'équation de dispersion dans le matériau s'écrit : $q^2 = 2i/\delta^2$.

En utilisant les conditions de passage du champ magnétique et du champ électrique (applicable directement au potentiel vecteur puisque $\boldsymbol{E} = i\omega\boldsymbol{A}$), C. Henkel déduit l'expression du champ réfléchi :

$$\boldsymbol{A}_r = -\frac{\boldsymbol{k}_r}{K} \left(\frac{\boldsymbol{K}}{K} \cdot \boldsymbol{A}_i \right) + \frac{K + i\kappa}{K - i\kappa} \left(\boldsymbol{n} \times \frac{\boldsymbol{K}}{K} \right) \left(\boldsymbol{n} \times \frac{\boldsymbol{K}}{K} \right) \cdot \boldsymbol{A}_i \tag{1.40}$$

Le premier terme de cette équation est négligeable devant le second dans la limite quasi-statique ($\lambda \to \infty$). Le potentiel vecteur réfléchi fait intervenir le facteur ($K +$

$i\kappa)(K - i\kappa)$ qui n'est autre que le coefficient de réflexion de Fresnel [58] pour l'onde magnétique. Or, d'après les équations 1.21 : $\kappa^2 = q^2 - K^2$. C'est donc dans κ qu'apparaît l'absorption dans le milieu puisque $q^2 = 2i/\delta^2 = \epsilon_r(\omega)\omega^2/c^2$ avec $\epsilon_r(\omega)$ la permittivité relative du milieu.

C. Henkel aboutit alors sur l'expression du bruit magnétique déjà obtenue avec la méthode précédente (équation 1.32).

1.1.2.c Discussion des résultats sur le temps de vie

Les deux méthodes de calcul précédentes convergent vers le même résultat pour le temps de vie. Nous allons discuter dans ce paragraphe les variations de ce temps de vie en fonction des différentes longueurs mises en jeu dans le système.

En plus de l'épaisseur de peau δ et de la distance d atomes-puce, il existe une troisième longueur caractéristique, l'épaisseur h du métal. On comprend en effet que si cette épaisseur est plus petite que la longueur de peau et que la distance atomes-puce, elle devient le facteur limitant dans la détermination du volume des courants thermiques contribuant au bruit magnétique. Dans la limite où h tend vers 0 par exemple, on doit s'attendre à une absence complète de bruit magnétique, la couche contenant les courants thermiques devenant infiniment mince[5].

Nous ne détaillerons pas l'introduction de l'épaisseur h dans le résultat 1.32, précisée dans la référence [30]. Nous nous contenterons de discuter les temps de vie obtenus dans trois limites asymptotiques comme proposé par le groupe de E.A. Hinds ([31], [60]). L'approche de E.A. Hinds *et al.* utilise le théorème fluctuation-dissipation et aboutit aux mêmes résultats que C. Henkel :

$$\tau = \left(\frac{8}{3}\right)^2 \frac{\tau_0}{\overline{n}_{th}+1}\left(\frac{\omega}{c}\right)^3 \times \begin{cases} \dfrac{d^4}{3\delta}, & \delta \ll d, h \\ \dfrac{\delta^2 d}{2}, & \delta, h \gg d \\ \dfrac{\delta^2 d^2}{2h}, & \delta \gg d \gg h. \end{cases} \tag{1.41}$$

τ_0 et $\overline{n}_{th}$ sont respectivement le temps de vie dans le vide à température nulle et le nombre moyen de photons thermiques à la température du métal. Ces deux grandeurs ont déjà été définies dans l'équation 1.32. Le facteur $\tau_0/(\overline{n}_{th}+1)$ traduit la durée de vie dans le piège en ne tenant compte que du rayonnement du corps noir traditionnel. Ce facteur est typiquement de l'ordre de 10^{18} s à 300 K.

L'effet de la proximité des sources diminue radicalement ce temps de vie. Si l'on considère le cas $\delta \gg d \gg h$ de l'équation précédente par exemple, cet effet se traduit par

[5] Il faut néanmoins nuancer cette dernière affirmation dans la mesure où il peut exister des courants surfaciques (voir la référence [59] à ce propos).

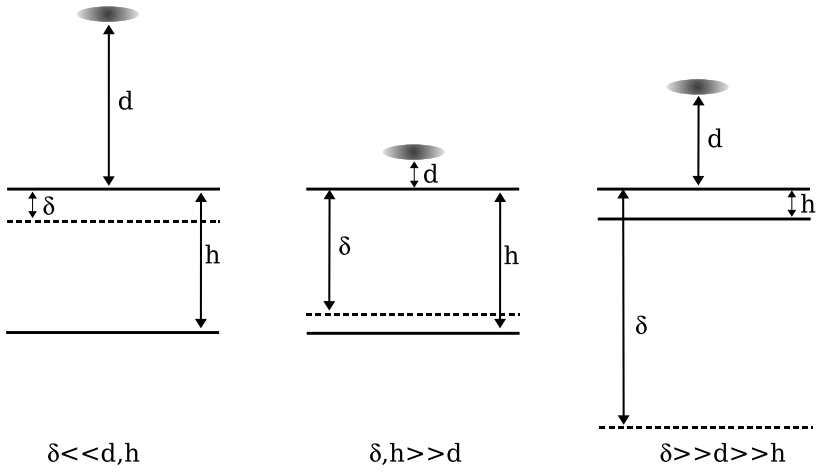

Fig. 1.3 : *Illustration des trois limites asymptotiques de l'équation 1.41.*

le facteur $(8/3)^2(\omega/c)^3\delta^2 d^2/2h$ qui est de l'ordre de 10^{-17} dans les conditions standards des puces à atomes. L'écart au comportement «idéal» du corps noir est marquant, les champs proches réduisent le temps de vie dans le piège à quelques secondes ou dizaines de secondes seulement.

Les deux premières équations ($\delta \ll d, h$ et $\delta, h \gg d$) décrivent le temps de vie au-dessus d'une planche épaisse de métal tandis que la dernière s'intéresse à l'effet d'une couche mince, ce qui est le cas dans la plupart des expériences de puces à atomes actuellement. Dans tous les cas, le temps de vie diminue avec la distance d comme on pouvait s'y attendre. En particulier, dans le cas d'une couche mince, la variation du temps de vie varie de manière quadratique avec d.

Il est possible d'optimiser le choix de l'épaisseur h de métal et de l'épaisseur de peau δ (qui dépend du type de métal) pour augmenter le temps de vie. Pour choisir entre les différentes configurations (h, δ), S. Scheel *et al.*, du groupe de E.A. Hinds, tracent le temps de vie d'un atome dans le piège magnétique en fonction de l'épaisseur de peau pour une distance à la puce de 50 μm, une fréquence de retournement de spin de 560 kHz et une température de 300 K (voir figure 1.4) dans le cas d'un matériau infiniment épais et d'une couche mince de 1 μm d'épaisseur.

Si l'épaisseur de peau est faible devant les deux autres distances d et h, il n'y a aucune différence pour le temps de vie devant la couche épaisse et devant la couche mince. La source de bruit magnétique réside en effet principalement dans une épaisseur δ sous la surface. Le comportement du temps de vie correspond à la première ligne de l'équation 1.41 et varie en δ^{-1}.

Quand δ est grande devant la distance d, le matériau considéré est un très mauvais conducteur et les fluctuations magnétiques sont par conséquent réduites. Le temps de vie varie en δ^2 dans les deux cas avec un facteur d'échelle de d/h en faveur de la couche mince.

Entre les deux régimes, le temps de vie présente un minimum à $\delta_{min} \simeq d$ pour le matériau épais et à $\delta_{min} \simeq \sqrt{hd}$ pour la couche mince. À une distance d donnée, il existe deux choix possibles de δ pour avoir le même temps de vie. Dans le cas du

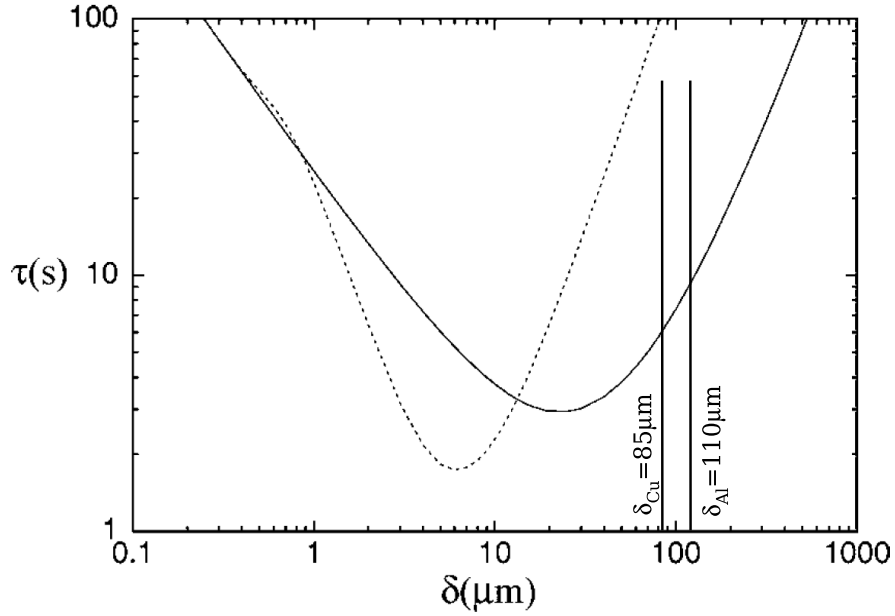

Fig. 1.4 : *Temps de vie en fonction de l'épaisseur de peau à une distance de la puce de 50 μm. Ligne continue : échantillon infiniment épais. Pointillés : échantillon de 1 μm d'épaisseur. La fréquence de retournement de spin considérée est 560 kHz et la température de la surface est 300 K. Les épaisseurs de peau du Cuivre et de l'Aluminium dans ces conditions sont mentionnées. Source : [32].*

matériau épais à 560 kHz par exemple, des épaisseurs de peau de 115 μm et de 1 μm aboutissent au même τ. E.A. Hinds *et al.* introduisent dans leur article l'importance des supraconducteurs, seuls métaux avec une épaisseur de peau plus petite que 1 μm. Nous reviendrons dans le paragraphe 1.2.2.c sur cette affirmation que nous pensons erronée dans la mesure où l'effet de peau n'a plus vraiment de signification physique dans un supraconducteur.

1.1.3 Résultats expérimentaux

Des mesures de retournement de spin au voisinage d'une surface métallique ont été réalisées dans le cas d'un échantillon plan épais, d'une couche mince et d'un fil cylindrique. Je reprends ici en partie le recensement des différentes expériences effectué par J. Fortágh et C. Zimmerman [48].

1.1.3.a Couche épaisse

Des résultats expérimentaux intéressants ont été obtenus par D.M. Harber *et al.* dans le cas d'une couche épaisse (1 mm) à 300 K [27]. Les temps de vie d'un piège magnétique (5.10^5 atomes initialement à 300-500 nK) et d'un condensat (4.10^4 atomes) de ^{87}Rb dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ ont été mesurés à des distances entre 5 μm et 1 mm d'une surface plane en Cuivre, Titane ou Silicium. Les résistivités respectives

de ces trois éléments sont de : $1,67(8).10^{-8}$ Ω.m, $4,88(24).10^{-7}$ Ω.m et $> 1.10^{20}$ Ω.m. Le temps de vie est limité par le gaz résiduel à $\tau_{BG} = 120$ s. Pour jauger l'effet de la surface seulement, D.M. Harber *et al.* l'ont soustrait du temps de vie mesuré τ_0 selon la loi :

$$\tau = (1/\tau_0 - 1/\tau_{BG})^{-1} \tag{1.42}$$

Les pertes à trois corps sont bien plus prédominantes dans les condensats que dans les nuages thermiques utilisés et limitent le temps de vie des premiers à 40 s. Toutefois, cet effet est indépendant de la distance à la surface et ces pertes peuvent être retirées en même temps que les pertes par collision avec le gaz résiduel. Une fois ce phénomène pris en compte dans le traitement des mesures, on obtient des temps de vie équivalents pour les condensats et les nuages thermiques à la même distance de la surface.

La figure 1.5a présente les temps de vie corrigés en fonction de la distance pour les trois types matériaux et la figure 1.5b montre l'effet de deux fréquences de fond de piège (1,80 MHz et 6,24 MHz). Par ailleurs, il existe autour du piège magnétique un halo d'atomes pouvant entrer en collision avec les atomes capturés chauffant ainsi le nuage. On appelle ce halo « nuage de Oort » par analogie avec le nuage de corps orbitant en périphérie du système solaire [61]. Pour réduire l'effet de ce nuage, il est nécessaire de garder un couteau RF suffisamment éloigné du fond du piège pour ne pas engendrer de pertes. Ce « bouclier RF » est réparti sur une surface isomagnétique entourant le piège et éjecte du puits de potentiel les atomes du nuage de Oort qui le traversent. D.M. Harber *et al.* ont ainsi gardé pendant toute la durée de la capture un couteau à 80 kHz et à 400 kHz au dessus de la fréquence du fond du piège pour le condensat et le nuage thermique respectivement.

Le temps de vie devant le Cuivre et le Titane chute d'un peu plus d'un ordre de grandeur lorsque les atomes passent de 100 μm à 10 μm. En outre, les temps de vie sont plus grands devant le Titane que devant le Cuivre de résistivité moins élevée. Au-delà de 10 μm de la surface l'effet du Silicium sur le retournement de spin est négligeable. Les ajustements ont été réalisés à partir des calculs de C. Henkel *et al.* [29] et sont en bon accord avec les mesures. Les calculs pour différentes fréquences de retournement de spins (et d'épaisseur de peau) représentent assez bien les résultats expérimentaux également.

À des distances de la surface plus petites que 10 μm, les temps de vie chutent brutalement. Ce comportement est attribué aux forces de Casimir-Polder qui commencent à devenir importantes. Les forces attractives de Casimir-Polder dues à la surface déforment le potentiel de piégeage créant une perte pour le nuage (voir figure 1.6).

1.1.3.b Couche mince

En 2004, Y.-J. Lin *et al.* [25] (groupe de V. Vuletić) ont mesuré le temps de vie d'un nuage thermique de ^{87}Rb refroidi à 1 μK piégé dans l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$ au-dessus d'un conducteur de Cuivre d'épaisseur 2,15(20) μm et de largeur 10 μm. Le conducteur était recouvert d'une succession de couches de Titane (40 nm), de Palladium (50 nm)

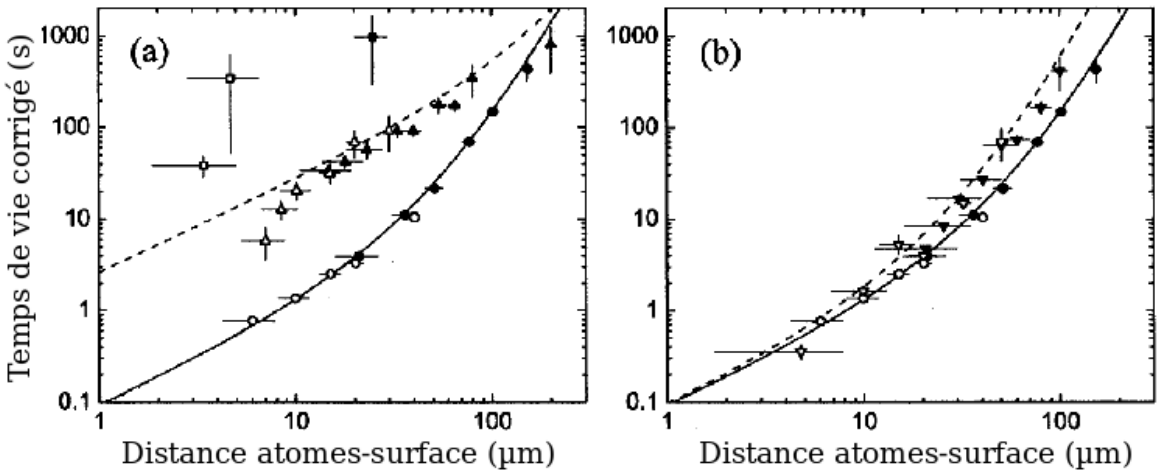

Fig. 1.5 : *Temps de vie au voisinage des différentes surfaces après soustraction des pertes dues aux collisions avec le gaz résiduel et des pertes à trois corps. (a) Effet de la résistivité du matériau : Cuivre (•), Titane (▲) et Silicium (■) à une fréquence de fond du piège de 1,80 MHz. Les symboles creux △ et pleins ▲ représentent les mesures effectuées avec des condensats et des nuages thermiques respectivement. La courbe en trait continu (traits interrompus) indique les temps de vie prédits pour le Cuivre (Titane) à partir des calculs de [29]. (b) Effet de la fréquence de fond du piège près du Cuivre : $\nu = 1,8$ MHz (•) et $\nu = 6,24$ MHz (▼). La courbe en trait continu (traits interrompus) présente les temps de vie calculés pour $\nu = 1,8$ MHz ($\nu = 6,24$ MHz). Source : [27].*

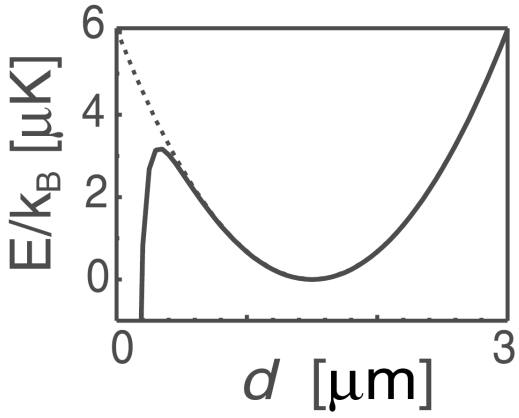

Fig. 1.6 : *Exemple de déformation du potentiel magnétique par la force de Casimir-Polder (source : [25]). Courbe en trait plein : potentiel déformé. Courbe en pointillés : potentiel en l'absence des forces de van der Waals. Cette figure ne correspond pas aux conditions expérimentales de D.M. Harber et al. mais traduit qualitativement l'effet de la force attractive due à la surface.*

et d'Or (100 nm). Une mesure a également été effectuée au voisinage d'un diélectrique (1 μm de Si_3N_4). Le fond du piège était fixé à $B_0 = 0,57\ G$. La fréquence RF de transition du sous-niveau Zeeman $|m_{F'} = 2\rangle$ au sous-niveau $|m_F = 1\rangle$ correspondante est de $\nu_{RF} = (m_{F'} g_{F'} - m_F g_F)\mu_B B_0/h = 400$ kHz. À cette fréquence de transition, l'épaisseur de peau du Cuivre est de $\delta = 103$ μm, c'est-à-dire bien plus grande que l'épaisseur du film de Cuivre. La variation du temps de vie présentée sur la figure 1.7a montre un accroissement brutal du taux de retournement de spins pour des distances inférieures à 10 μm au voisinage du Cuivre. Pour des distances supérieures à 10 μm, le taux de retournement de spin tend vers la limite des collisions avec le gaz résiduel (ligne en traits interrompus). La ligne en pointillés représente le temps de vie limité seulement par le rayonnement thermique de la surface corroborant l'idée que nous avions déjà avancée de pertes dominées par le bruit de Johnson-Nyquist.

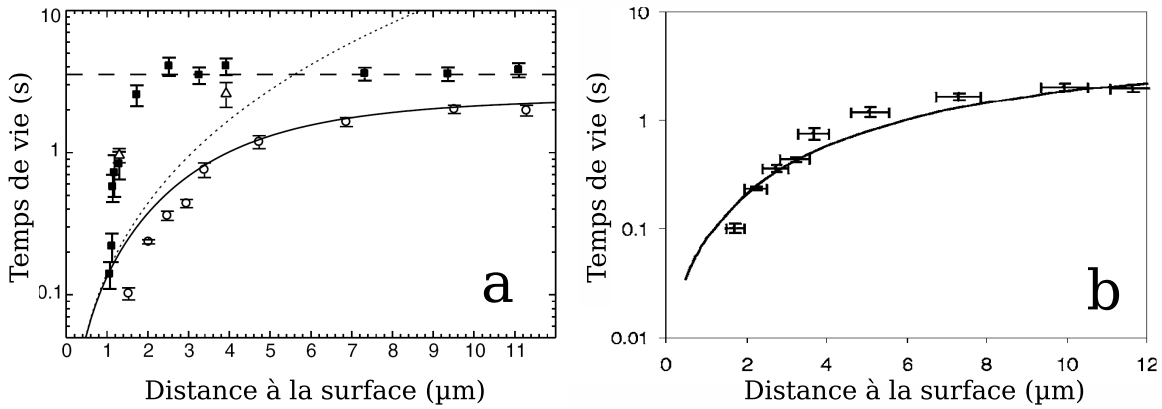

Fig. 1.7 : *Temps de vie en fonction de la distance à la puce (a) en face d'un diélectrique (■) et d'un métal (○) pour un nuage thermique à 1 μK. La fréquence de retournement de spin est de 400 kHz. La courbe en trait continu correspond à une estimation à partir des calculs de C. Henkel et al. [62] pour le Cuivre. La courbe en pointillés traduit l'effet seul du rayonnement thermique de la surface en Cuivre. La droite horizontale en trait interrompu est le temps de vie limité par les collisions avec le gaz résiduel. Les triangles correspondent aux mesures effectuées avec un condensat pur au-dessus du diélectrique. (b) Mêmes données pour le temps de vie en face du film de Cuivre mais ajustées cette fois par les simulations de E.A. Hinds et al. [32]. Les deux courbes proviennent de [25] et [32].*

La figure 1.7a présente également en trait continu l'ajustement obtenu à partir des simulations de C. Henkel *et al.* ([29] et [62]) sommant de manière incohérente les contributions des fluctuations de courants dans le métal. Celles-ci ne tenaient pas encore compte de l'effet de la surface sur la transmission des champs comme expliqué au paragraphe 1.1.2.a. Ceci explique l'écart d'un facteur 2-3 avec les données expérimentales aux faibles distances. Depuis, le soin particulier apporté au rôle de la surface dans l'écrantage des champs [62] a permis d'ajuster la courbe expérimentale avec plus de précision.

La simulation obtenue grâce au théorème fluctuation-dissipation appliqué au champ magnétique par le groupe de E.A. Hinds [32] est présentée sur la figure 1.7b. Elle

correspond à la dernière ligne de l'équation 1.41. La simulation prenant en compte une surface infinie, les temps de vie calculés sont légèrement plus faibles que dans l'expérience de Y.-J. Lin *et al.* où le film ne fait que 10 μm de large. On retrouve néanmoins un très bon accord aux faibles distances lorsque cet effet devient négligeable.

Au voisinage du diélectrique, le temps de vie est fortement réduit en dessous de 2,5 μm à cause d'une adsorption sur la paroi des atomes attirés par la force de Casimir-Polder. Y.-J. Lin *et al.* [25] donnent une explication détaillée de ce phénomène.

1.1.3.c Fil cylindrique

Le groupe de E.A. Hinds a mesuré le temps de vie d'un nuage ultra-froid d'atomes de ^{87}Rb à différentes distances d'un fil cylindrique de 500 μm de diamètre [28]. Le fil est constitué d'un cœur de Cuivre de rayon 185 μm entouré d'une gaine de 55 μm d'Aluminium le tout enveloppé dans une couche de 10 μm de céramique. La fréquence de retournement de spin est de 560 kHz et la température de l'enceinte est 300 K. La courbe obtenue (figure 1.8) présente une diminution drastique du temps de vie avec la distance à la surface.

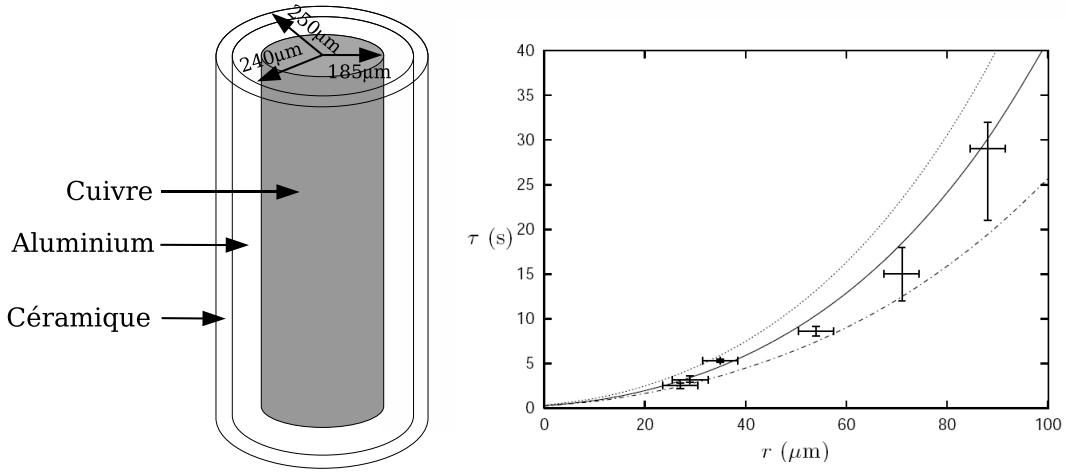

Fig. 1.8 : *Temps de vie des atomes en fonction de la distance à la surface. Courbe en pointillés : Temps de vie calculé par [31] pour une fréquence de 560 kHz à une température de 300 K dans le cas de la géométrie cylindrique présentée à gauche. Courbe en trait continu : même calcul à 380 K. Courbe en traits mixtes : temps de vie calculé avec un échantillon plan en Aluminium à 380 K (utilisant les résultats de [29]). Croix : temps de vie mesurés dans l'article [28].*

La courbe en pointillés correspond à la simulation réalisée par P.K. Rekdal *et al.*, du groupe de E.A. Hinds, en 2004 [31] prenant rigoureusement en compte la géométrie du fil dans l'évaluation du tenseur de Green. Cette évaluation ajuste convenablement les données expérimentales lorsque la température du fil n'est plus fixée à 300 K mais à 380 K (courbe en trait continu). Cette température plus élevée est compatible avec l'échauffement du fil au passage du courant.

L'ajustement en traits mixtes correspond aux simulations de C. Henkel (1999) du temps de vie au voisinage d'une surface plane en Aluminium [29]. L'écart avec les points expérimentaux est dû à la différence de géométrie (cylindre au lieu d'un plan). On remarque d'ailleurs qu'à de faibles distances, là où pour les atomes la surface est quasi-plane, l'accort entre simulation et mesure est correct. En tout cas, ceci nous amène à la conclusion que les retournements de spins sont réduits en présence d'un fil cylindrique par rapport à une surface plane.

Le temps de vie mesuré ici n'est pas limité par un éventuel courant RF résiduel dans le fil dont le champ varierait en $1/r$ aboutissant à un temps de vie proportionnel à r^2 [63]. S. Scheel *et al.* ont vérifié que le temps de vie ne vérifiait pas du tout cette dépendance [28].

1.1.4 Conclusion sur le retournement de spin

Le retournement de spin dans un piège magnétique au voisinage d'une puce est dû au bruit magnétique créé par les fluctuations thermiques de courants dans la surface métallique. En utilisant le théorème fluctuation-dissipation, le calcul du bruit peut se ramener à une évaluation de la dissipation dans la couche conductrice. Il est alors possible de montrer que le bruit dépend de l'épaisseur de peau du métal, de la distance des atomes à la puce et de l'épaisseur du métal. Il est également fonction de la géométrie du conducteur. Les fils cylindriques présentent en effet moins de pertes que les surfaces planes.

Les calculs du taux de pertes ajustent de manière très satisfaisante les mesures expérimentales, quelle que soit la configuration de puce retenue. Il est alors possible de montrer que les plus longs temps de vie peuvent être obtenus, dans le cas d'une couche mince, lorsque l'épaisseur de peau du métal est très grande ou très petite devant le produit $\sqrt{hd}$, avec h l'épaisseur de métal et d la distance du piège à la puce.

1.1.5 Décohérence dans les puces à atomes

Le contrôle précis de la position des atomes dans une puce à atomes rend cette technologie très attractive pour l'implémentation d'algorithmes d'information quantique. La réalisation de portes quantiques nécessite cependant un long temps de cohérence pour les superpositions d'états de type $\alpha\,|0\rangle + \beta\,|1\rangle$. La présence d'une paroi peut avoir, comme nous venons de le voir, un effet catastrophique sur l'état interne des atomes. Il est donc légitime de se demander si la décohérence induite par le bruit de champ magnétique proche est aussi dramatique que les pertes atomiques dans le piège [51]. Nous traiterons deux types de qubits dans lesquels la décohérence a été étudiée : dans le premier cas, les états $|0\rangle$ et $|1\rangle$ seront représentés par deux niveaux hyperfins d'un atome tandis que dans le deuxième cas ils seront codés par la position d'un atome dans l'un des deux minima d'un double puits.

La décohérence d'une superposition d'états $\alpha\,|0\rangle + \beta\,|1\rangle$ a été mesurée expérimentalement par Ph. Treutlein *et al.* [14] avec $|0\rangle \equiv |F = 1, m_F = -1\rangle$ et $|1\rangle \equiv |F = 2, m_F = 1\rangle$

deux niveaux hyperfins de l'état fondamental $^5S_{1/2}$ du ^{87}Rb. Ces deux niveaux ont l'avantage considérable d'avoir la même variation Zeeman au premier ordre en présence d'un champ $B_0 \sim 3,23$ G. En fixant le fond du piège à cette valeur, les variations de la fréquence de transition ν_{10} sont réduites lorsque l'atome se déplace autour du centre du piège.

Les champs magnétiques de piégeage sont créés par des fils en or (50 μm×7 μm) recouverts d'une couche d'époxy de 34 μm et d'un film de 250 nm d'Argent.

Le piège, de fréquences 50, 350 et 410 Hz, situé à 9 μm de la surface, contient environ 1,5.10^4 atomes refroidis à 0,6 μK. Les atomes dans l'état $|1\rangle$ sont détectés par imagerie d'absorption à l'aide d'un laser accordé sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F =' 3\rangle$. Une fois ces atomes éjectés hors du piège, les atomes dans l'état $|0\rangle$ sont pompés optiquement dans le niveau $|F = 2, m_F = 2\rangle$ et imagés à l'aide du laser précédent.

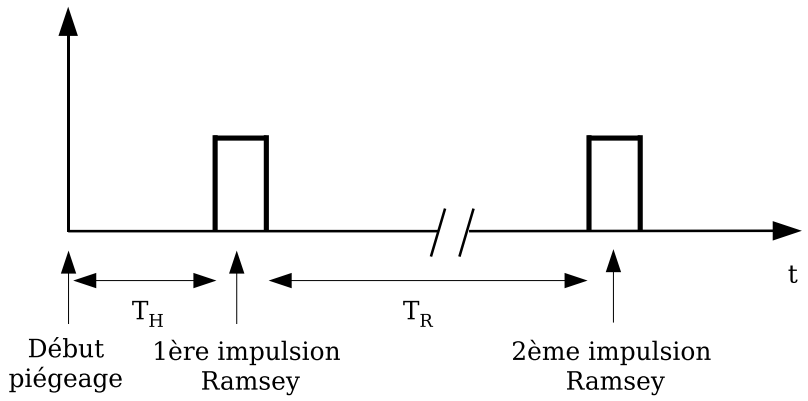

Fig. 1.9 : *Séquence de l'interférométrie Ramsey utilisée par Ph. Treutlein et al.*

Le couplage entre les deux niveaux est assuré par une transition à deux photons RF-micro-ondes. La décohérence est mesurée par spectroscopie Ramsey. Après un temps de piégeage préliminaire T_H, une impulsion Ramsey $\pi/2$ est appliquée au nuage atomique qui se retrouve ainsi dans une superposition des deux états $|0\rangle$ et $|1\rangle$. Après une période T_R d'évolution libre de l'atome, une deuxième impulsion $\pi/2$ est envoyée sur les atomes et leur état est mesuré (voir figure 1.9). La figure 1.10 présente les franges de Ramsey observées en faisant varier T_R, tout en gardant le désaccord $\Delta_R = \nu_{mw} + \nu_{RF} - \nu_{10}$ constant et petit devant la fréquence de transition ($\Delta_R = 6,4$ Hz$\ll \nu_{10} \simeq 6,8$ GHz). Le temps de cohérence τ_c mesuré est de 2,8±1,6 s à une distance de la puce de 9 μm. Il est aussi possible de réaliser des oscillations de Ramsey à durée T_R fixe en faisant varier le désaccord Δ_R.

Ph. Treutlein *et al.* ont mesuré le temps de décohérence en fonction de la distance à la puce (d variant de 5 à 130 μm) pour deux durées différentes, $T_R = 50$ ms et $T_R = 1$ s, en faisant varier le désaccord Δ_R. Dans la limite de résolution du dispositif expérimental, aucune différence entre les deux signaux de franges n'est observée.

La décohérence est principalement due aux fines différences entre les décalages Zeeman des deux niveaux ainsi qu'au décalage de ν_{10} causé par les collisions. τ_c dépend donc de la température T et de la densité n du nuage. Un soin tout particulier a été

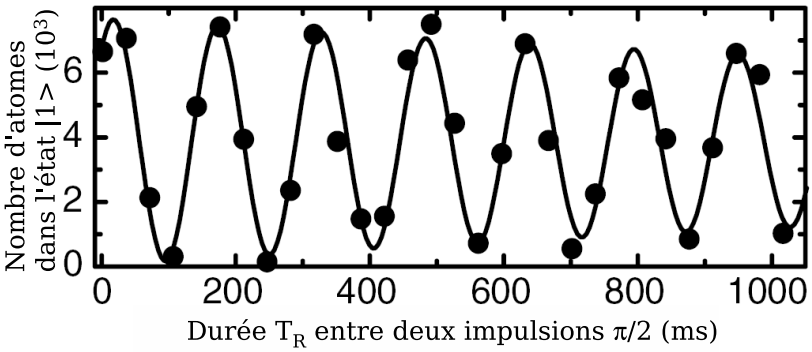

Fig. 1.10 : *Spectroscopie Ramsey de la transition $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ à une distance de la puce de 9 μm. La courbe est ajustée par un sinus amorti exponentiellement aboutissant sur un temps de cohérence $\tau_c = 2,8 \pm 1,6$ s. Chaque point correspond à une séquence expérimentale. Source : [14].*

pris pour garder ces deux paramètres constants pour toutes les distances à la puce.

Pour des distances inférieures à 5 μm les pertes atomiques par retournement de spin deviennent trop importantes et empêchent d'étendre la durée T_R à 1 s.

Encouragés par ces résultats prometteurs sur le temps de cohérence, le groupe de J. Reichel a mesuré la stabilité de ν_{10} au cours du temps. La variance d'Allan de $\delta\nu/\nu_{10}$ en fonction du temps d'intégration τ est ainsi tracée et ajustée par $\sigma(\tau) = 1,7.10^{-11}\tau^{-1/2}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour les petites valeurs de τ. Des améliorations techniques devraient permettre de stabiliser la fréquence dans les $10^{-13}\tau^{-1/2}/\sqrt{\text{Hz}}$. Cette précision n'atteint pas celle des horloges à fontaine atomique mais un tel dispositif a l'avantage d'être compact et transportable. L'équipe de J. Reichel est ainsi en train de développer une horloge sur puce à l'Observatoire de Paris.

Retenons pour conclure ce paragraphe qu'en se plaçant à un champ $B_0 \sim 3,23$ G la superposition d'états $|F = 1, m_F = -1\rangle$ et $|F = 2, m_F = 1\rangle$ est extrêmement robuste et les effets de décohérence engendrés par la surface sont négligeables.

Évoquons maintenant le cas de la décohérence dans une superposition d'états localisés spatialement en deux endroits différents, typiquement dans les deux minima d'un double puits situés à une même distance de la surface ([62], [51], [64]). R. Fermani *et al.* [64] ont calculé théoriquement la décohérence de l'état $|\psi\rangle = 1/\sqrt{2}(|0,1\rangle + |1,0\rangle)$ dans le cas où l'effet tunnel était gelé. Les pertes de cohérence considérées sont dues au retournement du spin des atomes vers un autre niveau hyperfin piégeant sous l'effet du bruit du champ magnétique venant de la surface[6]. Dans le cas du ^{87}Rb plus parti-

[6]Une autre source de décohérence qui n'est pas considérée ici est la variation relative des fonds des deux puits. Les énergies relatives des deux nuages, et donc leur déphasage, fluctuent avec le bruit magnétique. Ces variations peuvent être dues à des bruits techniques et seront sûrement dominantes dans les expériences.

culièrement, seul le retournement de spin $|2,2\rangle \rightarrow |2,1\rangle$ est pris en considération. Si le potentiel est suffisamment confinant, le niveau $|2,1\rangle$ est encore un niveau piégeant. Les transitions vers les niveaux inférieurs sont ignorées car les atomes sont alors perdus.

Lorsque le piège est relâché, une interférence entre les composantes sur chaque site de la fonction d'onde est réalisée. S'il y a eu transition vers l'état $|2,1\rangle$ dans un des deux sites, le terme d'interférence est nul.

Pour suivre l'évolution de l'intrication de la fonction d'onde entre les deux sites, R. Fermani *et al.* ont calculé la relaxation de l'élément non-diagonal de la matrice densité de l'atome piégé. Dans le cas d'une surface métallique planaire, cet élément non-diagonal s'écrit dans la limite où la distance l entre les deux sites est très petite devant la distance à la puce d :

$$\rho_{12}(t) = 1 - \frac{5\alpha^2 l^2}{48 d^2}\left(1 - e^{-\Gamma_{12} t}\right) + O(l^4) \tag{1.43}$$

où $\Gamma_{12} = (\Gamma_1 + \Gamma_2)/2$ avec Γ_i le taux de retournement de spin dans le puits i. α est un facteur géométrique ($\alpha = 1$ pour les couches épaisses et $\alpha = 3$ pour les couches minces). Cette évolution de l'intrication est donnée à $T = 0$. Pour tenir compte de l'effet de la température, il faut multiplier cette fonction de cohérence spatiale ainsi que Γ_{12} par le facteur $(\overline{n}_{th} + 1)$ comme dans l'équation 1.41. La relaxation du terme diagonal est trois fois plus rapide dans le cas d'une couche mince que dans le cas d'une couche épaisse.

Pour des temps petits devant le temps de relaxation $\tau = \Gamma_{12}^{-1}$, l'expression précédente se développe de la manière suivante :

$$|\varrho_{12}(t) - \varrho_{12}(0)| \sim \frac{5\alpha l^2}{48 d^2}\left(\frac{t}{\tau}\right) + O(t^2) \tag{1.44}$$

avec $\varrho_{12}(0) = 1$. Le taux de relaxation du terme diagonal est directement relié au taux de retournement de spin. Ce résultat montre qu'il est possible de faire varier le temps de cohérence en jouant sur la distance à la puce ainsi que sur l'écart spatial entre les deux sites.

Pour des distances intersites l plus grandes, une analyse numérique est nécessaire. R. Fermani *et al.* ont suivi l'évolution de la distance $l_{1/2}$, distance où la cohérence spatiale a été réduite de moitié par rapport à sa valeur initiale, en fonction des autres longueurs caractéristiques.

- Pour des épaisseurs de peau δ plus petites que la distance atome-surface, $l_{1/2}$ chute rapidement lorsque l'épaisseur de l'échantillon h augmente jusqu'à ce que $h \sim \delta$. À partir de cette épaisseur, $l_{1/2}$ est constante et de l'ordre de δ.
- Si δ est plus grande que la distance atome-surface, la cohérence spatiale est à peu près constante pour toutes les épaisseurs de l'échantillon plus petites que l'épaisseur de peau. Pour des épaisseurs d'échantillon plus importantes, $l_{1/2}$ converge vers la distance atome-surface.

Nous voyons encore une fois apparaître l'importance des trois longueurs h, d et δ définissant les différents régimes de décohérence spatiale. Dans la plupart des expériences

de puces à atomes, $\delta > d$. δ varie en effet autour de 100 μm pour les conducteurs courants (Cu, Al) à température ambiante et à 500 kHz, tandis que les atomes sont manipulés à quelques dizaines de μm de la surface métallique. Dans ce cas $l_{1/2}$ varie peu avec l'épaisseur h de la couche métallique tant que h est inférieure à δ. Au-delà (couches épaisses), $l_{1/2} \sim d$.

Le calcul précédent montre en tout cas la possibilité de diminuer le taux de décohérence en faisant varier les différentes longueurs caractéristiques du problème. Cette propriété est importante dans le cas de la conception de structures où la cohérence spatiale est utilisée pour coder quantiquement de l'information.

1.2 Retournement de spin au voisinage d'un supraconducteur

Les études précédentes ont montré que le bruit magnétique pouvait être diminué en utilisant des métaux dont l'épaisseur de peau est très grande ou très petite devant le produit $\sqrt{hd}$. C'est pour cette raison que les regards se sont tournés vers les supraconducteurs offrant la possibilité de travailler avec des épaisseurs de peau beaucoup plus petites que les métaux normaux.

La réponse électromagnétique d'un supraconducteur est plus compliquée que celle d'un métal mais dans le cadre de la réponse linéaire on peut lui associer une conductivité complexe, à la différence d'un métal où la conductivité est purement réelle à basse fréquence (modèle de Drude). La partie réelle de la conductivité dans le supraconducteur traduit la dissipation dans le milieu et on peut lui associer une longueur caractéristique analogue à l'épaisseur de peau ($\delta^2 = 2/\mu_0\omega\sigma$). Nous verrons par la suite que cette épaisseur de peau n'est pas une longueur pertinente dans un supraconducteur mais nous la gardons pour l'instant comme modèle très basique pour appréhender ces matériaux.

Si l'on réduit le supraconducteur à sa partie dissipative comme le suggèrent J.A. Sidles *el al.* [56] ou comme l'ont fait S. Scheel *et al.* en guise d'estimation [32], les résultats décrits dans le paragraphe précédent sont directement transposables. Les mesures de susceptibilité magnétique dans un échantillon de Niobium ultrapur à 4 K effectuées par S. Casalbuoni *et al.* [65] pour des fréquences inférieures à 1 MHz aboutissent à des épaisseurs de peau de 1-2 μm. Par ailleurs le fait de placer la surface à 4 K permet de multiplier le facteur $1/(\overline{n}_{th}+1)$ de l'équation 1.41 par 75 en comparaison avec une puce à 300 K. Au final, S. Scheel *et al.* estiment des temps de vie autour de 10^3s. Toutefois cette faible épaisseur de peau peut se révéler désavantageuse dans le cas de manipulations d'atomes à quelques microns de la surface, ce qui est le cas quand on veut travailler avec des petites structures de piégeage.

Cette approche est cependant insatisfaisante car le comportement électromagnétique d'un supraconducteur ne peut se résumer à la partie réelle de sa conductivité. Il convient ainsi d'étudier plus en détail la susceptibilité magnétique du supraconducteur pour avoir une idée du champ magnétique à son voisinage. Dans une première partie, je rappelerai les caractéristiques importantes d'un supraconducteur et les principales théories de la supraconductivité. Une fois ces éléments mis en place, j'aborderai les calculs récents concernant le retournement de spin au voisinage d'une puce supraconductrice. J'essaierai enfin de montrer comment l'existence d'un autre phénomène, la dissipation due aux vortex, peut influencer le temps de vie des atomes. À notre connaissance, ce dernier effet n'a pas encore été pris en considération dans les simulations de retournement de spins.

1.2.1 Généralités sur les supraconducteurs

Le présent paragraphe a pour but de décrire les principales théories de la supraconduction et de mettre en place les éléments dont nous aurons besoin dans les prochains chapitres pour comprendre l'effet de la surface supraconductrice sur les atomes piégés magnétiquement en son voisinage. Il ne s'agit en aucun cas d'une présentation exhaustive et parfois les phénomènes seront traités plus qualitativement que quantitativement. Une théorie plus complète est présentée dans les ouvrages [66] et [67]. Le premier chapitre de [68] est également une très bonne synthèse de l'approche thermodynamique de la supraconductivité. La section II de [34] présente les principaux modèles microscopiques de la supraconductivité.

1.2.1.a Phénomènes généraux, longueur de London et longueur de cohérence

La supraconductivité a été observée pour la première fois en 1911 par K. Onnes qui étudiait alors les propriétés de résistivité du Mercure à basse température. En dessous d'une température critique T_c de 4,25 K, le Mercure présente une résistivité nulle (à fréquence nulle). Ce phénomène a par la suite été découvert dans de nombreux matériaux avec des températures critiques différentes. Au-dessus de cette température critique, le matériau n'est plus supraconducteur, il est dans une phase normale présentant une résistivité d.c. bien plus élevée que dans la phase supraconductrice ($\rho_s/\rho_n \ll 10^{-15}$). Une conséquence directe de l'absence de résistivité dans un supraconducteur est la possibilité d'existence de courants persistants avec une durée de vie de 10^5 ans. Tout au long du XX$^{\text{e}}$siècle, de nouveaux matériaux supraconducteurs ont été découverts avec des températures critiques plus élevées. Citons par exemple MgB_2 où $T_c = 39$ K, ou encore l'alliage haute T_c $YBa_2Cu_3O_7$ dont la température critique vaut 92 K. Le Niobium, que nous utilisons dans notre expérience, a une température critique $T_c = 9,2$ K.

Une autre caractéristique surprenante des supraconducteurs mise en évidence par W. Meissner et R. Ochsenfeld en 1933 est leur diamagnétisme parfait : si un matériau supraconducteur est placé dans un champ magnétique extérieur, il expulse ces lignes de champ de manière à annuler le champ magnétique en son sein. On pourrait alors penser à un effet inductif. Si l'on fait varier la température de l'échantillon au-dessus et en dessous de T_c à champ magnétique extérieur constant, le matériau expulse les lignes de champ lorsqu'il passe sous la température critique ; l'écrantage n'est donc pas inductif. Ce comportement, appelé effet Meissner, est par ailleurs un phénomène statique (à fréquence nulle).

K. Onnes a également mis en évidence en 1914 l'existence d'un champ magnétique critique au-delà duquel le matériau transite dans la phase normale. Si le champ magnétique externe est trop important, la création de courants pour l'écranter est trop coûteuse en énergie et le matériau ne reste plus supraconducteur. La dépendance du champ magnétique critique B_c en température est de la forme :

$$B_c = B_{c0}\left(1 - \frac{T^2}{T_c^2}\right) \tag{1.45}$$

avec des valeurs typiques du champ critique à température nulle entre 0,01 et 0,1 T. La thermodynamique de la transition est très bien expliquée dans la référence [67].

Le premier modèle phénoménologique de l'effet Meissner a été apportée en 1935 par les frères London en supposant une relation linéaire entre la densité de courant $\boldsymbol{j}_s$ écrantant le champ magnétique et le potentiel vecteur $\boldsymbol{A}$:

$$\boldsymbol{j}_s = -n_s\frac{e^2}{m}\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}) \tag{1.46}$$

où n_s est le nombre d'électrons par unité de volume participant à la supraconductivité, m la masse de l'électron et e la charge élémentaire. Lorsque cette relation est introduite dans l'équation de Maxwell-Ampère, on en déduit :

$$\triangle\, \boldsymbol{B} = \frac{\mu_0 n_s e^2}{m}\boldsymbol{B} \tag{1.47}$$

dont la solution à une dimension s'écrit :

$$\boldsymbol{B}(x) = \boldsymbol{B}_0 e^{-x/\lambda_L} \quad \text{avec :} \quad \tfrac{1}{\lambda_L^2} = \tfrac{\mu_0 n_s e^2}{m} \tag{1.48}$$

La longueur λ_L est appelée longueur de London. Il s'agit donc de la profondeur de pénétration du champ magnétique dans le supraconducteur. Sa valeur typique est de 1000 Å, grande devant l'échelle atomique.

Un deuxième modèle de l'effet Meissner dans le cas d'une réponse non locale est due à A. Pippard en 1953. La densité de courant d'écrantage résulte cette fois des contributions des potentiels vecteurs sommés sur une région de longueur caractéristique ξ, appelée longueur de cohérence :

$$\boldsymbol{j}_s(\boldsymbol{r}) = -\frac{3n_s e^2}{4\pi\xi_0 m}\int \frac{\boldsymbol{R}\cdot[\boldsymbol{R}\cdot\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r'})]}{R^4}e^{-R/\xi}d\boldsymbol{r'} \quad \boldsymbol{R} = \boldsymbol{r} - \boldsymbol{r'} \tag{1.49}$$

où ξ_0 est la longueur de cohérence dans un supraconducteur pur. ξ est en effet fonction de la pureté du supraconducteur. Si l est le libre parcours moyen des électrons dans le matériau :

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l} \tag{1.50}$$

Nous en donnerons une interprétation physique microscopique ultérieurement. Son ordre de grandeur varie entre 10 et 1000 Åen fonction de la pureté du matériau.

1.2.1.b Les théories de la supraconductivité

Nous allons maintenant aborder les différentes théories qui ont émergé au cours du XXème siècle pour expliquer la supraconductivité. Avec la relation de London est apparu le modèle à deux fluides très similaire à ce qui a pu se faire dans le domaine des superfluides. Cette représentation de la supraconduction est assez limitée et nous serons amenés à présenter la théorie microscopique BCS (du nom des physiciens J. Bardeen, L.N. Cooper et J.R. Schrieffer à son origine), le modèle d'Eliashberg incluant à la théorie BCS l'effet des impuretés et des phonons et enfin la théorie phénoménologique de Ginzburg-Landau. Ces outils nous permettront d'aborder les effets sur le retournement de spin de la présence d'un supraconducteur.

Le modèle à deux fluides

Proposé par F. et H. London [69] ce modèle suppose l'existence de deux types de porteurs de charges : des électrons « supraconducteurs » et des électrons « normaux ». Aux premiers, indicés dorénavant par s, on associe une densité de courant non dissipatif $\boldsymbol{j}_s$ qui vérifie d'après l'équation 1.46 :

$$\frac{\partial \boldsymbol{j}_s}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2(T)} \boldsymbol{E} \tag{1.51}$$

Le deuxième type d'électrons, indicé par n, correspond à un courant $\boldsymbol{j}_n$ dissipatif obéissant à la loi d'Ohm :

$$\boldsymbol{j}_n = \sigma_n(T) \boldsymbol{E} \tag{1.52}$$

Si $n_i(T)$ est la densité d'électrons dans la phase i (où $i = s, n$) à la température T, alors $n_s(T) + n_n(T) = n_0$: les électrons de conduction du métal se répartissent entre la phase supraconductrice et la phase normale. Si la température du métal est supérieure à T_c on a évidemment $n_0 = n_n$, il n'y a plus d'électrons supraconducteurs. À température nulle : $n_s(0) = n_0$, cette fois tous les électrons sont dans la phase supraconductrice. Entre $T = 0$ et $T = T_c$, une estimation correcte de l'évolution de la densité d'électrons normaux est donnée par l'expression de Gorter-Casimir [70] :

$$n_n(T) = (T/T_c)^4 n_0 \tag{1.53}$$

Si l'on considère un champ électrique oscillant en $\exp(-i\omega t)$, le courant créé dans le supraconducteur par ce champ s'écrit :

$$\boldsymbol{j} = \boldsymbol{j}_n + \boldsymbol{j}_s = \left(\sigma_n(T) + \frac{i}{\omega \mu_0 \lambda_L^2(T)} \right) \boldsymbol{E} = \sigma(\omega, T) \boldsymbol{E} \tag{1.54}$$

En introduisant une épaisseur de peau $\delta(T) = \sqrt{2/\mu_0 \omega \sigma_n(T)}$ associée aux charges normales, on obtient la forme suivante de la conductivité :

$$\sigma(\omega, T) = \sigma'(\omega, T) + i\sigma''(\omega, T) = \frac{1}{\omega \mu_0} \left(\frac{2}{\delta^2(T)} + \frac{i}{\lambda_L^2(T)} \right) \tag{1.55}$$

C'est l'analogue d'un circuit RC en parallèle. Cette expression de la conductivité porte le nom de conductivité optique même si nous l'utiliserons dans la suite dans le régime des radiofréquences. Dans le cas du modèle à deux fluides, chacun de ces deux termes est proportionnel à la densité d'électrons normaux et supraconducteurs qui y contribuent :

$$\lambda_L^2(T) = \frac{m}{\mu_0 n_s(T) e^2} \qquad \sigma_n(T) = \frac{2}{\omega \mu_0 \delta^2(T)} = \frac{n_n(T)}{n_0}\sigma_n(T_c) \tag{1.56}$$

où σ est la conductivité du métal normal. Les dépendances en température de σ_n et de λ_L sont donc données par l'expression de Gorter-Casimir 1.53.

La théorie BCS

Le modèle à deux fluides a permis d'expliquer de façon phénoménologique la plupart des phénomènes observés dans les supraconducteurs. Il lui manque toutefois un fondement microscopique que la théorie BCS a réussi à apporter en 1957 [71]. Encore une fois, nous ne ferons que souligner les éléments essentiels de la théorie afin de donner les éléments nécessaires à la compréhension des calculs de temps de vie au voisinage d'un supraconducteur. Une introduction à la théorie BCS est également présentée dans l'article [34] par exemple.

La théorie BCS repose sur l'idée que deux électrons proches de la mer de Fermi peuvent s'attirer par l'intermédiaire des phonons du réseau comme l'avait compris H. Frölich [72]. L.N. Cooper a posé la première pierre de la théorie en décrivant l'instabilité de la mer de Fermi en présence d'un potentiel attractif entre les électrons [73]. Il se forme alors des paires d'électrons liés, appelées paires de Cooper, qui sont à la base de la supraconductivité.

Suivant cette idée, J. Bardeen, L.N. Cooper et J.R. Schrieffer ont élaboré leur théorie en ne considérant qu'une interaction attractive de symétrie onde s, c'est-à-dire couplant seulement des quasi-particules de spins et impulsions opposés. L'Hamiltonien correspondant prend la forme suivante :

$$H_{BCS} = \sum_{\boldsymbol{k},\sigma} \xi_{\boldsymbol{k}} a^\dagger_{\boldsymbol{k}\sigma} a_{\boldsymbol{k}\sigma} - V \sum_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k'}} a^\dagger_{\boldsymbol{k}\uparrow} a^\dagger_{-\boldsymbol{k}\downarrow} a_{-\boldsymbol{k'}\downarrow} a_{\boldsymbol{k'}\uparrow} \tag{1.57}$$

avec $a^\dagger_{\boldsymbol{k}\sigma}$ l'opérateur champ de création d'un électron d'impulsion $\boldsymbol{k}$ et de spin σ et $\xi_{\boldsymbol{k}}$ l'énergie cinétique d'un électron (dont la référence est prise à l'énergie de Fermi E_F). V est le potentiel d'attraction ($V > 0$ pour être dans la configuration d'attraction). Comme les interactions passent par le réseau, il faut que celui-ci puisse répondre aux excitations électroniques : toutes les énergies sont supposées petites devant l'énergie de Debye[7] $\hbar\omega_D$. Les deux sommes doivent donc être bornées à des états électroniques d'énergie inférieure à $\hbar\omega_D$.

[7] π/ω_D est l'ordre de grandeur du temps mis par une onde acoustique pour parcourir la distance interatomique. L'énergie de Debye traduit donc la limite supérieure de l'énergie des excitations auxquelles le réseau cristallin peut répondre.

Grâce à cette interaction énergétiquement favorable, des électrons proches de la surface de Fermi peuvent s'apparier deux à deux pour créer une paire de Cooper. On peut introduire l'opérateur : $b^\dagger_{\boldsymbol{k}} = a^\dagger_{\boldsymbol{k}\uparrow} a^\dagger_{-\boldsymbol{k}\downarrow}$ traduisant la formation d'une telle paire.

BCS ont proposé le fondamental suivant pour l'Hamiltonien 1.57 :

$$|\psi_{BCS}\rangle = \bigotimes_{\boldsymbol{k}} (u_{\boldsymbol{k}} + v_{\boldsymbol{k}} b^\dagger_{\boldsymbol{k}}) |0\rangle \tag{1.58}$$

avec $|u_{\boldsymbol{k}}|^2 + |v_{\boldsymbol{k}}|^2 = 1$. Là encore le produit est sous-entendu sur les états d'énergie inférieure à $\hbar\omega_D$. $v_{\boldsymbol{k}}$ est l'amplitude de probabilité de trouver deux particules appariées et $u_{\boldsymbol{k}}$ l'amplitude complémentaire d'obtenir l'état $|0\rangle$.

Pour obtenir les valeurs de $u_{\boldsymbol{k}}$ et $v_{\boldsymbol{k}}$ il faut minimiser la valeur moyenne de l'énergie libre dans le fondamental BCS. Nous nous plaçons dans l'ensemble grand canonique en fixant le potentiel chimique μ et en laissant varier le nombre N d'électrons. À la limite thermodynamique de toute façon, les fluctuations de N sont négligeables devant sa valeur moyenne. La quantité à minimiser est donc :

$$\langle\psi_{BCS}| H_{BCS} - \mu \sum_{\boldsymbol{k},\sigma} a^\dagger_{\boldsymbol{k},\sigma} a_{\boldsymbol{k},\sigma} |\psi_{BCS}\rangle \tag{1.59}$$

On en déduit les valeurs suivantes de u_k et v_k :

$$|u_{\boldsymbol{k}}|^2 = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\epsilon_{\boldsymbol{k}}}{E_{\boldsymbol{k}}}\right) \tag{1.60}$$

$$|v_{\boldsymbol{k}}|^2 = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\epsilon_{\boldsymbol{k}}}{E_{\boldsymbol{k}}}\right) \tag{1.61}$$

avec :

$$\epsilon_{\boldsymbol{k}} = \xi_{\boldsymbol{k}} - \mu,$$
$$E_{\boldsymbol{k}} = \sqrt{\epsilon^2_{\boldsymbol{k}} + \Delta^2},$$
$$\Delta = V \sum_{\boldsymbol{k}} u_{\boldsymbol{k}} v_{\boldsymbol{k}}.$$

Il apparaît donc un paramètre Δ appelé « *gap* » du supraconducteur qui est, comme nous allons le voir, un paramètre essentiel de la supraconductivité. Dans le cas du Nb par exemple, $\Delta = 1,4$ meV. D'après ce qui précède, la probabilité d'avoir formation d'une paire de Cooper d'impulsions $+\boldsymbol{k}/-\boldsymbol{k}$ est égale à :

$$|v_{\boldsymbol{k}}|^2 = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\epsilon_{\boldsymbol{k}}}{(\epsilon^2_{\boldsymbol{k}} + \Delta^2)^{1/2}}\right) \tag{1.62}$$

À température nulle, hypothèse implicite puisque nous n'avons considéré que le fondamental de l'Hamiltonien BCS, on s'attendrait à une distribution en échelon des électrons : occupation complète de la mer de Fermi et densité de probabilité nulle pour les niveaux d'énergie supérieure à E_F . Or, l'équation 1.62 présente au contraire une redistribution des densités de peuplement sur une épaisseur Δ autour de la surface de

Fermi (voir figure 1.11) : il est possible, à $T = 0$, que des électrons aient une énergie cinétique supérieure à l'énergie de Fermi. Cette redistribution est thermodynamiquement favorable grâce à la perte en énergie due à l'appariement.

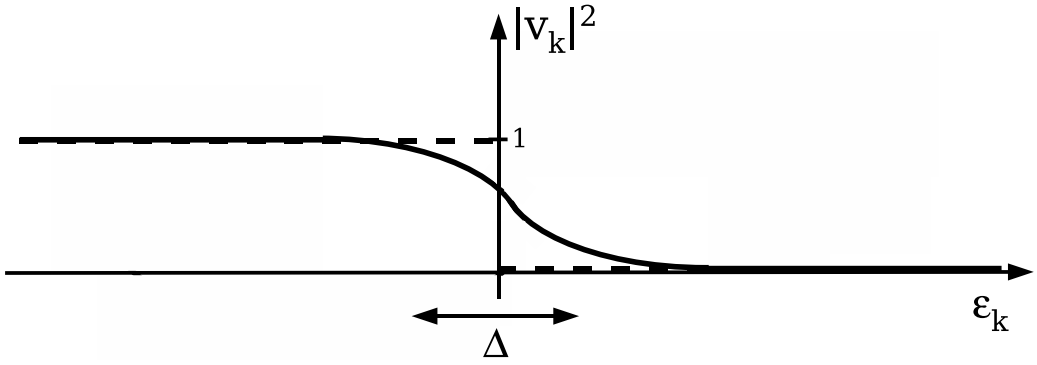

Fig. 1.11 : *Distribution de la densité de peuplement électronique en fonction de ϵ_k. Ligne continue : cas d'un supraconducteur. Ligne en traits interrompus : cas d'un métal normal à $T = 0$. On retrouve dans ce dernier cas la distribution en échelon de Fermi-Dirac à température nulle.*

En revenant dans l'espace réel, on peut exprimer la fonction d'onde spatiale d'une paire d'électrons appariés et déduire une distance caractéristique de variation de cette fonction d'onde. On identifie alors cette longueur à la longueur de cohérence ξ introduite dans le modèle de Pippard.

Pour étudier les propriétés de conduction des supraconducteurs, il faut se pencher sur les excitations permises par le Hamiltonien BCS (et donc se placer à température non nulle). Il est nécessaire de diagonaliser cet Hamiltonien BCS, ce qui peut être fait en effectuant le changement d'opérateurs suivant (transformation de Bogolubov-Valatin [74], [75], [76]) :

$$\begin{aligned} \gamma^\dagger_{\boldsymbol{k}\uparrow} &= u_{\boldsymbol{k}} a^\dagger_{\boldsymbol{k}\uparrow} - v_{\boldsymbol{k}} a_{-\boldsymbol{k}\downarrow} \\ \gamma^\dagger_{-\boldsymbol{k}\downarrow} &= u_{\boldsymbol{k}} a^\dagger_{-\boldsymbol{k}\downarrow} + v_{\boldsymbol{k}} a_{\boldsymbol{k}\uparrow} \end{aligned} \tag{1.63}$$

Ces opérateurs $\gamma^\dagger_{\boldsymbol{k}\uparrow}$ et $\gamma^\dagger_{-\boldsymbol{k}\downarrow}$ appliqués au fondamental BCS créent des états excités fermioniques valeurs propres de l'Hamiltonien BCS. Ces quasi-particules sont des combinaisons linéaires des opérateurs champs créateurs d'électrons et de $u_{\boldsymbol{k}}$,$v_{\boldsymbol{k}}$. On peut montrer que l'énergie d'excitation de ces quasi-particules est $E_{\boldsymbol{k}}$. D'après la définition de $E_{\boldsymbol{k}}$ (équation 1.62), il est impossible d'avoir $E_{\boldsymbol{k}} < \Delta$. Ce « *gap* » prend alors toute sa signification puisqu'il représente un saut entre l'énergie du fondamental et l'énergie minimale de la première excitation, à la différence d'un métal normal où $\Delta = 0$. Ceci a un effet immédiat sur la densité d'états des excitations :

$$N(E) = \begin{cases} N_n(0)\dfrac{E}{E^2 - \Delta^2}, & E \geq \Delta, \\ 0, & E < \Delta. \end{cases} \tag{1.64}$$

$N_n(0)$ est la densité d'états du métal normal correspondant, à l'énergie de Fermi (la référence des énergies est prise à E_F). La densité d'états du supraconducteur présente une discontinuité en Δ (voir figure 1.12).

