Table des matières

Introduction

Un des thèmes de recherche actuel en Physique Atomique est l'étude des gaz d'atomes froids et dilués dans le régime de dégénérescence quantique. L'obtention de la condensation de Bose-Einstein d'un gaz de rubidium 87 en 1995 [1] représente la première observation d'un tel système. Les applications des condensats de Bose sont prometteuses [2, 3, 4]. Par exemple, ils peuvent servir de source d'ondes de matière pour le développement d'une Optique Atomique cohérente. En tant que fluide quantique dilué, ils sont également des objets d'étude en eux-même, à la frontière entre la Matière Condensée et la Physique Atomique.

Jusqu'à présent seuls l'hydrogène et quelques alcalins ont donné lieu à l'observation de ce phénomène [1, 5, 6, 7]. Lors de la recherche d'un nouvel élément candidat, il faut se demander ce qu'il peut apporter d'original à l'étude de ce nouveau domaine de Physique. Les gaz rares métastables possèdent des propriétés qui en font des candidats attractifs.

Leur énergie interne élevée les rend capables d'extraire un électron d'une surface. Cette propriété est utilisée pour la détection électronique des atomes, car on peut recueillir et multiplier l'électron produit et mesurer un courant proportionnel au flux d'atomes qui frappent le détecteur. A l'aide de techniques de comptage, les atomes peuvent aussi être détectés un par un.

Du point de vue de l'Optique Atomique, un condensat de Bose-Einstein d'un gaz métastable constitue une source d'atomes froids de grande énergie interne (de l'ordre du nJ). On peut envisager son utilisation pour l'impression de surfaces sensibles, ou comme sonde de surface [8]. Sa cohérence spatiale élevée la rend intéressante dans des expériences d'holographie telles que dans [9, 10]. Sans même considérer les propriétés de cohérence de cette source, sa température très basse la destine à des expériences nécessitant une très faible dispersion en vitesse (réflexion quantique proche d'une surface par exemple [11]).

Pour ce qui est de l'étude du condensat pour lui-même, la plupart des expériences sont interprétables à l'aide des propriétés de champ moyen, gouvernées par un seul paramètre microscopique de l'atome, la longueur de diffusion. L'élément utilisé n'a *a priori* pas d'importance, sauf pour quelques particularités de structure qui rendent les expériences plus ou moins difficiles. De ce point de vue, la principale différence entre les alcalins déjà condensés et les gaz rares réside dans la grande souplesse de la détection électronique, qui doit guider le choix des expériences. Par exemple, en détectant les atomes métastables, un schéma expérimental analogue à celui de la référence [12] autorise des mesures des propriétés de cohérence du condensat en mesurant des fonctions de corrélation. La très grande sensibilité de la détection des métastables permet des expériences impliquant un très petit nombre d'atomes. On peut ainsi envisager d'étudier des effets dus au nombre fini d'atomes condensés, ou se placer dans des régimes dans lesquels l'influence du champ moyen est plus ou moins importante. Les collisions inélastiques entre deux atomes métastables, décrites dans le premier chapitre dans le cas de l'He* , si elles sont un handicap pour l'obtention du condensat, peuvent donner lieu à des expériences originales. Par exemple, en mesurant le taux d'ions produits au cours de telles collisions, proportionnel à la fonction de corrélation de densité des atomes [13], on peut suivre la dynamique de la cohérence du gaz au cours du refroidissement du nuage et à la traversée du seuil de condensation.

Parmi tous les gaz rares, l'hélium métastable ^{4}He* dans l'état 2^3S_1 (symbolisé dans cette thèse par He*) paraît le plus réaliste. Tout d'abord, par rapport aux autres gaz rares, la durée de vie de l'état métastable est longue (9000 s [14]) et ne constitue donc pas une limitation sur la durée de manipulation de l'atome dans la plupart des expériences. Par ailleurs, comme il va être montré dans le premier chapitre, on dispose de prédictions théoriques sur les propriétés de collisions nécessaires à l'observation de la condensation, à l'inverse des autres gaz rares. Elles sont théoriquement favorables : les collisions inélastiques, obstacles à l'obtention des hautes densités, sont estimées suffisamment faibles et, d'autre part, la longueur de diffusion pour He* est prédite positive, ce qui implique un condensat stable. Pour finir, l'existence d'un isotope fermionique métastable (^{3}He*) permet l'étude des gaz de fermions dégénérés, en utilisant toute la richesse de la détection électronique. Ce sont toutes ces raisons qui nous ont incité à choisir l'He* .

Obtention d'un condensat de Bose-Einstein

La condensation de Bose-Einstein d'un gaz à la température T_c survient lorsque la longueur d'onde thermique $\Lambda = h/\sqrt{2\pi m k_B T}$ d'un atome est de l'ordre de grandeur de la distance moyenne entre deux atomes. Pour une densité spatiale n_c, cette condition se traduit par un critère sur la densité dans l'espace des phases $\mathcal{D} = n_c\Lambda_c^3 \approx 2.6$.

En Physique Atomique, le refroidissement d'atomes par laser permet de charger des pièges lumineux dans lesquels la lumière assure le refroidissement. On obtient aisément des nuages de gaz dilués à des densités de l'ordre de 10^{10} at/cm^3 et des températures autour du mK pour lesquels $\mathcal{D} \sim 10^{-8}$. Pourtant, cette technique présente une limite supérieure sur les densités spatiales et inférieure sur les températures qu'elle permet d'atteindre, limitant la densité dans l'espace des phases à typiquement quelques 10^{-6} [2]. Pour poursuivre l'augmentation de $\mathcal{D}$, une technique qui a fait ses preuves consiste à transférer le nuage pré-refroidi vers un piège magnétique dans lequel les atomes sont soumis au refroidissement évaporatif [2]. Le principe de la méthode est rappelé sur la figure 1. On expulse du piège les atomes qui ont une énergie supérieure à l'énergie moyenne d'un atome dans le piège.

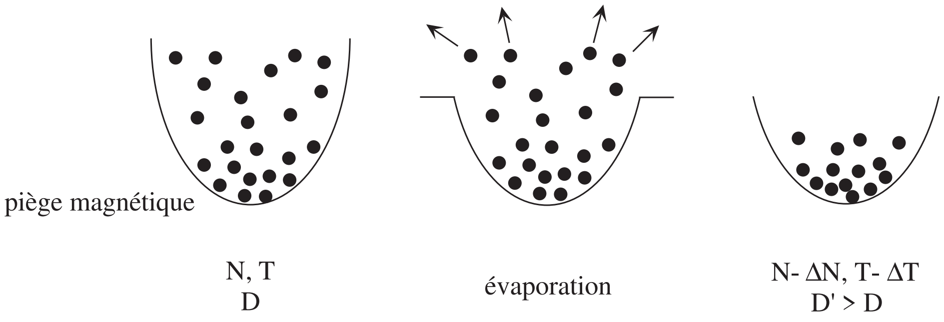

Fig. 1 – *Principe du refroidissement évaporatif d'un nuage d'atomes piégés à l'équilibre thermodynamique. Les atomes dont l'énergie est plus grande que l'énergie moyenne des atomes piégés sont expulsés du piège magnétique. Les collisions élastiques entre ceux restant dans le piège rethermalisent l'échantillon à une température $T - \Delta T$ inférieure à celle de départ. La densité dans l'espace des phases $\mathcal{D}$ a augmenté, malgré la perte d'atomes.*

Les collisions élastiques entre les atomes restants assurent une redistribution de l'énergie, conduisant à un nouvel état d'équilibre à une température inférieure à celle de départ. Un refroidissement efficace est obtenu en forçant l'évaporation, c'est à dire en diminuant progressivement le seuil en énergie auquel les atomes sont expulsés. Malgré la diminution du nombre d'atomes qui en résulte, on montre que cette technique peut augmenter considérablement la densité dans l'espace des phases [15], amenant ainsi le système au seuil de condensation. Au cours de ce refroidissement, les atomes interagissent également par des collisions inélastiques, entre eux ou avec des atomes du gaz résiduel, introduisant des pertes d'atomes non désirées. Pour que le refroidissement évaporatif reste efficace, on montre (voir chapitre 1) qu'il faut pouvoir atteindre dans le piège magnétique un rapport du taux de collisions élastiques au taux des processus inélastiques supérieur à plusieurs centaines. Lorsque les pertes inélastiques sont dues aux collisions sur le gaz résiduel, cette condition impose de démarrer l'évaporation avec un taux de collisions élastiques de plusieurs par seconde. Il est en effet technologiquement difficile d'atteindre des durées de vie de piège magnétique supérieures à quelques centaines de secondes. L'obtention de ce taux de collisions élastiques élevé passe par l'optimisation du refroidissement laser afin de produire un nuage d'atomes aussi dense et froid que possible juste après le transfert dans le piège magnétique, qui doit être assez confinant.

Difficultés particulières à l'He*

Pour fixer les idées, pour l'He* , une température critique de condensation de 1 μK requiert une densité critique $n_c = 4 \times 10^{12}$ at/cm^3. C'est l'ordre de grandeur de la densité qu'il faut viser. Le caractère métastable de l'He* rend cependant *a priori* difficile l'obtention de hautes densités, du fait des collisions inélastiques entre atomes qui provoquent la destruction de l'échantillon. Des prédictions théoriques, exposées dans le chapitre 1, montrent toutefois que lorsque les atomes sont polarisés, les collisions inélastiques sont fortement réduites. Cette polarisation est automatique dans un piège magnétique, comme le détaillera le chapitre 4. Ces prédictions calculent également la section efficace de collisions élastiques entre atomes polarisés. Elles concluent que le taux de collisions élastiques pour des densités atomiques accessibles expérimentalement est suffisamment élevé pour que la limitation due à la qualité du vide ne soit pas rédhibitoire et elles prévoient un rapport du taux de collisions élastiques sur le taux de collisions inélastiques entre atomes polarisés qui permet un refroidissement évaporatif efficace. D'un point de vue expérimental, aussi bien les collisions élastiques qu'inélastiques n'ont pas été beaucoup étudiées dans la gamme de températures inférieures au mK, dans laquelle on ne dispose que de prédictions théoriques. Ces dernières sont délicates et imposent donc une confirmation par l'expérience.

Du point de vue de l'obtention du nuage pré-refroidi par laser, de nombreuses difficultés sont à surmonter. Cette étape vise à obtenir l'échantillon le plus froid et le plus dense possible afin d'avoir une densité dans l'espace des phases proche de la transition de Bose-Einstein. Pour cela, le piège magnéto-optique, première phase du refroidissement laser, doit accumuler un grand nombre d'atomes, ce qui passe par la réalisation d'un jet ralenti intense d'He* , tâche difficile en raison du faible rendement des sources produisant les métastables. D'autre part, il est connu depuis 1992 que le taux de pertes dans un piège magnéto-optique d'He* est particulièrement élevé du fait de la présence de lumière proche de résonance, ce qui impose une limite supérieure sur la densité spatiale dans un tel piège, typiquement un à deux ordres de grandeur plus faible que pour les alcalins. Enfin, la faible efficacité des mécanismes de refroidissement laser sub-Doppler et la valeur élevée de la température Doppler (40 μK) ne permet pas d'envisager un refroidissement laser très poussé avant le transfert du nuage en piège magnétique. Ainsi le taux de collisions élastiques juste après transfert est limité, rendant problématique l'amorçage du refroidissement évaporatif. Toutes ces difficultés sont cependant surmontables comme va essayer de le montrer ce manuscrit.

Après avoir donné les arguments théoriques qui font de l'He* un candidat possible pour la condensation de Bose-Einstein, cette thèse décrit l'expérience que nous avons construite pour essayer d'atteindre le seuil de condensation en combinant le refroidissement laser et le refroidissement évaporatif d'un nuage d'He* polarisé dans un piège magnétique. La discussion précédente a montré l'importance des collisions élastiques et inélastiques entre He* , largement inexplorées expérimentalement. Nous avons entrepris l'étude de ces collisions, non comme but en soi, mais comme étape sur la voie de la condensation.

Plan de la thèse

Le mémoire est organisé en cinq chapitres.

Le premier chapitre décrit les prédictions théoriques sur les propriétés de collisions entre atomes d'He^* piégés magnétiquement. Il montre en particulier que malgré le caractère métastable de l'He^* , le rapport du taux de collisions élastiques au taux de collisions inélastiques pour un nuage d'atomes piégés magnétiquement est assez grand pour permettre d'appliquer efficacement le refroidissement évaporatif et atteindre la densité requise pour observer la condensation de Bose-Einstein. La valeur théorique élevée de la section efficace de collisions élastiques entre deux atomes d'He^* polarisés indique que le temps nécessaire à l'application du refroidissement évaporatif est raisonnable compte tenu des durées de vie de piège magnétique réalisables expérimentalement

Le deuxième chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental que nous avons construit pour obtenir un jet d'atomes d'He^* ralentis intense afin de charger un piège magnéto-optique. Il détaille également le système à vide qui doit permettre de conserver les atomes piégés pendant un temps assez long pour évaporer le nuage d'atomes. Il se termine par la présentation de la détection électronique des atomes métastables, utilisée dans les chapitres suivants pour diagnostiquer le nuage d'atomes piégés.

Le troisième chapitre porte sur l'étude du piège magnéto-optique chargé directement à partir du jet atomique ralenti, et considéré comme une étape de pré-refroidissement d'un gaz d'He^* . Dans un tel piège, la présence des faisceaux lasers de piégeage, proches de la résonance atomique, amplifie les pertes dues aux collisions à deux corps. Le nombre d'atomes que l'on peut espérer atteindre n'est alors pas aussi élevé que dans le cas des alcalins, limitant la densité que l'on peut obtenir dans le piège magnétique et donc le taux de collisions élastiques. Après avoir caractérisé le piège, le chapitre se termine par une étude quantitative du taux de pertes à deux corps. Elle conduit à trouver la gamme de paramètres à utiliser pour réduire l'influence des collisions inélastiques et piéger un grand nombre d'atomes.

Dans le quatrième chapitre, on envisage sur le plan théorique deux configurations de champ magnétique susceptibles de permettre le refroidissement évaporatif jusqu'à la condensation de Bose-Einstein : le piège quadrupolaire et le piège de Ioffe. Le cahier des charges qu'ils doivent satisfaire est explicité et leurs paramètres sont calculés.

Enfin, le dernier chapitre présente deux réalisations expérimentales du piégeage magnétique de l'He^* , utilisant les deux pièges décrits dans le chapitre précédent. Le piègeage quadrupolaire est tout d'abord détaillé. Il nous a permis de tester notre système à vide et de nous familiariser avec le piégeage magnétique d'atomes d'He^* . Nous avons aussi placé une borne supérieure sur la réduction du taux de collisions inélastiques entre atomes d'He^* polarisés. Les limitations de ce piège, également décrites, nous ont conduits à construire un piège de Ioffe dans lequel nous espérons atteindre le seuil de condensation. Sa construction est décrite en détail ainsi que les premiers résultats que nous avons obtenus.

Six annexes terminent cette thèse. La première regroupe les paramètres de l'He* utilisés pour ces expériences. La cinquième est une annexe technique donnant les références de quelques-uns des appareils utilisés lors de la construction de l'expérience. Les trois autres détaillent des calculs en relation avec le quatrième chapitre. La dernière reproduit les articles auxquels ce travail a donné lieu.

Chapitre 1

Collisions entre atomes d'He*

L'étude des collisions entre atomes d'He* est nécessaire lorsque l'on cherche à atteindre les densités permettant d'observer la condensation de Bose-Einstein. Il faut s'assurer tout d'abord que les collisions inélastiques entre atomes piégés ne détruisent pas l'échantillon. Par ailleurs, le succès du refroidissement évaporatif repose sur la redistribution d'énergie entre atomes par l'intermédiaire des collisions élastiques. Plus le taux de ces collisions est élevé, plus l'évaporation est efficace. L'étude des collisions à des températures inférieures au mK est récente et on ne dispose pratiquement d'aucun résultat expérimental. Ce chapitre est dédié à la description théorique des collisions élastiques et inélastiques entre atomes d'He* dans l'état 2^3S_1.

La première section montre que, malgré le caractère métastable de l'He* *a priori* défavorable pour l'obtention d'un gaz dense, des études théoriques prévoient une forte réduction des collisions inélastiques lorsque les atomes sont polarisés. Cette réduction est suffisante pour que le gaz reste stable pendant plusieurs minutes pour une température de la transition de Bose-Einstein autour du μK.

La deuxième partie détaille le refroidissement évaporatif en explicitant la condition à satisfaire pour qu'il conduise à une augmentation de la densité dans l'espace des phases. Cette étude montre l'importance du taux de collisions élastiques entre He* . Les résultats des prédictions théoriques sont ensuite présentés pour les collisions élastiques.

La dernière section reprend toutes ces prédictions pour conclure que l'He* est un candidat réaliste pour la condensation de Bose-Einstein.

Ce chapitre ne s'intéresse qu'aux collisions entre atomes d'He* dans l'état métastable 2^3S_1, reportant au chapitre 3 l'étude des collisions inélastiques en présence de lumière. Les résultats exposés ici concernent plus particulièrement des atomes piégés magnétiquement.

1.1 Stabilité d'un échantillon dense d'He*

Lorsque la densité d'un gaz augmente, les premières collisions entre atomes à prendre en compte sont les collisions à deux corps. Ce paragraphe décrit ces collisions inélastiques entre atomes d'He* , susceptibles de déstabiliser un échantillon dense.

1.1.1 Les collisions Penning entre deux atomes d'He*

Du fait de l'énergie interne de 20 eV, deux atomes d'He* entrant en collision ont assez d'énergie pour conduire à l'ionisation de l'un d'entre eux (l'énergie d'ionisation à partir du niveau fondamental vaut 24.6 eV) ou à la formation d'un ion moléculaire selon les réactions [16]

$$\mathrm{He}^*(2^3S_1, 2^3P) + \mathrm{He}^*(2^3S_1) \rightarrow \left\{ \begin{array}{c} \mathrm{He}(1^1S_0) + \mathrm{He}^+ + e^- \\ \mathrm{He}_2^+ + e^- \ . \end{array} \right. \tag{1.1}$$

La première s'appelle une ionisation Penning et la deuxième une ionisation associative. La référence [17] a mesuré un rapport de branchement de l'ionisation associative de 3 % pour des énergies de collision de 100 neV (1 mK).

1.1.2 Interaction entre He*

Dans la suite de ce chapitre, on ne regarde que les collisions Penning entre atomes dans l'état métastable 2^3S_1. Un atome d'He* est décrit en excellente approximation par son spin $S = 1$, si bien que le spin total du système entrant en collision est $S_t = 0$, 1, ou 2. Les deux atomes peuvent alors interagir via trois potentiels moléculaires de projection de moment angulaire électronique nulle sur l'axe entre les noyaux : ${}^1\Sigma_g^+$, ${}^3\Sigma_u^+$, ${}^5\Sigma_g^+$. A grande distance r entre les atomes, ces trois potentiels se confondent et sont bien représentés par l'expression [16]

$$V(r) = -\frac{C_6}{r^6} - \frac{C_8}{r^8} \ , \tag{1.2}$$

avec $C_6 \approx 3280$ (u.a.) et $C_8 \approx 210000$ (u.a.). En tenant compte de la barrière centrifuge de moment angulaire relatif l, le potentiel effectif est

$$V_{\mathrm{eff}}(r) = \frac{l(l+1)}{m}\frac{\hbar^2}{r^2} - \frac{C_6}{r^6} - \frac{C_8}{r^8} \ . \tag{1.3}$$

Pour avoir un ordre de grandeur de la hauteur de la barrière U_0 et sa position $\mathrm{r}_{\mathrm{max}}$, on néglige le terme en C_8. Les résultats sont donnés dans le tableau 1.1. On constate que pour des atomes dont l'énergie cinétique moyenne est dans la gamme du mK seule l'onde partielle $l = 0$ contribue aux collisions. De ce fait il n'y pas d'interaction selon le potentiel ${}^3\Sigma_u^+$: la fonction d'onde électronique des deux atomes est impaire lorsque l'on échange les deux noyaux [18] et la parité de la fonction d'onde relative des noyaux est $(-1)^l$. La fonction d'onde totale, produit des deux précédentes, devant être paire sous cette échange des deux noyaux (bosons identiques de spin 0) d'après le postulat de symétrisation, cela impose l impair. Ainsi à des températures plus basses que le mK, les atomes n'interagissent que selon les potentiels moléculaires ${}^1\Sigma_g^+$ et ${}^5\Sigma_g^+$.

l	$\mathrm{r}_{\max}$ (nm)	U_0 (μeV)	U_0/k_B (mK)
1	4.2	0.7	8.2
2	3.2	3.7	42.6
3	2.7	10.4	120

TAB. 1.1 – *Calcul de la position et de la hauteur des premières barrières centrifuges pour deux atomes d'He* interagissant selon le potentiel effectif (1.3).*

1.1.3 Taux de collisions Penning

Lorsque les deux atomes d'$\mathrm{He}^*(2^3S_1)$ entrant en collision sont à grande distance, ils peuvent être décrits par la projection M de leur spin sur un axe de quantification quelconque, qui peut prendre les trois valeurs -1, 0 ou 1. S'ils ont la même projection sur cet axe, on parle de collision entre atomes polarisés. Dans le cas général, s'ils n'ont pas été préparés dans un état M particulier, toutes les configurations de projection (M_1, M_2) sont possibles et la collision est dite non polarisée.

Pour caractériser quantitativement les collisions Penning entre deux atomes dans un état de spin total S_t et interagissant selon l'un des trois potentiels ${}^1\Sigma_g^+$, ${}^3\Sigma_u^+$ et ${}^5\Sigma_g^+$, on relie la constante de collisions β_{S_t} à la section efficace σ_{S_t} des collisions (1.1) par $\beta_{S_t} = 2\sigma_{S_t}(v_{\mathrm{rel}})\, v_{\mathrm{rel}}$ (v_{rel} est la vitesse relative moyenne). Pour un nuage d'atomes non polarisés, à la température T, la constante moyenne de collisions est obtenue en moyennant sur la distribution de vitesses relatives et en additionnant les contributions des trois potentiels, soit $\beta_{\text{non pol}} = \beta_{1\Sigma} + \beta_{3\Sigma} + \beta_{5\Sigma}$. Chacun des trois termes $\beta_{(2S_t+1)\Sigma}$ vaut $< \beta_{S_t} >$, les crochets désignant la moyenne sur la distribution de vitesses. A une température inférieure au mK, cette constante se réduit à $\beta_{\text{non pol}} = \beta_{1\Sigma} + \beta_{5\Sigma}$, puisqu'il n'y pas d'interaction selon le potentiel ${}^3\Sigma_u^+$. On peut interpréter cette constante moyenne β en la mutipliant par la densité d'atomes n. La quantité βn est alors le taux de pertes d'atomes de l'échantillon (d'où le facteur 2 dans la définition de β : une collision détruit deux atomes).

D'un point de vue théorique, la constante de collision Penning peut être calculée en supposant que dès que les atomes s'approchent à une distance inférieure à 7 rayons de Bohr, ils sont perdus avec une probabilité de 100% [20, 21]. Au début de ce travail, la constante de collision $\beta_{\text{non pol}}$ pour un échantillon d'atomes non polarisé dans l'état 2^3S_1 était estimée théoriquement [22] dans la limite de température nulle. Au cours de cette thèse, il a été mesuré par trois groupes [17, 23, 24, 25] pour des températures de l'ordre de 1 mK . La valeur moyenne des résultats vaut $\beta_{\text{non pol}} \approx 5 \times 10^{-10}$ cm^3/s. Cette valeur élevée rend particulièrement difficile l'obtention de densité de l'ordre de 10^{12} at/cm^3, car l'échantillon est détruit en quelques ms !

1.1.4 Réduction des collisions Penning

Le processus de collision Penning est gouverné à l'ordre le plus bas par l'interaction électrostatique, ce qui impose la conservation du spin total au cours de la collision. Le spin total dans le canal incident est 0, 1 ou 2. Dans la voie de sortie, aussi bien pour l'ionisation Penning que pour l'ionisation associative, le spin total est 0 ou 1. Ainsi, si le spin total des particules incidentes est 2, la collision ne peut avoir lieu. L'interaction des atomes selon le potentiel ${}^5\Sigma_g^+$ interdit donc les collisions Penning et la constante moyenne de collisions Penning $\beta_{5\Sigma}$ est nulle.

Cette suppression des collisions Penning entre atomes polarisés n'est cependant pas totale. Les deux atomes interagissent par l'intermédiaire du moment magnétique associé à leur spin. L'hamiltonien de cette interaction spin-spin pour deux atomes dont le vecteur position relative est $\mathbf{R}$, est donné par $H \propto \mu_B^2 \left[\hat{\mathbf{S}}_1 \cdot \hat{\mathbf{S}}_2 R^2 - 3(\hat{\mathbf{S}}_1 \cdot \mathbf{R})(\hat{\mathbf{S}}_2 \cdot \mathbf{R})\right]$. Il peut induire des transitions entre l'état de la voie d'entrée $|S_t = 2, M_t = 2>$ et les états de sortie $|S_t = 2, M_t = 1>$, $|S_t = 2, M_t = 0>$ ou $|S_t = 0, M_t = 0>$, à l'exclusion de tout autre. Les deux premiers cas ne sont pas suivis d'une ionisation car le spin total est toujours 2. Le dernier cas permet une collision car le système passe du potentiel ${}^5\Sigma_g^+$ à ${}^1\Sigma_g^+$ qui, lui, peut conduire à une ionisation Penning.

Une façon de préparer le système dans un état de spin total 2 est de polariser chacun des atomes dans un état $M = 1$. Le chapitre 4 montrera que ceci est automatiquement réalisé pour l'He* dans un piège magnétique car les états $M = 0$ et $M = -1$ sont non piégés. La présence du champ magnétique introduit alors une nouvelle cause de pertes des atomes piégés, appelée relaxation de spin, sans ionisation de ceux-ci. L'interaction spin-spin permet en effet à un ou deux des atomes de passer dans un état $M = 0$ ou $M = -1$ non piégé magnétiquement et de s'échapper du piège.

Le taux de pertes à deux corps pour un nuage d'atomes polarisés dans un piège magnétique $\beta^{\uparrow\uparrow}$ a été calculé théoriquement [20, 21, 26]. On évalue pour cela la probabilité pour que deux atomes entrant en collision via le potentiel ${}^5\Sigma_g^+$ dans l'état moléculaire $|S_t = 2, M_t = 2>$ subissent, sous l'action de l'interaction spin-spin, une transition vers $|S_t = 2, M_t = 1>$ ou $|S_t = 2, M_t = 0>$ (ils interagissent alors toujours selon ${}^5\Sigma_g^+$), ou bien vers le potentiel ${}^1\Sigma_g^+$ dans l'état $|S_t = 0, M_t = 0>$. Pour des valeurs du champ magnétique inférieures à 100 G et une température du nuage d'atomes plus petite que 1 mK, l'ionisation par interaction selon le potentiel ${}^1\Sigma_g^+$ domine devant la relaxation de spin. Le calcul prévoit, par rapport au cas non polarisé, une réduction du taux de collisions Penning de 5 ordres de grandeur environ, soit $\beta^{\uparrow\uparrow} \sim 10^{-14}$ cm^3/s pour une température inférieure à 1 mK. Il est donc théoriquement possible de conserver un échantillon d'atomes à une densité de l'ordre de 10^{12} at/cm^3 pendant une centaine de secondes. Une limite supérieure sur cette réduction a été mesurée en 1972 [27] en polarisant par pompage optique les atomes : elle est d'au moins un ordre de grandeur. Le chapitre 5 présentera notre mesure de cette limite supérieure par polarisation des atomes dans un piège magnétique.

1.1.5 Autres processus inélastiques

La référence [21] analyse d'autres processus de collisions entre atomes susceptibles de déstabiliser un échantillon dense d'He* polarisés, y compris les recombinaisons à trois corps. Les taux estimés de ces différents mécanismes sont tous inférieurs à celui envisagé dans le paragraphe précédent tant que les densités spatiales en jeu ne dépassent pas 10^{13} at/cm^3. Le taux de recombinaison à trois corps dépend cependant critiquement de la longueur de diffusion ($\propto a^4$) (§ 1.2.2) et son estimation est donc peu fiable [28].

La référence [29] envisage par ailleurs l'influence des collisions entre un atome d'He* piégé et un ion He$^+$ résultant d'une collision Penning entre deux autres atomes. Cet ion possède une énergie cinétique élevée (plusieurs centaines de K) et un tel processus conduirait principalement à un chauffage de l'échantillon piégé. Les estimations des auteurs montrent cependant que cette limitation n'empêche pas d'atteindre le seuil de condensation.

1.2 Collisions élastiques entre atomes d'He* polarisés et refroidissement évaporatif

La première section évalue la condition sur le rapport du taux de collisions élastiques au taux de collisions inélastiques pour que le refroidissement évaporatif conduise à une augmentation de la densité dans l'espace des phases.

Le deuxième paragraphe résume les prédictions théoriques sur les collisions élastiques entre atomes d'He* polarisés pour des températures du nuage inférieures au mK.

1.2.1 Refroidissement évaporatif d'un gaz d'atomes piégés

Pour refroidir un nuage de N atomes piégés dans un potentiel harmonique à la température T, on élimine les atomes qui ont une énergie supérieure à $E_t = \eta k_B T$, plaçant le nuage hors-équilibre. La référence [30] montre, en résolvant numériquement l'équation de Boltzmann, qu'après environ 4 collisions élastiques par atome la distribution d'énergie retrouve sa forme d'équilibre. On diminue alors la valeur de E_t pour forcer l'évaporation afin de refroidir continuellement le nuage. On envisage l'évaporation forcée comme une succession d'éliminations d'atomes suivies d'une rethermalisation du gaz [31]. Plaçons-nous dans le cas où on diminue E_t en gardant η constant [15, 32]. On suppose de plus que E_t est grande devant l'énergie moyenne d'un atome piégé pour que le nuage soit proche de l'équilibre ($\eta > 3$). Puisque la densité d'état en énergie E dans un piège harmonique est proportionnelle à E^2, le taux de perte d'atomes dû à l'évaporation est

$$\left(\frac{\dot{N}}{N}\right)_{\text{evap}} = -\frac{\overline{\gamma}}{4}\frac{\displaystyle\int_{\eta k_B T}^{\infty} E^2\, e^{-\beta E}\, dE}{\displaystyle\int_{0}^{\infty} E^2\, e^{-\beta E}\, dE}\,. \tag{1.4}$$

La quantité $\overline{\gamma}$ est le taux moyen de collisions élastiques par atomes. Le taux de perte en énergie moyenne totale $\overline{E}$ du gaz par évaporation est

$$\left(\frac{\dot{\overline{E}}}{\overline{E}}\right)_{\text{evap}} = -\frac{\overline{\gamma}}{4}\frac{\displaystyle\int_{\eta k_B T}^{\infty} E^3\, e^{-\beta E}\, dE}{\displaystyle\int_0^{\infty} E^3\, e^{-\beta E}\, dE} \; . \tag{1.5}$$

En tenant compte des pertes inélastiques (entre atomes d'He* ou bien avec un atome du gaz résiduel) supposées non sélectives en énergie et caractérisées par un taux Γ_{in} (qui peut dépendre du temps, par exemple s'il est dû à des collisions inélastiques à deux corps), et puisque l'énergie moyenne $\overline{E} = 3Nk_BT$, on tire après calcul des intégrales

$$\frac{\dot{N}}{N} = -\frac{\overline{\gamma}}{4}\left(1+\eta+\frac{\eta^2}{2}\right)e^{-\eta} - \Gamma_{\text{in}} \; , \tag{1.6}$$

$$\frac{\dot{T}}{T} = -\frac{\overline{\gamma}}{4}\frac{\eta^3}{6}\, e^{-\eta} \; . \tag{1.7}$$

Or, en supposant que la section efficace de collisions élastiques est indépendante de la température, le taux de collisions élastiques dans un piège harmonique est proportionnel à N/T et la densité dans l'espace des phases $\mathcal{D}$ à N/T^3, donc

$$\frac{\dot{\overline{\gamma}}(t)}{\overline{\gamma}(t)} = \delta\,\overline{\gamma}(t) - \Gamma_{\text{in}} \quad \text{avec} \quad \delta = \frac{1}{4}\left(\frac{\eta^3}{6} - \frac{\eta^2}{2} - \eta - 1\right)e^{-\eta} \; , \tag{1.8}$$

$$\frac{\dot{\mathcal{D}}(t)}{\mathcal{D}(t)} = \kappa\,\overline{\gamma}(t) - \Gamma_{\text{in}} \quad \text{avec} \quad \kappa = \frac{1}{4}\left(\frac{\eta^3}{2} - \frac{\eta^2}{2} - \eta - 1\right)e^{-\eta} \; . \tag{1.9}$$

Si à l'instant initial $\overline{\gamma}(0) \geq \Gamma_{\text{in}}/\delta$, le taux de collision élastique commence à augmenter. Pour $\eta = 6$, δ atteint sa valeur maximale qui vaut 0.0068 et la condition d'augmentation du taux de collision élastique est $\overline{\gamma}(0) \geq 150\,\Gamma_{\text{in}}$. La densité dans l'espace des phases augmente alors aussi. Une telle situation est appelée "régime d'emballement". La résolution de l'équation (1.8) dans le cas où Γ_{in} est constant montre que le taux de collisions élastiques, de même que la densité dans l'espace des phases, divergent au bout d'une durée

$$t_{\text{embal}} = -\frac{1}{\Gamma_{\text{in}}}\ln\left(1 - \frac{\Gamma_{\text{in}}}{\overline{\gamma}(0)\,\delta}\right) \; . \tag{1.10}$$

C'est l'ordre de grandeur du temps d'application de l'évaporation nécessaire pour atteindre le seuil de condensation.

Cette étude met en évidence l'importance de la connaissance du taux de collisions élastiques entre atomes d'He* . L'efficacité du refroidissement évaporatif exige un rapport du taux de collisions élastiques sur le taux de collisions inélastiques de quelques centaines. Lorsque ces dernières sont dues aux collisions sur le gaz résiduel, la qualité du vide est déterminante. Il est difficile en pratique de dépasser une centaine de secondes de durée de vie d'un piège d'atomes, ce qui impose un taux de collisions élastiques au début de l'évaporation de plusieurs par seconde. La section suivante présente les prédictions théoriques sur les collisions élastiques.