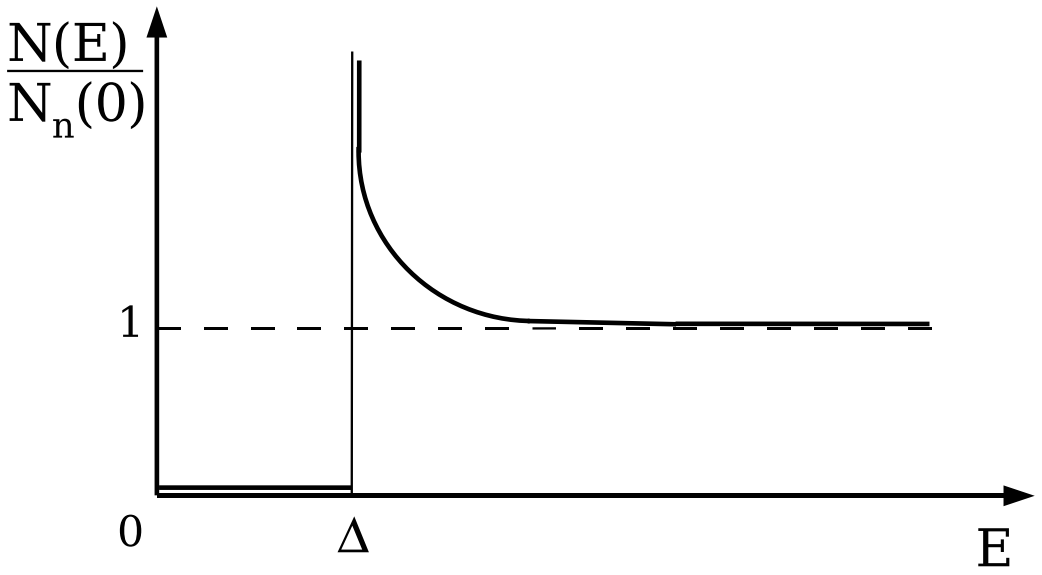

Fig. 1.12 : *Densité d'états d'un supraconducteur normalisée à la densité d'états à l'énergie de Fermi d'un métal normal. La référence des énergies est fixée à l'énergie de Fermi E_F.*

À température nulle, la seule manière de déposer de l'énergie dans le supraconducteur est de casser une paire de Cooper. Il faut donc exciter le supraconducteur avec un rayonnement de fréquence supérieure à $2\Delta/h$.

Si la température n'est pas nulle par contre, il peut y avoir des quasi-particules excitées au-dessus de Δ puisque la densité d'états est très grande juste au-dessus de cette énergie. L'absorption d'un photon d'énergie $\hbar\omega$ d'un état d'énergie $E > \Delta$ vers un état d'énergie $\Delta + \hbar\omega$ est donc possible. On s'attend ainsi à un mécanisme dissipatif conduisant à une partie réelle non nulle de la conductivité.

La probabilité de transition de l'état E vers un état d'énergie $E + \hbar\omega$ dépend de la probabilité d'occupation de l'état de départ et de non-occupation de l'état d'arrivée. Toutes deux font intervenir les densités d'états en E et en $E + \hbar\omega$. Pour obtenir la réponse du supraconducteur à l'excitation $\hbar\omega$ il faut sommer les probabilités de transition $E \rightarrow E + \hbar\omega$ sur toutes les énergies E supérieures à Δ. À cause de la divergence de la densité d'états en Δ (équation 1.64), la partie réelle de la conductivité s'écrit : $\sigma'(\omega) \sim \sigma_n ln(2\Delta/\omega)$. On remarque alors un accroissement de la conductivité par rapport à celle du métal normal σ_n.

En résumé, si l'on se place à des fréquences inférieures à $2\Delta/h$, la partie réelle de la conductivité varie avec la température de la manière suivante :

- Aux basses températures, il y a peu d'excitations et σ' est quasiment nulle.
- À $T = T_c$, le métal est normal et $\sigma' = \sigma_n$.

– Entre les deux, on note un maximum de σ' supérieur à σ_n. Ce pic, observé par L.C. Hebel et C.P. Schlichter [77] en RMN, est un des succès de la théorie BCS car il n'était pas prédit par le modèle à deux fluides. Ce résultat de la théorie BCS a été confirmé par le calcul de la conductivité optique d'un supraconducteur réalisé par D.C. Mattis et J. Bardeen [78] dans la limite où les impuretés réduisent la longueur de cohérence en dessous de la longueur de London.

La figure 1.13 présente la dépendance en température et en fréquence de la partie réelle de la conductivité calculée à partir de l'expression de Mattis-Bardeen. Le pic apparaît clairement pour des fréquences $\hbar\omega/2\Delta(0) < 0,1$.

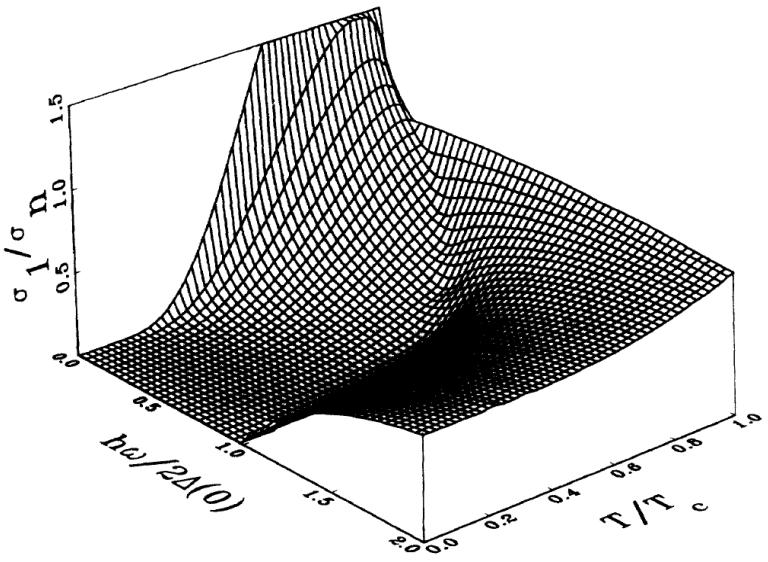

Fig. 1.13 : *Dépendance en température et en fréquence de la partie réelle de la conductivité $\sigma_1(T,\omega)$ normalisée à la conductivité du métal normal évaluée à partir de l'expression de Mattis-Bardeen. Le pic d'Hebel-Schlichter apparaît aux basses fréquences : $\hbar\omega/2\Delta(0) < 0,1$. Source : [79].*

La théorie BCS a également permis de retrouver l'effet Meissner et de donner une définition non phénoménologique à la longueur de London :

$$\lambda_L^2 = \frac{m}{\mu_0 n_S(T) e^2} \tag{1.65}$$

où $n_S(T)$ est la densité d'électrons participant à la supraconductivité. La loi de variation de λ_L en fonction de la température, obtenue avec la théorie BCS, est la suivante :

$$\lambda_L \propto \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-1/2} \tag{1.66}$$

Le comportement idéal que nous venons de décrire ignore le retard dans l'interaction entre deux électrons d'une paire de Cooper, conduisant à l'élargissement de leurs

niveaux d'énergie. Cet effet est pris en compte dans le modèle d'Eliashberg, qui est un prolongement de la théorie BCS, que nous ne décrirons pas. Ce modèle est synthétiquement abordé dans la référence [34]. La divergence de la densité d'états à Δ se retrouve atténuée et le pic d'Hebel-Schlichter n'est plus aussi marqué.

Les diffusions élastiques des quasi-particules par les impuretés du cristal atténuent également la divergence de la densité d'états et réduisent le pic d'Hebel-Schlichter.

Le modèle de Ginzburg-Landau

Parallèlement à l'approche BCS, Ginzburg et Landau ont développé une description phénoménologique de la supraconductivité. L'idée centrale de cette théorie est l'existence dans un supraconducteur d'un paramètre d'ordre $\psi(\boldsymbol{r})$ non nul dont les symétries sont au plus celles du matériau. Ce paramètre d'ordre est un nombre complexe dont le carré du module représente la densité locale d'électrons supraconducteurs $n_s(\boldsymbol{r})$: $\psi(\boldsymbol{r}) = \sqrt{n_s(\boldsymbol{r})}e^{i\varphi}$. ψ s'annule lorsque l'échantillon est dans l'état normal. L'approche de Ginzburg-Landau peut être rigoureusement déduite de la théorie microscopique dans la limite $(T_c - T) \ll T_c$. Le paramètre d'ordre est proportionnel au *gap* Δ. Près de la température critique, en présence d'un champ magnétique $\boldsymbol{b} = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{a}$ (les minuscules traduisent un champ magnétique et un potentiel vecteur locaux), on peut développer la densité d'énergie libre F du supraconducteur selon la forme [80] :

$$F = F_0 + \alpha(T)|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{8m^\star}\left|\left(\frac{\hbar}{i}\boldsymbol{\nabla} + 2e\boldsymbol{a}\right)\psi\right|^2 + \frac{1}{2\mu_0}\boldsymbol{b}^2 \tag{1.67}$$

avec F_0 la densité d'énergie libre dans l'état normal. α et β sont des paramètres caractéristiques du matériau et $m^\star$ la masse effective d'une paire de Cooper. Près de la température critique, $\alpha(t_r = T/T_c) = -C(1 - t_r) \leq 0$ et $\beta = D > 0$ où C et D sont des constantes. Les termes en $|\psi|^2$ et $|\psi|^4$ représentent l'énergie de condensation des électrons tandis que le 4$^{\text{e}}$terme correspond à l'énergie cinétique. Le dernier terme est quant à lui l'énergie du champ magnétique. Cette expression maintenant classique met en évidence le gain énergétique pour les électrons lorsqu'ils se condensent.

Si l'on place l'échantillon dans un champ magnétique externe B_0, le paramètre thermodynamique pertinent pour caractériser l'état du supraconducteur à l'équilibre est l'enthalpie libre magnétique G qui est minimale :

$$G = \int d^3\boldsymbol{r}\left(F - \frac{1}{\mu_0}\boldsymbol{b}.\boldsymbol{B_0}\right) \tag{1.68}$$

Un calcul variationnel au voisinage de ce minimum par rapport à n_s et $\boldsymbol{a}$ permet de déduire les relations de Ginzburg-Landau [68] :

$$\sqrt{n_s} - \frac{n_s}{n_{s0}}\sqrt{n_s} + \xi^2 \left[\Delta\sqrt{n_s} - \sqrt{n_s}\left(\boldsymbol{\nabla}\varphi + \frac{2e}{\hbar}\boldsymbol{a} \right)^2 \right] = 0, \tag{1.69}$$

$$\boldsymbol{j}_s = -en_s\boldsymbol{v}_s = -\frac{1}{\mu_0\lambda_L^2}\left(\frac{\hbar}{2e}\boldsymbol{\nabla}\varphi + \boldsymbol{a} \right)\frac{n_s}{n_{s0}}, \tag{1.70}$$

$$\text{avec } \xi = \sqrt{\frac{\hbar^2}{8m\,|\alpha|}} \text{ et } \lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 e^2 n_{s0}}}$$

où $\boldsymbol{j}_s$ et v_s représentent respectivement le courant et la vitesse des électrons supraconducteurs. n_{s0} est la densité d'électrons supraconducteurs en l'absence de champs magnétiques et de courants : $n_{s0} = -\alpha/\beta$. Ces deux équations sont particulièrement intéressantes car elles donnent la distribution de la densité des électrons supraconducteurs et la densité de courant supraconducteur respectivement. De ces deux expressions ressortent les deux longueurs caractéristiques ξ et λ_L que nous avons déjà évoquées dans les paragraphes précédents. ξ traduit la longueur de variation de n_s tandis que λ_L, la longueur de London, représente la longueur de variation de $\boldsymbol{j}_s$. Cette longueur intervient dans l'écrantage du champ magnétique par les courants supraconducteurs. On peut s'en convaincre en prenant le rotationnel de l'équation 1.70 qui nous amène à l'équation de London [68] :

$$\boldsymbol{b} + \boldsymbol{\nabla} \times \left(\frac{\mu_0\lambda_L^2 n_{s0}\boldsymbol{j}_s}{n_s} \right) = 0 \tag{1.71}$$

À ces deux équations de Ginzburg-Landau il faut également ajouter l'impossibilité pour les électrons supraconducteurs de sortir du métal. Si $\boldsymbol{n}$ est la normale à la surface de l'échantillon : $\boldsymbol{v}_S.\boldsymbol{n} = 0$.

L'énergie de condensation du supraconducteur est une grandeur caractéristique de l'échantillon, indépendante de la présence de champs magnétiques et de courants. D'après 1.67, la densité d'énergie libre en l'absence de champs et de courants s'écrit $F = F_0 + \alpha n_{s0} + (\beta/2)n_{s0}^2$ avec $n_{s0} = -\alpha/\beta$. La densité d'énergie de condensation s'écrit alors : $F_0 - F = \alpha^2/2\beta$. On peut définir un champ magnétique critique B_c par : $B_c^2/2\mu_0 = \alpha^2/2\beta$. Il s'agit du champ à partir duquel l'énergie magnétique apportée au système est suffisante pour compenser la condensation.

Le comportement du supraconducteur en présence d'un champ magnétique externe B_0 dépend de l'énergie contenue dans une interface parallèle à $\boldsymbol{B}_0$ entre une zone supraconductrice ($b = 0$, $n_S = n_{S0}$) et une zone normale ($b = B_0$, $n_S = 0$) comme présenté sur la figure 1.14. Au niveau d'une telle interface, le champ magnétique pénètre dans le matériau sur une longueur λ_L. L'enthalpie libre magnétique (équation 1.68) est réduite de $\lambda_L B_0^2/2\mu_0$. Il s'agit d'une diminution de l'énergie d'écrantage de l'échantillon. Près de cette région, la densité d'électrons supraconducteurs chute à zéro sur une longueur ξ (« *healing length* ») : la perte énergétique due à l'absence de condensation est de l'ordre de $\xi B_c^2/2\mu_0$.

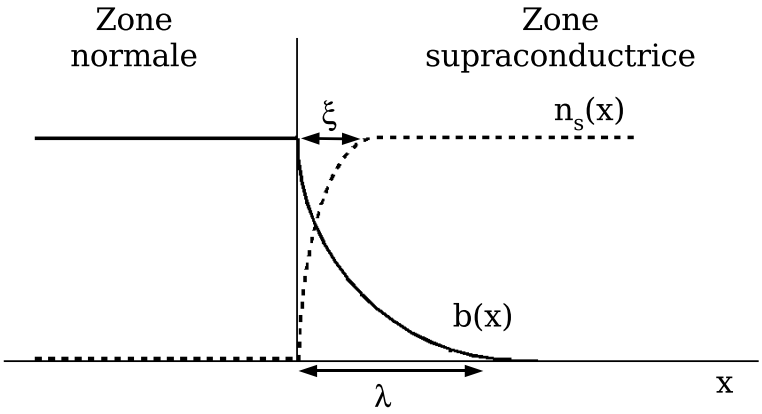

Fig. 1.14 : *Schéma d'une interface entre une zone normale et une zone supraconductrice.*

Dans le cas où $B_0 = B_c$, le gain en énergie dans cette interface due à la pénétration du champ magnétique s'écrit : $(\xi - \lambda_L)B_c^2/2\mu_0$. La pénétration du champ sera ainsi énergétiquement favorable si $\lambda_L > \xi$. La possibilité d'une pénétration partielle est conditionnée par la valeur du paramètre $\kappa = \lambda_L/\xi$ appelé paramètre de Ginzburg-Landau. Dans le cadre de la théorie de Ginzburg-Landau, ce paramètre est indépendant de la température et est une constante du matériau.

Un calcul exact fixe la transition entre les deux régimes à $\kappa = 1/\sqrt{2}$. Si $\kappa < 1/\sqrt{2}$ la pénétration partielle du champ magnétique est défavorable. Le champ est écranté jusqu'à ce que B_0 soit égal à B_c. On parle alors de supraconducteur « de type I ». La plupart des métaux purs appartiennent à cette classe.

En revanche, si $\kappa > 1/\sqrt{2}$, l'apparition de zones normales à un champ inférieur à B_c est possible. Il existe un deuxième champ magnétique critique à partir duquel l'effet Meissner n'est plus total. Le supraconducteur est dit « de type II ». Le diagramme de phase d'un cylindre supraconducteur de type II en champ parallèle est présenté sur la figure 1.15. La plupart des alliages correspondent à ce type mais on y retrouve également quelques métaux purs comme le Niobium que nous utilisons (pour lequel $\kappa \simeq 1,25$). Nous allons maintenant décrire les principales propriétés de ces supraconducteurs.

La géométrie de ces régions normales a été étudiée par A.A. Abrikosov [81] et W.H. Kleiner *et al.* [82] dans la limite $n_S \ll n_{s0}$. Ces zones normales se répartissent selon un réseau de lignes, dites vortex. Le paramètre d'ordre s'annule au centre de ces vortex et se rétablit sur une distance ξ autour de cette ligne. Ces lignes interagissent répulsivement entre elles. Pour une distance intervortex d_{12} grande devant la longueur de London, l'énergie d'interaction entre deux vortex décroît en $(1/\sqrt{d_{12}})\exp(-d_{12}/\lambda_L)$. Pour d_{12} petite devant λ_L, elle diverge en $\ln(\lambda_L/d_{12})$ [67]. Le motif du réseau minimisant l'énergie d'interaction totale est hexagonal (voir figure 1.16).

En prenant l'intégrale de la deuxième équation de Ginzburg-Landau (1.70) le long d'un chemin fermé entourant la ligne de vortex suffisamment loin du cœur pour que $v_s = 0$, on déduit que le flux du champ magnétique ϕ à l'intérieur de ce contour est quantifié : $\phi = n\phi_0$ avec $\phi_0 = \pi\hbar/e$ le quantum de flux. Or le calcul de l'énergie d'une ligne de vortex isolée effectué par [67] indique une dépendance quadratique en ϕ de

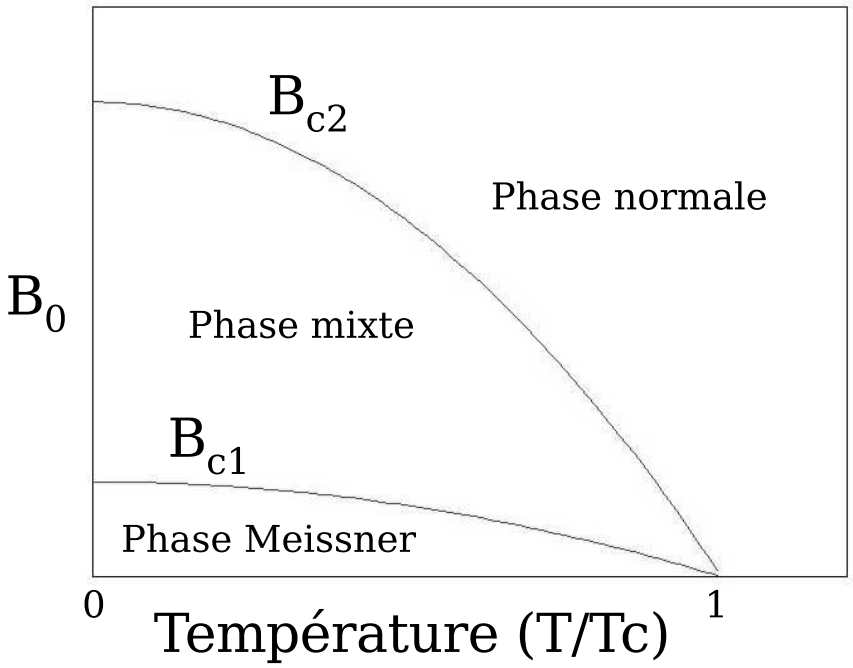

Fig. 1.15 : *Diagramme de phase d'un supraconducteur de type II.*

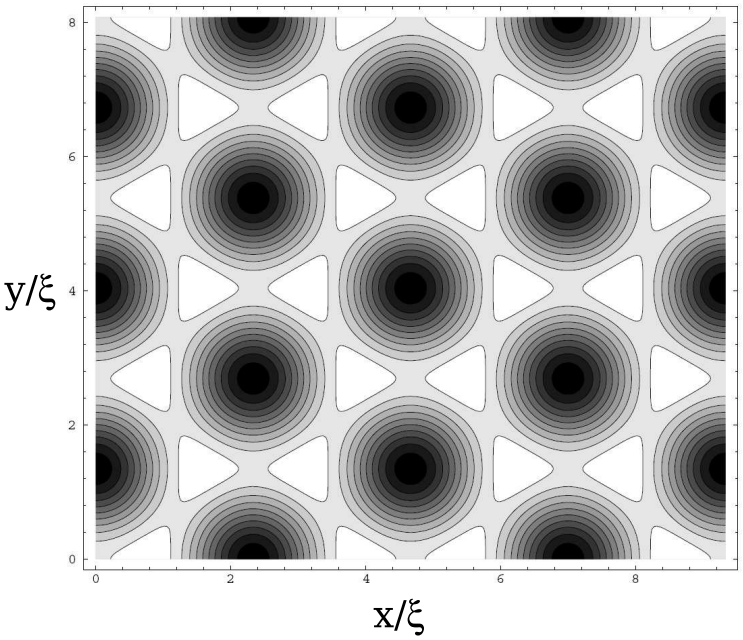

Fig. 1.16 : *Réseau d'Abrikosov des lignes de vortex. Source [68]. Les zones sont d'autant plus sombres que le rapport n_s/n_{s0} est faible.*

cette énergie. Il est donc énergétiquement plus favorable pour le supraconducteur de créer deux lignes de vortex traversées par un flux ϕ_0 que d'en conserver une seule avec un flux $2\phi_0$. Le flux magnétique traversant le vortex est donc fixé à ϕ_0.

L'appartenance d'un supraconducteur à un type ou l'autre est indépendant de sa température mais dépend de ses propriétés intrinsèques. Nous avons en effet vu au paragraphe 1.2.1.a que le paramètre ξ était fonction de la pureté du supraconducteur et variait grandement avec le libre parcours moyen.

> Remarque : L'écrantage du champ magnétique est tributaire de la taille de l'échantillon aussi bien pour un supraconducteur de « type I » que de « type II ». Si l'échantillon est très fin (épaisseur e très petite devant la dimension latérale w) on comprend bien que la courbure des lignes de champs magnétiques est trop coûteuse en énergie et qu'il est préférable de laisser traverser le supraconducteur par le champ. L'état Meissner n'a lieu que pour un champ $B_0 \lesssim B_{c1}e/w$. Pour les dimensions caractéristiques des pistes que nous utilisons dans nos puces à atomes (40 μm de largeur, 1 μm d'épaisseur), le champ magnétique les traverserait même si nous utilisions un supraconducteur de type I comme l'Aluminium. La seule différence entre les deux types de supraconducteurs réside dans la nature de la pénétration partielle : pour un supraconducteur de « type II », cette pénétration ne peut se faire qu'à travers les vortex, fixant le flux qui les traverse à ϕ_0. La pénétration est en revanche plus massive et moins « ordonnée » dans le cas d'un supraconducteur de « type I ».

En résumé, le champ magnétique B_{c1} de la figure 1.15 est le champ pour lequel l'enthalpie libre magnétique de l'échantillon entièrement supraconducteur est égale à l'enthalpie libre magnétique de l'échantillon avec un vortex.

Si l'on augmente le champ magnétique externe, la densité de vortex augmente jusqu'à ce que la distance intervortex soit de l'ordre de ξ. Les valeurs typiques de B_{c1} sont de 0,01-0,1 T tandis que B_{c2} varie entre 0,2 et 100 T. Dans le cas du Nb par exemple, le champ critique B_{c2} vaut 0,4 T à température nulle [83] et 0,14 T à 4,2 K.

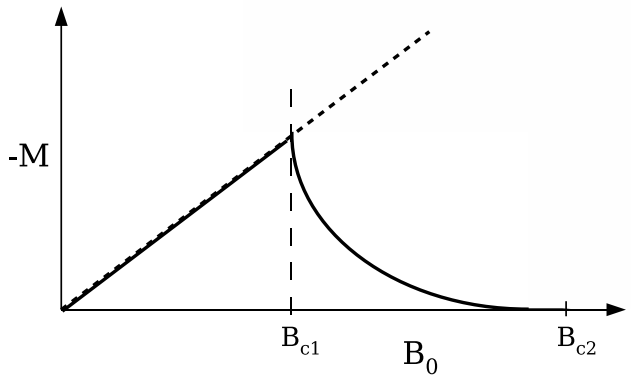

Fig. 1.17 : *Aimantation d'un supraconducteur en fonction du champ magnétique externe B_0.*

Tant que le champ externe B_0 est inférieur au champ B_{c2}, l'induction magnétique H correspondante dans le supraconducteur est plus petite que B_0. La courbe 1.17 représente la densité d'aimantation M dans le supraconducteur en fonction de B_0. Pour des valeurs de B_0 plus faibles que B_{c1} le diamagnétisme est parfait et M croit linéairement avec B_0, c'est la phase Meissner. Dès que B_0 dépasse B_{c1}, le champ pénètre partiellement dans le supraconducteur et on note un écart à la loi de proportionnalité entre M et B_0. La courbe a une pente quasiment verticale pour des valeurs légèrement supérieures à B_{c1}. À cet endroit de la courbe, la densité de vortex est très faible et il est possible de former de nombreux vortex sans être en compétition avec l'énergie d'interaction entre vortex. L'aimantation chute brutalement. Si le champ magnétique croît encore, les interactions intervortex ne sont plus négligeables et la pénétration du champ magnétique dans le supraconducteur n'est plus aussi aisée. Une étude très détaillée de ces interactions est présentée dans la référence [67]. Enfin, l'aimantation s'annule à B_{c2}, champ pour lequel le métal est entièrement dans la phase normale.

Nous venons de présenter brièvement trois théories permettant d'aborder la supraconductivité sous des angles différents. Le modèle à deux fluides, s'il permet d'expliquer la plupart des phénomènes liés à la supraconductivité, est incapable de décrire le pic de la partie réelle de la conductivité du supraconducteur entre $T_c/2$ et T_c. Ce phénomène est par contre bien expliqué dans la théorie BCS. Enfin, nous avons vu que l'approche thermodynamique de Ginzburg-Landau permettait de rendre compte de la pénétration partielle de certains supraconducteurs par un champ magnétique plus faible que le champ critique.

1.2.2 État des calculs actuels du temps de vie au voisinage d'un supraconducteur

Les calculs du temps de vie avec un supraconducteur sont pour l'instant partagés entre deux groupes, celui de E.A Hinds et celui de P.K. Rekdal chacun utilisant un modèle de supraconductivité différent. L'amélioration du temps de vie par rapport à un métal normal varie entre un facteur 10 et un facteur 10^6 en fonction des approches. Le débat est centré autour de l'importance relative de la partie réelle $\sigma'(\omega)$ et de la partie imaginaire $\sigma''(\omega)$ de la conductivité entre 100 kHz et 10 MHz ([84] et [85]).

P.K. Rekdal *et al.* [33] ont estimé le taux de retournement de spin en appliquant le théorème fluctuation-dissipation au champ magnétique comme E.A. Hinds *et al.* l'avaient fait dans le cas du métal normal (voir paragraphe 1.1.2.b). Les calculs ont été effectués pour un échantillon supraconducteur épais dans la limite où $\sigma''(\omega) \gg \sigma'(\omega)$, en champ proche ($\lambda_L \ll d \ll 2\pi/k$). Le taux de retournement de spin peut s'écrire dans le cas d'une transition $|2,2\rangle \rightarrow |2,1\rangle$:

$$\Gamma = \frac{1}{\tau} \simeq \Gamma_0(\overline{n}_{th}+1)\left[1+\frac{27}{64(\omega\mu_0)^{1/2}k^3d^4}\frac{\sigma'}{(\sigma'')^{3/2}}\right] \tag{1.72}$$

où Γ_0 est le taux de retournement dans le vide ($\tau_0 = 1/\Gamma_0 \approx 2.10^{25}$ s), $\overline{n}_{th}$ le nombre moyen de photons thermiques à la fréquence de retournement de spin, k le vecteur

d'onde dans le vide et d la distance à la puce. Dans cette équation, les parties réelle et imaginaire de la conductivité interviennent toutes les deux. La simplification de la conductivité à sa partie dissipative comme le suggérait J.A. Sidles [56] apparaît inadéquate. L'enjeu consiste maintenant à évaluer cette conductivité. En fonction des modèles présentés précédemment on peut s'attendre à des variations importantes du rapport $\sigma'/(\sigma'')^{3/2}$.

1.2.2.a Cas du modèle à deux fluides

Il s'agit du modèle retenu par B.-S.K. Skagerstam *et al.* (groupe de P.K. Rekdal [33]). En utilisant l'expression de la conductivité 1.55, le taux de retournement s'écrit :

$$\Gamma \simeq \Gamma_0(\overline{n}_{th}+1)\left[1+2\left(\frac{3}{4}\right)^3\frac{1}{k^3\delta^2}\frac{\lambda_L^3}{d^4}\right] \tag{1.73}$$

En se plaçant à une distance $d = 50$ μm du supraconducteur à une fréquence de 560 kHz, [33] a tracé le temps de vie d'un atome piégé en fonction de la température de l'échantillon (figure 1.18). La longueur de London est de $\lambda_L(T=0)$ =35 nm et la conductivité à T_c est de 2.10^9 $(\Omega.\mathrm{m})^{-1}$ (valeurs typiques pour le Nb pur). La dépendance en température est obtenue de la relation de Gorter-Casimir 1.53. Sur la même figure est également présenté le temps de vie au voisinage d'une couche épaisse d'Aluminium ($\delta = 16$ μm) à 300 K. Le supraconducteur multiplie le temps de vie par un facteur 10^{10} par rapport au métal à 300 K. L'écart est encore plus creusé pour des températures $T < 0,1T_c$.

B.-S.K. Skagerstam *et al.* attribuent ce gain en particulier à l'écrantage des champs magnétiques créés par les fluctuations de courant à l'intérieur du supraconducteur sur une épaisseur λ_L. Ces résultats surprenants ont été revus à la baisse par U. Hohenester *et al.* avec d'autres valeurs de conductivité [34]. Les temps de vie restent toutefois toujours élevés (atteignant un facteur 10^7 par rapport au métal) dans le cadre de ce modèle.

1.2.2.b Théorie BCS généralisée par la théorie d'Eliashberg

Des simulations récentes [34] utilisant la théorie BCS avec ou sans diffusion par les phonons du réseau (théorie d'Eliashberg) ont été réalisées par le groupe de E.A. Hinds.

Pour la théorie BCS seule, sans interaction avec les phonons, la conductivité utilisée est la conductivité optique de Mattis-Bardeen dans la limite d'un supraconducteur impur [78]. Le supraconducteur considéré est le Niobium (dont la température critique vaut, rappelons-le, $T_c = 9,2$ K, ce qui correspond à $\Delta = 1,4$ meV).

Pour la théorie d'Eliashberg, les simulations ont été menées pour trois taux de diffusion élastique par les impuretés : $\gamma = 1, 10, 100$ meV.

Les variations des parties réelle et imaginaire de la conductivité en fonction de la température à $\omega = 2\pi \times 500$ kHz sont présentées sur la figure 1.19. Dans le modèle à deux fluides, la partie réelle de la conductivité (1.19a) décroît de manière monotone

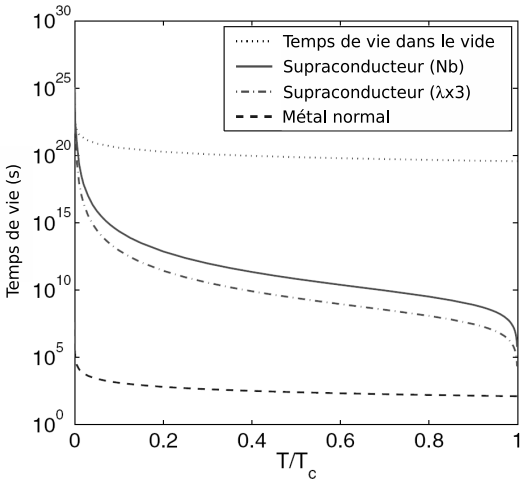

Fig. 1.18 : *Temps de vie d'un atome dans un piège magnétique près d'une couche épaisse supraconductrice (ligne continue) en fonction de la température. La distance atome-puce est de 50 μm et la fréquence de retournement de spin est de 560 kHz. Les autres paramètres sont : $\lambda_L(T=0) = 35$ nm, $T_c = 8,31$ K et la conductivité à T_c est de 2.10^9 $(\Omega.\mathrm{m})^{-1}$. La ligne en traits interrompus est le temps de vie au voisinage d'une couche épaisse de métal normal ($\delta = 115$ μm). La courbe en traits mixtes est obtenue pour un supraconducteur ayant une longueur de London trois fois plus grande que celle du Niobium. La courbe en pointillés représente le temps de vie obtenu en ne considérant que le rayonnement «traditionnel» du corps noir : $\tau_0/(\overline{n}_{th}+1)$ avec $\tau_0 \approx 10^{25}$ s. Source : [33].*

avec température suivant en cela l'évolution de $n_n(T)$ de Gorter-Casimir. Le comportement de σ' est complètement différent dans le cas de la théorie BCS. On observe un pic important entre $T_c/2$ et T_c correspondant au pic d'Hebel-Schlichter. Lorsque l'on s'éloigne de la limite impure avec des taux de diffusions décroissants en utilisant le modèle d'Eliashberg, ce pic est gommé. Plus le taux de diffusions diminue, plus la réponse du supraconducteur tend vers celle du modèle à deux fluides.

Dans le cas de la partie imaginaire de la conductivité, le modèle d'Eliashberg assure aussi la transition entre la théorie BCS et la représentation à deux fluides (figure 1.19b). On comprend bien à partir de ces résultats que le rapport $\sigma'/(\sigma'')^{3/2}$ peut prendre des valeurs très différentes en fonction du modèle et en fonction de la température du supraconducteur. En l'occurrence, à cause du pic d'Hebel-Schlichter, σ'_{BCS} est 10 fois plus important que $\sigma'_{2fluides}$ à $0,8T_c$.

Le temps de vie en fonction de la température du supraconducteur est présenté sur figure 1.20a pour une distance de 10 μm de la surface dans le cas du modèle à deux fluides et de la théorie d'Eliashberg appliquée avec différents taux de diffusions élastiques. Les temps de vie calculés avec la théorie d'Eliashberg sont certes plus faibles que ceux du modèle à deux fluides mais seulement d'un facteur 10. L'influence du taux de diffusion n'est pas remarquable même si les temps de vie les plus importants sont atteints avec $\gamma = 10$ meV. [34] en conclue que la qualité du Niobium n'est pas critique pour le temps de vie.

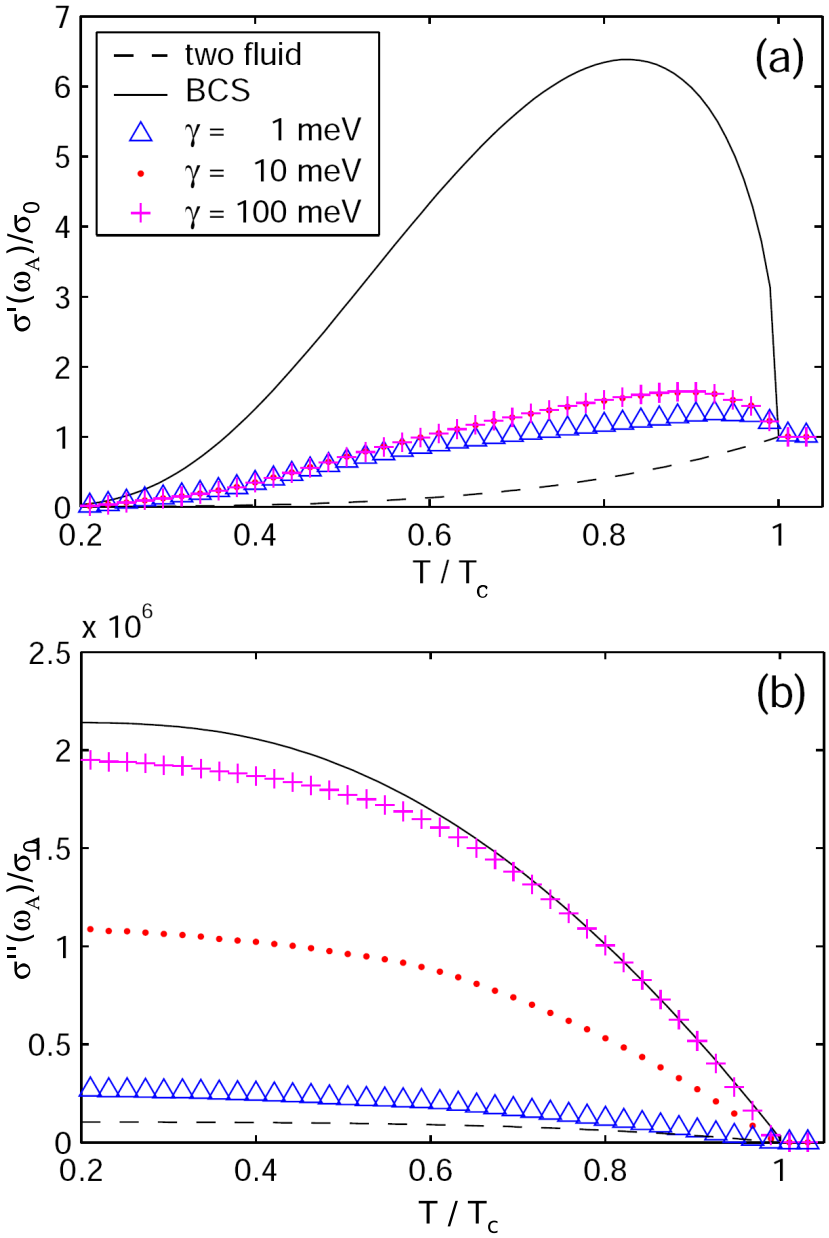

Fig. 1.19 : *Dépendance en température de la partie réelle (a) et imaginaire (b) de la conductivité optique normalisée à la conductivité de l'état normal. La fréquence de retournement de spin $\omega_A/2\pi$ est de 500 kHz et $T_c = 9,2$ K. Les différentes courbes correspondent aux théories utilisées pour tracer la conductivité : modèle à deux fluides avec $\delta_0 = 16$ nm et $\lambda_L(0) = 35$ nm (trait interrompu), BCS (trait plein) et Eliashberg (symboles) pour trois taux de diffusions élastiques. À noter le facteur 10^6 entre les échelles des deux graphes. Source : [34].*

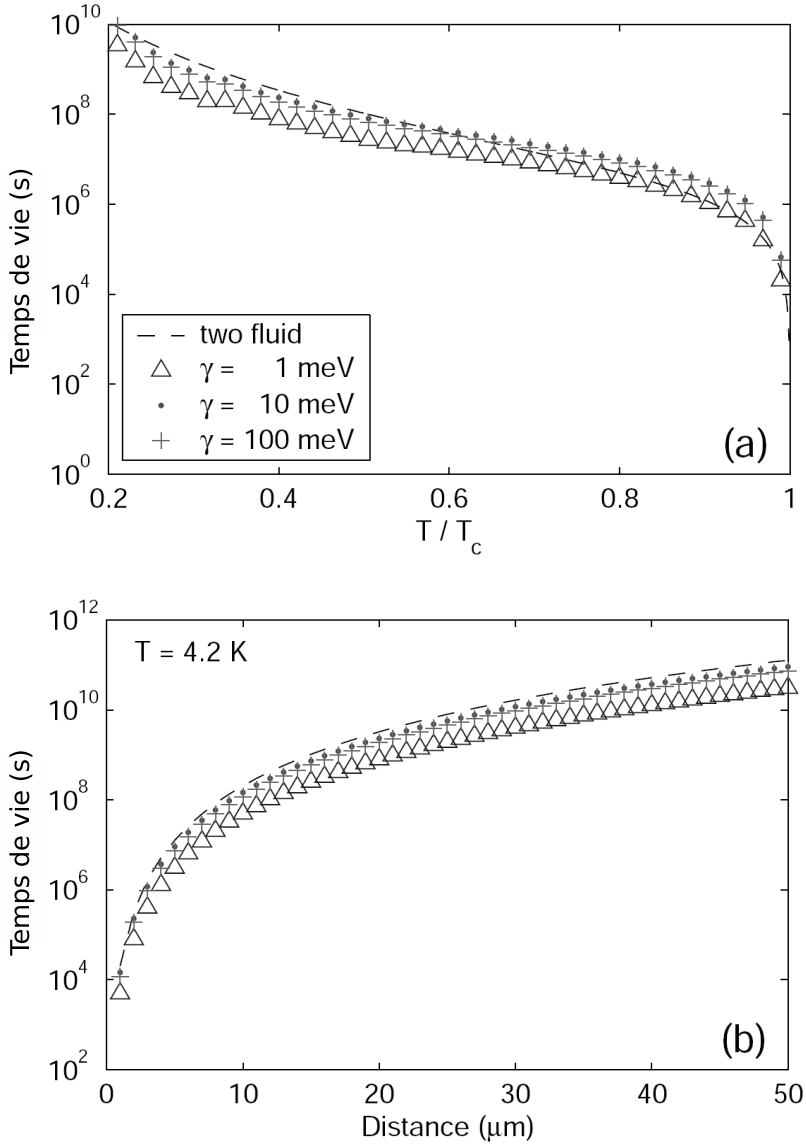

Fig. 1.20 : *Temps de vie d'un atome piégé au voisinage d'une surface supraconductrice en fonction de (a) la température (pour une distance atome-surface de 10 μm) et de (b) la distance à la puce (à T=4,2 K). La fréquence de retournement de spin est toujours fixée à 500 kHz. La courbe en traits interrompus est le modèle à deux fluides où les paramètres δ_0 et $\lambda_L(0)$ sont les mêmes que pour la figure 1.19. Les symboles correspondent aux simulations obtenues avec la théorie d'Eliashberg pour trois taux de diffusions élastiques différents. Source : [34].*

Enfin, la figure 1.20b montre la variation du temps de vie en fonction de la distance estimée dans le cadre des mêmes théories pour une fréquence de retournement de spin de $\omega/2\pi = 500$ kHz à une température de 4,2 K. La dépendance est en d^4 comme l'indique l'équation 1.73. Le temps de vie à une distance atome-surface de 1 μm pour $\gamma = 1$ meV est de l'ordre de 5000 secondes. La surface n'apparaît pas comme facteur limitant. L'utilisation d'un supraconducteur dans une expérience de puce à atomes apparaît donc comme un avantage certain.

1.2.2.c La dissipation dans un supraconducteur de type II

Les études précédentes oublient néanmoins la présence de lignes de vortex dans les supraconducteurs de type II comme le Niobium que nous utilisons. Les lignes de vortex représentant des régions normales au cœur du supraconducteur, il est légitime de se demander si elles n'induisent pas une quelconque dissipation à laquelle les atomes capturés dans un piège magnétique proche pourraient être sensibles.

Les travaux de N. Lütke-Entrup *et al.* sur la dissipation dans un supraconducteur de type II rendent à notre avis le mieux compte de l'ensemble des mesures expérimentales réalisées dans ce domaine. Nous allons donc continuer à garder les notations de [68] dont nous aurons besoin pour décrire cette théorie.

Moyenne spatiale des grandeurs caractéristiques

La plupart des paramètres microscopiques présentés précédemment ($\boldsymbol{j}_s$, $\boldsymbol{v}_s$, $\boldsymbol{b}$) ne sont pas accessibles à l'expérience. Il est donc nécessaire de moyenner ces grandeurs sur des longueurs grandes devant la distance intervortex. Comme [68] nous noterons ces moyennes spatiales par des lettres majuscules : $\boldsymbol{B} = \langle \boldsymbol{b} \rangle$, $\boldsymbol{V}_s = \langle \boldsymbol{v}_s \rangle$ etc. L'état mixte (supraconducteur en présence de vortex) est alors traité comme un milieu continu.

La relation entre l'induction magnétique moyenne $\boldsymbol{B}$ et la densité de vortex n'est pas si transparente en présence d'un courant macroscopique $\boldsymbol{J}_s$. Si l'on prend le rotationnel de la deuxième équation de Ginzburg-Landau (1.70) et que l'on tient compte de la présence des vortex (où $n_s = 0$) on aboutit sur une généralisation de l'équation de London moyennée :

$$\boldsymbol{B} + \boldsymbol{\nabla} \times (\mu_0 \overline{\lambda}^2 \boldsymbol{J}_s) = \boldsymbol{\omega} \tag{1.74}$$

$$\text{avec : } \boldsymbol{\omega} = \langle \phi_0 \sum_{\boldsymbol{R}_i} \boldsymbol{\nu}_i(\boldsymbol{r}) \delta^2(\boldsymbol{R} - \boldsymbol{R}_i) \rangle \overset{def}{=} \phi_0 n_V(\boldsymbol{r}) \boldsymbol{\nu}(\boldsymbol{r}) \tag{1.75}$$

$$\overline{\lambda} = \lambda_L \sqrt{n_{s0}/\langle n_s \rangle} \tag{1.76}$$

La somme porte sur les positions $\boldsymbol{R}_i$ des lignes de vortex. $\boldsymbol{R}_i$ et $\boldsymbol{R}$ sont des vecteurs bidimensionnels. $\boldsymbol{R}$ est le projeté de $\boldsymbol{r}$ sur le plan (xOy) (voir figure 1.21). $\boldsymbol{\nu}_i(\boldsymbol{r})$ est un vecteur normalisé parallèle à l'orientation du i^{e}vortex en $\boldsymbol{r}$. $\boldsymbol{\omega}(\boldsymbol{r})$ est donc un champ vectoriel dont le module est proportionnel à la densité locale à deux dimensions

$n_V(\boldsymbol{r})$ de vortex. Ce module est homogène à un champ magnétique grâce au facteur ϕ_0. L'orientation de $\boldsymbol{\omega}(\boldsymbol{r})$ est l'orientation moyenne des vortex en $\boldsymbol{r}$. Le paramètre $\boldsymbol{\omega}$ caractérise le comportement des vortex et sera au centre de notre étude.

La longueur $\overline{\lambda}$ intervenant ici est une profondeur de London effective. Lorsque $\omega = 0$ (absence de vortex), $\overline{\lambda} = \lambda_L$ et lorsque le champ magnétique s'approche de B_{c2}, $\overline{\lambda} \propto \langle n_s \rangle^{-1/2}$.

Soulignons l'importance de la relation 1.74 indiquant qu'en présence d'un courant $\boldsymbol{J}_s$, le champ magnétique $\boldsymbol{B}$ et le champ de vortex $\boldsymbol{\omega}$ ne sont pas colinéaires.

La résistance *flux-flow*

On peut montrer que la présence d'un courant $\boldsymbol{J}_s$ crée une force $\boldsymbol{F}_L$ de type force de Lorentz sur le réseau de vortex [66] :

$$\boldsymbol{F}_L = \phi_0 \boldsymbol{J}_s \times \boldsymbol{\nu} \tag{1.77}$$

Cette force met en mouvement le réseau de vortex à la vitesse $\boldsymbol{v}_L$, il s'agit du phénomène de *flux-flow* (voir figure 1.21). Ce mouvement est à l'origine d'une force de friction $\boldsymbol{F}_f = -\eta \boldsymbol{v}_L$. On peut associer à ce paramètre de frottement fluide une conductivité *flux-flow* σ_f définie par : $\eta = \phi_0 \sigma_f \omega$. On peut montrer que ce phénomène est associé à l'apparition d'un champ électrique dans le supraconducteur donné par : $\boldsymbol{E} = -\boldsymbol{v}_L \times \boldsymbol{\omega}$.

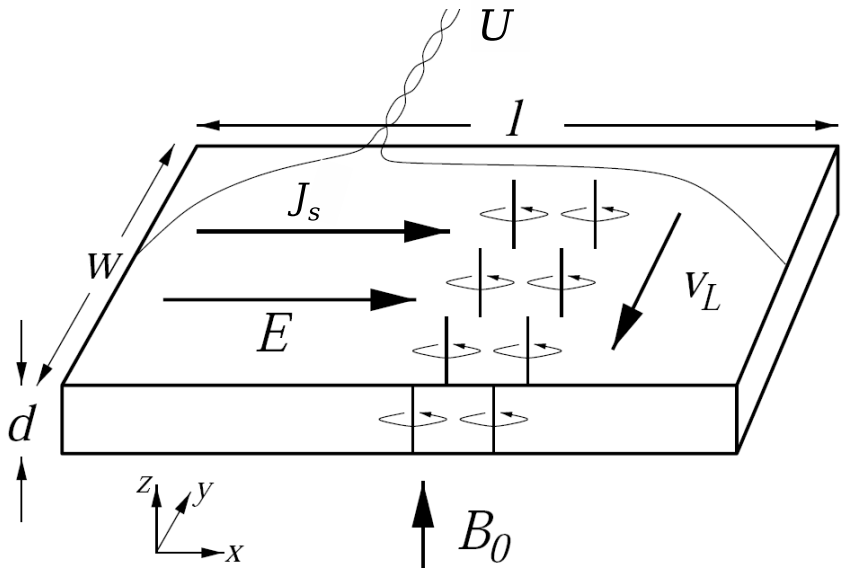

Fig. 1.21 : *Illustration de la mise en mouvement du réseau de vortex en présence d'un courant J_s.*

Comme pour l'effet de peau dans un métal normal, on relie à la conductivité σ_f une longueur δ_f correspondant à la distance de pénétration du champ magnétique dans le supraconducteur ($\delta_f = \sqrt{2/\mu_0 \sigma_f \omega}$). En première approximation la conductivité *flux-flow* varie avec le champ comme : $\sigma_f/\sigma_n \simeq B_{c2}/B$ où σ_n est la conductivité du métal

dans la phase normale juste au-dessus de la température critique. Pour le Niobium par exemple $\sigma_n = 2.10^9$ $(\Omega\text{m})^{-1}$ (ce qui correspond à une épaisseur de peau de 15 μm environ).

Deux mécanismes ont été présentés pour expliquer l'existence d'une telle dissipation : l'approche de Bardeen et Stephen considère le vortex comme un tube de rayon ξ dans une phase normale entouré de supraconducteur. Lorsque le vortex se déplace il y a création autour du tube de courants de Foucault qui traversent le cœur normal au cours du mouvement. Le deuxième mécanisme proposé par Tinkham considère le temps de relaxation non nul du paramètre d'ordre. Le paramètre d'ordre au niveau d'une région parcourue par le vortex relaxe vers 0 induisant une dissipation. Un modèle plus précis de la dissipation *flux-flow* est présenté en référence [68].

La présence d'une phase mixte est donc source de dissipation. Cette dissipation est liée aux mouvements du réseau de vortex. Il reste maintenant à se demander si ce déplacement peut être inhibé en ancrant (*pinning*) les vortex dans le supraconducteur. L'ensemble des mesures effectuées dans ce domaine tend en effet à montrer que le comportement du supraconducteur est résistif dans les hautes fréquences (résistivité *flux-flow*) mais que la profondeur de pénétration ne diverge pas aux faibles fréquences comme δ_f. Elle reste bornée autour de 10 μm.

Cet écart à l'effet de peau *flux-flow* peut se comprendre comme une modification de l'équation de dispersion. Ceci qui peut être vu comme le passage d'une résistivité locale réelle purement dissipative à une résistivité complexe. En ajoutant une force de rappel pour de petits mouvements des vortex, A.M. Campbell a retrouvé une valeur plausible de la longueur de pénétration aux basses fréquences [86]. En d'autres termes, les défauts de volume ralentissent les déplacements de vortex aux basses fréquences ajoutant dans ce domaine une partie imaginaire à la conductivité. Cette partie imaginaire, comme nous l'avons vu dans le modèle à deux fluides, est responsable d'un écrantage non dissipatif du champ magnétique.

Toutefois, cette théorie de l'ancrage des vortex en volume, comme toutes celles qui ont suivi, est incapable de rendre compte du comportement d'un supraconducteur sur une large gamme de fréquences (1 kHz-15 MHz typiquement). S'éloignant de l'image classique d'un réseau de vortex ancré en volume sur les différents réseaux cristallins, N. Lütke-Entrup *et al.* ont adopté le modèle d'un réseau de vortex superfluides dans une boîte aux parois rugueuses. L'ancrage s'effectue alors en surface. Cette approche théorique a parfaitement corroboré l'ensemble des mesures réalisées par ce groupe ainsi que celles obtenues auparavant dans les autres études. Ce modèle constituant un point clé de la compréhension de la dissipation dans le type de supraconducteur que nous utilisons, nous allons nous y arrêter quelques instants.

Réponse linéaire d'un supraconducteur, impédance de surface

Pour caractériser la réponse d'un réseau de vortex en présence de défauts, on peut soumettre l'échantillon à un courant alternatif et mesurer la tension à ses bornes. Comme nous l'avons vu précédemment, le mouvement dissipatif des vortex est à l'origine d'un champ électrique dans le supraconducteur. Cependant, les courants se distri-

buent de manière inhomogène dans l'échantillon et la géométrie de l'expérience n'est pas entièrement contrôlée ; les conditions d'excitation ne sont pas homogènes.

Il est préférable d'injecter l'excitation par un faible champ magnétique alternatif $b_0 \exp(-i\Omega t)$ parallèle à la surface, superposé au champ principal B_0 créant les vortex (voir figure 1.22). b_0 est constante sur toute la surface du supraconducteur et l'excitation est homogène. On mesure alors le champ électrique $E(0)$ à la surface du supraconducteur, ce qui est équivalent au flux magnétique pénétrant dans la surface d'après l'équation de Maxwell-Faraday.

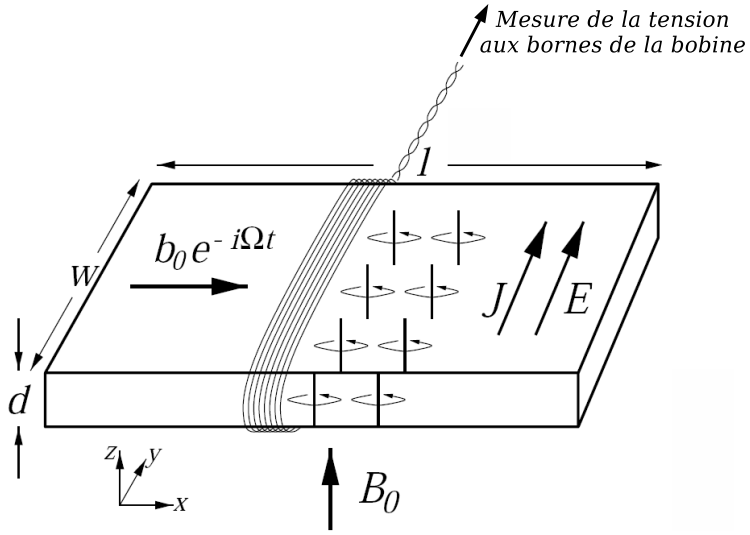

Fig. 1.22 : *Géométrie de la mesure effectuée par N. Lütke-Entrup et al.. Source : [68].*

Dans les deux cas, l'excitation est suffisamment petite pour que l'oscillation du réseau de vortex soit harmonique. La réponse du supraconducteur est linéaire. La deuxième méthode donnant une mesure non ambigüe de la réponse alternative, c'est elle qui a été choisie par N. Lütke-Entrup *et al.*.

L'impédance de surface Z est définie comme le rapport du champ électrique en surface $E(0)$ au module du champ magnétique d'excitation b_0 :

$$Z = \frac{\mu_0 E(0)}{b_0} = -i\mu_0 \Omega \lambda_{ac} \tag{1.78}$$

Pour éviter les confusions avec $\boldsymbol{\omega}$, le champ vectoriel de densité de vortex, nous prendrons la notation Ω pour la fréquence du champ excitateur. On associe à l'impédance de surface une longueur complexe : $\lambda_{ac} = \lambda' + i\lambda''$.

Si le milieu est dans la phase normale, l'impédance de surface prend la forme bien connue :

$$Z_n = -i\mu_0 \Omega \lambda_n, \quad \text{avec} \quad \lambda_n = \frac{\delta_n}{2}(1+i) = \sqrt{\frac{\rho_n}{2\mu_0 \Omega}}(1+i) \tag{1.79}$$

δ_n est la longueur de peau habituelle. La dissipation est caractérisée par la partie imaginaire λ'' de λ_n.

Si l'échantillon est dans l'état Meissner, on a alors : $\lambda_{ac} = \lambda_L$. Il s'agit d'un écrantage du champ magnétique sans dissipation.

Notons toutefois que λ_{ac} ne représente pas nécessairement la profondeur de pénétration du champ magnétique dans le cas général. Elle est seulement reliée au champ électrique en surface. Il s'agit juste d'une notation plus intuitive à manier que l'impédance de surface.

Relation de dispersion de l'état mixte

En l'absence d'ancrage des vortex, le comportement du supraconducteur est ohmique et diamagnétique :

$$\lambda_{ac} = \mu_r \lambda_f, \qquad \lambda_f = \frac{\delta_f}{2}(1+i) = \sqrt{\frac{\rho_f}{2\mu\Omega}}(1+i) \tag{1.80}$$

où μ_r est la perméabilité relative associée au supraconducteur. On a remplacé ρ_n par ρ_f liée au *flux-flow*. Il s'agit maintenant d'étudier l'écart à cette situation idéale lorsque l'on inclue l'effet de la rugosité de la surface. En l'occurrence, il est nécessaire d'obtenir la relation de dispersion dans l'état mixte.

Dans le cas général, la relation de dispersion $k(\Omega)$ est un polynôme de degré $2n$ en k ($k \in \mathbb{N}$) où n est le nombre de modes de pénétration. Par exemple, dans le cas d'un milieu avec une loi d'Ohm locale (caractérisée par une résistivité ρ_{ac}), la relation de dispersion s'écrit : $k^2 = i\mu_0\Omega/\rho_{ac}$. Il n'y a qu'un seul mode électromagnétique. Le champ magnétique dans le milieu varie en $b(z) = b_0 exp(z/\lambda_{ac}) exp(-i\Omega t)$ (le milieu est situé dans le demi-espace $z < 0$) avec $\lambda_{ac} = \sqrt{\rho_{ac}/(\mu_0\Omega)}(1+i)$. On retrouve bien l'amortissement du champ magnétique sur une longueur $|\lambda_{ac}|$, l'épaisseur de peau. Réciproquement on peut montrer qu'à un comportement monomode du milieu peut être associé une loi d'Ohm locale.

Si la relation de dispersion fait apparaître plusieurs modes électromagnétiques, la situation est complètement différente. Le champ magnétique dans le milieu prend la forme :

$$b(z) = b_0 \sum_{j=1}^{n} \beta_j e^{z/\lambda_j} e^{-i\Omega t} \tag{1.81}$$

où les λ_j sont les profondeurs de pénétration correspondant à chacun des modes. Les coefficients de pondération β_j de ces modes obéissent à la relation $\sum_j \beta_j = 1$ pour retrouver $b(0) = b_0$ à la surface. La longueur λ_{ac} accessible à l'expérience par la mesure de l'impédance de surface s'écrit alors :

$$\lambda_{ac} = \sum_{j=1}^{n} \beta_j \lambda_j \tag{1.82}$$

Nous voyons bien que λ_{ac} n'a plus de signification physique très claire et ne peut en aucun cas être associée à une profondeur de pénétration du champ magnétique comme dans le cas monomode.

Pour établir la relation de dispersion en présence de vortex, N. Lütke-Entrup *et al.* ont repris la théorie hydrodynamique de l'état mixte élaborée par P. Mathieu et Y. Simon [87]. L'idée principale est l'établissement d'une expression de l'énergie libre d'un réseau de vortex. Cette énergie libre dépend de $\boldsymbol{\omega}$. La variable conjuguée de $\boldsymbol{\omega}$ dans l'expression de l'énergie libre est notée $\boldsymbol{\epsilon}$, le potentiel de vortex. Sa direction est l'orientation locale du réseau de vortex et son module est relié à l'énergie d'une ligne de vortex (plus précisément, cette énergie vaut $\phi_0|\boldsymbol{\epsilon}|$).

Ce paramètre se révèle être fondamental dans la description de l'état du supraconducteur puisqu'à l'équilibre thermodynamique :

$$\begin{aligned} \boldsymbol{J}_s + \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{\epsilon} &= \mathbf{0} \\ \boldsymbol{n} \times \boldsymbol{\epsilon} &= \mathbf{0} \end{aligned} \tag{1.83}$$

La première équation traduit la capacité de la ligne de vortex à se déformer en présence d'un courant macroscopique. À cause de cet effet, les lignes de vortex ne sont plus forcément colinéaires aux lignes du champ magnétique, ce que nous avions déjà remarqué grâce à l'équation 1.74.

La deuxième équation impose à la ligne de vortex d'arriver perpendiculairement à la surface. Ceci peut se comprendre en se rappelant que les courants supraconducteurs tournant autour du vortex ne peuvent sortir de l'échantillon.

Ce traitement hydrodynamique permet également de définir une perméabilité de cet état mixte :

$$\mu = \mu_0 \frac{\omega}{\omega + \mu_0 \epsilon} \tag{1.84}$$

Ce diamagnétisme est dû au surcoût défavorable d'énergie de ligne qui résulterait d'une pénétration complète du supraconducteur par le champ magnétique. Il s'accompagne d'un courant non dissipatif dû aux torsions des lignes de vortex ayant pour effet d'écranter le champ magnétique.

L'équation d'état $\epsilon(\omega)$ peut être obtenue par des expressions analytiques approchées dans certaines limites. À faible champ, la distance intervortex est importante et les interactions entre les différentes lignes sont négligeables. En revanche, lorsque le champ augmente, il faut tenir compte de ces interactions dans l'expression de $\epsilon(\omega)$.

N. Lütke-Entrup *et al.* aboutissent à une équation de dispersion à deux modes. Le premier est le mode *flux-flow* caractérisé par la longueur $\lambda_f = \sqrt{i\rho_f/(\mu\Omega)}$ déjà abordée précédemment. Le deuxième est un mode « hydrodynamique » relié à la torsion des lignes de vortex. Près d'une surface rugueuse, les lignes de vortex adaptent leur courbure sur une distance $\lambda_v = \overline{\lambda}\sqrt{1-\mu_r}$ (où $\overline{\lambda}$ est la longueur de London effective et μ_r la perméabilité relative) pour arriver perpendiculairement à la surface de l'échantillon

(voir figure 1.23). À cette torsion correspond un courant d'après l'équation 1.83. Il est réparti sur une épaisseur λ_v et s'oppose à la pénétration du champ magnétique dans le supraconducteur. C'est cet écrantage qui est reponsable du diamagnétisme présenté dans l'équation 1.84. Notons qu'à la différence de λ_f, λ_v est réel pur et ne fait par conséquent intervenir aucune dissipation.

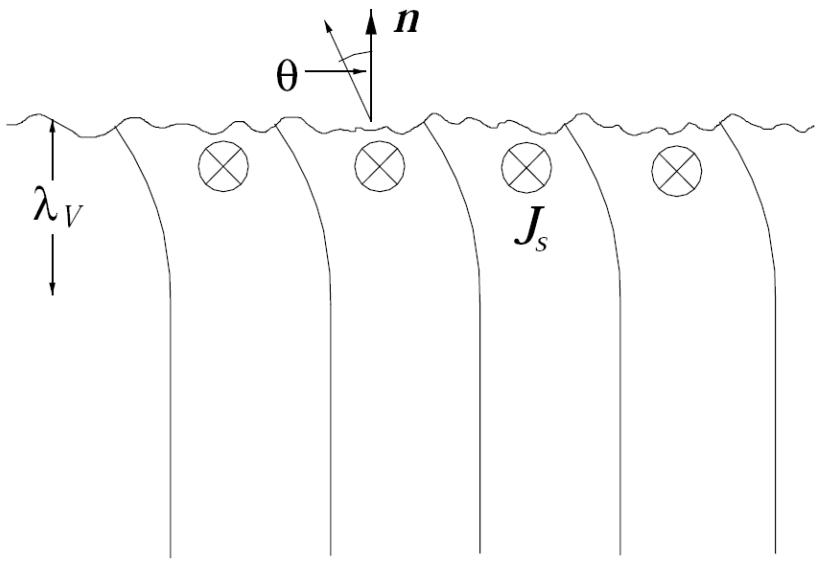

Fig. 1.23 : *Principe de l'ancrage des vortex en surface. Les vortex adaptent leur courbure sur une épaisseur λ_v pour respecter la condition d'équilibre locale : $\boldsymbol{\nu} \times \boldsymbol{n} = \mathbf{0}$. Il en résulte un courant $\boldsymbol{J}_s$ écrantant le champ magnétique sous la surface. Source : [68].*

L'existence de ces deux modes pouvait être intuitée grâce à l'équation de London macroscropique 1.74. Le mode *flux-flow* implique de très faibles courants $\boldsymbol{J}_s$ d'où un champ magnétique colinéaire à $\boldsymbol{\omega}$. Le mode « hydrodynamique » quant à lui ne pertube que très peu le champ magnétique (la longueur λ_v est très petite, de l'ordre de la distance intervortex) mais fait intervenir des courants importants.

Condition limite pour les vortex

Pour déterminer λ_{ac} il reste à obtenir les valeurs des coefficients β_1 et β_2 de l'équation 1.82. Nous savons déjà que $\beta_1 + \beta_2 = 1$ mais il faut établir une deuxième relation entre ces deux paramètres. Cette équation est donnée par la condition de perpendicularité des vortex à la surface.

Dans le cadre de la réponse linéaire, nous nous intéressons aux oscillations des vortex autour d'une position d'équilibre. L'orientation $\boldsymbol{\nu}(0)$ du vortex à la surface doit être perpendiculaire à cette dernière.

Considérons tout d'abord une surface rigoureusement plane à $z = 0$. La condition d'orthogonalité en $z = 0$ impose l'annulation des composantes de $\boldsymbol{\nu}(0)$ selon les directions x et y : $\nu_{x,y} = 0$. On en déduit donc que $\beta_1 \nu^1_{x,y} + \beta_2 \nu^2_{x,y} = 0$. Cette relation

détermine de manière unique les coefficients β_1 et β_2. La réponse d'un demi-espace infini et parfaitement lisse est obtenue immédiatement [68] :

$$\lambda_{ac} \approx \frac{\mu}{\mu_0}\lambda_f \tag{1.85}$$

Le comportement du milieu mixte en l'absence de rugosité est de type *flux-flow* avec toutefois un écrantage du champ magnétique sur une longueur λ_v apparaissant dans la perméabilité relative μ/μ_0.

Si l'on s'intéresse maintenant à une surface rugueuse, il faut tenir compte de l'angle de la surface par rapport au plan $z = 0$. En écartant le vortex d'une distance $u(0)$ de sa position d'équilibre, la composante $\nu_{z=0}$ de $\boldsymbol{\nu}(0)$ dans le plan $z = 0$ devient :

$$\nu_{z=0}(0) = -\frac{u(0)}{l} \tag{1.86}$$

où l est le rayon de courbure du défaut de surface (voir figure 1.24). Ce modèle est valable pour un vortex isolé. Dans le cas de l'état mixte, la condition limite n'est pas aussi simple. Les interactions entre vortex peuvent diminuer le mouvement d'un vortex individuel et impliquent des distorsions collectives du réseau à la surface. L'équation 1.86 peut être généralisée au réseau en considérant que l peut dépendre de ω et de T.

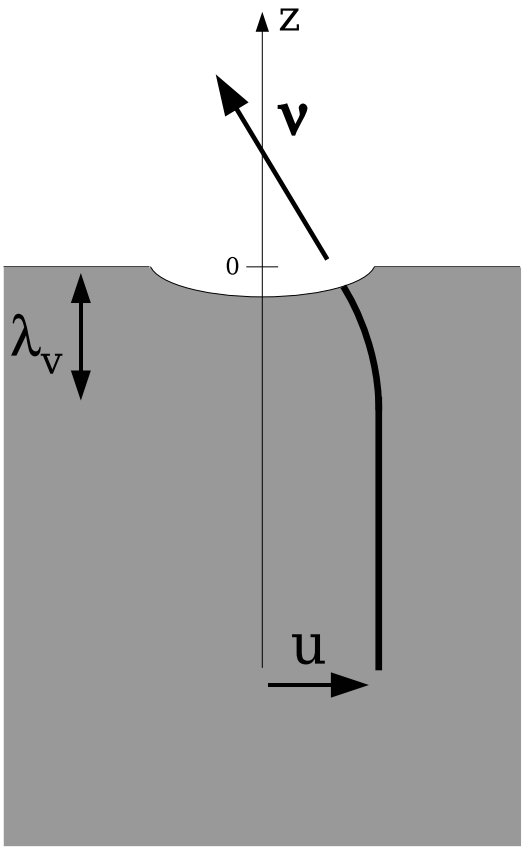

Fig. 1.24 : *Condition limite en présence d'une rugosité. Source : [68].*

On peut alors montrer que l'impédance de surface $Z = -i\mu_0\Omega\lambda_{ac}$ est de la forme :

$$\lambda_{ac} = \left(\frac{1}{L_s} + \frac{1}{\mu_r\lambda_f}\right)^{-1} \tag{1.87}$$

$$\text{avec :} \qquad L_s = \frac{(l+\lambda_v)\omega}{\mu_0\epsilon} \tag{1.88}$$

L_s est relié au degré d'imperfection de l'échantillon. Si la surface est exempte de défauts, $l \to \infty$ et L_s diverge également. On retrouve alors $\lambda_{ac} = \mu_r\lambda_f$. En présence de rugosité par contre, l diminue et la contribution de L_s dans l'impédance augmente. L'effet du mode « hydrodynamique » prend le dessus sur le mode *flux-flow* et l'écrantage non dissipatif devient plus important. La figure 1.25 résume l'effet d'une surface lisse et d'une surface rugueuse. Pour un échantillon usuel, on a généralement les inégalités : $\lambda_v \lesssim l < L_s < \lambda_f$.

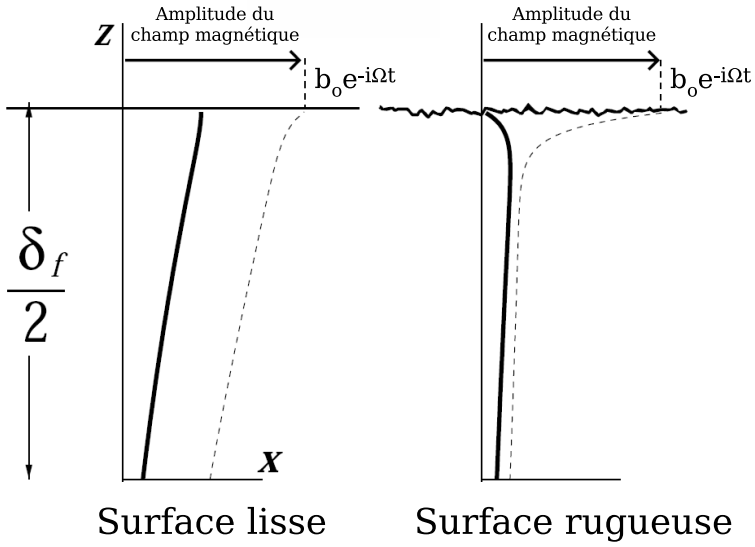

Fig. 1.25 : *Comparaison de l'effet de la rugosité de surface sur la pénétration du champ magnétique dans l'état mixte. Trait plein : ligne de vortex ; pointillés : amplitude du champ magnétique en fonction de la profondeur. Source : [68].*

Il est difficile de décorréler l'action des deux modes car tous deux sont reliés par les conditions limites en surface. Un déplacement *flux-flow* en profondeur du vortex engendrera une courbure de son extrémité pour s'adapter aux aspérités de la surface et réciproquement. Il en ressort encore une fois l'impossibilité d'interpréter λ_{ac} comme une longueur caractéristique du problème.

L'impédance dépend de la fréquence du champ excitateur par λ_f, dont la variation en fréquence est similaire à celle d'une épaisseur de peau ($\propto \sqrt{\omega}^{-1}$). Les longueurs l, λ_v et L_s sont toutes les trois indépendantes de la fréquence. Le spectre de λ_{ac} obtenu par la théorie de l'état mixte de N.Lütke-Entrup *et al.* est présenté sur la figure 1.26. Il ajuste parfaitement les centaines de spectres mesurés par le groupe de B. Plaçais

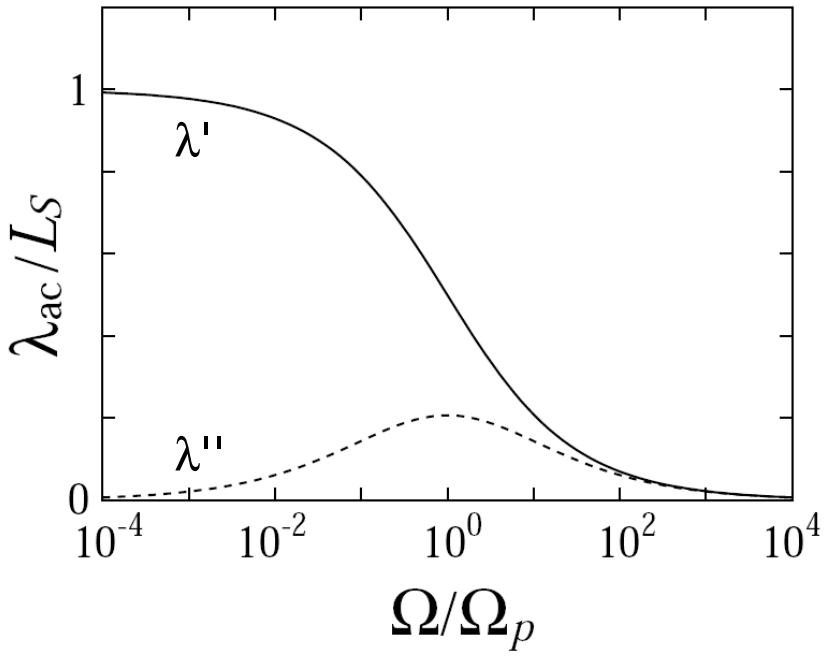

Fig. 1.26 : *Spectre de λ_{ac}. Trait plein : partie réelle λ' ; pointillés : partie imaginaire λ''. Source : [68].*

[68] pour le PbIn, le Nb et le V. Aux basses fréquences, le mode « hydrodynamique » l'emporte sur le mode *flux-flow*. L'écrantage est principalement dû aux torsions des lignes de vortex sur une épaisseur L_s. Ce régime est quasiment non-dissipatif. Il existe toujours une pénétration sur une profondeur $|\delta_f|$ mais celle-ci est négligeable devant l'effet de surface des vortex[8].

Dans le régime des hautes fréquences, les vortex oscillent trop rapidement pour pouvoir adapter leur courbure en surface et le comportement de l'état mixte est dominé par le régime de *flux-flow*. Il y a certes existence d'un écrantage de surface responsable du diamagnétisme mais le régime est hautement dissipatif : $\lambda_{ac} = \mu_r \lambda_f = \mu_r \sqrt{\rho_f/(2\mu\Omega)}(1+i)$.

Le régime transitoire est situé autour d'une fréquence de piégeage définie par :

$$\Omega_p = \Omega \frac{\delta_f^2}{2L_s^2} = \frac{\rho_f}{\mu_0 L_s^2} \tag{1.89}$$

Cette fréquence de transition entre les deux domaines dépend grandement de la qualité de surface. L'avantage certain de cette théorie d'ancrage en surface est d'expliquer l'extension sur quatre décades de fréquences du régime de transition observé expérimentalement. Le modèle de Campbell d'ancrage en volume limite cette zone à deux décades seulement.

[8] Cela ne veut pas pour autant dire que le mode *flux-flow* a disparu dans l'expression de λ_{ac}. Aux basses fréquence, le coefficient de pondération β_1 du mode *flux-flow* (dans l'expression de λ_{ac} 1.82) prend une phase $-\pi/4$ compensant celle de λ_f. La contribution $\beta_1 \lambda_f$ à la longueur λ_{ac} devient réelle.

L'effet de taille

L'ensemble des résultats présentés précédemment est valable dans l'approximation d'un échantillon d'épaisseur h vérifiant : $h \gtrsim 3\delta_f$. Si comme dans le cas de nos pistes de Niobium cette condition n'est pas validée, il y a interférence des champs qui pénètrent des deux côtés de la lame. La réponse linéaire décrite dans le paragraphe précédent est fortement perturbée, il s'agit de l'« effet de taille ».

Dans le cas limite $\delta_f \gg h$, la longueur λ_{ac} prend la forme suivante :

$$\lambda_{ac} \approx \left(\frac{1}{L_s} + \frac{2}{\mu_r h} \right)^{-1} \tag{1.90}$$

La lame est trop mince pour que le mode *flux-flow* puisse participer à l'écrantage du champ magnétique. Les pertes par dissipation sont diminuées dans un tel système. La figure 1.27 issue de [68] illustre cet effet : en dessous de 300 kHz, les pertes diminuent plus rapidement dans le cas d'un échantillon infiniment fin tandis que la partie réelle de λ_{ac} sature à la valeur $(1/L_s + 2/(\mu_r h))^{-1}$.

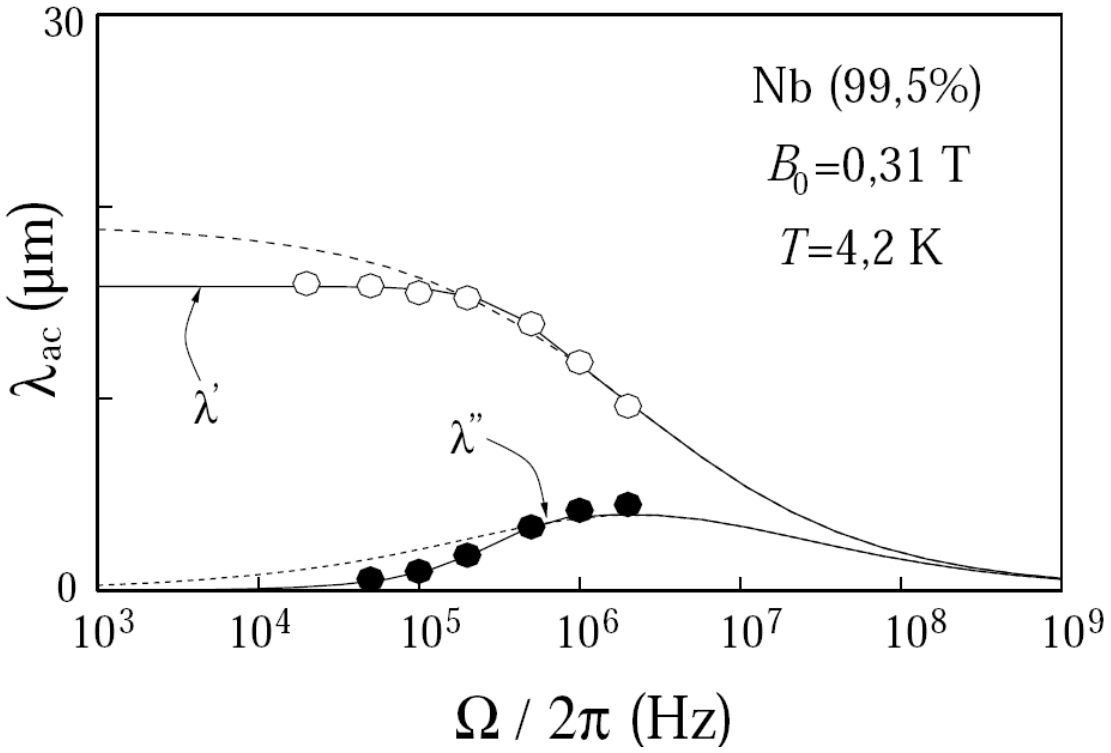

Fig. 1.27 : *Illustration de l'effet de taille. Points expérimentaux : mesures de λ' et λ'' dans le cas d'un échantillon infiniment fin ($\delta_f \gg h$). Courbe en traits pleins : ajustement de l'équation 1.87 aux mesures. Courbe en tirets : spectre calculé dans la limite d'un échantillon épais ($\delta_f \ll h$) avec les mêmes paramètres ρ_f et L_s. Source : [68].*

Conclusion

Le mouvement des vortex peut ainsi être une source de dissipation dans le supraconducteur. Cet effet est néanmoins tributaire de nombreux paramètres expérimentaux comme la rugosité de surface, la pureté du supraconducteur ou la valeur du champ de biais B_0 perpendiculaire à la surface (imposant la densité de vortex). La fréquence de transition Ω_p entre le régime dominé par l'effet de *flux-flow* et celui dominé par l'écrantage non dissipatif en surface dépend de toutes ces données expérimentales et il est difficile de deviner *a priori* dans quel domaine nous nous trouverons.

En travaillant néanmoins sur la qualité de la surface de notre échantillon et sur sa pureté, nous devrions être capables de déplacer la fréquence de transition au-dessus de quelques MHz. Si nous fixons la fréquence du fond du piège en dessous de cette fréquence Ω_p (mais suffisamment élevée pour ne pas subir les pertes Majorana), nous devrions parvenir à nous placer dans le régime non dissipatif et réduire grandement les pertes par retournement de spin.

1.3 Sensibilité à un potentiel désordonné

Les déformations du potentiel de piégeage peuvent perturber la répartition des atomes dans le piège. Au lieu d'une distribution de densité spatiale gaussienne, attendue dans un piège harmonique, des répartitions inhomogènes ont été observées pouvant même conduire à une fragmentation du nuage. Comme nous le verrons dans ce paragraphe, ces déformations peuvent être dues, entre autres, au potentiel électrique créé par les atomes précédemment adsorbés sur la surface ou bien aux fluctuations spatiales de la trajectoire du courant dans les fils de la puce.

1.3.1 Effet des atomes adsorbés sur la surface (*patch effect*)

L'accumulation d'atomes adsorbés sur la puce au cours des expériences successives peut avoir un effet sur les atomes du piège. L'électronégativité différente des atomes adsorbés vis-à-vis de celle du substrat engendre une redistribution des charges entre les deux espèces créant un champ électrique au voisinage de la surface. Les atomes piégés à des distances inférieures à 50 μm peuvent ressentir un potentiel attractif de la forme $U_{\text{dip}}(r) = -(\alpha/2)E^2_{\text{dip}}(r)$ où α est la polarisabilité à fréquence nulle dans l'état fondamental de l'atome en question (79 mHz/(V/cm)^2 pour le Rubidium). À des distances inférieures à 10 μm, ce potentiel peut devenir plus important que la force de Casimir-Polder voire du même ordre de grandeur que les forces de piégeage magnétique. McGuirk *et al.* [24] ont mesuré de manière très complète les potentiels ainsi créés par des atomes de Rubidium adsorbés sur du Silicium, du Titane ou encore du verre BK7.

Le potentiel électrique des atomes adsorbés modifie les fréquences du piège magnétique harmonique, fréquences mesurées en induisant des oscillations collectives du nuage capturé (avec un facteur de qualité des oscillations de l'ordre de 10^4). Le champ électrique créé par un dipôle ponctuel varie en $1/r^3$ avec la distance, celui créé par une distribution linéaire de dipôles en $1/r^2$ et celui généré par une distribution 2D en $1/r$.

Pour accroître la déformation du potentiel de piégeage, McGuirk *et al.* ajoutent un important champ de biais E_b perpendiculaire à la puce (150 V sur quelques centimètres). Le potentiel électrique total vu par les atomes piégés vaut ainsi :

$$U_{\text{tot}}(r) = -(\alpha/2)\left|\boldsymbol{E}_b + \boldsymbol{E}_{\text{surf}}(r)\right|^2 . \tag{1.91}$$

Le champ de biais étant bien plus élevé que le champ surfacique, le potentiel peut s'écrire : $U_{\text{tot}}(r) = -\alpha \boldsymbol{E}_b \cdot \boldsymbol{E}_{\text{surf}}(r)$. Dans le cas d'une source dipolaire unique, $U_{\text{tot}}(r)$ ne varie plus en $1/r^6$ mais en $1/r^3$.

Après avoir adsorbé volontairement un nombre croissant de condensats contenant 3.10^5 atomes, McGuirk *et al.* approchent un autre condensat à une distance de 10 μm de la surface et mesurent la variation relative de fréquence du piège en fonction du nombre d'atomes sur la paroi (figure 1.28a). L'amplification de la perturbation du piège par le champ électrique de biais est présentée dans l'encart. Des variations de 0,1 Hz sur une fréquence de 216,5 Hz sont visibles. À partir de cet écart il est possible de remonter au champ électrique de surface. Les champs sont similaires pour le Titane

et le Silicium alors que le verre a un effet polarisant très faible sur les atomes adsorbés. Une expérience plaçant les atomes à des distances variant entre 5 et 20 μm de la puce donne accès à la dépendance en r du champ (figure 1.28b). Celui-ci varie en $1/r^{2,3}$ pour un substrat de Silicium et en $1/r^2$ pour un substrat de Titane, situant le comportement des atomes adsorbés entre une distribution ponctuelle et une distribution linéique. Le dipôle électrique des atomes de ^{87}Rb est mesuré autour de 10^{-29} C.m sur le Sicilium et le Titane mais s'avère être 5 à 10 fois plus faible pour le verre.

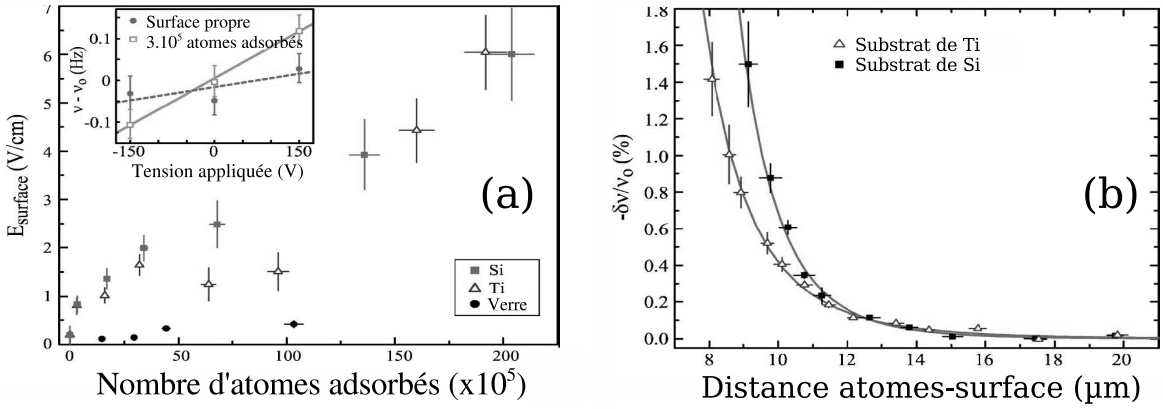

Fig. 1.28 : *Caractérisation de l'effet des atomes adsorbés sur une surface. a) Champ électrique à la surface du substrat mesuré en fonction du nombre d'atomes adsorbés. La distance à la puce est de 10 μm. Les barres d'erreur verticales traduisent seulement des erreurs statistiques et non des incertitudes systématiques. L'encart présente la variation en fréquence typique mesurée après l'adsorption d'un condensat sur du Titane ($\nu_0 = 216,5$ Hz) pour différentes valeurs de la tension extérieure appliquée. b) Écart en fréquence en fonction de la distance à la puce après adsorption d'un grand nombre de condensats ($> 2.10^7$ atomes). Source : [24].*

Ce phénomène peut se révéler très intéressant s'il est contrôlé. Le choix de le décrire dans la partie consacrée à la manipulation des états externes de l'atome prend tout son sens lorsque, suivant les propositions de McGuirk *et al.*, une répartition de charges judicieusement déposées sur la surface permet de créer des barrières dont la hauteur peut être rapidement variée en modifiant $\boldsymbol{E}_b$. P. Krüger *et al.* ont montré la faisabilité du contrôle atomique avec des champs électriques [88].

1.3.2 Fragmentation

Les premières réalisations de condensats quasi-1D dans des guides magnétiques proches d'une puce ont conduit à l'observation d'une fragmentation longitudinale de ceux-ci. Fortágh *et al.* ([45] et [89]) notent ainsi l'apparition d'une fragmentation de périodicité 300 μm dès que le nuage est approché à moins de 250 μm de la surface. Leur échantillon atomique s'étire sur 3 mm de longueur pour des fréquences de piégeage radiales de 1000 Hz (figure 1.29).

La position et la périodicité de la fragmentation semblent indépendantes de la dis-

tance à la puce. Une structure plus fine de périodicité 50 μm est visible lorsque les atomes sont placés à moins de 50 μm de la surface. Ce résultat est aussi bien observé au-dessus de fils de Cuivre de largeur 30 μm et d'épaisseur 2,5 μm qu'au voisinage d'un fil de Cuivre cylindrique de 90 μm de diamètre. Pire encore, le phénomène empêche la libre circulation des atomes le long du guide en ancrant le nuage en certains points (« *pinning* ») [45].

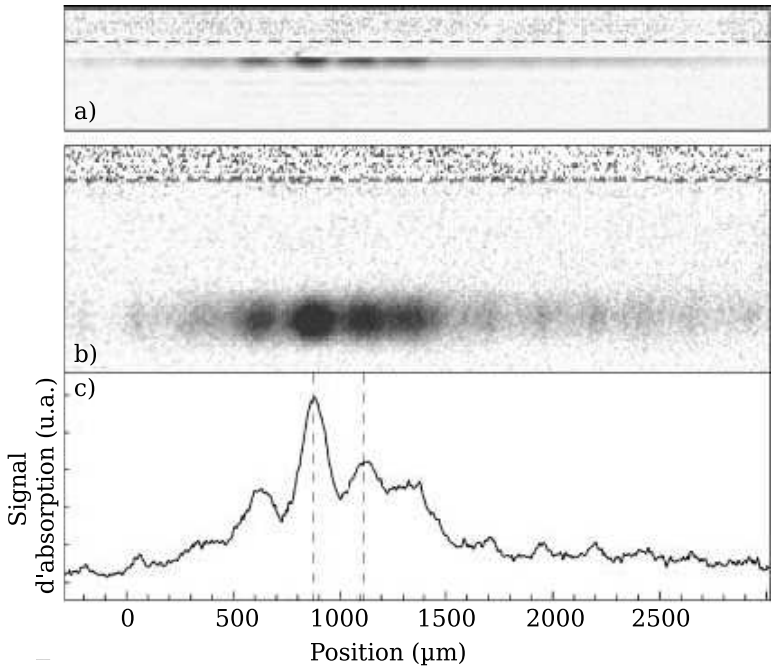

Fig. 1.29 : *Fragmentation d'un nuage thermique proche d'une surface* ($5,6.10^5$ *atomes à 1 μK). Le confinement longitudinal est rampé de 14 Hz à 0 Hz en 400 ms et l'extension libre du nuage dans cette direction dure 100 ms. Les images d'absorption sont prises (a) dans le guide magnétique et (b) après 10 ms de temps de vol. (c) L'intégration du signal dans la direction transverse fait apparaître une périodicité de 300 μm dans la distribution de densité longitudinale. Les fréquences radiales de piégeage sont de 1000 Hz et le guide est situé à 150 μm de la surface. Source : [45].*

Historiquement, cette fragmentation semblait au début indépendante du matériau utilisé et de la méthode employée pour créer les fils. Le groupe de W. Ketterle était assujetti à ce phénomène pour des atomes situés à moins de 150 μm de fils de Cuivre (de largeur 50μm et d'épaisseur 10μm) électrodéposés sur un substrat de Silicium [90]. Leur autre puce composée de conducteurs en Or (de largeur 50 μm et d'épaisseur 1,25 μm) déposés par évaporation présentait le même problème [63]. Il en allait de même pour la puce du groupe de E. Hinds reposant sur un fil principal de Cuivre de diamètre 370 μm entouré d'une gaine en Aluminium d'épaisseur 55 μm et d'une couche de céramique de 10 μm [91]. J. Estève *et al.* d'Orsay dessinent les pistes par électrodéposition d'Or à l'aide d'un masque préalablement lithographié optiquement [92]. Les conducteurs d'épaisseur 4,5 μm et de largeur 50 μm créaient eux aussi la fragmentation. Même un découpage des circuits de la puce par une fraiseuse à commande numérique à partir d'une feuille d'Argent d'épaisseur 90 μm aboutissait au même résultat [93]. Seule la

technique employée à Heidelberg par S. Groth *et al.*, une déposition par évaporation de 5μm d'Or combinée à une technique de révélation photolithographique, est exempte de fragmentation [94]. Même à une distance inférieure à 5 μm de la puce, la densité atomique ne présente pas de variations spatiales irrégulières.

La configuration des courants et champs magnétiques nécessaire pour la création d'un guide magnétique a déjà été présentée en introduction de ce manuscrit (voir figure 1). Nous reprenons cette géométrie dans la suite de ce paragraphe. Un champ $\boldsymbol{B}_{\parallel}$ dirigé selon l'axe du fil peut être ajouté pour réduire les pertes de Majorana près du minimum de champ magnétique.

Pour comprendre l'origine de cette fragmentation, l'équipe de C. Zimmermann de Tübingen [95] a astucieusement observé la fragmentation du nuage en inversant le champ $B_{\parallel}$. En supposant que ce phénomène est dû à un champ magnétique $B_z(z)$ parasite orienté selon z, le champ magnétique total dans cette même direction vaut $B_{\parallel} + \Delta B_z(z)$ originellement et $-B_{\parallel} + \Delta B_z(z)$ après inversion du champ homogène. Le potentiel vu par les atomes est ainsi proportionnel à $|\pm B_{\parallel} + \Delta B_z(z)|$ ce qui peut aussi s'écrire $|B_{\parallel} \pm \Delta B_z(z)|$. Inverser le champ homogène est équivalent à inverser le champ parasite. Là où $+\Delta B_z(z)$ crée un maximum de potentiel, $-\Delta B_z(z)$ crée un minimum. C'est effectivement ce que les atomes semblent voir puisque l'inversion de $B_{\parallel}$ déplace les minima de densité atomique sur les maxima et réciproquement. Seule une origine magnétique peut expliquer la fragmentation.

L'inversion du courant dans le fil et de $B_{\perp}$ en maintenant $B_{\parallel}$ dans le même sens conduit au même résultat : ce champ magnétique parasite est créé par les courants et non par une inhomogénéité permanente du conducteur. Enfin, un renversement complet des paramètres physiques du piégeage (I_0, $B_{\perp}$ et $B_{\parallel}$) laisse le nuage inchangé. Ces résultats intéressants, en plus de lever le voile sur l'origine de la fragmentation, proposent un moyen efficace d'annuler ce problème en travaillant en courant alternatif comme nous serons amenés à le voir ultérieurement.

Pour un condensat de Bose-Einstein, la barrière de potentiel peut séparer le nuage en deux parties si elle est plus élevée que son potentiel chimique[9]. Or le potentiel chimique peut très bien être mesuré par des temps de vol. Il offre ainsi une calibration idéale pour estimer la valeur des champs magnétiques parasites. Pour un courant I_0 de 0,9 A, un champ de biais $B_{\perp}$ de 16,5 G et un champ parallèle $B_{\parallel}$ de 2,6 G, S. Kraft *et al.* observent la fragmentation à partir d'une distance de 109 μm de la surface. Le potentiel chimique mesuré à 250 nK permet de calculer une hauteur de barrière de $3,4.10^{-30}$ J. Ceci correspond à un champ magnétique parasite ΔB_z de 3,7 mG, 5000 fois plus petit que le champ $B_{\perp}$ de piégeage. Une étude plus extensive de ce même groupe établit une relation linéaire entre ΔB_z et I_0.

La nature magnétique de cette fragmentation est également confirmée par le groupe de D. Pritchard approchant un condensat de $2-3.10^6$ atomes à des distances similaires de la surface grâce à des pinces optiques [63]. L'absence de perturbation sur le nuage, même en présence des champs magnétiques homogènes de biais incrimine fortement les

[9] C'est le potentiel chimique μ et non la température qui représente l'ordre de grandeur énergétique pertinent pour un condensat [23].

courants de la puce.

Le mystère de la fragmentation a été complètement levé avec la publication théorique de Wang *et al.* étudiant le potentiel désordonné créé par les fluctuations des bords du fil et de la position du fil (ligne centrale du courant)[46]. En supposant ces fluctuations petites devant la largeur du fil, la distance atome-surface d grande devant l'épaisseur H_0 et la largeur W_0 du fil et la résistivité constante et isotrope dans le fil, l'équipe de M.D. Lukin a obtenu l'expression de la transformée de Fourier $\Delta_k(d)$ de la fonction d'autocorrélation des fluctuations du potentiel magnétique $\delta U(d,0,z)$, définie par :

$$\Delta_k(d) = \int dz e^{ik(z-z')} \langle \delta U(d,0,z) \delta U(d,0,z') \rangle \tag{1.92}$$

Seules les variations de la position de la ligne centrale du courant contribuent à ce bruit magnétique. La rugosité des bords n'est pas directement responsable de ce bruit mais elle peut avoir un effet indirect en engendrant une fluctuation dans la trajectoire centrale du courant dans le fil.

Même si le spectre des variations de la position de la ligne centrale du courant présente un bruit blanc, la fonction d'autocorrélation Δ_k connait un maximum à $1,3/d$ comme le présente la figure 1.30. La distance puce-atomes apparaît donc comme la longueur caractéristique du problème. Si les variations de la position de la ligne centrale du courant connaissent en revanche une longueur caractéristique intrinsèque $1/k_1$, le bruit sur le potentiel magnétique peut être différent. Pour de petites fluctuations ($k_1 d \gg 1$), le bruit magnétique est moyenné et Δ_k ne présente un maximum qu'aux alentours de $1,3/d$. Par contre des fluctuations plus grandes de la position du fil ($k_1 d < 1$) sont vues par les atomes et le potentiel suit ces fluctuations : Δ_k est piquée aux alentours de k_1.

La variance du potentiel magnétique est directement déduite de la transformée de Fourier inverse de Δ_k :

$$u_s \equiv \langle \delta U(d,0,z) \delta U(d,0,z) \rangle^{1/2} = \frac{2 I_0 \mu_{\text{at}}}{cd} \left(\frac{F_0}{d^3} \right)^{1/2} \tag{1.93}$$

où F_0 est la variance de la position du centre du fil. À courant fixé, $u_s \sim d^{-5/2}$ ce qui est proche des résultats expérimentaux [95]. Par ailleurs u_s est bien proportionnelle à I_0 comme remarqué par le groupe de Tübingen. Enfin les valeurs de u_s calculées pour des fluctuations de la position du fil de l'ordre de 0.1 μm et pour une longueur de cohérence de ces fluctuations autour de 100 μm avoisinent le kHz et sont comparables aux valeurs typiques des potentiels chimiques d'un condensat.

D.-W. Wang *et al.* ont ensuite simulé la densité atomique d'un condensat de 10^6 atomes de Sodium soumis à un potentiel désordonné créé par les fluctuations du fil piégeant présentées dans l'encart de la figure 1.30. La fragmentation apparaît pour $d \leq 100$ μm comme l'avait remarqué le groupe de D. Pritchard [63].

Dans une étude mêlant théorie et expérience, le groupe d'Alain Aspect reprend l'approche de D.-W. Wang *et al.* en s'intéressant d'une part à la rugosité des bords de fils (fluctuations autour de W_0) et d'autre part à la rugosité de surface (fluctuations

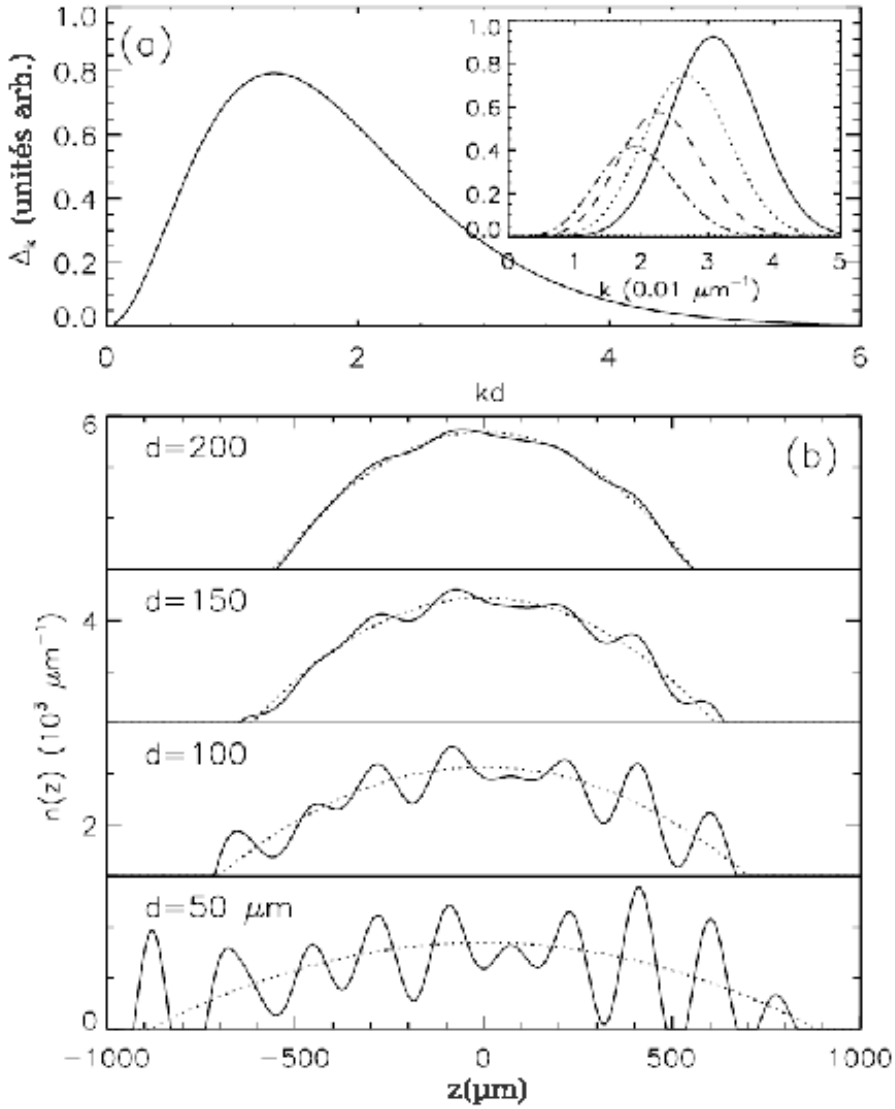

Fig. 1.30 : *Fonction de corrélation du potentiel magnétique et profils simulés de la densité d'un condensat piégé. (a) Fonction de corrélation du potentiel magnétique Δ_k en supposant un bruit blanc dans la position du fil. Encart : Fonction de corrélation du potentiel magnétique quand les fluctuations de position du fil ont une longueur caractéristique intrinsèque : $F_k \propto (e^{-(k-k_1)^2\eta_1^2} + e^{-(k+k_1)^2\eta_1^2})$. Ici $2\pi/k_1 = 200$ μm, $\eta_1 = 100$ μm avec une variance de la position des fils égale à $(0,1\ \mu m)^2$. Les différentes courbes (de celle en trait continu à celle en trait mixte) correspondent à une distance $d = 50$, 100, 150 et 200 μm. (b) Profils de densité d'un condensat pour des paramètres correspondant aux expériences [90] et [63]. Les lignes pointillées correspondent à un profil non perturbé. Source : [46].*

autour de B_0) [96]. L'effet des bords de fils sur la position de l'axe central du courant aboutit aux mêmes résultats sur le potentiel magnétique que D.-W. Wang *et al.* [46]. À grande distance ($d \gg W_0$), la rugosité de surface a elle aussi un effet similaire à celui des bords du fil mais devient le facteur dominant lorsque les atomes sont rapprochés de la paroi ($d \sim W_0$). De la même manière que le groupe de E.A. Hinds [91], T. Schumm *et al.* utilisent les fluctuations de densité pour mesurer les fluctuations de champ magnétique au voisinage de la puce. Cependant, la contribution majeure de cette étude réside dans l'observation au microscope électronique à balayage des bordures de la puce et de l'extraction à partir de ces données du spectre des fluctuations de la rugosité [92]. L'amplitude *rms* de ces fluctuations se situe autour de 0,2 μm seulement avec certaines longueurs de corrélation avoisinant 100 nm et d'autres situées entre 60 et 1000 μm. Il est alors possible de reconstruire le champ magnétique créé par ce fil imparfait et de le comparer à celui vu par les atomes. Le résultat présenté sur la figure 1.31 est plus que probant : la rugosité des bords des fils semble être l'acteur principal dans la fragmentation des nuages atomiques. Elle engendre une fluctuation dans la trajectoire du courant dans le fil créant ainsi un champ parasite dirigé selon l'axe z qui engendre par conséquent un bruit sur le potentiel harmonique de piégeage longitudinal.

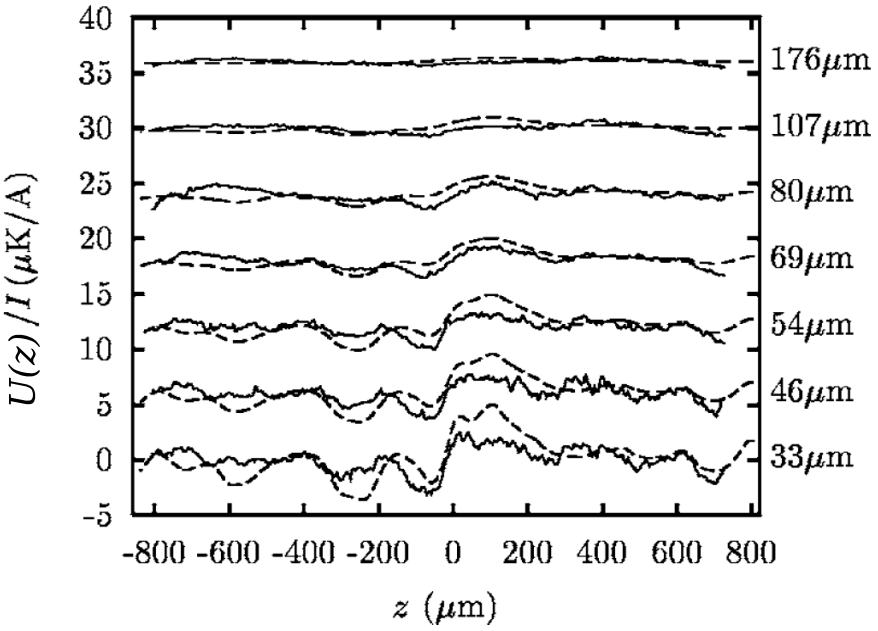

Fig. 1.31 : *Potentiels magnétiques mesurés par les atomes normalisés par l'intensité dans le fil pour différentes distances au fil. Les lignes continues représentent les potentiels mesurés par des nuages atomiques dont la température est adaptée à la valeur des variations de potentiel pour chaque distance. Les courbes en traits interrompus correspondent au potentiel magnétique calculé à partir de la rugosité des fils mesurée au MEB. Source : [92].*

Maintenant que la question de l'origine de la fragmentation est résolue, son corollaire demeure : comment s'en débarrasser ? On pourrait répondre qu'à longue distance le

problème ne se pose pas et qu'il suffit de créer des guides magnétiques à plus de 100 μm de la surface. Malheureusement pour avoir un très bon confinement transverse il faut travailler dans des régions où les gradients de champ magnétiques sont importants, c'est-à-dire près de la puce.

Il est aussi possible de moduler les courants créant le potentiel magnétique piégeant. J.-B. Trebbia *et al.* ont ainsi pu annuler la fragmentation du nuage avec un courant ac quelques dizaines de kHz [97]. Il faut bien sûr pour cela utiliser une configuration de pistes créant le potentiel magnétique avec un seul courant pour que les variations de toutes les composantes du champ magnétique soient corrélées.

1.4 Excitation des paramètres externes, chauffage du piège

De la même manière qu'un couplage peut être observé entre les sous-niveaux hyperfins d'un atome et le bruit magnétique environnant, il peut exister un couplage entre ce bruit et les différents niveaux quantiques du piège. La fréquence de référence n'est plus la fréquence de Larmor mais celle du piège[10], Ω. Ce couplage induit des transitions du niveau n vers des niveaux plus énergétiques $n+1$ ou $n+2$ pouvant être observées par une augmentation de la température moyenne du nuage atomique.

Pour estimer la vitesse de réchauffement du nuage, Gehm *et al.* [98] considèrent deux types de perturbation à partir d'un potentiel harmonique[11] : fluctuations de la position du centre du piège et fluctuations de la fréquence du piège.

Dans le premier cas l'Hamiltonien effectif du système pour un champ magnétique de fond de piège parallèle à la direction x s'écrit :

$$H = \frac{p^2}{2M} + \frac{1}{2}M\Omega^2(x - \epsilon_x(t))^2 \tag{1.94}$$

avec $\epsilon_x(t)$ la variation de la position du centre du piège. En supposant $\epsilon_x(t)$ petit devant la taille du piège, on obtient par perturbation la moyenne du taux d'accroissement de l'énergie du nuage :

$$\left\langle \dot{E}_x \right\rangle = \frac{\pi}{2}M\Omega^4 S_x(\Omega) \tag{1.95}$$

Le chauffage du piège est indépendant de l'énergie de celui-ci. $S_x(\Omega)$ est la partie positive de la densité spectrale des fluctuations de la position du centre du piège selon x :

$$S_x(\Omega) = \frac{2}{\pi}\int_0^\infty d\tau \cos(\Omega\tau)\left\langle \epsilon_x(t)\epsilon_x(t+\tau)\right\rangle \tag{1.96}$$

Une manière d'éviter ce problème est d'utiliser une configuration de fils créant le potentiel de piégeage sans utiliser de champ de biais [99]. Le même courant est utilisé dans l'ensemble des fils. Toutes les fluctuations des champs magnétiques sont alors corrélées. L'effet du bruit technique est ainsi minimisé. Malgré cela il existe une deuxième source de chauffage due aux variations de la courbure du piège (c'est-à-dire de Ω) toujours liée aux fluctuations de courant. L'Hamiltonien typique d'une telle situation est donné par :

$$H = \frac{p^2}{2M} + \frac{1}{2}M\Omega^2(1+\eta_x(t))x^2 \tag{1.97}$$

[10] Pour une situation tridimensionnelle il faudrait bien sûr considérer les trois fréquences du piège Ω_x, Ω_y et Ω_z que nous omettrons par souci de clarté.

[11] Leurs résultats s'appliquent à tout type de piège harmonique aussi bien magnétique qu'optique ou piège à ions. Nous ne conserverons que l'application pour un piège magnétique.

Là encore on traite le terme en $\eta_x(t)$ comme une perturbation au premier ordre pour en déduire un accroissement exponentiel de l'énergie du système :

$$\left\langle \dot{E}_x \right\rangle = \pi^2 \nu^2 S(2\nu) \left\langle E_x \right\rangle \tag{1.98}$$

avec ν la fréquence correspondant à Ω et S définie comme dans l'équation 1.96. Cette fois il s'agit d'une transition élevant l'énergie du système de $2\hbar\Omega$, témoignant d'un mécanisme de chauffage paramétrique. Les sources de bruit dans les deux cas peuvent être techniques (alimentations pas assez filtrées) ou plus fondamentales (bruit de Johnson dû à la résistance de la surface).

Henkel *et al.* [51] ont estimé les différents taux de chauffage dans le cas spécifique d'un guide d'onde (champ crée par un fil parcouru par un courant I et par un biais B_b orthogonal au fil) sur le même principe de calcul que présenté au paragraphe 1.1.2. Le taux de transition pour une excitation de $\hbar\Omega$ (fluctuations de la position du centre du piège) due au bruit technique est de l'ordre de :

$$\Gamma_{0\to1}^{\text{tech}} \simeq 3M(\Omega/2\pi.10^5)^3 \frac{I}{B_b^2} \frac{S_I(\Omega)}{S_{N_I}} \tag{1.99}$$

avec M la masse de l'atome en unités de masse atomique, B_b exprimé en Gauss, $S_I(\Omega)$ le spectre de bruit en intensité du courant parcourant la puce et S_{N_I} le bruit de grenaille (« *shot-noise* ») dû à la valeur discrète de la charge de l'électron. Ce bruit quantique est indépendant de la fréquence :

$$S_{N_I} = eI \simeq 0,16nA^2/Hz(I/A) \tag{1.100}$$

où e est la charge de l'électron. En comparaison, le taux de transition pour une excitation de $\hbar\Omega$ due au bruit Johnson prend la forme :

$$\Gamma_{0\to1}^{\text{Johnson}} \simeq \frac{(\mu/\mu_B)^2(T_s/300)}{M(\Omega/2\pi\ 10^5)(\varrho/\varrho_{Cu})d^3} \tag{1.101}$$

où μ est le moment magnétique de l'atome, M sa masse en unité de masse atomique, μ_B le magnéton de Bohr, T_s la température de la surface, ϱ la résistivité du matériau considéré et d la distance des atomes à la surface en μm.

Dans les manipulations d'atomes piégés il est facile d'observer l'augmentation de la température en fonction du temps. Dans le cadre de l'approximation harmonique (atomes suffisamment froids), la dérivée de la température par rapport au temps est reliée au taux d'excitation par :

$$k_B\dot{T} = \hbar\Omega\Gamma_{0\to1} \tag{1.102}$$

Les vitesses d'augmentation de la température mesurées dans les expériences de puces à atomes pour des distances à la surface inférieures à 100 μm ([13] et [45]) varient autour de 500 nK/s, aboutissant à des ordres de grandeur bien plus élevés que

celui de l'équation 1.101. C'est vraisemblablement le bruit technique qui est à l'origine de ce chauffage.

D'ailleurs l'augmentation de l'énergie du piège dû au bruit Johnson n'a encore jamais été observé. En effet, pour un atome de ^{87}Rb à une distance de 10 μm d'une surface à 300 K capturé dans un piège de fréquence 10 kHz, ce taux d'excitation est de l'ordre de 10^{-4} s^{-1} ce qui est bien plus faible que le taux de transition estimé pour l'inversion de spin.

En corrélant I avec les courants de création de B_b il est possible de minimiser l'effet du bruit technique décrit par l'équation 1.99 ; resterait alors le chauffage dû à l'excitation paramétrique estimé par [51] à :

$$\Gamma_{0\to 2} \simeq 3.10^{-8} \frac{(\Omega/2\pi.10^5)^2}{I} \frac{S_I(2\Omega)}{S_{N_I}} \tag{1.103}$$

mais qui demeure quand même bien plus faible que le chauffage dû aux fluctuations du centre du piège.

1.5 Conclusion

L'extrême sensibilité des atomes aux perturbations du potentiel de piégeage en fait d'excellentes sondes pour caractériser l'environnement électromagnétique proche de la surface. Il est ainsi possible de mesurer le bruit de Jonhson-Nyquist lié à la dissipation dans le matériau ou les fluctuations spatiales de la trajectoire du courant dans les fils de la puce. Ces phénomènes peuvent cependant devenir problématiques dans l'optique d'un contrôle du nuage atomique à de faibles distances de la puce pendant un temps prolongé.

Les effets de la surface ont encore été peu abordés dans le cas d'un supraconducteur mais les théories présentées dans ce paragraphe laissent envisager d'intéressantes perspectives tant au niveau théorique qu'expérimental. Il serait ainsi envisageable d'utiliser le piège magnétique pour sonder le régime de champ proche du supraconducteur et d'en déduire les propriété d'ancrage de ses vortex.

Il convient maintenant de décrire l'état de l'expérience pouvant apporter, nous l'espérons, les mesures adéquates pour répondre aux problèmes évoqués précédemment.

Chapitre 2

Le dispositif expérimental cryogénique

Comme le laisse voir le chapitre précédent, la réalisation d'une puce à atomes à basse température avec des courants supraconducteurs ouvre d'intéressantes perspectives. Nous pouvons également tirer parti d'un dispositif cryogénique sur d'autres aspects plus « pratiques ». Le pompage naturel par adsorption sur les surfaces à 4,2 K doit par exemple assurer un excellent vide dans le cœur de l'expérience sans avoir à étuver le système. Les phases d'ouverture et de fermeture du dispositif s'en trouvent raccourcies. L'emploi de fils supraconducteurs nous épargne le problème de la dissipation de l'énergie Joule, central dans les autres expériences d'atomes froids.

Nous verrons toutefois tout au long de ce chapitre que ces avantages ne vont pas sans l'apparition de difficultés expérimentales spécifiques à ce domaine des basses températures. Au-delà des problèmes inhérents à l'utilisation d'un cryostat, la solution du « tout supraconducteur » nous impose des conditions d'utilisation et de thermalisation non triviales à mettre en œuvre.

Une des premières conséquences de la cryogénie est l'impossibilité de charger un piège à partir d'une vapeur environnante car celle-ci serait rapidement adsorbée sur les parois du cryostat. Il est par conséquent nécessaire de placer la source atomique en dehors du cryostat. La figure générale 2.1 précise les différentes parties de notre expérience. Un jet atomique de ^{87}Rb ascendant issu d'un piège magnéto-optique à deux dimensions pénètre dans le cryostat et parvient à quelques millimètres de la puce verticale.

Le chargement direct d'un nuage dans un tel piège magnétique à partir d'une vapeur ou d'un jet atomique est toutefois difficile car les dimensions et la profondeur de ce piège sont trop petites. Il est nécessaire de capturer préalablement les atomes dans un piège magnéto-optique (PMO) et de refroidir le nuage tout en le comprimant pour ensuite le transférer dans le piège magnétique.

Dans une expérience de puce à atomes, le PMO ne peut présenter la structure traditionnelle de trois jeux de faisceaux lasers contrapropageants dans les trois directions de l'espace à cause de la présence de la puce qui ne laisse qu'un demi-espace pour le pié-

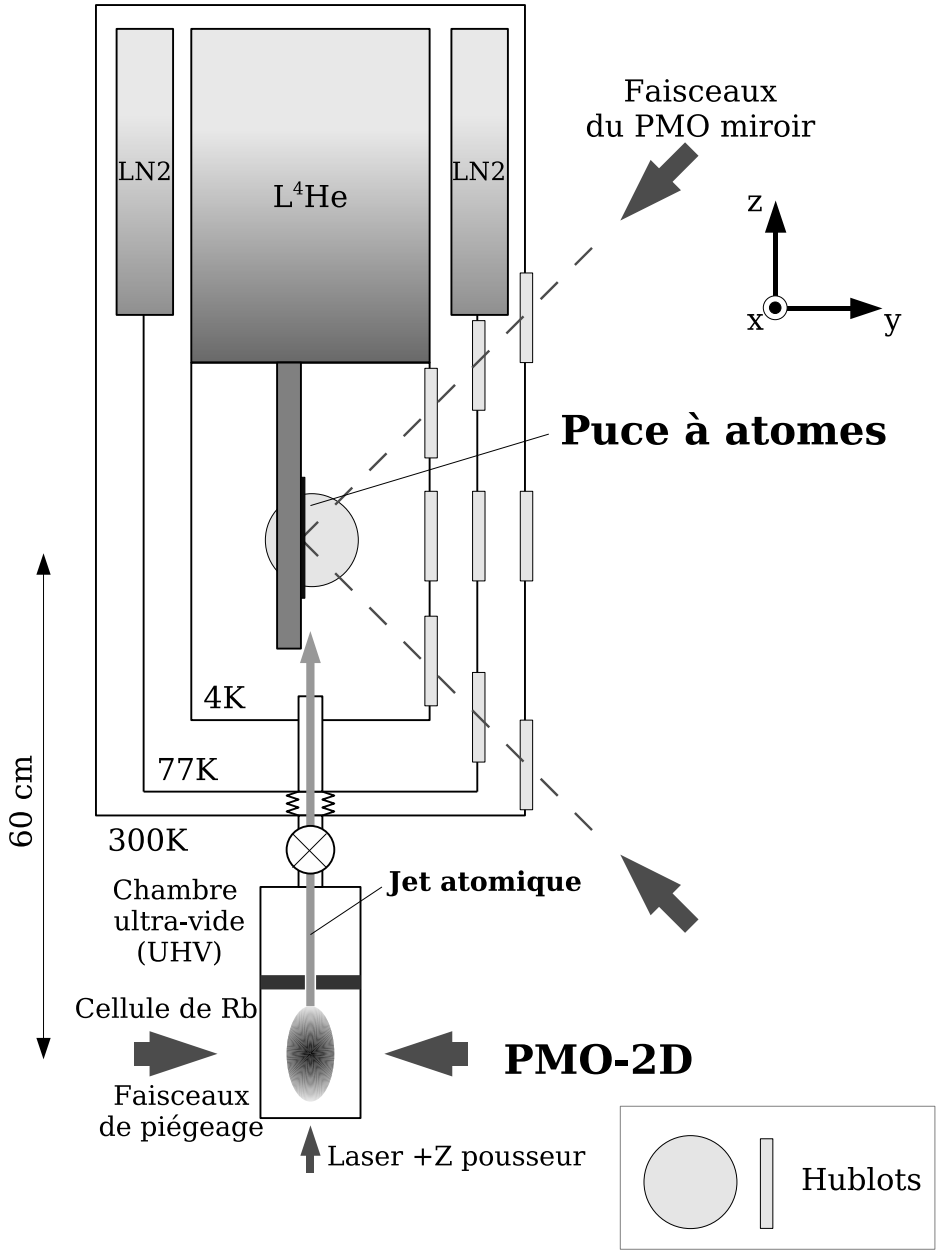

Fig. 2.1 : *Vue schématique de l'expérience. Les lasers parallèles à la puce selon l'axe x ne sont pas représentés. Ces deux lasers, combinés aux faisceaux venant à 45° sur la puce, réalisent la configuration optique nécessaire pour le PMO miroir comme expliqué en introduction.*

geage. L'option maintenant classique [100] consiste à placer une couche réfléchissante sur la puce et de remplacer deux des six faisceaux nécessaires par la réflexion sur la puce de deux des faisceaux restants (voir figure 2.2). La réflexion change l'hélicité des faiseaux lasers de manière adaptée.

À ces lasers doit s'ajouter un champ magnétique quadrupolaire créé par des bobines entourant la puce. Dans la plupart des expériences de puces à atomes, le champ magnétique quadrupolaire est généré en plaçant deux bobines en position anti-Helmholtz placées selon un axe à 45° par rapport à la puce (figure 2.2). Les axes de ce champ magnétique forment avec la normale à la puce l'angle de 45° nécessaire pour le PMO-miroir.

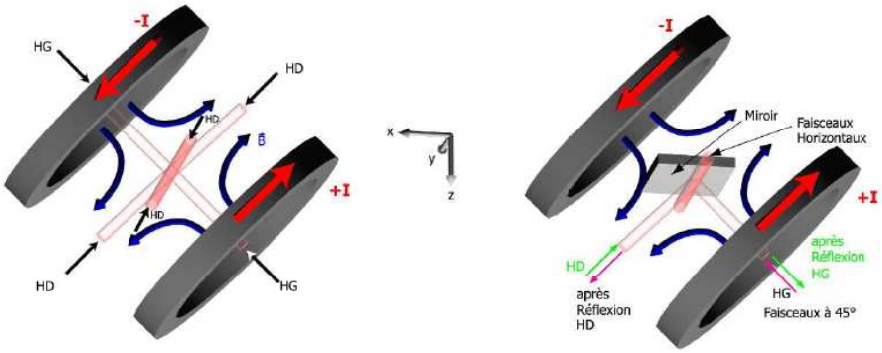

Fig. 2.2 : *Principe du «PMO-miroir» : deux des six faisceaux lasers sont obtenus par réflexion de deux des faisceaux restants sur la surface du substrat recouverte d'un miroir. La réflexion change l'hélicité du faisceau laser. HG : hélicité gauche ; HD : hélicité droite.*

L'encombrement d'un tel dispositif nous a plutôt poussé à adopter la configuration proposée par l'équipe de J. Schmiedmayer [101] : les deux bobines à 45° sont remplacées par une bobine C_1 placée parallèlement à la puce et une paire de bobines C_2 et C_3 créant un champ homogène selon l'axe z (voir figure 2.3).

Seul le **U** inférieur de la bobine C_1 contribue de manière effective au champ magnétique vu par les atomes. La portion parallèle à l'axe Ox crée un champ orthoradial pouvant être compensé à une distance d de la puce par le champ de biais B_0. Les deux bras du **U** sont quant à eux parcourus par un courant dans des sens opposés. La résultante des champs créés par ces deux segments s'annule dans le plan yOz d'antisymétrie du **U**. On vérifie aisément que l'on réalise une inversion du sens du champ lorsque l'on passe de part et d'autre de ce plan d'antisymétrie.

La distance à la puce varie en I_0/B_0 (où I_0 est le courant parcourant la bobine C_1) tandis que le gradient du champ magnétique dans sa partie quadrupolaire est proportionnelle à B_0^2/I_0. En augmentant le champ de biais B_0 le nuage est approché de la puce tout en étant comprimé.

Les atomes sont ensuite transférés dans un deuxième piège magnéto-optique dont le champ quadrupolaire est, cette fois, généré par la combinaison d'un champ de biais

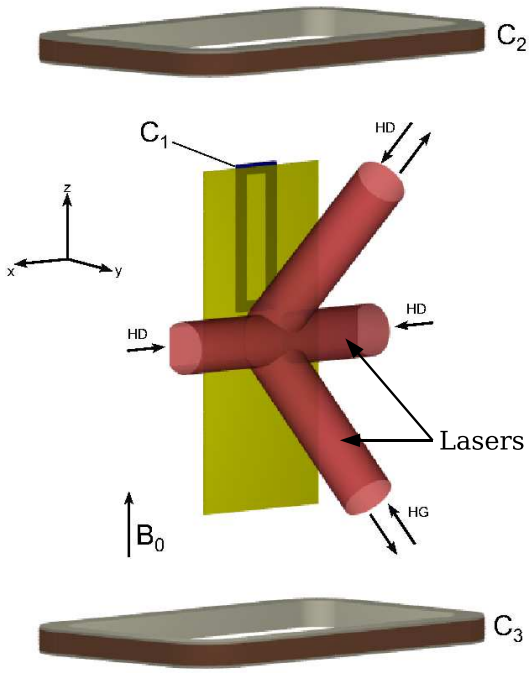

Fig. 2.3 : *Variante du «PMO-miroir» : les bobines à 45° sont remplacées par une bobine rectangulaire et un champ externe. HG : hélicité gauche ; HD : hélicité droite.*

et du champ créé par les courants sur la puce. Le nuage atomique est alors comprimé, refroidi et approché de la surface pour être transféré dans un piège magnétique de type Ioffe-Pritchard prenant lui aussi sa source dans les courants de la puce.