1.2.2 Collisions élastiques entre deux atomes d'He* froids

Pour des bosons dont l'énergie cinétique est inférieure à la hauteur de la première barrière centrifuge $l = 1$, la collision est décrite par un seul paramètre a, la longueur de diffusion [18, 33]. Cette diffusion dans l'onde s peut être considérée comme une réflexion quantique sur le potentiel (1.2). Pour des atomes identiques dans le même état interne, comme c'est le cas pour des atomes d'He* polarisés, la section efficace de collision à température nulle s'exprime en fonction de a par $\sigma_0 = 8\pi a^2$ [18, 33]. Aux températures auxquelles nous avons accès pour nos expériences, il faut tenir compte d'une résonance d'énergie nulle et la section efficace en fonction du vecteur d'onde relatif $k = mv_{\mathrm{rel}}/2\hbar$ devient [33]

$$\sigma(k) = \frac{8\pi a^2}{1 + k^2 a^2} \ . \tag{1.11}$$

La constante de collisions élastiques moyenne entre atomes dans un nuage à la température T décrit par une distribution des vitesses relatives de Maxwell-Boltzmann est reliée à σ par

$$\alpha(T) \ = \int_0^\infty \left(\frac{m}{4\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv_{\mathrm{rel}}^2}{4k_B T}} \sigma(v_{\mathrm{rel}})\, v_{\mathrm{rel}}\, 4\pi\, v_{\mathrm{rel}}^2\, dv_{\mathrm{rel}} \ . \tag{1.12}$$

Cette constante de collisions élastiques $\alpha(T)$ a été calculée théoriquement [20, 21, 26] pour des atomes d'He* polarisés dans un piège magnétique interagissant selon le potentiel ${}^5\Sigma_g^+$. La référence [26] rapporte $\alpha = 1.8 \times 10^{-10}$ cm^3/s à 1 μK, indépendante du champ magnétique. A cette température, la section efficace de collision est très voisine de σ_0, si bien que $\alpha = \sigma_0 < v_{\mathrm{rel}} >$. La vitesse relative moyenne à cette température est 10 cm/s ce qui conduit à $\sigma_0 \approx 1.8 \times 10^{-11}$ cm^2. Une longueur de diffusion $a \approx 8.4$ nm s'en déduit (la référence [20] la trouve positive). Cette valeur est élevée, par comparaison avec les longueurs de diffusion des alcalins (~ 5 nm pour ^{87}Rb et ~ 3.5 nm pour ^{23}Na, par exemple). Les auteurs de [26] étudient également la sensibilité de cette valeur à différentes variations du potentiel utilisé pour le calcul. Ils trouvent $5.5 \leq a(\mathrm{nm}) \leq 23.3$. La figure 1.1 présente l'évolution de la constante de collisions élastiques, calculée selon (1.12), en fonction de la température pour les 4 longueurs de diffusion $a = 5.5$ nm, 8 nm 23 nm et $a = \infty$, correspondant à la limite d'unitarité ($\sigma(k) = 8\pi/k^2$).

Pour des températures du gaz inférieures à quelques mK, l'approximation de diffusion dans l'onde s reste valable et on trouve numériquement

$$\alpha(T) \approx \sigma(< k^2 >) \ < v_{\mathrm{rel}} > \ . \tag{1.13}$$

Les crochets désignent la moyenne sur la distribution des vitesses relatives. D'après l'équipartition de l'énergie, $< k^2 >$ est alors donnée par $3k_B Tm/2\hbar^2$. La figure 1.2 représente la constante de collisions élastiques α calculée pour une section efficace constante σ_0, en utilisant $< \sigma(k)\, v_{\mathrm{rel}} >$ et son expression approchée $\sigma(< k^2 >) \ < v_{\mathrm{rel}} >$. La longueur de diffusion est prise égale à 8 nm pour ces figures. L'approximation est meilleure que

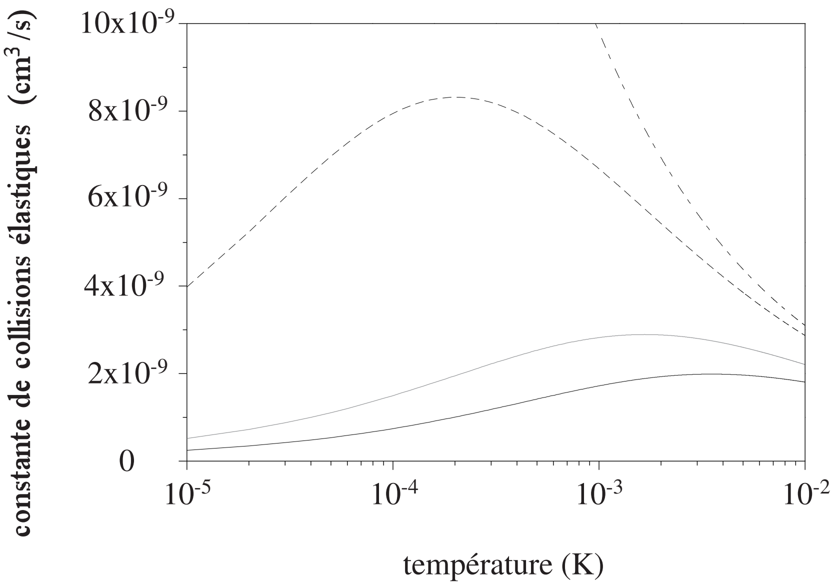

FIG. 1.1 – *Constante de collisions élastiques $\alpha(T)$ calculée à partir de (1.12) pour une longueur de diffusion $a = 5.5$ nm (courbe noire), 8 nm (courbe grise) et 23 nm (courbe pointillée). La courbe en traits tiretés correspond à la limite d'unitarité.*

10% dans la gamme de températures considérée. Pour $T \ll 1$ mK la section efficace de collision est constante. Pour 1 mK $\leq T \leq$ 5 mK, elle est proportionnelle à $1/T$. Au delà, la contribution de l'onde d ($l = 2$) n'est plus négligeable [26]. On peut définir une section efficace de collisions élastiques moyenne

$$\sigma(T) \approx \frac{8\pi a^2}{1 + \frac{T}{T_s}} \ , \tag{1.14}$$

avec T_s la température qui caractérise la largeur de la résonance à énergie nulle

$$T_s = \frac{2\hbar^2}{3k_B m a^2} \ . \tag{1.15}$$

Lorsque $a = 5.5$ nm, 8 nm et 23 nm, $T_s = 2.3$, 1.1 mK, et 130 μK respectivement. La constante de collisions élastiques en dessous de 5 mK est donc bien approximée par

$$\alpha(T) \approx \sigma(T) \sqrt{\frac{8k_BT}{\pi m}} \sqrt{2} \ , \tag{1.16}$$

Le taux de collisions élastiques γ au centre d'un nuage piégé avec une densité au centre n_0 se déduit de la constante de collisions élastiques selon $\gamma(T) = n_0\,\alpha(T)$. Le taux moyen de collisions élastiques par atome piégé est

$$\overline{\gamma} = \overline{n}\,\alpha(T) \ . \tag{1.17}$$

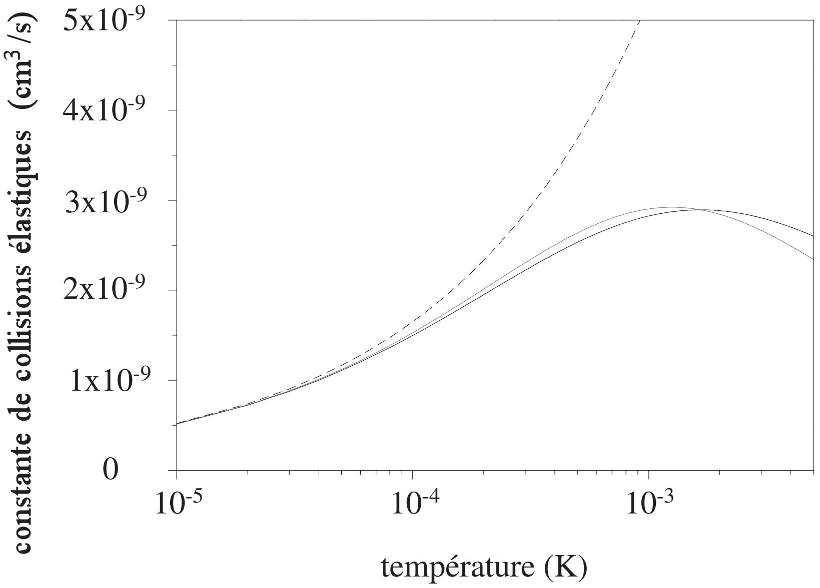

Fig. 1.2 – *Constante de collisions élastiques α calculée en ne tenant compte que de l'onde s. La courbe en pointillés est obtenue avec une section efficace constante. La courbe en gris est l'expression approchée $\sigma(< k^2 >) < v_{rel} >$, celle en trait plein est l'expression exacte $< \sigma(v_{rel})\, v_{rel} >$. La longueur de diffusion est prise égale à 8 nm.*

La densité moyenne $\overline{n}$ est reliée à la densité $n(\mathbf{x})$ par

$$\overline{n} = \frac{\displaystyle\int d^3x\, n^2(\mathbf{x})}{\displaystyle\int d^3x\, n(\mathbf{x})} \,. \tag{1.18}$$

Elle vaut $\frac{n_0}{8}$ dans un piège quadrupolaire et $\frac{n_0}{2\sqrt{2}}$ pour un piège de Ioffe harmonique. Le critère d'emballement trouvé au paragraphe 1.2.1 pour un piège harmonique s'écrit alors $\gamma(0) \geq 450\, \Gamma_{\mathrm{in}}$.

1.3 Conclusion : la condensation de l'He* est-elle envisageable ?

Au début de cette thèse, environ 10^7 atomes d'He* avaient déjà été piégés dans un piège magnéto-optique à une température de 1 mK environ et une densité de l'ordre de 10^9 at/cm^3 [34, 35], soit entre un et deux ordres de grandeur de moins que dans un PMO d'alcalins. Il était connu que cette densité spatiale est limitée par les collisions Penning assistées par la lumière. Elles seront détaillées au chapitre 3. Elles constituent le principal obstacle à l'obtention de densités spatiales élevées et donc de taux de collisions élastiques élevés dans un piège magnétique, juste après le transfert du nuage pré-refroidi par laser.

Il est réaliste de prendre les chiffres cités comme point de départ pour les évaluations de taux de collisions élastiques dans un piège magnétique avant évaporation. Par ailleurs les techniques du vide permettent d'atteindre avec un niveau de complexité et un coût raisonnables des durées de vie de l'ordre de la minute dans un tel piège. Est-ce suffisant pour amorcer le refroidissement évaporatif et espérer condenser l'He* ?

Considérons tout d'abord les collisions inélastiques entre atomes d'He* piégés. La référence [21] calcule le rapport du taux de collisions élastiques sur le taux de collisions inélastiques, qui est aussi $\frac{\alpha(T)}{\beta^{\uparrow\uparrow}}$, dans une gamme de températures comprise entre 1 K et 1 μK. Ce rapport est toujours supérieur à 10^3. Bien que le critère d'emballement dérivé dans le paragraphe 1.2.1 ne soit en toute rigueur pas valable dans le cas où le taux de collisions inélastiques dépend du nombre d'atomes, il donne cependant le bon ordre de grandeur. Il est donc respecté dans cette plage de températures pour ce qui est des collisions inélastiques entre atomes d'He* . Du point de vue des collisions entre atomes d'He* donc, la réduction des collisions Penning due à la polarisation est suffisante pour appliquer le refroidissement évaporatif.

La limitation la plus contraignante est technique car elle provient des collisions sur le gaz résiduel, donc de la qualité du vide que l'on sait produire. Pour une densité de 10^9 at/cm^3 et une température de 1 mK, la référence [26] donne une constante de collisions élastiques $\alpha \approx 3\times10^{-9}$ cm^3/s, ce qui conduit à un taux de collisions élastiques $\gamma(0) \approx 3$ s^{-1}. Le critère d'emballement impose alors $\Gamma_{\text{in}} < 0.01$ s^{-1}, soit une durée de vie de plus de 100 s. Cette limitation est encore plus sévère si la longeur de diffusion vaut 5.5 nm. Le taux de collisions à 1 mK vaut en effet 1.5 s^{-1}, conduisant à une durée de vie de plus de 250 s. Pour finir, à qualité de vide donnée, plus l'évaporation démarre à basse température, plus la densité spatiale du nuage doit être élevée puisque la constante de collisions élastiques diminue avec la température. Par exemple, elle ne vaut plus que 1.5×10^{-9} cm^3/s à 100 μK.

En conclusion, sur le plan théorique, le pré-refroidissement laser constitue le principal obstacle sur la voie de la condensation de Bose : il limite la densité accessible expérimentalement par le refroidissement laser et donc dans le piège magnétique. C'est en définitive la valeur théorique élevée de la longueur de diffusion qui permet d'espérer des taux de collisions élastiques suffisants pour appliquer le refroidissement évaporatif. L'étude menée dans ce chapitre montre par ailleurs qu'une fois dans le piège magnétique, la réduction des collisions inélastiques entre He* est largement suffisante pour initier l'emballement. Le dispositif expérimental à construire doit donc produire un échantillon magnétique à une densité supérieure à 10^9 at/cm^3 et une température inférieure à 1 mK. Cela passe par la réalisation d'un jet atomique intense pour charger un PMO contenant un grand nombre d'atomes et la conception d'un système à vide performant.

Chapitre 2

Description du dispositif expérimental

Le schéma général de l'expérience est donné sur la figure 2.1. Il se compose de quatre parties : la source à décharge produisant les atomes dans l'état métastable, la collimation transverse assurée par une mélasse à deux dimensions, le ralentissement "Zeeman" du jet atomique et le piégeage du jet ralenti dans une enceinte ultra-vide.

Ce chapitre décrit tout d'abord le dispositif expérimental conduisant à la production d'un jet intense ralenti d'He* en détaillant les trois premières sections de l'expérience. Il présente ensuite le système à vide. Celui-ci doit, d'une part, éliminer la charge d'hélium dans l'état fondamental provenant du faible rendement de la source à décharge et, d'autre part, réduire la quantité de gaz résiduel dans l'enceinte ultra-vide du piège afin de pouvoir conserver les atomes dans le piège magnétique pendant quelques dizaines de secondes. Il se termine par une description de la détection électronique des atomes d'He* qui sera utilisée dans les chapitres suivants.

2.1 Production du jet d'atomes ralentis

L'accumulation d'un grand nombre d'atomes dans un piège nécessite un taux de chargement élévé. La plage de capture en vitesse des pièges lumineux est par ailleurs de l'ordre de quelques dizaines de m/s. Le dispositif expérimental doit donc viser la réalisation d'un jet intense d'atomes ralentis.

2.1.1 La source d'He*

La production d'un jet d'atomes métastable est réalisée à l'aide d'une source à décharge [36, 37]. Notre source est identique à celle de la référence [38]. Son schéma est donné sur la figure 2.2.

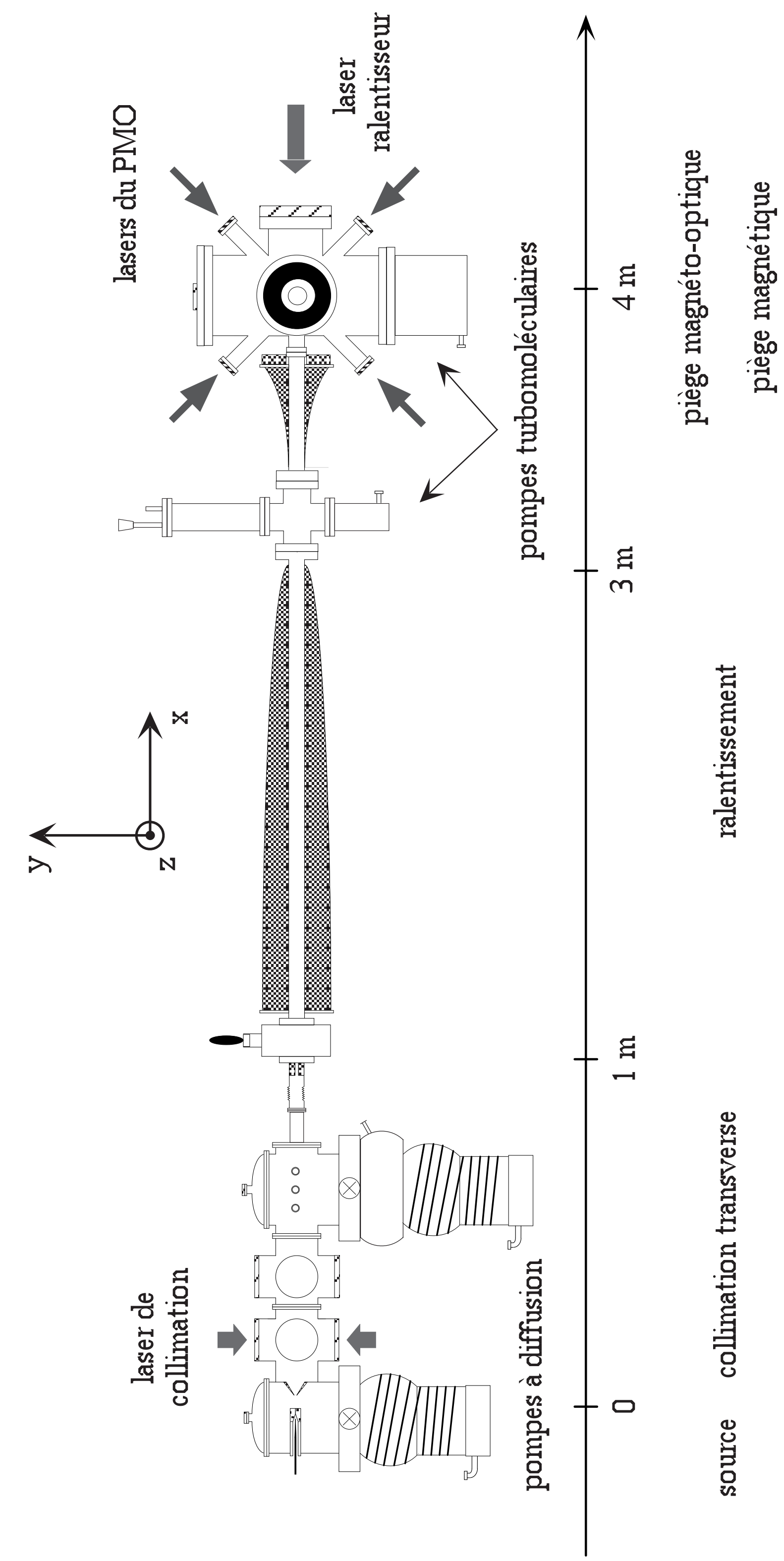

Fig. 2.1 – *Schéma général du dispositif expérimental.*

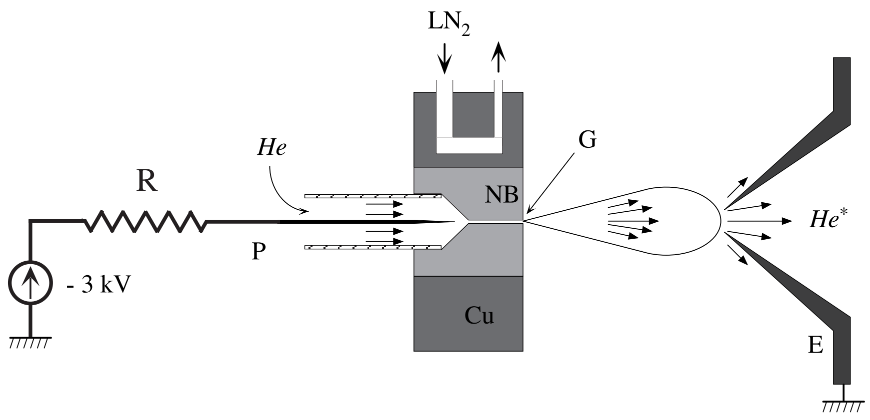

Fig. 2.2 – *Principe de fonctionnement de la source à décharge. G désigne le gicleur, E l'écorceur et P la pointe portée à haute tension. NB est le nitrure de bore.*

Principe

De l'hélium dans l'état fondamental à une pression de plusieurs bars subit une détente entre un gicleur (G) de petit diamètre (0.25 mm) et de longueur 1 cm et un écorceur (E) situé environ 2.5 cm plus loin percé d'un trou de diamètre 1 mm (fig. 2.2). A ce niveau, les collisions entre atomes sont devenues négligeables et la distribution de vitesse est gelée (jet supersonique [39]). La décharge est établie entre une pointe (P) en amont du gicleur portée à -1 kV et l'écorceur à la masse. Une résistance ($R = 200$ kΩ) en série avec la décharge la stabilise. Le courant de fonctionnement de la décharge est compris entre 2 et 13 mA, typiquement autour de 10 mA.

Pour avoir une idée de l'efficacité de la production de métastables 2^3S_1, on estime séparément le flux total d'hélium et le flux de métastables. A l'aide d'un cherche-fuite calibré sur l'hélium, on mesure le flux total d'hélium 3.9 mètres après la source en plaçant le cherche fuite dans le refoulement de la pompe turbomoléculaire située à l'extrémité de l'expérience. On mesure un débit $Q \sim 10^{-6}$ atm.cm^3/s. L'angle de divergence de la source est de 40 mrad environ et l'angle solide délimité par l'extrémité de l'expérience depuis la source vaut 6×10^{-5} sr. Le flux total d'hélium juste après l'écorceur est donc de l'ordre de 5×10^{15} at/s. Par ailleurs, le flux d'He* produit par la source dans l'état 2^3S_1, mesuré en fluorescence (voir paragraphe suivant), vaut 10^{12} at/s environ. Ceci conduit à une efficacité de la décharge de l'ordre de 10^{-4}, plus élevée que dans la référence [40], mais notre évaluation n'est pas très précise.

La section sur le ralentissement du jet montrera qu'un encombrement du dispositif raisonnable requiert une vitesse faible des atomes. Ceci est réalisé en refroidissant la source à l'azote liquide (77 K). Le gicleur est fabriqué en nitrure de bore (isolant électrique mais

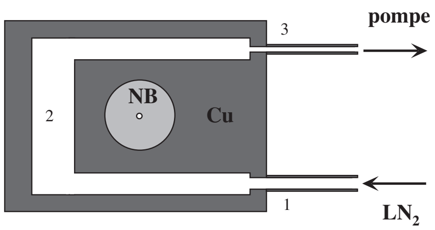

Fig. 2.3 – *Système de refroidissement par azote liquide de la source*

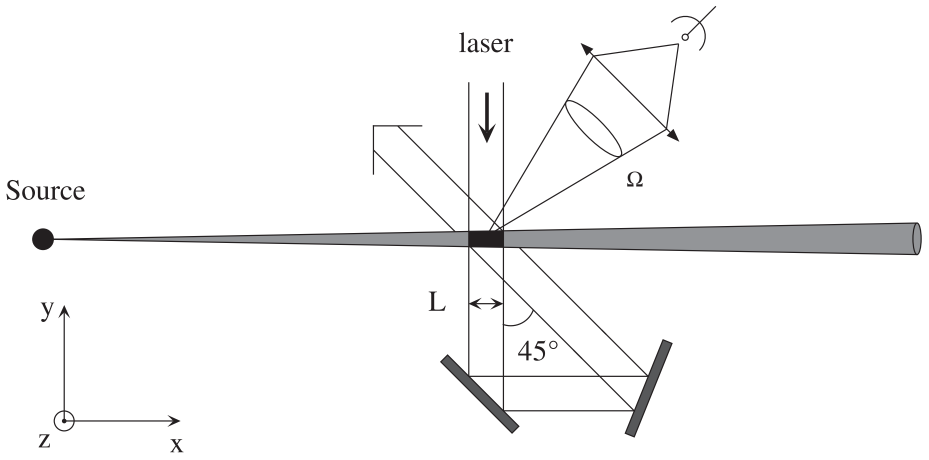

Fig. 2.4 – *Principe de la mesure par fluorescence de la distribution de vitesse.*

bon conducteur thermique) et est enchassé dans un bloc de cuivre. Celui-ci est partiellement creux pour assurer la circulation de l'azote. Afin qu'il ne se vaporise pas avant d'atteindre le bloc de cuivre, les tubes qui le connectent ont des diamètres différents. La figure 2.3 montre l'arrangement de ces diamètres : d'après le théorème de Bernouilli et la conservation du débit, $P_3 < P_1 < P_2$ et si l'azote arrive liquide en 1 il ne peut se vaporiser qu'après le point 3. Le diamètre de 2 est le plus élevé afin d'augmenter la surface de contact entre le cuivre et l'azote liquide. L'azote est aspiré par une pompe à membrane. On vérifie qu'il coule bien en sortie.

Caractérisation de la source

On souhaite connaître les propriétés de la distribution en vitesse de la source, ainsi que le flux d'atomes métastables 2^3S_1 qu'elle produit.

Tous les résultats décrits dans cette section ont été obtenus par mesure de fluorescence sur le jet [41]. Pour obtenir la distribution de vitesse longitudinale de la source, un laser, de grand diamètre devant celui du jet, est envoyé sur celui-ci selon la géométrie de la figure 2.4. Le faisceau perpendiculaire au jet donne le zéro en vitesse alors que celui incliné de 45°

par rapport au jet conduit à la vitesse longitudinale. En appelant $\mathcal{D}(\mathbf{v})$ la distribution en vitesse normalisée et en supposant qu'elle se factorise sous la forme $\mathcal{D}_x(v_x)\,\mathcal{D}_y(v_y)\,\mathcal{D}_z(v_z)$, la puissance $\mathcal{P}$ reçue par la photodiode qui image la zone d'interaction de longueur L sous un angle solide $\frac{\Omega}{4\pi}$ est, en supposant le rayonnement isotrope,

$$\mathcal{P}(\Delta) = \frac{\Omega}{4\pi}\;\Phi_0^*\;h\nu\;\frac{\Gamma}{2}\int dv_x\,dv_y\,dv_z\;\frac{L}{v_x}\,\frac{\frac{I}{I_{\mathrm{sat}}}}{1\;+\;\frac{I}{I_{\mathrm{sat}}}+\left(2\frac{\Delta-\mathbf{k}\cdot\mathbf{v}}{\Gamma}\right)^2}\;\mathcal{D}(\mathbf{v})\quad, \tag{2.1}$$

avec $\Delta=\omega-\omega_0$ le désaccord du laser sonde par rapport à la transition atomique $2^3S_1-2^3P_2$, I son intensité, $\mathbf{k}$ son vecteur d'onde et Φ_0^* le flux d'atomes métastables du jet. Par symétrie, les distributions $\mathcal{D}_y$ et $\mathcal{D}_z$ ont la même largeur en vitesse $\Delta v_\perp$. Dans la limite où les largeurs en vitesse longitudinale Δv_x et transverse $\Delta v_\perp$ sont grandes devant l'élargissement par saturation $\lambda\,\frac{\Gamma}{2\pi}\sqrt{1+\frac{I}{I_{sat}}}$ de la transition atomique, et après intégration sur v_z, la puissance détectée, provenant de l'excitation des atomes par le faisceau à 45^o, devient

$$\mathcal{P}(\Delta) \propto \int dv_x\,dv_y\,\mathcal{D}_y(\lambda\Delta\sqrt{2}-v_x)\,\frac{\mathcal{D}_x(v_x)}{v_x}\;. \tag{2.2}$$

Pour notre source, $\Delta v_\perp \ll \Delta v_x$, et

$$\mathcal{P}(\Delta) \propto \frac{\mathcal{D}_x(\lambda\Delta\sqrt{2})}{\lambda\Delta\sqrt{2}}\;. \tag{2.3}$$

Il suffit donc de balayer la fréquence du laser sonde et de multiplier le signal $\mathcal{P}(\Delta)$ par le désaccord Δ pour obtenir la distribution en vitesse longitudinale de la source. Le signal corrigé est ajusté par une distribution de vitesse gaussienne de moyenne $\overline{v}_x$ et de demi-largeur Δv_x à $1/e^2$. La vitesse $\overline{v}_x$ est représentée sur la figure 2.5 et le rapport $\frac{\Delta v_x}{\overline{v}_x}$ sur la figure 2.6 en fonction de la pression dans l'enceinte de la source. Le gaz étant composé essentiellement d'hélium, la pression indiquée par la jauge (à cathode froide) est corrigée par un facteur 0.15 qui vient de la faible sensibilité de la détection de l'hélium. Les figures 2.5 et 2.6 suggèrent qu'à haute pression d'hélium, la source devient supersonique : $\frac{\Delta v_x}{\overline{v}_x} \ll 1$ et $\overline{v}_x$ semble saturer. Les quantités $\overline{v}_x$ et Δv_x sont peu sensibles au courant de fonctionnement de la décharge lorsque celui-ci varie entre 2 et 13 mA. Ce fait confirme le refroidissement efficace de la source par l'azote liquide.

Le flux s'obtient de même en considérant le laser sonde perpendiculaire au jet atomique. En balayant sa fréquence on tire le profil de vitesse transverse. Il est ajusté par une gaussienne dont la demi-largeur à $1/e^2$ est la largeur en vitesse transverse $\Delta v_\perp$. L'intégration de ce profil sur toutes les fréquences, conduit au flux par la formule [41]

$$\Phi_0^* = \mathcal{A}\;\left(\frac{\pi}{2}\,\eta\;\frac{\Omega}{4\pi}\;h\nu\;\frac{\Gamma}{2}\frac{\frac{I}{I_{\mathrm{sat}}}}{1+\frac{I}{I_{\mathrm{sat}}}}\frac{L}{\overline{v}_x}\frac{\Gamma}{2\pi}\sqrt{1+\frac{I}{I_{\mathrm{sat}}}}\right)^{-1}\quad, \tag{2.4}$$

avec $\mathcal{A}$ l'aire expérimentale du signal de fluorescence transverse exprimé en V.MHz et η la calibration du détecteur utilisé (en V/W). La largeur en vitesse transverse mesurée est

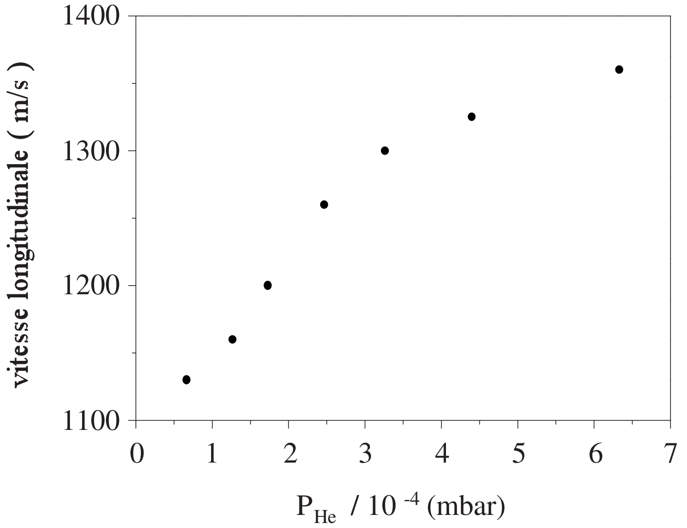

FIG. 2.5 – *Vitesse longitudinale moyenne $\overline{v}_x$ du jet pour différentes pressions partielles d'hélium dans l'enceinte de la source. La pression lue sur la jauge a été divisée par 0.15 pour tenir compte de la faible sensibilité de la détection de l'He.*

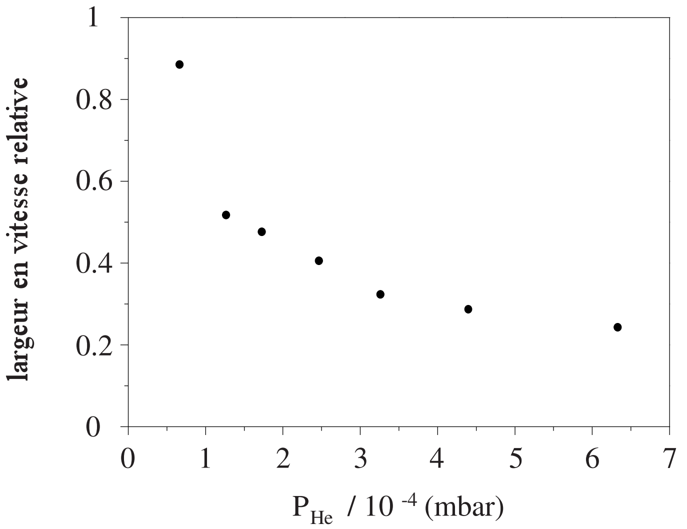

FIG. 2.6 – *Largeur en vitesse longitudinale relative $\Delta v_x/\overline{v}_x$ de la source en fonction de la pression partielle d'He. Le jet devient supersonique à haute pression.*

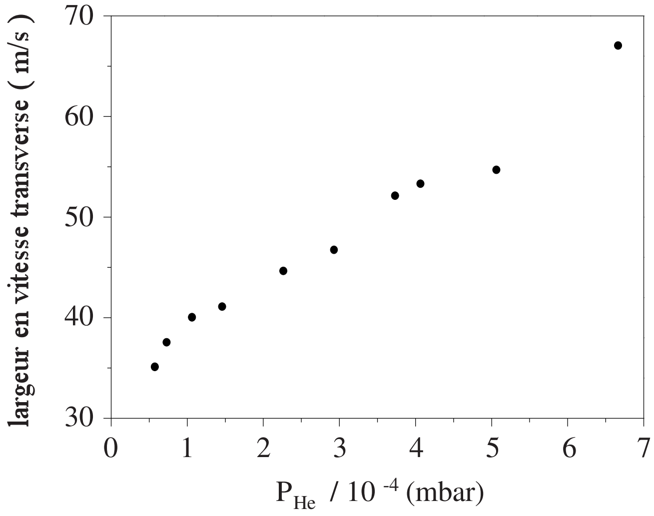

Fig. 2.7 – *Largeur en vitesse transverse $\Delta v_\perp$ de la source en fonction de la pression partielle d'He.*

représentée sur la figure 2.7 et le flux d'He* sur la figure 2.8. Le flux de métastables sature pour des pressions partielles d'He supérieures à 3×10^{-4} mbar, ce que l'on peut expliquer par les collisions inélastiques entre les métastables produits et les atomes d'He au sein de la décharge : elles limitent la densité d'He* au sein de celle-ci et leur effet augmente avec la pression. L'angle de divergence de la source est donné par $\frac{\Delta v_\perp}{\overline{v}_x}$. A partir des mesures des figures 2.7 et 2.5, on vérifie qu'il est indépendant de la pression partielle d'He et vaut 40 mrad environ, ce qui est compatible avec l'angle délimité par l'écorceur depuis le gicleur.

2.1.2 La mélasse transverse

L'intensité sur l'axe du jet juste après l'écorceur est de l'ordre de 10^{12} at/s.mm^2. L'angle de divergence de la source valant ≈ 40 mrad, elle n'est plus que de quelques 10^7 at/s.mm^2 au bout de 4 m. La collimation transverse a pour but de l'augmenter. Cette étape est obtenue par refroidissement transverse du jet à l'aide d'une mélasse à deux dimensions placée juste après l'écorceur utilisant la transition $2^3S_1 - 2^3P_2$. Pour améliorer sa plage de capture en vitesse, les fronts d'ondes laser sont courbés comme décrits dans [42, 38]. Selon ce principe un atome reste résonant avec le laser tout le long de la zone d'interaction et sa trajectoire suit le front d'onde du laser (fig. 2.9). Ainsi, en supposant le laser saturant sur toute la longueur L de la mélasse, la vitesse v d'un l'atome et le rayon de courbure R du front d'onde sont reliés par

$$m\frac{v^2}{R} = \frac{1}{2}\frac{\hbar k}{m}\frac{\Gamma}{2} \;\Rightarrow\; R = 4\,\frac{mv^2}{\hbar k \Gamma}\,. \tag{2.5}$$

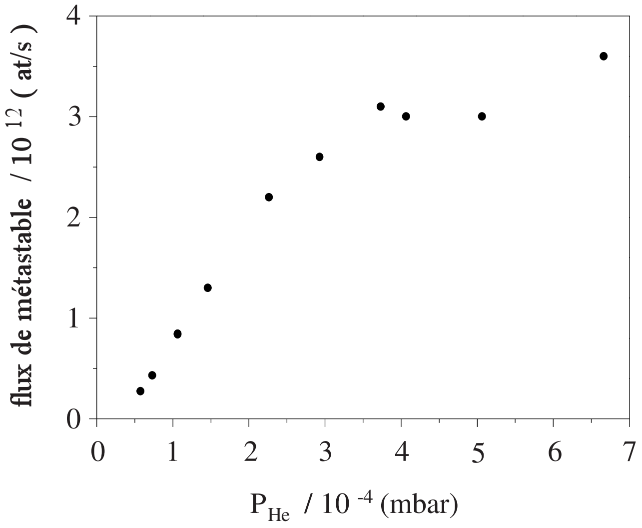

FIG. 2.8 – *Flux d'He* de la source Φ_0^* en fonction de la pression partielle d'He.*

Le facteur $\frac{1}{2}$ de la première égalité vient de ce qu'un atome interagit avec deux lasers dans deux dimensions. La vitesse transverse maximale que la mélasse peut ramener sur l'axe est

$$v_{\text{capt}} = \overline{v}_x \, \frac{L}{R} \, , \tag{2.6}$$

et la plage de capture en vitesse vaut $\Delta v_{\text{capt}} = 2 v_{\text{capt}}$. La largeur en vitesse transverse du jet en fin de collimation est donnée par une quantité empirique Δv_{coll}.