Ce chapitre a pour but de décrire les différents éléments du dispositif nécessaires à la réalisation de la séquence de chargement des atomes dans le piège magnétique. Après avoir présenté en détails l'enceinte expérimentale (source atomique externe, cryostat, bobines) dans la partie 2.1, nous nous pencherons sur le système optique mis en place pour la réalisation des différents PMOs au paragraphe 2.2 et sur le montage d'imagerie en 2.3. La dernière partie de ce chapitre, le paragraphe 2.4, concernera la fabrication de la puce et son insertion dans l'expérience.

2.1 Description de l'enceinte expérimentale

Notre expérience obéit au même cahier des charges que la plupart des expériences d'atomes froids. Notre dispositif expérimental doit être capable de maintenir un vide inférieur à 10^{-10} mbar pour limiter les collisions avec le gaz résiduel. Par ailleurs, il doit pouvoir créer les champs magnétiques idoines pour piéger les atomes et les déplacer près de la puce. En outre, l'accès optique doit être suffisamment important pour permettre le piégeage et l'imagerie. Cependant l'environnement cryogénique complique fortement la réalisation de ces conditions comme nous allons le voir et pose des problèmes particuliers que nous avons dû résoudre pour piéger les atomes.

Dans toute la suite de ce manuscrit nous adopterons la référence suivante pour les axes : x est la direction horizontale parallèle à la puce, y est horizontale perpendiculaire à la puce et z est l'axe vertical. Le trièdre xyz est direct (voir figure 2.1).

2.1.1 La source atomique

Comme nous l'avons expliqué dans l'introduction de ce chapitre, il nous est impossible de charger un piège préliminaire proche de la puce à partir d'une vapeur environnante en milieu cryogénique. Nous avons donc choisi d'amener les atomes par un jet provenant d'un piège magnéto-optique à 2 dimensions (PMO2D+) situé sous le cryostat. Le schéma de ce dispositif est présenté sur la figure 2.4.

La zone inférieure de la source atomique est pompée en continu par une pompe ionique. Le Rubidium est présent sous forme solide derrière un queusot généralement laissé ouvert. La pression partielle de Rubidium gazeux dans la partie inférieure de l'expérience est ainsi proche de la pression de vapeur saturante du Rubidium à température ambiante, de l'ordre de 3.10^{-8}mbar. Un équilibre stationnaire entre le Rubidium sublimé d'un côté et le Rubidium pompé de l'autre est atteint. Il peut être nécessaire de purger cette partie inférieure en fermant le queusot. L'Hélium présent autour de l'expérience peut en effet pénétrer dans cette enceinte à cause de la porosité des parois en verre de la cellule du PMO2D, réduisant alors l'efficacité du jet par collisions.

Nous pouvons également chauffer de temps en temps l'ampoule de Rubidium solide pour faciliter la sublimation quand la pression partielle de Rubidium est faible. La pression partielle de Rubidium dans la cellule est contrôlée en mesurant le taux d'absorption du laser +Z (cf figure 2.4) dont la fréquence peut être balayée autour des fréquences des transitions $|F = 2\rangle \longrightarrow |F' = 3\rangle$ et $|F = 1\rangle \longrightarrow |F' = 2\rangle$ des deux isotopes présents ^{85}Rb et ^{87}Rb.

Le gaz de Rubidium est capturé dans le PMO2D selon les deux directions x et y au niveau de la cellule en verre grâce à deux lasers rétroréfléchis correctements polarisés et à un champ quadrupolaire créé par un jeu de quatre bobines entourant la cellule. Chaque bobine, de largeur 4cm et de hauteur 8cm, est constituée d'un enroulement de 90 tours de fil de cuivre de diamètre 1mm parcouru par un courant de 2,5 A. Les quatre bobines, en position anti-Helmoltz deux à deux, créent ainsi un gradient de champ magnétique de 14G/cm au centre du piège.

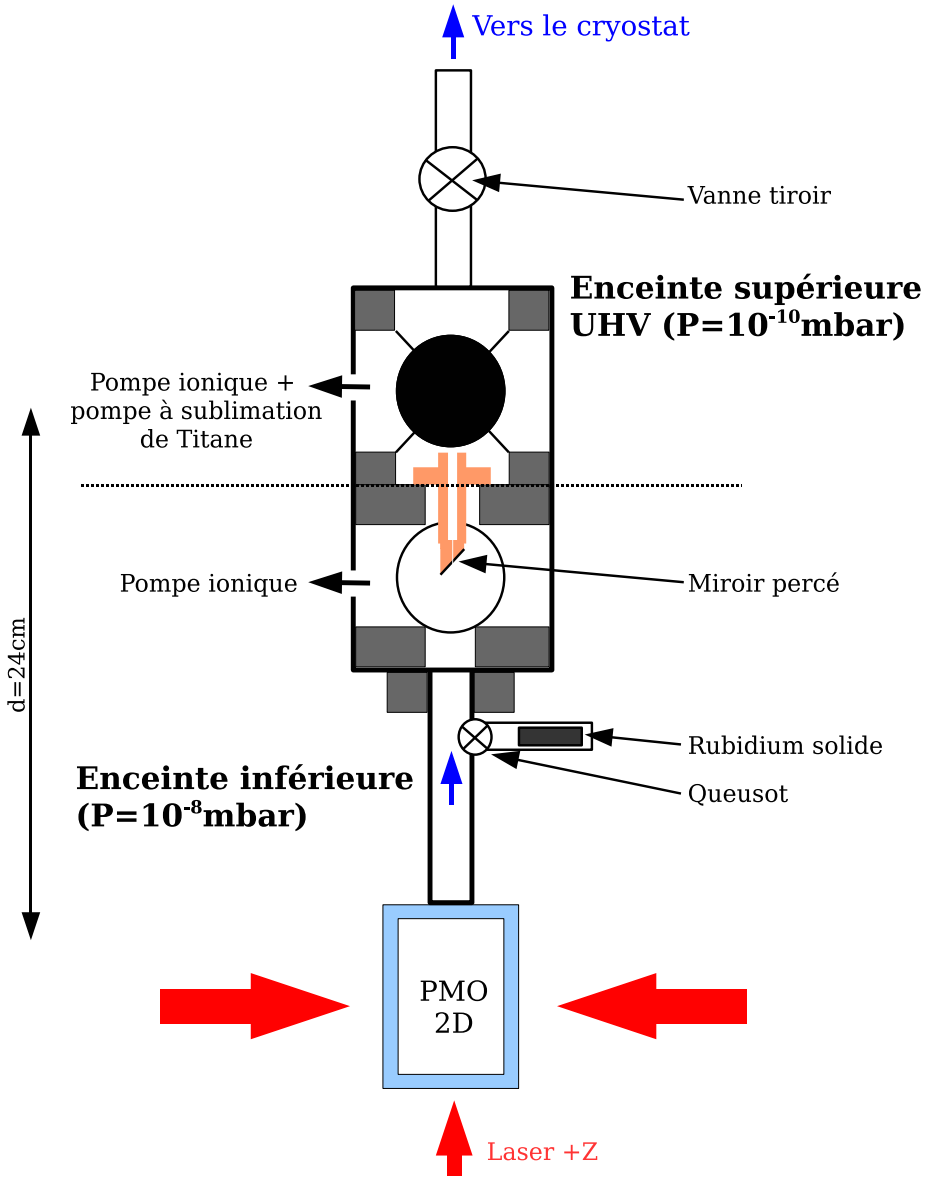

Fig. 2.4 : *Schéma de la source atomique.*

Le laser vertical +Z pousse les atomes dans la chambre supérieure à travers un miroir à 45° percé en son centre (tunnel de 10 mm de long et de 0.8 mm de diamètre) situé 18 cm au-dessus du PMO2D. Le vide de cette enceinte est assuré en continu par une pompe ionique et périodiquement par une pompe à sublimation de Titane réglée sur un cycle de 10 heures. On obtient ainsi des pressions résiduelles inférieures à 5.10^{-10}mbar.

Le raccord entre cette enceinte à vide UHV et le cryostat est assuré par une pièce à soufflet dont la flexibilité permet d'adapter les deux parties de l'expérience avec plus de souplesse lors des phases de remontage. Cette transition permet également de compenser les contractions thermiques lors du refroidissement du cryostat. Le tunnel a un diamètre interne de 9,6 mm pour une longueur de 10 cm.

2.1.2 Le cryostat

Les atomes emportés dans le jet pénètrent dans le cryostat et sont recapturés au niveau de la puce verticale. Le coeur de l'expérience est suspendu au fond du réservoir d'Hélium 4 liquide (figure 2.5). Le choix d'une structure en Cuivre permet une thermalisation efficace à 4,2 K de l'ensemble des pièces entourant la puce. Un ensemble de bolomètres et de résistances Platine nous permet de suivre la température des zones critiques de l'expérience.

Le cryostat a été monté pendant les thèses de mes prédécesseurs, Philippe Hyafil et Jack Mozley. Le réservoir d'Hélium 4 est entouré d'une garde à Azote liquide (77K) écrantant le rayonnement thermique de l'enceinte extérieure thermalisée, elle, à la température de la pièce. La garde à Azote liquide est remplie automatiquement lorsque le niveau s'amenuise. Le vide entre chaque couche est assuré par une pompe turbo-moléculaire (de débit 100 L/s), diminuant fortement les échanges thermiques par convection. Ce vide d'isolement est mesuré au niveau de l'enceinte à 300 K par une jauge ionique et vaut 10^{-8} mbar. Pour une raison que nous ignorons encore, notre cryostat n'a pas la même autonomie après chaque phase d'ouverture-fermeture. Elle peut varier entre 50h et 85h.

La difficulté dans l'utilisation d'un cryostat de cette taille réside essentiellement dans l'apparation de fuites, généralement à basse température, dont la résolution a pourtant occupé une part conséquente du début de ma thèse. Si les phases d'ouverture et de fermeture du cryostat peuvent apparaître fastidieuses (et elles le sont !), l'excellent pompage cryogénique par adsorption nous permet d'obtenir en 10h de refroidissement un vide comparable à celui des expériences d'atomes froids à température ambiante après 15 jours d'étuvage. Exceptée l'enceinte ultra-vide de la source à atomes, nous n'étuvons jamais notre expérience.

Trois jeux de bobines externes placées en quasi-Helmholtz autour du cryostat compensent le champ magnétique du laboratoire au niveau de la puce à 100 mG près (calibration réalisée en plaçant une sonde magnétique dans le cryostat à chaud).

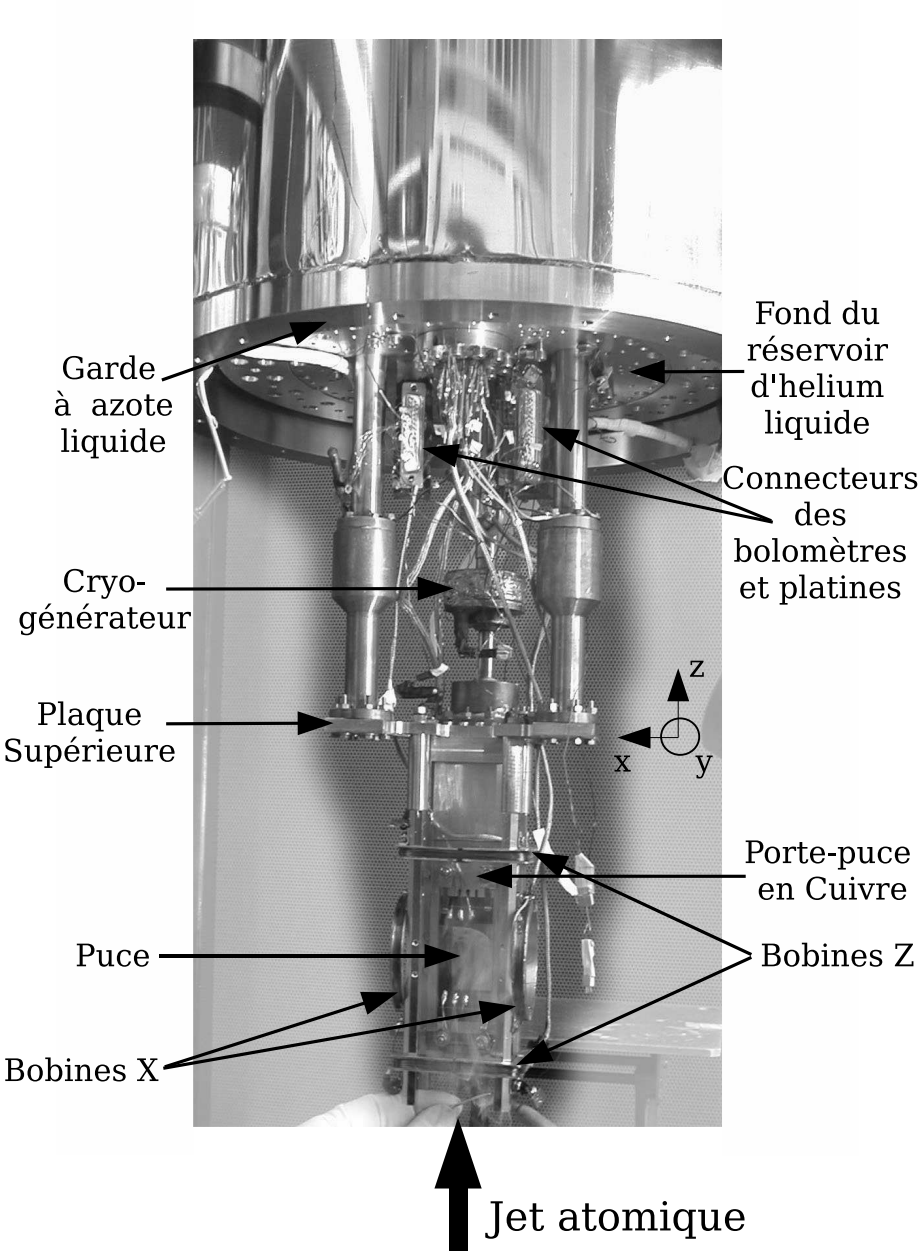

Fig. 2.5 : *Photographie du coeur de l'expérience. Les enceintes de thermalisation à 4,2 K et 77 K entourant la puce ont été retirées.*

Difficultés d'un montage optique autour d'un cryostat

Notre enceinte comprend 5 jeux de 3 hublots (un pour chaque enceinte de thermalisation) présentés sur la figure 2.1. Ces hublots, de diamètre 60 mm, permettent l'accès des lasers de piégeage et d'imagerie. Ces fenêtres sont soumises à des contraintes mécaniques à cause de la contraction du dispositif lors du refroidissement. La biréfringence induite modifie de manière dramatique la polarisation des faisceaux à 45° (définis en introduction).

Afin de suivre l'action des hublots sur la polarisation des lasers nous avons suivi en continu l'état de la polarisation circulaire du faisceau $-45°$ et du faisceau se dirigeant dans la direction -x en sortie de cryostat au cours d'une phase de refroidissement du dispositif. Cette mesure a été réalisée grâce à un dispositif analyseur composé d'une lame à retard $\lambda/4$ suivie d'un cube polariseur. Une hélicité $\sigma+$ est transformée en polarisation linéaire horizontale transmise par le cube et une hélicité $\sigma-$ est au contraire réfléchie par ce même cube.

Une onde transverse polarisée peut toujours être vue comme la somme de deux ondes polarisées circulairement $\sigma+$ et $\sigma-$. À chacune de ces deux composantes on peut associer une intensité $I_{\sigma+}$ et $I_{\sigma-}$. L'analyseur permet d'accéder au rapport :

$$\frac{s_3}{s_0} = \frac{I_{\sigma+} - I_{\sigma-}}{I_{\sigma+} + I_{\sigma-}} \tag{2.1}$$

caractérisant la pureté de la polarisation circulaire. Les coefficients s_3 et s_0 sont les coefficients de Stokes habituels [58]. La figure 2.6 présente l'évolution de ce rapport au cours du refroidissement du cryostat pour les lasers $-45°$ et $-X$ préparés dans une polarisation quasi-pure ($0,95 \leqslant s_3/s_0 \leqslant 1,00$) à l'entrée du cryostat.

La polarisation du faisceau -45° se dégrade avec le refroidissement du dispositif. Cette inversion de polarisation est réversible lorsque nous réchauffons le cryostat. Les hublots deviennent biréfringents sous l'effet des contraintes mécaniques des enceintes lors du refroidissement.

Nous avons alors élargi le jeu entre ces fenêtres et leur support en Cuivre à 0,2 mm au rayon (voir figure 2.7). De plus, nous avons relaché la contrainte des brides fixant les hublots aux différentes jupes d'isolation en laissant une petite marge dans le serrage des vis de fixation de ces brides. Nous avons également placé une rondelle de papier entre les brides et les fenêtres pour amortir les contraintes. Un joint d'Indium entre les fenêtres et les jupes participe également à cet amortissement. Enfin le remplacement des verres BK7 par des verres SF57 beaucoup moins sensibles aux contraintes mécaniques [102] a permis de gommer complètement ces problèmes de polarisation. À 4 K, la pureté de la polarisation circulaire sortante après toutes ces modifications est de $s_3/s_0 = 0.95 \pm 0.05$.

2.1.3 Autour de la puce

Le cœur de notre expérience est protégé du rayonnement thermique de l'enceinte extérieure par une jupe en cuivre thermalisée à 4,2 K et par une autre jupe du même matériau thermalisée à 77K. Cette zone expérimentale est composée de la puce bien

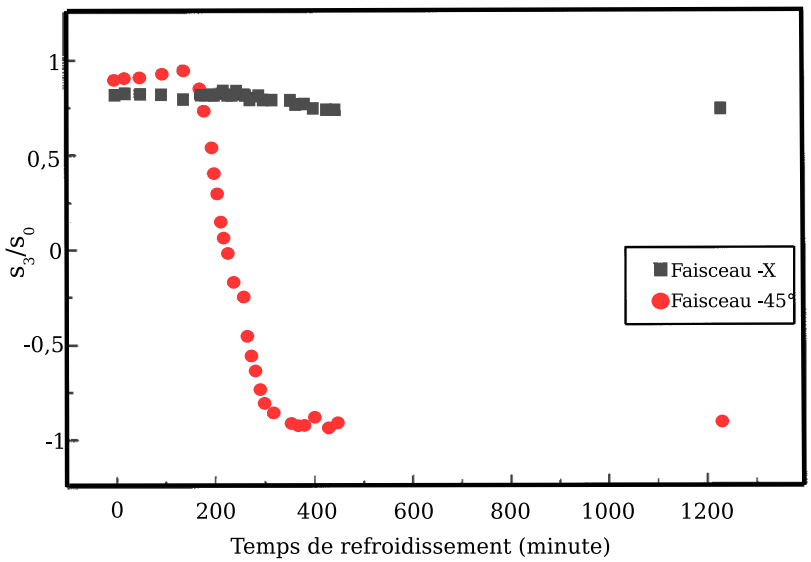

Fig. 2.6 : *Suivi de la polarisation du faisceau -45° et du faisceau -X en sortie de cryostat pendant le refroidissement de ce dernier. Le temps t=100 minutes correspond au début du transfert d'Hélium liquide dans le réservoir. Le cryostat atteint 4 K à t=300 minutes. Nous avons laissé le dispositif à 4 K pendant une nuit pour guetter une éventuelle relaxation : le résultat est le dernier point à t=1200 minutes.*

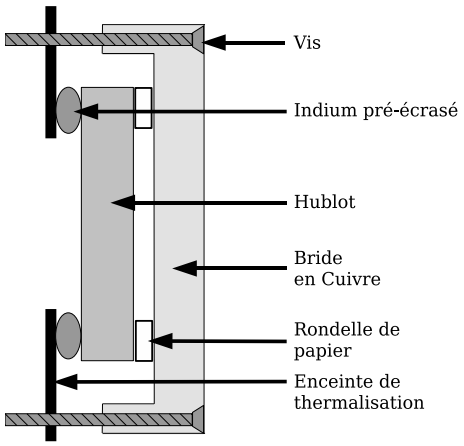

Fig. 2.7 : *Schéma de la fixation d'un hublot après relachement des contraintes.*

sûr, du porte-puce, une fine planche striée de Cuivre d'épaisseur 1 mm fixée à une planche d'araldite d'épaisseur 10 mm, et d'un jeu de six bobines comme indiqué sur la figure 2.8. Le tout est suspendu à une planche de Cuivre que nous appelerons par la suite « plaque supérieure » (figure 2.5).

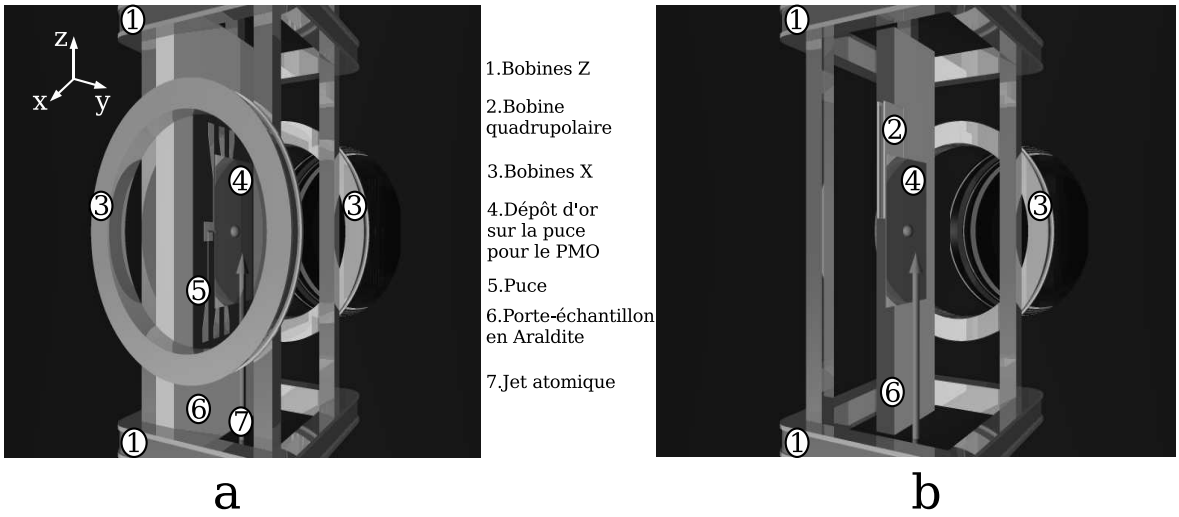

Fig. 2.8 : *Schéma de la zone expérimentale. a) Par souci de clarté, la planche de Cuivre située entre la plaque en Araldite et la puce n'est pas représentée. b) La puce est omise et la pièce en Araldite est tronquée pour pouvoir montrer la bobine quadrupolaire.*

1. les deux bobines (notées 1 sur le schéma 2.8) centrées sur l'axe z créent le champs de biais utilisé pour le piège magnéto-optique et le piège magnétique, de dimensions externes 58,5×72 mm ;
2. les deux bobines centrées sur l'axe x (notées 3 sur le schéma 2.8) permettent d'obtenir un champ selon x pour le piège magnétique, leur diamètre interne est de 49 mm et leur diamètre externe de 61 mm ;
3. une bobine centrée sur l'axe y est enroulée autour du porte-puce en araldite (noté 6 sur le schéma 2.8). Elle nous offre la possibilité d'introduire un biais selon la direction y ; ses dimensions externes sont 43×107,4 mm ;
4. la petite bobine rectangulaire encastrée dans le porte puce participe au champ quadrupolaire pour le PMO ; ses dimensions sont de 10 mm × 28mm. Est est située 1,5 mm derrière la puce. Nous l'appellerons dans toute la suite de ce manuscrit « bobine quadrupolaire ».

2.1.3.a Réalisation et calibration des bobines supraconductrices

Les bobines sont constituées d'un enroulement de fil Niomax de diamètre 300 μm composé d'un cœur supraconducteur de Nb-Ti entouré d'une gaine de cuivre (assurant la conduction au cas où le cœur ne serait plus supraconducteur) et d'une fine couche de vernis isolante mais très fragile. Le point le plus délicat dans la réalisation des bobines, hormis les précautions à prendre pour ne pas casser le fil et l'optimisation du nombre

de tours, était d'empêcher les court-circuits à la masse. Le vernis externe du fil peut en effet se détacher très aisément lorsque ce dernier gratte sur la structure de la bobine lors de l'enroulement. Nous avons ainsi déposé préalablement une pellicule de colle Stycast sur l'armature de la bobine pour isoler les fils de la masse au risque de perdre un peu du précieux volume dont nous avions besoin pour obtenir un grand nombre de tours. Nous sommes finalement parvenus à 152 tours pour les bobines Z, 150 pour les bobines X, 149 tours pour la bobine Y et 19 pour la petite bobine créant le champ quadrupolaire. Pour être sûr que l'ensemble des enroulements est bien thermalisé à 4,2 K (indispensable pour être dans la phase supraconductrice) nous noyons les fils dans de la colle Stycast bonne conductrice thermique. Plusieurs cyclages thermiques dans l'azote liquide sont nécessaires pour s'assurer que les contractions thermiques ne cassent pas les fils.

Nous ne pouvons pas faire passer un courant important dans les bobines à température ambiante de peur d'endommager le fil conducteur (quelques 100mA tout au plus). La mesure directe du champ magnétique créé par chaque jeu de bobines parcourues par un courant à l'aide d'une sonde magnétique est très imprécise. Nous avons calibré cette réponse avec les atomes *in situ*. Une fois les atomes piégés au niveau de la puce, nous les relâchons en éteignant les lasers et les courants dans les bobines sauf pour le jeu de bobines en position quasi-Helmholtz (branchées en série) que nous souhaitons étudier. Après un temps de vol de 1 ms, suffisamment long pour être sûr que les champs magnétiques indésirables sont bien éteints, nous mesurons l'absorption d'un laser de polarisation linéaire orthogonale à l'axe du champ magnétique considéré et de fréquence ajustable autour de la transition $|F = 2\rangle$ du niveau $5S_{1/2}$ vers $|F' = 3\rangle$ du niveau $5P_{\frac{3}{2}}$ (voir paragraphe 2.2.1). La figure 2.9 présente l'absorption atomique obtenue en fonction de la fréquence du laser lorsque les bobines Z sont parcourues par un courant de 1,8 A. Le champ magnétique créé par les bobines lève la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman des niveaux m_F de $|F = 2\rangle$ et des niveaux $m_{F'}$ de $|F' = 3\rangle$. La polarisation linéaire du laser peut être vue comme la contribution égale de deux polarisations circulaires opposées $\sigma+$ et $\sigma-$ selon l'axe du champ magnétique. L'absorption préférentielle d'une des deux polarisations dépend alors de la fréquence du laser : le pic de désaccord négatif est dû à l'absorption de la polarisation $\sigma-$ (correspondant à la transition cyclante $m_F = 2$ vers $m_{F'} = -3$) tandis que celui de désaccord positif est dû à la polarisation $\sigma+$ (correspondant à la transition cyclante $m_F = 2$ vers $m_{F'} = 3$). Les autres sous-niveaux Zeeman n'interviennent pas puisqu'après l'absorption de quelques photons les atomes sont pompés dans l'état $m_F = 2$ (pour la polarisation $\sigma+$) ou dans l'état $m_F = -2$ (pour la polarisation $\sigma-$). Nous ajustons le signal mesuré en fonction de la fréquence par une double lorentzienne, chacune correspondant à un pic d'absorption naturelle du laser par l'atome (voir figure 2.9).

La différence de fréquence entre les deux niveaux en présence du champ magnétique est égale à :

$$\Delta\nu = \frac{m_{F'} g_{F'} \mu_B B - m_F g_F \mu_B B}{h} \tag{2.2}$$

où m_F et $m_{F'}$ sont les nombres quantiques magnétiques des sous-niveaux Zeeman de

départ et d'arrivée respectivement, g_F (resp. $g_{F'}$) est le facteur de Landé du niveau hyperfin F (resp. F') et μ_B le magnéton de Bohr.

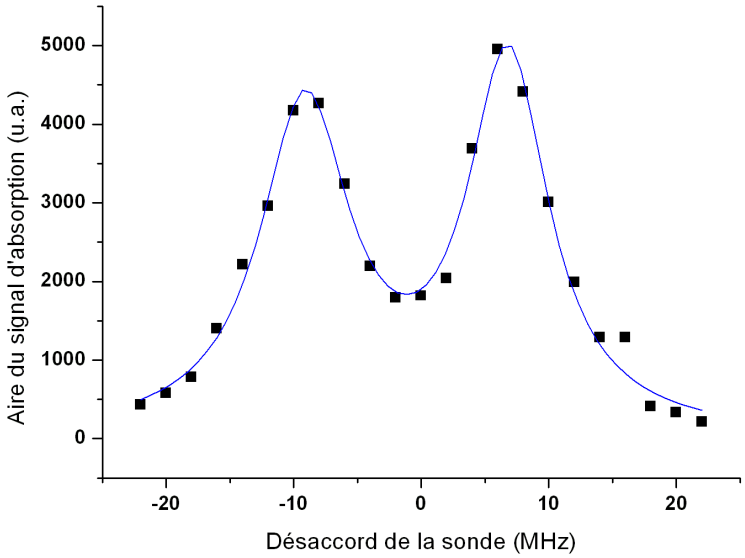

Fig. 2.9 : *Spectre d'absorption Zeeman en fonction du désaccord de la sonde par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ de la raie D2 en champ nul. Une intensité de 1,8 A parcourt les deux bobines Z montées en série. La polarisation de la sonde est linéaire perpendiculaire à l'axe z. La différence de fréquence entre les deux pics nous permet de déduire la valeur du champ magnétique $B_z = 1,93$ G correspondant à 1,80 A.*

Connaissant $\Delta\nu$, on déduit sans problème le champ magnétique B présent au niveau des atomes. Pour soustraire l'éventuelle contribution due à un champ résiduel extérieur nous inversons la polarisation des bobines et effectuons la même mesure. Nous obtenons ainsi la calibration suivante de chaque jeu de bobines en position quasi-Helmholtz :

Bobines x :14, 3 G/A
Bobine y :27, 9 G/A
Bobines z :3, 48 G/A

2.1.3.b Fils d'alimentation des bobines et de la puce

Les fils d'alimentation des bobines passent dans le réservoir d'Hélium 4, à travers la plaque de fond du cryostat et parviennent aux bobines. Chaque étape nécessite une explication particulière à cause des conditions cryogéniques imposées par notre expérience. Ces fils Niomax, les mêmes que ceux utilisés pour les bobines, ont une température critique autour de 15 K. La partie de ces fils située dans le haut du cryostat n'est plus thermalisée que par les vapeurs d'Hélium 4. Le passage d'un courant de

plusieurs ampères peut donc facilement faire transiter ces portions de fil et la conduction est alors principalement assurée par la gaine en cuivre. Ceci peut s'avérer critique lorsque nous avons besoin de passer un courant de 10A pour comprimer notre piège magnétique. Suite à l'important échauffement local du fil, les soudures de ce fil sur les connecteurs situés dans le haut du cryostat peuvent fondre quand ce n'est pas le fil lui-même qui est endommagé. Nous avons alors doublé chaque fil critique descendant dans le cryostat pour diviser par deux le courant dans chaque fil.

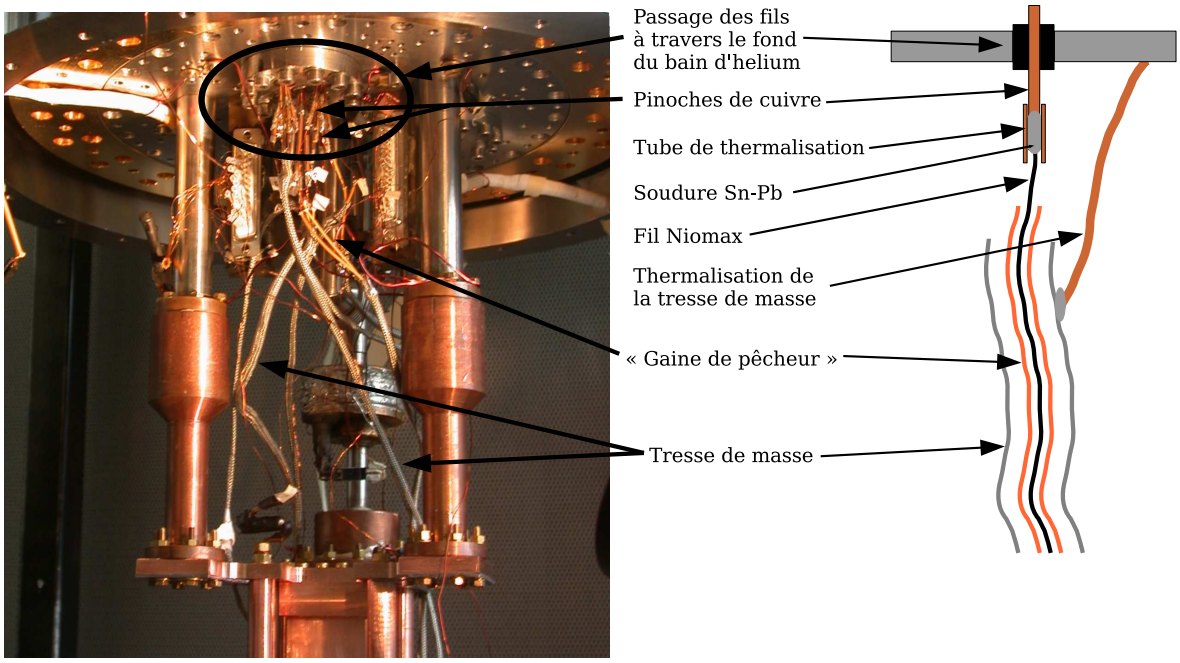

Fig. 2.10 : *Thermalisation des fils d'alimentation des bobines.*

Dans le bas du réservoir d'Hélium, le problème de la thermalisation ne se pose plus, le fil baigne dans l'Hélium liquide. Le courant doit par contre traverser le fond du bassin d'Hélium puis passer dans le vide. Nous avons choisi d'assurer la transition avec des pinoches de cuivre de diamètre 1,5 mm noyées dans une épaisse couche de colle *Stycast* comme montré sur la figure 2.10. La dissipation par effet Joule dans cette partie résistive du circuit est négligeable devant la puissance du refroidissement cryogénique. Les fils Niomax sont soudés de part et d'autre des pinoches (soudures étain-plomb classiques qui ont l'agréable propriété d'être supraconductrices à 4K). Un petit tube de cuivre vient entourer la soudure du côté du vide pour thermaliser l'ensemble et s'assurer que le tout est supraconducteur. La colle Stycast est suffisamment imperméable pour éviter des fuites d'Hélium du bassin vers le vide de la zone expérimentale.

Les fils Niomax venant des bobines et soudés sur les connecteurs précédemment décrits ne sont malheureusement thermalisés qu'au niveau du fond du bassin d'Hélium 4 et au niveau des bobines. Une grande portion située dans le vide entre les deux ne bénéficie pas d'un refroidissement efficace même avec la conduction de la gaine en cuivre (léger avantage par rapport aux fils Niomax avec une gaine en cuivre-nickel). Par ailleurs le vernis isolant les fils étant très fragile nous les avons entourés d'une gaine en tissu de type « gaine de pêcheur » qui, se thermalisant très mal, gênait également

le refroidissement des fils par rayonnement thermique. Nous avons alors enveloppé chaque fil dans une gaine métallique en tresse de masse elle-même thermalisée par l'intermédiaire de fils de cuivre fixés au bâti (figure 2.10). La gaine de pêcheur et le fil Niomax ont ainsi pu être thermalisés sans problème et l'ensemble des fils est supraconducteur.

2.1.3.c Courants de Foucault

Pour les besoins de l'expérience nous devons faire varier les champs magnétiques en moins de 1 ms et limiter par conséquent les courants de Foucault dans les différentes armatures du dispositif. Ces courants induits sont d'autant plus facilités que la résistance du Cuivre est bien plus faible à 4,2 K qu'à 300 K. Le rapport de résistivité[1] du Cuivre mesuré entre ces deux températures est de 100 environ.

Il nous a ainsi fallu prêter une attention toute particulière à la conception du montage entourant la puce en coupant au maximum les plaques de Cuivre pour éviter toute possibilité de boucles de courant en leur sein :

- C'est pour cette raison que le porte-échantillon est composé d'un support massif en Araldite. Une fine planche de Cuivre (épaisseur : 1 mm) est fixée à cette pièce pour assurer une bonne thermalisation de la puce qui est collée par-dessus avec de la laque à l'Argent. Cette planche de Cuivre est striée sur toute sa surface (voir figure 2.11). Nous avons vérifié que la puce pouvait être refroidie à 4,2 K malgré le montage en Araldite et qu'elle était rethermalisée en quelques secondes en cas de transition du supraconducteur dans la phase normale.
- L'armature de la bobine quadrupolaire est réalisée en Araldite également. La thermalisation de l'enroulement de fils est satisfaisante.
- Toutes les armatures des bobines X et Z en Cuivre sont découpées en quarts et recollées avec de la colle Stycast isolante.
- La surface de la plaque supérieure en Cuivre est réduite au maximum. Une planche de Plomb de 1 mm d'épaisseur est fixée sous cette plaque. Le Plomb étant un supraconducteur de type I à 4 K ($T_c = 7,2$ K), il empêche la pénétration des lignes de champ dans la plaque de Cuivre (cf figure 2.11).
- Une feuille de Plomb de 1 mm d'épaisseur est fixée à l'intérieur de la jupe ^{4}He pour écranter tous les champs magnétiques venant de la zone expérimentale. Les courants de Foucault dans les parois de cette enceinte sont par conséquent limités.

Pour tester la présence de courants de Foucault dans notre enceinte, nous éteignons le courant dans une bobine grâce à un MOSFET et nous observons le courant induit dans une autre qui lui fait face. En présence d'induction intempestive dans les structures métalliques du dispositif, on s'attend à observer un retard entre le signal de la première bobine et celui de la seconde. C'est ce même décalage qui sera ressenti par les atomes pendant la séquence. Plus précisément :

- Dans la direction x, une des deux bobines en quasi-Helmholtz mesure le décalage par rapport au signal de l'autre : le retard est de $\Delta\tau = 100$ μs.

[1] Ce rapport, connu en anglais sous le nom de *Residual Resistivity Ratio*, dépend grandement des impuretés du métal.

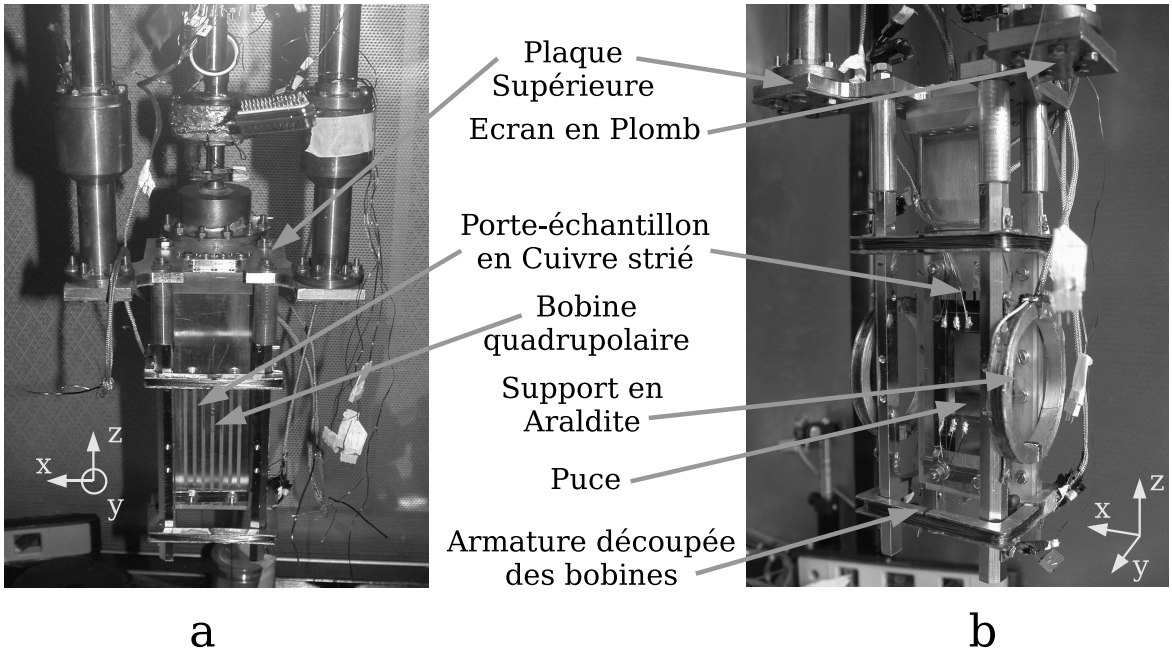

Fig. 2.11 : *Montage optimisé pour réduire les courants de Foucault a) sans la puce et les bobines X, b) avec la puce et les bobines X.*

- Dans la direction z, on mesure de même un retard de $\Delta\tau = 100$ μs.
- La bobine Y est utilisée pour tester les courants induits par la bobine quadrupolaire : $\Delta\tau = 150$ μs
- Inversement, la bobine quadrupolaire mesure le retard par rapport au signal de la bobine Y : $\Delta\tau = 300$ μs.
- Les courants de Foucault dus aux fils de la puce sont mesurés par la bobine Y : $\Delta\tau < 100$ μs.

2.2 Le système optique

Outre la mise en place de l'enceinte expérimentale, une partie de mon travail de thèse a consisté à préparer le système de lasers pour réaliser les différents pièges magnéto-optiques (PMO 2D pour la source et PMO-miroir au niveau de la puce). Nous avons choisi d'utiliser une source commune pour alimenter ces deux pièges magnéto-optiques. Après avoir rappelé brièvement les transitions atomiques utilisées dans notre expérience, je présenterai la préparation des lasers commune aux deux pièges. Le système optique spécifique à chaque PMO sera ensuite détaillé séparément.

2.2.1 Généralités sur les atomes de Rubidium

Nous avons choisi de piéger le Rubidium car son schéma d'excitation vers l'état de Rydberg circulaire est bien connu [103]. Nous nous sommes tournés vers l'isotope ^{87}Rb dont la longueur de diffusion positive en fait une espèce facilement condensable [104].

Pour refroidir et piéger les atomes nous utilisons la transition $|F = 2\rangle$ du niveau $5S_{1/2}$ vers $|F' = 3\rangle$ du niveau $5P_{3/2}$ ($\lambda = 780,02$ nm) comme indiqué sur la figure 2.12.

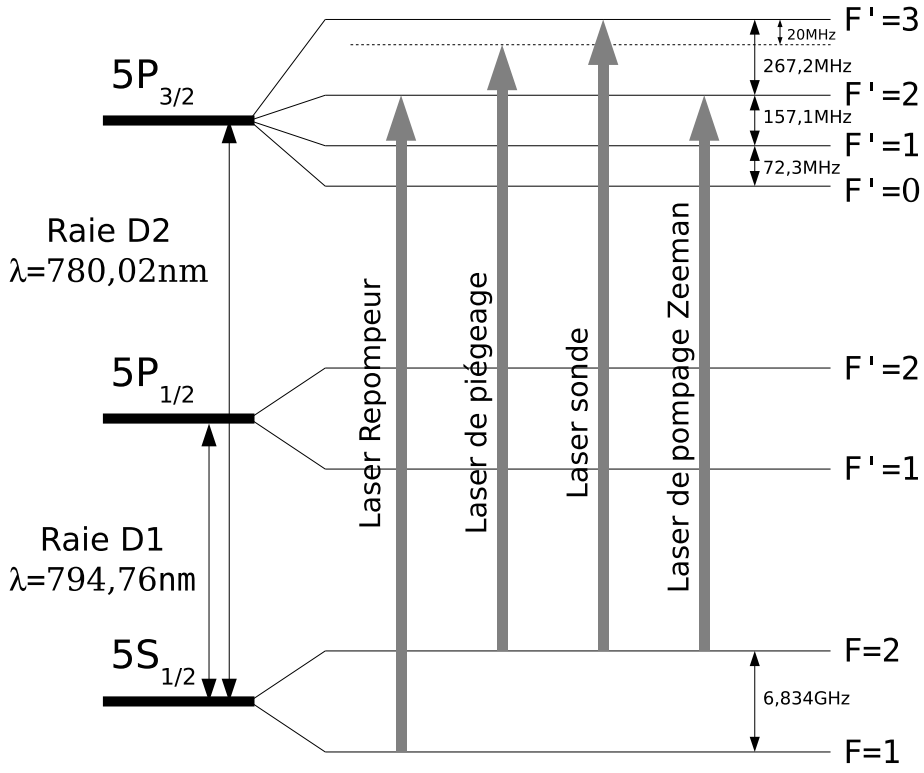

Fig. 2.12 : *Niveaux d'énergie utilisés pour le piégeage des atomes de ^{87}Rb. Les transitions des quatre lasers utilisés dans notre expérience sont précisées.*

La probabilité d'excitation des atomes dans le niveau $|F' = 2\rangle$ par le laser de piégeage est non nulle. Les atomes peuvent alors se désexciter dans l'état $|F = 1\rangle$ du niveau $5S_{1/2}$ par émission spontanée. Il est par conséquent indispensable de les repomper hors de cet

état noir en superposant un deuxième laser accordé sur la transition $|F = 1\rangle$ de $5S_{1/2}$ vers $|F' = 2\rangle$ de $5P_{1/2}$. Ces atomes se désexcitant en partie dans le niveau $|F = 2\rangle$ de $5S_{1/2}$, ils peuvent être à nouveau sensibles au laser de piégeage.

Nous utilisons également un laser pour l'imagerie par absorption résonnant avec la transition $|F = 2\rangle$ du niveau $5S_{1/2}$ vers $|F' = 3\rangle$ du niveau $5P_{3/2}$. Enfin un quatrième laser est ajouté pour pomper les atomes dans l'état Zeeman $|F' = 2, m_F = 2\rangle$ de $5P_{3/2}$, l'état de piégeage magnétique sur la puce, comme nous l'expliquerons dans le chapitre 4.2 dédié au pompage Zeeman.

2.2.2 Système laser commun aux PMOs

Les faisceaux lasers piégeants sont désaccordés vers le rouge de $2,7\ \Gamma$ environ par rapport à la transition $|F = 2\rangle \longrightarrow |F' = 3\rangle$, soit 16,2 MHz. Γ est la largeur naturelle de l'état $|F' = 3\rangle$. Pour obtenir suffisamment de puissance pour les deux pièges, nous utilisons un montage maître-esclave constitué d'une diode laser (*Sanyo DL7140*) et d'un MOPA (diode *Toptica #TA-0785*). Avec un courant d'alimentation de 1,6 A le MOPA peut fournir 450 mW.

Le repompeur, partagé également entre les deux PMOs, est accordé exactement sur la transition $|F = 1\rangle \longrightarrow |F' = 2\rangle$. L'intensité de 40 mW fournie par la diode (Sanyo DL7140) suffit pour alimenter l'ensemble de l'expérience.

Les fréquences de toutes les diodes de notre table optique sont asservies sur un spectre d'absorption saturée à l'aide d'un dispositif à détection synchrone. Le signal d'erreur est obtenu en modulant la fréquence de la diode à 100 kHz. Le schéma de principe de l'asservissement et de la préparation des lasers est présenté sur la figure 2.13. La description complète de la table optique est laissée en annexe B.

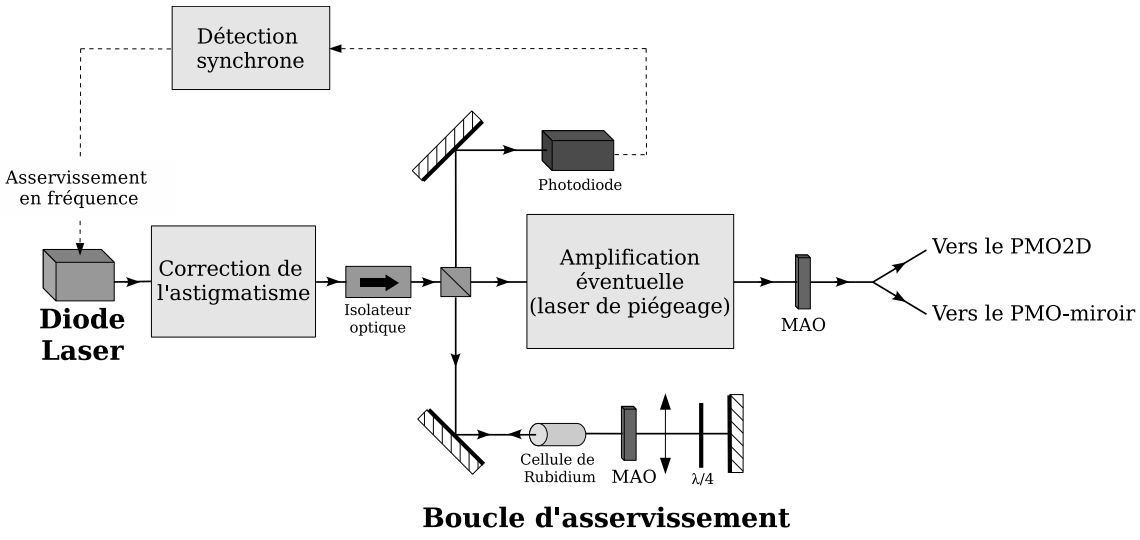

Fig. 2.13 : *Schéma de l'asservissement des lasers et leur préparation avant d'être envoyés dans l'expérience.*

Les raies atomiques et *cross-overs* disponibles du ^{87}Rb pour l'asservissement par

absorption saturée sont indiquées sur la figure 2.14. La combinaison de modulateurs acousto-optiques (MAOs) réalisant l'ajustement fin de la fréquence des lasers pour le piégeage est détaillée quant à elle dans le tableau 2.1. En plaçant un premier MAO dans la boucle d'absorption saturée, on décale la fréquence d'asservissement du laser par rapport au *cross-over* de référence. Le deuxième MAO modifie la fréquence du laser envoyé sur l'expérience. Par ailleurs ce deuxième MAO sert d'interrupteur pour le laser : il permet d'éteindre celui-ci en quelques dizaines de nanosecondes.

Illustrons l'effet des MAOs avec le laser de piégeage. La fréquence de référence est celle de la transition $|F = 2\rangle \longrightarrow |F' = 3\rangle$. Le *cross-over* utilisé est décalé de $-133,5$ MHz par rapport à cette transition. En utilisant un MAO de $-193,5$ MHz dans la boucle d'asservissement on décale la fréquence du laser à $+60$ MHz. Le MAO en série de -80 MHz permet de fixer la fréquence finale à -20 MHz comme nous le souhaitons.

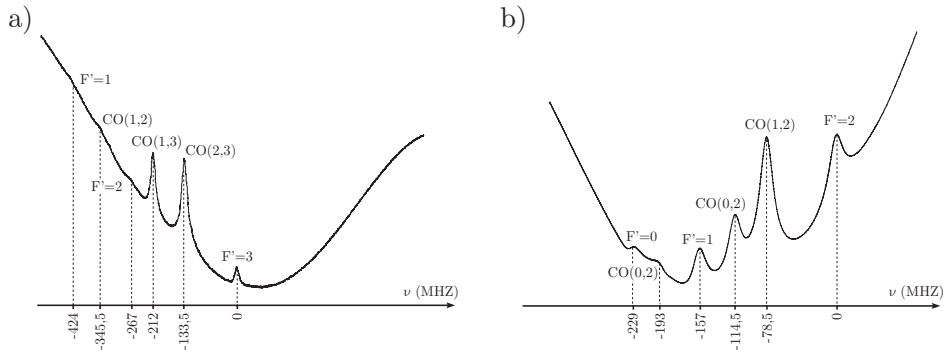

Fig. 2.14 : *Structures hyperfines des transitions $|F = 2\rangle \longrightarrow |F' = 1, 2, 3\rangle$ (a) et $|F = 1\rangle \longrightarrow |F' = 0, 1, 2\rangle$ (b) avec les cross-overs associés. Les spectres sont obtenus par absorption saturée.*

	Raie d'asservissement	Fréquence MAO en série	Fréquence MAO dans la boucle d'asservissement	Désaccord final
Laser piège	CO(2,3)	-80 MHz	-193,5 MHz	-20 MHz
Laser sonde	CO(2,3)	-80 MHz	-213,5 MHz	0 MHz
Repompeur	CO(1,2)	+78,5 MHz	-	0 MHz
Laser pompage optique	C0(2,3)	+80 MHz	+213,5 MHz	-267 MHz

Tab. 2.1 : *Fréquences d'asservissement des lasers. Les fréquences de référence sont celles de la transition $|F = 2\rangle \longrightarrow |F' = 3\rangle$ pour le laser piège, le laser sonde et le laser de pompage optique, $|F = 1\rangle \longrightarrow |F' = 2\rangle$ pour le repompeur.*

Les lasers sont ensuite séparés entre les deux PMOs (voir figure 2.13. L'accès au PMO-2D se fait directement par la voie des airs tandis que les lasers du PMO-miroir sont amenés autour du cryostat par fibre optique pour des raisons de commodités. Nous allons maintenant nous pencher sur chacun de ces deux pièges.

2.2.3 Le PMO-2D

Après passage dans les différents MAOs et isolateurs optiques et après le partage avec le PMO -miroir, 23 mW sont envoyés dans chaque faisceau de piégeage vers le PMO2D. Ces deux faisceaux sont rétro-réfléchis en sortie de cellule (voir figure 2.15). Le repompeur est superposé à ces faisceaux (2 mW par faisceau). Au niveau de la cellule de Rubidium les faisceaux ont un waist vertical et horizontal de 40 mm et 20 mm respectivement. Le laser +Z est quant à lui envoyé par fibre optique monomode pour purifier son mode transverse. En sortie de fibre, 5 mW sont disponibles sous la cellule. Le diamètre de ce faisceau sous le montage est de 4 mm.

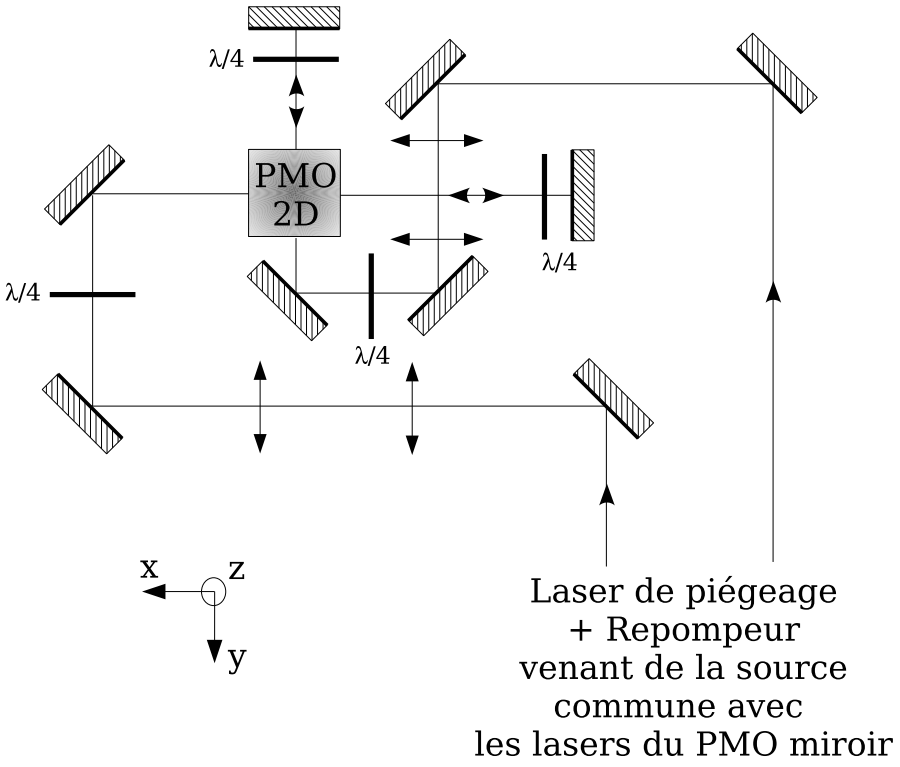

Fig. 2.15 : *Schéma de la préparation des lasers pour le PMO-2D (vue de dessus). Le laser +Z n'est pas représenté.*

Aucun faisceau repompeur n'est superposé au laser +Z. Toutefois, les faisceaux du repompeur du PMO2D sont partiellement réfléchis et diffusés sur les parois de la cellule en verre. Ces diffusions et réflexions multiples assurent le repompage des atomes du jet jusqu'à quelques centimètres au-dessus du PMO2D. En revanche, dès que le jet sort de la cellule, il n'est plus repompé et les atomes ne sont plus sensibles au laser +Z.

2.2.4 Le PMO-miroir

Ce montage est plus délicat à mettre en œuvre. Les hublots ont un diamètre de 60 mm seulement. Cependant, l'espace prévu pour le passage des faisceaux à 45° permet juste la traversée de lasers de 10 mm de diamètre.

Utilisation de fibres optiques

Pour des raisons d'encombrement, les lasers sont envoyés autour du cryostat par l'intermédiaire de fibres optiques monomodes à maintien de polarisation. En l'occurrence, une fibre unique transmet le laser qui est ensuite dédoublé pour créer les faisceaux ±X (figure 2.16) et deux autres fibres se chargent des faisceaux à 45° séparément (figure 2.17). Le repompeur, superposé à l'un des faisceaux X à l'entrée dans le cryostat est également apporté par fibre optique.

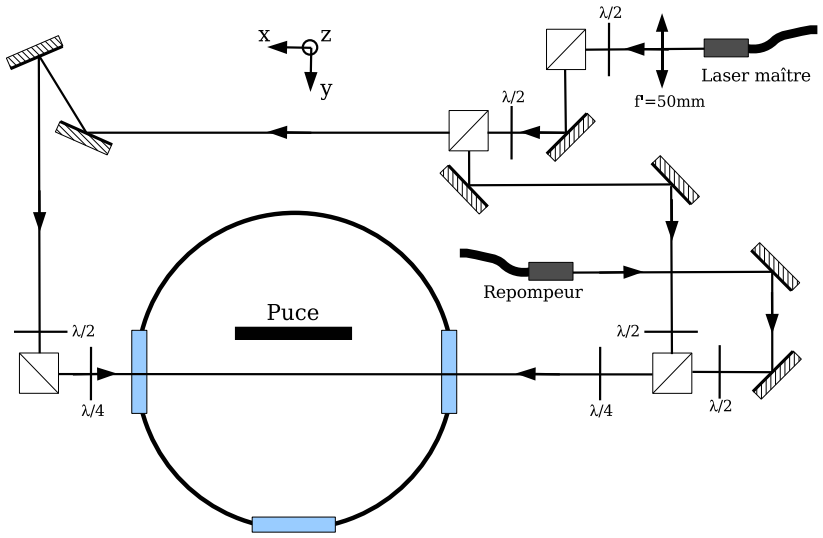

Fig. 2.16 : *Préparation des lasers parallèles à l'axe x.*

Les faisceaux couplés dans les trois fibres (faisceaux à 45° et faisceau dédoublé pour l'axe x) proviennent du signal amplifié par le MOPA. Malheureusement pour nous, le mode de sortie du MOPA est loin de ressembler à un TEM(0,0) aisément couplable dans une fibre optique monomode. Il nous a donc fallu corriger l'astigmatisme et les modes transverses de ces faisceaux à l'aide d'une combinaison de lentilles cylindriques et sphériques. Nous sommes ainsi parvenus à coupler entre 30 et 50% de la puissance lumineuse incidente dans les fibres pour obtenir en sortie 10 mW pour chacun des deux faisceaux X et 8,5 mW pour les faisceaux à 45°.

Nos fibres optiques sont à maintien de polarisation. Comme nous sélectionnons une polarisation bien particulière en sortie de fibre nous devons préparer les lasers avant le couplage avec une polarisation linéaire orientée selon l'un des axes propres de la fibre. Dans le cas contraire, toute variation de l'indice de réfraction d'un des axes propres de la fibre par rapport à l'autre induirait un déphasage entre les composantes de la

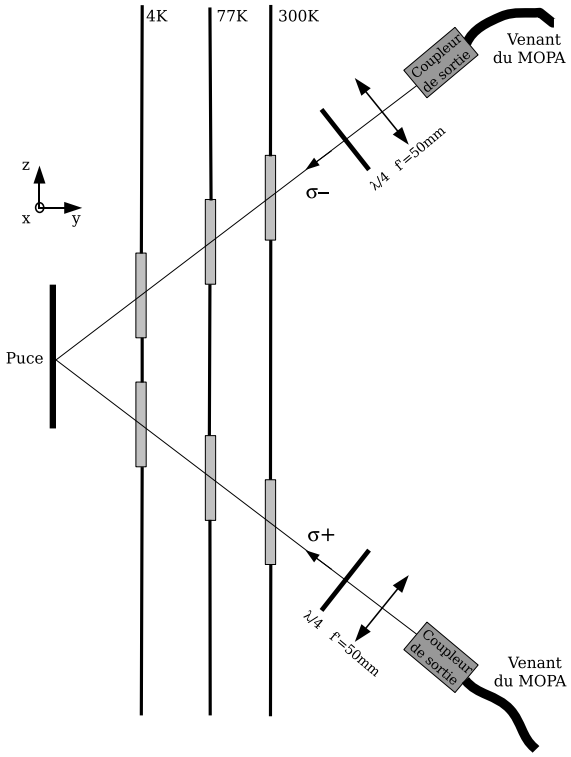

Fig. 2.17 : *Configuration des faisceaux lasers à 45° pour le PMO miroir vu selon l'axe x.*

polarisation du signal transmis à la sortie de la fibre. On pourrait alors obtenir une polarisation elliptique en sortie totalement différente de la polarisation linéaire en entrée. Qui plus est, ces déphasages entre les deux axes optiques peuvent être dus à des effets mécaniques et/ou thermiques sur la fibre variant dans le temps. Afin de réduire l'influence de l'environnement sur les fibres, celles-ci sont protégées par une gaine hexacanal supplémentaire et fixées sur la table optique. Elles sont à l'abri des torsions mécaniques, bien thermalisées et restent isolées des courants d'air. Cela ne suffit pourtant pas pour annuler les variations de déphasages entre les deux axes optiques.

Nous devons ainsi orienter l'axe de la polarisation linéaire des signaux sur un des axes propres de la fibre (à l'aide d'une lame à retard $\lambda/2$ placée en entrée de fibre). Nous mesurons les fluctuations d'intensité dans les composantes linéaires de la polarisation de sortie sélectionnées au moyen d'un cube analyseur. Celles-ci sont inférieures à 4% pour l'ensemble de nos fibres.

Les fibres à 45° sont placées dans des montures fixées à l'entrée des hublots inférieurs et supérieurs du cryostat comme indiqué sur le schéma 2.17. Les polarisations des faisceaux sortants sont transformées en circulaires grâce à des lames à retard $\lambda/4$. Le PMO est suffisamment peu sensible aux fluctuations de polarisation d'une fibre par rapport à l'autre pour que nous nous satisfassions de ce montage.

La situation est assez différente pour la fibre apportant les faisceaux X. Si les deux bras sont directement séparés à la sortie de la fibre par un cube polariseur, nous notons d'importantes fluctuations d'intensité d'un faisceau par rapport à l'autre se traduisant

directement sur les atomes. Ceci est dû aux fluctuations de polarisation du signal en sortie de fibre : au gré de ces fluctuations, les intensités des deux polarisations linéaires s et p de ce faisceau varient et avec elles les intensités dans les deux bras sortant du cube séparateur. C'est pour cette raison que nous avons d'abord purifié la polarisation de ce signal grâce à un premier cube polarisant (voir schéma 2.16). Un deuxième cube sépare ensuite les faisceaux. Les fluctuations d'intensité dans les deux bras sont ainsi corrélées. On pourrait certes objecter que les intensités des faisceaux X varient par rapport à celles des faisceaux à 45° mais ceci affecte peu le signal atomique durant la séquence expérimentale.

Alignement des lasers

L'alignement des faisceaux sur la puce n'est pas chose aisée vu l'accès restreint dont nous disposons autour du cryostat. Les faisceaux à 45° sont superposés au niveau des hublots de l'enceinte extérieure du cryostat. Nous vérifions avec une caméra de face que ces faisceaux sont bien centrés sur la puce.

Les faisceaux X, quant à eux, doivent être horizontaux, à la même hauteur et parallèles à la puce pour que les atomes puissent les voir même à une distance de quelques dizaines de microns de la surface. Pour régler le parallélisme nous envoyons au préalable ces faisceaux avec un angle sur la surface réfléchissante de la puce. Les lasers ayant un diamètre suffisamment grand (10 mm) une partie est réfléchie alors que l'autre est directement transmise (schéma 2.18). On observe alors deux taches en sortie de cryostat. Nous ajustons l'angle d'incidence du laser en réduisant la distance entre ces deux taches. Quand la distance est suffisament faible (inférieure à 1 cm à une distance de 3 m du cryostat) nous pouvons raisonnablement conclure que le faisceau est parallèle à la puce (angle inférieur à 0,2°).

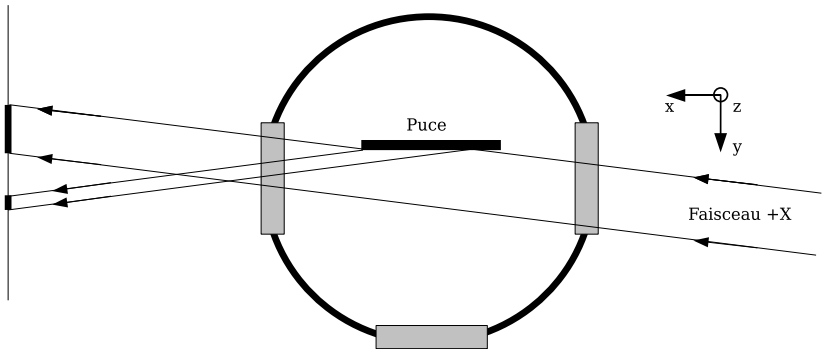

Fig. 2.18 : *Principe du réglage du parallélisme d'un des faisceaux X par rapport à la puce. Le faisceau de largeur 10 mm est partiellement réfléchi sur la puce, formant deux taches distinctes en sortie de cryostat.*

Stabilité du montage optique

Coupler le faisceau laser issu d'un MOPA dans des fibres optiques nécessite une

grande précision mais aussi une excellente stabilité de l'ensemble du montage optique. Une première version de notre système optique présentait des fluctuations de signal en sortie de fibre de l'ordre de 40% résultant en une variation du nombre d'atomes dans le PMO atteignant parfois 50% et ce sur une vingtaine de minutes. Difficile dans ces conditions de réaliser des expériences reproductibles pour optimiser les paramètres de piégeage.

Il nous a fallu quelques semaines avant de comprendre l'origine de ces fluctuations essentiellement dues à des variations de position des faisceaux au cours du temps. Pour réduire drastiquement ces variations nous avons effectué les modifications suivantes :

- Remplacement des miroirs critiques (injection et sortie de MOPA) par des montures *Lees* bien plus stables que les précédentes.
- Asservissement de la température au niveau de la table optique (sous une hotte à flux laminaire) à 0,5 °C près.
- Raccourcissement de l'ensemble du chemin optique jusqu'au couplage dans les fibres.
- Remplacement de l'ensemble des montures *Newport* de la table optique : ces montures maintiennent les éléments d'optique grâce à un anneau en plastique très sensible aux fluctuations de température. Ces montures étaient la cause principale de nos instabilités.

Grâce à ces modifications nous avons pu obtenir un nombre d'atomes dans le PMO fluctuant de 10% seulement, résultat classique dans les expériences d'atomes froids, pour des variations d'intensité en sortie de fibre ne dépassant pas 5%. Bien sûr, le signal issu du MOPA varie au cours du temps mais plutôt à l'échelle de la journée voire de la semaine ce qui nous laisse suffisamment d'aisance pour effectuer une journée de manipulation sans réaligner les lasers.

2.3 L'imagerie

L'imagerie de notre expérience doit obéir à un cahier des charges assez strict : il faut pouvoir observer un nuage atomique d'une dizaine de μm avec un champ assez large pour permettre des temps de vol suffisamment longs (10ms de temps de vol résultent en une chute de 500μm). De plus l'accès optique très restreint et le positionnement vertical de la puce ne nous laissent que peu de marge pour placer les faisceaux. Après quelque temps passé en imagerie par fluorescence nous avons décidé d'imager les atomes par absorption, nous offrant ainsi un meilleur signal sur bruit pour de faibles signaux (à partir du piège magnéto-optique sur la puce). De plus, l'imagerie par absorption ne change pas la taille du nuage à la différence de la fluorescence.

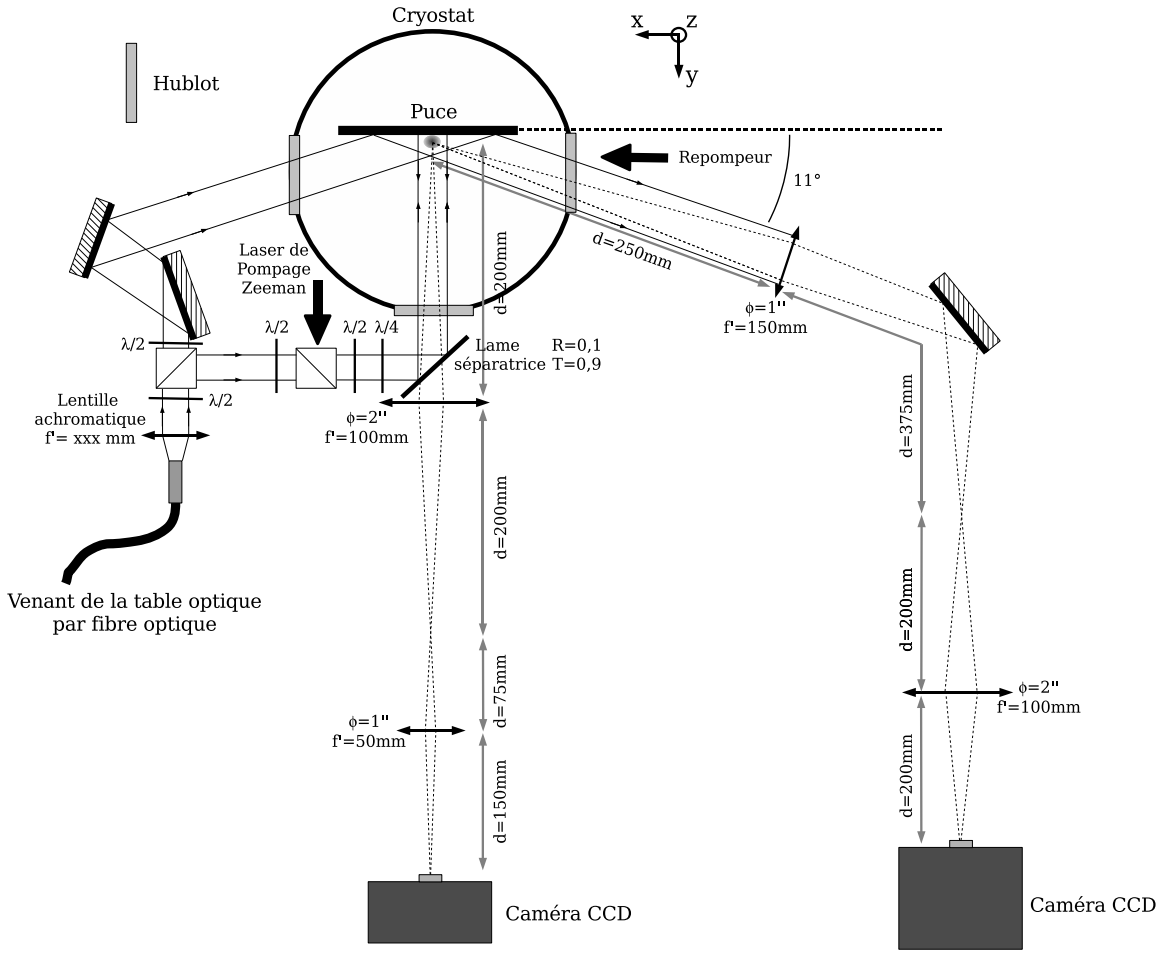

Fig. 2.19 : *Schéma de l'imagerie de l'expérience. Les distances ne sont pas à l'échelle. Les rayons en lignes interrompues sont ajoutés pour la compréhension de la formation des images.*

2.3.1 Principe de l'imagerie par absorption

L'imagerie par absorption est réalisée en envoyant un laser résonnant sur la transition $|F = 2\rangle \longrightarrow |F' = 3\rangle$ sur le nuage atomique après avoir éteint les champs magnétiques

de piégeage. Les atomes absorbent alors une partie du signal (figure 2.19). Un système optique fait l'image du nuage sur une caméra CCD. L'intensité obtenue au niveau du nuage après absorption est donnée par la loi de Beer-Lambert (dans le cas d'un faisceau laser envoyé selon l'axe x) :

$$I(y,z) = I_0(y,z)e^{-\int \sigma(\delta)n(x,y,z)dx} \tag{2.3}$$

avec I_0 l'intensité avant absorption, $\sigma(\delta)$ la section efficace des atomes de Rubidium pour la transition $|F=2\rangle \longrightarrow |F'=3\rangle$ (fonction du désaccord à la fréquence de résonance δ) et $n(x,y,z)$ la densité atomique. L'absorption n'est linéaire que si le laser n'est pas saturant, c'est-à-dire si $I \ll I_{\text{sat}}$ avec I_{sat} l'intensité de saturation de la transition atomique. Pour des intensités petites devant I_{sat}, la section efficace est donnée par :

$$\sigma(\delta) = \frac{\sigma_0}{1+\frac{4\delta^2}{\Gamma^2}} \tag{2.4}$$

avec $\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$ la section efficace de diffusion à résonance et Γ la largeur naturelle du niveau excité. Puisque la sonde est envoyée à résonance, nous pouvons considérer la section efficace égale à σ_0.

Faisons l'hypothèse d'une répartition gaussienne des atomes dans le nuage (typique pour un nuage froid non condensé) :

$$n(x,y,z) = \frac{N_{at}}{(2\pi)^{3/2}\Delta_x\Delta_y\Delta_z} e^{-\frac{x^2}{2\Delta_x^2}-\frac{y^2}{2\Delta_y^2}\frac{z^2}{2\Delta_z^2}} \tag{2.5}$$

en notant N_{at} le nombre total d'atomes dans le nuage et Δ_i la largeur de la gaussienne dans la direction i. On en déduit :

$$\int n(x,y,z)dxdydz = N_{at} \tag{2.6}$$

et par conséquent :

$$N_{at} = \frac{1}{\sigma_0}\int ln\left(\frac{I_0(y,z)}{I(y,z)}\right)dydz \tag{2.7}$$

Une imagerie par absorption nécessite une première image avec les atomes pour obtenir $I(y,z)$ et une deuxième sans les atomes pour avoir la référence $I_0(y,z)$.

> Remarque : Les photons réémis par les atomes du nuage se désexcitant sont absorbés à nouveau par d'autres atomes. On pourrait craindre que cet effet ne soit pas négligeable devant l'absorption directe du faisceau sonde. Si l'on se place à $I \ll I_{\text{sat}}$, les atomes ne sont pas saturés par ces réémissions et peuvent absorber la sonde.

2.3.2 Dispositif expérimental

Le laser sonde peut être envoyé avec un angle de 11° par rapport à l'axe x pour une image de côté ou bien selon l'axe y pour effectuer une imagerie de face(figure 2.19).

La source commune est amenée à hauteur du cryostat par fibre optique (monomode à maintien de polarisation). Elle est ensuite collimatée et distribuée par l'intermédiaire d'un cube séparateur dans les deux bras d'imagerie. La largeur du faisceau à l'entrée dans le cryostat pour les deux axes est de 10mm.

Absorption de côté

Après avoir traversé une lame $\lambda/2$ permettant de changer l'axe de sa polarisation linéaire, le faisceau laser entre dans le cryostat avec un angle de 11° par rapport à l'axe x. Son intensité est de 200 μW/cm^2 ce qui est petit devant l'intensité de saturation I_{sat} (1,6 mW/cm^2). Il est réfléchi sur la puce et collecté en sortie de cryostat par une lentille de diamètre 1" et de focale f'=150mm située 250 mm après le nuage atomique. Une deuxième lentille convergente de diamètre 2" de focale f'=100mm, placée en 2f-2f de l'image obtenue par la première lentille, donne l'image des atomes sur le capteur CCD de la caméra Princeton MicroMax. Le grandissement théorique obtenu est de 1,5. En pratique le grandissement mesuré directement à partir de l'image des fils de la puce dont nous connaissons les dimensions est plutôt de 1,4. La caméra est un capteur CCD « *back-illuminated* » refroidi de 512×512 pixels pour une taille de pixel de 13μm×13μm. La résolution du signal au niveau des atomes est donc de 9,2μm×9,2μm par pixel. Le champ accessible a une hauteur de 4,7 mm, ce qui est largement suffisant pour les temps de vol.

L'angle de 11° permet de voir l'image directe du nuage ainsi que sa réflexion dans le miroir de la puce. De la distance entre le nuage et son image on calcule facilement la distance atomes-surface (voir figure 2.20).

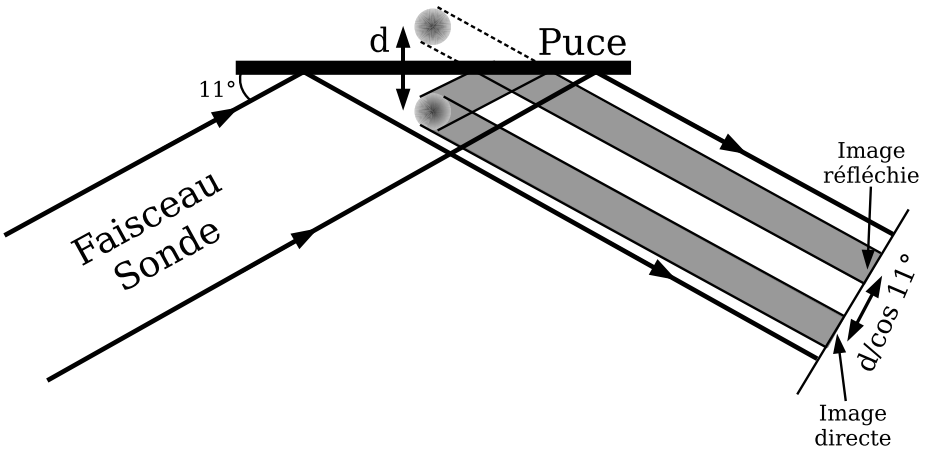

Fig. 2.20 : *Principe de la mesure de la distance atomes-surface.*

Absorption de face

Le faisceau de face est superposé au laser de pompage Zeeman au niveau du deuxième cube polarisant (figure 2.19). Comme nous le verrons dans le paragraphe 4.2, il est nécessaire d'adapter la polarisation du laser de pompage Zeeman à l'aide de lames

$\lambda/2$ et $\lambda/4$. La polarisation de la sonde est donc imposée $\sigma-$ par rapport à l'axe y[2]. Nous avons néanmoins vérifié que le signal atomique ne variait que très peu lorsque l'on change la polarisation de la sonde et avons jugé cette configuration satisfaisante. L'intensité entrant dans le cryostat est de 100 μW/cm^2 également très petite devant I_{sat}.

Une lame séparatrice spécialement traitée pour réfléchir 10% de l'intensité incidente envoie le faisceau laser sur la puce à incidence normale. La lumière est absorbée deux fois par les atomes, à l'aller et au retour, pour franchir la lame séparatrice et être récupérée par une lentille de focale f'=100mm en position proche de 2f-2f. Une deuxième lentille de focale f'=50mm située à 75mm de l'image de la première lentille effectue la mise au point sur le CCD de la deuxième caméra Princeton PhotonMax. Le grandissement théorique serait de 2 mais il est difficile de placer la première lentille exactement en 2f-2f. Nous calibrons plutôt à l'aide des fils de la puce, dont les dimensions sont connues, un grandissement de 1,7. La caméra est également un capteur CCD « *back-illuminated* » refroidi de 512×512 pixels pour une taille de pixel de 13μm×13μm. La résolution obtenue est donc de 7,5μm×7,5μm par pixel. La vitesse de la caméra de face est beaucoup plus grande que celle de côté et nous pouvons nous permettre des temps d'acquisition bien plus courts que pour l'autre caméra. Par ailleurs, une chaîne d'amplification du signal reçu par le CCD nous laisse la possibilité de travailler avec des signaux de faible intensité. Le champ couvert par la caméra a une taille de 3,8 mm x 3,8 mm.

Le faisceau repompeur nécessaire pour placer les atomes dans le niveau $|F = 2\rangle$ pendant l'absorption est celui utilisé pour le piège magnéto-optique qui sera décrit dans le prochain chapitre. Il est envoyé par fibre optique parallèle à la puce dans la direction $+x$.

2.3.3 Observation des atomes

L'imagerie par absorption est faite en trois étapes : une impulsion laser de 50μs est envoyée sur les atomes qui l'absorbent partiellement ; on en déduit la répartition d'intensité I. Une deuxième impulsion de 50μs est envoyée quelques dizaines de millisecondes plus tard lorsqu'il n'y a plus d'atomes. C'est la référence I_0. Enfin une troisième image de même durée est prise sans lasers pour obtenir le bruit électronique de fond I_{back} qui doit être soustrait des deux signaux précédents. La durée de 50 μs la durée optimale présentant le meilleur rapport signal sur bruit sans perturber la taille du nuage. On effectue l'opération suivante sur les images, pixel par pixel :

$$\ln \frac{I_0(\tilde{y},\tilde{z}) - I_{\text{back}}(\tilde{y},\tilde{z})}{I(\tilde{y},\tilde{z}) - I_{\text{back}}(\tilde{y},\tilde{z})} \tag{2.8}$$

Nous avons considéré le cas de l'absorption de côté. Les tildes indiquent que les distances sont en pixels. Nous ajustons l'image ainsi obtenue par une gaussienne 2D pour

[2]A la sortie du cube, le pompage Zeeman et la sonde ont des polarisations linéaires orthogonales. Les deux lames transformant la polarisation du pompage Zeeman en $\sigma+$ par rapport à l'axe y vont transformer celle de la sonde en $\sigma-$.

le piège magnétique refroidi et calculons son aire A. A est donc relatif à un ajustement du signal d'absorption dont les distances sont notées en pixels. Pour retrouver le nombre d'atomes il faut tenir compte du grandissement des caméras : g_i (en mètres par pixel). Pour la caméra Princeton MicroMax, $g_i = 9,2$ μm/pixel et pour la caméra PhotonMax, $g_i = 7,5$ μm/pixel. Le nombre d'atomes est alors égal à :

$$N_{at} = \frac{g_y g_z}{\sigma_0}.A = \frac{2\pi}{3\lambda^2}.g_y g_z.A \tag{2.9}$$

L'angle de 11° du faisceau laser de l'imagerie de côté a un avantage certain : il permet de voir le nuage atomique directement ainsi que sa réflexion dans le miroir de la puce. De la distance entre le nuage et son image dans le miroir on calcule facilement la distance atomes-surface.

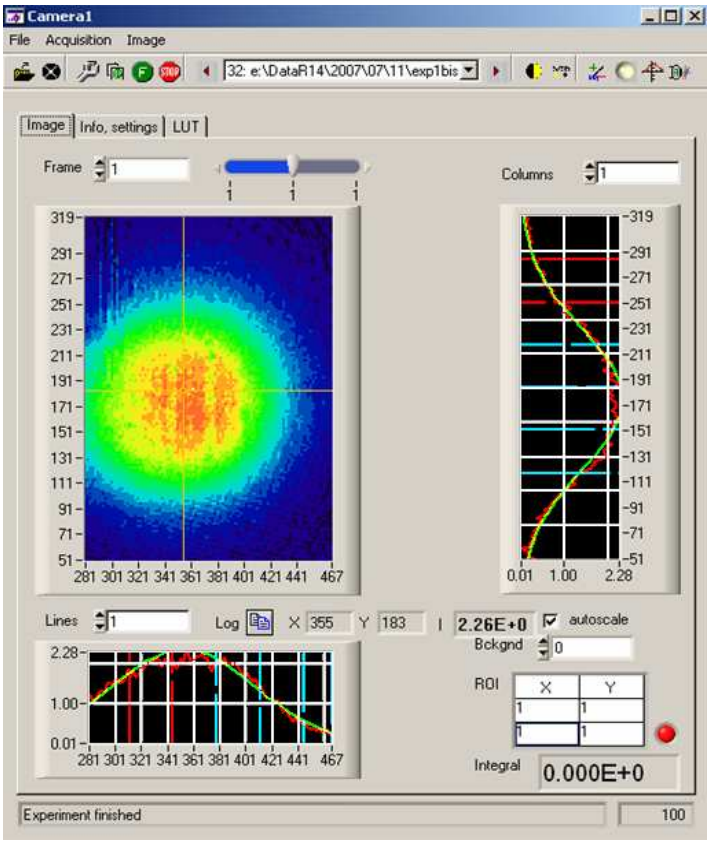

Fig. 2.21 : *Exemple d'image obtenue par absorption avec les ajustements gaussiens associés (image de côté). Le logiciel de gestion des caméras et de traitement des images a été réalisé par Gilles Nogues.*

Remarque sur la polarisation des lasers

Nous prenons l'image des atomes plus d'1 ms après l'extinction des champs magnétiques. Les courants de Foucault ayant une durée inférieure à 1ms, notre imagerie s'effectue en champ quasi-nul. Les atomes sont beaucoup moins sensibles à la polarisation

des lasers qu'ils ne le seraient en présence d'un champ magnétique. Celui-ci viendrait en effet lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman m_F de $F = 2$ et $m_{F'}$ de $F' = 3$, favorisant l'absorption de la polarisation $\sigma-$ ou $\sigma+$ en fonction de l'orientation du champ (le laser est accordé sur la transition $|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{F'} = 0\rangle$).

Si le faisceau d'imagerie de côté est préparé dans une polarisation $\sigma+$ pure selon la direction x, alors sa réflexion sur la puce introduit une composante $\sigma-$ dans le faisceau réfléchi. Nous ne devrions pas être sensibles à ce changement de polarisation puisque nous nous plaçons en champ nul. Toutefois, nous observons une différence dans les deux signaux d'absorption. De plus, lorsque nous modifions la polarisation du faisceau sonde incident de $\sigma-$ à $\sigma+$, nous remarquons une variation des absorptions de l'image directe et de l'image réfléchie. Nous attribuons cette dépendance à la présence d'un champ magnétique résiduel. Nous préparons alors la polarisation du faisceau sonde de manière à égaler les signaux d'absorptions des deux images.

Dans la plupart des mesures de ce manuscrit, nous nous intéressons aux variations relatives du nombre d'atomes dans les différents pièges et ne sommes pas perturbés par cet effet. En outre, l'écart relatif maximal entre les deux signaux d'absorption ne dépasse pas 4% lorsque l'on fait varier la polarisation du laser sonde de $\sigma+$ à $\sigma-$. L'erreur statistique sur nos mesures du nombre d'atomes dans les différents pièges étant située plutôt aux alentours de 10%, nous négligerons l'effet de la polarisation par la suite.

L'effet de la polarisation du laser sonde n'a pas été observé pour l'imagerie de face. Nous pensons que ceci est dû au fait que les images d'absorption des faisceaux aller et retour sont confondues.

2.3.4 Mesure de la température par temps de vol

Il est également possible de mesurer la température du nuage en relâchant le piège. Toutes les températures présentées par la suite sont obtenues de cette manière. Prenons l'exemple d'un piège harmonique où la répartition spatiale des atomes est gaussienne. À l'équilibre thermodynamique la répartition des vitesses dans le piège est également une distribution gaussienne centrée autour de $\sqrt{k_B T/m}$.

Lorsque le piège est éteint, les atomes chutent et la largeur quadratique moyenne de la distribution spatiale du nuage croît avec le temps comme :

$$\sigma_r^2(t) = \sigma_r^2(0) + \frac{k_B T}{m} t^2 \tag{2.10}$$

En mesurant sur plusieurs séquences la largeur de l'ajustement gaussien du nuage à différents instants du temps de vol on peut remonter à la température des atomes ainsi qu'à la taille initiale de l'échantillon piégé. La figure 2.22 est typique de celles utilisées dans notre expérience. Elle présente la largeur quadratique moyenne du nuage en fonction du carré du temps de vol. Chaque mesure est effectuée au cours d'une séquence différente. La première est réalisée 1 ms après le relâchement du piège (délai suffisamment long pour être sûr de l'extinction des champs magnétiques) et toutes

les mesures suivantes sont espacées de 0,2 ms. La pente de l'ajustement linéaire est proportionnelle à T et l'ordonnée à l'origine est $\sigma_r^2(0)$.

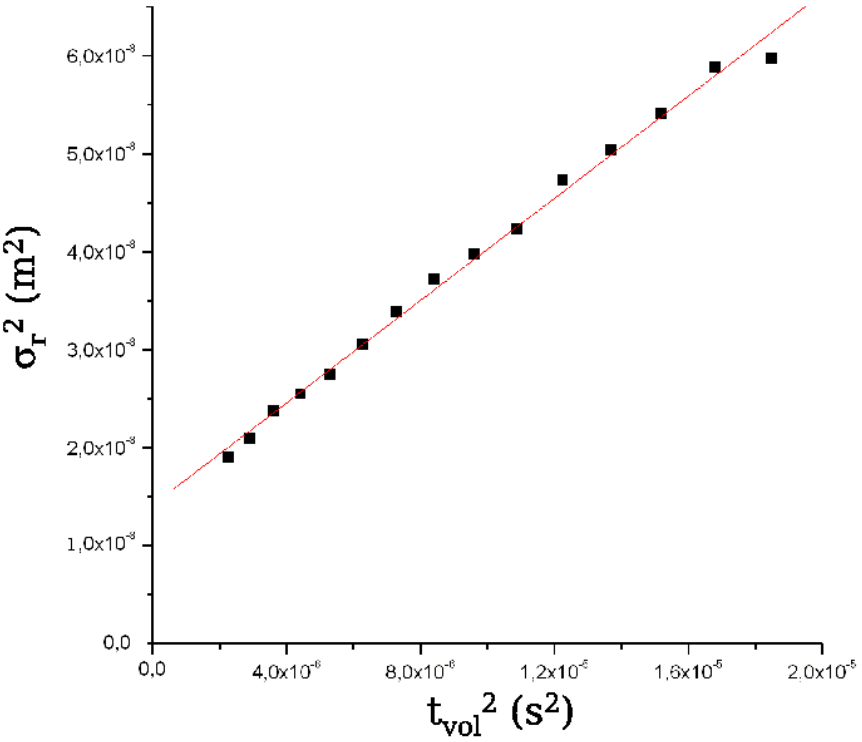

Fig. 2.22 : *Exemple de mesure de la température du nuage piégé. Les atomes sont préalablement capturés dans le piège magnétique dans les conditions de la figure 3.18. Le temps de piégeage est de 100 ms. Les champs magnétiques sont ensuite éteints et la première mesure de la largeur quadratique moyenne du nuage est réalisée 1,5 ms après le relâchement par absorption de côté. La séquence est répétée en décalant la mesure de 0,2 ms à chaque fois. La pente de la courbe indique une température de 26 μK et l'ordonnée à l'origine permet de déduire une taille radiale initiale de 120 μm.*

À moins que le nuage ne soit refroidi, la distribution spatiale des atomes dans le piège n'est pas parfaitement gaussienne car le piège magnétique n'est harmonique que dans sa région centrale. Dans le cas d'un PMO cette distribution n'est foncièrement pas gaussienne. Nous laissons alors un délai plus important entre l'extinction des champs magnétiques et la première mesure pour permettre une thermalisation du nuage sans contraintes.

2.4 La puce

Après avoir décrit l'ensemble du dispositif, il convient de détailler les caractéristiques de l'élément central de l'expérience, la puce, et de présenter les difficultés rencontrées lors de son insertion dans le montage. Même si nous n'avons pas eu à nous soucier de la dissipation du courant dans les fils, il nous a fallu quelque temps pour réaliser un circuit entièrement supraconducteur dans le vide, du fond du bassin ^{4}He à la puce.

2.4.1 Généralités sur la puce

La puce utilisée dans les expériences décrites par la suite est présentée sur la figure 2.23. Six pavés de connection permettent de faire passer un courant aussi bien dans la structure en **U** (largeur de piste 280 μm) que dans les différentes structures en **Z** (largeur de piste 40 μm). Un carré supraconducteur est placé en bord de puce. L'épaisseur de toutes les pistes supraconductrices est de 900 nm.

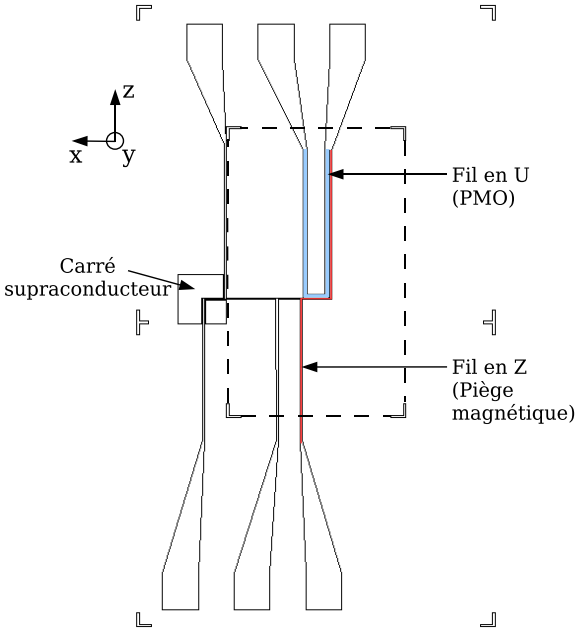

Fig. 2.23 : *Masque optique utilisé pour la lithographie des pistes conductrices. On remarque tout particulièrement les fils en* ***U*** *et en* ***Z*** *utilisés respectivement pour le PMO et le piège magnétique. Les traits interrompus délimitent la région où le miroir d'or sera évaporé par la suite. Les quatre marques dans chaque angle sont utilisées comme repères pour positionner le masque sur la surface à lithographier.*

La réalisation de la puce n'aurait pu être possible sans l'expertise et le matériel du groupe Quantronics du CEA Saclay. Les différentes étapes de l'élaboration de notre puce se succèdent comme suit :

1. Le substrat initial est composé d'une couche de Silicium de 360 μm d'épaisseur pour une taille de 65 mm×30 mm oxydé en surface sur 500 nm.

2. Une couche de 900 nm de Niobium est déposée dessus par pulvérisation cathodique. Ce type de recouvrement est plus aisé qu'une épitaxie demandant des conditions de pression et de température bien plus drastiques. On observe une croissance en forme de colonne de la couche de Niobium avec des structures d'une taille de 100-200 nm (figure 2.24). Notre qualité de matériau est de ce fait moins bonne que celle de la puce de Groth *et al.* faisant apparaître des grains de 50-80 nm (conducteurs en or) (voir paragraphe 1.3.2). Il s'agissait de la première puce où la fragmentation des condensats était absente due à la petitesse des défauts [94]. Nous n'avons pas encore eu l'occasion de tester l'effet de nos pistes sur la fragmentation du condensat.

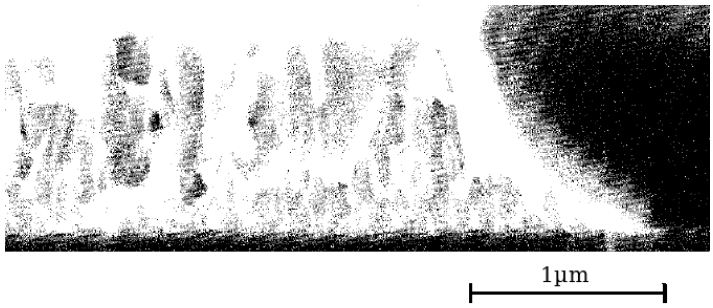

Fig. 2.24 : *Coupe de la piste de Niobium observée au microscope électronique à balayage (MEB). On remarque la présence d'une structure en forme de colonne due à la croissance par pulvérisation cathodique. Ces ilots ont une taille de quelques centaines de nm.*

3. L'ensemble est recouvert d'un film de 100 nm de résine AZ5214E par « *spin coating* » (tournette).
4. Un masque optique (produit par imprimante laser) est ajusté sur l'échantillon qui est alors soumis à une exposition aux ultra-violets en deux étapes. Le révélateur MIF est ensuite appliqué pendant 30 à 40 secondes. La résine est ainsi retirée de l'endroit où nous voulons placer les pistes conductrices.
5. La puce est recouverte d'une pellicule de 95 nm d'Aluminium par évaporation. Le tout est alors plongé dans un bain d'acétone (« *lift-off* » en anglais) : la résine présente sur l'ensemble de la surface exceptées les futures pistes est évacuée emportant avec elle la couche d'Aluminium la recouvrant.
6. L'ensemble subit ensuite une gravure ionique (RIE) : un plasma d'ions fluor interagit chimiquement et mécaniquement avec le Niobium non protégé, nettoyant la surface dans ces régions. Il ne reste plus que les pistes de Niobium recouvertes de la couche d'Aluminium protectrice. Une observation au microscope optique et au microscope électronique à balayage (figures 2.25 et 2.26) fait apparaître une rugosité des bords des pistes de variance 5 μm. Cette irrégularité est principalement due au masque optique dont les bords pourraient être plus précis. Là encore on devrait s'attendre à un effet sur la fragmentation du nuage mais nous n'avons pas encore testé ce phénomène.
7. Il ne reste alors plus qu'à retirer l'Aluminium grâce à une solution de K^+ HO^-.

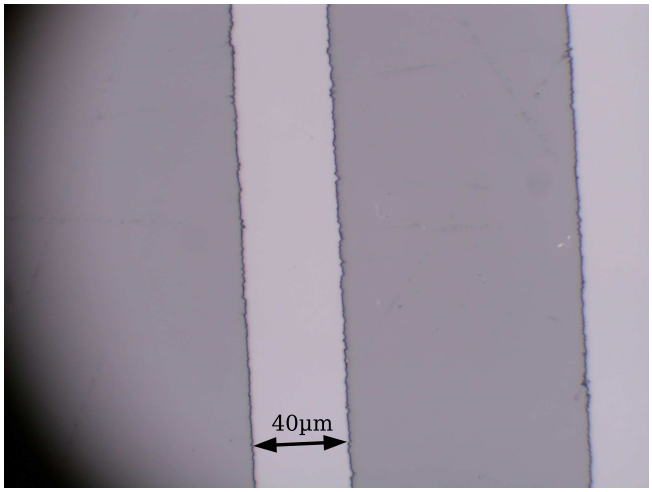

Fig. 2.25 : *Bords des pistes observés au microscope optique. L'échantillon présenté ici est un test réalisé sans Niobium avec seulement une couche de résine AZ5214E. L'image a été prise après l'étape de révélation. La rugosité des fils est de l'ordre de quelques microns.*

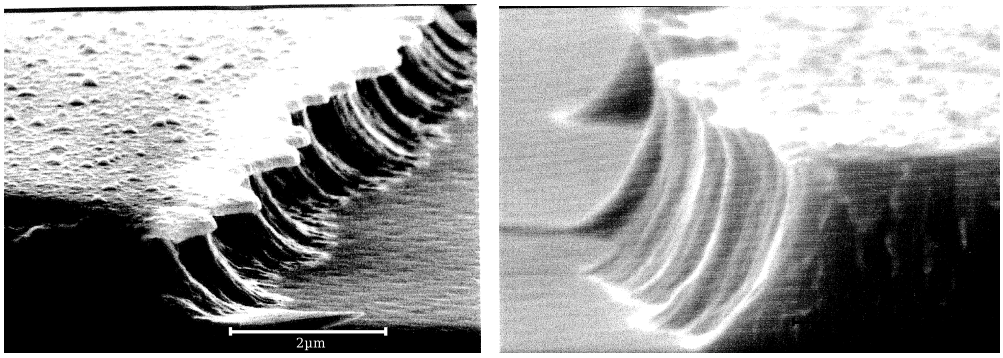

Fig. 2.26 : *Observation des bords des pistes de Niobium au microscope électronique à balayage après la gravure ionique (« Reactive Ion Etching »). Gauche : la couche supérieure claire correspond au film d'Aluminium qui n'a pas encore été retiré. On note une rugosité de l'ordre du micron. La RIE a légèrement débordé sous la couche d'Aluminium donnant cet aspect caverneux aux bords des pistes. Droite : après élimination de l'Aluminium par attaque de K^+ HO^-.*

8. Une couche de 1,3 μm de résine BCB (Dow chemicals, Ref.XU35133) est par la suite déposée sur la puce et étalée par rotation. Elle isole le niobium et permet une bonne planarisation de l'ensemble de la surface excepté au niveau des fils. On note en effet un dénivelé de la surface de 1 μm environ à ce niveau (figure 2.27). Ceci nous permet de voir la position des fils à l'aide des caméras d'imagerie et nous donne une idée de la localisation du centre du piège magnétique. Un masque permet de lithographier la résine et de la laisser uniquement au centre de la puce. Il faut en effet éviter qu'elle ne déborde sur les bases de connection où les soudures des fils d'alimentation seront réalisées.

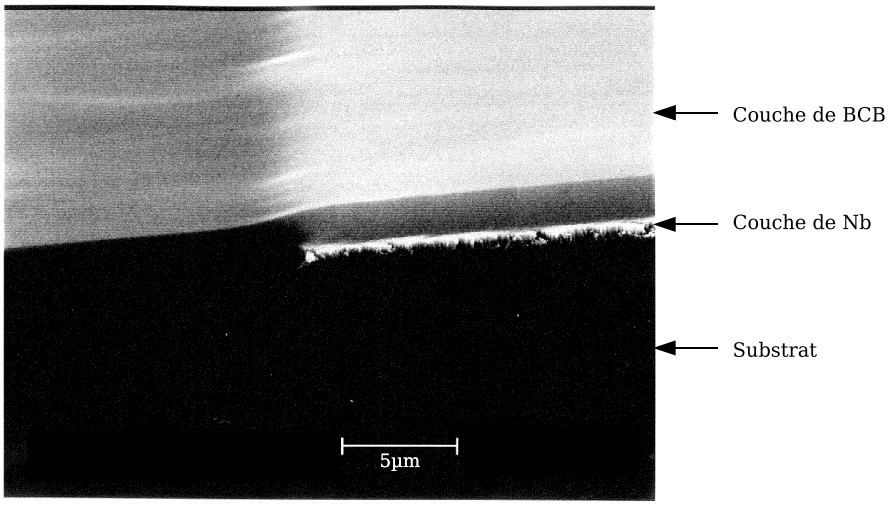

Fig. 2.27 : *Coupe d'un fil de Niobium après planarisation de la couche de BCB (observation au MEB).*

9. Enfin, 200 nm d'or sont évaporés sur la puce pour réfléchir les faisceaux du PMO miroir. Un masque mécanique permet de ne déposer l'or que dans la région centrale de la puce. La surface du miroir est suffisamment plane en dehors des fils pour permettre la réalisation du PMO miroir.

2.4.2 Mesure des courants critiques

À température ambiante la résistance des fils de la puce par rapport à la masse est autour de 50 kΩ. L'isolation entre les pistes supraconductrices et la couche d'or est du même ordre de grandeur.

La supraconductivité de la puce a été testée *in situ* en faisant passer un courant créé par un générateur de tension dans les fils en **U** et en **Z**. L'intensité est mesurée finement avec un ampèremètre *Keithley* 2000. On augmente le courant dans le fil observé jusqu'au saut soudain de la tension aux bornes du générateur correspondant à l'apparition d'une résistance dans le fil et donc à la transition de celui-ci dans la phase normale. Pour le fil en **U**, le courant critique est au-delà de 5 A, ce qui nous laisse suffisamment de marge pour le PMO sur la puce. Le fil en **Z**, par contre, transite à 1,94(1) A en l'absence de

lasers. Quand les lasers du PMO sont allumés, le courant seuil descend à 1,71(1) A à cause du chauffage local dû aux pertes énergétiques dans le miroir en or. Il faudra s'en souvenir par la suite en laissant suffisamment de temps pour la thermalisation de la puce après extinction des lasers avant d'allumer le piège magnétique. Dans le pire des cas (lasers allumés) nous pouvons faire passer une densité de courant de l'ordre de $4{,}7.10^6$ A/cm^2, du même ordre de grandeur que celle obtenue par Drndić *et al.* [105]. Nous sommes à un peu moins d'un facteur 2 en-dessous de ce qui est obtenu à température ambiante avec des métaux normaux comme l'or [94]. Nous ne sommes pas limités par la dissipation thermique comme dans les expériences de puces à atomes traditionnelles mais par le courant critique de transition vers la phase normale.

2.4.3 Insertion de la puce dans l'expérience

La puce fonctionnelle doit maintenant être placée dans le dispositif expérimental de manière à être parfaitement thermalisée. Le cœur du dispositif a déjà été présenté dans le paragraphe 2.1.2. Il est par ailleurs nécessaire de connecter les fils d'alimentation en Niobium à la puce avec une résistance nulle. La puce doit également être protégée en cas de transition intempestive hors de la phase supraconductrice.

Pour assurer un bon contact thermique avec le porte-échantillon en cuivre (lui-même thermalisé à 4,2 K), la puce est collée grâce à de la laque à l'argent, procédé couramment utilisé en physique du solide. Des doigts en cuivre viennent également presser la puce sur la surface (la laque à l'argent n'assure pas une tenue suffisante pour compenser les contractions thermiques).

Connection de la puce aux fils d'alimentation

La connection des fils d'alimentation sur la puce est l'étape la plus critique qui a représenté une partie non négligeable de la thèse de Philippe Hyafil [41]. La soudure Étain/Plomb, supraconductrice à 4,2 K, mouille très mal le Niobium. La soudure à l'arc n'est pas pratique à effectuer sur la puce. Une soudure froide à l'Indium serait efficace mais difficile à mettre en oeuvre. Nous avons finalement trouvé une dernière méthode performante pour réaliser le contact supraconducteur entre le fil de Niobium et la puce. Il s'agit d'un mélange d'Indium et d'alliage de Rose (50% Bismuth, 25% Plomb, 25% Étain) gardant la supraconductivité de l'Étain/Plomb en assurant un meilleur mouillage de la surface [106]. La procédure suivie est la suivante :

1. On gratte la surface du film de Niobium de la puce à l'aide d'un cutter pour retirer l'oxyde de Niobium qui se forme à l'air.
2. On écrase ensuite une galette d'Indium avec un fer à souder chauffé légèrement au-dessus de la température de fusion de ce métal jusqu'à mouillage de la surface. La panne du fer à souder ne doit avoir été utilisée que pour cette application. Il faut en l'occurrence éviter de la mettre en contact préalablement avec de la soudure Étain/Plomb. La température de la panne est de 400 K.
3. Avec une autre panne à la même température on fond une goutte d'alliage de Rose sur la galette.

4. Le fil de Niobium auparavant étamé à l'alliage de Rose est plongé dans ce mélange.

Cette technique nous a permis de faire passer des courants de plusieurs ampères dans la puce sans observer la moindre tension aux bornes du circuit. Nous sommes plutôt limités par la densité de courant critique dans les pistes de petites dimensions transversales.

Protection des fils de la puce

Enfin, nous avons vite compris après quelques mésaventures qu'il fallait protéger les fils de la puce dans le cas d'une éventuelle transition. Les alimentations des fils sont stabilisées en courant et continuent de débiter même si le fil a transité occasionnant un échauffement local qui peut endommager le supraconducteur. Une première solution consisterait à placer une diode en parallèle au circuit à protéger. Dès que la tension aux bornes du circuit dépasse la tension de seuil de la diode celle-ci devient passante et court-circuite la puce.

Il y a toutefois plusieurs défauts à cette méthode : la tension de seuil de la diode est de 0,7 V et la protection ne s'enclenche que lorsque la tension aux bornes du fil atteint cette valeur, laissant trop de temps au fil pour être endommagé. En outre, la faible résistance du circuit de la puce même après transition partielle minimise le court-circuit réalisé par la diode. Enfin, le courant est rétabli dans la puce lorsque la tension à ses bornes repasse sous le seuil de la diode même si tout le circuit n'est pas retourné dans l'état supraconducteur.

C'est pour ces raisons que nous avons opté pour un contrôle actif de la puce : une mesure 4 fils est réalisée en continu aux bornes de la puce et est comparée à une tension seuil réglable. Le circuit électronique est détaillé en annexe C. Lorsque le fil en **U** ou en **Z** transite, un MOSFET coupe le courant en quelques dizaines de μs et maintient le circuit ouvert tant que l'opérateur n'en a pas décidé autrement.

Depuis l'installation de ces boîtes de contrôle, nous n'avons plus eu aucun problème avec les fils de la puce.

2.5 Conclusion

Nous venons de décrire le dispositif de puce à atomes en environnement cryogénique. Ce montage présente bien sûr des ressemblances avec les expériences à température ambiante mais le refroidissement à basse température pose des problèmes spécifiques : contraintes mécaniques sur les hublots dues à la contraction thermique du dispositif, courants de Foucault exacerbés, thermalisation nécessaire des fils supraconducteurs dans le vide, réalisation de soudures supraconductrices. Nous avons malgré tout réussi à rendre le montage opérationnel.

Il est temps maintenant de nous intéresser à la séquence expérimentale proprement dite et de détailler les étapes qui nous ont permis de piéger magnétiquement un nuage atomique au voisinage d'une surface supraconductrice.

Chapitre 3

Piégeage magnétique des atomes sur la puce

Le piège magnétique sur la puce ne peut être chargé directement à partir du jet atomique. La profondeur de ce piège est en effet de l'ordre de quelques dizaines de μK et ses dimensions spatiales sont plus petites que la celles du jet. Il est par conséquent indispensable d'introduire des étapes préliminaires de recapture des atomes dans un PMO et de refroidissement du nuage à des températures inférieures à la profondeur du piège magnétique. En outre, ce refroidissement doit s'accompagner d'une compression du nuage atomique pour réduire sa taille à celle du piège magnétique.

La séquence expérimentale que nous avons mise en place ne diffère guère de celles utilisées dans la plupart des autres expériences de puces à atomes ([107], [100]). Ce chapitre détaille les différentes étapes permettant le piégeage magnétique des atomes (voir figure 3.1). Les atomes de Rubidium présents sous forme gazeuse dans la cellule de verre située sous le cryostat sont piégés dans le PMO2D et envoyés vers la puce (paragraphe 3.1). Un PMO « macroscopique », dont le champ magnétique est la superposition d'un champ de biais B_z et du champ créé par la bobine « quadrupolaire », est ainsi chargé pendant 5 s, temps au bout duquel le jet atomique est éteint (paragraphe 3.2). Nous disposons à la fin de cette étape de 5.10^7 atomes à la température de 300 μK. Le champ magnétique de la bobine « quadrupolaire » est alors annulé en 20 ms tandis que le courant dans le fil **U** est établi. Les atomes sont transférés dans un deuxième piège magnéto-optique dont la partie quadrupolaire du champ magnétique est cette fois créée par le courant dans le fil **U** à la surface de la puce (paragraphe 3.3). Le champ magnétique B_z est ensuite augmenté en 20 ms alors que les lasers de piégeage sont désaccordés et que leur puissance est réduite. Le nuage est ainsi comprimé et approché de la surface en 20 ms (paragraphe 3.4). Nous éteignons à ce moment les lasers et le courant en **U** pour allumer le courant en **Z** sur la puce afin de recapturer les atomes dans le piège magnétique (paragraphe 3.5). À la fin de la séquence nous disposons dans ce piège de $8,2.10^5$ atomes à 440 μm de la surface à une température de 40 μK.

Ce chapitre se conclut avec une mesure de temps de vie des atomes dans le piège et une discussion des facteurs limitants la durée de piégeage.

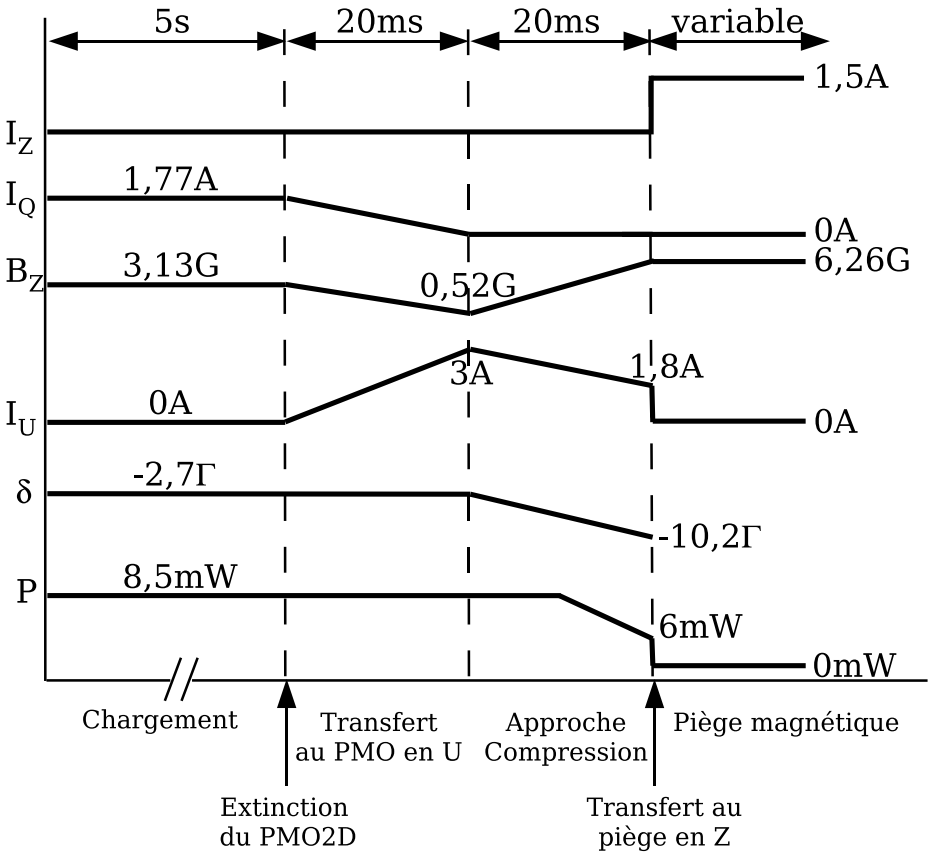

Fig. 3.1 : *Séquence expérimentale menant au piège magnétique. I_z : intensité dans le fil* ***Z****; I_Q : intensité dans la bobine « quadrupolaire » ; B_z : champ de biais dans la direction Z ; I_U : courant dans le fil* ***U****; δ : désaccord des lasers de piégeage ; P : puissance des lasers de piégeage.*

Remarques préliminaires sur les mesures présentées

La plupart des mesures présentées dans ce paragraphe sont des optimisations du nombre d'atomes ou de la température du nuage aux cours des différentes étapes présentées en introduction. Les incertitudes sur le nombre d'atomes sont essentiellement d'origine statistique. Nous avons noté des variations de 5% du nombre d'atomes d'une mesure à l'autre dans le premier piège magnéto-optique et de 10% dans tous les autres pièges (PMO en U, piège magnétique). Ces erreurs statistiques sont standards dans les expériences de puces à atomes. À moins d'une indication contraire, les incertitudes implicites de chaque mesure seront ces variations statistiques.

Il est possible de réduire ces incertitudes statistiques en moyennant chaque mesure sur plusieurs séquences. Cette accumulation peut prendre énormément de temps lorsque l'on souhaite étudier l'effet de la variation d'un paramètre de la séquence sur le nombre d'atomes. De plus, l'erreur statistique de 10% est tout à fait satisfaisante pour optimiser les différentes étapes de la séquence expérimentale. Nous avons donc effectué les mesures avec une seule accumulation dans la plupart des cas.

Les résultats présentés dans ce chapitre résument le travail réalisé pendant près de trois années par notre groupe. Il va sans dire que les conditions expérimentales peuvent varier sensiblement pendant cette période. C'est pour cette raison que le nombre d'atomes est souvent indiqué en unités arbitraires, traduisant simplement le fait que ce nombre n'est pas comparable d'une étape d'optimisation à une autre.

Les données absolues sur le nombre d'atomes (courbe de temps de vie, efficacité de transfert au piège magnétique) correspondent par contre à des séquences où chaque étape précédente a été optimisée pour la mesure.

3.1 Calibration du PMO-2D+

En envoyant un laser sonde rétro-réfléchi perpendiculairement au jet dans l'enceinte supérieure UHV de la figure 2.4, on peut imager celui-ci par fluorescence (voir figure 3.2). Le laser est résonnant avec la transition $|F = 2\rangle \longrightarrow |F' = 3\rangle$. S'il n'était pas rétro-réfléchi, le jet serait dévié par la pression de radiation et sa calibration serait plus délicate à réaliser.

L'extension transversale du jet est déjà limitée par le trou du miroir percé. La caméra utilisée pour la mesure est une *Diagnostic Insight* 2MP (1600×1200) 14 bits . Le grandissement est assuré par un objectif réglable situé à 37,5 cm de l'axe du jet.

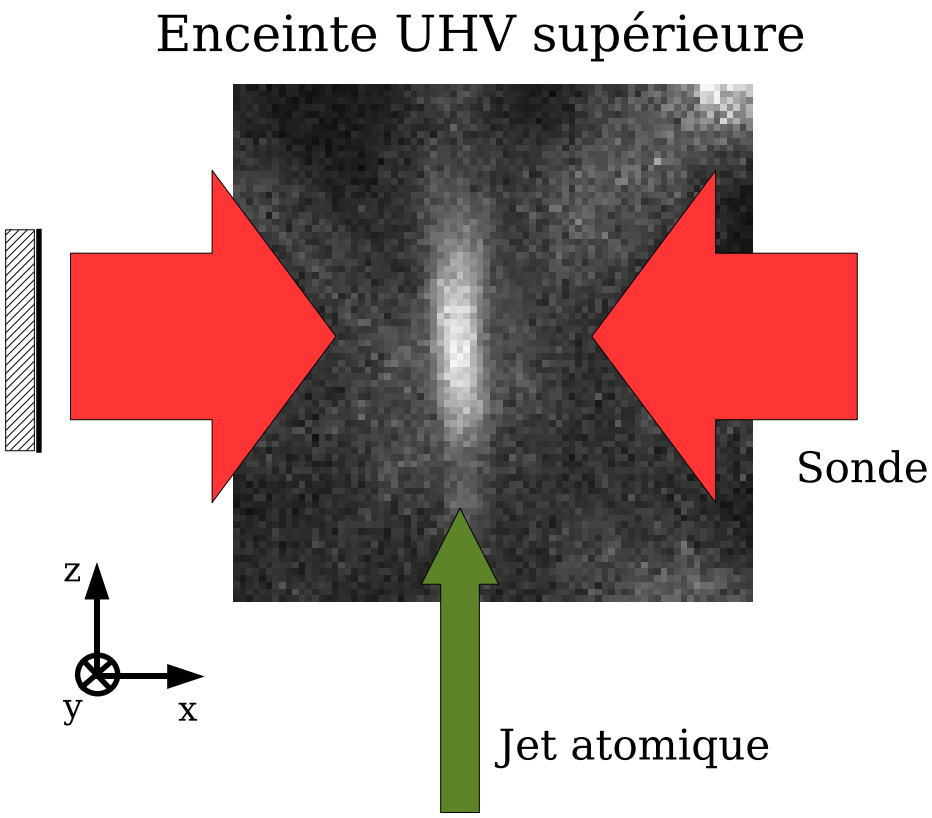

Fig. 3.2 : *Observation du jet par fluorescence. Le laser sonde, accordé sur la transition $|F = 2\rangle \longrightarrow |F' = 3\rangle$, est rétro-réfléchi.*

La calibration du jet atomique décrite dans la thèse de Philippe Hyafil [41] présente une vitesse moyenne de 15 m.s^{-1} (avec une dispersion de ± 5 m.s^{-1}) pour un flux d'atomes de l'ordre de $1,5.10^7$ at.s^{-1}. La divergence du jet est de $11,5 \pm 3$ mrad au niveau du cryostat.

Le positionnement fin du jet est réalisé en translatant les bobines autour de la cellule en verre grâce à des montures contrôlées par vis micrométriques. Le centre du champ magnétique quadrupolaire (et donc l'axe du PMO-2D) est ainsi déplacé. On peut aussi incliner les bobines pour faire pivoter l'axe du piège et donner un angle au jet atomique. Nous avons vérifié que l'ajustement des lasers du PMO2D+ n'avaient une influence que sur le flux du jet et non sur son positionnement. À cause de la divergence, le faisceau

d'atomes parvenant à la hauteur de la puce a un diamètre de 3,5 mm comme nous avons pu l'observer par fluorescence.

Une partie de mon travail de thèse a consisté bien entendu à obtenir un jet atomique conséquent pour la recapture dans le cryostat mais aussi à le stabiliser au cours du temps. Le trajet optique suivi par les lasers étant assez important, une légère déviation du faisceau en début de circuit peut avoir des conséquences désastreuses pour le jet. Grâce aux modifications abordées au paragraphe 2.2.4 nous avons réduit les fluctuations à moins de 8% comme indiqué sur la figure 3.3.

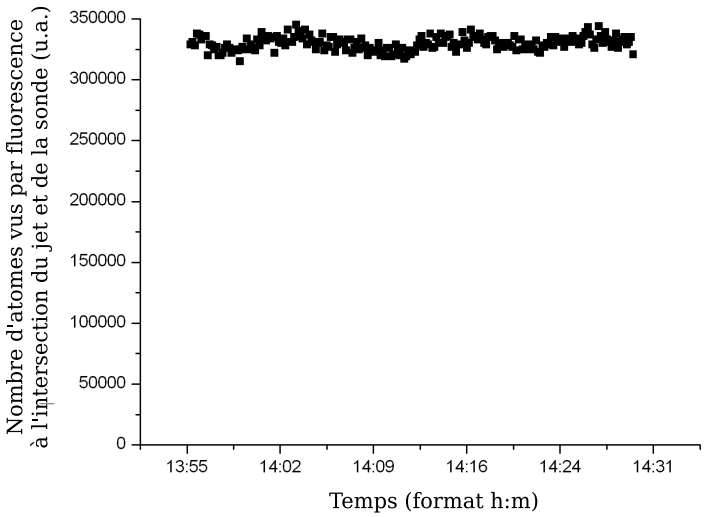

Fig. 3.3 : *Stabilité du jet à l'échelle de 30 minutes. La sonde est envoyée en continu à résonance sur le jet dans l'enceinte UHV. La caméra Diagnostic enregistre le signal de fluorescence toutes les 200 ms. Le graphique correspond à l'intégrale du signal de fluorescence (zone d'intersection entre le jet atomique et la sonde) au cours du temps.*

3.2 Le Piège Magnéto-Optique « macroscopique »

Comme nous l'avons précisé en introduction de ce chapitre, la recapture d'un nombre important d'atomes à partir du jet en utilisant les courants de la puce est impossible. Les champs magnétiques créés n'offrent pas une extension spatiale suffisante. Il est indispensable de passer préalablement par un PMO dont le champ magnétique est créé par les bobines situées autour de la puce dans le cryostat (décrites dans le chapitre 2.1.3). Les simulations menées par Philippe Hyafil ont pu montrer qu'une telle recapture était envisageable avec les vitesses typiques des atomes dans notre jet [41].

3.2.1 Caractéristiques du champ magnétique quadrupolaire

Le champ quadrupolaire est créé en superposant un champ de biais vertical B_z au champ généré par la bobine « quadrupolaire » placée derrière la puce. Seul le « U » inférieur de la bobine contribue au champ magnétique de piégeage. La partie supérieure est trop éloignée pour agir sur les atomes. La branche horizontale de ce « U », associée à B_z, assure la carte idoine du champ magnétique dans les plans perpendiculaires à la puce tandis que les deux branches latérales réalisent la configuration souhaitée dans les plans parallèles à la surface.

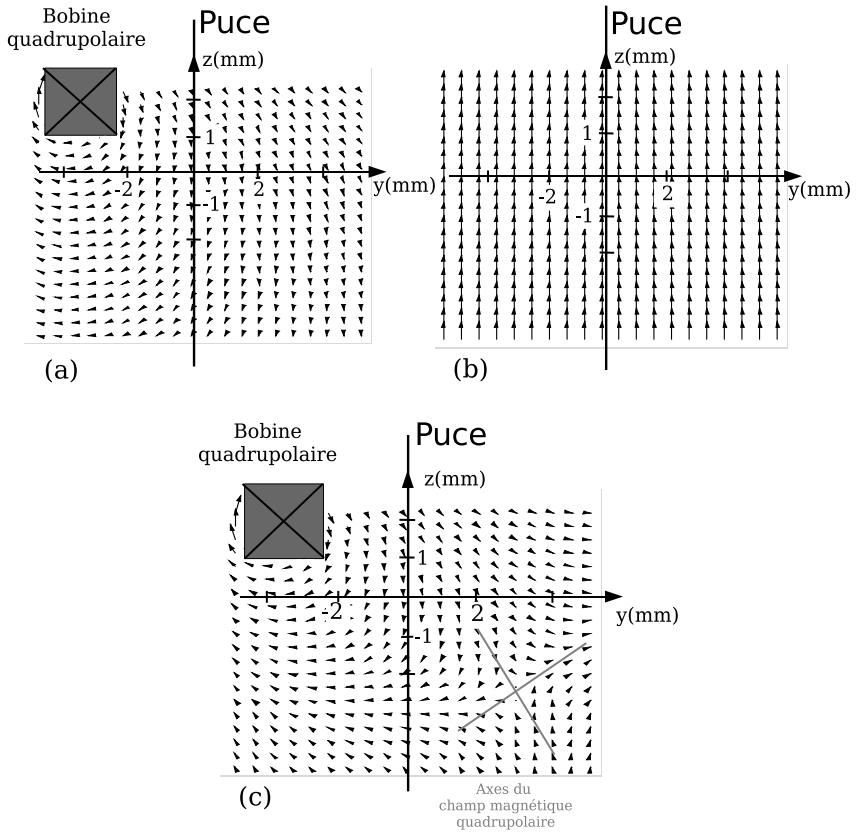

Fig. 3.4 : *Calcul des champs magnétiques dans le plan x=0 créés par :*
a) la bobine « quadrupolaire seule » parcourue par un courant de 1,77 A,
b) les bobines rectangulaires Z seules créant un champ vertical de 3,1 G,
c) la combinaison des deux sources. Le plan y=0 est celui de la puce. La référence des axes est fixée au centre de la branche horizontale du fil ***Z****.*

Pour être plus concret, considérons le champ magnétique créé par un champ de biais $B_z = 3,1$ G et une intensité I_Q dans la bobine quadrupolaire de 1,77 A (valeurs

permettant de recapturer le plus d'atomes du jet). Ce champ s'annule à une distance de 2,5 mm de la puce selon l'axe y et à une distance de 3,5 mm de la bobine quadrupolaire dans la direction -z (voir figures 3.2.1 et 3.2.1). La référence des axes est fixée au centre de la branche horizontale du fil **Z** de la puce (voir figure 2.23).