Caractéristiques et performances

La mélasse transverse est constituée dans chacune des deux dimensions d'un faisceau de puissance totale 20 mW rétroréfléchi. La largeur totale à $1/e^2$ dans la direction parallèle au jet vaut 7 cm et 0.5 cm dans la direction perpendiculaire. Les télescopes produisant ces faisceaux sont défocalisés pour produire les rayons de courbure des fronts d'onde.

L'étude expérimentale a été menée dans [41] pour des atomes animés de 1200 m/s. Elle a montré que pour un rayon de courbure de 15 m environ, le gain en intensité sur l'axe du jet atomique est maximal, et vaut 25. Avec ce rayon de courbure, la plage de capture en vitesse mesurée est $\Delta v_{\text{capt}} \approx 30$ m/s. A 3.3 m de la sortie de la mélasse, la largeur totale à mi-hauteur de la section transverse du jet atomique vaut $\Delta x_{\text{coll}} \approx 4$ mm environ, ce qui correspond à une largeur en vitesse transverse du jet collimaté $\Delta v_{\text{coll}} \approx 2$ m/s, en négligeant sa taille au niveau de la mélasse.

Pour cette thèse, le rayon de courbure des fronts d'onde est fixé à 15 m. Afin de trouver la pression de la source à laquelle il faut travailler, on recherche l'optimum du flux d'atomes

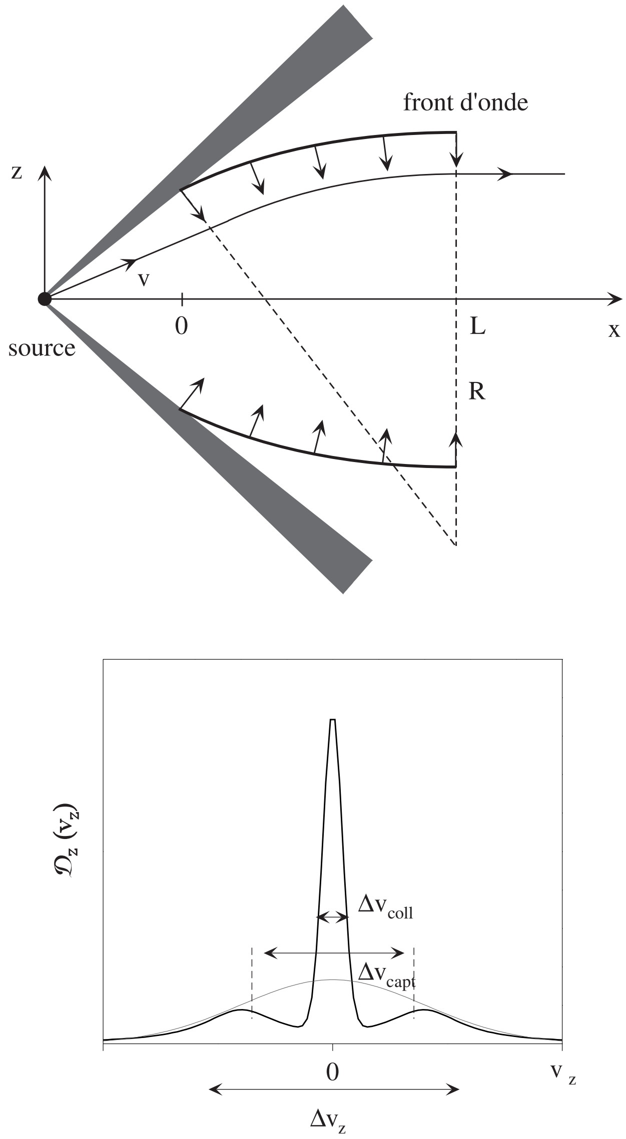

FIG. 2.9 – *Principe de la collimation transverse à l'aide d'une mélasse à fronts d'onde courbés. Les parties en gris dans la figure du haut représentent les atomes dont la vitesse transverse est en dehors de la plage de capture en vitesse de la mélasse Δv_{capt}. La figure du bas montre l'influence de la mélasse sur la distribution de vitesse transverse du jet : la courbe en gris est la distribution de vitesse transverse du jet en l'absence de collimation. Celle en noire représente la distribution de vitesse collimatée.*

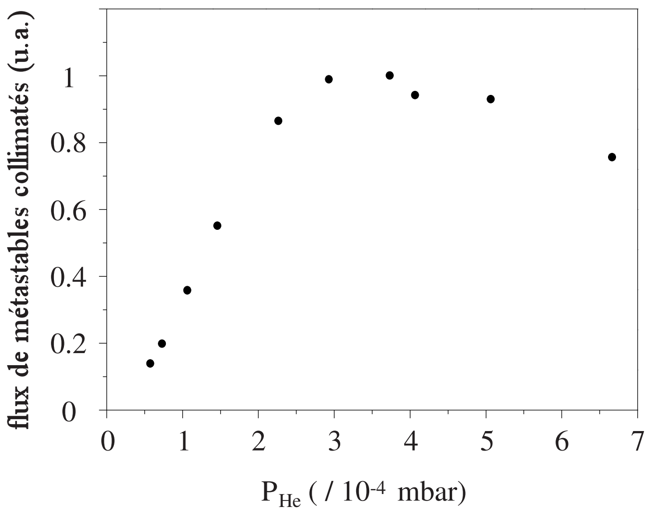

FIG. 2.10 – *Flux d'atomes $\Phi^*(P)$ capturés par la mélasse transverse déduit des mesures sur la source. Les valeurs sont normalisées sur la plus grande.*

capturés par la mélasse. Il est donné par

$$\Phi^*(P) = \Phi_0^* \left(\frac{\Delta v_{\text{capt}}}{\Delta v_\perp} \right)^2 \propto \Phi_0^* \left(\frac{\overline{v}_x}{\Delta v_\perp} \right)^2 , \tag{2.7}$$

d'après (2.6). A partir des mesures sur la source reportées sur les figures 2.8, 2.7 et 2.5, on obtient $\Phi^*(P)$. Il est représenté sur la figure 2.10 en fonction de la pression partielle d'He dans l'enceinte de la source. Il passe par un maximum autour de 2.5×10^{-4} mbar qui donne la pression à utiliser pour avoir le flux du jet le plus important au niveau de l'enceinte du piège. La mesure directe du flux d'He* en fluorescence au niveau de l'enceinte du piège confirme cette analyse. Le flux maximum ainsi mesuré, en l'absence de ralentissement, vaut 2×10^{11} at/s. Le réglage des miroirs qui orientent les fronts d'onde se fait en maximisant le nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique.

2.1.3 Ralentissement du jet atomique

Le jet atomique est ralenti en combinant l'effet Zeeman et l'effet Doppler [43] : un laser, désaccordé de Δ_{ral} par rapport à la transition atomique $2^3S_1 - 2^3P_2$, se propage en sens opposé au jet. Un champ magnétique variable selon l'axe de ralentissement permet à un atome d'être à résonance avec le laser ralentisseur à tout instant, grâce à l'effet Zeeman. Le profil spatial idéal de ce champ est donné par la loi [41]

$$B(x) = \frac{\Delta_{\text{ral}}}{\mu_B} + \frac{v_0}{\lambda \mu_B} \sqrt{1 - \frac{x}{L}} \quad \text{où} \quad \mu_B = 1.4 \text{ MHz/G}, \tag{2.8}$$

avec v_0 la vitesse longitudinale d'un atome à l'entrée de la zone de ralentissement. La longueur L est déterminée par v_0, la vitesse finale v_f du jet ainsi que l'accélération a que l'on souhaite appliquer au jet :

$$L = \frac{v_0^2 - v_f^2}{2a} \ . \tag{2.9}$$

Pour $v_0 \approx 1000$ m/s et $v_f \leq 100$ m/s, $L \approx \frac{v_0^2}{2a}$. Lorsque a est prise égale à l'accélération maximale que peuvent subir les atomes par pression de radiation, soit $a_{\max} = \frac{\hbar k}{M} \frac{\Gamma}{2}$, la longueur de ralentissement est donnée par $L = M v_0^2 / \hbar k \Gamma$. Nous avons choisi de ralentir un jet atomique de vitesse 1200 m/s, en lui imposant une accélération moyenne de $a_{\max}/1.5$ [41]. Ceci conduit à $L \approx 2.4$ m.

Le laser ralentisseur est désaccordé de Δ_{ral} pour n'être pas à résonance avec des atomes piégés à l'extrêmité de la zone de ralentissement. Pour éviter la production d'un champ magnétique trop intense, celui-ci s'inverse au bout de $l = 2$ m, ce qui impose, pour ralentir les atomes jusqu'à une vitesse nulle, $\Delta_{\mathrm{ral}} = -\sqrt{\frac{2a}{\lambda^2}(L-l)} \approx -500$ MHz.

Réalisation expérimentale

Le solénoïde est constitué de 2 double-tubes de longueur 2.1 m et 50 cm respectivement. Le diamètre interne est de 35 mm et la double paroi permet de faire circuler l'eau de refroidissement. Le champ théorique est approximé par 20 couches, bobinées directement sur chacun des double-tubes.

Le fort champ créé à la sortie du deuxième solénoïde décroit sur une distance typique de 10 cm, ce qui signifie qu'il est encore intense à l'endroit où se situe le PMO, conduisant à un déplacement de celui -ci par rapport au centre de l'enceinte à vide. Une bobine de compensation de ce champ est donc placée 3 cm après la sortie du solénoïde. Elle est en série électriquement avec le deuxième solénoïde. Par ailleurs le courant dans l'ensemble est coupé après le chargement du PMO (constante de temps de coupure ≈ 1.3 ms). Les deux solénoïdes sont alimentés par des alimentations séparées pour permettre un contrôle indépendant des deux sections de ralentissement. La figure 2.11 montre le champ magnétique mesuré pour un courant de 3.7 A dans le premier ralentisseur et 3.6 A dans le deuxième. La courbe en trait plein représente la loi théorique (2.8) pour $\Delta_{\mathrm{ral}} = -500$ MHz, $v_0 = 1200$ m/s et $a = a_{\max} \,/\, 1.5$.

Le laser ralentisseur a une puissance de 34 mW et une largeur totale à $1/e^2$ de 3 cm environ. Il est polarisé σ^+ par rapport à l'axe du jet atomique. La diode est injectée par un faisceau provenant d'une autre diode laser asservie sur la transition $2^3S_1 - 2^3P_2$, après un double passage de celui-ci dans un modulateur acousto-optique.

Diffusion transverse au cours du ralentissement

Au cours du ralentissement le caractère aléatoire de l'émission spontanée entraîne une diffusion de la vitesse dans la direction perpendiculaire au jet. Par exemple, au cours d'une décélération d'un atome de $v_0 = 1200$ m/s à une vitesse $v_f \ll v_0$, celui-ci échange $\mathcal{N} = v_0/v_{\mathrm{rec}} \approx 12000$ photons. La largeur en vitesse transverse (demi-largeur à $1/\sqrt{e}$) Δv_{diff}

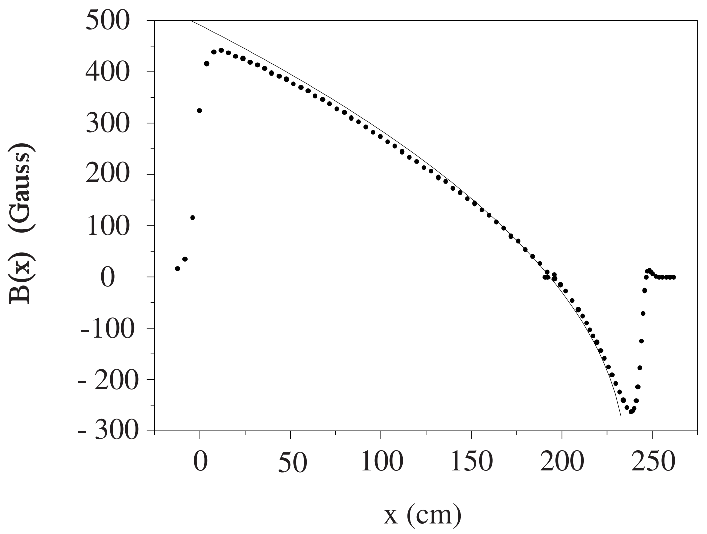

FIG. 2.11 – *Profil de champ magnétique mesuré pour $I_1 = 3.7$ A et $I_2 = 3.6$ A, tracée pour $\Delta_{ral} = -500$ MHz, $v_0 = 1200$ m/s et $a = a_{max} / 1.5$. Les deux sections de ralentissement, physiquement séparées (fig. 2.1), ont été rapprochées pour une comparaison avec la loi théorique (2.8). L'inversion du signe du champ autour de $x = 250$ cm, en fin de ralentissement, est due à la bobine de compensation.*

du jet due à cette marche aléatoire à 3 dimensions de pas v_{rec} vaut $\Delta v_{\text{diff}} = v_{\text{rec}}\sqrt{\frac{\mathcal{N}}{3}}$ [44, 45]. L'effet est important pour l'He* du fait de sa vitesse de recul élevée. Pour le cas considéré, $\Delta v_{\text{diff}} \approx 6.3$ m/s. L'angle de divergence du jet initialement collimaté à la fin de la section de ralentissement est alors $\theta = \Delta v_{\text{diff}}/v_f$. La taille transverse du jet (demi-largeur à $1/\sqrt{e}$) est donnée par [44] $\Delta y_{\text{diff}} = \frac{2}{3}\,\frac{v_{\text{rec}}}{\Gamma}\,\mathcal{N}^{\frac{3}{2}}$. Elle vaut environ 20 mm. Pour atteindre le centre de l'enceinte de piégeage, le faisceau se propage sur une distance $d = 12$ cm en vol libre, ce qui conduit à un gonflement du jet de $d\,\theta$.

Les performances du ralentissement seront analysées dans le chapitre suivant, en relation avec le taux de chargement du piège magnéto-optique.

2.2 Description du système à vide

Le premier chapitre a montré la nécessité de piéger les atomes pendant des durées de l'ordre de la minute pour permettre une évaporation efficace. La qualité du vide est donc un élément déterminant de l'expérience. Dans le cas d'un jet d'atomes métastables, il faut à la fois éliminer le gaz résiduel (principalement CO, H_2O et H_2 lorsque la pression devient très faible) et la charge d'hélium dans l'état fondamental due au faible rendement de la décharge.

2.2.1 Système de pompage sur le jet

La quantité importante d'hélium injecté dans le sytème à vide impose une grande vitesse de pompage au niveau de la source. Deux pompes à diffusion d'huile chacune de vitesse de pompage 3000 ℓ/s pour l'He et 2400 ℓ/s pour l'azote assurent le pompage de l'enceinte de la source et celle de la mélasse (voir figure 2.1). Leur refoulement est connecté à une pompe à palettes de 65 m^3/h. Entre la deuxième pompe à diffusion et l'enceinte de la mélasse est intercalé un réservoir à azote liquide de conductance 2000 ℓ/s qui vise à éviter les remontées d'huile. En l'absence de jet, la pression dans l'enceinte source atteint 10^{-7} mbar et celle dans l'enceinte mélasse 5×10^{-8} mbar. Lorsque la source est en fonctionnement, la pression P_{source} dans l'enceinte source monte à quelques 10^{-4} mbar. L'écorceur agit comme un pompage différentiel ce qui permet de conserver une pression autour de 10^{-7} mbar dans l'enceinte de la mélasse.

Une vanne manuelle à l'entrée du tube autour duquel est bobiné le ralentisseur Zeeman isole la partie ultra-vide. Juste avant celle-ci est placé un tube de pompage différentiel de 36 mm de longueur et 4.5 mm de diamètre. Entre les deux ralentisseurs Zeeman se trouve une pompe turbomoléculaire de 50 ℓ/s. La conductance pour l'air des Zeeman est respectivement de 2 ℓ/sec et 10 ℓ/sec.

Enfin, pour éviter que de la vapeur d'eau n'atteigne l'enceinte ultra-vide, un piège à azote liquide est placé au-dessus de la pompe turbomoléculaire située entre les deux Zeeman. Pour augmenter la surface de pompage, il est connecté à une plaque de cuivre percée d'un trou permettant le passage du jet (figure 2.13). Son utilisation est nécessaire pour atteindre des pressions basses dans l'enceinte UHV (§ 2.2.2).

2.2.2 Enceinte ultra-vide du piège

Le paragraphe suivant décrira la galette de microcanaux utilisée pour détecter les atomes d'He* et les ions et qui doit être placée sous vide. De plus, la possibilité d'expériences ultérieures nécessitant de placer d'autres équipements sous vide nous à conduit à concevoir une enceinte métallique. Celle-ci se présente sous la forme d'une croix en acier Inoxydable 304 L de volume approximatif 8 ℓ. Des brides rentrantes, comme schématisées sur la figure 2.12, permettent d'approcher de la zone de piégeage des bobines pour produire les champs magnétiques (voir chapitre 3 et 5), évitant ainsi de les placer sous vide où les risques de dégazage dû à leur chauffage auraient été importants. L'enceinte est étuvée pendant 3 ou 4 jours à une température de 250 °C environ jusqu'à ce que la pression n'évolue plus.

La pression est lue sur le contrôleur d'une jauge à ionisation Bayart-Alpert, spécifiée fiable jusqu'à des pressions de 3×10^{-10} mbar. Le test de pressions plus faibles s'effectue directement sur la durée de vie des atomes piégés. On dispose par ailleurs d'un spectromètre de masse permettant de connaître la composition du gaz résiduel. Il est lui aussi fiable pour des pressions supérieures à 5×10^{-10} mbar.

Le pompage de l'enceinte jusque dans la gamme de 10^{-10} mbar est assuré par une pompe

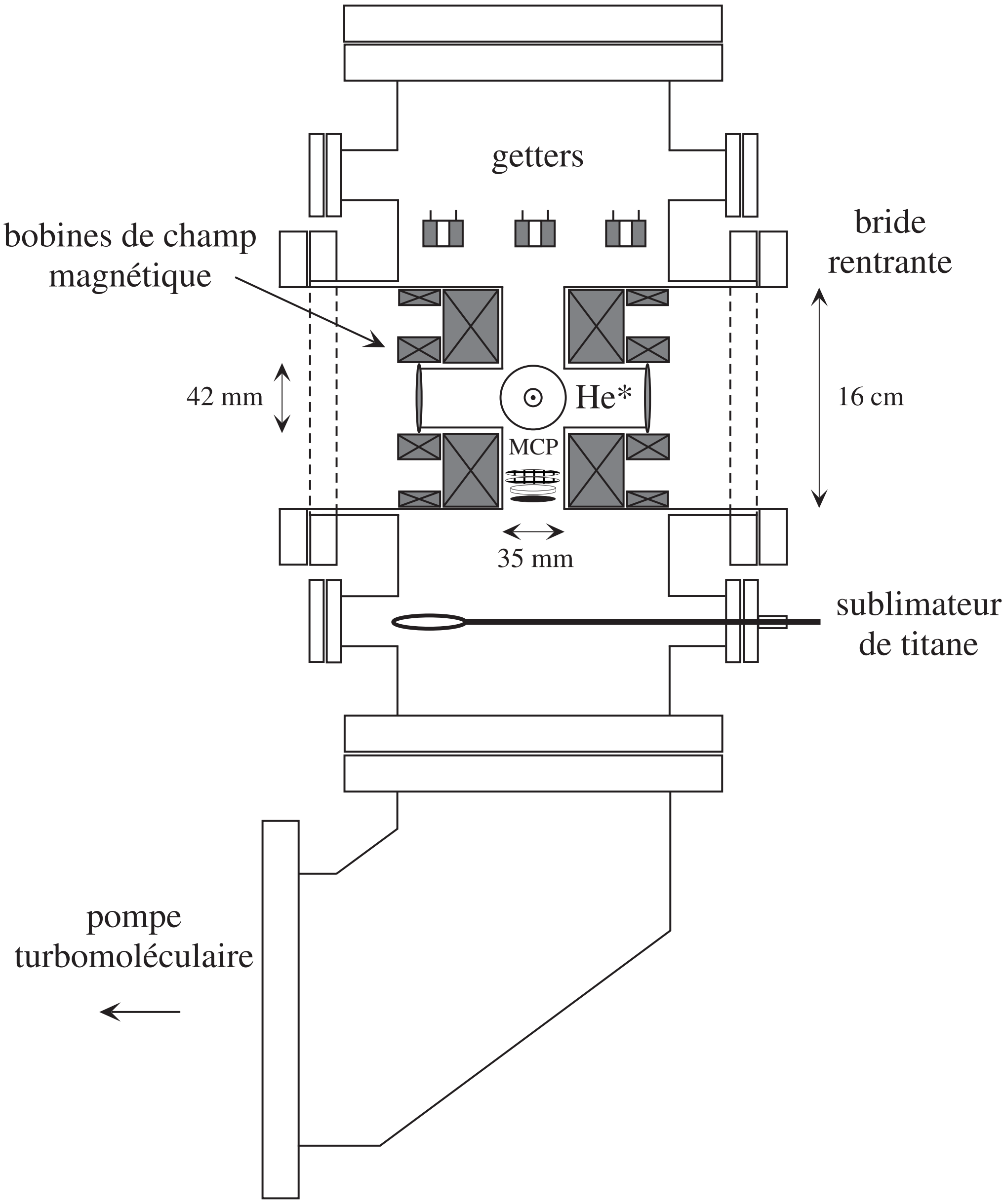

Fig. 2.12 – *Schéma de l'enceinte ultra-vide utilisée pour le piégeage des atomes. Les proportions sont approximativement respectées.*

turbomoléculaire de 500 ℓ/sec dont le taux de compression pour l'hélium et l'hydrogène est élevé (respectivement 5×10^7 et 5×10^6). Elle est connectée par une bride CF 160 à l'enceinte par un coude de conductance 800 ℓ/s environ. Lorsque le pompage de l'enceinte est assuré par cette seule pompe, la pression atteint 6×10^{-10} mbar après étuvage. L'ajout d'azote dans le pot situé entre les deux ralentisseurs permet de descendre en dessous de 2×10^{-10} (limite des jauges utilisées). Le refoulement des deux pompes turbomoléculaires est connecté à une pompe à palettes. La pression dans le refoulement est de 10^{-3} mbar ce qui permet de bénéficier du haut taux de compression de ces pompes.

Pour atteindre des pressions dans la gamme des 10^{-11} mbar, en l'absence de la charge d'hélium, on utilise des matériaux "getter" combinés à un sublimateur de titane. Les "getters" se présentent sous la forme de 3 anneaux de 2 cm de diamètre externe, 0.5 interne et 1 cm de hauteur. Ils sont fabriqués en poudre de Zirconium et sont activables par un courant de quelques Ampères qui les chauffe à 500 °C environ pendant une dizaine de minutes. Ils pompent en particulier l'hydrogène avec une vitesse de pompage de 6 ℓ/s chacun.

Le sublimateur de titane est placé sous les brides rentrantes de telle sorte qu'il ne soit pas en vision directe de la pompe turbomoléculaire ni de la galette de microcanaux (fig 2.12). De cette façon le titane peut se déposer sur une surface de l'ordre de 700 cm^2, en particulier sur l'une des brides rentrantes ce qui assure un bon pompage dans la zone proche du piège. La vitesse de pompage d'une surface $\mathcal{S}$ de titane est $V_p = \frac{1}{4}\,\overline{v}\,\mathcal{S}\,\epsilon$, avec ϵ la probabilité de collage. Pour CO, CO_2 et O_2 elle est proche de 1 tant que la couche n'est pas saturée [46]. Pour H_2, qui est le gaz dominant dans notre cas (en l'absence de la charge d'hélium), elle vaut 0.07 environ. Le calcul donne pour 1 cm^2 de titane $V_p(H_2) \approx 3$ ℓ/s et $V_p(CO) \approx 15$ ℓ/s.

Lorsque la pression atteint une valeur inférieure au vide limite de la pompe turbomoléculaire ($\sim 10^{-10}$ mbar), celle-ci peut être modélisée en considérant qu'un équilibre dynamique s'établit et qu'elle rejette chaque seconde un volume égal à sa vitesse de pompage, risquant de saturer la couche de titane. Ceci est réalisé lorsque environ 10^{15} molécules par cm^2 sont collées sur la couche [46]. Un volume de 500 L de gaz parfait à 10^{-10} mbar contenant 10^{12} molécules, il faut environ 5×10^5 secondes, soit 6 jours, pour saturer la couche.

2.2.3 Elimination de la charge d'hélium dans l'état fondamental

Une fois le gaz résiduel éliminé, il reste à limiter la quantité d'hélium fondamental qui atteint l'enceinte ultra-vide. En effet, l'hélium n'est pompé que par les pompes turbomoléculaires. Les "getters" et le titane sont sans effet sur les gaz nobles, ce qui implique qu'il est difficile d'atteindre des pressions partielles d'He inférieures à 10^{-10} mbar. La limitation est obtenue en plaçant sur le trajet du jet des trous qui diminuent l'angle solide que l'enceinte délimite depuis la source. La collimation transverse permet en effet de sélectionner un jet d'atomes métastable de petite taille (1 mm de diamètre environ) qui ne sera

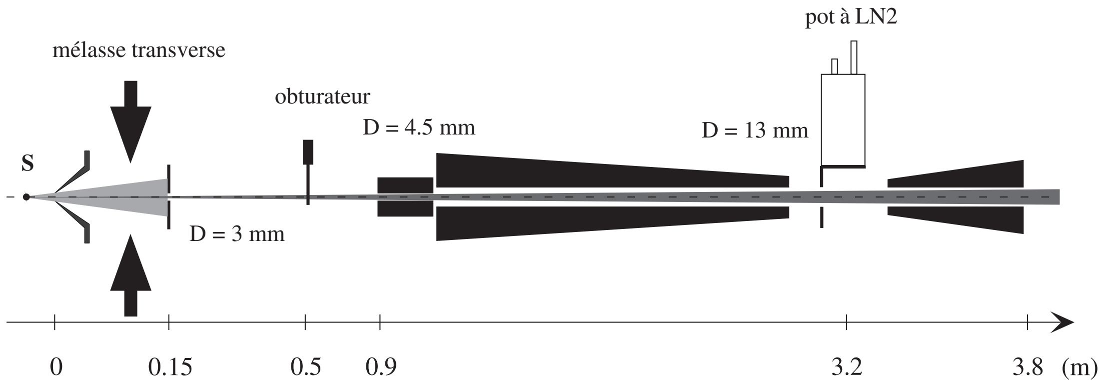

FIG. 2.13 – *Position des trous de pompage différentiel et d'élimination de la charge d'hélium dans l'état fondamental*

pas affecté par les trous. Le schéma de leur positionnement est donné sur la figure 2.13. Le tube à l'entrée du ralentisseur assure la sélection la plus fine : il délimite un angle de 5 mrad, ce qui implique, compte tenu de l'angle de divergence de 40 mrad de la source, une réduction du flux de fondamentaux d'un facteur 100. Enfin 40 cm en amont de ce tube un obturateur mécanique intercepte le jet lorsque celui-ci n'est plus utile (pendant les périodes de piégeage magnétique par exemple). On vérifie sur l'analyseur de masse au niveau de l'enceinte du piège qu'à la fermeture de l'obturateur la pression partielle due à la charge d'He* redescend sous sa sensibilité en moins d'une seconde. La durée de vie du piége magnétique dépend de la pression de la source. Néanmoins, la réduction du flux de fondamentaux est suffisante pour conserver les atomes dans le piège magnétique durant une minute environ (voir chapitre 5).

2.3 Détection électronique de l'He*

Ce dernier paragraphe décrit la détection des atomes métastables par une galette de microcanaux. Elle sera utilisée dans les chapitres suivants pour analyser le nuage d'atomes piègés. En particulier, le signal mesuré est calculé, qui permet de remonter à deux caractéristiques du nuage : sa température et le nombre d'atomes.

2.3.1 Dispositif et principe de la galette de micro-canaux

Les atomes de gaz rares métastable ont la faculté d'arracher un électron à une surface lorsqu'ils s'en approchent [47]. Cette propriété est mise à profit pour leur détection : l'électron éjecté est récupéré et multiplié, et produit une impulsion de charge. Si le flux d'atomes frappant la surface est suffisamment élevé, on mesure un courant. S'il est trop faible, une électronique de comptage permet de détecter les atomes un par un en comptant

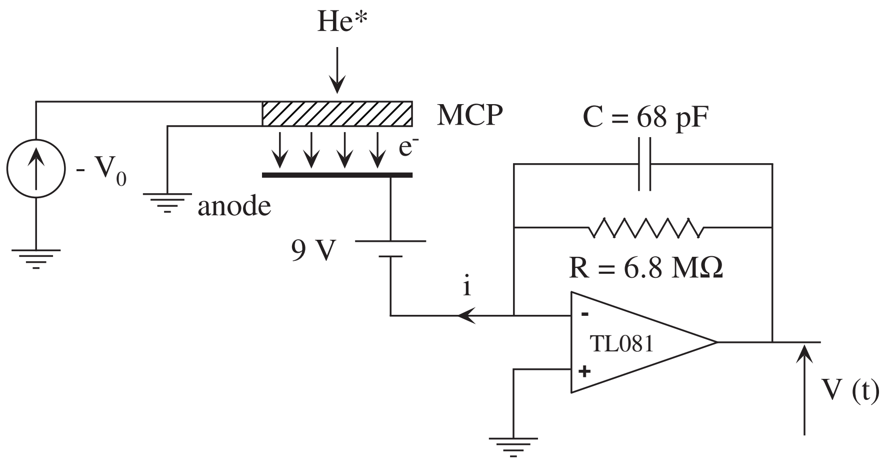

FIG. 2.14 – *Schéma électrique de la détection électronique. La tension de polarisation est V_0. La tension de 9 V est fournie par une pile. Elle permet de collecter les électrons qui sortent à un potentiel nul de la galette.*

les impulsions électriques qui sortent du détecteur.

Nous avons choisi d'utiliser comme multiplicateur d'électrons une galette de microcanaux (MCP). Elle possède l'avantage par rapport aux autres types de multiplicateur d'être peu sensible aux champs magnétiques : entre deux amplifications successives, pour des valeurs de champs de l'ordre de 100 G, le rayon de courbure de la trajectoire des électrons (1 cm pour une énergie de 1 keV) est supérieur à la taille transverse des canaux de la galette ($\sim$ 10 μm). Ceci permet de la placer entre les bobines qui créent le champ magnétique, proche de la zone de piégeage des atomes.

La galette utilisée possède une surface sensible de 14.5 mm de diamètre. Elle est placée 51 mm sous le centre de l'enceinte à vide, aussi proche que possible de celui-ci compte tenue de la présence des faisceaux laser du PMO. Le positionnement de la galette sous vide est représenté sur la figure 2.12. La face d'entrée de la galette est portée à un potentiel négatif et la sortie est à la masse. Le montage électrique est celui de la figure 2.14. Deux grilles sont placées devant le détecteur afin de pouvoir repousser ou attirer les ions positifs. Les grilles ont un pas de 1 mm, des barreaux de 0.09 mm et une épaisseur de 50 microns. La transmission théorique de chacune d'elles vaut 84 %.

2.3.2 Le signal de temps de vol

Considérons tout d'abord un nuage ponctuel de N atomes piégés à l'équilibre thermodynamique à la température T. La géométrie du problème est représentée sur la figure 2.15. On suppose le gaz loin de la dégénérescence quantique de sorte que la distribution normalisée des vitesses est donnée par la formule de Maxwell, indépendante du potentiel extérieur

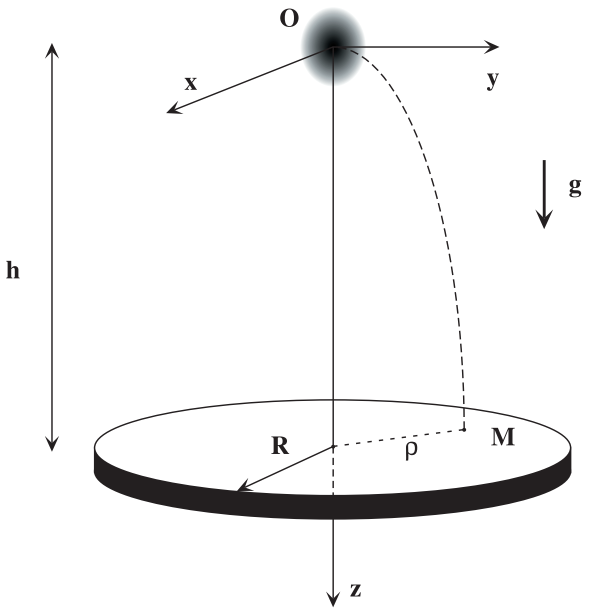

FIG. 2.15 – *Géométrie pour les calculs de temps de vol.*

auquel sont soumis les atomes. Compte tenue de la géométrie cylindrique, elle s'écrit

$$\mathcal{D}(\mathbf{v}_0) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{m}{2k_B T}(v_{0\rho}^2 + v_{0z}^2)\right) \quad . \tag{2.10}$$

A l'instant $t = 0$ le piège est libéré et explose dans le champ de pesanteur. Si un atome a une vitesse initiale $\mathbf{v}_0 = (v_{0\rho}, v_{0z})$, sa position à la date t est repérée en coordonnées cylindriques par $\rho = v_{0\rho}\, t$, $z = \frac{1}{2}gt^2 + v_{0z}\, t$. Les atomes qui atteignent la galette au point de coordonnées $M\,(\rho, h)$ entre les dates t et $t + dt$ sont ceux dont la vitesse est $\mathbf{v}_0$ à d^3v_0 près, soit

$$d^3N = \mathcal{D}(\mathbf{v}_0)\ 2\pi\, v_{0\rho}\, dv_{0\rho}\, dv_{0z} \quad . \tag{2.11}$$

Le changement de variables de $(v_{0\rho}, v_{0z})$ vers (ρ, t) conduit, après calcul du jacobien et insertion de (2.10), à

$$d^3N = 2\pi\ \frac{\rho}{t^4}\ \left(h + \frac{1}{2}gt^2\right)\ \exp\left(-\frac{m}{2k_B T}\ \frac{(h - \frac{1}{2}gt^2)^2}{t^2}\right)\ \exp\left(-\frac{m}{2k_B T}\frac{\rho^2}{t^2}\right)\ d\rho\, dt \ . \tag{2.12}$$

Finalement le flux total d'atomes qui arrivent sur la galette est

$$\begin{aligned}
\frac{dN}{dt}(t) &= N\left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{2\pi}{t^4}\left(h+\frac{1}{2}gt^2\right)\exp\left(-\frac{m}{2k_BT}\frac{\left(h-\frac{1}{2}gt^2\right)^2}{t^2}\right)\times \\
&\int_0^R d\rho\,\rho\,\exp\left(-\frac{m}{2k_BT}\frac{\rho^2}{t^2}\right) \\
&= N\sqrt{\frac{m}{2\pi k_BT}}\,\frac{h+\frac{1}{2}gt^2}{t^2}\,\exp\left(-\frac{m}{2k_BT}\frac{\left(h-\frac{1}{2}gt^2\right)^2}{t^2}\right)\times \\
&\left(1-\exp\left(-\frac{m}{2k_BT}\frac{R^2}{t^2}\right)\right) \quad , \qquad (2.13)
\end{aligned}$$

avec R le rayon du détecteur.