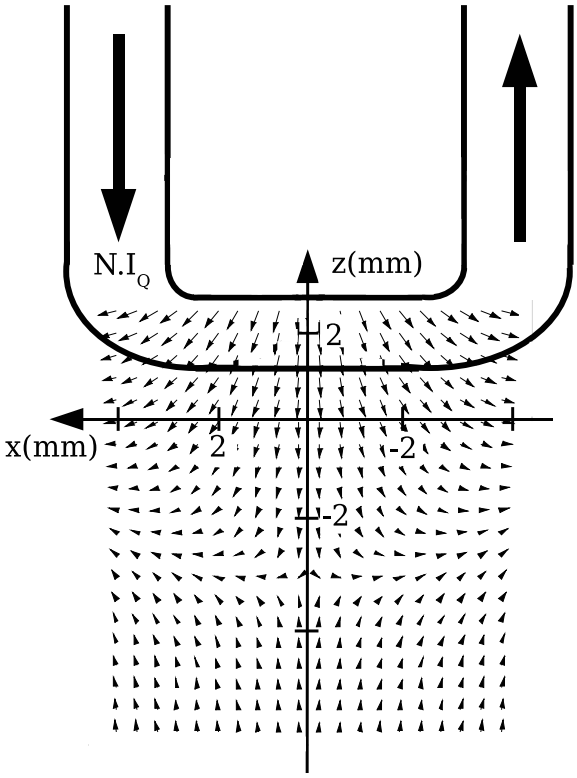

Fig. 3.5 : *Calcul du champ magnétique créé par la bobine quadrupolaire parcourue par un courant de 1,77 A dans ses $N = 13$ tours et le biais Z de 3,1 G dans le plan y=2,5 mm. La bobine quadrupolaire est représentée en arrière-plan à l'échelle. La référence des axes est fixée au centre de la branche horizontale du fil **Z**.*

La zone d'efficacité du PMO est déterminée par la région où les composantes du champ magnétique varient linéairement autour du centre du piège. Cette zone couvre quelques millimètres ce qui est suffisant pour capturer une grande partie des atomes du jet (on rappelle que la largeur du jet à ce niveau est de 3,5 mm). L'optimisation de la position du jet s'est effectuée sur le signal atomique du piège magnéto-optique.

3.2.2 Résultats expérimentaux

Placés dans les conditions d'un champ de biais vertical de 3,1 G et d'un courant de 1,77 A dans la bobine quadrupolaire, nous réussissons à capturer les atomes à une distance de 2,5 mm de la puce. Le gradient autour du centre du piège est de 27 G/cm. La combinaison de l'effet des lasers et du champ magnétique ne rend pas aisée l'optimisation du nombre d'atomes dans le PMO. Nous jouons principalement sur l'alignement relatif des faisceaux X et sur l'équilibre fin des puissances des différents faisceaux. N'ayant pas accès à la puissance parvenant aux atomes, nous l'ajustons directement sur le signal atomique. Comme l'approche ultérieure des atomes de la surface s'effectue dans un PMO, l'alignement des faisceaux et l'équilibre des puissances doivent être précis sur une distance de 400 μm à 2,5 mm de la puce.

Le PMO de par sa taille importante et son nombre élevé d'atomes peut directement être observé par fluorescence, ce qui se révèle pratique pour les alignements de lasers. Toutefois nous obtenons une meilleure calibration du nombre d'atomes par absorption. En moyenne nous capturons 5.10^7 atomes pour un piège de 2 mm de diamètre après 5 s de chargement. Grâce à l'imagerie de côté nous pouvons confirmer que la distance des atomes à la puce est bien de 2,5 mm.

Le temps de chargement est également optimisé sur le nombre d'atomes dans le PMO. Après une durée de chargement variable nous éteignons les lasers du PMO2D (en quelques centaines de nanosecondes à l'aide des MAOs) et laissons 100 ms pour que les atomes les plus lents rejoignent le piège avant de prendre une image du PMO. La courbe obtenue (figure 3.6) présente un palier à partir de 5 s. Au-delà de 5 s il est inutile de laisser le jet atomique allumé, il ne sert qu'à compenser les pertes du piège. Sauf mention contraire, nous garderons cette durée pour les chargements des différentes expériences que nous mènerons par la suite.

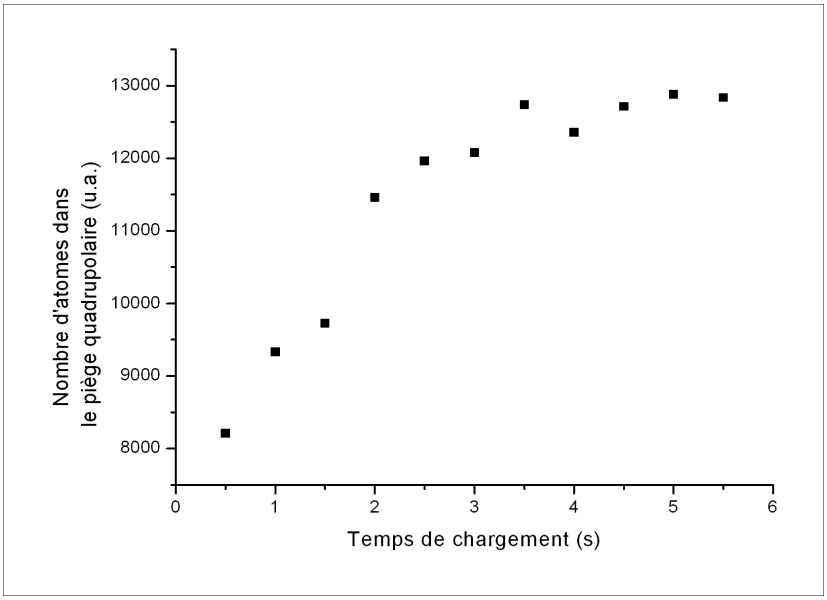

Fig. 3.6 : *Nombre d'atomes dans le PMO en fonction de la durée du chargement.*

Une mesure de temps de vol réalisée après avoir éteint les faisceaux lasers et les champs magnétiques nous permet d'estimer la température du nuage piégé à 300 μK.

Pour connaître le temps de vie dans ce piège magnéto-optique, nous le chargeons pendant 5 s et éteignons ensuite le PMO-2D. Nous suivons alors la décroissance du nombre d'atomes dans ce piège au cours du temps. Les lasers du PMO étant allumés pour la capture, il est possible d'observer directement les atomes par fluorescence. Ceci nous évite d'avoir à éteindre le piège pour chaque point de la mesure et de devoir le recharger pour le point suivant, ce que nous serions obligés de faire avec une imagerie par absorption.

La courbe de temps de vie est présentée sur la figure 3.7. Nous notons un profil de décroissance bi-exponentiel. Nous attribuons la première exponentielle, de temps

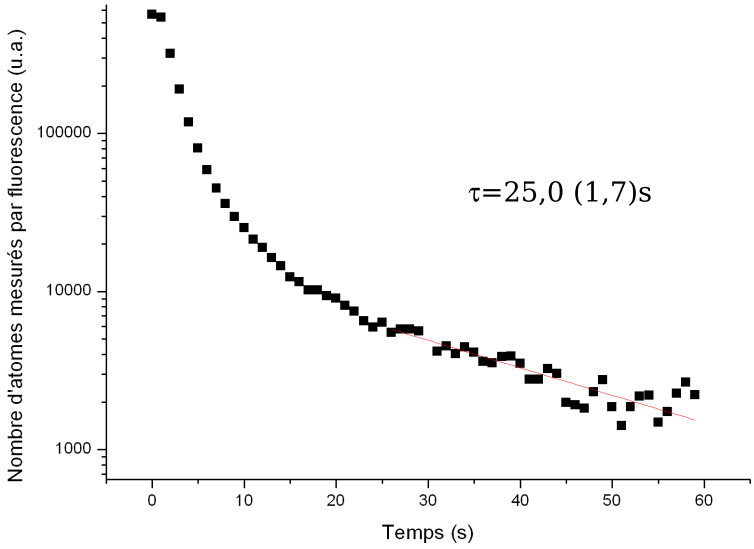

Fig. 3.7 : *Temps de vie dans le PMO «macroscopique». Après 5 s de chargement, le nombre d'atomes dans le PMO est observé par fluorescence au cours du temps. La référence des temps correspond à l'extinction du PMO-2D. La décroissance du nombre d'atomes est bi-exponentielle. L'ajustement est réalisé pour la deuxième exponentielle seulement. Le temps de vie correspondant est de 25,0(1,7) s.*

caractéristique de l'ordre de la seconde, aux pertes dues aux atomes initialement trop chauds pour être capturés de manière durable. Une fois ce régime transitoire terminé, les atomes restants sont ceux dont la température initiale était suffisamment faible pour le PMO. Les pertes sont alors essentiellement dues aux collisions avec le gaz résiduel, aux collisions avec les atomes de Rubidium venant de quitter le piège, au chauffage des atomes par les lasers du PMO et aux collisions entre atomes assistées par la lumière. Un ajustement de cette deuxième décroissance exponentielle indique un temps de vie de 25,0(1,7) s.

3.3 Transfert des atomes dans le piège en U

Un transfert direct dans le piège magnétique ne serait pas efficace car l'extension spatiale de ce dernier est bien trop petite devant celle du piège que nous venons de décrire. Il est plus facile de passer par un piège magnéto-optique intermédiaire créé cette fois-ci par la puce. Nous avons vu dans le chapitre précédent que seule la partie inférieure de la bobine « quadrupolaire » contribuait au champ magnétique de piégeage. C'est un fil en forme de « U » qui va logiquement venir prendre la place de cette bobine pour créer la configuration quadrupolaire requise (voir figure 2.23).

Le transfert du premier PMO au PMO sur puce est quasiment « adiabatique » car dans les deux cas il s'agit d'une même configuration quadrupolaire des champs magnétiques. Par ailleurs, puisque les conducteurs de la puce à l'origine de ce deuxième piège magnéto-optique ont des dimensions similaires à celles créant le piège magnétique, l'adaptation de mode pour le transfert au piège en **Z** est avantageuse. À titre anecdotique, nous avions endommagé le fil en **U** (avant de mettre en place les protections idoines) nous plaçant dans l'impossibilité d'utiliser le piège intermédiaire. Nos tentatives de chargement du piège magnétique à partir du premier piège directement n'ont pas dépassé 1% de transfert.

Dans l'approximation du fil infiniment fin, valable si la distance au fil est grande devant la taille de celui-ci, la distance du centre du piège à la puce est proportionnelle à I_U/B_z où I_U est le courant dans le fil en **U** et B_z le champ de biais vertical. Le gradient du champ dans la partie quadrupolaire vaut quant à lui : B_z^2/I_U. Nous cherchons une extension spatiale suffisamment grande pour récupérer le maximum d'atomes. Le gradient doit donc être faible. En outre nous voulons placer le transfert suffisamment loin de la surface pour ne pas perdre d'atomes par adsorption sur la puce. Ces deux critères nous engagent à choisir B_z petit et I_U élevé. Les atomes sont toutefois encore très chauds à ce stade et le gradient ne peut pas être trop faible sous peine de les perdre.

Pour charger ce piège en U il faut donc diminuer le courant dans la bobine «quadrupolaire» jusqu'à zéro, augmenter celui dans le fil **U** et réduire le champ de biais B_z. Les inconnues sont les valeurs finales de I_U et de B_z ainsi que la durée des rampes.

Optimisation des paramètres de transfert

Les travaux précédents sur les puces à atomes [107] ont montré que le transfert était d'autant meilleur que les rampes étaient courtes (inférieures à 100 ms). Le courant parcourant le fil en **U** est cependant fourni par une alimentation *Delta-electronica* assez lente : il faut quelques ms pour établir l'intensité à 3 A à partir d'un courant nul. Afin de laisser le temps à l'alimentation de suivre la commande, les durées des rampes ont ainsi été initialement fixées à 20 ms. Nous avons vérifié qu'en 20 ms les atomes suivaient les variations de champ magnétiques commandées. Les courants de Foucault ne nous limitent pas puisqu'ils sont inférieurs à 1 ms (§2.1.3.c).

Si nous nous plaçons à un courant de 5 A dans le fil en **U**, qui est le courant maximal

délivré par notre générateur, nos simulations numériques estiment un champ de biais B_z de 0,5 G environ pour superposer le PMO en **U** avec le précédent, à 2,5 mm de la puce. Partant de cette configuration, nous avons tout d'abord optimisé le transfert dans le PMO en **U** en fixant le champ de biais en fin de rampe à 0,5 G et en faisant varier l'intensité finale dans le fil en **U** (1ère étape du chronogramme 3.3). En parallèle, le courant dans la bobine « quadrupolaire » était diminué linéairement jusqu'à 0 A. Curieusement, le transfert était légèrement meilleur à I_U=3 A. On peut comprendre ce résultat en se rappelant que la diminution du champ de la bobine « quadrupolaire » entraine les atomes vers la puce. Il n'est pas étonnant que le repiégeage s'effectue plus proche de la surface avec un courant plus faible que celui attendu.

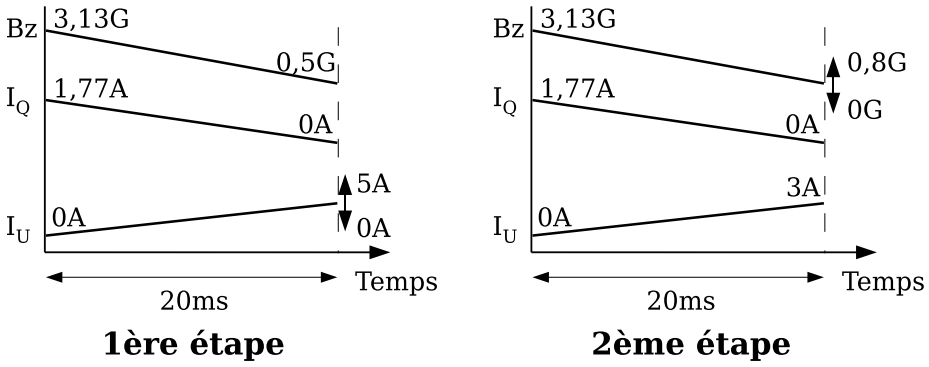

Fig. 3.8 : *Chronogramme de l'optimisation du transfert au piège en U.*

Nous avons ensuite maximisé le transfert dans le PMO en **U** en laissant 3 A dans le fil de la puce en fin de rampe et en faisant varier le champ magnétique de biais final autour de 0,5 G (2ème étape du chronogramme 3.3) . La distance à la puce et surtout le gradient du piège (variant en B_z^2) pouvaient ainsi être ajustés. Toutes les rampes étaient linéaires avec une durée de 20 ms. Les atomes étaient ensuite gardés 60 ms dans le PMO en **U** pour laisser le temps à ceux qui n'étaient pas capturés de quitter le champ d'observation. Le résultat de la mesure est présenté sur la figure 3.3.

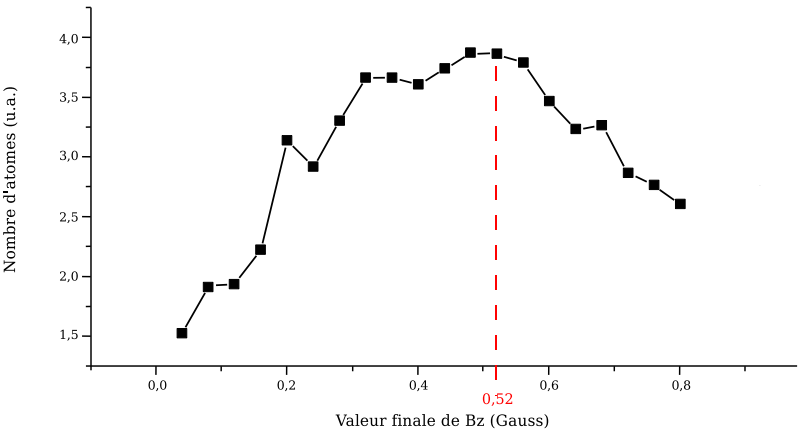

Fig. 3.9 : *Nombre d'atomes dans le PMO en **U** après extinction du premier PMO. Tous les courants sont variés linéairement en 20 ms. La valeur du champ de biais final est balayée autour de 0,5 G. Pendant les 20 ms le courant dans la bobine « quadrupolaire » est éteint et celui du fil en **U** est allumé à 3 A.*

La valeur retenue pour le champ magnétique de biais est de 0,52 G. L'efficacité de transfert est de 85% environ. Le gradient de champ magnétique dans le nouveau PMO est de 5,8 G/cm. La distance à la puce est estimée en mesurant la distance entre l'image directe du nuage et sa réflexion dans le miroir comme expliqué en 2.3.3 (cf figure 3.10). Les atomes sont à 1,8 mm de la surface. Comme on pouvait s'y attendre avec un courant de 3 A, le nuage a été approché de la puce au cours du transfert. Une mesure par temps de vol nous indique une température du nuage autour de 50 μK. Cette température, plus faible que dans le premier piège, est principalement due à la diminution du gradient entre les deux PMOs.

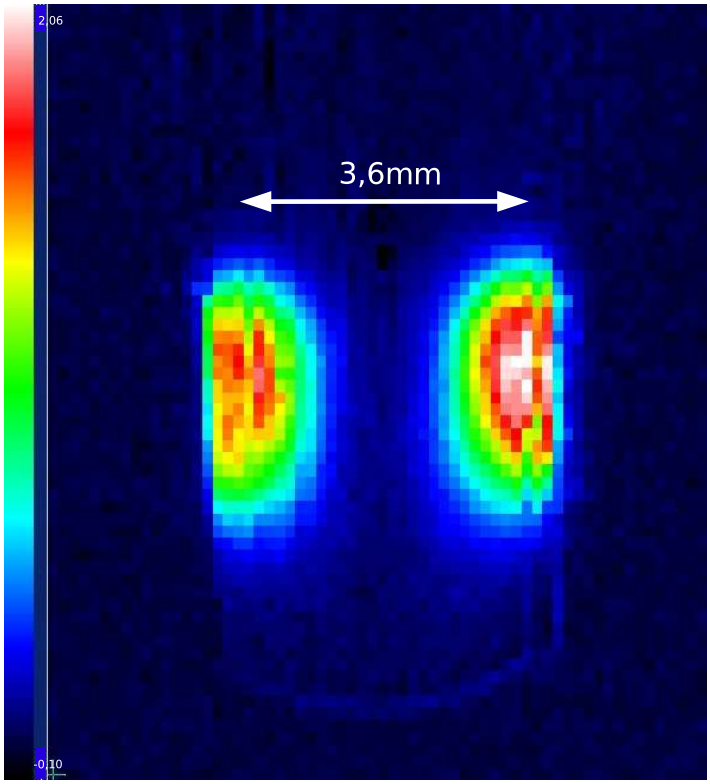

Fig. 3.10 : *PMO en U 60 ms après la fin du transfert observé de côté par absorption. L'échelle de couleurs correspond à des densités optiques variant de -0,10 à 2,06. Les pixels sont regroupés par 8 dans les deux directions pour réduire le temps de lecture. L'image est tronquée par les bords de la puce qui coupent les faisceaux de la sonde. Ceci ne nous empêche pas de localiser les centres des nuages direct et réfléchi et de déduire une distance à la puce de 1,8 mm.*

3.4 Approche et compression des atomes

3.4.1 Motivation

Une fois les atomes récupérés dans le piège en U on peut dans un premier temps penser à effectuer le transfert dans le piège magnétique sur place, à 1,8 mm de la surface. La distance du piège magnétique en Z à la puce varie en I_Z/B_z où I_Z est le courant dans le fil **Z**. Pour déplacer ce centre à 1,8 mm de la puce il faut ainsi travailler avec un champ B_z faible et un courant I_Z important. Malheureusement la faible section de notre fil **Z** nous empêche de dépasser 1,7 A (cf chapitre 2.4.1) voire même 1,5 A si nous voulons laisser un peu de marge pour éviter les transitions intempestives vers la phase normale. Ne pourrait-on pas dans ce cas diminuer B_z pour superposer les deux pièges ? D'après nos simulations il faudrait le réduire à 1,3 G ce qui fixerait la profondeur du puits à[1] $T_p = \mu_B B_z/k_B \sim 90$ μK. D'après [107], le transfert est efficace quand $T_p/T_{\text{at}} = \eta \geqslant 10$ avec T_{at} la température du nuage atomique. Les atomes ont une température de 50 μK après passage dans le piège en U, ce qui est trop élevé. Charger loin du piège n'est donc pas la bonne méthode.

Il faut ainsi approcher le piège en U de la surface en réduisant I_U et en augmentant B_z. Ceci aura aussi l'avantage d'augmenter le gradient de champ magnétique (proportionnel à B_z^2/I_U) et de diminuer par conséquent la taille du piège. C'est une étape nécessaire pour créer une bonne adaptation de mode avec le piège magnétique de dimension spatiale plus petite.

3.4.2 Rampes des champs magnétiques

Cette compression doit nécessairement s'accompagner d'un refroidissement du nuage atomique. En l'absence de ce refroidissement, les pertes peuvent être importantes. Si le raidissement de la force de rappel est trop élevé les atomes peuvent sortir de la zone de capture plus facilement. Il est heureusement possible de réaliser un refroidissement sub-Doppler dans un piège magnéto-optique pour des intensités laser suffisamment faibles comme l'explique [108] (pages 158-159). La configuration des lasers d'un PMO est en effet celle requise par un refroidissement Sisyphe : lasers contrapropageants avec des polarisations orthogonales. En diminuant la puissance des lasers de piégeage et en les désaccordant fortement vers les basses fréquences on peut espérer refroidir suffisamment les atomes pour l'étape de compression [109].

Pour approcher les atomes de la surface, il faut diminuer le courant dans le fil en **U** et augmenter le champ de biais B_z. Ceci a également pour effet d'élever le gradient dans le piège magnéto-optique comme expliqué précédemment. Une fois les atomes parvenus à la position du futur centre du piège magnétique, le fil en **U** doit être éteint rapidement et le fil en **Z** allumé dans la même durée. La grande inductance des bobines Z nous empêche de changer le champ de biais en un temps comparable[2]. Le transfert

[1] Pour estimer la profondeur du puits on considère que le fond du puits est à champ nul et qu'au bord du puits (loin du fil **Z**) on a le champ de biais B_z.

[2] Cette difficulté posera un réel problème lors de l'étape de mélasse optique (chapitre 4.1). Nous

du piège en U au piège magnétique doit donc se faire à champ B_z constant.

Par ailleurs, nous ne souhaitons pas dépasser une intensité de 1,5 A dans le **Z** de la puce pour éviter les transitions dans l'état normal. Les fils en **U** et en **Z** étant très proches l'un de l'autre (les centres sont séparés de 250 μm), la superposition des centres des deux pièges sera obtenue pour des courants voisins dans ces deux fils. Nous choisissons donc de commencer l'optimisation du transfert avec une intensité dans le fil **U** en fin de rampe de 1,5 A.

La principale inconnue de ce transfert est la valeur finale du champ B_z. Si elle est trop élevée, les atomes sont dangereusement approchés de la paroi et une fraction du nuage est perdue par adsorption. Si elle est trop faible en revanche, la profondeur du piège n'est pas suffisante pour pouvoir récupérer tous les atomes.

Nous allons décrire dans un premier temps la procédure d'optimisation du refroidissement du nuage atomique en jouant sur le désaccord et la puissance des lasers du PMO en U. Nous nous pencherons ensuite sur la recherche de la valeur de B_z assurant le meilleur transfert dans le piège magnétique.

3.4.3 Optimisation des rampes de désaccord et de puissance des lasers

L'intensité des lasers de piégeage est réglée en modifiant la puissance RF du MAO -80 MHz situé avant le couplage dans la fibre grâce à un atténuateur variable de type *PAS-100 Minicircuits*. Le désaccord quant à lui est varié en changeant simultanément la fréquence RF du MAO de la boucle d'asservissement du laser maître et le courant dans la diode laser. L'asservissement du laser résiste dans ces conditions à des variations de 60 MHz en 1 ms.

Durée des rampes

Les paramètres ajustables sont la puissance et le désaccord finaux des lasers de piégeage bien sûr mais aussi la durée de ces rampes. Comme nous ne pouvons pas optimiser tous les paramètres simultanément, nous décidons dans un premier temps de ne pas déplacer le nuage atomique en gardant I_U et B_z constants. L'effet de la durée des rampes est donc observé sur un nuage à 1,8 mm de la surface. Nous prenons pour commencer une rampe de -3Γ à -10Γ pour le désaccord et une variation de 8,5 mW à 2 mW pour la puissance du laser (paramètres typiques utilisés dans les autres expériences de puces à atomes [107]). Nous faisons varier leurs durées respectives et observons l'effet sur le refroidissement du nuage et la conservation du nombre d'atomes.

Pour des rampes trop longues, les pertes atomiques sont importantes alors que des rampes trop courtes ne refroidissent pas le nuage. Le réglage optimal est obtenu pour un changement de désaccord en 20 ms et une rampe de puissance en 10 ms : il correspond au meilleur refroidissement sans pertes atomiques.

verrons alors comment nous avons réussi à diminuer le temps de variation du champ magnétique B_z.

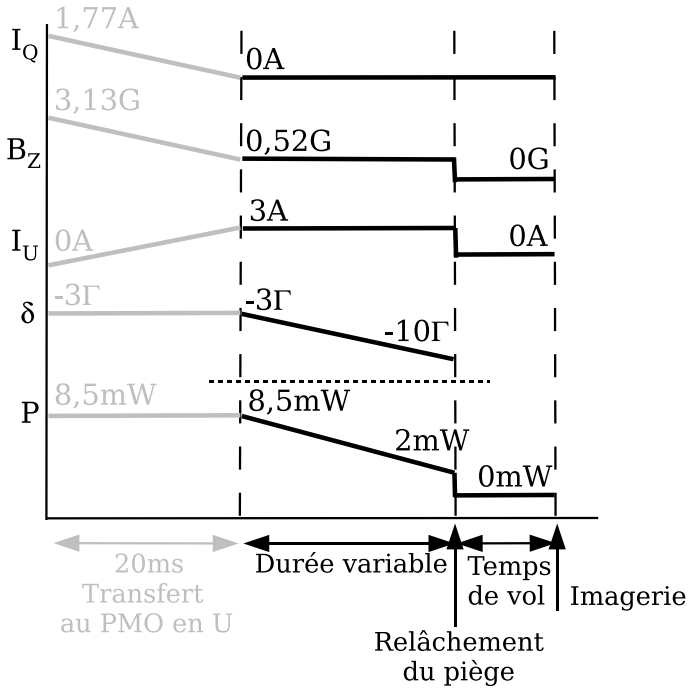

Fig. 3.11 : *Chronogramme de l'optimisation de la durée des rampes de puissance et désaccord. Les deux rampes sont variées séparément.*

Rampe de désaccord

L'étape suivante est la recherche du désaccord optimal en fin de rampe. Ce paramètre est délicat car son effet dans la rampe d'approche/compression est double : il contribue à refroidir le nuage atomique par effet Sisyphe et accompagne la variation du gradient de champ magnétique pour comprimer le piège. Le paramètre pertinent tenant compte à la fois de la variation de la densité spatiale et de la température du nuage est la densité dans l'espace des phases : $D = n_0 \lambda_{dB}^3$ avec $n_0 = N/((2\pi)^{3/2}\overline{r}^3)$ et $\lambda_{dB} = h/\sqrt{2\pi m k_B T}$ la longueur de De Broglie.

Ne connaissant toujours pas le jeu complet de paramètres de piègeage en fin de rampe pour optimiser le transfert, nous regardons l'effet sur la densité dans l'espace des phases de différentes rampes de désaccord pour plusieurs valeurs finales de la puissance des lasers et du gradient de champ magnétique (figure 3.12).

Toutes les rampes sont linéaires et durent 20 ms. À la fin de chaque rampe nous mesurons la taille du nuage, sa température (par un temps de vol), le nombre d'atomes et en déduisons la densité dans l'espace des phases.

Quels que soient le gradient et la puissance en fin de rampe, la densité dans l'espace des phases est maximale avec un désaccord de -10,2Γ. C'est la valeur que nous conservons pour la suite de l'optimisation. En outre, la densité dans l'espace des phases maximale est obtenue pour un gradient de champ magnétique de 52 G/cm. Même si les valeurs de I_U et B_z correspondantes ne sont pas celles qui assureront le transfert

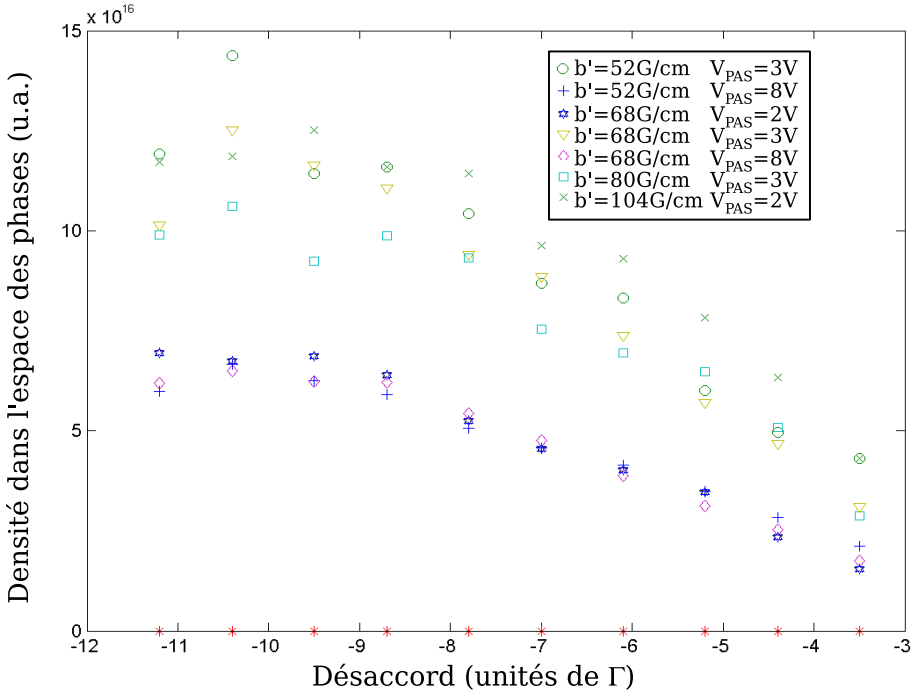

Fig. 3.12 : *Densité dans l'espace des phases (unités arbitraires) mesurée en fin de rampe en fonction du désaccord appliqué dans les lasers de piégeage. Toutes les rampes sont linéaires et durent 20 ms. Chaque courbe correspond à une valeur finale de la puissance des lasers et du gradient b' de champ magnétique différente. La réponse du PAS n'étant pas linéaire, nous avons gardé en légende sa tension de commande. 8V correspond à la pleine puissance (8,5 mW) et 0V à une puissance nulle.*

optimal dans le piège magnétique, nous les gardons pour l'étape suivante.

Rampe de puissance

Il faut maintenant ajuster la rampe de puissance des lasers de piégeage : nous comprimons préalablement le champ quadrupolaire en 20 ms jusqu'à un gradient de 52 G/cm tout en désaccordant le laser de piégeage de -2,7Γ à -10,2Γ. L'intensité des lasers de piégeage est ensuite diminuée de 8,5 mW à une valeur variable entre 8,5 mW et 0,5 mW en 10 ms. Puis le piège est relaché et les atomes sont imagés après un temps de vol. Là encore, à défaut de piège magnétique, le critère retenu est la densité dans l'espace des phases. La figure 3.13 décrit l'évolution de cette densité en fonction de la puissance finale en fin de rampe. La meilleure rampe est obtenue pour une commande du PAS de 3 V ce qui correspond à une puissance de 6 mW dans les faisceaux de piégeage.

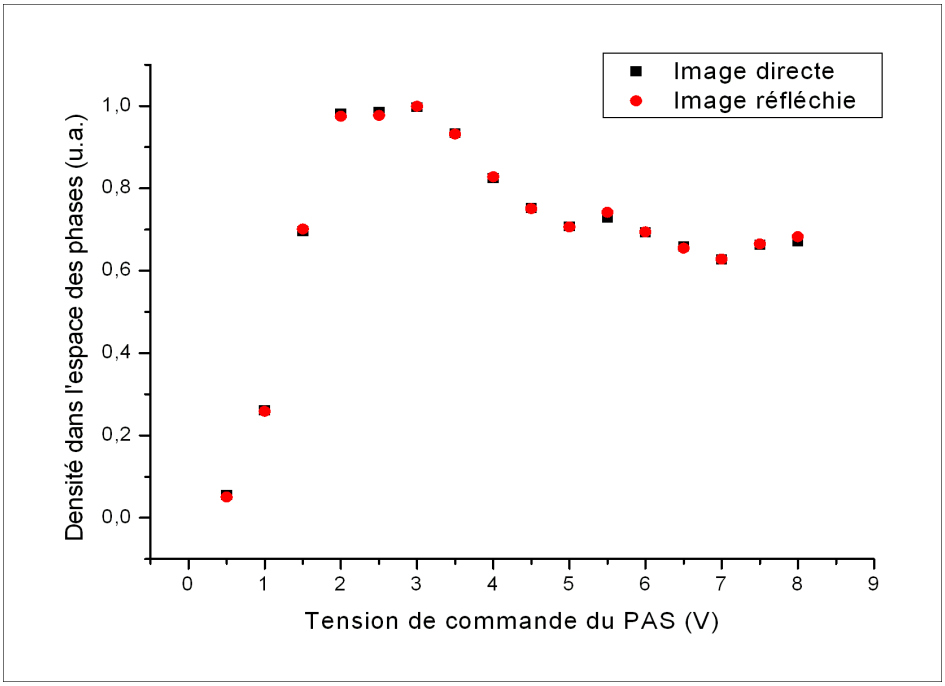

Fig. 3.13 : *Densité dans l'espace dse phases du nuage évaluée en fin de rampe de puissance des lasers de piégeage. Le piège en U est préalablement comprimé en 20 ms tandis que le désaccord est descendu à -10,2Γ. La puissance des lasers de piégeage est ensuite diminuée linéairement en 10 ms. Les images de temps de vol sont espacées de 0,5 ms et la première est prise 2,5 ms après l'extinction du piège. La valeur finale de la puissance est variée d'un point expérimental à l'autre. La réponse du PAS n'étant pas linéaire, nous avons gardé en abscisse sa tension de commande. 8V correspond à la pleine puissance (8,5 mW) et 0V à une puissance nulle.*

Le repompeur est également diminué en 10 ms à une puissance de 45 μW, valeur pour laquelle nous obtenons le meilleur refroidissement des atomes ($T = 40$ μK).

3.4.4 Optimisation des autres paramètres de la phase d'approche/compression

Une fois les rampes de désaccord et de puissance optimisées, nous avons essayé à nouveau de transférer les atomes dans le piège magnétique avec ce refroidissement mis en place. Ce n'est que lorsque nous avons augmenté le champ magnétique B_z en fin de compression à des valeurs autour de 8 G (correspondant à un transfert à 370 μm de la surface) que nous avons pu obtenir un signal dans le piège magnétique.

Valeur finale de B_z

Pour obtenir la valeur optimale du champ B_z en fin de rampe, nous effectuons l'étape d'approche-compression en faisant varier linéairement en 20 ms le courant dans le fil **U** de 3 A à 1,5 A et le champ B_z de 0,52 G à une valeur finale variant entre 5 G et 10 G. Le transfert dans le piège magnétique est réalisé avec la même valeur finale de B_z et une intensité de 1,5 A dans le fil **Z** (voir séquence expérimentale sur la figure 3.14). Nous laissons le piège allumé pendant 50 ms afin que les atomes non piégés quittent la zone d'observation. Nous verrons par la suite que le temps de vie des atomes dans le piège magnétique est bien supérieur à 50 ms. Enfin, nous relâchons le piège et regardons les atomes par absorption après 1 ms de temps de vol.

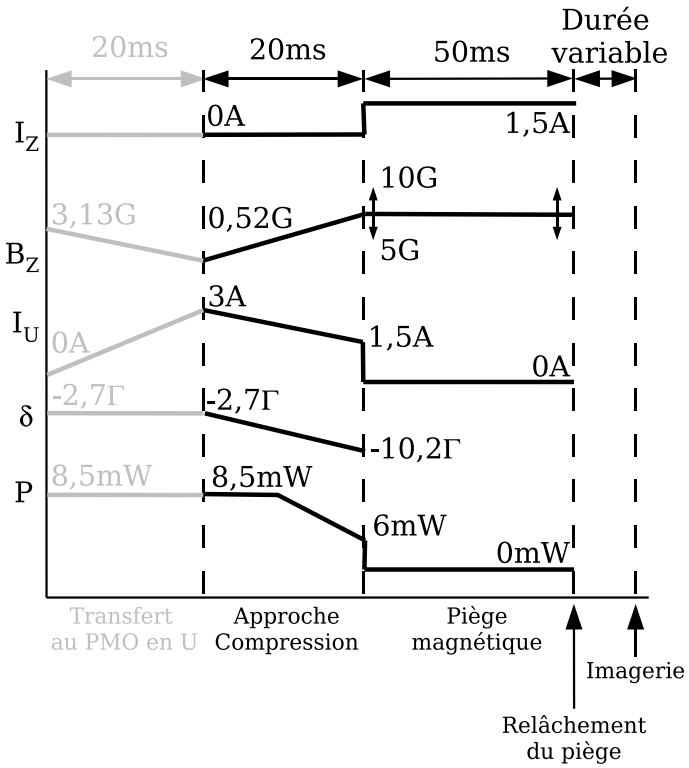

Fig. 3.14 : *Chronogramme de l'optimisation du transfert dans le piège en Z.*

La courbe du nombre d'atomes récupérés dans le piège en Z en fonction de la valeur du champ B_z final est présentée sur la figure 3.15. Elle présente un maximum de

transfert entre 6,2 G et 7,5 G. Nous choisissons le champ de biais le plus faible pour rester le plus loin de la puce possible : B_z en fin de rampe est fixé à 6,26 G.

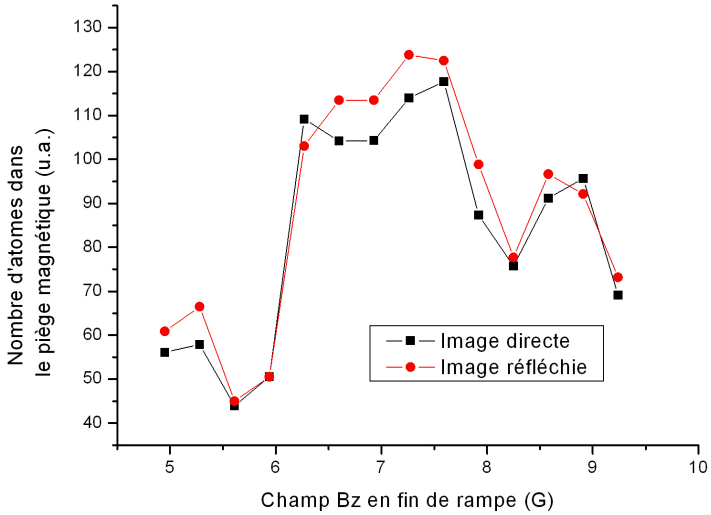

Fig. 3.15 : *Nombre d'atomes transférés au piège magnétique en fonction de la valeur de B_z en fin de rampe de compression (et donc dans le piège magnétique). L'imagerie est effectuée 1 ms après l'extinction du piège.*

Autres réglages

Nous réalisons la même expérience en faisant varier la valeur finale du courant dans le fil en **U** avec $B_z = 6,26$ G en fin de rampe, avant de le mettre à zéro. Le maximum de transfert est réalisé pour une intensité de 1,8 G, soit un peu plus loin que prévu. Nous récupérons plus d'atomes lorsque le centre du piège en U n'est pas superposé au piège magnétique mais plus éloigné de la paroi que lorsque les deux centres sont superposés. Dans ce dernier cas la fraction du nuage perdue par adsorption sur la paroi est trop importante.

L'alignement et l'équilibre des faisceaux du piège magnéto-optique sont critiques pendant toute la phase de compression. Nous ajustons ces différents réglages par itération en cherchant à centrer le nuage dans la direction x loin et proche de la puce (en début et en fin de rampe d'approche).

Conclusion sur les rampes d'approche et compression

À la fin des rampes d'approche/compression nous disposons de $1,2.10^7$ atomes à 460 μm de la surface. Les dimensions du nuage sont alors de 1,2 mm dans la direction X et de 380 μm dans les deux autres directions. Une mesure par temps de vol donne une température de 40 μK pour le nuage juste avant le transfert.

3.5 Caractérisation du piège magnétique

3.5.1 Transfert dans le piège

Une fois les atomes pré-refroidis et comprimés, nous éteignons le courant dans le fil en **U** et allumons en même temps celui du fil en **Z** à 1,5 A pour prendre le relais. Le champ magnétique B_z reste à 6,26 G pendant le transfert. Un champ de biais dans la direction X peut éventuellement être ajouté pour faire varier le champ magnétique au fond du piège. Une fraction des atomes est alors piégée dans un minimum du champ magnétique. Je ne reviendrai pas sur ce principe qui a fait l'objet de l'introduction générale et du premier chapitre de ce manuscrit. Rappelons seulement que le confinement dans la direction X est assuré par les deux branches parallèles du **Z** parcourues dans le même sens par le courant.

Le champ quadrupolaire est coupé à l'aide d'un MOSFET placé en série avec le fil **U**. Pendant la phase du piège en U, la résistance est court-circuitée par le fil supraconducteur. L'inductance du fil étant très faible, la rapidité de coupure du champ quadrupolaire est limitée par les courants de Foucault à 100 μs (paragraphe 2.1.3.c). Il en va de même pour le fil **Z** dont le champ s'établit dans la même durée. Cet intervalle est néanmoins très court pour les atomes dont la constante de temps de réaction est plutôt de l'ordre de la ms. Les atomes ne sont également pas sensibles à la gigue de 10 μs du MOSFET.

Afin d'évaluer l'efficacité du transfert nous gardons les atomes 50 ms dans le piège pour laisser le temps à ceux qui ne sont pas piégés de quitter la zone d'observation. Les atomes les plus chauds sont également perdus pendant cette durée. Nous relâchons alors le piège et imageons le nuage de face et de profil (voir figure 3.16). Le nombre d'atomes est de $8,2.10^5$ ce qui correspond à une efficacité de transfert de 7% comparable avec les expériences de puces à atomes à température ambiante au même niveau (sans pompage et mélasse optiques) [107]. La distance à la puce est de 440 μm et la température du nuage de 40 μK. Nos simulations estiment des fréquences de piège longitudinales et transversales de 27 Hz et 175 Hz respectivement. Les dimensions longitudinales et transversales du nuage sont de 1500 μm et 156 μm respectivement.

3.5.2 Temps de vie du piège magnétique

Après avoir réussi à charger de manière satisfaisante le piège magnétique, nous nous sommes intéressés au temps de vie de ce piège. Comme nous l'avons déjà évoqué dans le premier chapitre, ce temps de vie est un outil particulièrement approprié pour caractériser l'environnement expérimental.

Les atomes sont gardés dans le piège magnétique pendant une durée variant de 50 μs à 200 s puis relâchés pour l'imagerie. Nous traçons alors le nombre d'atomes restant dans le piège en fonction de la durée de piégeage (voir figure 3.17). Le champ de biais B_x créé par les bobines X est fixé à $2,75$ G dans le piège magnétique. Nous reviendrons par la suite sur ce choix.

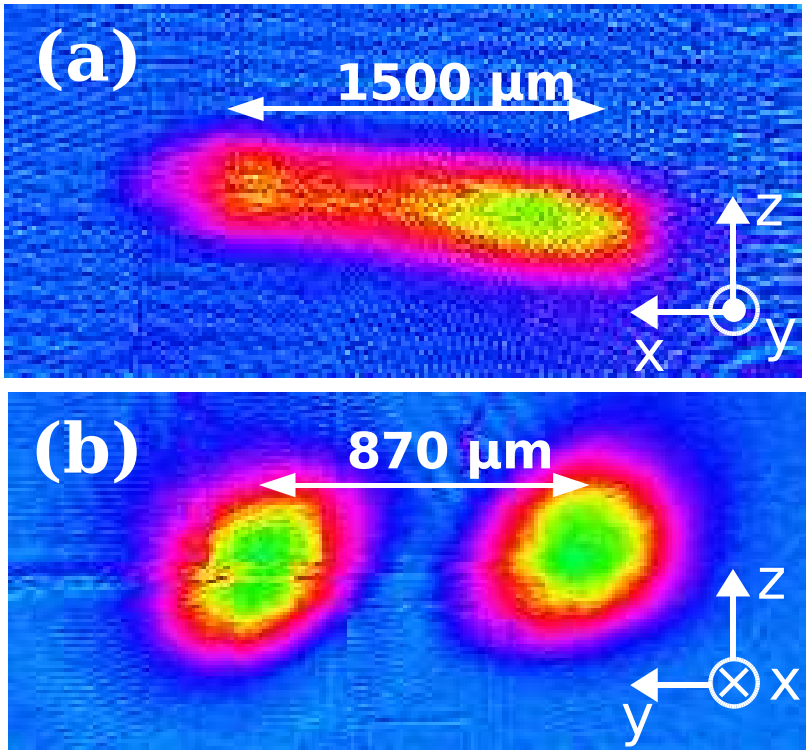

Fig. 3.16 : *Imagerie par absorption du nuage atomique après 50 ms dans le piège magnétique. Le champ de biais B_x est nul. a) Vue de face ; b) vue de côté (image directe et réflexion sur la puce). Le nuage contient 8,2.10^5 atomes et sa température est de 40 µK. Ses dimensions longitudinales et transversales sont de 1500 µm et 156 µm respectivement. La distance à la surface est de 430 µm.*

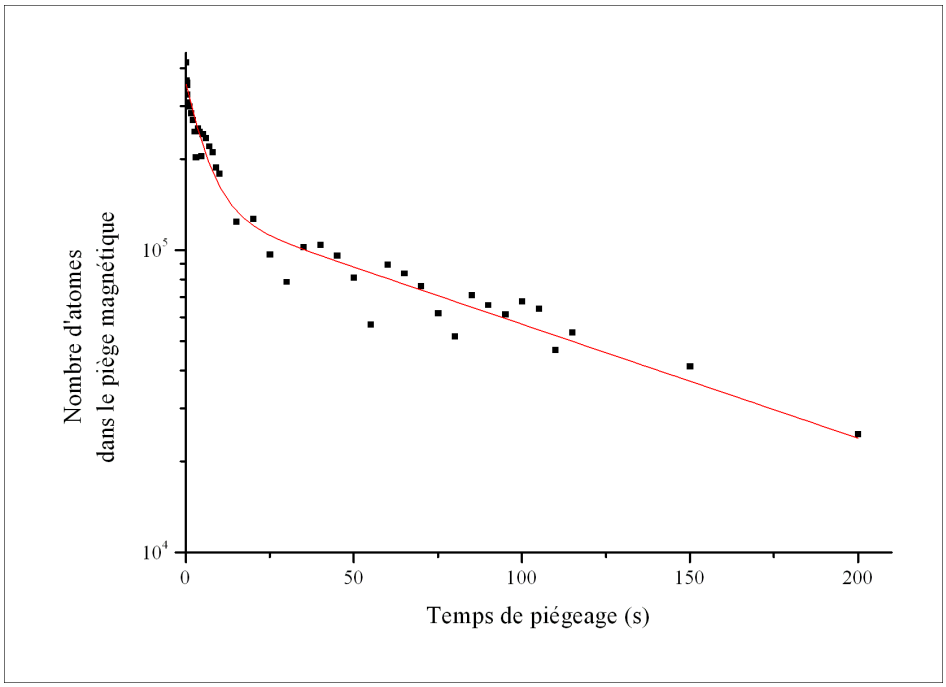

Fig. 3.17 : *Nombre d'atomes dans le piège magnétique en fonction de la durée de piégeage. Le champ B_x est de 2,75 G. L'échelle des ordonnées est logarithmique.*

La courbe d'évolution du nombre d'atomes présente une décroissance bi-exponentielle. Au début du piégeage les pertes sont rapides (temps de vie de 5,7(9) s). Nous attribuons ceci à un processus d'évaporation. Les atomes les plus chauds quittent le piège et sont adsorbés sur la puce [10]. Pour vérifier cette hypothèse nous mesurons l'évolution de la température du nuage au cours des 10 premières secondes grâce à des temps de vol successifs (courbe 3.18). Le nuage est effectivement refroidi de 40 μK à 20 μK en $3,3 \pm 1,3$ s.

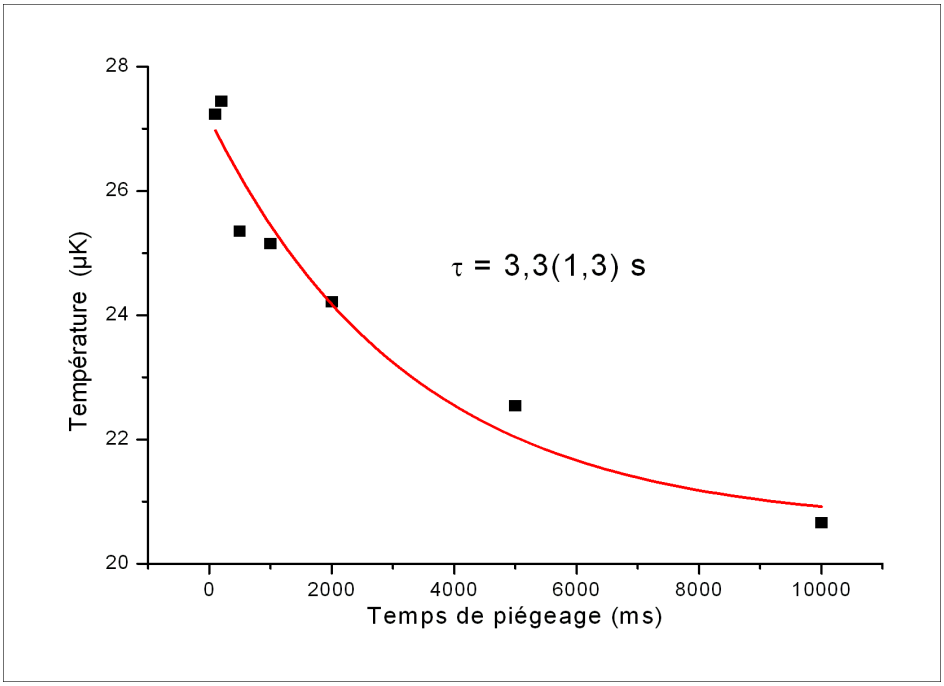

FIG. 3.18 : *Température du nuage dans le piège (mesurée par temps de vol) en fonction du temps de piégeage. Les atomes sont thermalisés en un peu plus de 3 s aux alentours de 20 μK.*

Au-delà de 20 s, il reste encore 25% des atomes dans le piège. Le temps de vie est de 115(35) s. Pour comprendre la limitation de ce temps de vie, nous nous sommes intéressés aux différentes causes de pertes dans le système.

Pertes Majorana : Le potentiel vu par les atomes dans le champ magnétique vaut : $V(r) = -\boldsymbol{\mu}.\boldsymbol{B}(r)$ (cf introduction générale). Seuls les atomes dont le moment magnétique est opposé à $\boldsymbol{B}(r)$ pourront être attirés par le minimum de champ magnétique. Pour qu'un atome reste piégé, il faut donc que son moment magnétique reste colinéaire à $\boldsymbol{B}$ au cours de son déplacement. En d'autres termes, la fréquence de précession du moment magnétique ($\mu B/h$) doit être très élevée devant les fréquences caractéristiques des variations de B, c'est-à-dire du mouvement de centre de masse atomique. Si le champ magnétique s'annule au centre du piège, les atomes ne suivent plus les variations du champ et sont expulsés : ce sont les pertes de Majorana [47].

Pour estimer ces pertes il faut en particulier savoir si les atomes se trouvent dans la partie harmonique ou linéaire du Ioffe-Pritchard. Considérons les directions radiales

en nous plaçant dans le plan yOz perpendiculaire à la puce et passant par le centre du piège. Loin du centre, un atome se déplaçant dans ce plan voit essentiellement le champ magnétique quadrupolaire créé par le segment horizontal du fil **Z** et B_z. Plus l'atome se rapproche du centre, plus cette composante quadrupolaire diminue. Elle devient alors comparable au champ B_x qui n'est pas nul au centre d'un piège de type Ioffe-Pritchard. La région harmonique du piège correspond à l'endroit où le champ quadrupolaire est plus petit que le champ B_x^0 du fond du piège. Un calcul détaillé des champs magnétiques dans un piège de Ioffe-Pritchard est donné dans la référence [110]. Si l'on note l l'extension spatiale de la région harmonique et b' le gradient du champ quadrupolaire au centre du piège, la condition précédente s'écrit :

$$b' \times l \simeq B_x^0 \tag{3.1}$$

avec $b' = 2\pi B_z^2/(\mu_0 I_z)$. Pour des champs magnétiques $B_z = 6,26$ G et $B_x^0 = 2,75$ G et un courant $I_z = 1,5$ A, la taille caractéristique de la région harmonique est de 210 μm. D'après l'image 3.16, l'extension radiale du piège magnétique est de 156 μm. Nous pouvons considérer que le nuage voit uniquement la partie harmonique du champ.

Lorsqu'un atome traverse le piège harmonique de part en part, il voit la direction du champ magnétique tourner de π. La fréquence de rotation ν_R du champ magnétique ressentie par l'atome est donc celle du piège soit 175 Hz dans le cas le plus défavorable (direction radiale). La fréquence de Larmor minimale vaut quant à elle : $\nu_L = \mu_B.B_x^0 \simeq 3,85$ MHz pour $B_x^0 = 2,75$ G. On a bien $\nu_L \gg \nu_R$. Les pertes par Majorana sont négligeables dans le piège magnétique actuel. Bien sûr, la question se reposera lorsque le piège sera comprimé.

Pertes dues au bruit technique : Le temps de vie mesuré pour des B_x plus faibles que 2 G (et plus proches de la littérature [107]) ne dépasse pas 5 s. La distance à la puce est pourtant la même et le nombre d'atomes initialement chargés est du même ordre que précédemment. Diminuer B_x revenant à baisser le fond du piège, les pertes doivent sans doute être dues à un bruit technique à une fréquence correspondant à celle du renversement de spin pour des champs magnétiques inférieurs à 2 G (c'est-à-dire à des fréquences inférieures à 3 MHz). Nous caractériserons ce bruit de manière plus fine dans le paragraphe 4.4.2.d. De toute façon le fond du piège est placé loin de ce bruit lorsque $B_x = 2,75$ G.

Pertes à 3 corps : Si la densité spatiale est trop importante, des collisions inélastiques à 3 corps peuvent apparaître. D'après [111], le taux de pertes à trois corps s'écrit :

$$\gamma_{3c} = C_{3c} n^2 \tag{3.2}$$

où C_{3c} est la constante de collisions à trois corps valant $1,8.10^{-29}$ cm^{6}s$^-$1 pour l'atome de ^{87}Rb dans l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$ [111] et n est la densité spatiale obtenue des images 3.16 : $n = 2,2.10^{10}$ atomes/cm^3. Le taux de pertes à trois corps vaut $8,8.10^{-9}$ s^{-1} ; ce phénomène peut être négligé.

Effet de la surface supraconductrice : Le bruit de Johnson-Nyquist de la surface pourrait limiter le temps de vie d'autant que nous ignorons l'ordre de grandeur de cet effet pour un supraconducteur. Néanmoins, il semble peu probable, aux vues des résultats sur les métaux et sur les supraconducteurs, que le nuage soit sensible à la surface à une distance de plus de 400 μm, grande devant toutes les longueurs caractéristiques du fil supraconducteur.

Absorption de photons diffusés : Les photons parasites présents dans l'expérience peuvent être absorbés par les atomes qui retombent éventuellement dans un état non piégeant après émission spontanée. Ces photons proviennent principalement des fuites des MAOs laissant toujours passer quelques nW à la bonne fréquence. Nous avons installé des interrupteurs mécaniques derrière chaque MAO pour bloquer physiquement le faisceau. Les délais de fermeture et d'ouverture de ces interrupteurs ont été pris en compte dans la séquence expérimentale.

Collisions avec le gaz résiduel : Il s'agit de la seule cause restante de pertes dans le piège magnétique. Nous considérons que le gaz résiduel est principalement composé d'Hélium (à 4 K). Notre expérience baigne en effet dans un environnement d'Hélium avec le réservoir du cryostat. À cause de sa petite taille, cet élément s'insère facilement dans la zone expérimentale en passant par les porosités des enceintes. La vitesse moyenne de l'Hélium gazeux à 4 K est donnée par [112] :

$$v_{moy} = \left(\frac{8kT}{\pi m_{He}} \right) \tag{3.3}$$

soit : $v_{moy} = 145$ m.s^{-1}. L'ordre de grandeur du taux de collisions entre les atomes de Rubidium piégés et les atomes d'Hélium est :

$$\Gamma_{col} = \sigma_{Rb-He4K}.n_{He}.v_{moy} \tag{3.4}$$

où n_{He} est la densité d'atomes d'Hélium et $\sigma_{Rb-He4K}$ la section efficace de collision entre un atome de Rubidium et un atome d'Hélium à 4 K. D'après [113], $\sigma_{Rb-He4K} = 1,0$ nm^2. La température des atomes d'Hélium est bien plus élevée que la profondeur du piège. Chaque collision engendre ainsi la perte d'un atome de Rubidium du piège. Le taux de collisions est donc l'inverse du temps de vie des atomes dans le piège. On en déduit que : $n_{He} = 6.10^{13}$ atomes.cm^{-3}. De la loi des gaz parfaits on obtient la pression du gaz d'Hélium dans l'expérience : $P = n_{He}kT = 3.10^{-11}$ mbar. La pression partielle d'Hélium devrait diminuer si la température des parois adsorbantes était baissée ce que nous envisageons de faire ultérieurement (descente à 600 mK).

3.6 Conclusion

Grâce aux optimisations réalisées sur la séquence expérimentale, nous avons été capables de capturer $8,2.10^5$ atomes dans le piège magnétique en Z de la puce à 440 μm de celle-ci. Le temps de vie, vraisemblablement limité par les collisions avec le gaz résiduel d'Helium, est de 115 s.

Ce nombre d'atomes est toutefois insuffisant si nous voulons réaliser une évaporation du nuage pour obtenir un condensat de Bose-Einstein. Il faut en effet s'attendre à perdre un facteur 1000 dans le nombre d'atomes piégés au cours de cette étape. Il devient alors nécessaire de charger plus d'atomes dans le piège magnétique en les refroidissant au préalable par une mélasse optique et en les pompant dans le bon sous-niveau hyperfin.

Chapitre 4

Vers le condensat de Bose-Einstein

L'obtention d'un condensat de Bose-Einstein nécessite la mise en place d'une évaporation RF pour augmenter la densité dans l'espace des phases du nuage jusqu'au seuil de condensation. Cette étape est extrêmement coûteuse en atomes et il devient nécessaire d'introduire une phase de mélasse optique et de pompage optique auparavant pour augmenter le nombre d'atomes dans le piège magnétique initial.

La séquence d'évaporation elle-même est délicate car elle exige un ajustement très fin du couteau RF appliqué au piège ainsi qu'une annulation des bruits RF environnant l'expérience aux fréquences caractéristiques de cette évaporation.

Ce chapitre reprend la séquence expérimentale précédente en implémentant les étapes nécessaires à l'obtention du condensat. La mélasse optique et le pompage optique des atomes dans le bon sous-niveau Zeeman sont décrits aux paragraphes 4.1 et 4.2 respectivement. Le piège en Z résultant contient un plus grand nombre d'atomes de température plus basse que précédemment. Il est alors comprimé (paragraphe 4.3) pour augmenter le taux de collisions. Ce paramètre est prépondérant dans l'étape d'évaporation RF qui débute ensuite (paragraphe 4.4) jusqu'à l'obtention du condensat de Bose-Einstein que nous caractériserons brièvement. Nous conclurons sur les mesures du bruit RF technique présent au sein de notre dispositif, facteur limitant pour notre expérience actuellement.

4.1 La mélasse optique

À la fin de l'étape d'approche/compression dans le PMO en U, les atomes ont une température $T_{at} = 80$ μK. Or la profondeur du piège magnétique dans lequel nous tentons de les récupérer est de $T_P = \mu_B(B_z - B_x^0)/k_B \sim 240$ μK. Nous gardons toujours le même critère pour que le piégeage soit efficace, à savoir $\eta = T_P/T_{at} \geq 10$. Dans notre cas $\eta \sim 6$. C'est pour cette raison que nous perdons énormément d'atomes dans les premières secondes du piège magnétique et que la température de thermalisation du nuage est autour de 20 μK.

Il devient donc indispensable de passer par une étape de refroidissement par mélasse optique ([114], [115]) entre la compression et l'allumage du piège en Z. Abaisser la température du nuage augmente également la densité dans l'espace des phases, paramètre essentiel pour atteindre le condensat de Bose-Einstein.

La mélasse optique doit se réaliser en champ magnétique nul pour éviter une force de pression de radiation non isotrope déplaçant le nuage. Cela viendrait bien sûr gêner le transfert dans le piège magnétique mais réchaufferait également les atomes. Nous devons donc être capables d'annuler les champs magnétiques à moins de 100 mG près, en une durée bien inférieure au temps de réaction des atomes (de l'ordre de la ms), d'effectuer la mélasse et de rallumer le champ magnétique en moins d'une ms également. Ce paragraphe présente successivement toutes les étapes nécessaires à la mélasse optique.

4.1.1 Allumage et extinction des champs magnétiques pendant la mélasse

Les fils en **U** et en **Z** ont tous les deux une très faible inductance (moins de 10 μH). Le délai d'extinction et d'allumage des champs créés par ces fils est donc limité à 100 μs par les courants de Foucault.

Les bobines Z montées en série ont quant à elles une inductance totale de 10 mH. Pour éteindre le courant rapidement, il suffit de placer une résistance de 20 Ω en parallèle. Lorsque le circuit les reliant à l'alimentation est ouvert (grâce à un MOSFET), le courant des bobines est dissipé par la résistance en un temps $\tau = L/R = 500$ μs. En tenant compte des courants de Foucault, l'extinction du champ magnétique dure au plus 600 μs.

Pendant l'étape de mélasse, le circuit reliant les bobines Z à leur alimentation reste ouvert. La durée de cette étape est suffisamment importante pour laisser à l'alimentation *Delta-electronica* le temps de suivre un changement de sa commande.

Pour allumer le piège magnétique rapidement, nous chargeons préalablement un condensateur placé en parallèle de la bobine (cf schéma 4.1). Les MOSFETs M1 et M2 sont ouverts et M3 est fermé. Lorsque nous souhaitons établir le courant dans la bobine, nous refermons le circuit LC en ouvrant M3 et en fermant M2 pendant une demi-période d'oscillation (soit $\sqrt{LC}/2$). Une fois le condensateur déchargé nous

ouvrons M2 et fermons M1. Avec une capacité de 3 μF chargée à 28 V nous rétablissons le courant en 170 μs dans les bobines Z.

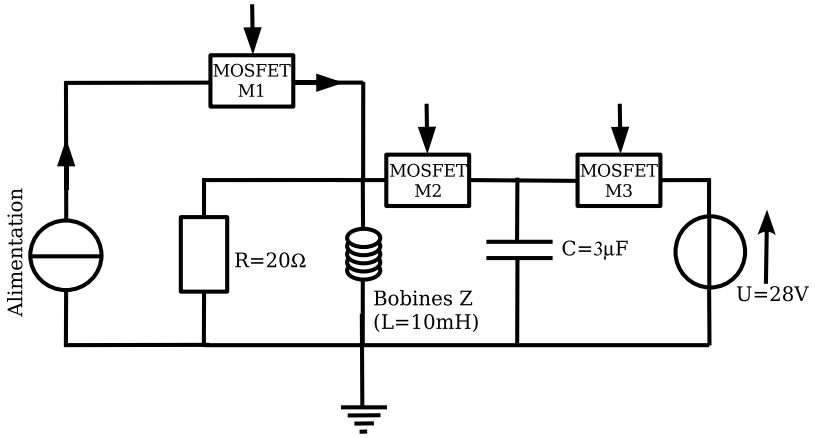

Fig. 4.1 : *Schéma simplifié du circuit de chargement et de déchargement des bobines Z.*

Le schéma réel est en fait plus compliqué car nous voulons nous laisser la possibilité de disposer d'un champ de biais Z pendant la phase de mélasse pour compenser les champs magnétiques résiduels dans cette direction. Le courant nécessaire est assuré par des générateurs de courant non représentés ici.

Le champ B_z en fin de rampe du PMO en U peut maintenant différer de celui imposé à l'allumage du piège magnétique en **Z**. Cela nous accorde un peu plus de flexibilité pour le transfert comme nous le verrons par la suite.

4.1.2 Annulation du champ magnétique pendant la mélasse, effet Hanle

Le champ magnétique résiduel pendant la mélasse engendre une force de pression de radiation non isotrope déplaçant le nuage avant le transfert dans le piège en Z. Notre compensation du champ magnétique à moins de 100 mG n'est pas suffisante pour que cet effet ne perturbe pas le repiégeage dans le piège magnétique. Nous devons l'annuler en utilisant une méthode plus fine que la sonde magnétique avant de pouvoir optimiser les autres paramètres de la mélasse optique.

Une première méthode d'annulation du champ magnétique pourrait être une spectroscopie Zeeman des atomes sur le même principe qu'en 2.1.3.a. La largeur spectrale naturelle des pics d'absorption est cependant de 6 MHz. Pour pouvoir résoudre les deux pics, il faut que la levée de dégénérescence des sous-niveaux Zeeman soit au moins de 3 MHz (figure 2.9) ce qui correspondrait à un champ de 2,1 G bien au-delà de ce que nous voulons corriger.

Il nous faut alors faire appel à une technique plus fine, employée maintenant dans la plupart des expériences de puces à atomes : l'effet Hanle. Elle permet de compenser un champ magnétique résiduel à quelques mG près. Je ne compte pas entrer dans le

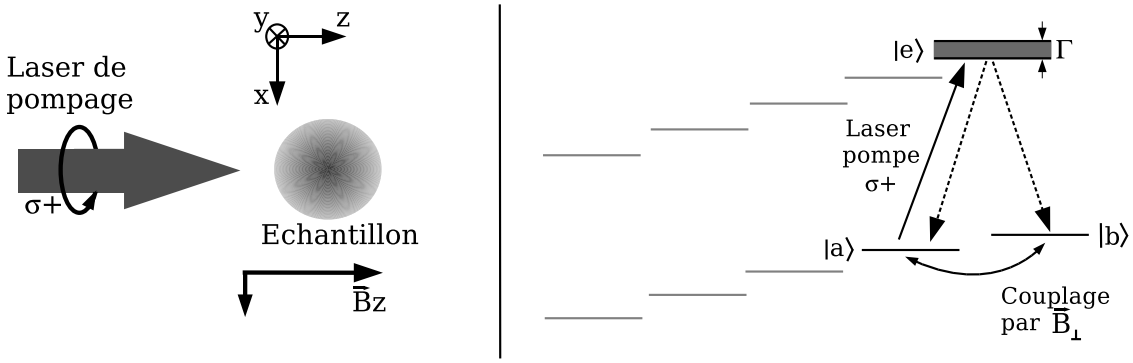

Fig. 4.2 : *Schéma du principe de l'effet Hanle dans le cas d'un système à 3 niveaux : les atomes sont pompés dans l'état $|b\rangle$ par un laser de polarisation $\sigma+$ par rapport à la direction Z. La présence d'un champ $B_\perp$ couple les sous-niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$. Les flèches en pointillés représentent l'émission spontanée. Adapté de [107].*

détail de cet effet déjà présenté de manière très synthétique par [107] et précédemment utilisé par [116], je me contenterai d'en expliquer le principe général dans le cas d'un système à 3 niveaux tout d'abord et dans notre expérience ensuite.

Dans le cas du système à trois niveaux présenté sur la figure 4.2, la présence d'un champ magnétique $\overrightarrow{B}_z$ lève la dégénérescence des sous-niveaux de l'état fondamental par effet Zeeman. Les atomes sont pompés dans l'état $|b\rangle$ par un laser de polarisation $\sigma+$ par rapport à la direction Z. C'est un état noir sauf si un champ magnétique transverse $\overrightarrow{B}_\perp$ couple les sous-niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$. On peut comprendre le problème de manière équivalente en considérant que la polarisation du laser n'est plus une pure $\sigma+$ par rapport au champ $\overrightarrow{B}_z + \overrightarrow{B}_\perp$. Le pompage dans l'état $|b\rangle$ ne sera parfait que lorsque $\overrightarrow{B}_\perp = 0$. En jouant sur la compensation de ce champ transverse, il est possible de diminuer l'absorption du laser pompeur, signe de l'annulation de $\overrightarrow{B}_\perp$.

Plutôt que de regarder le recul du nuage après interaction avec le laser et de le relier au nombre de photons absorbés comme [107], nous avons décidé de travailler directement avec des signaux d'absorption. Les fluctuations de la position de notre piège brouillent l'effet du recul et ne nous donnent pas la résolution suffisante que nous apporte au contraire l'absorption. Le laser utilisé pour l'imagerie d'absorption est celui de pompage optique accordé sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Il est superposé au faisceau de face de la sonde comme indiqué sur la figure 2.19.

Nous aurions pu superposer le pompage optique au faisceau de la sonde de côté pour réaliser l'effet Hanle mais l'angle de 11° par rapport à l'axe x compliquerait énormément le protocole : le champ de polarisation (B_x, B_y ou B_z) ne serait pas aligné avec ce laser, rendant le réglage de la polarisation de ce dernier délicat. Il est préférable de travailler avec un faisceau perpendiculaire à la puce, c'est-à-dire aligné avec B_y.

Il était initialement prévu d'utiliser une polarisation σ selon la direction y. Les champs B_x et B_z résiduels pouvaient être diminués en réduisant l'absorption comme expliqué précédemment. Une fois ces champs suffisamment faibles, il nous suffisait de varier B_y et d'observer le moment où cette composante devenait du même ordre de grandeur que les deux autres en voyant le signal d'absorption atteindre un maximum.

La direction du champ magnétique total n'est à ce moment plus colinéaire à l'axe y et les différents sous-niveaux fondamentaux sont couplés. Nous avons cependant trouvé cette dernière étape (recherche d'un maximum plutôt qu'un minimum) moins précise que les étapes précédentes.

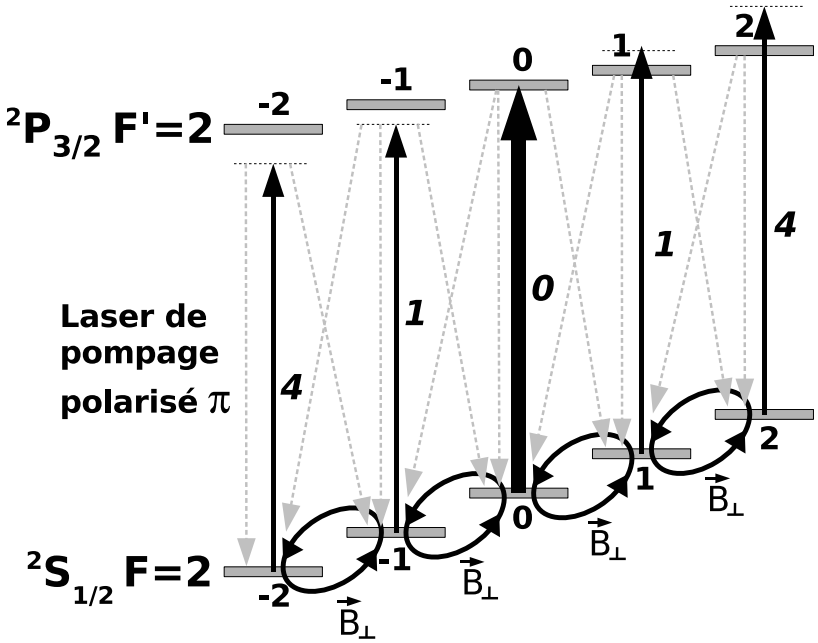

Fig. 4.3 : *Niveaux atomiques utilisés pour l'effet Hanle dans notre expérience (transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$). Les flèches en pointillés correspondent aux émissions spontanées. Les forces d'oscillateurs normalisées pour chaque transition π sont notées à côté des flèches d'absorption. La transition $m_F = 0 \rightarrow m_{F'} = 0$ a une force d'oscillateur nulle. L'état $m_F = 0$ est donc un état noir. La présence d'un champ magnétique $B_\perp$ couple les sous-niveaux fondamentaux. Un atome en présence d'un champ magnétique transverse est en permanence en interaction avec le laser.*

C'est pourquoi nous avons plutôt choisi de travailler avec une polarisation π sur l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$. Le coefficient de Clebsch-Gordan de la transition $|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F' = 2, m'_F = 0\rangle$ est nul (voir annexe de [108] et figure 4.3). Avec une polarisation de laser égale à π, cet état est noir. Pour compenser les champs résiduels nous suivons la démarche suivante :

- Après l'étape de compression le piège en U est éteint mais un champ de 3 G (grand devant les éventuels champs B_x et B_y) selon l'axe z est conservé. On envoie alors une impulsion de 50 μs du laser de pompage optique à une puissance de 100 μW (pour un diamètre de 5 mm). Sa polarisation est linéaire et tournée grâce à une lame à retard $\lambda/2$ dans la direction z. L'orientation est optimisée sur le signal atomique : une bonne polarisation π donne un état noir. L'absorption connait un minimum quand la lame $\lambda/2$ est dans la position idéale.
- On diminue alors le champ B_z en dessous de 1 G : les champs B_x et B_y transverses ne sont plus négligeables et le signal d'absorption augmente. Grâce à des générateurs de courant d'appoint nous faisons varier ces champs magnétiques pour diminuer l'absorption du laser. Lorsque nous sommes parvenus à un minimum,

B_x et B_y sont du même ordre de grandeur que B_z.

– Il reste maintenant à compenser B_z. Nous tournons la lame $\lambda/2$ pour envoyer une polarisation π selon l'axe x. Le champ B_x est alors augmenté et nous effectuons les deux étapes précédents pour le champ B_z cette fois.

Le procédé précédent est réitéré plusieurs fois pour converger vers la meilleure compensation des champs dans les trois directions. Les courbes d'absorption correspondant à la dernière itération sont présentées ci-dessous (figure 4.4). Le champ B_x résiduel avant la dernière étape de compensation est de -68 ± 18 mG, B_y vaut 112 ± 6 mG et B_z 12 ± 7 mG. Le champ magnétique est donc compensé avec une incertitude de $\sqrt{\Delta B_x^2 + \Delta B_y^2 + \Delta B_z^2} = 40$ mG ce qui est largement suffisant pour nos besoins.

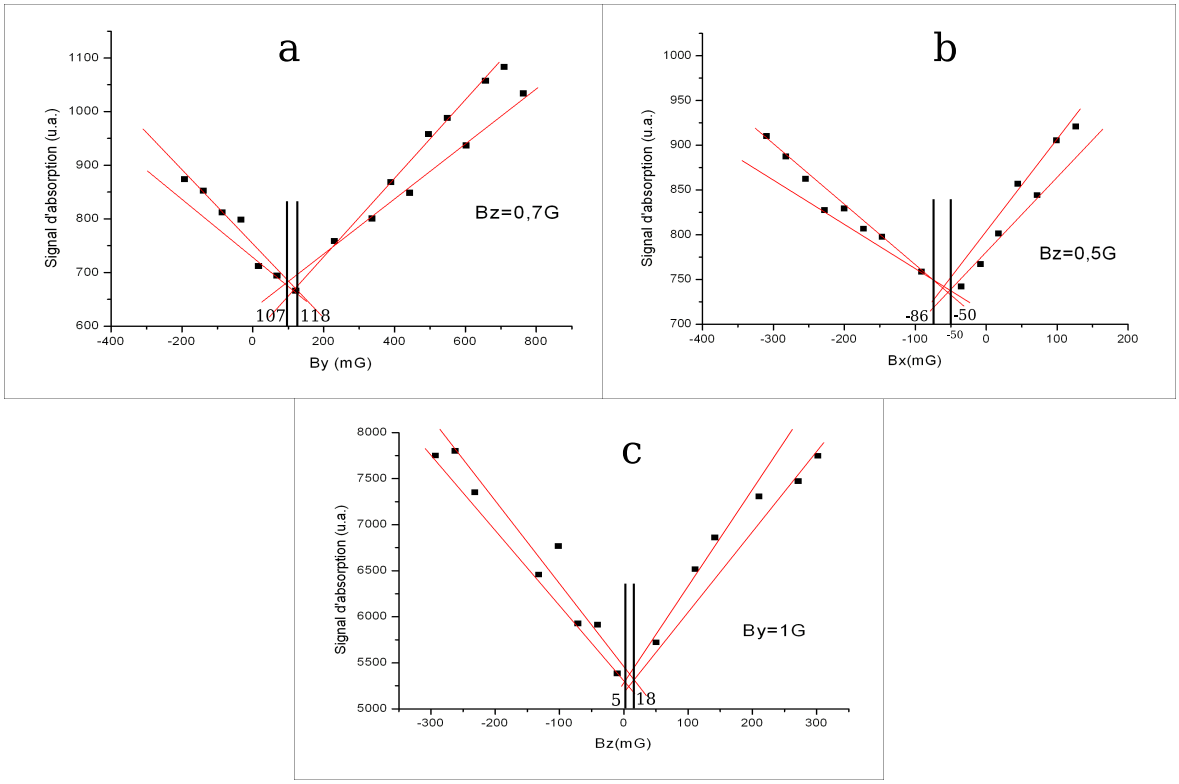

Fig. 4.4 : *Mesure des champs magnétiques résiduels dans les trois directions par effet Hanle. Les trois courbes correspondent à la dernière itération. (a) Le champ B_z est fixé à 0,7 G tandis que B_y est varié. Le champ B_y résiduel est situé entre 107 mG et 118 mG. La résolution de notre mesure ne nous permet pas d'être plus précis. (b) Le champ B_z est fixé à 0,5 G et B_y est compensé (voir figure (a) à 6 mG près. On fait alors varier B_x. Le champ résiduel dans cette direction est compris entre -86 et -50 mG. (c) Cette fois B_y est monté à 1 G et B_x est compensé à 18 mG près. On mesure un champ résiduel B_z compris entre 5 et 18 mG.*

Les alimentations de compensation du champ magnétique sont branchées en parallèle des trois jeux de bobines en quasi-Helmholtz. Un MOSFET sert d'interrupteur entre ces alimentations et les bobines. La compensation est allumée 50 μs avant le début de la mélasse et éteinte 50 μs après (voir figure 4.5).

4.1.3 Optimisation des paramètres de la mélasse

L'étape de mélasse rend obsolètes certaines parties de la séquence précédente. Nous nous sommes ainsi rendus compte qu'il était préférable pour les atomes d'effectuer la rampe de puissance des lasers pendant la mélasse et non lors de la phase de compression. L'approche du nuage de la paroi est facilitée lorsque les lasers de piégeage ont une puissance de 8,5 mW. Les atomes ne sont plus refroidis dans le piège en U mais pendant la mélasse, et ce plus efficacement.

Nous avons utilisé les résultats des autres expériences de puces à atomes pour régler initialement les paramètres de la mélasse. W. Hänsel *et al.* finissent avec un désaccord de 56 MHz et appliquent le refroidissement laser pendant 0,5 ms [100] pour terminer avec un nuage de 30 μK. D'autres expériences du même groupe ont utilisé une mélasse de 200 μs avec un désaccord de -8Γ [117] pour parvenir à 30 μK. À Orsay le temps de mélasse choisie par Ch. Aussibal *et al.* est de 1,7 ms pour un désaccord de -80 MHz. La température en fin d'étape de refroidissement est de 38 μK [107].

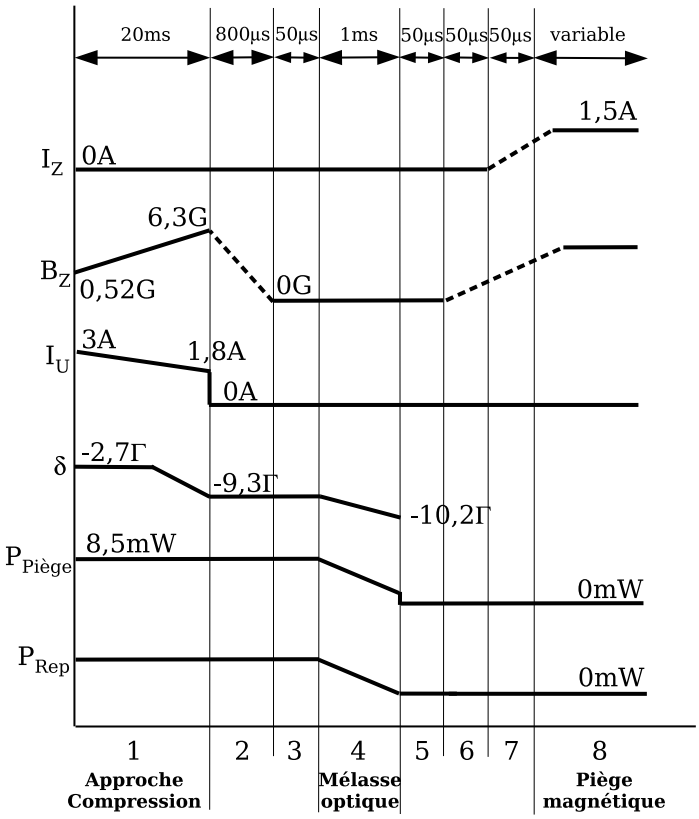

Fig. 4.5 : *Chronogramme de la séquence de mélasse optique depuis la compression du PMO en U jusqu'à l'allumage du piège magnétique. Les traits en pointillés représentent les variations réelles des champs magnétiques. I_z : courant dans le fil* ***Z*** *; B_z : champ de biais dans la direction Z ; I_U : intensité dans le fil* ***U*** *; δ : désaccord des faisceaux de piégeage ; P_{Piege} : puissance dans les faisceaux de piégeage ; P_{Rep} : puissance du repompeur.*

À partir de ces pré-réglages nous avons optimisé la durée de la mélasse, la rampe de désaccord depuis l'étape de compression et la variation de la puissance des lasers. Notre

critère était d'abaisser la température du nuage tout en perdant le moins d'atomes après transfert dans le piège magnétique. Nous suivions la température par des mesures de temps de vol en fin de mélasse optique et regardions le nombre d'atomes après 100 ms de capture dans le piège en Z. La séquence expérimentale ainsi optimisée est présentée sur la figure 4.5.

Les descriptions de chaque étape sont détaillées ci-dessous :

1. Phase de compression/approche du PMO : la puissance des lasers est gardée constante pendant toute cette phase. Il est en effet préférable de déplacer le nuage avec des lasers à puissance maximale. Les atomes ne sont certes pas refroidis (la mélasse assurera plus tard le refroidissement) mais un plus grand nombre est approché de la puce. Le désaccord des lasers est de -9,3Γ en fin de rampe.
2. Extinction des champs magnétiques : la dissipation du courant des bobines Z dans la résistance de 20 Ω dure 500 μs. En tenant compte des courants de Foucault le champ magnétique B_z est nul 800 μs après la commande d'extinction.
3. Allumage des compensations du champ magnétique résiduel.
4. Mélasse optique : les puissances du laser de piégeage et du repompeur sont réduites pendant cette étape et assurent le refroidissement du nuage. Le désaccord du laser de piégeage est descendu à -10,2Γ.
5. Extinction des lasers de la mélasse et des compensations du champ magnétique résiduel.
6. Décharge du condensateur dans les bobines Z. Au bout de 170 μs correspondant à la décharge complète, l'alimentation des bobines prend le relai pour générer le champ B_z.
7. Allumage du fil Z à une valeur intermédiaire de 1,16 A. On évite ainsi un pic dans la tension aux bornes du fil Z pouvant enclencher sa protection (voir le paragraphe 2.4.3).
8. L'intensité dans le fil Z est montée à 1,5 A. Le piège magnétique est allumé pendant une durée variable.

La température du nuage en fin de mélasse optique est de 20 μK et le nombre d'atomes avant allumage du piège en Z est de $1{,}1.10^7$. La température est maintenant suffisamment faible pour que le paramètre $\eta = T_P/T_{at}$ soit supérieur à 10. Nous devrions alors être capables de piéger plus d'atomes dans le piège en Z. Avant de présenter l'efficacité de ce transfert, il convient d'aborder la dernière étape précédant l'allumage du fil **Z**, le pompage optique.

4.2 Le Pompage optique

Au fond du piège, le champ magnétique est la résultante du champ créé par les deux bras du Z. Il est donc orienté dans la direction $-X$. L'axe de quantification est l'axe $-X$ par conséquent. Les atomes doivent être dans le sous-niveau $m_F = 2$ du niveau hyperfin $|F = 2\rangle$ (quantification par rapport à la direction $-X$) pour être piégés. Le niveau $|F = 2, m_F = 1\rangle$ est aussi piégeant mais les atomes dans ce niveau voient un potentiel deux fois moins profond que pour l'état $m_F = 2$ comme nous l'avons déjà souligné en 1.1.1. Ils sont perdus en une dizaine de ms. Au-delà il ne reste que les atomes dans le niveau $m_F = 2$ soit un cinquième des atomes initialement présents dans le niveau $|F = 2\rangle$. En pompant les atomes dans le sous-niveau $m_F = 2$ on peut donc espérer gagner jusqu'à un facteur 5 dans l'efficacité de transfert des atomes dans le piège magnétique.

L'étape de pompage optique est intercalée entre celle de mélasse optique et l'allumage du piège magnétique. Nous utilisons le laser de pompage décrit pour l'effet Hanle (§4.1.2) accordé sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. L'axe de quantification du fond du piège magnétique étant dirigé selon -x, une première solution consisterait à pomper les atomes grâce à un laser de polarisation $\sigma+$ orienté selon cette même direction. Pour des raisons d'accès optique, nous serions malheureusement obligés de superposer le pompage optique à la sonde. Il faudrait donc envoyer ce laser avec un angle de 11° par rapport à la direction x ce qui n'assurerait pas un pompage maximal. De plus, il serait impossible de rétro-réfléchir le laser car nous avons besoin de laisser la voie libre à la sonde. Les atomes seraient alors poussés par le laser pendant le pompage ce qui aurait un effet désastreux sur la recapture dans le piège magnétique.

C'est pour cela que nous avons préféré polariser les atomes selon l'axe y en envoyant le laser perpendiculairement à la puce avec la bonne polarisation $\sigma+$ et en allumant un champ B_y de 2 G dans le même temps (voir figure 4.6). La réflexion sur la puce entraine une inversion de l'hélicité du laser conduisant à la même polarisation que le laser incident. L'effet mécanique du laser sur les atomes n'est pourtant pas nul car une petite partie de l'intensité laser est perdue par diffusion sur la puce. La compensation du faisceau incident par le faisceau réfléchi n'est pas parfaite. L'impulsion ne doit donc pas être trop longue ni trop puissante pour minimiser cet effet.

À la fin du pompage optique le champ B_y est éteint en 200 μs tandis que le fil Z est allumé dans le même laps de temps. Les atomes voient donc l'axe du champ magnétique tourner de 90° en 200 μs. La fréquence de cette rotation est donc 1,2 kHz. La fréquence de précession des moments magnétiques autour du champ vaut $\mu_B B/h$ soit 1,4 MHz pour un champ de l'ordre du Gauss. Leur moment peut donc suivre la rotation du champ magnétique sans problème et les atomes sont pompés dans l'état $m_F = 2$ selon l'axe de quantification -x au moment de l'allumage du piège.

Le repompeur reste allumé à une puissance de 45 μW pendant la mélasse bien sûr mais aussi jusqu'à la fin du pompage optique pour garder un pompage des atomes dans le bon état hyperfin $|F = 2\rangle$. L'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$ est un état noir pour le repompeur également qui ne peut pas dépomper les atomes.

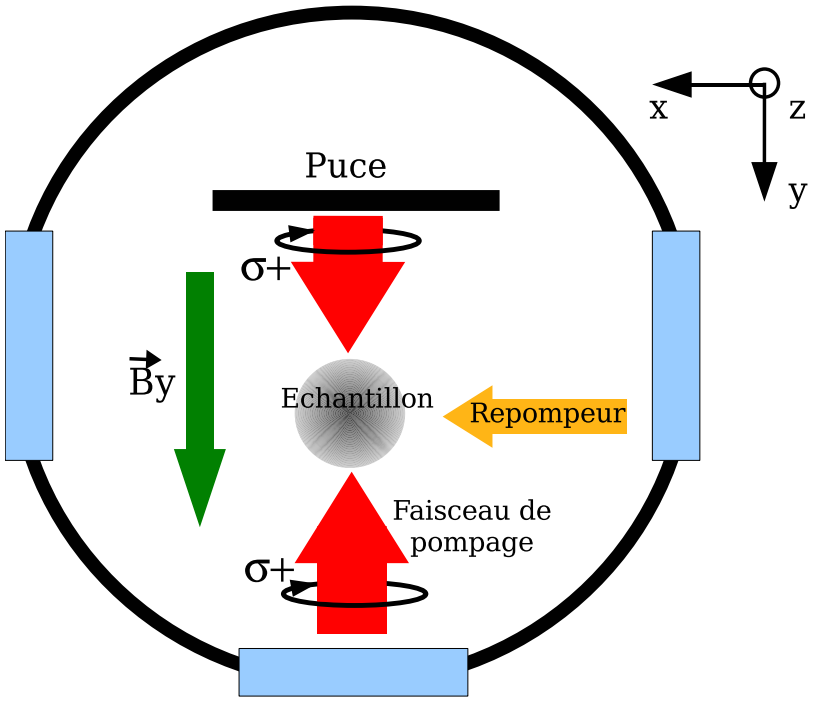

Fig. 4.6 : *Montage du pompage optique. La polarisation du faisceau incident et du faisceau réfléchi est $\sigma+$ dans les deux cas. La pression de radiation subie par les atomes est nulle. Le laser de pompage optique place les atomes dans l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$ (l'axe de quantification est l'axe y) tandis que le repompeur assure le pompage continu dans le niveau hyperfin $|F = 2\rangle$.*

Pour optimiser le pompage optique nous avons fait varier la durée de l'impulsion du laser, sa puissance ainsi que sa polarisation. Nos critères de réglage étaient le nombre d'atomes transférés dans le piège magnétique et la température du nuage juste avant l'allumage du fil en Z (mesurée par temps de vol). À durée d'impulsion constante, une augmentation de la puissance du laser améliore l'efficacité du pompage mais réchauffe les atomes. Elle peut également avoir un effet mécanique puisque le faisceau réfléchi ne compense pas exactement le faisceau incident. De même, à puissance constante, augmenter la durée d'impulsion a des conséquences similaires. Nous avons alors choisi une intensité du laser de 100 μW (pour un diamètre de 5 mm soit I =0,25 I_{sat}) pour une impulsion de 500 μs.

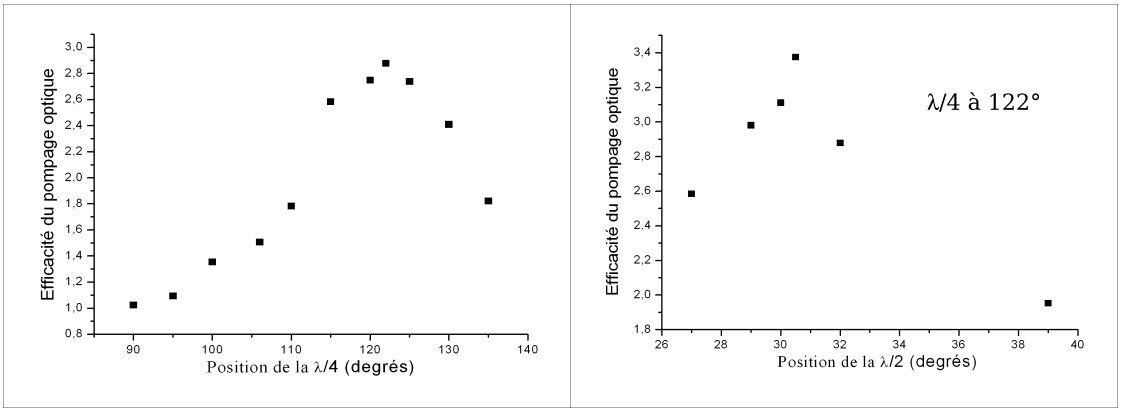

Fig. 4.7 : *Efficacité du pompage optique en fonction de la position des lames à retard $\lambda/4$ et $\lambda/2$. Cette efficacité est le rapport entre le nombre d'atomes transférés dans le piège magnétique avec et sans pompage optique. Les deux mesures correspondent à la dernière itération. La courbe de droite a été obtenue avec la lame $\lambda/4$ optimisée (122°). Ces réglages ont été réalisés avec un temps de chargement du premier PMO de 500 ms au lieu des 5 s habituelles. Les efficacités de transfert sont plus faibles pour un piège contenant plus d'atomes mais nous ne nous intéressons ici qu'aux variations relatives du nombre d'atomes capturés dans le piège en Z. Pour un chargement de 5 s l'efficacité maximale obtenue est de 2,9 (au lieu de 3,4).*

Le paramètre le plus critique a cependant été la polarisation du laser. Celle-ci doit-être une parfaite $\sigma+$ selon la direction y pour avoir le meilleur pompage optique. Or la traversée des hublots et des éléments d'optique successifs change la polarisation du laser qui, de circulaire, peut se retrouver elliptique au niveau des atomes. Il faut donc compenser cet effet en plaçant une lame à retard $\lambda/4$ et une lame $\lambda/2$ juste avant le cryostat. La position des lames est optimisée sur l'efficacité de transfert dans le piège magnétique (figure 4.7). Cette efficacité est le rapport entre le nombre d'atomes transférés dans le piège magnétique avec et sans pompage optique. Notons que ces optimisations ont été réalisées avec un temps de chargement du piège de 500 ms au lieu de 5 s pour réduire la durée de la séquence. Les valeurs de l'efficacité de transfert données en ordonnée sont obtenues pour un nuage contenant moins d'atomes que suite à un chargement de 5 s. L'effet du pompage optique y est meilleur puisque la densité atomique est plus faible. Cela n'enlève rien à la pertinence de la mesure puisque nous nous intéressons à la variation relative de l'efficacité de transfert en fonction de la position des lames à retard. Lorsque l'on réalise le pompage optique avec le nombre habituel d'atomes en

fin de rampe de compression (1,1.10^7 atomes), l'efficacité de pompage maximale est plutôt 2,9.

Le pompage optique ne permet pas de multiplier le nombre d'atomes dans le piège magnétique par un facteur 5 car l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$ n'est pas parfaitement un état noir. Le champ magnétique B_y peut en effet avoir un angle avec le laser de pompage et la polarisation vue par les atomes n'est pas dans ce cas une circulaire parfaite. En outre, nous n'avons pas voulu trop augmenter la puissance du laser de pompage pour ne pas chauffer le nuage, réduisant par conséquent l'efficacité.

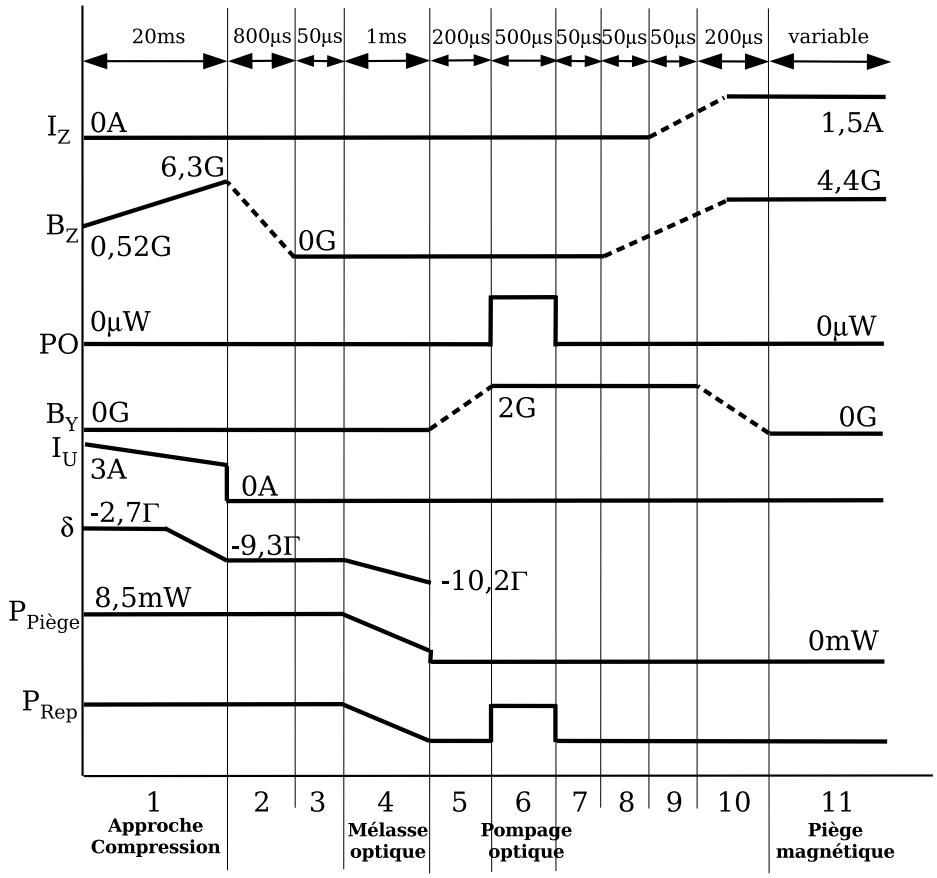

Fig. 4.8 : *Chronogramme des étapes de mélasse et de pompage optique jusqu'à l'allumage du piège magnétique. Les traits en pointillés représentent les variations réelles des champs magnétiques. I_z : courant dans le fil* $\boldsymbol{Z}$ *; B_z : champ de biais dans la direction Z ; PO : puissance du laser de pompage optique ; B_y : champ magnétique dans la direction Y ; I_U : intensité dans le fil* $\boldsymbol{U}$ *; δ : désaccord des faisceaux de piégeage ; P_{Piege} : puissance dans les faisceaux de piégeage ; P_{Rep} : puissance du repompeur.*

Le chronogramme regroupant les étapes de mélasse optique et de pompage est présenté sur la figure 4.8. À la séquence de mélasse optique seule ont été ajoutés les blocs d'allumage et d'extinction du champ B_y (blocs 5 et 10) ainsi que le pompage optique proprement dit (bloc 6).

Suite à ces deux étapes de mélasse et de pompage optique, nous avons réoptimisé la position du centre du piège magnétique au moment de l'allumage pour compenser les

déplacements du nuage. Le nouveau champ B_z est de 4,4 G et l'intensité dans le fil Z de 1,4 A. Le centre du piège magnétique est donc à 570 μm de la surface. Le fond du piège atteint une valeur de 0,8 G ce qui fixe sa profondeur à 240 μK. Le nuage atomique a une température de 20 μK avant le transfert (soit $\eta = 12$) ce qui est satisfaisant pour assurer un bon piégeage. Les fréquences du pièges estimées par nos simulations sont de 22, 127 et 129 Hz.

Grâce aux deux étapes précédentes, $3{,}5(5).10^6$ atomes sont transférés dans le piège magnétique (efficacité de transfert de 32% entre le PMO comprimé et le piège magnétique). En supposant une perte d'un facteur 1000 pendant l'évaporation RF, ce nombre d'atomes est suffisant pour obtenir un condensat de Bose-Einstein de 3.10^3 atomes.

4.3 Compression du piège magnétique

L'obtention d'un condensat de Bose-Einstein nécessite de débuter le refroidissement évaporatif avec un taux de collisions élastiques élevé. Ce sont ces collisions qui assurent la rethermalisation du nuage lorsque les atomes de plus hautes énergies sont retirés du piège. Ce taux de collision est proportionnel à la densité du nuage c'est-à-dire au produit des fréquences du piège dans les trois dimensions $\omega_x\omega_y\omega_z$ [118]. Avant de débuter l'évaporation il est donc important de comprimer le piège. Ce paragraphe détaille la mise en place de cette étape et décrit l'état du nuage atomique juste avant l'évaporation RF.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.4, il est possible d'augmenter le gradient transverse[1] du piège en augmentant B_z. Nous laissons l'intensité dans le fil Z constante pendant toute cette étape et varions linéairement le champ de biais jusqu'à 27,5 G. D'après nos simulations le centre du piège devrait se trouver en fin de compression à 100 μm de la surface avec les fréquences suivantes : $\nu_x = 90\ Hz$, $\nu_y = 5,1$ kHz et $\nu_z = 6,5$ kHz.

4.3.1 Adiabaticité de la compression

Cette compression doit être adiabatique pour éviter de chauffer le nuage et de diminuer la densité dans l'espace des phases. Si la rampe de compression est trop lente, les pertes par évaporation naturelle ou dues au bruit technique peuvent être importantes. Pour connaître la durée minimale de variation du champ B_z assurant cette adiabaticité, il est judicieux de mesurer la température du nuage en fin de compression en fonction de la durée de cette rampe. Si la rampe est trop rapide on s'attend à une augmentation de la température. À partir d'un certain temps de compression, la température du nuage ne doit plus dépendre de la durée de la rampe et le critère d'adiabaticité est vérifié. Nous ne pouvons toutefois pas mesurer la température du nuage en fin de compression pour deux raisons : si nous coupons les forts courants parcourant les bobines à l'aide d'un MOSFET en 100 μs, la tension aux bornes des bobines peut alors monter jusqu'à quelques centaines de Volts pouvant créer un claquage inter-spires. En outre, le nuage atomique est approché à 100 μm de la surface. Même si sa température restait à 20 μK (ce qui n'est pas le cas car la compression élève la température du nuage), soit une vitesse atomique correspondante de 60 μm/ms, une partie du nuage serait adsorbé sur la paroi en moins de 2 ms.

Nous décomprimons alors le piège avant imagerie en redescendant le champ magnétique B_z à 8,4 G ce qui amène le nuage à 320 μm de la surface. Afin d'obtenir la durée minimale des rampes assurant l'adiabaticité des transformations, nous effectuons une compression pendant un temps τ suivie d'une décompression durant τ également. Pour des durées supérieures à $\tau = 100$ ms, la température du nuage en fin de compression/décompression ne varie plus. Nous fixons donc la durée des rampes à cette valeur.

[1] Le calcul du gradient transverse était alors effectué dans le cadre du piège en U mais comme seule la portion de fil horizontale y contribue, le résultat est le même pour le piège en Z.

Les fréquences du piège, variant typiquement entre 100 Hz et 5 kHz pendant la compression, restent très grandes devant $1/\tau = 10$ Hz. Les atomes suivent sans problème l'évolution du champ magnétique.

L'impossibilité d'accéder à une image du piège magnétique comprimé n'est pas problématique contrairement aux apparences. En effet, le paramètre essentiel que nous voulons mesurer est la densité dans l'espace des phases, constante au cours d'une modification adiabatique du potentiel de piégeage. La densité dans l'espace des phases mesurée après décompression est donc la même que dans le piège comprimé.

Pour estimer la température dans le piège comprimé il suffit d'utiliser l'expression de la densité dans l'espace des phases au centre du piège [118] :

$$D(\boldsymbol{r} = 0, \boldsymbol{p} = 0) = \left(\frac{\hbar}{k_B}\right)^3 \omega_x \omega_y \omega_z \frac{N}{T^3} \tag{4.1}$$

Cette expression n'est valable que dans le cas d'un piège harmonique. Nous verrons toutefois dans la suite de ce paragraphe qu'avant refroidissement par évaporation RF, le nuage explore le domaine non harmonique du piège. Même si elle n'est pas rigoureusement applicable dans notre situation, cette formule de la densité dans l'espace des phases donne néanmoins une estimation correcte de la température dans le piège comprimé.

Connaissant le rapport de fréquences entre le piège comprimé et le piège décomprimé, on peut facilement remonter à la température du nuage comprimé à partir de celle du nuage imagé.

4.3.2 Temps de vie des atomes dans le piège comprimé

Lorsque les atomes sont approchés de la puce et comprimés le champ magnétique B_x^0 au fond du piège passe de 0,8 G à 0,18 G. En effet le champ au fond du piège est essentiellement dû à la contribution des deux bras du Z. La résultante de ces deux champs orthoradiaux diminue quand on s'approche du plan de la puce. Ceci peut avoir deux conséquences désastreuses sur le piège magnétique : les pertes de Majorana dont nous ne nous soucions pas dans le piège non comprimé (paragraphe 3.5.2) peuvent être plus importantes dans cette nouvelle configuration. En outre, la diminution du fond du puits peut se révéler catastrophique en présence du bruit technique que nous avions observé au paragraphe 3.5.2. À cause de ces deux effets le temps de vie du piège magnétique peut être fortement diminué empêchant de réaliser l'évaporation RF.

Revenons plus précisément sur les pertes de Majorana. À la différence du paragraphe 3.5.2, les atomes peuvent sortir du domaine harmonique du piège. Nous reprenons ici l'analyse de [107] maintenant classique dans les pièges magnétiques. La température au-delà de laquelle les atomes ne sont plus dans le domaine harmonique dans la direction radiale est donnée par : $2\mu_B B_x^0/k_B \simeq 20$ μK. Or le nuage est à une température de 20 μK juste après la recapture dans le piège magnétique. En utilisant la conservation de la densité dans l'espace des phases pendant la compression adiabatique, la température du nuage estimée lorsque le champ B_z atteint 27,5 G est de 400 μK. Les atomes

explorent donc la partie linéaire du piège.

Pour estimer l'importance des pertes de Majorana il faut calculer la fréquence de rotation ν_R du champ magnétique ressentie par les atomes. Le gradient b' du champ quadrupolaire créé par la partie horizontale du fil seulement est de 2,7 kG.cm^{-1}. Le champ magnétique radial vaut donc 0,18 G à une distance 0,6 μm du centre. Cela signifie que le champ magnétique total fait un angle $\pi/4$ avec l'axe x : lorsqu'un atome s'éloigne du centre de 0,6 μm il voit le champ tourner de $\pi/4$. Or la vitesse d'un atome dans le piège comprimé est de l'ordre de 0,28 m.s^{-1}. On en déduit la fréquence de rotation du champ magnétique vue par l'atome : $\nu_R = 58$ kHz. La fréquence de Larmor d'un atome au centre du piège vaut $\nu_L = \mu_B B_x^0/h \simeq 252$ kHz. La condition $\nu_R \ll \nu_L$ n'est plus vérifiée et le moment magnétique des atomes ne suit plus parfaitement les variations du champ magnétique.

La diminution du champ magnétique au fond du piège fait aussi voir aux atomes le bruit technique déjà observé au §3.5.2 situé en dessous de 3 MHz. Il est donc indispensable de rajouter un champ de biais $\boldsymbol{B}_x$ pour élever le fond du piège. Comme la température du nuage augmente pendant la compression, l'allumage de ce champ à sa valeur maximale en début de rampe de B_z engendrerait une évaporation importante. B_x est donc augmenté linéairement en 100 ms pendant la compression. Le problème est moins préoccupant pour la phase de décompression. Celle-ci se termine avec un champ B_z de 8,4 G. La profondeur du piège reste donc plus grande pendant la décompression que pendant la compression, nous pouvons nous permettre de garder B_x à sa valeur maximale (voir chronogramme 4.9). Cette question de l'évaporation ne se posera de toute façon plus lorsque nous mettrons en place l'évaporation RF puisque la température du nuage lors de la décompression sera beaucoup plus faible que pendant la compression.

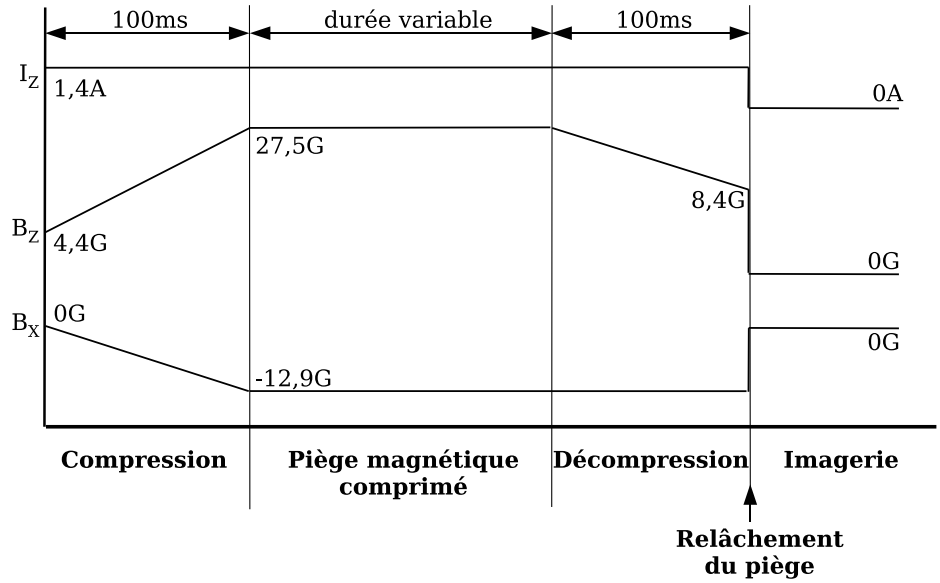

Fig. 4.9 : *Chronogramme des étapes de compression/décompression du piège magnétique.*

Notre critère principal pour ajuster le champ B_x était le temps de vie dans le piège

comprimé. La figure 4.10 présente l'important gain obtenu en introduisant un champ de biais de -12,9 G par rapport à un champ de biais de -4,3 G. Nous n'avons pas noté d'amélioration supplémentaire du temps de vie avec des champs supérieurs à -12,9 G. La différence entre les deux temps de vie de la figure 4.10 semble être due au bruit technique concernant des fréquences allant jusqu'à plus de 6 MHz. Nous verrons par la suite (paragraphe 4.4.2.d) que ces fréquences sont des harmoniques des fréquences déjà observées au paragraphe 3.5.2 auxquelles les atomes n'étaient pas sensibles à une distance de 440 μm. Comme nous l'avons évoqué au paragraphe 1.1.3.c, le bruit technique varie en $1/d^2$ avec la distance à la puce et il n'est pas surprenant d'observer l'effet des harmoniques quand on approche le nuage de la surface. Il va sans dire qu'en élevant le fond du piège nous augmentons les pertes par évaporation naturelle mais la figure 4.10 semble indiquer que cette évaporation n'est pas aussi marquée que dans la figure 3.17.

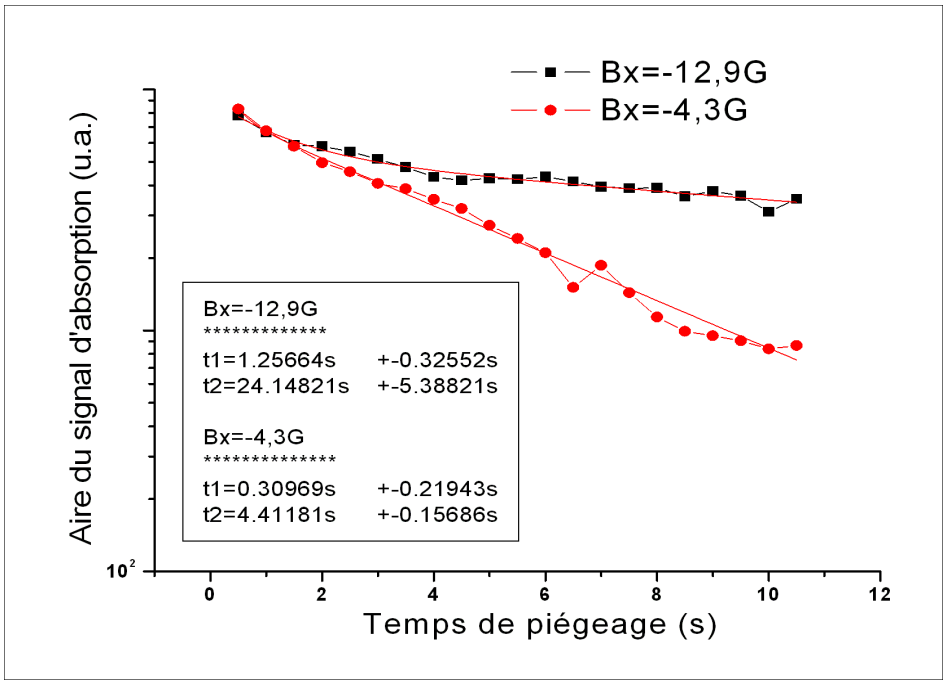

Fig. 4.10 : *Temps de vie dans le piège comprimé pour deux champs B_x différents : -4,3 G et -12,9 G. Les deux courbes sont ajustées par une double exponentielle. L'encadré donne les deux temps de vie t1 et t2 estimés pour chacune des courbes.*

4.4 Évaporation RF du nuage, obtention du condensat de Bose-Einstein

Après compression dans le piège magnétique, nous disposons de $3,5.10^6$ atomes à une température de 400 μK. L'étape suivante consiste à augmenter la densité dans l'espace des phases de ce nuage afin d'atteindre le seuil de la condensation. Cette étape étant maintenant usuelle dans la plupart des expériences d'atomes froids, je me contenterai de rappeler quelques notions élémentaires sur les condensats de Bose-Einstein et l'évaporation RF. La mise en œuvre expérimentale de ce refroidissement sera brièvement abordée ici car elle sera détaillée dans la thèse de Cédric Roux.

4.4.1 Rappels sur le condensat de Bose-Einstein

La condensation de Bose-Einstein correspond à l'occupation macroscopique du niveau de plus basse énergie par des bosons en dessous d'une température critique. Ce phénomène est directement lié à la statistique obtenue par Bose dans le cas des photons et généralisée par Einstein pour un ensemble de particules bosoniques indiscernables. Si l'on considère un ensemble de bosons sans interactions confinés dans un puits de potentiel à l'équilibre thermodynamique à la température T alors l'occupation moyenne de l'état d'énergie E_k est :

$$f(E_k) = \frac{1}{e^{(E_k-\mu)/k_BT} - 1} \tag{4.2}$$

où μ est le potentiel chimique, fonction du nombre total de particules N et de la température. À haute température, le potentiel chimique est bien plus petit que l'énergie E_0 du niveau fondamental. Cependant, μ croît lorsque la température diminue jusqu'à atteindre la valeur limite E_0. μ est bornée par E_0 pour que $f(E_0)$ reste positive. Par conséquent l'occupation moyenne de chaque état excité k ne peut pas dépasser $1/(e^{(E_k-\mu)/k_BT} - 1)$. Si le nombre de particules dans les états excités est plus petit que N, alors les particules restantes occupent l'état fondamental dont le peuplement peut devenir macroscopique.

Considérons maintenant le cas d'un potentiel harmonique de fréquences $(\omega_x, \omega_y, \omega_z)$. La référence des énergies est posée en E_0. Nous nous plaçons dans l'approximation semi-classique où un grand nombre de niveaux excités sont peuplés : $k_BT_c \gg \delta E$ où δE est la différence d'énergie entre deux niveaux successifs. Dans ce cas l'évaluation du nombre d'atomes dans les états excités peut se faire en remplaçant la somme sur les $f(E_k)$ par une intégrale :

$$N_{exc} = \int_0^\infty d\epsilon \rho(\epsilon) f(\epsilon) \tag{4.3}$$

avec $\rho(\epsilon)$ la densité d'états à l'énergie ϵ. On peut alors montrer que le nombre d'atomes maximum dans les états excités s'écrit :

$$N_{exc}^{max} = \frac{(k_B T)^3}{\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z} g_3(1) \tag{4.4}$$

où $g_3(z)$ est la fonction de Bose définie par

$$g_\alpha(z) = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{z^l}{l^\alpha} \tag{4.5}$$

$g_3(1) \simeq 1,202$. La température de condensation T_c correspond au cas où le nombre maximal de particules dans l'état excité est égal à N. Si l'on refroidit le nuage atomique en-dessous de T_c le nombre de particules excitées devient inférieur à N et l'état fondamental est peuplé macroscopiquement. La relation entre N et T_c s'écrit :

$$N = 1,202 \left(\frac{k_B T_c}{\hbar \overline{\omega}} \right)^3 \tag{4.6}$$

avec $\overline{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$. On aurait pu obtenir un ordre de grandeur du résultat précédent en notant que la condensation de Bose-Einstein apparaît lorsque la longueur d'onde de de Broglie $\lambda_{dB} = (2\pi\hbar^2/m k_B T)^{1/2}$ est comparable à la distance inter-particules $n^{-1/3}$. La densité spatiale n est de l'ordre de N/R^3 où R est la taille caractéristique du nuage : $R \sim k_B T/m\overline{\omega}^2$. On en déduit que $N \sim (k_B T_c/\hbar\overline{\omega})^3$.

Un calcul immédiat montre que pour $T \leq T_c$:

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \tag{4.7}$$

avec N_0 le nombre d'atomes dans l'état fondamental.

Il est possible de montrer si l'on reste dans l'approximation quasi-classique et si l'on se place à la limite thermodynamique que la densité spatiale du nuage non condensé s'écrit [118] :

$$n(\boldsymbol{r}) = \frac{g_{3/2}\left(e^{(\mu - V(\boldsymbol{r}))/k_B T}\right)}{\lambda_{dB}^3} \tag{4.8}$$

où $V(\boldsymbol{r})$ est le potentiel de piégeage. À la limite de la condensation, μ tend vers la plus faible énergie permise pour le système c'est-à-dire $V(\boldsymbol{r} = 0)$. La densité dans l'espace des phases vaut donc :

$$n(0)\lambda_{dB}^3 \approx 2,612 \tag{4.9}$$

Il faut donc atteindre cette densité dans l'espace des phases critique pour obtenir la condensation de Bose-Einstein.

4.4.2 L'évaporation Radiofréquence

La densité dans l'espace des phases est le paramètre important que nous cherchons à accroître pour condenser le nuage. Avant la compression du nuage, la densité dans l'espace des phases vaut, d'après l'équation 4.1, $D = 1,8.10^{-5}$. La compression étant adiabatique, la densité dans l'espace des phases est la même avec le champ $B_z = 27,5$ G. Il faut donc gagner 5 ordres de grandeur dans l'espace des phases pour parvenir à la condensation. Pour augmenter la densité dans l'espace des phases nous avons mis en place une évaporation radio-fréquences dont le principe est rappelé ici brièvement.

4.4.2.a Principe de l'évaporation RF

L'idée générale de l'évaporation RF consiste à induire un retournement de spin des atomes les plus énergétiques en appliquant un champ RF. Ces atomes sont alors évacués du piège laissant un nuage se rethermaliser grâce aux collisions élastiques vers une température plus basse.

Comme nous l'avons déjà vu au début de ce mémoire au §1.1, la présence d'un champ électromagnétique RF de fréquence ν_{RF} couple l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$ à tous les autres sous-niveaux Zeeman pour les atomes situés en une région de l'espace où le module du champ magnétique vaut $h\nu_{RF}/\mu_B$. L'application d'un champ RF à une fréquence donnée chasse du piège tous les atomes situés sur la même surface isomagnétique. On parle alors de couteau RF puisque tous les atomes ayant une énergie cinétique suffisante pour atteindre la hauteur de potentiel $h\nu_{RF}$ sont évacués : le potentiel est tronqué. Le rapport entre la hauteur du potentiel et l'énergie thermique moyenne des atomes dans le piège $\eta = h[\nu_{RF} - \nu_{RF}(0)]/k_B T$ est un paramètre clé de la dynamique de l'évaporation.

On peut montrer que la température et le nombre d'atomes sont liés au cours du processus d'évaporation par la loi de puissance :

$$\frac{dT}{T} = \alpha \frac{dN}{N} \tag{4.10}$$

avec $\alpha = (\eta - 2)/3$ dans le cas d'un piège harmonique. η peut être grand devant 1 donc α également. Une diminution du nombre d'atomes d'un facteur 10 engendre une diminution de la température d'un facteur 10α. On voit ici tout l'intérêt du processus d'évaporation. Nous ne devons toutefois pas oublier le paramètre crucial que nous cherchons à augmenter, la densité dans l'espace des phases qui varie suivant la loi :

$$n_0 \lambda_{dB}^3 \propto N^{1-3\alpha} \tag{4.11}$$

Il est donc possible d'accroître la densité dans l'espace si $\alpha > 1/3$, c'est-à-dire si $\eta > 3$. En outre, la rethermalisation est assurée par les collisions élastiques dont le taux γ_0 varie de la manière suivante :

$$\gamma_0 \propto N^{1-\alpha} \tag{4.12}$$

Il faut ainsi assurer $\eta > 5$ pour atteindre le régime d'emballement où le taux de collision augmente au cours de l'évaporation, assurant la rethermalisation efficace du nuage.

Ces lois d'évolution des différents paramètres ne suffisent cependant pas pour décrire l'évaporation. Si le couteau est maintenu au même niveau à $\eta > 5$, de moins en moins d'atomes acquièrent une énergie supérieure à $h\nu_{RF}$ par collision élastique. Les pertes inélastiques deviennent alors majoritaires et le nuage ne refroidit plus. Il est donc nécessaire d'abaisser le couteau au cours de l'évaporation pour maintenir un refroidissement du nuage. Un traitement cinétique de l'évaporation est nécessaire.

Une résolution des équations d'évolution de N et T [110] (facilitée dans le cas où η est maintenu constant au cours de l'évaporation) permet de mettre en évidence l'importance du produit K du taux de collisions élastiques initial γ_0 et de la durée de vie τ des atomes piégés en l'absence de toute évaporation. Pour $K < K_c \simeq 140$ l'emballement est impossible quelle que soit la valeur de η. Le taux de collisions initial n'est pas assez important pour compenser les pertes pendant l'évaporation. Au contraire, pour $K > K_c$ il existe un domaine de valeurs de η où l'emballement peut se produire [119]. C'est pour cette raison que nous avons comprimé le piège initialement.

4.4.2.b Mise en place du champ radiofréquence

Pour réaliser l'évaporation RF nous modulons le courant d'un fil voisin de la puce (voir figure 4.11). Le nuage est donc à 2,5 mm de la source RF. Le courant RF est créé par un générateur de fonction *Agilent 33250A* de bande passante 80 MHz. La modulation de sa fréquence est commandée par un deuxième générateur *Agilent 33250A*. La sortie de ces générateurs étant codée sur 16 bits, il est possible d'atteindre une résolution de 1,2 kHz dans une rampe d'évaporation dont les fréquences s'étalent sur 80 MHz, ce qui est largement suffisant dans notre cas. À la fin de l'évaporation nous voulons contrôler la hauteur du potentiel à 10 kHz près.

Ne connaissant pas l'impédance des fils descendant dans le cryostat jusqu'à la puce aux fréquences utilisées, nous n'avons aucune idée de la puissance RF à appliquer pour réaliser l'évaporation. Si la puissance RF au niveau de la puce est trop faible, tous les atomes d'énergie supérieur à $\eta k_B T$ ne quittent pas le piège et réchauffent les atomes restants par collisions élastiques. Au contraire, si la puissance RF est trop importante, la largeur de la transition RF augmente et la précision du couteau est réduite.

Pour résoudre ce problème nous avons effectué une spectroscopie RF des atomes à différentes puissances RF. Nous comprimons le piège magnétique en 100 ms puis laissons 50 ms de thermalisation. Nous appliquons alors une impulsion RF à fréquence et puissance fixes pendant 10 ms puis décomprimons le piège et effectuons l'imagerie par absorption. La valeur de B_z en fin de rampe est de 55 G. B_x est nul pendant toute la séquence. Les fréquences radiales sont de l'ordre de 10 kHz. 10 ms de RF sont donc suffisantes pour assurer l'évaporation des atomes d'énergie supérieure au couteau. La profondeur du piège estimée avec la température du nuage est de 77 MHz mais nous ne voyons d'effet de la radiofréquence qu'en dessous de 55 MHz. Nous faisons donc varier la fréquence RF entre 55 MHz et 1 MHz. La figure 4.12 présente la spectroscopie RF du nuage comprimé pour des puissances RF de 7 dBm, 13 dBm, 19 dBm et 23 dBm.

Aux hautes fréquences seuls les atomes les plus énergétiques sont évacués du piège.