Il y a deux limites à distinguer. Lorsque l'influence de la gravité est négligeable ($k_BT \gg mgh$), le nombre d'atomes reçus sur la galette est $N\,\frac{\Omega}{4\pi}$, avec Ω l'angle solide que celle-ci délimite depuis le centre du piège. Dans cette limite, plus les atomes sont froids plus la date d'arrivée du temps de vol après la coupure du piège est grande et plus le signal est large temporellement : Ω étant très petit, le temps mis pour un atome animé d'une vitesse verticale $\overline{v}_z$ pour arriver à la galette est $h\,/\,\overline{v}_z \propto \sqrt{T}$ et la largeur du temps de vol est $\Delta t \sim h\;\Delta v_z\,/\,\overline{v}_z^2 \propto 1\,/\,\sqrt{T}$.

Dans l'autre limite d'un gaz très froid ($k_BT \ll mgh$), la galette collecte tous les atomes du piège. La première exponentielle de 2.13 est très piquée autour de $t=\sqrt{\frac{2h}{g}}$ et le signal de temps de vol devient

$$\frac{dN}{dt}(t) = N\sqrt{\frac{m}{2\pi k_BT}}\;g\;\exp\left(-\frac{mg^2}{2k_BT}\left(t-\sqrt{\frac{2h}{g}}\right)^2\right) \quad . \qquad (2.14)$$

La largeur en temps de cette gaussienne est

$$\Delta t = \sqrt{\frac{k_BT}{mg^2}} \quad , \qquad (2.15)$$

qui montre que plus le nuage est froid plus le signal de temps de vol est fin. Cette dernière expression se comprend qualitativement : lors de sa chute vers le détecteur, le nuage d'atomes gonfle d'une quantité $\Delta r = \Delta v\sqrt{\frac{2h}{g}}$. Il traverse le détecteur en une durée $\Delta t \sim \Delta r/\overline{v}_z \sim \Delta r/\sqrt{2gh}$ qui redonne l'expression (2.14) car $\Delta v \sim \sqrt{\frac{k_BT}{m}}$. La figure 2.16 résume l'allure des temps de vol pour différentes températures du nuage d'atomes.

Dans la configuration expérimentale $\frac{mgh}{k_B} \approx 240\ \mu$K, alors que les gammes de températures considérées dans les expériences décrites sont comprises entre quelques mK et une centaine de μK. Il faut donc prendre en compte la formule exacte (2.13) pour ajuster les temps de vol.

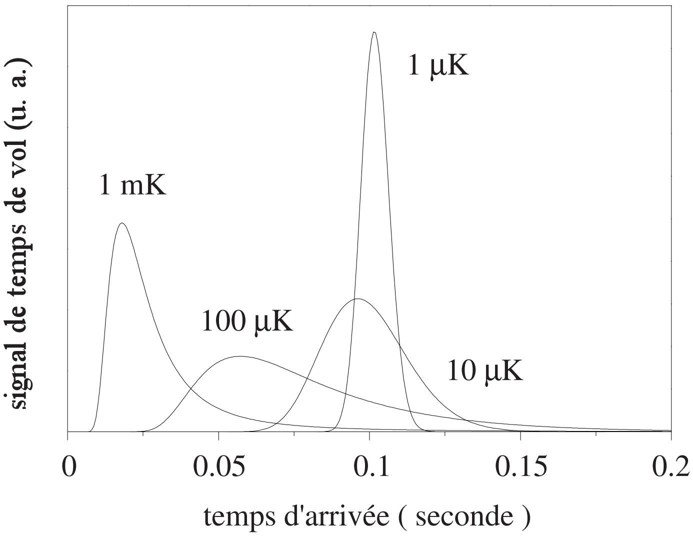

FIG. 2.16 – *Fonction de temps de vol (2.13) pour différentes températures des atomes piégés. Toutes les courbes ont la même aire et ne correspondent donc pas à un même nombre d'atomes dans le piège.*

Influence d'un mauvais centrage du piège par rapport à la galette

Si le piège, toujours supposé ponctuel, est centré en $(0\,,\,z_0)$ et la galette de microcanaux en $(\rho_0\,,\,0)$ (fig. 2.17), l'angle solide intercepté par la galette est modifié. Cet effet est d'autant plus important que $k_BT \gg mgh$. Au contraire il est négligeable pour $k_BT \ll mgh$ tant que le nuage est au dessus de la galette. La position d'un atome de vitesse initiale $\mathbf{v_0} = (v_{0\rho}\,,v_{0z})$ lorsqu'il frappe la galette à la date t est $\rho = v_{0\rho}\,t\,,\; z = \frac{1}{2}gt^2 + v_{0z}\,t + z_0$. Un calcul identique à celui précédemment mené montre que

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dt}(t) \;&=\; N\left(\frac{m}{2\pi k_BT}\right)^{\frac{3}{2}}\;\frac{h - z_0 + \frac{1}{2}gt^2}{t^4}\;\exp\left(-\frac{m}{2k_BT}\frac{\left(h - z_0 - \frac{1}{2}gt^2\right)^2}{t^2}\right)\;\times\\ &\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{R_{\max}(\varphi)} d\rho\,\rho\,\exp\left(-\frac{m}{2k_BT}\frac{\rho^2}{t^2}\right)\;. \qquad (2.16)\end{aligned}$$

Le rayon $R_{\max}(\varphi)$ est donné par $\rho_0\cos\varphi + \sqrt{R^2 - \rho_0^2\sin^2\varphi}$, d'après la figure 2.17. L'intégrale s'évalue numériquement. La figure 2.18 représente deux temps de vol dont l'un est celui d'un nuage ponctuel à une température de 1 mK parfaitement centré et l'autre celui du même nuage centré en ($\rho_0 = 2$ mm , $z_0 = 2$ mm). La différence relative des deux aires est de 13 %. L'effet est donc négligeable sur l'évaluation du nombre d'atomes, compte tenues des incertitudes sur la calibration de la galette (voir paragraphe 2.3.3). Pour connaître l'erreur sur la température, on ajuste le signal de temps de vol du piège déplacé par la loi (2.13). On trouve une température de 1.07 mK, ce qui correspond à une erreur de 7 %. L'analyse en temps de vol est donc peu sensible à la position exacte du piège au centre de

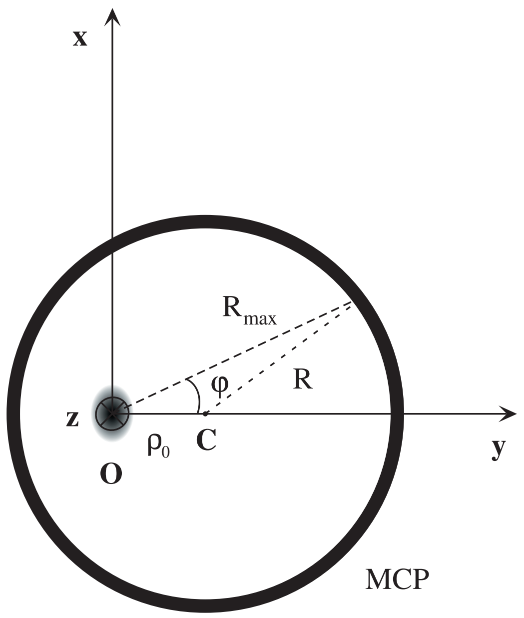

FIG. 2.17 – *Vue de dessus d'un piège déplacé par rapport à la galette.*

l'enceinte.

Influence de la taille du piège

Le paragraphe précédent montre que pour des tailles de pièges de l'ordre de 2 mm (cas du piège magnéto-optique par exemple) le signal de temps de vol est peu déformé. Tous les résultats expérimentaux ont donc été ajustés par la formule 2.13 qui suppose le piège ponctuel.

2.3.3 Calibration de la galette

Lorsque l'on connaît le gain de l'amplificateur que l'on place à la sortie de l'anode de la galette il reste, pour obtenir le nombre d'atomes qui l'ont frappée, à avoir le coefficient d'amplification (nombre d'électrons sur l'anode pour un électron produit sur la face d'entrée) et le rendement quantique de l'extraction d'un électron de la face d'entrée de la galette lorsqu'un atome d'hélium métastable la frappe.

Le courant sortant de l'anode est donné par

$$i(t) = T_{\rm gr}\,\eta G\, e\,\mathcal{F}(t) \quad , \tag{2.17}$$

avec $\mathcal{F}(t)$ le flux d'atomes qui frappent la galette, e la charge d'un électron, $T_{\rm gr} = (0.84)^2 = 0.7$ la transmission des deux grilles, G le gain de la galette et η le rendement quantique que l'on souhaite déterminer.

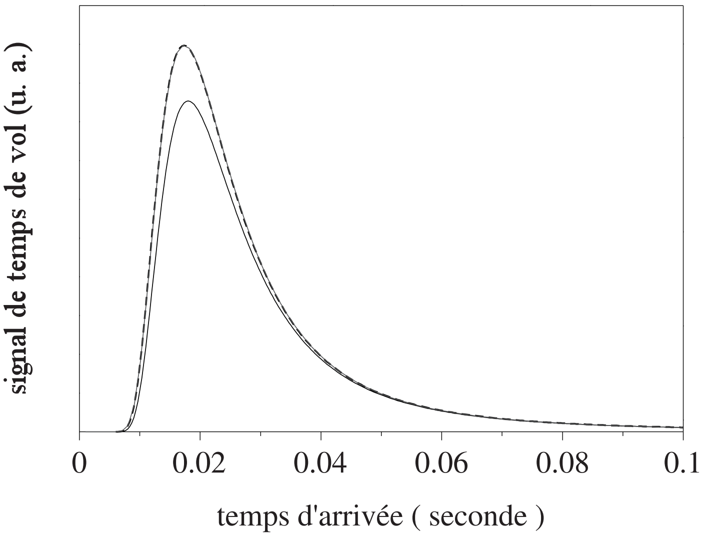

FIG. 2.18 – *Temps de vol d'un nuage thermique à 1 mK centré en O (courbe en trait plein) et déplacé de 2 mm selon ρ et z (courbe en pointillés). La courbe en gris, pratiquement confondue avec le signal de temps de vol du piège déplacé, est l'ajustement par la loi (2.13) avec une température de 1.07 mK.*

Dans un premier temps on vérifie que le produit ηG se comporte comme donné par le constructeur avec la tension de polarisation V_0. Pour ce faire, un piège magnéto-optique contenant un nombre donné d'atomes est lâché et on mesure l'aire du signal de temps de vol pour différentes tensions appliquées à la galette. La figure 2.19 montre les aires que l'on mesure, normalisées sur celle obtenue à 1.55 kV. Le coefficient d'amplification donné par la fiche technique du détecteur, lui aussi normalisé sur sa valeur à 1.55 kV est également représenté. L'accord est bon.

Pour calibrer la galette, on confond $\mathcal{F}(t)$ avec le signal de temps de vol $\frac{dN}{dt}(t) = N\,C(t,T)$ calculé dans la section précédente. La température du nuage est T et N est le nombre d'atomes piégés. En intégrant le signal de temps de vol, on tire

$$\int i(t)\,dt \;= T_{\rm gr}\,\eta G\,e\,N \int C(t,T)\,dt\ . \tag{2.18}$$

L'intégrale du second membre représente l'angle solide effectif, tenant compte de la gravité, que la galette délimite depuis le centre du piège. L'ajustement du signal de temps de vol par la formule (2.13) donne la température T, indépendemment de la calibration du détecteur, ce qui permet de calculer cette dernière intégrale. En variant le nombre d'atomes N dans le PMO et en calculant à chaque fois l'intégrale du signal, on tire la quantité

$$\mathcal{A} = \frac{\displaystyle\int i(t)\,dt}{e\,T_{\rm gr}\displaystyle\int C(t,T)\,dt}\ . \tag{2.19}$$

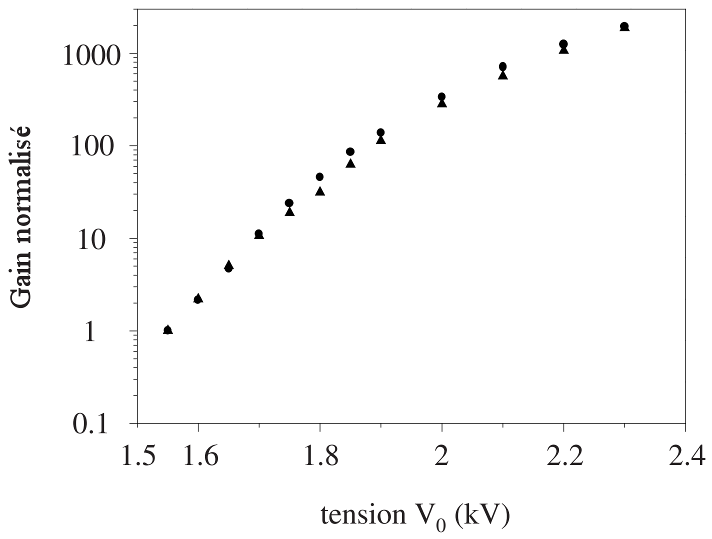

Fig. 2.19 – *Produit ηG de la galette en fonction de la tension de polarisation. Les cercles représentent l'aire du signal mesuré, alors que les triangles représentent le gain donné par la fiche technique fournie par le constructeur.*

La courbe $\mathcal{A}(N)$ doit être une droite de pente ηG.

Il reste à avoir une mesure indépendante du nombre d'atomes. Elle est obtenue par mesure absolue de la puissance absorbée par un piège magnéto-optique. Environ 500 μs après la coupure du laser de piégeage et du gradient de champ magnétique qui assure le piégeage magnéto-optique, on envoie sur le piège une sonde grande devant la taille du piège à résonance sur la transition $2^3S_1 - 2^3P_2$. Celle-ci est absorbée par les atomes en cours d'expansion balistique. La largeur en fréquence de la diode laser utilisée ($\approx$ 3 MHz), l'élargissement par effet Doppler à 1 mK et un éventuel élargissement par effet Zeeman dû au champ magnétique du PMO imparfaitement coupé au moment de l'envoi de la sonde risquent d'entacher la mesure. Afin de s'en débarasser, on utilise une sonde intense dont l'élargissement par saturation est grand devant les causes d'élargissement précédemment citées. La figure 2.20 montre la puissance $\mathcal{P}$ absorbée par le nuage d'atomes en fonction de l'intensité normalisée (I/I_{sat}) de la sonde. Elle montre la saturation de l'absorption. La puissance $\mathcal{P}$ absorbée par le piège permet de remonter au nombre d'atomes N par $\mathcal{P} = h\nu\frac{\Gamma}{2}N$.

Pour un nombre d'atomes donné dans le PMO, on enregistre le signal de temps de vol et, dans une deuxième réalisation du même piège, la puissance absorbée sur la sonde. On trace ainsi $\mathcal{A}(N)$, représentée sur la figure 2.21. La pente de cette courbe est ηG. La figure montre les résultats de cette mesure : un ajustement par une droite passant par l'origine donne $\eta G \approx 170000$. Le gain de la galette donné par le constructeur à la tension utilisée (1800 Volts) est $G = 5 \times 10^5$. Le rendement quantique vaut alors 34 %. L'incertitude sur

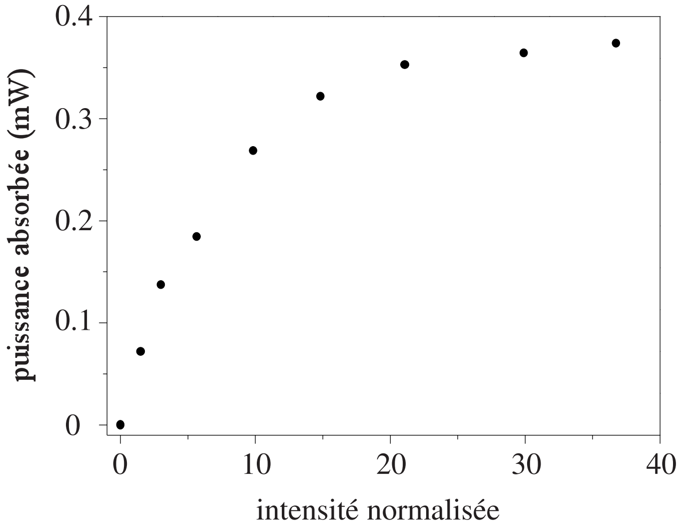

Fig. 2.20 – *Puissance absorbée par le nuage d'atomes d'un PMO lors de l'envoi d'une sonde après la coupure des lasers de piégeage et du champ magnétique, en fonction de la saturation I/I_{sat} de la sonde. La valeur de celle-ci est donnée à un facteur 1.5 près, identique pour tous les points. Une puissance absorbée de 100 μW correspond à 10^8 atomes.*

cette mesure est dominée par celle sur la détermination du nombre d'atomes par absorption. Elle est difficile à estimer. Une valeur prudente, déduite d'estimations sur l'influence des élargissements en fréquence sur le signal d'absorption, est de prendre un facteur multiplicatif 1.5, prenant en compte aussi la calibration de la photodiode utilisée. Ainsi, le nombre d'atomes mesuré par la galette sera donné à un facteur 1.5 près.

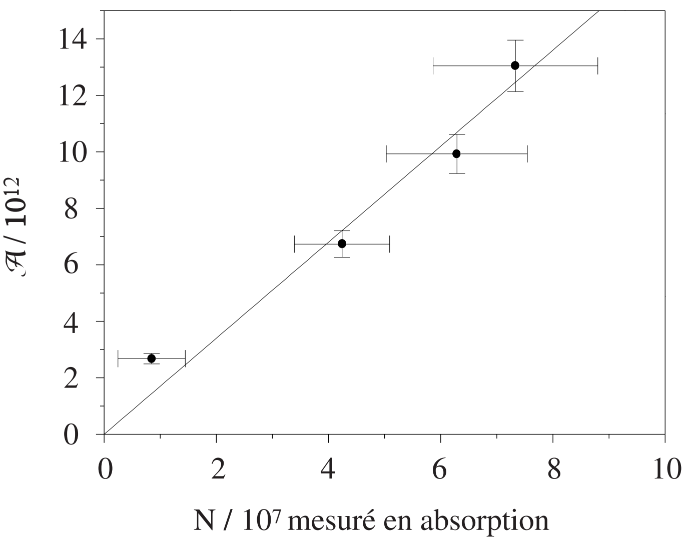

Fig. 2.21 – *Grandeur $\mathcal{A}$ (formule (2.19)) en fonction du nombre d'atomes mesuré par absorption. Les barres d'erreurs sur N correspondent aux fluctuations statistiques que l'on observe. Celles sur $\mathcal{A}$ sont prises égales à 10 % de sa valeur. Elles représentent l'erreur sur le centrage du piège.*

Chapitre 3

Piège magnéto-optique d'He*

Le caractère non-dissipatif du piège magnétique ne permet pas son chargement direct depuis un jet atomique, même ralenti. Le piège magnéto-optique (PMO) sert d'intermédiaire entre le jet et le piège magnétique. Il permet en outre de pré-refroidir l'échantillon d'He* . Le nuage est alors déterminé par trois grandeurs *a priori* indépendantes : sa densité, le nombre d'atomes capturés et sa température. Afin de savoir laquelle de ces quantités optimiser, rappelons la séquence de manipulation du nuage avant application du refroidissement évaporatif.

On cherche à initier le refroidissement évaporatif dans le piège magnétique en partant du nuage avec la densité dans l'espace des phases $\mathcal{D}$ la plus haute possible afin d'être proche de la transition de Bose-Einstein. Par ailleurs, pour qu'il soit efficace, le taux de collisions élastiques γ doit être élevé. Or, la densité dans l'espace des phases et le taux de collisions élastiques au centre du nuage piégé magnétiquement sont reliés à la densité n et à la température T par $\mathcal{D} \propto n/T^{\frac{3}{2}}$ et $\gamma = n\,\alpha(T)$ (α est la constante de collisions élastiques définie par (1.12)). Maximiser ces deux quantités passe par l'obtention d'une densité spatiale élevée dans le piège magnétique, donc dans le nuage pré-refroidi par laser. Pour ce qui est de la température, au contraire, les deux grandeurs varient en sens inverse : le taux de collisions élastiques diminue lorsque la température diminue, alors que $\mathcal{D}$ augmente.

Le pré-refroidissement laser s'effectue en général en trois étapes. La première consiste à accumuler dans le piège magnéto-optique le plus grand nombre d'atomes possible, sans se soucier de la température et de la densité du nuage. Puis le PMO est comprimé afin d'augmenter la densité, là encore sans se préoccuper de la température résultante, le nombre d'atomes restant constant. Enfin, par un refroidissement plus poussé à l'aide, par exemple, d'une phase de mélasse, la température est diminuée jusqu'à une valeur indépendante de celle du PMO. Lors de cette dernière étape, la densité spatiale est conservée et $\mathcal{D}$ augmente. Le nuage est ensuite transféré dans le piège magnétique, puis comprimé adiabatiquement (voir chapitre 4) afin d'augmenter le taux de collisions élastiques à une valeur qui satisfait le critère d'emballement(§ 1.2.1). Ainsi, le piège magnéto-optique, comme première étape de pré-refroidissement laser, vise l'accumulation du plus grand nombre d'atomes possible.

Notons que la deuxième étape de compression du PMO n'est pas toujours nécessaire pour atteindre le seuil d'emballement : la densité spatiale dans le PMO peut être assez élevée pour que le taux de collisions élastiques juste avant évaporation soit suffisant. Pour l'He* , théoriquement du moins, elle ne semble pas indispensable (voir chapitre 4)

Ce chapitre présente le PMO que nous avons construit dans le but de piéger un grand nombre d'atomes. La phase de refroidissement plus poussée par une mélasse à trois dimensions sera décrite dans le dernier chapitre, en relation avec le chargement du piège magnétique.

Le chapitre débute par le détail du dispositif expérimental et des méthodes de diagnostic du nuage d'atomes. La variation des paramètres du PMO conduit à sa caractérisation, en recherchant toujours le plus grand nombre d'atomes piégés. Ce nombre est d'un ordre de grandeur plus faible que dans les PMO d'alcalins dans lesquels typiquement quelques 10^9 atomes sont accumulés. Cette limitation provient des pertes par collisions à deux corps élevées : elles sont attribuées aux collisions Penning entre atomes d'He* dont le taux est augmenté en présence de lumière proche de résonance. La troisième section du chapitre présente une discussion théorique de cette limitation. Le chapitre se termine par une étude expérimentale du taux de pertes par collisions à deux corps en présence de lumière.

3.1 Dispositif expérimental et diagnostics

Le piégeage est réalisé sur la transition $2^3S_1-2^3P_2$. La diode laser utilisée pour le PMO, asservie en fréquence par une technique d'absorption saturée, délivre 40 mW de puissance. Son désaccord par rapport à la transition atomique est ajustable sur une centaine de MHz. Afin de pouvoir contrôler le désaccord et la coupure rapide des faisceaux laser de piégeage, un modulateur acousto-optique en double passage délivre dans l'ordre $+1$ un faisceau de 19 mW de puissance utile pour le piégeage (un deuxième modulateur en double passage dans la boucle d'asservissement permet de corriger le désaccord introduit par celui dans le faisceau direct). Celui-ci est alors séparé en trois faisceaux de puissance égale et mis en forme par trois télescopes afin d'atteindre une largeur totale à $1/e^2$ de ~ 2 cm. Leur taille a été maximisée, compte tenu du diamètre des hublots pour avoir la plage de capture spatiale la plus grande possible. Ils sont envoyés à travers l'enceinte et rétroréfléchis. La saturation au centre est $I/I_{\text{sat}} \approx 160$. La transmission des fenêtres de l'ordre de 90 % conduit à un léger déséquilibre des intensités aller et retour. Des lames $\lambda/4$ contrôlent la polarisation.

Le gradient de champ magnétique est produit par des bobines placées dans les brides rentrantes. Il peut être coupé en 1 ms environ (voir chapitre 5). Le centre du piège magnéto-optique au milieu de l'enceinte est situé à 12 cm de la sortie du ralentisseur Zeeman. Cette distance a été réduite au maximum en tenant compte des contraintes géométriques de l'enceinte, afin de limiter l'effet de l'expansion balistique du jet en fin de ralentissement.

Les expériences décrites par la suite nécessitent la connaissance du nombre d'atomes

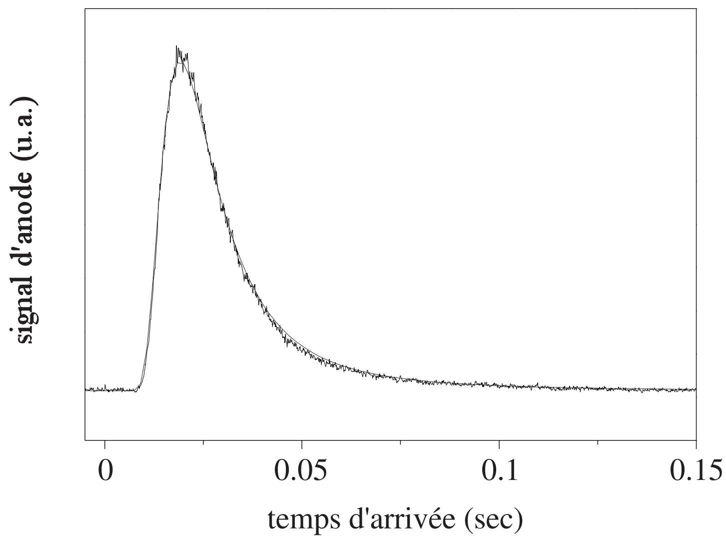

Fig. 3.1 – *Signal de temps de vol d'un piège magnéto-optique (courbe noire) et son ajustement par la formule (2.13). La température mesurée vaut 1 mK.*

piégés, leur température, ainsi que la taille du piège. On dispose de deux types de techniques : la détection électronique des métastables et les techniques optiques.

Mesures déduites de la détection électronique des métastables

Le nombre d'atomes et la température sont déduits d'un ajustement du signal de temps de vol d'un PMO lâché sur la galette de microcanaux. La figure 3.1 montre un exemple de temps de vol ajusté par la loi théorique (2.13). La calibration du signal de métastables atteignant la galette a été obtenue par une mesure d'absorption à l'aide d'une photodiode, comme décrit dans le paragraphe 2.3.3.

Mesures optiques

La mesure par une photodiode calibrée du taux de fluorescence rayonné par un nuage d'atomes piégés dans des faisceaux laser du PMO est une manière de remonter au nombre d'atomes. Cette technique n'est cependant pas fiable si le PMO fonctionne avec un laser très désaccordé par rapport à la transition de piégeage (la suite montrera que c'est le cas pour He^*). La transition n'étant pas saturée, il est difficile de modéliser le taux de photons échangés par un atome interagissant avec 6 ondes lasers.

L'imagerie en fluorescence du nuage permet une mesure du volume du nuage. Dans notre cas, cette technique n'est pas la meilleure. Comme la caméra ne collecte qu'une faible partie des photons diffusés, elle nécessite des temps de pause d'une centaine de ms avec la caméra dont nous disposons, ce qui ne permet pas de faire des études dynamiques du piège. Par ailleurs, elle ne s'applique qu'au cas du PMO : l'imagerie du piège magnétique par fluorescence, à cause de la longue pause, doit se faire *in situ* en présence donc du champ qui perturbe l'image par l'effet Zeeman inhomogène.

Nous avons donc installé un système d'imagerie en absorption du piège sur une caméra CCD, utilisant la transition $2^3S_1 - 2^3P_2$. La sonde est envoyée après la coupure des lasers de piégeage et du champ magnétique. Une lentille, de focale 5 cm et de diamètre 2.5 cm placée à 30 cm environ du centre de l'enceinte, conjugue piège et CCD avec un grandissement de 1/8 environ. L'axe de propagation de la sonde est parallèle à l'axe (Oz) (voir figure 2.1). L'imagerie en absorption d'un nuage d'He* impose des contraintes fortes sur la sonde à utiliser. Lorsque l'on envoie une sonde laser d'intensité I_0 à résonance avec un atome au repos, celui-ci est mis en mouvement. Le nombre de photons qu'il doit échanger avant de sortir de résonance par effet Doppler est donné par $\lambda \frac{\Gamma}{2\pi} \sqrt{1 + \frac{I_0}{I_{\rm sat}}} / v_{\rm rec}$ ($\lambda = 1.083$ μm est la longueur d'onde de la transition atomique). Si $\frac{I_0}{I_{\rm sat}} \ll 1$, il suffit de 20 photons. Cette condition impose une limite sur l'intensité I_0 de la sonde. Si celle-ci dure Δt et est à résonance avec la transition atomique, il faut

$$\frac{\frac{I_0}{I_{\rm sat}}}{\left(1 + \frac{I_0}{I_{\rm sat}}\right)^{\frac{3}{2}}} \leq \frac{3.7}{\Delta t\,(\mu{\rm s})} \,. \tag{3.1}$$

Deux cas sont alors à considérer. Le premier correspond à une sonde peu intense ($I_0/I_{\rm sat} \ll 1$). L'intensité $I(x,y)$ en un point de la CCD est alors reliée au profil de densité transverse $n(x,y)$ du nuage atomique par $(I(x,y) - I_0)/I_0 \propto n(x,y)$, indépendant de la calibration absolue de la caméra. Cependant, l'élargissement en fréquence de la diode sonde, l'élargissement Doppler à 1 mK (température typique du piège) ainsi que l'élargissement par effet Zeeman dû à une coupure imparfaite du champ magnétique au moment de l'envoi de la sonde conduisent à une diminution de l'absorption qu'il est difficile de modéliser. Par exemple, pour prendre en compte l'élargissement de la sonde (~ 3 MHz), des hypothèses sur la forme de la raie émise sont nécessaires.

L'autre cas consiste à prendre $I_0/I_{\rm sat} \gg 1$. Tous les élargissements en fréquence sont alors négligeables et la répartition d'intensité sur la CCD est $I(x,y) - I_0 \propto n(x,y)$, dépendant cette fois de la calibration de la CCD. Cette méthode impose une soustraction de fond délicate entre deux intensités élevées.

Par ailleurs, autour de 1.1 μm le rendement quantique de notre caméra est faible ($\sim 4 \times 10^{-4}$ [41]). Pour que le signal sorte du bruit, l'expérience indique que l'énergie reçue par un pixel doit dépasser 0.06 pJ, ce qui se traduit, en tenant compte du grandissement de la lentille, par la condition

$$I_0/I_{\rm sat} \geq \frac{7}{\Delta t\,(\mu{\rm s})} \,. \tag{3.2}$$

Les conditions (3.1) et (3.2) ne sont compatibles que si $\frac{I_0}{I_{\rm sat}} \geq 0.5$ et $\Delta t \geq 15$ μs.

L'étude quantitative de l'imagerie en absorption n'est pas achevée. En particulier, nous n'avons pas réussi à rendre cohérentes entre elles les mesures de nombre d'atomes données par l'imagerie et par le signal de temps de vol. Comme ce dernier est calibré sur une mesure d'absorption sur une sonde mesurée par une photodiode (§ 2.3.3), cela revient à une incohérence entre deux types de mesures d'absorption. En définitive, nous avons davantage confiance en la mesure d'absorption par une photodiode, pour laquelle il n'y a pas d'hypothèses à supposer. Dans ce qui suit, l'imagerie n'est utilisée que pour remonter au volume du piège. Enfin, l'axe de propagation de la sonde ne donne pas accès à l'éventuelle anisotropie du PMO provenant à la fois de la valeur du gradient de champ magnétique et de la saturation relative des faisceaux de piégeage selon les trois axes. Pour ce qui suit le piège sera toujours supposé isotrope.

Pour les mesures présentées dans la section suivante, la sonde est à résonance sur la transition atomique et polarisée linéairement. Sa saturation est $I/I_{\rm sat} \approx 0.1$, ce qui nécessite une durée de la sonde de l'ordre de 100 μs. Le nombre de photons par atome vaut environ 50. La mauvaise qualité de la soustraction du fond ne nous a pas permis d'utiliser une saturation plus élevée, comme il l'aurait fallu d'après (3.1) et (3.2). Pour nous affranchir de la limitation sur le nombre de photons échangés par atomes nous prévoyons de rétroréfléchir le faisceau laser sonde.

L'imagerie en absorption est effectuée sur le nuage en cours d'expansion après coupure des lasers de piégeage et du champ magnétique. Il est donc *a priori* nécessaire de prendre en compte l'expansion balistique du nuage. En fait, l'étude de la taille du nuage en fonction du délai t entre la coupure de la lumière et l'envoi de la sonde montre que la demi-largeur à $1/\sqrt{e}$ du nuage augmente plus lentement que ne le prévoit la loi théorique

$$\sigma^2(t) = \sigma^2(0) + \frac{k_B T}{m}(t)^2 \quad , \tag{3.3}$$

avec T la température du PMO. La figure 3.2 montre l'évolution de la taille du nuage en fonction de t et l'évolution que l'on attendrait compte tenue de la température mesurée par temps de vol sur le MCP. Nous n'avons pas pour l'instant d'explication valable pour cette différence. Des efforts sont en cours pour obtenir une mesure fiable des tailles déduites de l'absorption. Pour les mesures présentées dans les paragraphes suivants, la sonde est envoyée 800 μs après la coupure de la lumière, afin que le gradient de champ magnétique soit assez faible pour ne plus induire de déformation des images. Le chapitre 5 montrera l'influence des courants de Foucault dans l'enceinte métallique. Au bout de 800 μs le champ est revenu à 1/7 de sa valeur maximale. Partant d'un gradient de 50 G/cm, il ne vaut plus que 7 G/cm au bout de 800 μs. Si la largeur du piège est de 2 mm, le déplacement Zeeman correspondant vaut 2 MHz environ, ce qui est négligeable devant la largeur en fréquence de la sonde utilisée. Par contre, au cours de la coupure du champ, les atomes subissent une force qui peut modifier leur vitesse. Ce problème est étudié plus en détail en relation avec le piège magnétique quadrupolaire (§ 4.2.3) : la coupure d'un gradient de 50 G/cm pendant 1 ms change la vitesse des atomes de 0.5 m/s, ce qui peut avoir une influence sur l'expansion du nuage. Toutefois, afin d'estimer la densité du nuage, la taille que l'on mesure

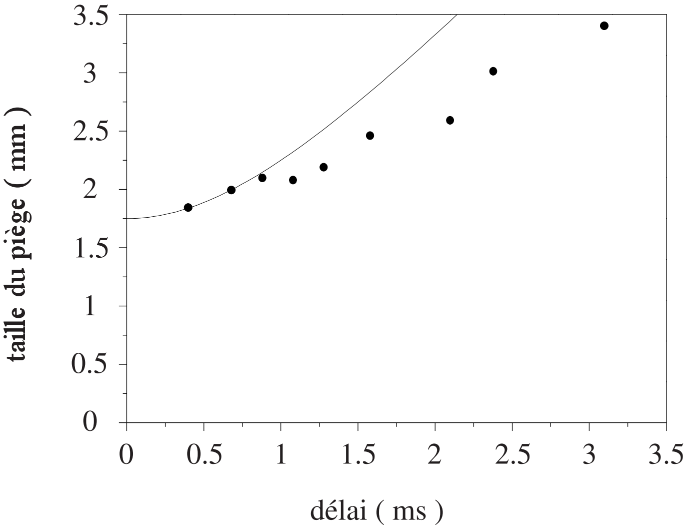

FIG. 3.2 – *Evolution de la demi-largeur à $1/\sqrt{e}$ du nuage en fonction du délai entre la coupure de la lumière et l'envoi de la sonde. La courbe en trait plein est la prédiction par la loi théorique (3.3) pour une température du nuage mesurée en temps de vol de 1 mK. La taille du nuage à $t = 0$ est imposée.*

800 μs après la coupure du piège est prise comme taille avant la coupure. L'erreur que l'on commet est plus importante pour des nuages de petites tailles pour lesquels, d'après (3.3), l'influence du vol balistique est plus importante au bout d'une durée fixée.

3.2 Performances du PMO

Comme décrit dans l'introduction, on cherche à accumuler un grand d'atomes dans le PMO. Ce nombre dépend de l'efficacité du ralentissement du jet atomique ainsi que des trois paramètres du PMO : l'intensité normalisée I/I_{sat} des faisceaux laser de piégeage, leur désaccord Δ par rapport à la transition atomique et le gradient de champ magnétique B' selon l'axe (Oz) des bobines.

3.2.1 Optimisation du nombre d'atomes piégés

Afin d'optimiser le chargement du PMO, on recherche un modèle simple du processus de capture d'un atomes ralenti depuis le jet.

Prenons un atome qui sort du ralentisseur Zeeman avec une vitesse v_f dirigée le long de l'axe (Ox). Pour être capturée par le PMO, cette vitesse doit être ramenée à quelques m/s sur une distance de l'ordre de la taille des faisceaux laser, soit $2w$ avec w leur demi-largeur à $1/e^2$. Supposons tout d'abord que l'atome subit sous l'action des lasers de piégeage une décélération constante le long de l'axe (Ox) dans la zone de piégeage égale à son accélération maximale $a_{\max} = v_{\text{rec}}\,\Gamma/2$. La condition d'amortissement de v_f jusqu'à une vitesse nulle conduit à la vitesse maximale capturée par le PMO, donnée par $v_c = \sqrt{2a_{\max}2w}$. Numériquement, pour $2w \approx 2$ cm, $v_c \approx 130$ m/s. En réalité, l'atome ne subit pas une décélération constante mais plus petite que $a_{\max}$ et la vitesse de capture sera plus faible, dépendant des paramètres du PMO : désaccord et intensité des faisceaux laser et gradient de champ magnétique.

Analysons le chargement du piège en relation avec le ralentissement du jet atomique. Négligeons tout d'abord la diffusion transverse et l'expansion du jet atomique à la fin de la section de ralentissement dues au vol libre sur la distance d entre la sortie du ralentisseur et le centre de l'enceinte à vide (§ 2.1.3). Le flux d'atomes capturés par le PMO est constant tant que $v_f \leq v_c$ et est donné par le flux d'atomes ralentis à v_f, soit $\Phi = \Phi_{\text{ral}}$ (pour simplifier, Φ_{ral} est supposé indépendant de v_f). Le nombre d'atomes piégés est une fonction croissante du taux de chargement Φ. Ainsi, tant que $v_f \leq v_c$, le nombre d'atomes capturés est constant. Au contraire lorsque $v_f \geq v_c$, et puisque le jet ralenti est pratiquement monocinétique par principe du ralentissement Zeeman [43], $\Phi \approx 0$. Si maintenant on introduit la diffusion transverse, la taille transverse du jet au niveau du PMO est $\Delta y_t = \Delta y_{\text{diff}} + d\,\Delta v_{\text{diff}}/v_f$. En supposant par ailleurs que tous les atomes traversant la section $(2w)^2$ des faisceaux laser de piégeage perpendiculaire à (Ox) sont capturés, le taux de chargement du PMO devient

$$\Phi(v_f) = \begin{cases} \Phi_{\text{ral}} \left(\frac{2w}{\Delta y_t}\right)^2 & \text{si } v_f \leq v_c \\ 0 & \text{si } v_f \geq v_c\ . \end{cases} \tag{3.4}$$

Puisque Δy_t diminue lorsque v_f augmente, le taux de chargement du PMO passe par un maximum pour v_f proche de v_c. Ainsi, pour chaque paramètre du PMO, la vitesse de capture v_c est fixée et le nombre d'atomes dans le PMO passe par un maximum pour une vitesse du jet ralenti proche de v_c.

La suite de ce paragraphe présente la recherche empirique du nombre maximal d'atomes piégés par notre dispositif expérimental, guidée par les modèles très simples décrits. On optimise tout d'abord le PMO lui même, puis son taux de chargement en jouant sur le ralentissement.

Optimisation du PMO

Une fois la saturation I/I_{sat} des faisceaux pièges fixée, il se trouve expérimentalement que, pour chaque valeur du désaccord du laser de piégeage, il existe une valeur du gradient de champ magnétique qui rend le nombre d'atomes piégés maximum. On trace ainsi le couple $(-\Delta, B')$ qui correspond à ce maximum. Le résultat est donné sur la figure 3.3, le désaccord étant exprimé relativement à la largeur naturelle de la transition ($\Gamma/2\pi = 1.6$ MHz).

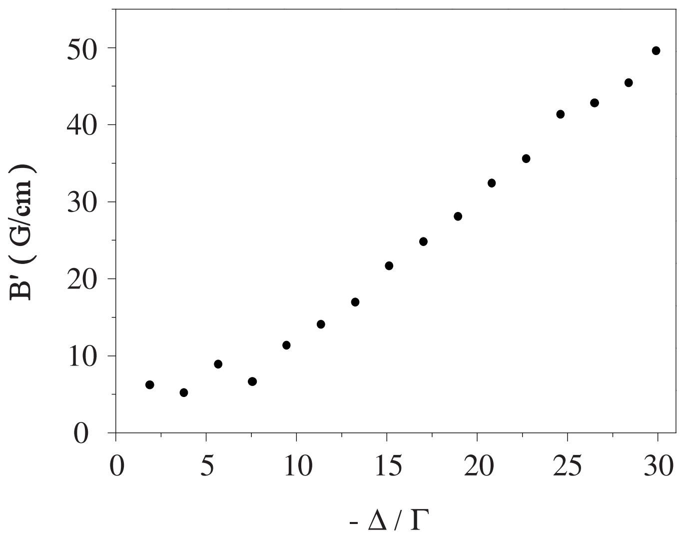

FIG. 3.3 – *Couple (désaccord $-\Delta/\Gamma$, gradient B') qui rend le nombre d'atomes piégés maximal.*

La figure 3.3 montre que plus le désacccord des faisceaux du piège est important plus la valeur du gradient de champ magnétique est élevée. Afin de comprendre ce comportement, revenons au modèle du PMO à une dimension selon (Ox) (figure 3.4) [48]. Un atome pénétrant dans la zone de piégeage s'arrête en un point où le désaccord du laser de piégeage compense le déplacement Zeeman. La distance d'arrêt est au plus égale à la longueur de la zone de piégeage, soit $2w$. Ainsi, il existe une relation entre le désaccord et le gradient de champ magnétique selon (Oz) $(B' = 2B'_x)$: $2|\Delta|/\mu_B B' \approx w$. La figure 3.5 reporte le rapport $2|\Delta|/\mu_B B'$ pour chacun des points de la figure 3.3 qui doit donc donner la longueur de la zone de piégeage. On vérifie en effet que la demi-largeur à $1/e^2$ des faisceaux laser est de l'ordre de $2|\Delta|/\mu_B B'$, pour $-\Delta/\Gamma \geq 10$ au moins. Pour des désaccords plus faibles, la dispersion des points n'est pas significative.

Optimisation du taux de chargement

Afin de montrer expérimentalement l'existence de la vitesse de capture v_c, on fixe le désaccord et le gradient de champ magnétique du PMO, comme dans ce qui précède. On fixe ensuite le désaccord du laser ralentisseur Δ_{ral}. On ajuste alors le courant I_2 qui parcourt le deuxième solénoïde afin de piéger le maximum d'atomes. L'existence de ce maximum est une indication de la diffusion transverse au cours du ralentissement, sinon, d'après les modèles du début du paragraphe (formule (3.4)) il y aurait une large plage de vitesses finales de ralentissement conduisant au même nombre d'atomes piégés. Une telle expérience est reproduite pour plusieurs désaccords du laser ralentisseur. On trace ensuite ce désaccord Δ_{ral} en fonction de la valeur B_2 du champ magnétique à la fin de la deuxième section de ralentissement. La figure 3.6 montre le désaccord du laser ralentisseur en fonction

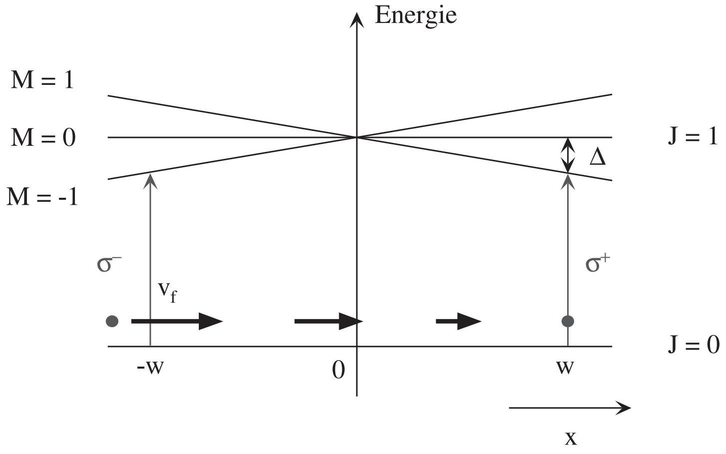

FIG. 3.4 – *Modèle de PMO à une dimension, pour une transition* $J = 0 \leftrightarrow J = 1$.

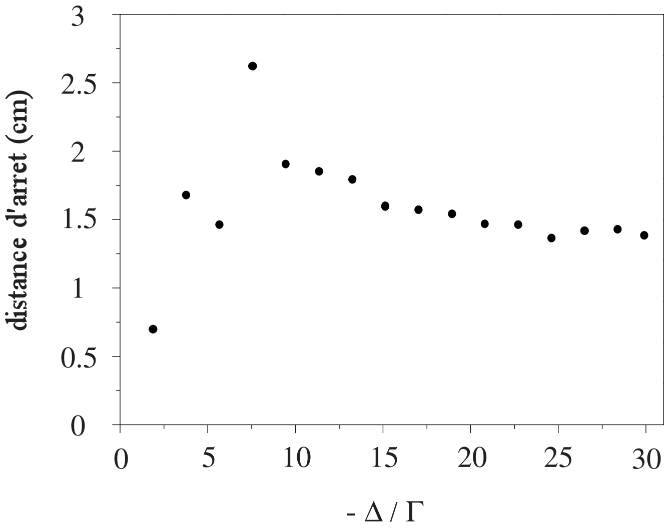

FIG. 3.5 – *Distance d'arrêt* $-\frac{2\Delta}{\mu_B B'}$ *des atomes entrant dans la zone de piégeage en fonction du désaccord pour chacun des points de la figure 3.3. Elle est de l'ordre de la largeur totale à* $1/e^2$ *mesurée des faisceaux.*

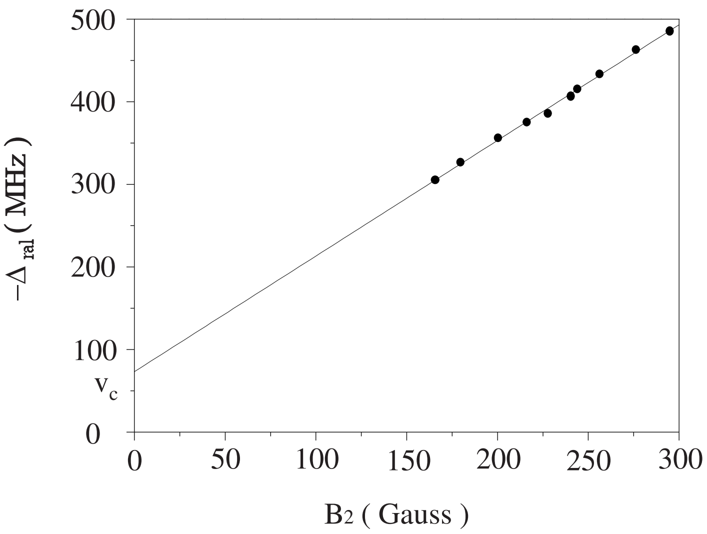

FIG. 3.6 – *Désaccord du laser ralentisseur en fonction du champ magnétique final du deuxième ralentisseur qui rend le nombre d'atomes piégés maximal. Ce maximum n'est pas tout à fait le même pour tous les points, provenant de l'efficacité différente du ralentissement. En particulier, à faible désaccord du ralentisseur, la valeur de B_2 impose aux atomes une accélération supérieure à a_{max} et ils décrochent dans la deuxième section de ralentissement. Pour chacun des points, le désaccord et le gradient du PMO sont fixés à la même valeur.*

du champ magnétique à la fin de la deuxième section de ralentissement. La vitesse v_f à la fin du ralentissement est reliée au champ magnétique B_2 à la sortie du deuxième solénoïde et au désaccord du ralentisseur par

$$v_f = \lambda(\mu_B B_2 + \Delta_{\text{ral}}) \text{ , avec } \Delta_{\text{ral}} < 0 \text{ et } \mu_B = 1.4 \text{ MHz/G} . \tag{3.5}$$

On attend donc, si le PMO possède une vitesse de capture optimale v_c à ce que les points soient alignés sur une droite d'ordonnée à l'origine v_c. On trouve ici $v_c = 80$ m/s, compatible avec le fait que les atomes sont soumis à une décélération inférieure à $a_{\max}$ dans la zone de piégeage. On vérifie en outre que la pente est μ_B.

On reproduit l'expérience en modifiant le désaccord du PMO (et le gradient de champ magnétique) de façon à analyser l'évolution de sa vitesse de capture en fonction du désaccord. La figure 3.7 donne le résultat de cette mesure. Elle montre une vitesse de chargement élevée et relativement indépendante du désaccord du PMO. Ce fait serait compatible avec une décélération constante sur la zone de piégeage.

Nombre d'atomes piégés

Pour chacun des points de la figure 3.3, et après optimisation du taux de chargement, on trace le nombre d'atomes piégés. La figure 3.8 reproduit les résultats. Le nombre d'atomes

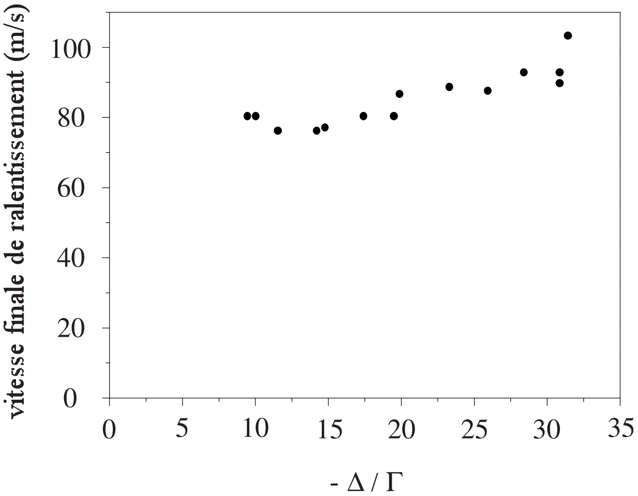

Fig. 3.7 – *Vitesse de chargement du piège magnéto-optique à partir du jet atomique ralenti pour différents désaccords du PMO.*

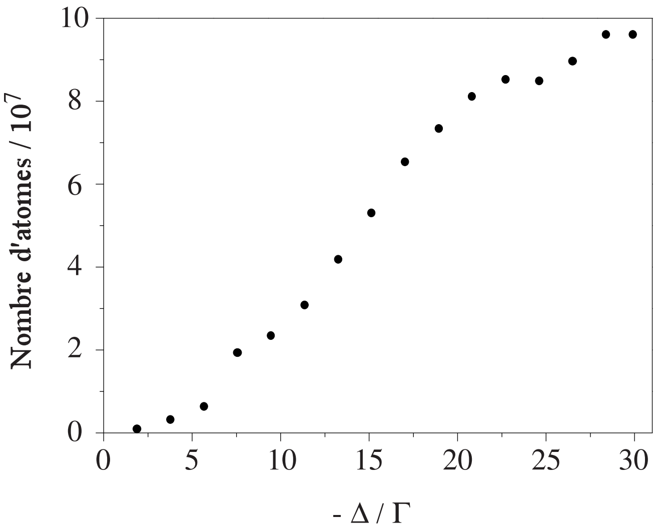

Fig. 3.8 – *Nombre d'atomes piégés dans le PMO pour chacun des points de la figure 3.3. Pour chacun des points le ralentissement a été aussi optimisé.*

piégés commence à saturer pour de grandes valeurs de $-\Delta$. Ceci a été confirmé dans une expérience préliminaire dans laquelle le gradient et le désaccord pouvaient être augmentés : à partir de $\Delta/\Gamma = -30$ et un gradient de 50 G/cm le nombre d'atomes n'augmente plus. Pour l'expérience présentée ici, le nombre maximal d'atomes piégés est proche de 10^8. Les mesures ont été effectuées alors que le flux du jet n'avait pas sa valeur maximale. Nous obtenons plutôt quotidiennement 2×10^8 atomes. Le résultat le plus élevé que nous ayons obtenu est 3.5×10^8 atomes.

Conclusion

Cette augmentation du nombre d'atomes piégés avec le désaccord (et donc avec le gradient de champ magnétique) ne semble pas explicable à partir des modèles simples du début de ce paragraphe : ceux-ci prévoient en effet un taux de chargement Φ du PMO qui ne dépend que de la vitesse finale de ralentissement, égale à la vitesse de capture du PMO. Or l'expérience a montré que cette vitesse de capture était largement constante sur la gamme de désaccord explorée, conduisant à un taux de chargement constant. Si le nombre d'atomes était limité par les pertes à un corps dans le PMO, il ne dépendrait que de Φ et serait constant. Il faut envisager un autre mécanisme qui varie avec le désaccord du laser de piégeage. Les paragraphes 3.3 et 3.4 montreront que ce sont les pertes par collisions à deux corps assistées par la lumière.

3.2.2 Densité du nuage d'atomes et température

L'estimation du volume du piège se fait à partir de l'imagerie en absorption, décrite dans la section 3.1. Le résultat de la mesure est donné sur la figure 3.9 pour chacun des points de 3.3.

L'erreur sur le volume est dominée par les erreurs sytématiques. L'erreur sur la mise au point de la caméra est négligeable. Par contre les hypothèses sur la dimension non mesurée du nuage et celle sur l'explosion du nuage et la déformation des images due à l'effet Zeeman inhomogène conduisent à une incertitude sur le volume mesuré de l'ordre d'un facteur 2 pour un désaccord supérieur à 20 MHz. Pour des désaccords inférieurs, l'erreur est plus importante, car l'expansion balistique du nuage entre la coupure du piège et l'envoi de la sonde doit dominer. Le nombre d'atomes étant par ailleurs connu (à un facteur 1.5 près), on obtient une estimation de la densité à un facteur 3 près pour $-\Delta/\Gamma \geq 10$. Celle-ci est pratiquement constante (et valant $\approx 10^9$ at/cm^3 pour cette expérience) pour des désaccords du piège de plus de 20 MHz. Le résultat le plus élevé que nous ayons obtenu est 6×10^9 at/cm^3, une valeur typique étant 2×10^9 at/cm^3.

Pour chaque point de 3.3 on trace la température, déduite de l'ajustement du signal de temps de vol. Le résultat est reproduit sur la figure 3.10. La théorie Doppler prévoit une

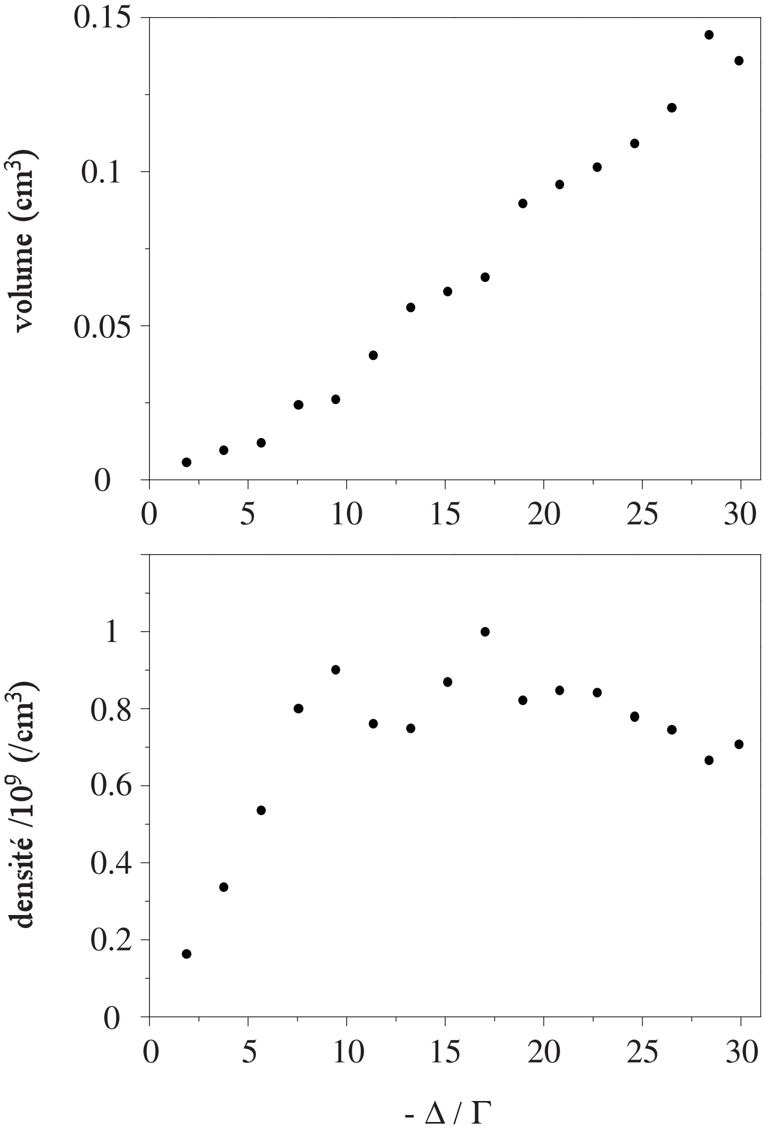

Fig. 3.9 – *Volume du PMO et densité en fonction du désaccord.*

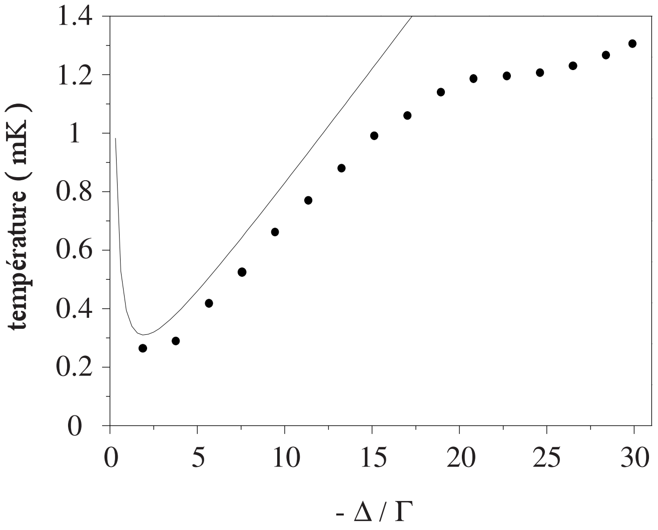

FIG. 3.10 – *Température du PMO en fonction du désaccord du laser de piégeage. La courbe en trait plein est la loi prédite par la théorie Doppler à une dimension pour $I/I_{\mathrm{sat}} = 7$.*

température donnée par [49]

$$T = T_D \left(1 + \frac{2I}{I_{\mathrm{sat}}} + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2\right) \frac{\Gamma}{2|\Delta|} \quad , \tag{3.6}$$

avec $T_D = 40\ \mu$K la température Doppler à trois dimensions. Cette courbe est reportée sur la figure 3.10 avec $\frac{I}{I_{\mathrm{sat}}} = 7$, alors que la mesure directe de puissance fournit plutôt $\frac{I}{I_{\mathrm{sat}}} = 25$.

3.3 Collisions à deux corps dans un piège magnéto-optique d'He*

L'étude du paragraphe 3.2.1 a indiqué la variation du nombre d'atomes piégés en fonction du désaccord du laser de piégeage, suggérant que celui-ci ne varie pas simplement avec le taux de chargement. Cette troisième partie va montrer que l'existence de collisions à deux corps dans le PMO rend compte de ce comportement. Elle présente des arguments théoriques qualitatifs qui prouvent la limitation du nombre d'atomes et de la densité du fait des collisions à deux corps et explique l'augmentation du taux de collisions Penning en présence de lumière laser proche de la résonance de la transition utilisée pour le piégeage.

3.3.1 Piège en présence de pertes à deux corps

En présence de pertes à un et deux corps dans un piège (caractérisées respectivement par une durée de vie τ et une constante de perte β), l'équation d'évolution du nombre d'atomes piégés au cours de son chargement s'écrit, en fonction de la densité $n(\mathbf{x},t)$

$$\frac{dN(t)}{dt} = \Phi - \frac{N(t)}{\tau} - \beta \int d^3x\, n^2(\mathbf{x},t) \; . \tag{3.7}$$

Le terme linéaire est principalement dû aux pertes par ionisation Penning du gaz résiduel. Φ est le taux de chargement du piège. Le terme quadratique, dans le cas de l'He* , est attribué aux collisions Penning entre atomes (voir paragraphe 3.3.2), si bien que la constante de pertes β est la constante de collisions Pennning définie au paragraphe 1.1.3. Elle est supposée indépendante de $\mathbf{x}$ et de t, mais elle peut dépendre des paramètres du piège (dans le cas d'un PMO : désaccord et intensité du laser par exemple).

On fait par ailleurs l'hypothèse que la densité du nuage d'atomes piégés suit une distribution gaussienne, et que l'on peut ainsi la factoriser sous la forme (avec une symétrie cylindrique autour de l'axe (Oz))

$$n(\rho,z,t) = n(0,t)\, e^{-\frac{\rho^2}{2\sigma_\rho^2}-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}} \quad , \tag{3.8}$$

avec σ_ρ et σ_z indépendants du nombre d'atomes et du temps. Cette décomposition est validée par l'expérience. L'intégration de (3.7) conduit alors à

$$\frac{dN(t)}{dt} = \Phi - \frac{N(t)}{\tau} - \frac{\beta}{2\sqrt{2}V}\, N^2(t) \; , \tag{3.9}$$

avec $V = (2\pi)^{\frac{3}{2}}\, \sigma_\rho^2\, \sigma_z$ le volume du piège.

La figure 3.11 représente la solution de l'équation (3.9) qui donne l'évolution du nombre d'atomes dans un piège dont le taux de chargement est $\Phi = 5 \times 10^8$ at/s, la durée de vie $\tau = 1$ s, le volume 0.1 cm^3 et $\beta = 5 \times 10^{-9}$ cm^3/s. Ces paramètres sont typiques de notre PMO ; leur mesure est présentée dans la dernière section du chapitre.

Lorsque les collisions à deux corps sont négligeables devant celles à un corps, le nombre d'atomes dans le piège en régime stationnaire est $N_s = \Phi\,\tau$. La densité au centre du piège est $n_s = N_s/V$. L'ordre de grandeur de la durée de chargement est la durée de vie du piège τ.

Au contraire, lorsque les pertes à deux corps dominent ($\beta n_s \tau \gg 1$), le nombre d'atomes dans le piège en régime permanent est

$$N_0 = \sqrt{\frac{\Phi 2\sqrt{2}V}{\beta}} = 2^{\frac{3}{4}}\, \frac{N_s}{\sqrt{n_s\beta\tau}} < N_s \quad , \tag{3.10}$$

qui montre que le nombre d'atomes est toujours inférieur à celui obtenu en l'absence de collisions à deux corps. Cette formule insiste aussi sur la difficulté expérimentale d'augmenter le nombre d'atomes piégés : gagner un facteur 2 sur celui-ci signifie multiplier le flux du jet d'un facteur 4 ! La densité maximale au centre du piège, limitée par les collisions à deux corps, est alors $n_0 = \frac{N_0}{V} = \sqrt{\frac{\Phi}{\beta 2\sqrt{2}V}}$. La figure 3.11 montre que la durée de chargement t_0 est dans ce cas telle que $\Phi \approx \frac{N_s}{\tau} \approx \frac{N_0}{t_0}$. Donc $t_0 \approx \frac{N_0}{N_s}\tau < \tau$.

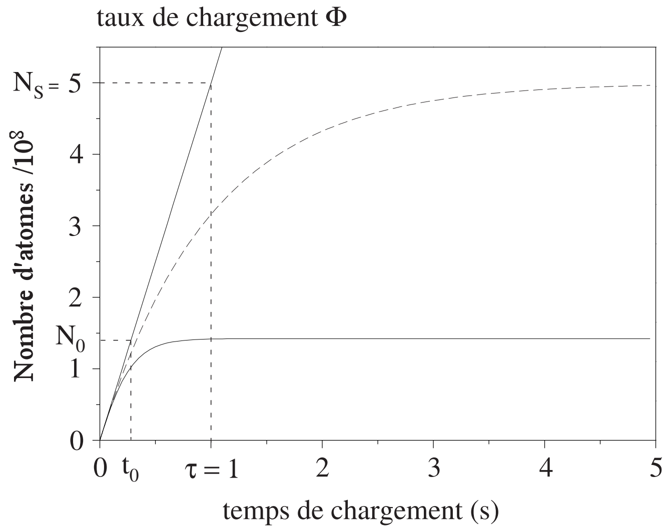

FIG. 3.11 – *Evolution du nombre d'atomes dans un piège au cours de son chargement. La courbe en pointillés n'implique que des collisions à un corps caractérisée par une durée de vie $\tau = 1$ s. La courbe noire prend en compte les pertes à un et deux corps avec $\beta = 5 \times 10^{-9}$ cm^3/s. La droite a pour pente le taux de chargement $\Phi = 5 \times 10^8$ at/s.*

3.3.2 Collisions Penning en présence de lumière

Il est connu depuis 1992 [34] que le taux de pertes à deux corps est particulièrement élevé dans un piège magnéto-optique d'He* . Il est attribué aux collisions Penning entre atomes piégés. La référence [25] justifie expérimentalement cette assimilation. La présence de lumière proche de résonance augmente le taux le collision. Le mécanisme de cette augmentation a été donné par Gallagher et Pritchard dans le cas du sodium [50]. Il est applicable au cas des atomes métastables [51] et est résumé sur la figure 3.12.

On fait l'hypothèse qu'une collision Penning a lieu avec une probabilité de 100 % dès que deux atomes d'He* sont séparés de moins de $\sim 0,5$ nm (soit ~ 10 rayons de Bohr) [21]. Deux atomes d'He* dans l'état $^3S_1$ interagissent par le potentiel d'interaction effectif (1.2). Comme discuté alors, ce potentiel présente une barrière pour $l = 1$ de hauteur ≈ 10 mK, située à ~ 4 nm du centre de force. Des atomes dans un PMO ont une température proche de 1 mK et seul l'onde s ($l = 0$) permet aux atomes d'atteindre la zone dans laquelle la collision Penning a lieu. La constante de collision $\beta_{\text{non pol}}$ pour des atomes non polarisés a été récemment mesurée et est dans la gamme de 10^{-10} cm^3/s [24, 17, 25].

En présence de lumière laser proche de la résonance de la transition $2^3S_1 - 2^3P_2$ utilisée pour le piégeage et désaccordée vers le rouge, un des atomes de la collision peut passer dans l'état excité $^3P_2$ par absorption d'un photon. Il interagit alors avec le deuxième atome par une interaction dipôle-dipôle en C_3/r^3 ($C_3 = 19.25$ u.a.) pour laquelle environ $l_{\max} \approx 10$ ondes partielles contribuent à la collision. La section efficace de collision variant comme

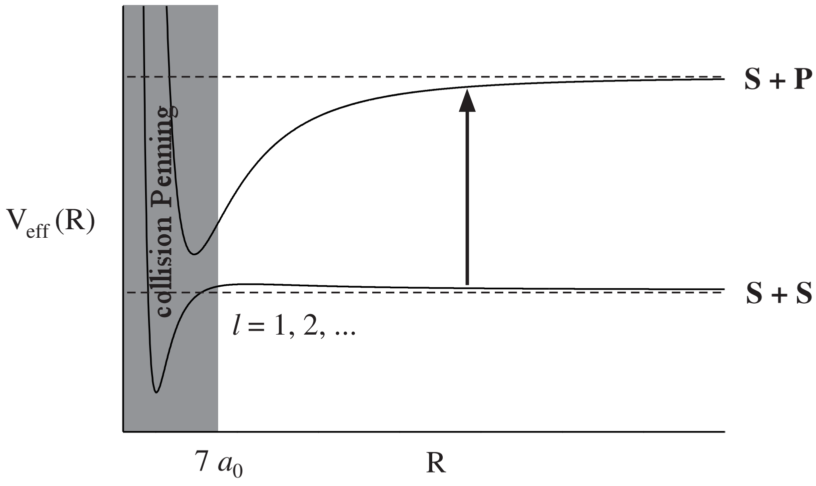

Fig. 3.12 – *Principe de l'augmentation des collisions Penning en présence de lumière proche de résonance. l désigne le moment angulaire des premières ondes partielles produisant une barrière centrifuge.*

$\sum_0^{l_{\max}} 2l{+}1 \sim (l_{\max}{+}1)^2$, le taux de collisions Penning en présence de lumière est augmenté de 2 ordres de grandeur environ. Une façon de réduire l'influence de ces collisions assistées par la lumière est de désaccorder le laser par rapport à la transition atomique, afin de réduire le nombre d'atomes dans l'état excité. La dernière section du chapitre confirme expérimentalement cette intuition.

3.4 Etude expérimentale des collisions à deux corps

On souhaite déterminer le comportement en fonction du désaccord du taux de pertes à deux corps dans le PMO. Elles sont attribuées aux collisions Penning amplifiées par la lumière laser proche de résonance, comme exposé à la fin de la section précédente. Ceci permet de trouver un régime de fonctionnement du PMO pour lequel les pertes par collisions à deux corps sont minimisées.

Dans une génération précédente de l'expérience, nous avons déjà mesuré ce taux de pertes pour des désaccords $|\Delta|/\Gamma \leq 10$. Cette étude a fait l'objet d'une publication qui se trouve dans l'annexe F de cette thèse. Elle était basée sur l'analyse de la décroissance du nombre d'atomes, mesuré en fluorescence, en fonction du temps après la coupure du taux de chargement du PMO.

Lorsque nous avons disposé de la détection électronique, nous avons rapidement reproduit cette étude, en particulier pour explorer des désaccords plus élevés. La mesure est basée sur la détection des ions produits par le piège, utilisés pour remonter au nombre d'atomes piégés. Comme dans le cas de la mesure de fluorescence, il s'agit d'une mesure du taux de pertes total, que l'on suppose dominé par les collisions Penning. C'est ce dernier travail qui est reporté ici.