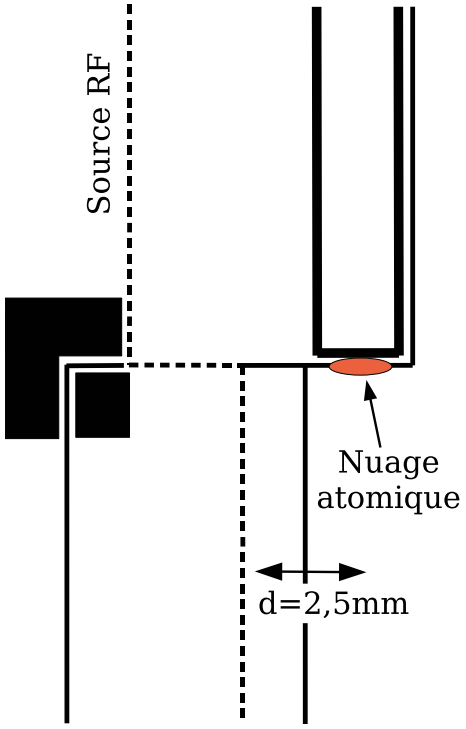

Fig. 4.11 : *Position de la source RF par rapport au nuage atomique. Le courant RF est envoyé dans la piste de la puce en pointillés.*

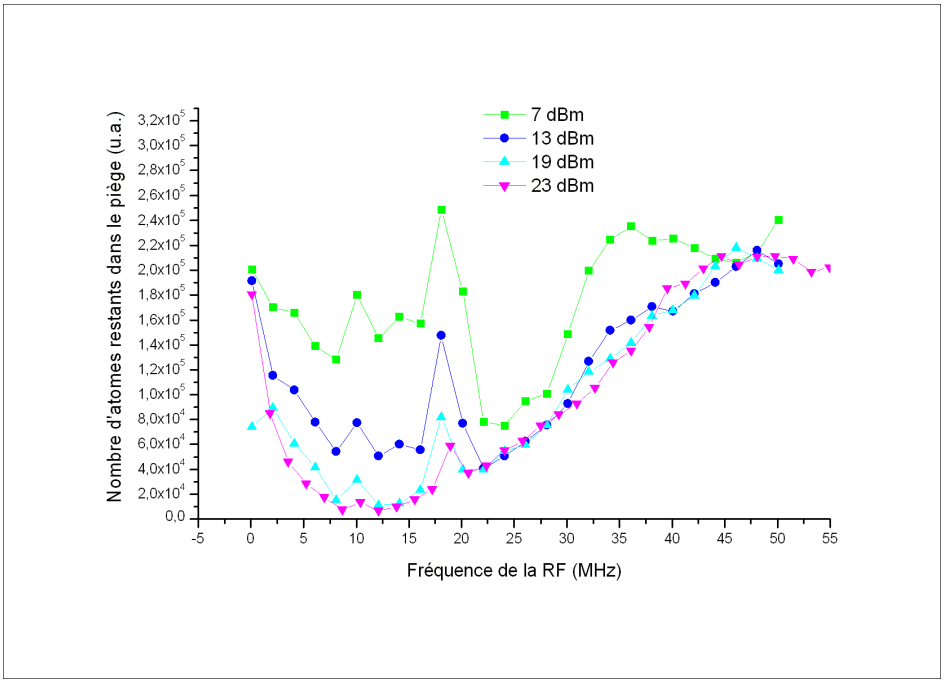

Fig. 4.12 : *Spectroscopie RF du nuage comprimé. Après 50 ms de thermalisation dans le piège comprimé à $B_z = 55$ G une impulsion RF de fréquence fixe est appliquée pendant 10 ms. $B_x = 0$ pendant toute l'étape de compression/décompression. Les atomes restants sont ensuite imagés par absorption. La fréquence est variée entre 1 MHz et 55 MHz. La spectroscopie est réalisée pour des puissances RF de 7, 13, 19 et 23 dBm.*

Plus la fréquence ν_{RF} diminue, plus le nombre d'atomes d'énergie supérieure à la hauteur du piège augmente. Le nombre d'atomes présents dans le piège à l'extinction de la RF diminue par conséquent. Lorsque la fréquence RF est de l'ordre de $k_B T/h$ la majeure partie des atomes quittent le piège. Si l'on se rapproche du fond du piège, la surface isomagnétique sélectionnée par le champ RF se réduit et la plupart des trajectoires atomiques ne la traversent pas. Ceci explique l'augmentation du nombre d'atomes aux basses fréquences. Bien sûr, lorsque ν_{RF} est inférieure au fond du piège les atomes ne sont plus perturbés par le champ RF. À partir de cette spectroscopie nous pouvons ainsi déduire la température moyenne dans le piège et situer la fréquence du fond du piège.

La spectroscopie de la figure 4.12 présente des irrégularités à 10, 17 et 35 MHz pour les faibles puissances (7, 13 et 19 dBm). Elles correspondent à des pics de résonance dans l'impédance du circuit amenant la puissance RF à la puce. Ces pics peuvent être problématiques lors d'une rampe d'évaporation car elle inhibent l'effet du couteau à certaines fréquences. Une solution sans doute fiable mais longue à mettre en œuvre serait d'améliorer l'isolation électrique des deux fils dans le cryostat pour augmenter la capacité les séparant. Ceci nécessite cependant de démonter le cryostat ce qui n'est pas prévu dans l'immédiat. Nous pourrions également injecter une puissance de 23 dBm, le maximum débité par le générateur *Agilent*, puisque cette puissance est suffisante pour évaporer tous les atomes à toutes les fréquences. Malheureusement une telle puissance élargirait la transition ce qui se révèlerait problématique en fin de rampe de piège.

Il est possible de sortir de ce dilemne en se rappelant que la RF appliquée pendant la spectroscopie ne dure que 10 ms seulement. Les rampes d'évaporation varieront quant à elles entre plusieurs centaines de ms et plusieurs secondes. Pendant l'étape d'évaporation, nous pouvons donc nous permettre de travailler à puissance plus faible. Il faudra toutefois vérifier l'efficacité du couteau RF au cours de chaque étape de l'évaporation. La spectroscopie doit par contre être réalisée à 23 dBm puisque le champ RF n'y est appliqué que pendant 10 ms. On pourra toutefois se permettre de réduire cette puissance lorsque nous balaierons une gamme de fréquences proches du fond du piège.

4.4.2.c Le condensat de Bose-Einstein

Le régime d'emballement de l'évaporation RF ne peut être atteint que si le paramètre $K = \gamma_0 \tau$ est supérieur à une certaine valeur critique $K_c \simeq 140$ (voir paragraphe 4.4.2.a). À titre informatif, nous avions dans un premier temps comprimé le piège avec un champ B_z de 55 G espérant ainsi augmenter le taux de collisions et faciliter l'évaporation. Les fréquences radiales étaient certes plus importantes (de l'ordre de 10 kHz) mais le centre du nuage se trouvait à 50 μm de la surface et devenait ainsi beaucoup plus sensible au bruit technique. Le temps de vie n'excédait pas quelques secondes portant le produit $\gamma_0 \tau$ sous la valeur critique K_c. Nous n'avons pas pu atteindre le régime d'emballement et la condensation était impossible à obtenir. C'est pour cette raison que nous avons réduit B_z à 27,5 G en fin de rampe de compression. Le temps de vie dépassant 20 s compensait la réduction du taux de collisions.

Le détail de l'optimisation de la rampe RF sera présenté dans la thèse de Cédric Roux, je me contenterai d'expliquer la méthode générale et de montrer nos premiers résultats de condensation.

Plutôt que de partir d'une forme générale de rampe d'évaporation *a priori* nous avons construit la rampe segment par segment en optimisant la durée et la fréquence finale de chaque segment. Le critère principal était l'augmentation de la densité dans l'espace des phases.

Dans un premier temps nous avons effectué une spectroscopie RF du piège comprimé à $B_z = 27,5$ G et $B_x = -12,9$ G (voir figure 4.13). Nous rappelons que ce fort champ B_x est nécessaire pour limiter les pertes dues au bruit technique. La spectroscopie est réalisée de la même manière que précédemment (10 ms d'impulsion RF à 23 dBm).

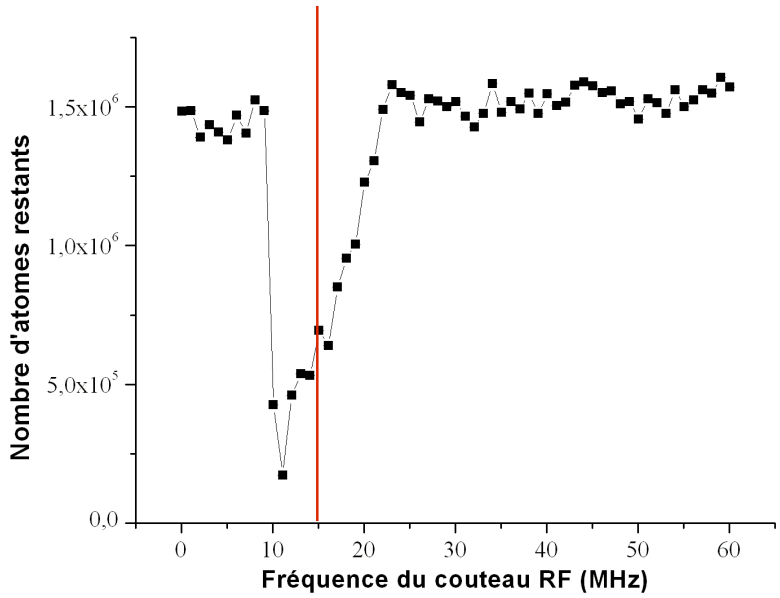

Fig. 4.13 : *Spectroscopie RF du nuage comprimé avant évaporation ($B_z = 25,5$ G et $B_x = 12,9$ G). La fréquence finale du premier segment est fixée à 15 MHz.*

D'après la figure 4.13, le fond du piège est donc situé entre 9 et 10 MHz. Le champ RF n'a plus d'effet visible sur les atomes au-delà de 23 MHz. Nous décidons de placer la fréquence finale du premier tronçon à la moitié de la gamme de fréquences auxquelles les atomes sont sensibles, soit 15 MHz. Pour ajuster la durée optimale de ce premier tronçon nous mesurons les variations de la densité dans l'espace des phases en fonction de cette durée (voir figure 4.14a). Ces variations de la densité sont rapidement obtenues par la loi d'échelle $D \propto N/T^3$.

La densité dans l'espace des phases augmente rapidement jusqu'à un palier à 600 ms. Au-delà, son accroissement est moins marqué. La figure 4.14, présentant les évolutions conjointes de la densité dans l'espace des phases et du nombre d'atomes pour chaque durée de rampe, souligne l'intérêt de ne pas dépasser 600 ms : les pertes atomiques deviennent trop importantes pour un gain dans l'espace des phases médiocre.

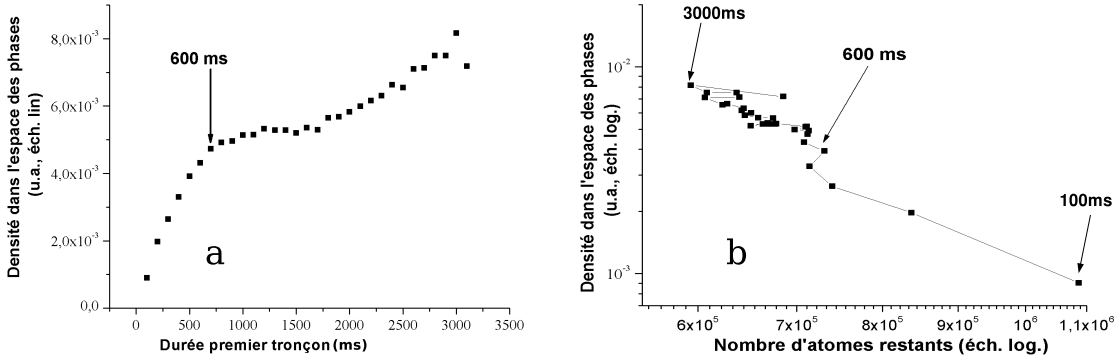

Fig. 4.14 : *Optimisation de la durée du premier tronçon d'évaporation RF. a) Variation de la densité dans l'espace des phases (obtenue par la loi d'échelle N/T^3) en fonction de la durée de la rampe. b) Évolutions conjointes de la densité dans l'espace des phases et du nombre d'atomes restants dans le piège après la rampe RF. L'incrément temporel est de 100 ms.*

L'évolution du taux de collisions élastiques (obtenu grâce à la loi d'échelle $\gamma_0 \propto N/T$) en fonction de la durée du premier segment indique clairement un palier au-delà de 600 ms (figure 4.16).

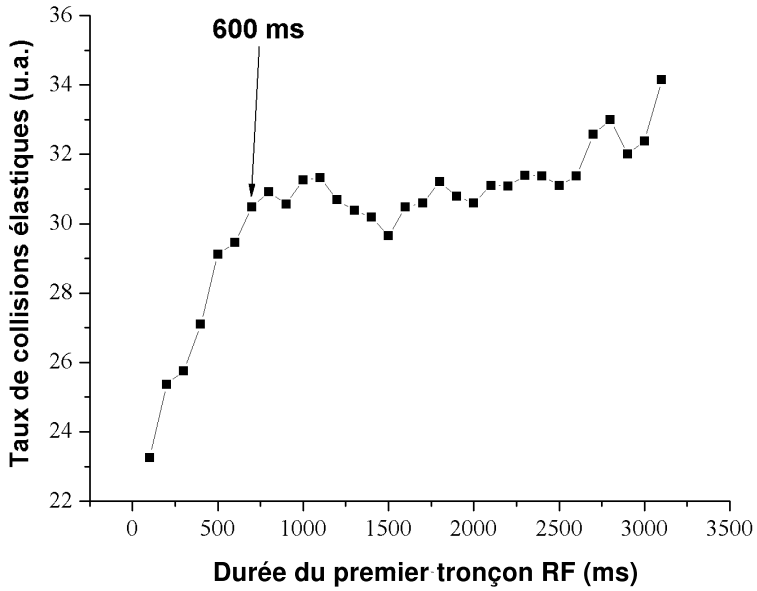

Fig. 4.15 : *Taux de collisions à la fin du premier tronçon d'évaporation RF en fonction du la durée de ce tronçon. Le taux de collisions est estimé en mesurant le nombre d'atomes piégés ainsi que leur température après décompression (pour remonter à la température dans le piège comprimé). Le taux de collisions est proportionnel à N/T.*

Afin de tester l'efficacité du couteau RF à 1dBm, nous effectuons une spectroscopie

RF à la fin de ce premier tronçon (voir figure 4.16). Le champ RF n'a plus d'effet sur les atomes au-delà de 16 MHz : tous les atomes dont l'énergie est supérieure à 16 MHz ont été evacués du piège ce qui était le résultat souhaité.

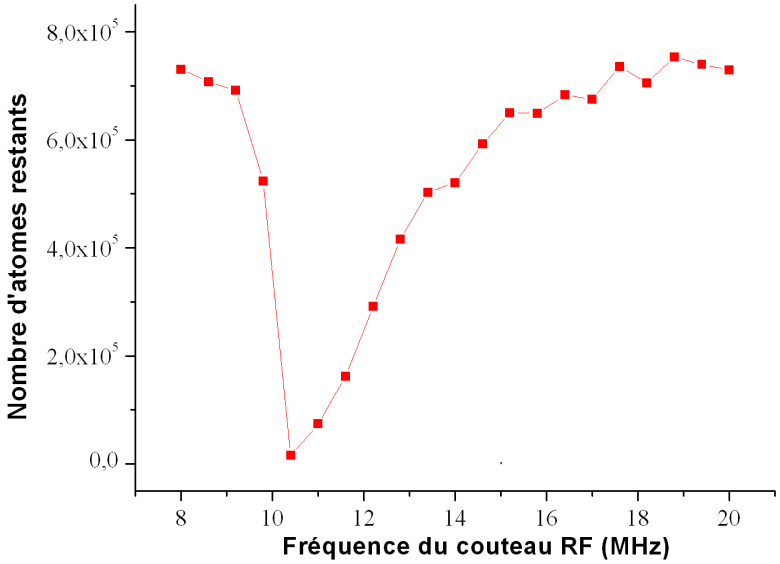

Fig. 4.16 : *Spectroscopie RF à la fin du premier segment d'évaporation RF. Les atomes restants ne sont plus sensibles aux fréquences du couteau RF supérieures à 16 MHz*

Nous réitérons alors l'étape précédente autant de fois que nécessaire pour augmenter la densité dans l'espace des phases. Le tableau récapitulatif de la rampe RF est présenté ci-dessous.

	Fréquence initiale	Fréquence finale	Durée du tronçon
Tronçon n°1	25 MHz	15 MHz	600 ms
Tronçon n°2	15 MHz	12 MHz	950 ms
Tronçon n°3	12 MHz	11 MHz	1750 ms
Tronçon n°4	11 MHz	10,2 MHz	1250 ms
Tronçon n°5	10,2 MHz	9,9 MHz	450 ms
Tronçon n°6	9,9 MHz	9,85 MHz	650 ms
Tronçon n°7	9,85 MHz	9,83 MHz	200 ms

Tab. 4.1 : *Configuration de la rampe RF utilisée pour l'obtention du condensat de Bose-Einstein.*

La puissance RF appliquée pendant le début de la rampe est de 1 dBm. Afin d'éviter

l'élargissement de la transition RF en fin de rampe nous avons dû diminuer la puissance à -11 dBm à partir du 6e tronçon inclu.

L'ajustement du dernier tronçon est sensible à 10 kHz près et les pertes à 3 corps ne sont plus négligeables. En décomprimant le piège pour l'imagerie nous réduisons ces pertes à 3 corps. Diminuer B_z éloigne le piège de la surface et augmente le champ B_x créé par les deux bras latéraux du fil **Z**.

Nous nous sommes rendus compte que le fond du piège pouvait fluctuer de 20 kHz d'un jour à l'autre. Ceci est vraisemblablement dû à la présence d'un bruit technique à des fréquences proches du fond du piège. Une telle variation est de l'ordre de grandeur de la profondeur du piège. Il est donc nécessaire de réajuster le dernier tronçon de la rampe RF quotidiennement tant que le problème des fluctuations n'a pas été résolu.

Le seuil de condensation a été atteint à la température critique $T_c \simeq 100$ nK ce qui correspond d'après la formule 4.6 à un nuage de $1{,}3.10^4$ atomes. Nous sommes parvenus à condenser 20 % du nuage en abaissant le couteau RF à la fin du 7^{e}tronçon mais nous atteignons alors la résolution de notre imagerie de face.

Le condensat est caractérisé par une double structure dans sa densité optique. La partie centrale du nuage, condensée dans l'état fondamental du potentiel modifié par les interactions, présente une distribution parabolique piquée. Elle est entourée d'un halo thermique dont la distribution spatiale est gaussienne. La figure 4.17 présente la distribution spatiale de la densité optique du nuage pour trois températures réparties autour de la température critique. Ces images ont été prises après un temps de vol de 17 ms sur une seule accumulation. Une étude plus quantitative du nuage nécessitera une nette amélioration de la qualité de l'imagerie.

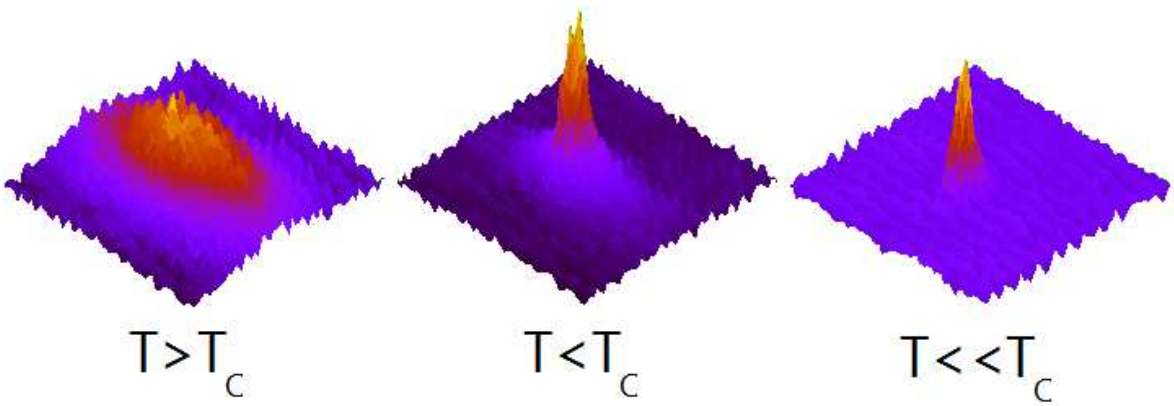

Fig. 4.17 : *Distribution spatiale de la densité optique du nuage pour trois températures réparties autour de la température critique $T_c = 100$ nK. Les images sont prises après un temps de vol de 17 ms. L'échelle de couleur des densités optiques est linéaire et s'étend de 0 (bleu) à 0,8 (jaune). La présence d'un condensat est caractérisée par l'apparition d'un pic central dans la densité optique de distribution spatiale parabolique. Le condensat est entouré d'un nuage thermique dont la distribution spatiale est gaussienne.*

Nous avons également observé l'inversion de l'ellipticité du nuage suite au relâchement du piège, autre critère de condensation, comme en témoigne le temps de vol de la figure 4.18. Là aussi, la résolution de notre système d'imagerie ne nous permet pas d'ajuster le profil de la densité dans le nuage. Nous ne sommes pas encore en mesure de tracer quantitativement l'évolution de l'ellipticité du nuage.

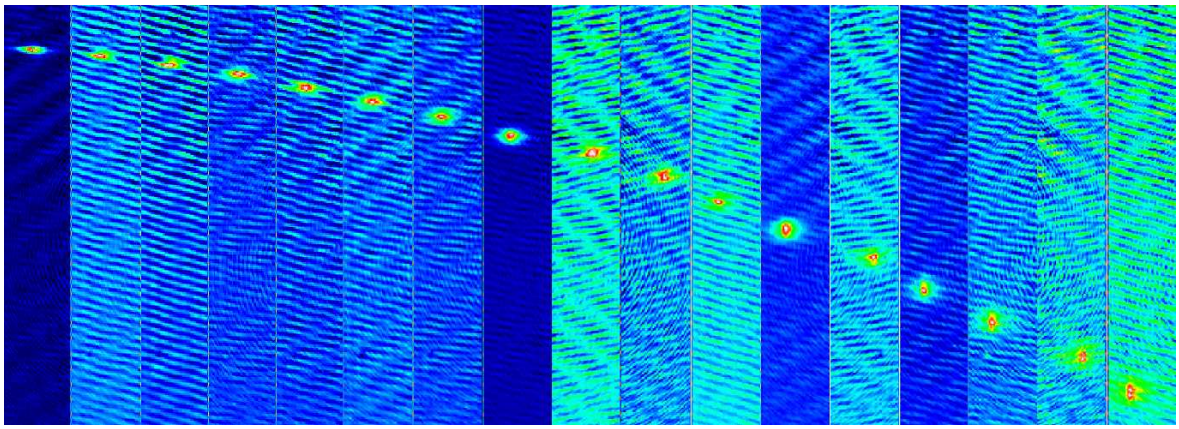

FIG. 4.18 : *Observation de l'inversion d'ellipticité lors d'une chute du nuage après relâchement du piège. La première image est prise 1 ms après le relâchement du piège et les suivantes se succèdent toutes les ms.*

4.4.2.d Caractérisation du bruit

Comme nous l'avons vu plusieurs fois au cours de ce manuscrit, notre expérience est limitée par la présence de bruits techniques RF aux fréquences caractéristiques du retournement de spin dans le piège. À 440 μm de la surface, le piège magnétique voit un bruit RF à des fréquences inférieures à 3 MHz (paragraphe 3.5.2). Lorsque l'on approche le piège de la surface (typiquement à moins de 100 μm) les fréquences où l'on peut observer des pertes atomiques s'étendent jusqu'à 10 MHz (paragraphe 4.3.2).

Ce bruit nous oblige d'une part à utiliser un champ de biais B_x assez important ($-12,9$ G par exemple pour le piège comprimé) mais nous empêche également d'effectuer une mesure des effets de la surface en fonction de la distance. Il nous est en effet impossible de mesurer les pertes par retournement de spin dues au bruit de Johnson-Nyquist lorsque celles-ci sont masquées par le bruit RF.

Afin de caractériser le bruit magnétique, nous chargeons le piège magnétique et le comprimons en 100 ms en montant le champ B_z à 31,4 G et en gardant 1,4 A dans le fil **Z**. Le nuage est ainsi placé à 85 μm de la surface. Pendant cette phase de compression, le champ de biais B_x est descendu à -12,9 G. Nous refroidissons alors le nuage par une rampe RF à 1 μK. Le champ B_x (fixant la fréquence de retournement de spin au fond du piège) est alors varié au cours de séquences successives entre 2,2 G et 12,9 G (correspondant à des fréquences de retournement de spin s'étalant entre 1,5 Mhz et 9,0 MHz). Les atomes sont gardés pendant 2 s dans le piège magnétique. Le piège est ensuite décomprimé en 100 ms et relâché pour l'imagerie. On trace alors le nombre

d'atomes restant en fonction de la fréquence de retournement de spin au fond du piège (voir figure 4.19).

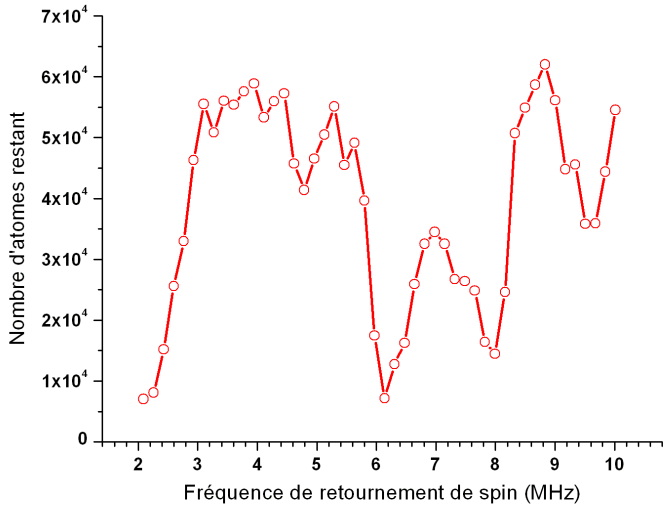

Fig. 4.19 : *Caractérisation du bruit technique RF. Les atomes restant dans le piège après 2 s sont tracés pour différentes fréquences de retournement de spin au fond du piège. Le nuage est préalablement refroidi à 1 μK et le piège magnétique est gardé pendant les 2 s à 85 μm de la surface.*

Il existe plusieurs pics de bruit RF caractérisés par un faible nombre d'atomes restant dans le piège après 2 s. Ces pics sont situés en-dessous de 3 MHz ainsi qu'à 4,8, 6,2, 8,0 et 9,6 MHz. La présence de pics au lieu d'un bruit uniforme sur la plage de fréquences balayée indique clairement une origine technique. De plus, l'espacement régulier de ces pics fait penser aux différentes harmoniques issues d'une même source.

Nous n'avons toujours pas trouvé l'origine de ce bruit mais nous suspectons fortement nos alimentations de courant. Nous avons également constaté la présence de boucles de masse dans nos circuits électriques captant le bruit RF présent dans l'enceinte du laboratoire. Un recablage complet de l'expérience ainsi qu'un choix de générateurs de courants moins bruiteux, couplés à un filtrage minutieux des courants délivrés, deviennent nécessaires pour pouvoir mesurer l'effet de la surface sur le temps de vie des atomes dans le piège magnétique.

4.5 Conclusion

L'ajout des étapes de mélasse et de pompage optiques nous a permis d'améliorer considérablement le transfert des atomes dans le piège magnétique. Nous disposons de $3{,}5(5).10^6$ atomes à la température moyenne de 20 μK. Ces atomes sont alors comprimés et évaporés jusqu'à l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein. Si notre système d'imagerie ne nous permet pas encore d'analyser quantitativement le nuage condensé, nous estimons sa température critique à 100 nK, ce qui correspond à $1{,}3.10^4$ atomes.

La présence d'un bruit magnétique dont nous ignorons encore la source est pour l'instant la principale limitation de notre expérience. À cause de ce bruit, nous ne pouvons pas réaliser l'étude du temps de vie du nuage (condensé ou pas) en fonction de la distance. Ce bruit engendre des pertes importantes à des distances inférieures à 100 μm de la surface, brouillant les effets fins de la surface. La recherche de la source de ce champ magnétique RF parasite concentre tous nos efforts actuellement.

Conclusion

Le résultat principal de mon travail de thèse a été de montrer la possibilité de réaliser une expérience de puce à atomes supraconductrice. Nous avons ainsi réussi à charger un nuage de $3{,}5.10^6$ atomes dans un piège magnétique créé uniquement par des courants supraconducteurs, à 400 μm de la surface. Le temps de vie, limité par les collisions avec le gas résiduel, avoisine 2 minutes. Nous sommes ensuite parvenus à refroidir ce nuage par évaporation RF jusqu'à l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein de 13000 atomes environ. Les caractéristiques de nos pièges (tailles, nombres d'atomes, températures) sont tout à fait comparables aux expériences réalisées à température ambiante.

Les conditions imposées par l'environnement cryogénique ont fortement compliqué la mise en œuvre de cette expérience. Au-delà des problèmes inhérents à l'emploi d'un cryostat comme les fuites ou les contraintes mécaniques dues aux contractions thermiques du dispositif, nous avons dû assurer la supraconductivité de l'ensemble des courants de la cellule expérimentale. Le problème des courants de Foucault a également dû être pris en considération, la conductivité électrique de l'enceinte étant magnifiée à basse température.

Néanmoins, l'utilisation de pistes supraconductrices dans des expériences de puces à atomes est prometteuse. Si les études théoriques de tels systèmes sont encore très récentes, leurs premières estimations laissent espérer des temps de vie au voisinage de la surface beaucoup plus importants que dans les expériences à température ambiante. Par ailleurs, l'extrême sensibilité des atomes piégés au champ magnétique en fait d'excellentes sondes pour mesurer les variations locales de celui-ci. Nous devrions ainsi pouvoir caractériser le champ magnétique en surface des pistes de Niobium et étudier la dynamique du réseau de vortex.

Il reste toutefois quelques améliorations à apporter à cette expérience avant de pouvoir réaliser des mesures aussi fines. Nous devons tout d'abord résoudre le problème de bruit technique induisant des pertes importantes lorsque le nuage est approché à moins de 150 μm de la surface. Ceci nécessite un recâblage complet de l'expérience avec la définition rigoureuse d'une masse. Alors seulement nous pourrons mesurer le temps de vie dans le piège magnétique en fonction de la surface avec un nuage thermique et un condensat.

Nous envisageons également d'étudier la fragmentation du condensat afin d'en déduire la répartition de la densité de courant supraconducteur dans les pistes de Niobium. Il est pour cela souhaitable d'amener les atomes quelques dizaines de μm de la surface.

Nous devrons ainsi concevoir et réaliser une autre puce avec des pistes plus étroites (de l'ordre de quelques μm).

Afin de réduire la pression du gaz résiduel nous envisageons de placer une enceinte thermalisée à 4 K autour de la cellule. Le pompage cryogénique serait ainsi plus efficace qu'il ne l'est actuellement. Cette modification est délicate à installer à cause des courants de Foucault qu'une telle surface métallique refroidie ne manquerait pas de créer.

Nous comptons également débuter à court terme le projet d'excitation d'un atome unique dans un état de Rydberg par blocage dipolaire à partir du condensat. Il nous faut pour cela terminer de réaliser un détecteur d'électrons intégré à la puce permettant de déceler la présence de l'atome de Rydberg par ionisation. L'expérience aura alors accompli un pas supplémentaire dans sa longue marche vers le piégeage électrodynamique d'un atome de Rydberg circulaire unique.

Annexe A

Pense-bête des données expérimentales

Cette annexe résume les principales données couramment utilisées dans l'expérience.

Constantes fondamentales

- Constante de Planck : $h = 6,626.10^{-34}$ J.s
- Constante de Boltzmann : $1,381.10^{-23}$ J/K
- Magnéton de Bohr : $\mu_B = e\hbar/(2m_e) = 1,399$ MHz/G
- Perméabilité du vide : $\mu_0 = 4\pi.10^{-7}$ H/m
- Permittivité du vide : $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 8,988.10^9$ F/m
- Charge élémentaire : $e = 1,602.10^{-19}$ C

Données sur le ^{87}Rb

- Masse : $M = 1,44.10^{-25}$ kg
- Longueur de diffusion : $a \simeq$5,7 nm

Transition D1

- Longueur d'onde dans le vide : $\lambda = 794,76$ nm

Transition D2

- Longueur d'onde dans le vide : $\lambda = 780,02$ nm
- Largeur naturelle de l'état excité : $\Gamma/2\pi$=5,89.10^6 Hz
- Intensité de saturation : $I_{sat} = \pi\frac{hc}{3}\frac{\Gamma}{\lambda^3} = 1,62$ mW.cm^{-2}
- Constante de collisions à trois corps dans $|F = 2, m_F = 2\rangle$: $C_{3c} = 1,8.10^{-29}$ cm^{-26}.s^{-1}

Bobines supraconductrices

- Bobines X : 150 tours - 14,36 G/A (cah.4 p.78)

- Bobine Y : 149 tours - 27,9 G/A
- Bobines Z : 152 tours - 3,56 G/A (ancien : cah.4 p.74) 5,24 G/A (nouveau : cah.6 p.50)
- Bobine « quadrupolaire » : 19 tours

Imagerie

- Grandissement Diagnostic : 9,02 μm/pxl
- Grandissement Princeton MicroMax côté : 9,2 μm/pxl
- Grandissement Princeton PhotonMax face : 7,5 μm/pxl

Nombre d'atomes en fonction du signal d'absorption

Voir cahier 4 page 1 pour le détail du calcul.

- Face : $N_{at} = 97.Aire$
- Côté : $N_{at} = 291.Aire$

Annexe B

Détail de la préparation des lasers

Le laser de piégeage et le laser repompeur sont partagés entre les deux pièges magnéto-optiques. L'accès au PMO-2D de la source se fait dans l'air directement à l'aide d'un périscope pour envoyer les faisceaux sous le cryostat au niveau de la cellule du piège (paragraphe 2.2.3). Les faiseaux du PMO-miroir sont, au contraire, apportés par fibre optique (paragraphe 2.2.4).

Le laser de piégeage doit bien sûr être asservi en fréquence, comme expliqué au paragraphe 2.2.2, puis amplifié grâce à un MOPA. Il est ensuite partagé entre les deux pièges : le mode spatial du PMO-miroir doit être corrigé pour ressembler à un TEM(0,0) afin d'obtenir un bon couplage tandis que celui du PMO2D doit être allongé pour avoir des waists vertical et horizontal de 40 mm et 20 mm respectivement.

Le repompeur obéit aux mêmes contraintes sauf qu'il ne nécessite pas une amplification. Les deux lasers sont superposés avant d'être envoyés vers le PMO-2D sur deux trajets parallèles correspondant chacun à l'un des axes du piège. Le schéma de la table optique est présenté en figure B.1.

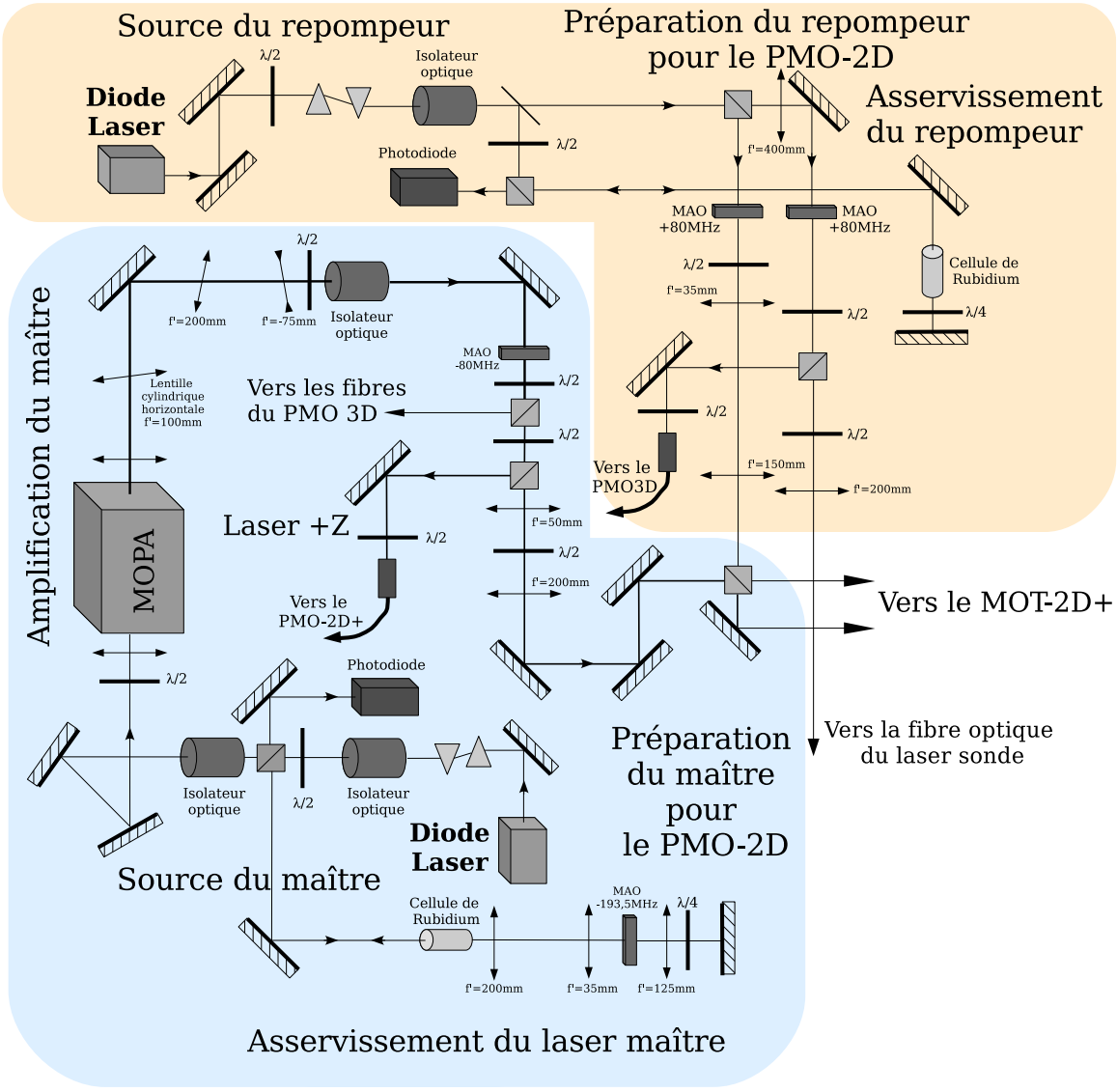

Fig. B.1 : *Préparation du laser de piégeage et du repompeur. Sauf spécification contraire, les lentilles sont toutes sphériques.*

Annexe C

Protection des fils de la puce

Toute transition de la puce dans l'état normal peut se révéler désastreuse si le courant est maintenu. Dans le meilleur des cas, une des soudures du circuit fond et limite les dégâts mais le fil peut brûler ou perdre ses capacités supraconductrices. Méfiants vis-à-vis d'un contrôle par ordinateur toujours soumis à un problème de software, nous avons mis en place une protection active par un circuit électronique comme évoqué dans le chapitre 2.4.3. Le cahier des charges de la protection était le suivant :

- La tension aux bornes du fil en **U** ou du fil en **Z** est contrôlée en continu par une mesure 4 fils. La tension de référence au-delà de laquelle le fil est considéré comme ayant transité doit être légèrement supérieure à celle mesurée dans l'état supraconducteur pour une réponse rapide. Il faut néanmoins tenir compte du bruit sur la tension mesurée pouvant déclencher la boîte si la tension de seuil est trop proche.
- Le fil en **U** est alimenté par un générateur de courant Delta-Electronica pouvant être commandé en tension ou en courant. Malheureusement la réponse de ce générateur est de l'ordre de quelques dizaines de ms au lieu des quelques μs de temps de coupure souhaités. Il est indispensable d'utiliser un MOSFET pour ouvrir rapidement le circuit.
- Afin d'éviter un réallumage du courant trop rapide lorsque la tension aux bornes de la puce passe à nouveau sous le seuil critique, il faut que le boîtier de contrôle attende un ordre de l'opérateur.

Le schéma ci-dessous nous a permis de répondre à ces exigences et le boîtier installé a protégé le circuit depuis sa mise en place.

- **Input :** Ce sont les potentiels mesurés aux deux bornes du fil en **U** ou en **Z**. Le filtrage du bruit sur cette entrée est assez critique car c'est ce bruit qui peut faire déclencher la boîte inopinément.
- **Soustraction :** Ce montage soustrait les deux potentiels précédents mesurés par rapport à la masse.
- **Réglage du seuil :** Le potentiomètre permet d'ajuster la tension seuil au-delà de laquelle la boîte ordonne l'ouverture du circuit.
- **Comparateur :** La tension mesurée est comparée à celle de référence.
- **Mémoire :** Cette partie du circuit est de la logique TTL avec des portes NAND

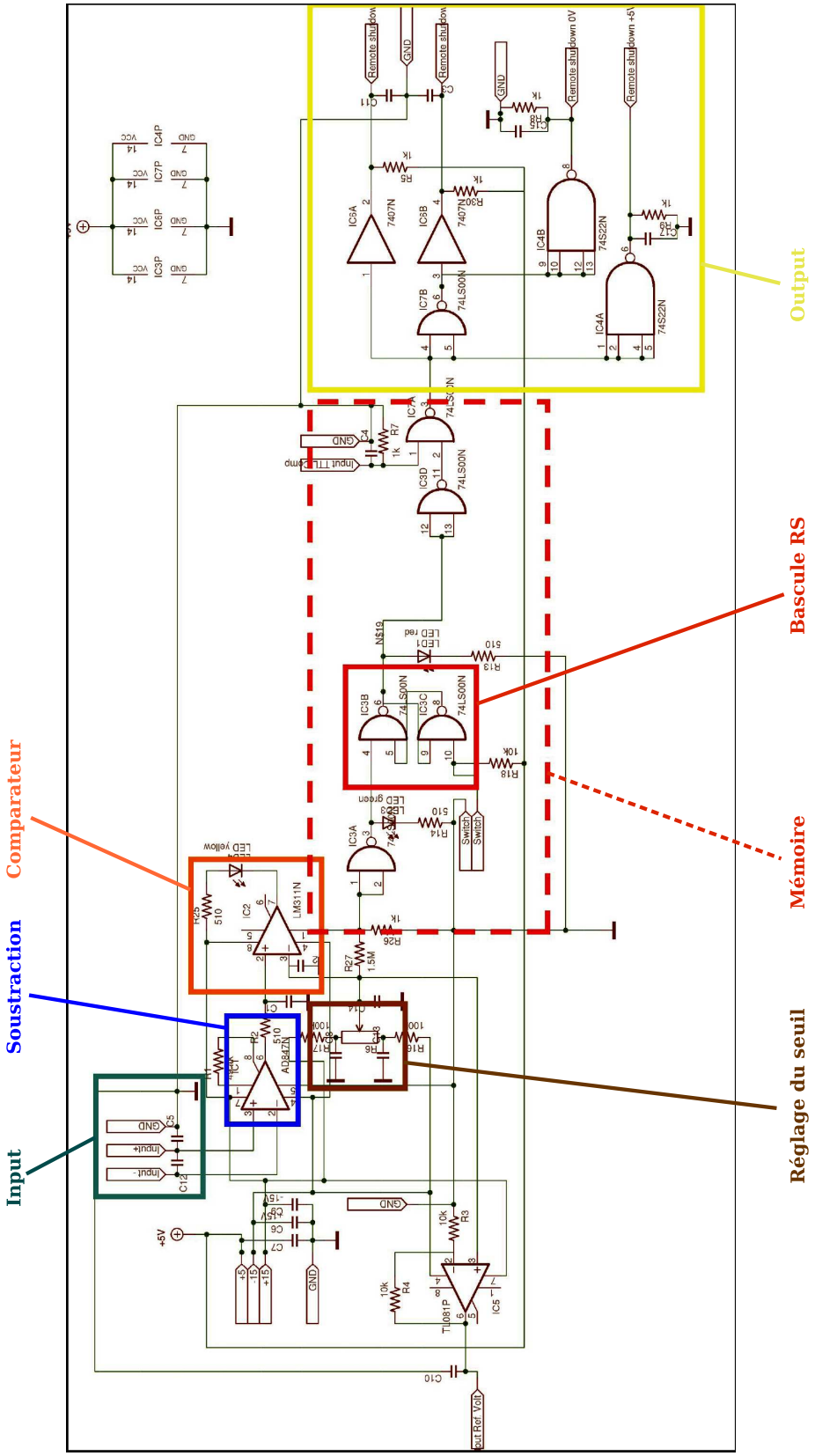

Fig. C.1 : *Circuit de protection des fils* **U** *et* **Z** *de la puce.*

donnant l'ordre d'ouvrir le circuit si la tension mesurée dépasse celle du seuil. Elle attend ensuite que l'opérateur appuie sur le bouton de reset pour réenclencher la fermeture une fois la tension des fils revenue sous le seuil.

- **Bascule RS :** Si le fil transite, une DEL rouge s'allume et le signal d'ouverture du circuit est envoyé d'un côté de la bascule. Elle reste alors dans cet état. L'opérateur agit de l'autre côté de la bascule en appuyant sur le bouton reset.
- **Output :** Le signal TTL est alors amplifié et transformé pour pouvoir commander un MOSFET ou une alimentation directement.

Bibliographie

[1] E. Cornell et C. Wieman, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 875 (2002).

[2] W. Ketterle, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1131 (2002).

[3] J. Weinstein et K. Libbrecht, *Phys. Rev. A* **52**, 4004 (1995).

[4] J. Fortágh, A. Grossmann, C. Zimmermann et T. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5310 (1998).

[5] V. Vuletic, T. Fischer, M. Praeger et T. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1634 (1998).

[6] J. Denschlag, D. Cassettari et J. Schmiedmayer, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2014 (1999).

[7] D. Müller, D. Anderson, R. Grow, P. Schwindt et E. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5194 (1999).

[8] N. Dekker, C. Lee, V. Lorent, J. Thywissen, S. Smith, M. Drndic, R. Westervelt et M. Prentiss, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1124 (2000).

[9] M. Key, I. Hughes, W. Rooijakers, B. Sauer, E. Hinds, D. Richardson et P. Kazansky, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1371 (2000).

[10] J. Reichel, W. Hänsel et T. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3398 (1999).

[11] D. Cassettari, B. Hessmo, R. Folman, T. Maier et J. Schmiedmayer, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5483 (2000).

[12] H. Ott, J. Fortágh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann et C. Zimmermann, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 230401 (2001).

[13] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. Hänsch et J. Reichel, *Nature* **413**, 498 (2001).

[14] P. Treutlein, P. Hommelhoff, T. Steinmetz, T. Hänsch et J. Reichel, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 203005 (2004).

[15] Y.-J. Wang, D. Anderson, V.M.Bright, E. Cornell, Q. diot, T. Kishimoto, M. Prentiss, R. Saravanan, S. Segal et S. Wu, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 090405 (2005).

[16] T. Schumm, S. Hofferberth, L. Andersson, S. Wildermuth, S. Groth, I. Bar-Joseph, J. Schmiedmayer et P. Kruger, *Nat. Phys.* **1**, 57 (2005).

[17] Y. Shin, C. Sanner, G.B.-Jo, T. Pasquini, M. Saba, W. Ketterle et D. Pritchard, *Phys. Rev. A* **72**, 021604 (2005).

[18] A. Günther, S. Kraft, C. Zimmermann et J. Fortágh, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 140403 (2007).

[19] M. Trupke, J. Goldwin, B. Darquié, G. Dutier, S. Eriksson, J. Ashmore et E. Hinds, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 063601 (2005).

[20] Y. Colombe, T. Steinmetz, G. Dubois, F. Linke, D. Hunger et J. Reichel, *ArXiv* (2007).

[21] S. Aubin, S. Myrskog, M. Extavour, L. Leblanc, D. McKay, A. Stummer et J. Thywissen, *Nat. Phys.* **2**, 384 (2006).

[22] S. Whitlock, B. Hall, T. Roach, R. Anderson, P. Hannaford et A. Sidorov, *Phys. Rev. A* **75**, 043602 (2006).

[23] S. Wildermuth, S. Hofferberth, I. Lesanovsky, E. Haller, L. M. Andersson, S. Groth, I. Bar-Joseph, P. Krüger et J. Schmiedmayer, *Nature* **435**, 440 (2005).

[24] J. McGuirk, D. Harber, J. Obrecht et E. Cornell, *Phys. Rev. A* **69**, 062905 (2004).

[25] Y.-J. Lin, I. Teper, C. Chin et V. Vuletić, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 050404 (2004).

[26] D. Harber, J. Obrecht, J. McGuirk et E. Cornell, *Phys. Rev. A* **72**, 033610 (2005).

[27] D. Harber, J. McGuirk, J. Obrecht et E. Cornell, *J. Low. Temp. Phys.* **133**, 229 (2003).

[28] M. Jones, C. Vale, B. H. D.Sahagun et E. Hinds, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 080401 (2003).

[29] C. Henkel, S. Pötting et M. Wilkens, *Appl. Phys. B* **69**, 379 (1999).

[30] C. Henkel, *Eur. Phys. J. D* **35**, 59 (2005).

[31] P. Rekdal, S. Scheel, P. Knight et E. Hinds, *Phys. Rev. A* **70**, 013811 (2004).

[32] S. Scheel, P. Rekdal, P. Knight et E. Hinds, *Phys. Rev. A* **72**, 042901 (2005).

[33] B.-S. Skagerstam, U. Hohenester, A. Eiguren et P. Rekdal, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 070401 (2006).

[34] U. Hohenester, A. Eiguren, S. Scheel et E. Hinds, *arXiv :cond-mat/0707.0238v1* (2007).

[35] T. Nirrengarten, A. Qarry, C. Roux, A. Emmert, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond et S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 200405 (2006).

[36] T. Mukai, C. Hufnagel, A. Kasper, T. Meno, A. Tsukada, K. Semba et F. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 260407 (2007).

[37] S. Gleyzes, S. Kuhr, C. Guerlin, J. Bernu, S. Deléglise, U. B. Hoff, M. Brune, J.-M. Raimond et S. Haroche, *Nature* **446**, 297 (2007).

[38] C. Guerlin, J. Bernu, S. Deléglise, C. Sayrin, S. Gleyzes, S. Kuhr, M. Brune, J.-M. Raimond et S. Haroche, *Nature* **448**, 889 (2007).

[39] M. Lukin, M. Fleishhauer, R. Côté, L. Duan, D. Jacksch, J. Cirac et P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037901 (2001).

[40] M. Saffman et T. Walker, *Phys. Rev. A* **66**, 065403 (2002).

[41] P. Hyafil, *Vers le piégeage d'atomes de Rydberg circulaires*, Thèse de doctorat, Université Paris VI (2004).

[42] J. Mozley, *Micropiégeage des atomes de Rubidium dans un environnement cryogénique*, Thèse de doctorat, Université Paris VI (2004).

[43] P. Hyafil, J. Mozley, A.Perrin, J. Tailleur, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond et S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 103001 (2004).

[44] J. Mozley, P. Hyafil, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond et S. Haroche, *Eur. Phys. J. D* **35**, 43 (2005).

[45] J. Fortágh, H. Ott, S. Kraft, A. Günther et C. Zimmermann, *Phys. Rev. A* **66**, 041604 (2002).

[46] D.-W. Wang, M. Lukin et E. Demler, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 076802 (2004).

[47] J. Schwinger, *Phys. Rev.* **51**, 648 (1937).

[48] J. Fortágh et C. Zimmermann, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 235 (2007).

[49] C. Henkel, "The Physics of Atom-surface interactions", Advanced School, Les Houches May 2004, arXiv :physics/0405084 v2 (2004).

[50] J. Wylie et J. Sipe, *Phys. Rev. A* **30**, 1185 (1984).

[51] C. Henkel, P. Krüger, R. Folman et J. Schmiedmayer, *Appl. Phys. B* **76**, 173 (2003).

[52] H. Nyquist, *Phys. Rev.* **32**, 110 (1928).

[53] T. Varpoula et T. Poutanen, *J. Appl. Phys.* **55**, 4015 (1983).

[54] M. Nieto-Vesperinas, "Scattering and diffraction in physical optics", World Scientific (2006).

[55] E. Purcell, *Phys. Rev.* (1946).

[56] J. Sidles, J. Garbini, W. Dougherty et S. Chao, *Proc IEEE* **91**, 799 (2003).

[57] G. Agarwal, *Phys. Rev. A* **11**, 230 (1974).

[58] M. Born et E. Wolf, "Principles of Optics-6th (corrected) Edition", Pergamon Press (1991).

[59] C. Bennett, J. Kirk et M. Babiker, *Phys. Rev. A* (2001).

[60] S. Scheel et D.-G. Welsch, "Interaction of the quantized electromagnetic field with atoms in the presence of dispersing and absorbing dielectric bodies", arXiv :quant-ph/0006025v1 (2000).

[61] E. Cornell, J. Ensher et C. Wieman, "Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases", dans "Proceeding of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course CXL", pages 53–55, IOS Press, Amsterdam (1999).

[62] C. Henkel et S. Pötting, *Appl. Phys. B* **72**, 73 (2001).

[63] A. Leanhardt, Y. Shin, A. Chikkatur, D. Kielpinski, W. Ketterle et D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 100404 (2003).

[64] R. Fermani, S. Scheel et P. Knight, *Phys. Rev. A* **73**, 032902 (2006).

[65] S. Casalbuoni, E. Knabbe, J. Kötzler, L. Lilje, L. von Sawilski, P. Schmüser et B. Steffen, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **538**, 45 (2005).

[66] M. Tinkham, "Introduction to Superconductivity, 2nd edition", McGraw-Hill, New-York (1996).

[67] P. G. de Gennes, "Superconductivity of Metals and Alloys", Benjamin (1964).

[68] N. Lütke-Entrup, B. Plaçais, P. Mathieu et Y. Simon, "Ancrage des vortex dans les supraconducteurs", *Annales de Physique N°4 Vol.25* (2000).

[69] F. London et H. London, *Proc. Roy. Soc. Lond.* **133**, 497 (1935).

[70] C. Gorter et H. Casimir, *Z. Phys.* **35**, 963 (1934).

[71] J. Bardeen, L. Cooper et J. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).

[72] H. Frölich, *Phys. Rev.* **79**, 845 (1950).

[73] L. Cooper, *Phys. Rev.* **104**, 1189 (1956).

[74] N. Bogolubov, *Nuovo Cimento* **7**, 794 (1958).

[75] N. Bogolubov, *Usp. Fiz. Nauk.* **67**, 549 (1959).

[76] G. Valatin, *Nuovo Cimento* **7**, 843 (1958).

[77] L. Hebel et C. Schlichter, *Phys. Rev.* **113**, 1504 (1959).

[78] D. Mattis et J. Bardeen, *Phys. Rev.* **111**, 412 (1958).

[79] O. Klein, E. Nicol, K. Holczer et G. Grüner, *Phys. Rev. B* **50**, 6307 (1994).

[80] L. Landau et E. Lifchitz, "Physique Statistique (2eédition)", Éditions MIR (1982).

[81] A. Abrikosov, *Sov. Phys. JETP* **5**, 1174 (1957).

[82] W. Kleiner, L. Roth et S. Autler, *Phys. Rev. A* **133**, 1226 (1964).

[83] S. Williamson, *Phys. Rev. B* **2**, 3545 (1970).

[84] S. Scheel, E. Hinds et P. Knight, *arXiv :quant-ph/0610095* (2007).

[85] B. Skagerstam, U. Hohenester, A. Eiguren et P. Rekdal, *arXiv :quant-ph/061025* (2007).

[86] A. Campbell, *Journ. Phys. C* **2**, 1492 (1969).

[87] P. Mathieu et Y. Simon, *Europhys. Lett.* **5**, 67 (1988).

[88] P. Krüger, X. Luo, M. Klein, K. Brugger, A. Haase, S. Wildermuth, S. Groth, I. Bar-Joseph, R. Folman et J. Schmiedmayer, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 233201 (2003).

[89] J. Fortágh, H. Ott, S. Kraft, A. Günther et C. Zimmermann, *Appl. Phys. B* **76**, 157 (2003).

[90] A. Leanhardt, A. Chikkatur, D. Kielpinski, Y. Shin, T. Gustavson, W. Ketterle et D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 040401 (2002).

[91] M. Jones, C. Vale, B. H. D.Sahagun, C. Eberlein, B. Sauer, K. Furusawa, D. Richardson et E. Hinds, *J. Phys. B* **37** (2004).

[92] J. Estève, C. Aussibal, T. Schumm, C. Figl, D. Mailly, I. Bouchoule, C. Westbrook et A. Aspect, *Phys. Rev. A* **70**, 043629 (2004).

[93] C. Vale, B. Upcroft, M. Davis, N. Heckenberg et H. Rubinsztein-Dunlop, *arXiv :cond-mat/0406015v1* (2004).

[94] S. Groth, P. Krüger, S. Wildermuth, R. Folman, T. Fernholz, J. Schmiedmayer, D. Mahalu et I. Bar-Joseph, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2980 (2004).

[95] S. Kraft, A. Günther, H. Ott, C. Zimmermann et J. Fortágh, *J. Phys. B* **35** (2002).

[96] T. Schumm, J. Estève, C. Figl, J.-B. Trebbia, C. Aussibal, H. Nguyen, D. Mailly, I. Bouchoule, C. Westbrook et A. Aspect, *Eur. Phys. J. D* **32**, 171 (2005).

[97] J.-B. Trebbia, C. G. Alzar, R. Cornelussen, C. Westbrook et I. Bouchoule, *Phys. Rev. Lett* **98**, 263201 (2007).

[98] M. Gehm, K. O'Hara, T. Savard et J. Thomas, *Phys. Rev. A* **58**, 3914 (1998).

[99] J. Estève, T. Schumm, J.-B. Trebbia, I. Bouchoule, A. Aspect et C. Westbrook, *Eur. Phys. J. D* **35**, 141 (2005).

[100] W. Hänsel, *Magnetische Mikrofallen für Rubidiumatome*, Thèse de doctorat, Ludwig-Maximilians-Universität München (2000).

[101] S. Wildermuth, P. Krüger, C. Becker, M. Brajdic, S. Haupt, A. Kasper, R. Folman et J. Schmiedmayer, *Phys. Rev. A* **69**, 030901 (2004).

[102] T. McMillan, P. Taborek et J. Rutledge, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 5005 (2004).

[103] T. Meunier, *Oscillations de Rabi induites par un renversement du temps : un test de la cohérence d'une superposition quantique mésoscopique*, Thèse de doctorat, Université Paris VI (2004).

[104] C. Pethick et H. Smith, "Bose-Einstein Condensation in dilute gases", Cambridge University Press, Cambridge (UK) (2004).

[105] M. Drndić, K. Johnson, J. Thywissen, M. Prentiss et R. Westervelt, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2906 (1998).

[106] J. Garfield, *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 1906 (1997).

[107] C. Aussibal, *Réalisation d'un Condensat de Bose-Einstein sur une microstructure*, Thèse de doctorat, Université Paris XI (2003).

[108] H. Metcalf, "Laser cooling and trapping", Springer (2002).

[109] W. Petrich, M. Anderson, J. Ensher et E. Cornell, *J. Opt. Soc. Am.* page 1332 (1994).

[110] C. Cohen-Tannoudji, dans "Cours du collège de France", (1996).

[111] J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, F. Chevy, H. Inamori et J. Dalibard, *Appl. Phys. B* **69**, 257 (1999).

[112] J. F. O'Hanlon, "A User's Guide to Vacuum Technology (3rd edition)", John Wiley & Sons (2003).

[113] D. Egorov, T. Lahaye, W. Schöllkopf, B. Friedrich et J. Doyle, *Phys. Rev. A* **66**, 043401 (2002).

[114] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable et A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985).

[115] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook et W. Philips, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988).

[116] R. Kaiser, *Manipulation par laser d'He métastable : effet Hanle mécanique, refroidissement sous le recul d'un photon*, Thèse de doctorat, Université Paris VI (1990).

[117] J. Reichel, W. Hänsel, P. Hommelhoff et T. Hänsch, *Appl. Phys. B* **72**, 81 (2001).

[118] J. Dalibard, "Atomes ultra-froids-Cours du DEA de Physique Quantique Paris VI", http ://www.phys.ens.fr/d̃alibard/Notes_de_coursDEA_atomes_froids.pdf (2006).

[119] D. Guéry-Odelin, *Dynamique collisionnelle des gaz d'alcalins lourds : du refroidissement évaporatif à la condensation de Bose-Einstein*, Thèse de doctorat, Université Paris VI (1998).

Résumé

Le but des expériences de puces à atomes est la réalisation de micropièges magnétiques et la manipulation très précise d'un nuage d'atomes dont la température est abaissée à quelques microkelvins. De tels pièges peuvent être obtenus en utilisant par exemple le champ magnétique créé par des courants portés par des pistes conductrices de taille micrométrique lithographiées sur un substrat. La présence de la surface de la puce à quelques dizaines de micromètres du nuage atomique peut toutefois se révéler gênante pour le piégeage. Les fluctuations du champ magnétique induites par le bruit de courant dans la puce engendrent des pertes et diminuent le temps de vie dans le piège. Ce bruit est dû à la résistivité finie du métal utilisé pour réaliser la puce (bruit de Johnson-Nyquist).

Des modèles théoriques présentés dans cette thèse laissent penser que l'utilisation de pistes supraconductrices pourrait réduire ces pertes. L'effet du réseau de vortex présent dans le supraconducteur sur le champ magnétique proche de la surface est également étudié. Nous décrivons par la suite le dispositif cryogénique et la séquence expérimentale qui nous ont permis d'observer le premier piège magnétique sur puce supraconductrice. Le temps de vie dans ce piège à 440 micromètres de la surface avoisine deux minutes ce qui est très prometteur. Nous présentons enfin l'étape de refroidissement du nuage jusqu'à l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein.

Mots clés : Puce à atomes, atomes froids, condensat de Bose-Einstein, supraconductivité, retournement de spin, interactions atomes-surface, bruit de Johnson-Nyquist.

Abstract

Atom-chip experiments aim at realizing a magnetic micro-trapping and at manipulating precisely an atomic cloud cooled down to a few micro-kelvins. This can be achieved by using the magnetic field generated by currents carried by micrometer-sized conductors designed on a substrate. The presence of a surface at a distance as close as a few tens of micrometers from the atomic cloud can disturb the trapping. The magnetic field fluctuations induced by the current noise in the chip result in atomic losses and decrease the lifetime in the trap. This noise is due to the non-zero resistivity of the metal used in the chip (Johnson-Nyquist noise).

Theoretical models presented here suggest that the use of superconducting wires may reduce these losses. The effect of the vortex lattice in the superconductor on the magnetic near-field is analysed as well. In this work, we also describe the cryogenic setup and the experimental sequence that have led to the observation of the first magnetic trap on a superconducting atom-chip. The lifetime in this trap at a distance of 440 μm from the surface reaches 2 minutes which is very promising. We eventually present the RF-cooling stage until the achievement of Bose-Einstein condensation.

Keywords : Atom-chip, cold atoms, Bose-Einstein condensate, superconductivity, spin-flip, atom-surface interactions, Johnson-Nyquist noise.