Principe de la mesure

En portant les deux grilles au-dessus du MCP à un potentiel négatif (ici -40 V), on collecte tous les ions produits par le piège. Ceux-ci proviennent *a priori* aussi bien des collisions entre un He* et un atome ou une molécule G du gaz résiduel, qui conduit à un ion G^+, qu'entre deux atomes d'He* , donnant des ions He$^+$ et He$_2^+$ et caractérisées par une constante de collisions β_{p}. Le taux de production de ces ions est donné par

$$\mathcal{R}(t) = \frac{1}{2}\frac{1}{2\sqrt{2}}\frac{\beta_{\mathrm{p}}}{V}\, N(t)^2 \,+\, \epsilon\,\frac{N(t)}{\tau}\ . \tag{3.11}$$

En supposant que les pertes à deux corps sont dues uniquement aux collisions Penning, la constante de collisions Penning β_{p} se confond avec la constante de pertes à deux corps β. Le facteur $\frac{1}{2}$ du premier terme provient de ce que la disparition de deux He* produit un seul ion He$^+$ ou He$_2^+$. Le deuxième terme représente les collisions à un corps et τ est la durée de vie des atomes piégés. La constante ϵ prend en compte d'éventuelles collisions élastiques avec le gaz résiduel qui ne produisent pas d'ions. Si l'eau est le gaz dominant, $\epsilon \approx 1$. Le courant d'ions reçus sur l'anode du détecteur est $i(t) = GT_{\mathrm{gr}}\, e\,\mathcal{R}(t)$, en supposant une efficacité de 100 % pour la détection des ions à la surface de la galette de microcanaux (c'est plausible du fait de l'énergie cinétique de ~ 2 keV des ions collectés [52]).

Pour évaluer l'influence des collisions à un corps, on trace le taux d'ions collectés lorsque le PMO est en régime stationnaire en fonction du nombre d'atomes piégés. Celui-ci est contrôlé en modifiant l'intensité du laser ralentisseur, variant ainsi le taux de chargement du piège. Le résultat est présenté sur la figure 3.13 pour un désaccord du piège magnéto-optique $\Delta/\Gamma = -30$, pour lequel d'après l'argument de la fin du paragraphe 3.3 le taux de collisions Penning doit être le plus faible. Elle indique que le gaz résiduel ne contribue que peu au signal, ce qui est compatible avec la pression mesurée ce jour ($\approx 5 \times 10^{-10}$ mbar, correspondant à des durées de vie de plusieurs secondes). Pour des désaccords inférieurs, l'influence du gaz résiduel sera donc *a fortiori* négligeable devant les collisions à deux corps. Dans toute la suite, le taux d'ions sera pris proportionnel à N^2.

En l'absence de collisions à un corps, l'analyse de ce signal d'ions au cours du chargement du PMO et de sa décroissance donne le taux de collisions à deux corps β après coupure du chargement du piège. En effet, la solution de l'équation (3.9) en l'absence de chargement ($\Phi = 0$) est, en posant $n_0 = \frac{N_0}{V}$ la densité au centre du nuage en régime stationnaire,

$$N(t) = \frac{N_0}{1 + \frac{\beta}{2\sqrt{2}} n_0 t}\ . \tag{3.12}$$

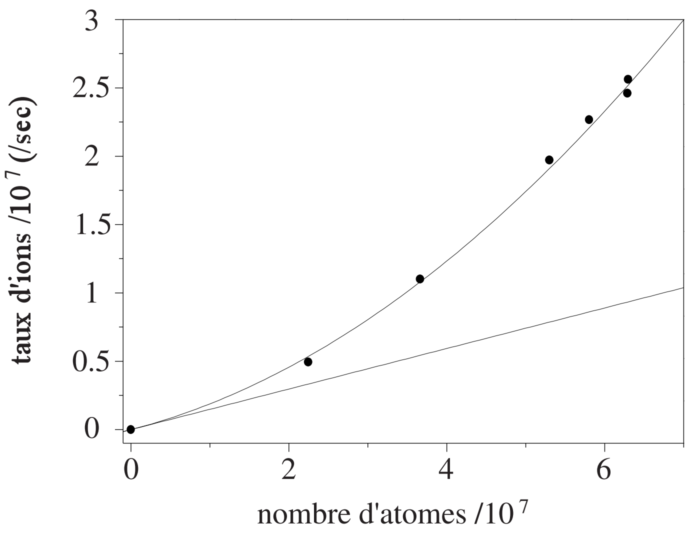

FIG. 3.13 – *Signal d'ions collectés sur la galette de microcanaux en fonction du nombre d'atomes piégés, pour un fonctionnement stationnaire du PMO. La parabole est un ajustement des mesures : elle conduit à $\tau \approx 7$ s. La droite représente le taux d'ions que l'on obtiendrait en l'absence de collisions à deux corps. Le PMO fonctionne à un désaccord $\Delta/\Gamma = -30$.*

L'ajustement de la décroissance du signal d'ions $\mathcal{R}(t) \propto N^2(t)$ en fonction du temps après avoir coupé le jet atomique et le laser de ralentissement permet de trouver βn_0. En mesurant la densité comme décrit dans le paragraphe 3.2.1, on tire β.

De même lors du chargement du piège, la résolution de (3.9) donne

$$N(t) = N_0 \tanh \frac{\beta n_0}{2\sqrt{2}} t \ . \tag{3.13}$$

A nouveau, l'ajustement du signal d'ions par la loi

$$\mathcal{R}(t) = \mathcal{R}_0 \tanh^2 \frac{\beta n_0}{2\sqrt{2}} t \ . \tag{3.14}$$

conduit à βn_0.

Pendant le régime stationnaire, en l'absence de pertes à un corps et si les pertes à deux corps sont dominées par les collisions Penning, le taux d'ions produits est relié au taux de chargement du piège par $\mathcal{R}_0 = \frac{\Phi}{2}$.

Mesures

Pour chacun des points de la figure 3.3, et pour une saturation au centre des faisceaux laser $I/I_{\text{sat}} \approx 160$, on enregistre le signal d'ions lors du chargement du piège (lorsque le laser ralentisseur et le jet atomique sont branchés) et après l'avoir coupé. La figure 3.14 montre un exemple de signal d'ions ainsi qu'un ajustement par les lois théoriques. L'ajustement

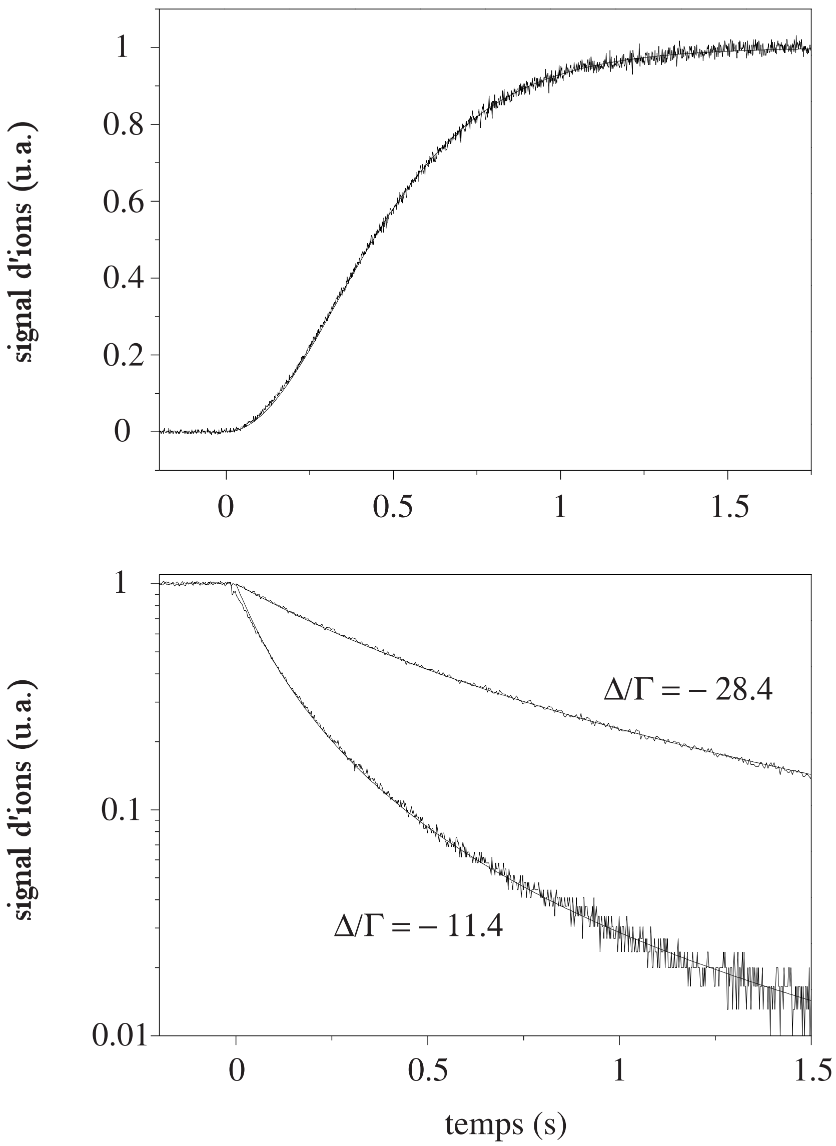

FIG. 3.14 – *Signal d'ions collectés sur la galette de microcanaux lors du chargement du PMO (figure du haut) et de la décroissance du piège (figure du bas). Les courbes noires sont les ajustements par les lois théoriques. Dans le cas du chargement, le PMO fonctionne à un désaccord* $\Delta/\Gamma = -21$ *pour lequel* $\beta n_0 \approx 5.7\ s^{-1}$. *Pour la décroissance, les désaccords sont* $\Delta/\Gamma = -28.4$ *(*$\beta n_0 \approx 3.1\ s^{-1}$*) et* $\Delta/\Gamma = -11.4$ *(*$\beta n_0 \approx 14\ s^{-1}$*).*

ne comporte qu'un paramètre libre βn_0. Les variations de βn_0 en fonction du désaccord sont reproduites sur la figure 3.15 sur laquelle sont portés les résultats de l'ajustement des courbes de décroissance et de chargement du signal d'ions. A partir de la densité mesurée (fig. 3.9), on tire les variations de β. L'erreur sur la détermination de β est dominée par celle sur la densité, soit un facteur multiplicatif de 3 pour $-\Delta/\Gamma \geq 10$.

Les mesures reportées ici sont compatibles dans la plage $5 \leq |\Delta|/\Gamma \leq 12$ avec les valeurs que nous avions publiées [53], compte tenues des barres d'erreur (elles sont d'un facteur 2 pour les résultats de [53]). Elles sont également compatibles avec les valeurs données par d'autres groupes [25, 24, 34]. En revanche, les résultats divergent pour $|\Delta|/\Gamma \leq 5$. Une erreur de mesure de densité dans cette gamme de désaccord est possible puisque le volume du piège est estimé sans tenir compte de l'expansion balistique du nuage qui a un rôle important pour des faibles désaccords pour lesquels le volume du piège est petit. Même en tenant compte de cet effet, il reste une incohérence des résulats d'un facteur 3 au moins. Nous n'avons pas d'explication pour l'instant de cette différence. La référence [54] étudie en détail l'estimation des erreurs sur la mesure présentée ici et la comparaison avec les résultats des autres groupes et ceux que nous avions publiés.

Mesure du taux de chargement du piège

A partir des mesures précédentes, on peut remonter au taux de chargement du PMO soit par $\Phi = \frac{1}{2}\beta n_0 N_0$ (en y reportant les valeurs de βn_0 et N_0 mesurées), soit à partir du taux d'ions en régime stationnaire. L'évolution du taux de chargement en fonction du désaccord est représentée sur la figure 3.16 pour les deux méthodes. L'accord entre les deux méthodes est bon au dessus de $\Delta/\Gamma = -10$, ce qui est une indication que le mécanisme principal de pertes à deux corps est dû aux collisions Penning. Par ailleurs, le taux de chargement est relativement indépendant du désaccord, ce qui confirme le modèle simple de capture d'un atome depuis le jet (§ 3.2.1). Pour des désaccords inférieurs, le taux de chargement déduit du taux d'ions en régime stationnaire ne coïncide pas avec celui déduit de l'étude de la décroissance probablement car le piège est décalé par rapport au centre de l'enceinte à cause du champ magnétique du solénoïde de ralentissement, malgré la bobine de compensation. Cet effet disparaît lorsque le gradient de champ magnétique du MOT augmente.

Pour l'expérience réalisée le taux de chargement était de l'ordre de 10^8 at/s à grand désaccord, correspondant à un nombre d'atomes dans le PMO de 10^8. Au même désaccord, le nombre d'atomes que nous mesurons quotidiennement lorsque l'expérience est bien réglée est autour 2×10^8, ce qui correspond à un taux de chargement d'environ 5×10^8 at/s. L'influence de la mélasse transverse peut également être déduite de ces mesures : on constate une augmentation d'un facteur 30 du taux d'ions produit par le piège lorsque la mélasse est branchée. Compte tenu de ce qu'en l'absence de mélasse la densité du piège est limitée par les collisions à un corps qui ne produisent qu'un seul ion, on déduit que la

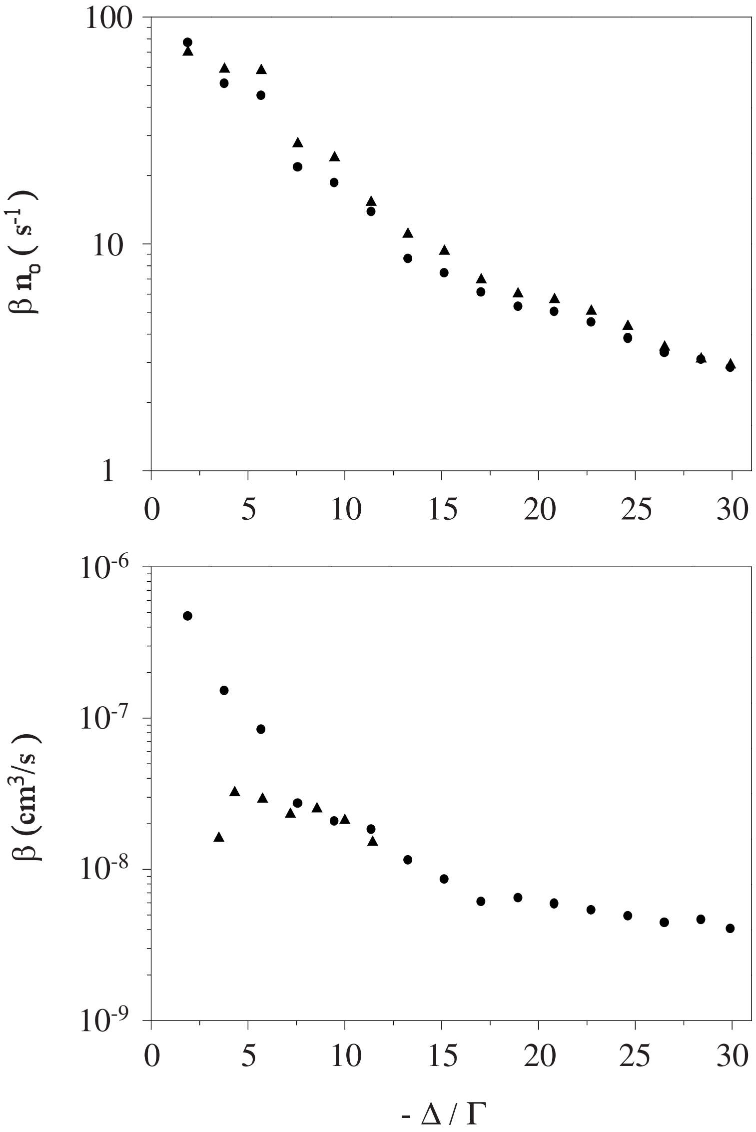

FIG. 3.15 – *Résultats de la mesure du taux de collisions à deux corps en fonction du désaccord des faisceaux du PMO. La figure du haut montre βn_0 déduit du chargement (triangle) et de la décroissance (cercle). La figure du bas donne l'évolution de β. Les triangles sont les résultats publiés dans [53]. Pour les deux mesures, la saturation au centre des faisceaux laser est $I/I_{sat} \approx 160$.*

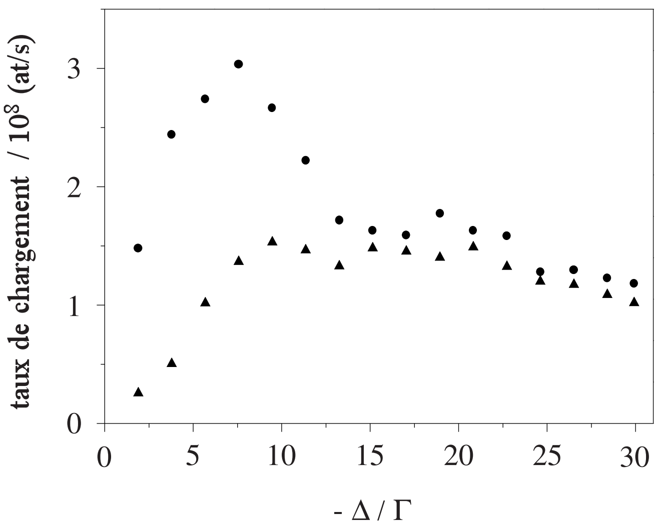

FIG. 3.16 – *Taux de chargement du PMO déduit du signal d'ions en régime stationnaire (cercle), et déduit des mesures sur la décroissance (triangle).*

mélasse augmente d'un facteur 60 le taux de chargement du PMO.

A ce stade, on peut estimer l'efficacité des différentes sections de l'expérience, depuis la source. Pour une vitesse d'entrée dans le ralentisseur de 1200 m/s et une vitesse finale de 80 m/s le nombre de photons échangés par un atome est de 12000 environ ce qui conduit à une diffusion transverse en vitesse RMS de 7 m/s d'après le paragraphe 2.1.3. Le vol libre à $v_f = 80$ m/s sur les 12 cm qui le sépare du centre du piège donne un angle de divergence du jet de 0.17 rad, produisant un gonflement du jet de 2 cm environ. Puisque la largeur du jet due à la diffusion transverse est en fin de ralentissement de 2 cm environ, la taille du jet atteint 4 cm au centre de l'enceinte. La surface de capture perpendiculaire au jet du PMO vaut 3 cm^2. Ainsi, un argument géométrique montre que 10 % des atomes qui sortent chaque seconde du ralentisseur sont capturés dans le PMO. Le taux de chargement de celui-ci vaut 5×10^8 at/s, ce qui conduit à un flux d'atomes ralentis de l'ordre de 5×10^9 at/s (le nombre d'atomes varie comme le carré du taux de chargement d'après (3.10)). En l'absence de ralentissement, le flux d'atomes, mesuré par fluorescence au niveau de l'enceinte, vaut 10^{11} at/s. Ainsi quelques pour cent de la distribution en vitesse initiale est ralenti et, compte tenu d'un flux d'He^* sortant de la source de 10^{12} at/s, la collimation transverse permet de capturer 10 % des atomes.

3.5 Conclusion

Le plus grand nombre d'atomes est obtenu en travaillant à grand désaccord du laser de piégeage. Autour de $\Delta/\Gamma = -25$, les performances du PMO sont optimales : le nombre d'atomes commence à saturer alors que la densité reste stationnaire et élevée. Ce nombre d'atomes est limité d'un point de vue fondamental par les collisions à deux corps amplifiées en présence des lasers de piégeage. Sur le plan pratique, il est fixé par le vol libre des atomes à la sortie du ralentisseur. C'est ce PMO fonctionnant à un désaccord $\Delta/\Gamma = -25$ qui est utilisé comme source d'atomes froids pour la suite de l'expérience : un refroidissement laser plus poussé suivi du transfert dans le piège magnétique. A ce stade de l'expérience, la densité dans l'espace des phases vaut 3×10^{-8} environ.

Chapitre 4

Piège magnétique et thermalisation

Le piégeage magnétique est basé sur le fait que tout atome possédant un moment angulaire total $\mathbf{J}$ se comporte comme un moment magnétique $\boldsymbol{\mu} = -g\frac{\mu_B}{\hbar}\mathbf{J}$, avec g le facteur de Landé. Placé dans un champ magnétique de module $B(\mathbf{x})$, il précesse autour de celui-ci à la pulsation de Larmor $\frac{\mu B}{\hbar}$. Si celle-ci est grande devant la fréquence caractéristique du mouvement de l'atome, le moment magnétique suit adiabatiquement le champ et il acquiert une énergie $U(\mathbf{x}) = g\mu_B B(\mathbf{x})M$, avec M la projection de $\mathbf{J}$ sur le champ magnétique. Les équations de Maxwell interdisant un maximum local du module du champ $B(\mathbf{x})$ en dehors des conducteurs [55, 15], la seule façon d'obtenir un minimum de potentiel, nécessaire au piégeage, est d'avoir $gM > 0$. Dans le cas de l'He* , l'état métastable $^3S_1$ est un spin pur ($J = S = 1$) dont le facteur de Landé est $g = 2$. Le seul état piégeant est donc $M = +1$.

Ce chapitre présente tout d'abord deux configurations de champ magnétique permanent qui ont permis d'atteindre le seuil de condensation sur les alcalins et qui sont susceptibles d'être utilisées pour le piégeage de l'He* . Après avoir décrit les avantages et inconvénients de chacune d'elles, il fixe le cahier des charges qu'elles doivent satisfaire. La dernière partie discute le principe d'une mesure du taux de collisions élastiques entre atomes d'He* piégés magnétiquement. Cette expérience, basée sur la thermalisation d'un gaz placé hors équilibre thermique, est la première étape avant l'application de l'évaporation forcée.

4.1 Type de pièges magnétiques

Ce paragraphe décrit deux configurations de champ magnétique pour lesquelles le module $B(\mathbf{x})$ possède un seul minimum. La première présente une variation linéaire de ce module au voisinage du minimum qui est nul, alors que la deuxième est caractérisée par une variation quadratique autour d'une valeur non nulle.

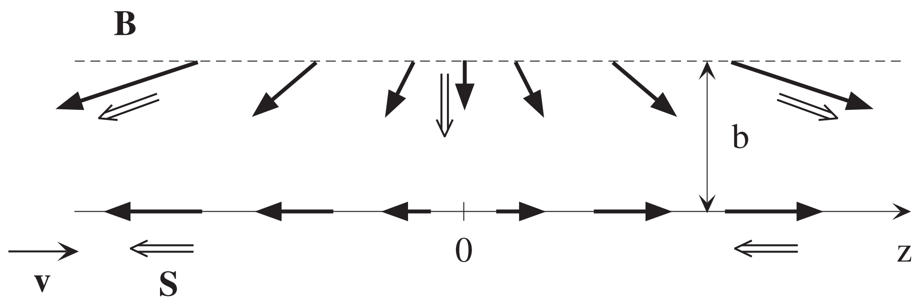

FIG. 4.1 – *Pertes par transitions non-adiabatiques dans un piège magnétique quadrupolaire. Les atomes qui passent à une distance b du centre suivent adiabatiquement le champ et leur spin* **S** *reste aligné avec celui-ci. Au contraire, un atome passant par le centre garde une direction de spin constante. Il se retrouve anti-aligné avec le champ, l'atome passant ainsi dans un état non piégeant.*

4.1.1 Piège quadrupolaire

La configuration de piégeage magnétique la plus simple est obtenue en plaçant deux bobines l'une en face de l'autre, séparées d'une certaine distance et parcourues par des courants de sens opposés [56]. L'expression du module du champ au voisinage du centre entre les deux bobines est alors, en appelant (Oz) leur axe commun, $B(\rho, z) = B'\sqrt{z^2 + \frac{\rho^2}{4}}$, avec B' le gradient de champ magnétique selon l'axe (Oz).

Le piège quadrupolaire est particulièrement pratique car il permet l'utilisation des mêmes bobines pour créer le gradient de champ magnétique du PMO à partir duquel est chargé le piège magnétique. Ainsi, le centrage des deux pièges est automatique même en présence de la gravité. Par ailleurs, sa profondeur U_0 est pratiquement infinie ($U_0/k_B \sim 50$ mK dans notre cas alors que la température du PMO vaut 1 mK environ), ce qui évite de perdre des atomes lors du transfert d'un piège à l'autre.

Pourtant il n'est pas possible d'atteindre les densités nécessaires à l'observation de la condensation de Bose-Einstein dans un tel piège du fait des transitions non-adiabatiques qui font passer un atome de l'état $M = +1$ vers les états non-piégeants $M = 0, -1$ [57]. En effet, à une faible distance b du centre du piège, la fréquence de Larmor $\mu B' b/h$ n'est plus grande devant le temps caractéristique v/b de retournement du champ vu par l'atome se déplaçant à la vitesse v (figure 4.1). Ceci peut conduire à une inversion de la polarisation de l'atome qui passe dans un état non piégeant et est expulsé de la zone de piégeage. Cet effet est d'autant plus marqué que le nuage est froid et dense car les atomes sont alors confinés au voisinage du centre du piège. Le taux de perte par transitions non-adiabatiques est estimé par [57]

$$\Gamma_{\text{non ad}} \sim \frac{\hbar}{m} \frac{1}{r^2} \sim \frac{\hbar}{m} \left(\frac{\mu_B B'}{k_B T} \right)^2 , \tag{4.1}$$

avec r la taille caractéristique du nuage d'atomes piégés, reliée au gradient et à la température du nuage par $r \sim k_B T/\mu_B B'$ (formule (4.7)). Cette expression indique qu'à température donnée l'effet est beaucoup plus important pour l'hélium que pour la plupart des alcalins à cause de sa faible masse. Avec un gradient de 100 G/cm et une température de 100 μK (chiffre typique de l'expérience, voir section 4.2), $\Gamma_{\text{non ad}} \sim 1$ s, ce qui ne laisse pas assez de temps pour l'application du refroidissement évaporatif.

La condensation de Bose-Einstein sur le sodium a cependant pu être obtenue en combinant ce champ quadrupolaire à un laser focalisé au centre du piège et désaccordé vers le bleu d'une transition atomique [5]. Ce laser crée un potentiel répulsif qui empêche les atomes d'atteindre le centre du piège, évitant ainsi les pertes non-adiabatiques. Le paragraphe 4.3 détaille cette technique, appelée "bouchon optique", qui pourrait être utilisée sur l'He* .

4.1.2 Piège de Ioffe-Pritchard

Pour éviter les transitions non-adiabatiques, il suffit de créer un minimum non nul du module du champ. C'est ce que réalise la configuration de champ dite de Ioffe-Pritchard. Elle s'obtient en superposant un champ dipolaire d'axe (Oz) à un champ quadrupolaire dans le plan (Ox, Oy). L'expression la plus générale d'un tel champ est, en se limitant aux termes d'ordre 2 en x, y et z, [58]

$$\mathbf{B}(x,y,z) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_0 \end{pmatrix} + B' \begin{pmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{pmatrix} + B'' \begin{pmatrix} -xz \\ -yz \\ z^2 - \frac{1}{2}(x^2+y^2) \end{pmatrix} + \mathcal{O}(3) \ . \tag{4.2}$$

B' et B'' désignent le gradient et la courbure de la configuration de champ. B_0 est le champ de biais. Le module du champ est alors, avec $\rho^2 = x^2 + y^2$,

$$B(\rho, z) = \sqrt{\left(B_0 + B''\left(z^2 - \frac{\rho^2}{2}\right)\right)^2 + B'^2\rho^2} + \mathcal{O}(4) \ . \tag{4.3}$$

Pour $z \ll \sqrt{\frac{B_0}{B''}}$ et $\rho \ll \frac{B_0}{B'}$, le développement limité du module montre que le champ est harmonique anisotrope

$$B(\rho, z) = B_0 + B'' z^2 + \left(\frac{B'^2}{2B_0} - \frac{B''}{2}\right) \rho^2 \ + \mathcal{O}(4) \ . \tag{4.4}$$

$B''_\rho = \frac{B'^2}{2B_0} - \frac{B''}{2}$ est la courbure radiale de la configuration de champ.

Une réalisation pratique du champ précédemment décrit s'obtient en plaçant 4 fils parcourus par des courants opposés deux à deux pour produire la partie linéaire et deux bobines parcourues par des courants de même sens selon l'axe (Oz). La distance entre les deux bobines est plus grande que dans la configuration de Helmholtz, afin d'obtenir une variation quadratique du champ au voisinage du minimum situé entre les deux bobines (figure 4.2).

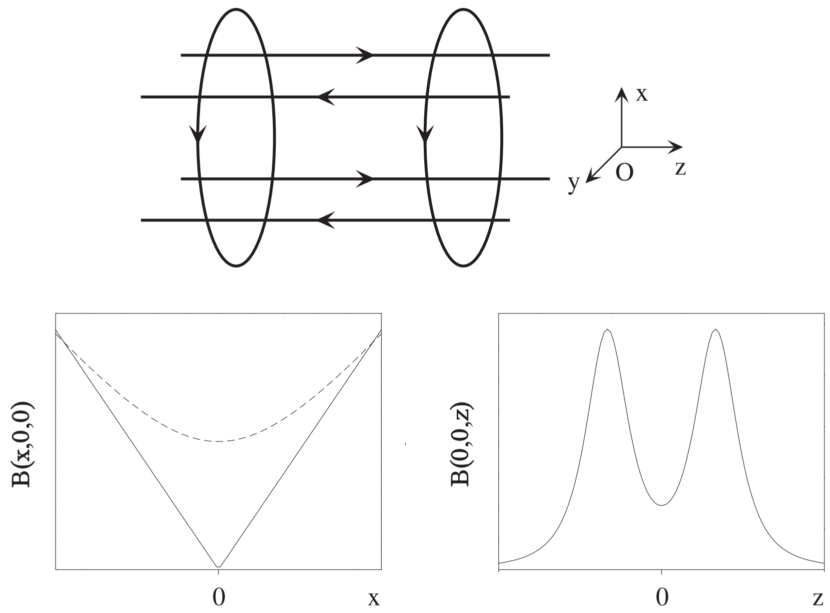

Fig. 4.2 – *Configuration de Ioffe de champ magnétique. Les deux courbes représentent des coupes du module de champ magnétique selon les axes (Ox) (à gauche) et (Oz) (à droite). Sur la section de gauche, la courbe en pointillés est obtenue pour une valeur du biais élevée, de l'ordre de B'^2/B'', alors que la courbe en trait plein correspond à un biais B_0 très faible ($B_0 \ll B'^2/B''$).*

Néanmoins, un piège harmonique est moins confinant qu'un piège quadrupolaire. En effet, la section 4.2 montrera que le volume d'un nuage piégé dans un quadrupôle est $V_Q \sim (k_B T/\mu_B B')^3$ et dans un piège harmonique de courbure B'', $V_H \sim (k_B T/\mu_B B'')^{\frac{3}{2}}$. Pour deux nuages d'atomes piégés à une même température, le rapport des volumes dans le piège quadrupolaire et le piège harmonique est de l'ordre de $(B''/B')\, V_H$. Puisque $B'/B'' \sim R^3$, avec R le rayon typique des bobines qui produisent le champ, et en désignant par r la taille caractéristique du nuage d'atomes piégés dans le piège harmonique, le rapport des densités dans le quadrupôle et le piège harmonique est de l'ordre de $(R/r)^3 \gg 1$. Il est donc plus difficile d'atteindre des densités élevées dans un piège de Ioffe. Par ailleurs, la profondeur des pièges de Ioffe est en général inférieure à celle d'un quadrupôle, ce qui implique un refroidissement plus poussé du nuage avant le transfert dans le piège magnétique.

4.2 Performances souhaitées

Le chargement du piège magnétique s'effectue à partir d'un échantillon d'atomes pré-refroidis à une température T_0 avec une densité au centre n_0, correspondant à une densité dans l'espace des phases $\mathcal{D}_0$ et un taux de collisions élastiques γ_0. Il s'agit du PMO, éventuellement suivi d'une étape de refroidissement supplémentaire. On cherche à effectuer le transfert vers le piège magnétique en conservant la densité dans l'espace des phases :

c'est l'adaptation du piège magnétique au nuage pré-refroidi. Par ailleurs, juste après son chargement, le critère d'emballement sur le taux de collisions élastiques (§ 1.2.1) n'est en général pas satisfait. Le taux de collisions élastiques est alors augmenté en comprimant adiabatiquement le piège. Enfin il faut pouvoir mesurer les propriétés du nuage piégé. Ce paragraphe détaille chacune de ces étapes et recherche les valeurs des paramètres du piège magnétique à construire, aussi bien pour un quadrupôle que pour un piège de Ioffe.

4.2.1 Chargement du piège magnétique

Sans manipulation du nuage pré-refroidi, celui-ci est *a priori* non polarisé. En moyenne sur le nuage, les trois sous-niveaux Zeeman $M = -1, 0, 1$ sont également peuplés. On attend donc que seul $1/3$ des atomes environ soient transférés dans le piège magnétique, les autres étant dans un état non piégeant.

Condition sur le temps de montée du champ magnétique

Le transfert à partir du nuage pré-refroidi s'effectue en coupant les lasers et en branchant le champ du piège magnétique. Cette montée du champ doit être courte devant la durée d'expansion du nuage à la température T_0, afin de ne pas perdre en densité dans l'espace des phases. En effet, modélisons le piège lumineux par un oscillateur harmonique isotrope de pulsation ω_0 que l'on transfert vers un piège magnétique lui aussi harmonique isotrope. La densité spatiale dans le piège lumineux est alors gaussienne de demi-largeur σ_0 à $1/\sqrt{e}$. Modélisons le transfert par une phase d'expansion balistique de durée t_0 suivi d'une montée rapide du champ à la courbure d'adaptation (pour laquelle la pulsation des atomes dans le piège magnétique est égale à ω_0). Au cours de l'expansion, la demi-largeur à $1/\sqrt{e}$ du nuage varie selon

$$\sigma(t) = \sigma_0 \sqrt{1 + \omega_0^2 t^2} \tag{4.5}$$

et la densité spatiale du nuage diminue. Par ailleurs, loin de la dégénérescence quantique, les collisions entre atomes sont négligeables au cours de l'expansion si bien que la distribution des vitesses est gelée. Au cours de cette phase, seule la densité spatiale. Lorsque le nuage retrouve l'équilibre thermique une fois dans le piège magnétique, sa température a augmenté selon $k_B T = m\omega_0^2 \sigma^2(t_0)$. La densité spatiale et la longueur d'onde thermique ont diminué ainsi que la densité dans l'espace des phases, d'un facteur $(\sigma_0/\sigma(t_0))^6$ pour cette dernière. Ce modèle est pessimiste car l'expansion du nuage n'est pas vraiment balistique au cours de la montée lente du champ. Au final, cependant, une montée trop lente du champ implique une perte de densité dans l'espace des phases, éloignant de la transition de Bose-Einstein. Dans le cas de l'He* , cette montée du champ doit être particulièrement rapide car les atomes sont légers. A courbure B'' donnée, la pulsation est en effet $\omega_0^2 = 4\mu_B B''/m$. Numériquement, pour une courbure d'adaptation de 20 G/cm^2, la pulsation vaut 350 rad/s, ce qui nécessite, d'après (4.5) un temps de montée inférieur à 1 ms.

Adaptation du piège magnétique

Même lorsque la montée du champ est assez rapide, il faut encore trouver la valeur du gradient, pour le piège quadrupolaire, ou de la courbure, dans le cas du piège de Ioffe, qui permet de conserver le volume du nuage : c'est l'adaptation du piège magnétique au nuage pré-refroidi. La distribution spatiale d'un nuage d'atomes à l'équilibre à la température T placés dans un potentiel de piégeage $U(\mathbf{x})$ est $n(\mathbf{x}) = n(0)\, e^{-\beta U(\mathbf{x})}$, avec $\beta = \frac{1}{k_B T}$.

Dans le cas du potentiel quadrupolaire à symétrie cylindrique,

$$n(\rho, z) = n(0)\, e^{-\beta 2\mu_B B' \sqrt{z^2+\frac{\rho^2}{4}}} \ . \tag{4.6}$$

Le volume du piège, défini comme $V_Q = N/n(0)$, est alors

$$V_Q \ = \int 2\pi\, \rho\, d\rho\, dz\, e^{-\beta 2\mu_B B' \sqrt{z^2+\frac{\rho^2}{4}}} \ = \ 4\pi \left(\frac{k_B T}{\mu_B B'}\right)^3 \ . \tag{4.7}$$

D'après le chapitre précédent, le volume du PMO qui est transféré dans le piège magnétique est de l'ordre de 0.1 cm^3 pour une température de $T_0 = 1$ mK. Conserver ce volume et cette température dans le piège quadrupolaire impose un gradient de 70 G/cm environ. Notons que l'adaptation définie comme la conservation du volume du piège ne conserve pas la densité dans l'espace des phases dans le cas du chargement d'un quadrupôle, à cause de la modification de la forme du potentiel de piégeage au transfert (passage d'un potentiel harmonique à un potentiel linéaire).

Pour un piège de Ioffe de courbures B'' et B''_ρ, un calcul analogue conduit à un volume

$$V_H \ = \ \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{k_B T}{4\mu_B}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{{B''}_\rho \sqrt{B''}} \ . \tag{4.8}$$

En supposant que le nuage d'atomes pré-refroidi a un profil gaussien isotrope avec σ_0 la demi-largeur à $1/\sqrt{e}$, la condition de conservation du volume s'écrit également

$$2\mu_B B'' \sigma_0^2 = \frac{1}{2} k_B T_0 \ , \tag{4.9}$$

avec $B'' = B''_\rho$. L'introduction du chapitre 3 a expliqué l'intérêt de charger un piège magnétique à une température T_0 la plus basse possible en particulier dans le cas du piège de Ioffe, pour lequel la profondeur est plus faible que celle d'un quadrupôle. Une phase de mélasse est donc intercalée entre le PMO et le piège magnétique. Une température à la fin de cette phase de $T_0 = 200$ μK (accessible expérimentalement, voir § 5.2.2) et un volume de 0.1 cm^3 imposent une courbure $B'' = {B''}_\rho \approx$ 20 G/cm^2.

Influence d'un défaut d'adaptation du piège magnétique

L'effet d'une mauvaise adaptation du piège magnétique sur la densité dans l'espace des phases n'est cependant pas dramatique. Evaluons-le dans le cas du piège de Ioffe [2]. On modélise, là encore, le nuage pré-refroidi par un oscillateur harmonique isotrope de constante de raideur $k_0 = m\omega_0^2$. Si $k = 4\mu_B B''$ désigne la constante de raideur du piège magnétique, la conservation de l'énergie appliquée entre le moment où le piège magnétique vient d'être chargé et une date longue devant la mise à l'équilibre thermodynamique à la nouvelle température T_{PM} donne le rapport des températures dans le piège et avant chargement :

$$\frac{T_{\mathrm{PM}}}{T_0} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{k}{k_0}\right) \ , \tag{4.10}$$

La densité dans l'espace des phases dans un piège harmonique isotrope de raideur k à la température T est proportionnelle à $k^{\frac{3}{2}}/T^3$. Ainsi, le rapport des densités dans l'espace des phases entre le nuage pré-refroidi et le piège magnétique est, en supposant un transfert des atomes de 100 %,

$$\frac{\mathcal{D}_{\mathrm{PM}}}{\mathcal{D}_0} = 8\,\frac{\left(\frac{k}{k_0}\right)^{\frac{3}{2}}}{\left(1 + \frac{k}{k_0}\right)^3} \ . \tag{4.11}$$

Cette fonction passe par un maximum pour $k/k_0 = 1$, qui correspond à l'adaptation de la courbure du piège magnétique au nuage pré-refroidi : pour un piège harmonique, la conservation du volume au transfert équivaut à la conservation de la densité dans l'espace des phases. Au contraire si, par exemple, $k/k_0 \approx 4$, $\mathcal{D}_{\mathrm{PM}}/\mathcal{D}_0 = 0.5$.

L'effet est plus important sur le taux de collisions élastiques. En supposant la section efficace de collisions élastiques constante, celui-ci varie comme $k^{\frac{3}{2}}/T$ dans un piège harmonique isotrope. Le rapport des taux de collisions élastiques au centre du nuage est alors

$$\frac{\gamma_{\mathrm{PM}}}{\gamma_0} = 2\,\frac{\left(\frac{k}{k_0}\right)^{\frac{3}{2}}}{1 + \frac{k}{k_0}} \ . \tag{4.12}$$

Pour un piège isotrope et une erreur d'adaptation $k/k_0 \approx 2$, $\gamma_{\mathrm{PM}}/\gamma_0 \approx 1,8$. Ce rapport ne présente pas de maximum. Si $k > k_0$, $\gamma_{\mathrm{PM}}/\gamma_0 > 1$, ce qui se comprend comme une compression non-adiabatique du nuage. Il reste toutefois plus astucieux de choisir $k/k_0 = 1$ et de faire suivre le transfert d'une phase de compression adiabatique du piège qui conserve la densité dans l'espace des phases et qui augmente le taux de collisions élastiques.

4.2.2 Compression adiabatique d'un piège de Ioffe

Le régime d'emballement discuté dans le premier chapitre impose un taux de collisions élastiques très supérieur au taux de collisions inélastiques lorsque l'on démarre l'évaporation. Supposons que la qualité du vide est telle que la durée de piégeage vaut 40 s et que les collisions sur le gaz résiduel sont les seules collisions inélastiques. Le critère donné au paragraphe 1.2.1 pour un nuage dans un piège harmonique nécessite un taux de collisions élastiques au centre du nuage $\gamma \geq 10\ \mathrm{s}^{-1}$. Le PMO contient typiquement 2×10^8 atomes. Compte tenu du taux de transfert, on peut espérer 6×10^7 atomes dans le piège magnétique. La conservation du volume au chargement permet de calculer la densité au centre du nuage piégé : elle vaut $5 \times 10^8\ \mathrm{at/cm}^3$. Si la température du nuage est autour de 1 mK, la référence [26] donne une constante de collisions élastiques $\alpha \approx 3 \times 10^{-9}\ \mathrm{cm}^3/s$ et on attend un taux de collisions élastiques $\gamma \approx 1\ \mathrm{s}^{-1}$. Afin de se placer dans le régime d'emballement, le piège magnétique doit pouvoir augmenter le taux de collisions élastiques d'un ordre de grandeur. Le pouvoir de compression du piège est donc sa caractéristique principale. Evaluons-le dans le cas d'un piège de Ioffe, pour lequel le confinement est plus faible que dans un quadrupôle.

La compression du piège magnétique se fait adiabatiquement. Cela recouvre deux conditions. Si le piège est harmonique de pulsation ω, et si $\dot{\omega}$ est le taux d'augmentation de cette pulsation lors de la compression, il faut à la fois que $\dot{\omega}/\omega^2 \ll 1$ (adiabaticité au sens du mouvement de chaque atome [59]) et $\dot{\omega}/\omega\gamma \ll 1$ (adiabaticité thermodynamique) afin que le nuage reste constamment à l'équilibre thermodynamique. La fréquence typique des atomes dans un piège magnétique est comprise entre 10 et 100 Hz, si bien que la première condition est aisément satisfaite lorsque la compression s'effectue en une durée de l'ordre d'une seconde. En revanche la deuxième condition implique que le temps de compression soit long devant $1/\gamma$, soit quelques secondes. Cependant, si cette deuxième hypothèse n'est pas satisfaite, la compression adiabatique au sens du mouvement suffit à augmenter le taux de collisions élastiques mais d'une quantité, en général, moins importante que pour une compression adiabatique au sens thermodynamique. Par exemple, partant d'un nuage à la température T_0 dans un piège harmonique isotrope de pulsation ω_0, sa compression anisotrope, adiabatique au sens mécanique, vers les pulsations finales ω_x, ω_y, ω_z selon les 3 axes propres du piège, conduit à une température finale du gaz après retour à l'équilibre $T_{\mathrm{ad\ meca}} = T_0\ (\omega_x + \omega_y + \omega_z)/3\omega_0$. Si la compression est en plus adiabatique au sens thermodynamique, la température finale devient $T_{\mathrm{ad\ th}} = T_0\ (\omega_x \omega_y \omega_z)^{\frac{1}{3}}/\omega_0$. Le taux de collisions élastiques, lorsque la section efficace de collision est constante, étant proportionnel à $1/T$ dans un piège harmonique, on constate que $\gamma_{\mathrm{ad\ meca}}/\gamma_{\mathrm{ad\ th}} \leq 1$, l'égalité n'étant réalisée que si la compression est isotrope.

Lorsque les deux hypothèses d'adiabaticité sont satisfaites, l'entropie du nuage piégé est conservée. Celle-ci est reliée à la densité dans l'espace des phases $\mathcal{D}$ par [4]

$$S = N k_B \left(C - \ln \mathcal{D} \right) \ , \tag{4.13}$$

avec C une constante qui dépend de la forme du potentiel et N le nombre d'atomes. Ainsi, si le potentiel ne change pas de forme au cours de la compression, la densité dans l'espace des phases est aussi conservée.

Si le piège reste harmonique au cours de la compression, le taux de collisions élastiques varie proportionnellement à $(B''^2_\rho B'')^{\frac{1}{3}}$ (en supposant la section efficace de collisions élastiques constante). La formule (4.4) suggère deux façons d'augmenter les courbures. La première consiste à augmenter le gradient B' et la courbure B'', en augmentant le courant qui traverse les bobines créant le champ. Augmenter le taux de collisions d'un facteur 10 nécessite d'augmenter également le courant d'un facteur 10. Cette solution est, dans la plupart des cas, inenvisageable. La deuxième solution consiste à diminuer la valeur du champ de biais B_0, ce qui, d'après la formule (4.4) augmente la seule courbure B''_ρ, celle selon (Oz) restant inchangée. Cependant biais et courbure créés par les bobines de dipôle ne sont pas indépendants. Afin de diminuer B_0 sans changer la courbure, une paire de bobines en configuration Helmholtz, d'axe (Oz) et parcourue par un courant de sens opposé à celui du dipôle, permet d'ajuster B_0 à la valeur souhaitée. Cette solution n'implique pas une augmentation du courant à des valeurs déraisonnables.

Cas d'un piège semi-linéaire

Au cours de la diminution du biais, le potentiel magnétique d'un piège de Ioffe ne reste pas harmonique. En effet les conditions de validité du développement limité conduisant à un module du champ variant harmoniquement selon la formule (4.4) impliquent que $k_BT \ll 2\mu_B B_0$. Or elles ne sont plus vérifiées en fin de compression lorsque la température est de l'ordre de 1 mK et $B_0 \sim 1$ G, puisqu'alors $k_BT/h \approx 20$ MHz et $2\mu_B B_0/h \approx 3$ MHz. Dans ce régime, le piège est semi-linéaire : le potentiel varie linéairement selon les axes (Ox) et (Oy) et quadratiquement selon (Oz) (voir figure 4.2). On attend que la valeur finale du biais n'ait pas d'influence sur la température en fin de compression, ni sur le taux de collisions élastiques. Au cours de leur mouvement dans le piège, en effet, les atomes sont soumis la plupart du temps à un potentiel linéaire le long de (Ox) et(Oy) et quadratique selon (Oz), indépendant du biais. Par ailleurs le pouvoir de compression est plus faible que si le piège reste harmonique car lorsque $2\mu_B B_0$ devient plus petit que k_BT, la compression cesse si le gradient et la courbure B'' restent constants.

L'annexe B calcule le pouvoir de compression pour un piège de Ioffe dont on diminue le biais. On trouve pour le rapport des températures avant et après compression

$$\frac{T_f}{T_i} = \left(\frac{2}{e}\,\frac{\mu_B B_{0i}}{k_B T_i}\right)^{\frac{1}{4}} \, , \tag{4.14}$$

avec les indices i et f se rapportant au valeur des paramètres au début et à la fin de la compression. Pour le rapport des taux de collisions élastiques, le calcul conduit à

$$\frac{\gamma_f}{\gamma_i} = \frac{\sigma(T_f)}{\sigma(T_i)}\,\sqrt{2e}\,\sqrt{\frac{\mu_B B_{0i}}{k_B T_i}} \, , \tag{4.15}$$

avec $\sigma(T)$ la section efficace de collisions élastiques donnée par (1.14). Ainsi le pouvoir de compression du piège ne dépend que de la valeur du biais avant la compression et de la température à laquelle on charge le nuage d'atomes. Il est bien indépendant de la valeur finale du biais.

On peut déduire de cette étude les valeurs du gradient et du biais du piège magnétique à construire. Supposons tout d'abord que la section efficace de collisions élastiques reste constante au cours de la compression. Pour obtenir un pouvoir de compression de 10, en partant d'une température $T_i = 200\ \mu$K, un biais $B_{0i} = 55$ G est nécessaire. Au chargement du nuage, $B_i'' = \frac{B'^2}{2B_{0i}} - \frac{B_i''}{2}$. Avec $B_i'' = 20$ G/cm^2 (définie par le transfert depuis le PMO), le gradient doit valoir $B_i' = 60$ G/cm. L'augmentation de température est alors d'un facteur 2. La section efficace de collisions élastiques ne varie que de 0.9 et l'hypothèse d'une section efficace de collisions constante est justifiée. Ce sont donc les valeurs de courbure, gradient et biais qu'il faut pouvoir produire.

4.2.3 Caractérisation du nuage piégé

La connaissance du nombre d'atomes, de la température et de la densité du nuage suffit à le caractériser. Comme dans le cas du PMO on dispose des détections électronique et optique.

La détection électronique se fait en analysant le signal de temps de vol du nuage brusquement libéré. Celui-ci est sensible à la distribution de vitesses des atomes piégés. Pour que la mesure ait un sens, il faut donc que cette distribution ne soit pas perturbée par le champ magnétique pendant la coupure. Evaluons l'influence de la coupure du champ sur la vitesse d'un atome. Prenons pour cela un atome placé dans un piège quadrupolaire et supposons que le gradient de champ magnétique B' soit coupé en une durée t_c. Au cours de la coupure, l'atome subit selon une force constante de l'ordre de $\mu_B B'$ qui modifie sa vitesse de $\Delta v \sim \mu_B B' t_c/m$. On souhaite donc que le temps de coupure soit tel que $\mu_B B' t_c/m \ll < v >$, avec $< v >$ la vitesse moyenne des atomes piégés. Dans le cas d'un piège harmonique isotrope de courbure B'', le raisonnement précédent conduit à une condition analogue en remplaçant le gradient de champ par $B'' r_0$ avec r_0 la position de l'atome dans le piège, supposée constante au cours de la coupure. Puisque $< v > \sim \sqrt{k_B T/m}$ et en prenant pour r_0 la demi-largeur à $1/\sqrt{e}$ du nuage satisfaisant $2\mu_B B'' r_0^2 \sim k_B T$, la condition équivaut à $t_c \ll \sqrt{m/2\mu_B B''} \sim 1/\omega$ où ω est la pulsation des atomes dans le piège harmonique. Ainsi, la coupure des champs doit être rapide devant la période caractéristique des atomes piégés.

Numériquement, pour un quadrupôle dont le gradient vaut 100 G/cm, un temps de coupure de 1 ms modifie la vitesse des atomes de 1 m/s, comparable à la vitesse moyenne des atomes pour une température de 1 mK. Pour un piège harmonique de courbure 20 G/cm^2, la pulsation vaut 350 rad/s, ce qui impose un temps de coupure de l'ordre de la ms. Cette condition devient très contraignante pour un nuage froid dans un piège de Ioffe comprimé. En effet, si son énergie thermique $k_B T$ est très inférieure à $2\mu_B B_0$, le nuage est localisé dans la partie harmonique du potentiel dont les courbures selon x et y peuvent atteindre plusieurs milliers de G/cm^2. Les pulsations qui en résultent valent 5000 rad/s nécessitant des temps de coupure inférieurs à 100 μs.

Les mesures optiques en temps de vol requièrent également une coupure rapide du champ magnétique. On envoie une sonde sur le piège et on mesure l'absorption sur celle-ci, comme décrit dans le paragraphe 3.1. Imagé sur une caméra, on obtient le profil de densité du nuage ainsi que le nombre d'atomes. Comme pour les mesures de temps de vol avec la détection électronique, la coupure ne doit pas perturber la distribution de vitesse. Par ailleurs, afin de s'affranchir de l'effet Zeeman, on souhaite effectuer la mesure en l'absence de champ magnétique. La sonde est donc envoyée avec un délai après la coupure du champ magnétique et on corrige de l'expansion du nuage pendant ce délai par la loi (3.3). Par exemple, pour un nuage dont la demi-largeur à $1/\sqrt{e}$ vaut 2 mm et la densité 5×10^8 at/cm^3, l'épaisseur optique est de l'ordre de l'unité. Si la température du nuage est de 1 mK, après 2 ms l'épaisseur optique a diminué d'un facteur 3 ce qui rend les mesures difficiles avec la caméra dont nous disposons. Là encore donc, un temps de coupure du champ inférieur à la ms est requis, afin d'envoyer la sonde avant que l'épaisseur optique ne soit trop faible.

Ce paragraphe a mis l'accent sur l'importance de couper les champs magnétiques en moins de quelques centaines de μs, lorsque les mesures sont effectuées en temps de vol. Cette contrainte est d'autant plus forte que le nuage est froid. Si les durées de coupure réalisables expérimentalement sont trop longues pour permettre une caractérisation fiable du nuage, il se peut que, nous soyons conduits à développer des mesures optiques *in situ*.

4.3 Piège quadrupolaire et "bouchon optique"

A cause des transitions non-adiabatiques au voisinage du centre du piège, il n'est pas possible d'atteindre les densités et les températures nécessaires à l'observation de la condensation de Bose-Einstein dans un piège magnétique quadrupolaire. Le groupe du M.I.T [5] a contourné ce problème en focalisant au centre du piège un laser très désaccordé vers le bleu d'une transition atomique, repoussant les atomes de la zone de champ nul où ont lieu les pertes. Ce paragraphe estime succintement les paramètres du laser à utiliser pour appliquer cette méthode sur l'He* .

La figure 4.3 montre la géométrie applicable à notre expérience. Le laser focalisé crée un potentiel dipolaire répulsif [60]

$$U_{\text{dip}}(y,z) \approx A\, e^{-2\frac{y^2+z^2}{w^2}} \quad \text{où} \quad A = \frac{\hbar\Gamma}{8}\,\frac{\Gamma}{\Delta}\,\frac{I_0}{I_{\text{sat}}}\ , \tag{4.16}$$

avec I_0 l'intensité au centre du laser, w son "waist", Δ le désaccord du laser par rapport à la transition atomique, ici $2^3S - 2^3P$ ($\Delta > 0$ et $\Delta/\Gamma \gg 1$). L'atome est alors soumis au potentiel total

$$V(\mathbf{x}) \;=\; 2\mu_B B'\sqrt{z^2 + \frac{x^2+y^2}{4}} + U_{\text{dip}}(y,z)\ . \tag{4.17}$$

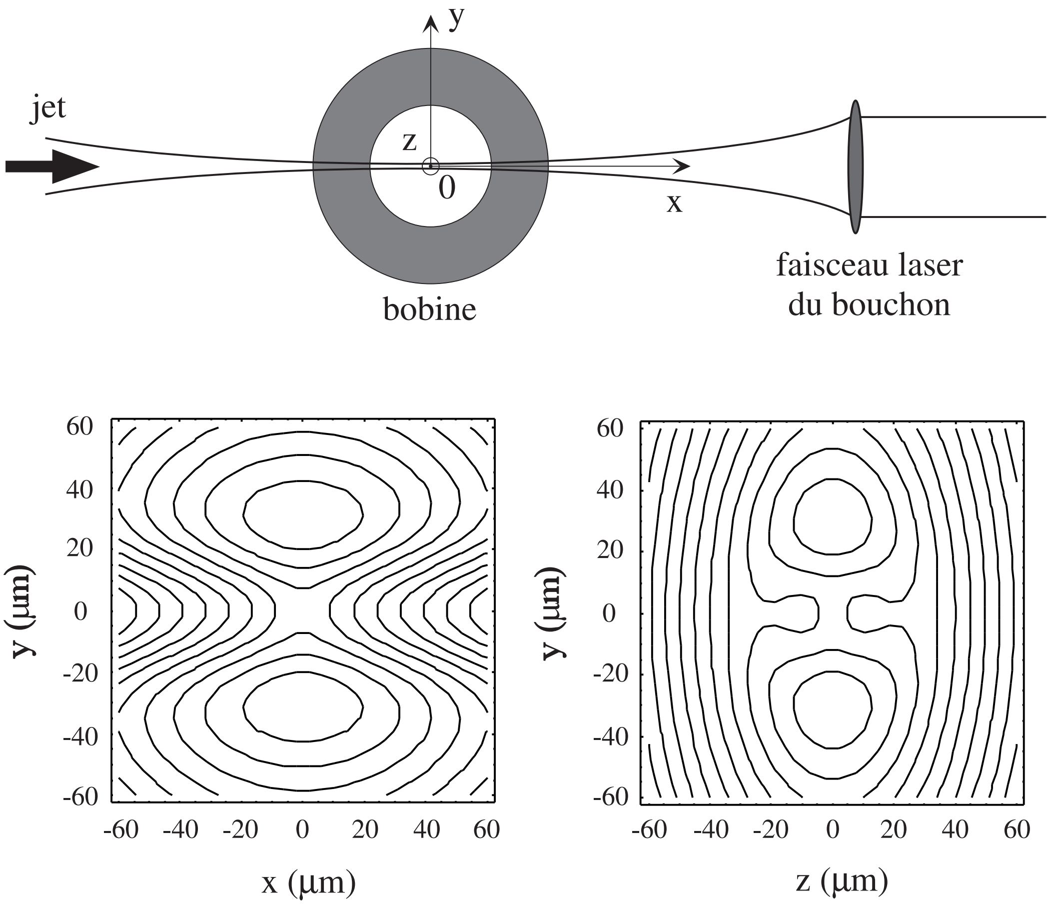

Fig. 4.3 – *Configuration expérimentale pour le "bouchon optique". Le laser est focalisé au centre du piège quadrupolaire. Les figures du bas sont deux coupes de niveau du potentiel (4.17). Elles font apparaître les deux minima de potentiel autour de $(0, y_0, 0)$ et $(0, -y_0, 0)$. La puissance laser vaut 5 W, le waist $w = 30$ µm, la longueur d'onde est 560 nm et le gradient de champ $B' = 330$ G/cm.*

La figure 4.3 présente les coupes de ce potentiel perpendiculairement à la direction de propagation du laser, confondue avec celle du laser de ralentissement, et dans le plan (Ox, Oy). Elles font apparaître deux minima en $(0, y_0, 0)$ et $(0, -y_0, 0)$, provenant de l'anisotropie du champ quadrupolaire. La position du minimum y_0 selon $(0y)$ satisfait

$$A = \frac{\mu_B B' w^2}{4\, y_0}\, e^{2\frac{y_0^2}{w^2}} \ . \tag{4.18}$$

Soumis à un potentiel dipolaire, un atome au voisinage de $y = 0$ émet par émission spontanée Γ' photons par seconde avec

$$\Gamma' \approx \frac{\Gamma}{8} \frac{I_0}{I_{\text{sat}}} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 \ . \tag{4.19}$$

Deux conditions sont alors à satisfaire. Il faut tout d'abord qu'au voisinage de l'un des deux minima du potentiel total l'atome soit soumis à un champ magnétique B_0 de l'ordre de 1 G afin d'éviter les transitions non-adiabatiques [2]. Une fois le gradient de champ fixé, cette condition impose la position y_0 du minimum. D'autre part, pour éviter un chauffage du nuage dû à l'émission spontanée, le taux d'émission de photons doit rester aussi faible que possible, disons pour les estimations inférieur à 1 toutes les 10 secondes (dans la référence [5], l'évaporation durait 7 s).

Fixons-nous une valeur du "waist" du laser accessible expérimentalement : $w = 30\ \mu$m. En dessous, les aberrations des optiques de focalisation deviennent un problème. Supposons $y_0 = w$. Alors $B' = B_0/y_0 = 330$ G/cm et $A/h = 2.1$ MHz (soit $A/k_B = 100\ \mu$K). Les deux conditions conduisent au système

$$\frac{I_0}{I_{\text{sat}}} = 13\, \frac{\Delta}{\Gamma} \ , \tag{4.20}$$

$$\frac{I_0}{I_{\text{sat}}} \leq 8 \times 10^{-8} \left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2 \ . \tag{4.21}$$

L'intensité la plus faible solution du système est donnée par $\frac{I_0}{I_{\text{sat}}} = 2 \times 10^9$, correpondant à un désaccord $\Delta/\Gamma = 1.6 \times 10^8$ (soit une longueur d'onde du laser de 560 nm)[1]. La puissance à focaliser sur $w = 30\ \mu$m vaut alors environ 5 W. Il faut donc disposer d'une puissance laser de quelques W à une longueur d'onde autour de 560 nm. Il ne semble pas exister de source laser à cette longueur d'onde. Nous avions envisagé l'utilisation d'un laser YAG doublé (532 nm) de 5 W, ou un laser à argon (514 nm). Le calcul mené plus haut ne tient pas compte de l'existence d'une transition de l'He^* à 389 nm ($2^3S_1 - 3^3P$) (annexe A).

[1]La valeur de ce désaccord, du même ordre de grandeur que la fréquence de la transition atomique, rend inexacte les formules (4.17) et (4.19), valables dans le cadre de l'approximation du champ tournant. En tenant compte des termes anti-résonants dans la résolution des équations de Bloch optiques et en supposant l'état 2^3P très faiblement peuplé, la correction est de 10 % sur le taux de photons spontanés et de 30 % sur la hauteur de la barrière de potentiel dipolaire. La conclusion du calcul reste donc pratiquement inchangée.

Au voisinage des deux minima du potentiel (4.17), $(0, y_0, 0)$ et $(0, -y_0, 0)$, un développement limité du potentiel (4.17) conduit au fréquences d'oscillation d'un atome piégé [5] :

$$\omega_x^2 = \frac{\mu_B B'}{m y_0} , \tag{4.22}$$

$$\omega_y^2 = \omega_x^2 \left(4 \frac{y_0^2}{w^2} - 1\right) , \tag{4.23}$$

$$\omega_z^2 = 3\,\omega_z^2 . \tag{4.24}$$

Le piège quadrupolaire combiné à un bouchon optique conduit à une courbure effective au voisinage des minima $B''_{\text{eff}} = B'/y_0$. Avec $B' = 330$ G/cm et $y_0 = 30$ μm, $B''_{\text{eff}} \sim 10^5$ G/cm^2. Cette courbure importante, très difficile à atteindre sur les pièges de Ioffe usuels, montre l'extraordinaire pouvoir confinant de ce piège. Elle permet d'atteindre le seuil de condensation en une durée beaucoup plus courte que dans un piège de Ioffe et ne nécessite donc pas un vide aussi poussé dans l'enceinte de piégeage.

Malgré cet avantage théorique, les difficultés pratiques sont nombreuses. L'utilisation d'un laser de puissance est coûteuse. Par ailleurs la focalisation du faisceau et son alignement sur le centre du piège ne sont pas aisés : il faut disposer d'une imagerie ou bien pouvoir observer clairement la diminution des pertes non adiabatiques qui résultent de l'alignement précis du laser au centre du quadrupôle. De plus son positionnement doit être très stable pour réduire le chauffage du nuage qui empêcherait d'atteindre des températures assez basses pour observer la transition de phase. Un asservissement en position du laser est éventuellement à envisager. A ces difficultés expérimentales s'ajoutent des inquiétudes fondamentales : lorsque la température va diminuer et la densité augmenter, d'autres phénomènes de pertes ou de chauffage liés à des propriétés de collision non prévues théoriquement peuvent apparaître. Il me semble que ces inconvénients jouent largement en défaveur du "bouchon optique".

4.4 Thermalisation d'un nuage piégé magnétiquement

Avant d'appliquer le refroidissement évaporatif, il faut s'assurer que le taux de collisions élastiques entre atomes est assez élevé. Cette étude est rendue nécessaire par le fait que l'on ne dispose que de prédictions théoriques sur la constante de collisions élastiques. Elle est réalisée au moyen d'une expérience de thermalisation dont le principe est décrit dans ce paragraphe.

La quantité intéressante dans une expérience de thermalisation est le taux moyen de collisions élastiques par atome piégé, défini dans le paragraphe 1.2.2. Il est relié à la densité spatiale moyenne $\overline{n}$ et à la constante de collisions élastiques par $\overline{\gamma}(T) = \overline{n}\,\alpha(T)$. Il s'exprime en fonction du taux de collision au centre du piège γ. Dans un piège harmonique, $\gamma = 2\sqrt{2}\,\overline{\gamma}$; dans un piège quadrupolaire $\gamma = 8\,\overline{\gamma}$. Dans un piège semi-linéaire, $\gamma = 4\sqrt{2}\,\overline{\gamma}$ (voir annexe B).

Une manière de tester l'équilibre thermodynamique du piège est de placer celui-ci volontairement hors-équilibre pendant un temps court devant le taux de collision élastique (mais long devant la période d'oscillation des atomes dans le piège) et de regarder comment il relaxe vers l'équilibre. La durée caractéristique τ_R de cette relaxation est proportionnelle à $1/\bar{\gamma}$ [61]. Cette méthode a été utilisée pour des atomes alcalins (Na [62], Rb [63], Cs [64, 61, 65]) pour mesurer la longueur de diffusion. La mise hors-équilibre du piège s'effectue en apportant un excès d'énergie dans l'une des dimensions de piégeage et en regardant comment elle se redistribue selon les autres dimensions. La quantité mesurée dans ces expériences est le rapport d'anisotropie du piège, déduit de son imagerie, dont on regarde la relaxation après la mise hors-équilibre. Pour s'assurer que le retour du nuage à l'équilibre est dû aux collisions élastiques et pas à la redistribution d'énergie selon les axes du fait de l'anharmonicité du potentiel de piégeage, les auteurs ont vérifié que le temps de relaxation est inversement proportionnel à la densité moyenne du nuage.

Ne disposant pas d'imagerie fiable, nous devons trouver une signature basée sur la détection électronique.

Mise hors-équilibre du nuage

Pour placer le nuage dans une situation hors-équilibre contrôlée on peut utiliser une onde radiofréquence [66]. Le principe en est rappelé sur la figure 4.4 dans le cas de l'He* pour lequel l'état métastable possède trois sous-niveaux magnétiques. On envoie une onde radiofréquence (RF) de fréquence ν sur le piège. Celle-ci est très sélective en énergie et fait passer un atome de l'état $M = +1$ à l'état non piégeant $M = 0$. La RF agit donc spatialement en expulsant les atomes dont l'énergie magnétique vérifie $2\mu_B B(\mathbf{x}) = h\nu$. Cependant, si la durée d'application de l'onde RF est longue devant la période d'oscillation des atomes dans le piège et si le mouvement des atomes est ergodique, tous ceux dont l'énergie totale E est supérieure à $h\nu = \eta k_B T$ sont expulsés du piège. La distribution en énergie des atomes piégés est le nombre d'atomes dont l'énergie est comprise entre E et $E + dE$

$$\rho(E) = g(E)\, e^{-\beta E} \,, \tag{4.25}$$

avec $g(E)$ la densité d'états (nombre d'états dont l'énergie est comprise entre E et $E + dE$). La RF assure donc une troncature de la distribution en énergie $\rho(E)$ des atomes piégés à l'énergie seuil $\eta k_B T$. Notons qu'en tenant compte de la gravité, le seuil en énergie d'expulsion des atomes est modifié. Dans un quadrupôle par exemple, en prenant la gravité parallèle à l'axe (Oy), la condition d'expulsion devient $E + mgy_0 \geq \eta k_B T$. Le point y_0 où a lieu la résonance de l'onde RF vérifie $\mu_B B' y_0 = \eta k_B T$ (l'axe fort du quadrupôle est selon (Oz)). Le seuil de troncature en énergie est donc abaissé de η à $\eta(1 - \frac{mg}{\mu_B B'})$. Le facteur correctif pour l'He* avec un gradient de 100 G/cm vaut $mg/\mu_B B' \approx 0.007$, ce qui est négligeable et il n'y a donc pas à se soucier de la gravité pour l'He* .

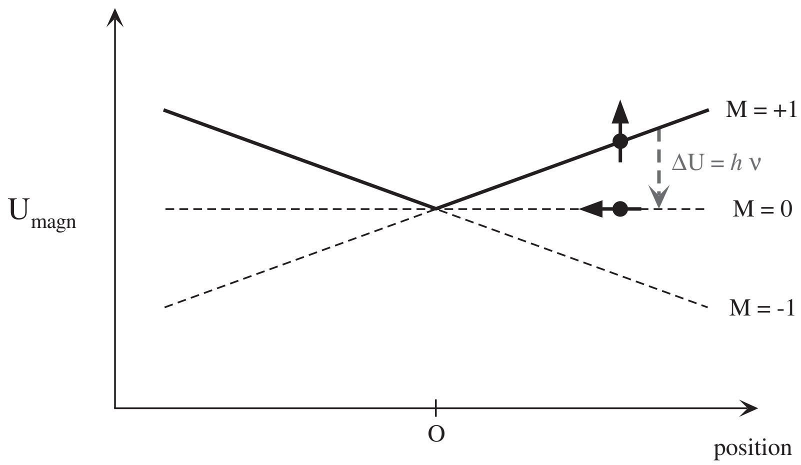

Fig. 4.4 – *Principe de l'effet d'une onde radiofréquence de fréquence ν sur des atomes piégés magnétiquement dans un quadrupôle.*

La détection de l'effet de la RF sur les atomes piégés peut se faire en regardant directement le signal produit sur le détecteur par les atomes qui ont été transférés dans état non piégeant. L'aire de ce signal donne le nombre d'atomes expulsés par la RF, si on ajoute l'hypothèse que ceux-ci sont émis isotropiquement. Cette hypothèse est raisonnable si la température T du nuage est autour du mK et que le couteau RF expulse des atomes qui ont une grande énergie ($\eta \gg 1$). L'annexe C montre en effet qu'ils ont alors presque tous une énergie cinétique élevée, supérieure à $\eta k_B T$, ce qui permet de négliger l'effet de la gravité. On peut également regarder l'allure du signal de temps de vol des atomes piégés après application de la RF. L'annexe C montre cependant que la signature est moins nette : lorsque le couteau RF est haut en énergie, ce que l'on souhaite pour l'expérience qui va être décrite, la distribution en vitesse n'est que peu perturbée par rapport à celle d'une distribution thermique. Le signal de temps de vol, reflet de cette distribution de vitesses, est donc expérimentalement difficile à distinguer de celui d'un nuage non soumis à une RF.

Grandeur mesurée

Une mesure possible du temps de thermalisation consiste à tronquer la distribution d'énergie à l'aide d'un premier couteau RF à une fréquence ν_1, puis, après un délai Δt à la sonder en appliquant un deuxième couteau à une fréquence ν_2 légèrement supérieure à ν_1. Le premier couteau doit être assez haut en énergie pour que le nuage reste proche de l'équilibre. On observe sur la galette de microcanaux les atomes expulsés lors du deuxième couteau. On vérifie tout d'abord que le premier couteau est assez long ($\sim$ 100 ms) pour expulser tous les atomes dont l'énergie est au-dessus de $h\nu_1$ en appliquant le deuxième couteau immédiatement après le premier : celui-ci ne doit pas éjecter d'atomes du piège. En mesurant l'aire N_{th} du signal d'atomes expulsés par le deuxième couteau pour différents

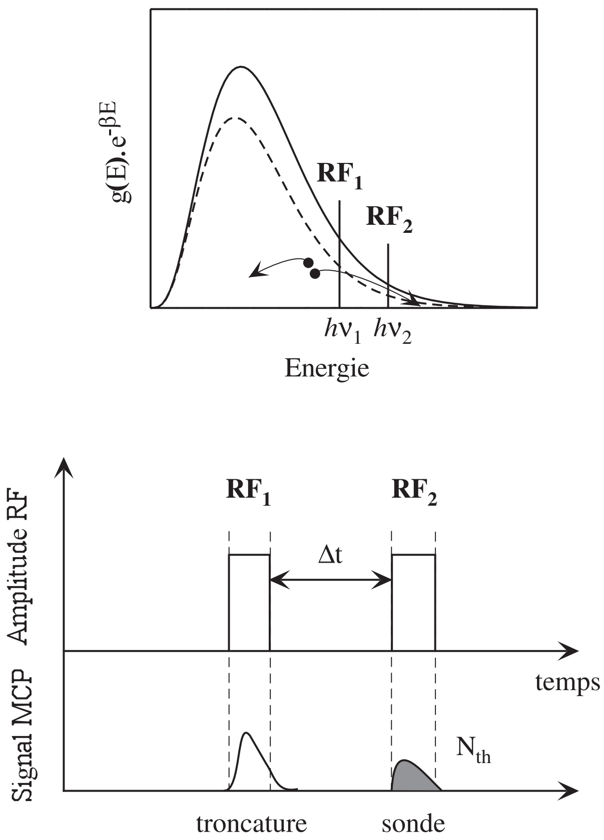

FIG. 4.5 – *Principe d'une expérience de thermalisation utilisant deux couteaux radiofréquences. La courbe en pointillés sur la figure du haut représente la distribution d'énergie du gaz piégé revenu à l'équilibre thermodynamique sous l'effet des collisions élastiques. Celles-ci sont représentées par les deux particules qui interagissent : au cours de la collision, l'une d'entre elle peut gagner assez d'énergie pour passer au dessus du couteau RF_2, vers les classes d'énergie plus élevées. L'autre au contraire perd de l'énergie, l'énergie totale des deux particules restant constante.*

Δt on peut étudier le temps τ_R nécessaire à la reconstruction de la distribution d'énergie au-dessus du premier couteau. Le principe est illustré sur la figure 4.5. Il reste à remonter au taux de collisions élastiques entre atomes : d'après la référence [30], il faut 4 collisions par atomes pour reconstruire la distribution d'équilibre. Il semble que ce facteur numérique soit indépendant du fait que les collisions élastiques s'effectuent dans l'onde s ou non et de la façon dont le nuage est placé hors équilibre. Ainsi, $\tau_R \approx 4/\overline{\gamma}$.

Cette méthode permet d'exclure que la relaxation que l'on observe est due au caractère non harmonique du piège. En effet, l'énergie de chaque atome étant constante en l'absence de collisions, la distribution d'énergie totale ne doit pas évoluer. Il faut toutefois s'assurer qu'elle ne résulte pas d'un chauffage du gaz piégé. Pour cela, après avoir vérifié que sa température est indépendante de la durée du piégeage, il suffit de reproduire cette expérience pour différentes densités du piège et vérifier que la constante de temps de relaxation est inversement proportionnelle à la densité. Le dernier chapitre présentera une réalisation de cette expérience dans un piège quadrupolaire. L'annexe D étudie quantitativement l'évolution de N_{th} en fonction du délai Δt entre les deux couteaux sous l'effet de la thermalisation, en tenant compte de la durée de vie finie du piège magnétique.

Chapitre 5

Piégeage magnétique d'He*

Ce dernier chapitre présente la réalisation expérimentale du piégeage magnétique de l'He* . Il décrit tout d'abord le piège quadrupolaire et les résultats que nous en avons tirés : test du système à vide en étudiant la durée de piégeage des atomes et estimation d'une borne supérieure sur la réduction des collisions Penning entre atomes d'He* polarisés. Il aborde également les limitations qui nous ont incitées à construire un piège de Ioffe. Celui-ci est présenté dans la deuxième section du chapitre.

5.1 Piège quadrupolaire

Nous avons construit ce premier piège en gardant à l'esprit la possibilité du "bouchon optique" [5]. Comme il s'agissait d'une familiarisation avec le piégeage magnétique, nous n'avons pas cherché à optimiser particulièrement le pré-refroidissement laser qui précède son chargement. Il est donc chargé directement à partir du piège magnéto-optique.

5.1.1 Construction du piège

Le chapitre précédent a montré qu'un gradient d'une centaine de G/cm est nécessaire pour transférer le PMO dans le piège magnétique. Par ailleurs, pour que les centres des deux pièges coïncident, on utilise la même paire de bobines pour produire le gradient du PMO et du piège magnétique, ce qui oblige à modifier rapidement le courant qui les traverse pour ajuster le gradient à la valeur d'adaptation.

Construction des bobines

Pour produire le gradient de champ désiré tout en conservant un encombrement géométrique limité et une faible inductance, on utilise un courant assez élevé (50 A). Les bobines sont construites en tube de cuivre recuit de diamètre extérieur 3 mm et intérieur 2 mm, afin d'y faire circuler de l'eau de refroidissement. Le tube est isolé électriquement par un ruban de polyester. Chaque bobine comporte 100 tours, bobinés autour d'un tube de rayon 3.6

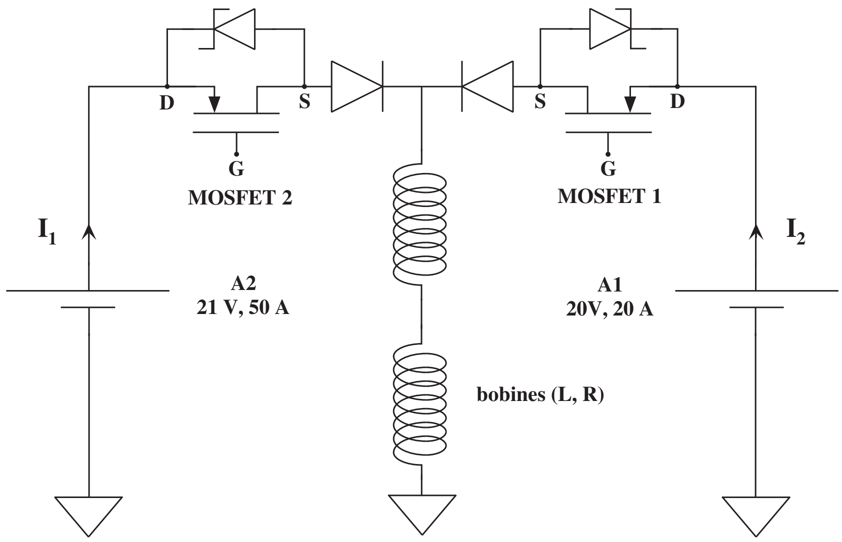

FIG. 5.1 – *Schéma électrique du piège quadrupolaire.*

cm. Le tout est maintenu par de la colle (epoxy). La résistance électrique des deux bobines en série est $R = 0.4\ \Omega$ et l'inductance $L = 1.6$ mH.

L'eau de refroidissement qui circule dans les bobines est issue du robinet ($\sim$ 5 bars). Les deux bobines sont en parallèle et le débit vaut $\sim 0.1\ \ell$/min. A pleine puissance ($\sim$ 950 W) la température de l'eau à la sortie des bobines s'élève de 60 ^{o}C.

Chaque bobine est placée dans une des brides rentrantes et la distance entre les centres des deux bobines est de 7 cm. Le gradient maximal à 50 A vaut 175 G/cm.

Schéma électrique

On souhaite contrôler indépendamment le gradient de champ du PMO et du piège magnétique. Ceci est réalisé en utilisant deux alimentations distinctes. Le schéma électrique est donné sur la figure 5.1.

Le transfert du PMO dans le piège magnétique s'effectue en basculant de l'alimentation A1 à l'alimentation A2. Elles sont toutes les deux utilisées en source de tension. Pour la commutation rapide des courants on utilise des MOSFET qui supportent une tension maximale entre drain et source $V_{DS\,\mathrm{max}} = 500$ V et un courant maximal $I_D = 77$ A. Leur temps de commutation spécifié est de l'ordre de la microseconde. Afin de les protéger de la surtension $e = -L\frac{di}{dt}$ produite lors de l'ouverture du circuit, une diode Zéner de tension Zéner U_Z est placée en parallèle avec chaque MOSFET. La valeur de U_Z détermine le temps de coupure d'un courant I : $t_c \approx LI/U_Z$ (la résistance de la bobine et la tension de l'alimentation sont négligées). En pratique, on utilise 3 diodes Zéner de tension Zéner 75 V en série, imposant un temps de coupure du courant $t_c \approx 400\ \mu$s. En régime permanent à 50 A, la tension aux bornes de MOSFET2 vaut $V_{DS} \approx 2$ V ce qui implique qu'il faut dissiper

~ 100 W dans le MOSFET. Ils sont donc montés sur une plaque de cuivre refroidie à l'eau. Chaque MOSFET est piloté par une tension V_{GS} produite par un circuit qui convertit un signal TTL de la carte de pilotage de l'ordinateur en une tension $0 - 10$ V, suivi d'un amplificateur d'isolement, le MOSFET n'ayant pas sa source à la masse. Les diodes de protection des alimentations supportent 1.2 kV en inverse.

Commutation du champ magnétique

Le temps de coupure du courant est donné par la valeur de la tension Zéner des diodes en parallèle avec les MOSFET. Néanmoins, l'enceinte ultra-vide étant métallique (acier inox 304 L) elle permet le développement de courants de Foucault. La figure 5.2 montre la coupure d'un courant de $I_2 = 20$ A environ, mesuré à la pince ampèremétrique, et du champ magnétique correspondant, mesuré à la sonde de Hall. La coupure du courant suit une loi linéaire avec un temps de coupure de 150 μsec environ et on peut vérifier que ce temps de coupure est proportionnel à la valeur du courant. La décroissance du champ est exponentielle avec une constante de temps de 1.2 ms, indépendante de l'intensité du courant que l'on coupe, ce qui est interprétable par les courants de Foucault. Leur présence est un handicap sérieux pour des mesures optiques sur le piège après la coupure. Il risque également de perturber le signal de temps de vol : le paragraphe 4.2.3 montre en effet que pour un gradient de 100 G/cm et $t_c = 1$ ms, la vitesse acquise par les atomes au cours de la coupure est de l'ordre de 1 m/s, comparable à celle des atomes piégés dans un quadrupôle à 1 mK.

Les alimentations étant pilotées en tension, le temps de montée du champ est donné par $L/R \approx 4$ ms, plus grand que le temps de développement des courants de Foucault. Ce temps n'est pas court devant celui d'expansion du nuage à 1 mK lors du transfert du PMO vers le piège magnétique : le nuage risque de s'étaler, ce qui introduit une perte de densité spatiale.

5.1.2 Chargement du piège

La séquence de chargement du piège magnétique est explicitée sur la figure 5.3. On charge tout d'abord pendant environ 1 s le PMO. Le laser ralentisseur, le jet atomique et le deuxième solénoïde de ralentissement sont alors coupés. On attend quelques millisecondes que le piège se stabilise au centre de l'enceinte puis le laser piège est bloqué. On ouvre l'interrupteur MOSFET1, et on ferme MOSFET2. Au bout d'un temps variable t_D on ouvre l'interrupteur MOSFET2 pour couper le piège magnétique.

Parallèlement, on observe le signal dû aux atomes métastables sur la galette de micro-canaux. Un premier pic apparaît peu après la coupure du laser du PMO : ce sont les atomes non piégés. Après ouverture de MOSFET2, un signal est produit sur la galette, signature du piégeage magnétique des atomes. L'ajustement du signal de temps de vol ainsi obtenu

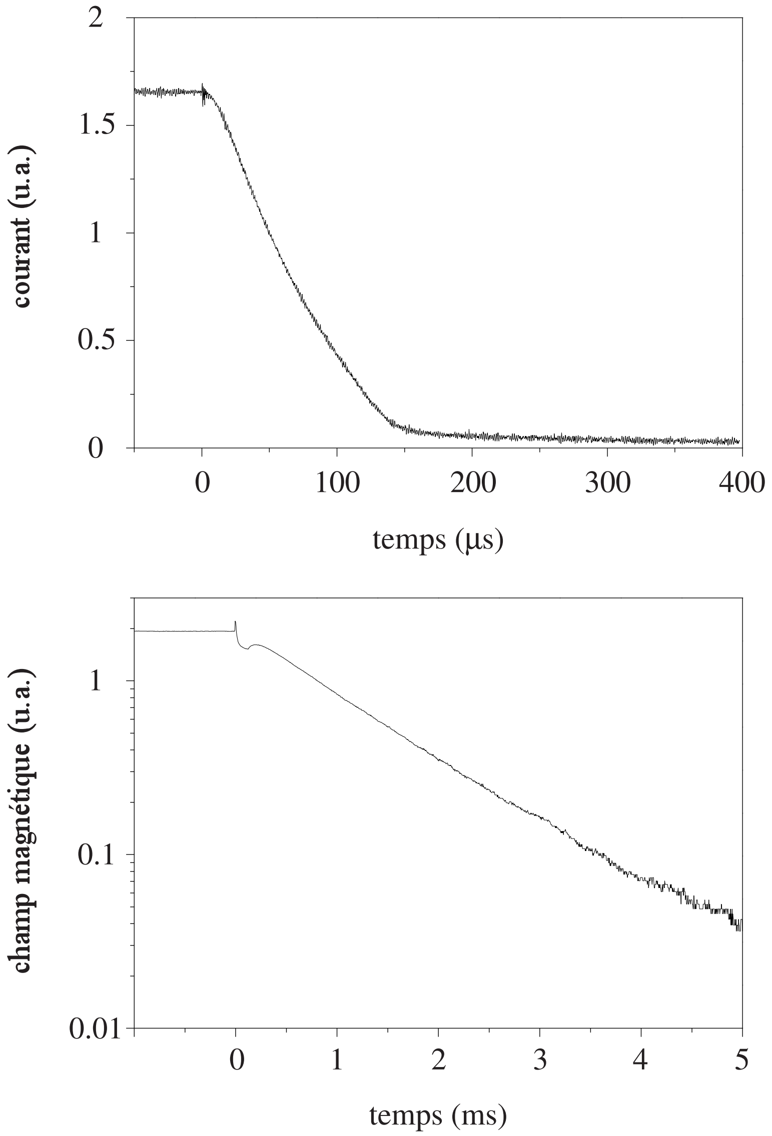

Fig. 5.2 – *Coupure d'un courant de 20 A dans le circuit après ouverture de MOSFET2 (figure du haut, $t_c = 150\ \mu s$) mesuré à la pince ampèremétrique et du champ magnétique correspondant (figure du bas, constante de temps de 1.2 ms) mesuré à la sonde de Hall. L'allure de la courbe de coupure du champ au voisinage de $t = 0$ est due à un parasite électrique sur la sonde de Hall.*

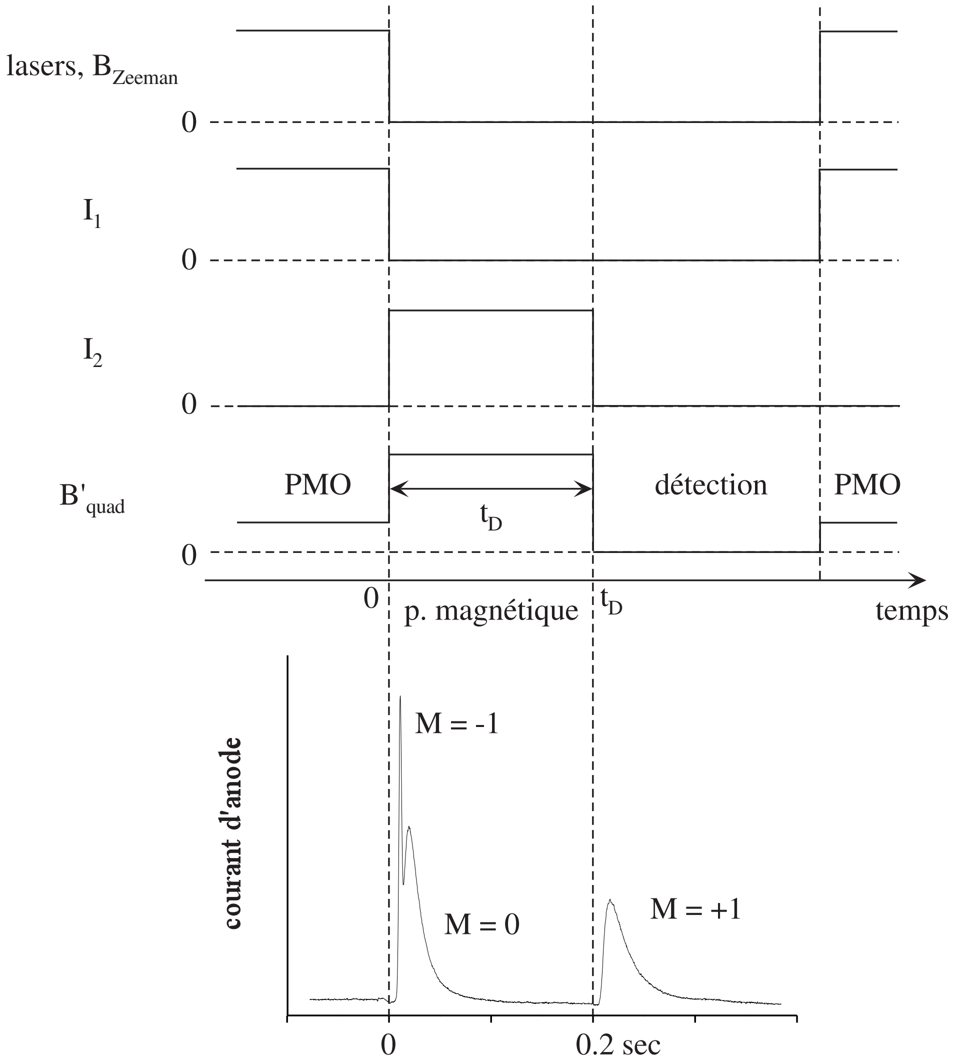

Fig. 5.3 – *Séquence de chargement du piège magnétique quadrupolaire. La figure du bas montre un signal expérimental sortant du MCP. Le signal est moyenné 5 fois. La température des atomes restant piégés magnétiquement (dernier pic) vaut 700 μK. Le piège magnétique contient 3×10^6 atomes.*

par (2.13) permet de remonter au nombre d'atomes et à la "température" de l'échantillon (§ 5.1.4).

Le signal d'atomes qui atteignent le détecteur juste après le chargement du piège magnétique montre une double structure. Nous interprétons le pic aigu comme les atomes qui, dans le PMO, sont dans le sous-niveau Zeeman non piégeant $M = -1$ et acquièrent une énergie magnétique les expulsant hors du piège. Le deuxième pic correspond aux atomes dans l'état $M = 0$, insensibles au champ magnétique. La forme du signal est analogue à celle du pic d'atomes piégés magnétiquement. Le taux de transfert est le rapport du nombre d'atomes dans le piège magnétique au nombre d'atomes du PMO. On mesure donc tout d'abord, à l'aide du signal de temps de vol, le nombre d'atomes dans le PMO comme décrit dans le chapitre 3. Puis, en ajustant le signal de temps de vol des atomes piégés magnétiquement par la loi (2.13), on tire de même le nombre d'atomes dans le piège magnétique. En effectuant le rapport de ces deux nombres, on trouve toujours un chiffre proche de 30 %, compatible avec une équipartition des sous-niveaux $M = -1, 0, 1$ dans le PMO. Il n'est pas possible de déduire une information quantitative du premier pic sans une modélisation délicate de l'expulsion des atomes hors de la zone de piégeage.

La valeur du gradient de champ magnétique au moment du transfert est calculée à partir de (4.7) d'après la mesure du volume du PMO. Elle varie typiquement entre 70 G/cm et 110 G/cm, en fonction de la taille et de la température du PMO transféré.

Durée de vie du piège magnétique

A l'aide du signal de temps de vol, on mesure le nombre d'atomes qui restent dans le piège après une durée de piégeage t_D. En l'absence de collisions à deux corps, on attend une décroissance exponentielle avec une constante caractéristique τ. La figure 5.4 présente la plus longue durée de piégeage observée. L'ajustement par une droite donne $\tau \approx 55$ s. Cette courbe a été obtenue après utilisation de la sublimation de titane. La lumière parasite qui risque de pomper les atomes dans un état non piégeant a également été systématiquement éliminée : chaque modulateur acousto-optique assurant la coupure rapide des faisceaux laser est suivi d'un obturateur mécanique. De nombreux caches noirs sont disposés sur la table optique.

On peut envisager trois limitations à cette durée de vie. La limitation due au gaz résiduel n'est pas facile à tester : pour des pressions autour de 10^{-9} mbar, nous avons vérifié que la durée de vie varie comme l'inverse de la pression. Ainsi, à 7×10^{-10} mbar, la durée de vie vaut environ 5 sec. Par extrapolation, 55 s correspond à une pression de 7×10^{-11} mbar environ. Nous ne disposons pas de jauge fiable dans cette gamme de pressions.

Les transitions non adiabatiques peuvent également influer sur la durée de vie du nuage piégé. Le taux de perte estimé par (4.1) donne $\Gamma_{\text{non ad}} \sim 1/70\ \text{s}^{-1}$ lorsque la taille caractéristique du piège r est prise égale à 1 mm, sa valeur théorique pour le gradient de champ et la température mesurée. C'est l'ordre de grandeur de la durée de vie que l'on observe.

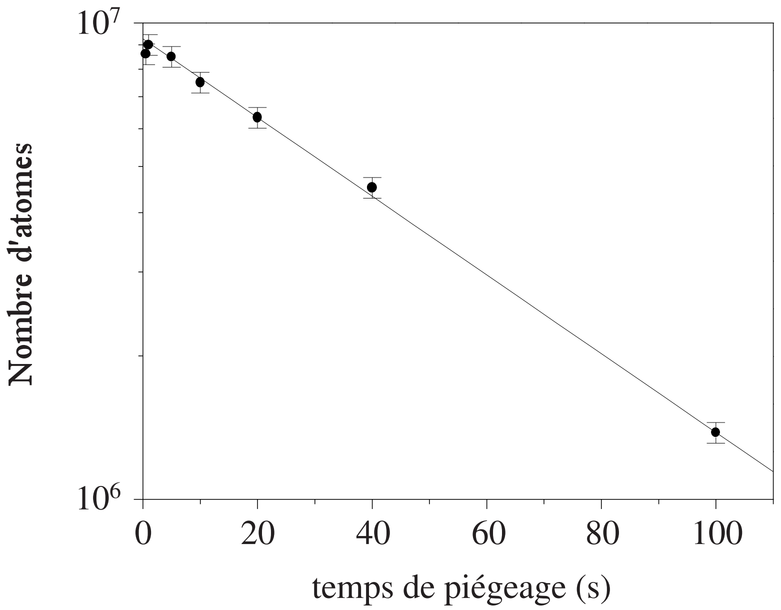

FIG. 5.4 – *Nombre d'atomes restant piégés dans le quadrupôle après une durée t_D. L'ajustement par une droite conduit à une durée de vie de 55 s.*

La dernière limitation est liée à la charge d'hélium dans l'état fondamental qui atteint l'enceinte à vide lors du chargement du PMO. Lorsque le jet n'est pas coupé par l'obturateur mécanique, la durée de vie du piège est de l'ordre de 2 s. Elle vaut plusieurs dizaines de secondes lorsque le jet est obturé juste après le chargement du PMO. En modifiant la pression de la source, on modifie le flux d'He* aussi bien que cette charge de gaz. L'analyseur de masse placé au niveau de l'enceinte montre que la charge d'hélium redescend en dessous de sa sensibilité en moins d'une seconde. Combiné avec l'absence de double constante de temps dans la décroissance du nombre d'atomes, c'est une indication que le pompage de la charge d'hélium fondamental est rapide. Il reste néanmoins une dépendance de la durée de vie du piège avec la pression de la source, que nous interprétons comme une obstruction imparfaite du jet pendant le piégeage magnétique. Lorsque la pression partielle d'He dans l'enceinte de la source est inférieure à 7×10^{-5} mbar, la durée de vie du piège magnétique devient insensible à la valeur de cette pression. Dans l'optique de piéger un grand nombre d'atomes pendant une longue durée, un compromis est à trouver entre une pression de la source un peu plus élevée qui conduit à un taux de chargement du PMO plus grand mais à une durée de vie courte et une pression de source plus basse qui augmente le temps de piégeage mais diminue le nombre d'atomes accumulés. Nous n'avons pas poursuivi cette étude pour le piège quadrupolaire.

5.1.3 Réduction des collisions inélastiques entre atomes d'He* polarisés

Dans le piège magnétique, seuls sont piégés les atomes dans le sous-niveau Zeeman $M = +1$ par rapport au champ magnétique (local). L'échantillon est donc parfaitement polarisé et les collisions Penning doivent être réduites, comme décrit dans le premier chapitre. Ce paragraphe présente la mesure d'une borne supérieure de cette réduction.

De même que pour l'étude des collisions à deux corps dans le PMO, on analyse la durée de vie du piège magnétique. On mesure par temps de vol le nombre d'atomes $N(t)$ restant dans le piège magnétique après une durée de piégeage t. Dans le cas d'un piège quadrupolaire à l'équilibre thermique de profil de densité donné par (4.6), l'évolution de $N(t)$ est régi par ($\beta^{\uparrow\uparrow}$ est le taux de collisions à deux corps pour des atomes polarisés)

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\frac{N(t)}{\tau} - \frac{\beta^{\uparrow\uparrow}}{8V_Q} N^2(t) \ , \tag{5.1}$$

en supposant que les pertes à deux corps sont dues aux seules collisions Penning. La solution de cette équation est

$$N(t) = \frac{N(0)}{\left(1 + \frac{\beta^{\uparrow\uparrow} n_0 \tau}{8}\right) e^{\frac{t}{\tau}} - \frac{\beta^{\uparrow\uparrow} n_0 \tau}{8}} \ , \tag{5.2}$$

où $n_0 = \frac{N(0)}{V_Q}$.

Un exemple de résultat expérimental est donné, en échelle logarithmique, sur la figure 5.5. Le nombre de points n'est pas assez grand pour permettre un ajustement stable des données par la loi (5.2). On ajuste plutôt les résultats par une droite qui donne la durée de vie τ. Chaque point étant affecté d'une erreur statistique de 5% environ (valeur déterminée expérimentalement), on trace alors sur le graphe la fonction (5.2) en prenant pour $\beta^{\uparrow\uparrow} n_0$ la plus grande valeur compatible avec les barres d'erreurs. Cette méthode conduit à une borne supérieure sur $\beta^{\uparrow\uparrow} n_0$. On trouve pour la courbe présentée $\beta^{\uparrow\uparrow} n_0 < 0.1\ \mathrm{s}^{-1}$.

Pour avoir $\beta^{\uparrow\uparrow}$ il faut connaître n_0. Nous ne disposions pas de l'imagerie pour le piège quadrupolaire, en particulier à cause des problèmes liés aux courants de Foucault évoqués dans le paragraphe 4.2.3. Nous ne pouvions donc pas mesurer la densité directement. Il n'est pas sûr que le nuage piégé ait atteint l'équilibre thermodynamique. Nous avons cependant estimé le volume du piège à partir de l'expression (4.7), en y reportant la température déduite du temps de vol et le gradient B' mesuré par ailleurs. En procédant ainsi on calcule pour la figure 5.5 ($T \approx 0.8$ mK et $B' = 100$ G/cm) une densité au centre $n_0 = 2.6 \times 10^9$ at/cm^3. On trouve alors $\beta^{\uparrow\uparrow} < 4 \times 10^{-11}$ cm^3/s. Ceci correspond à une réduction des collisions Penning par rapport au taux de collisions dans un nuage non polarisé récemment mesuré : la reférence [25] rapporte $\beta_{\mathrm{nonpol}} \approx 2.6 \times 10^{-10}$ cm^3/s. La référence [24] donne $\beta_{\mathrm{nonpol}} \approx 7.6 \times 10^{-10}$ cm^3/s et le groupe d'Utrecht reporte $\beta_{\mathrm{nonpol}} \approx 5.4 \times 10^{-10}$ cm^3/s [17]. Cette réduction est en accord avec celle d'un ordre de grandeur mesurée en 1972 par Hill [27]. La référence [67] a récemment placé une meilleure borne supérieure sur $\beta^{\uparrow\uparrow}$ par mesure du taux d'ions produits dans un échantillon partiellement polarisé : $\beta^{\uparrow\uparrow} < 1.2 \times 10^{-11}$ cm^3/s.

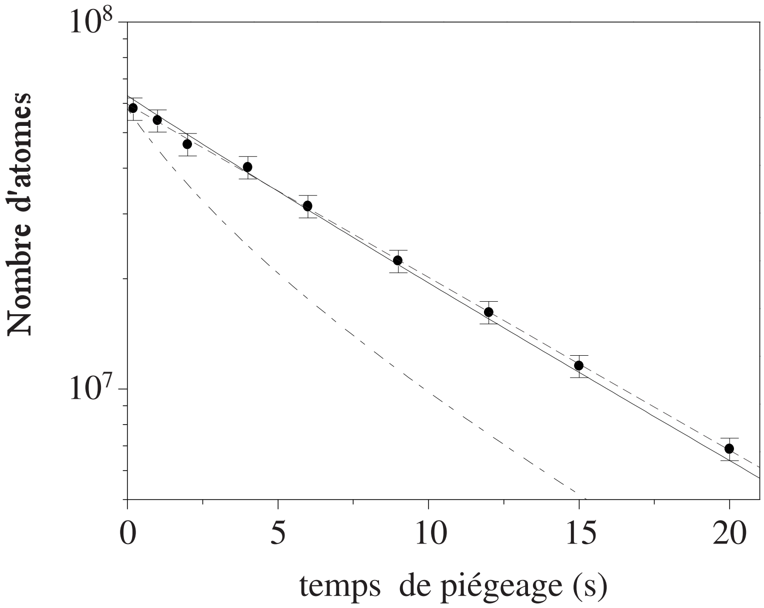

FIG. 5.5 – *Nombre d'atomes restant piégés dans le quadrupôle après une durée t_D. La courbe en pointillés est l'ajustement par une décroissance exponentielle avec une constante de temps de 9.2 sec. La courbe en trait plein correspond à la loi théorique (5.2) avec $\beta^{\uparrow\uparrow} n_0 = 0.1\ s^{-1}$. Les barres d'erreurs représentent une erreur statistique de 5 %. La courbe en traits tiretés représente la loi (5.2) pour un échantillon non polarisé avec une densité $n_0 = 2.6 \times 10^9$ at/cm^3 et $\beta_{nonpol} \approx 5 \times 10^{-10}$ cm^3/s (valeur moyenne des résultats expérimentaux publiés).*

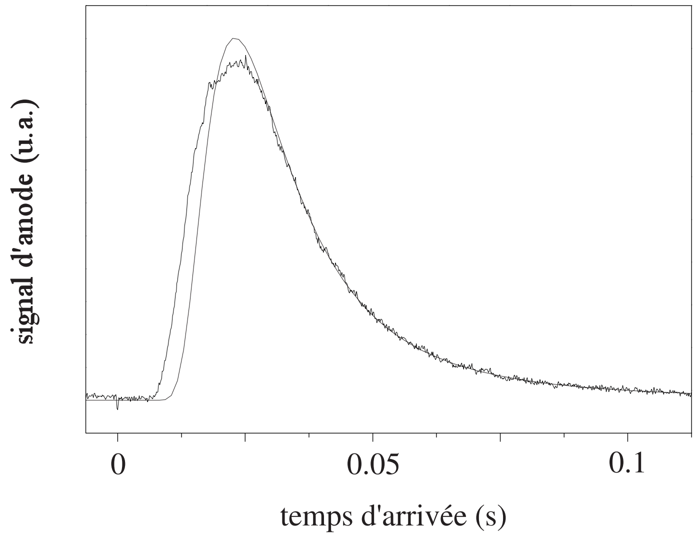

FIG. 5.6 – *Signal de temps de vol d'un piège magnétique quadrupolaire après 1.5 s de piégeage et son ajustement par la formule (2.13).*

5.1.4 Equilibre thermodynamique et collisions élastiques

L'ajustement des temps de vol du piège magnétique est moins bon que pour le PMO, comme le montre un exemple typique sur la figure 5.6, à comparer au temps de vol ajusté de la figure 3.1. Une hypothèse est la coupure trop lente du champ magnétique qui perturbe la distribution de vitesses. Néanmoins les ajustements semblent s'améliorer lorsque la durée de piégeage est longue. Ce fait suggère que le nuage évolue vers un équilibre thermodynamique. On souhaite donc tester la thermalisation de l'échantillon.

Expérience et résultat

Nous avons réalisé l'expérience décrite dans le paragraphe 4.4. A l'aide d'un couteau radio-fréquence, on tronque la distribution en énergie. On sonde sa reconstruction à l'aide d'un deuxième couteau appliqué après une durée Δt.

Expérimentalement la RF est produite par deux spires en position Helmholtz placées sous vide, d'axe commun aux bobines de gradient de champ magnétique. On utilise un synthétiseur (allant de 1 MHz à 1GHz, puissance maximale 7 dBm) suivi d'un amplificateur de 30 dB. Il est difficile de mesurer la valeur du champ magnétique radio-fréquence au niveau des atomes. On s'assure cependant qu'elle est suffisante en diminuant la puissance que délivre le synthétiseur et en constatant que le nombre d'atomes expulsés par la RF qui tombent sur la galette est toujours le même. On ajuste la durée du couteau à une valeur assez longue pour ne plus voir d'atomes atteindre le MCP : on trouve typiquement 100 ms.

A l'aide de la galette de microcanaux, on enregistre le nombre d'atomes N_{th} expulsés par

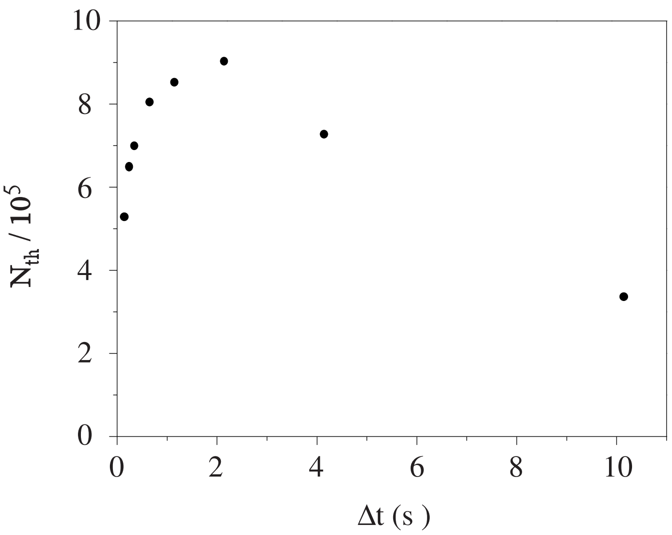

FIG. 5.7 – *Résultat d'une expérience de thermalisation utilisant deux couteaux radiofréquences. Nombre d'atomes expulsés par le deuxième couteau en fonction du délai d'application entre les deux RF. Le premier couteau RF est à une fréquence de 70 MHz et le deuxième à 80 MHz.*

la deuxième RF pour différents délais entre ces deux couteaux. Les résultats sont reproduits sur la figure 5.7 pour une fréquence $\nu_1 = 70$ MHz et $\nu_2 = 80$ MHz. Pour des atomes à 1 mK environ, cela correspond à $\eta \approx 4$, donc à une variation relative du nombre d'atomes piégés $\Delta N/N \approx 0.5$ (ce qui est un peu trop pour considérer la mise hors-équilibre comme perturbative). On constate que $N_{\rm th}$ commence par augmenter, ce qui est attribuable à la rethermalisation de l'échantillon. La décroissance qui suit est compatible avec la durée de vie du piège magnétique lors de cette mesure (7 s environ).

Suite à des problèmes sur le système à vide, nous n'avons pas pu reproduire l'expérience en variant la densité du nuage dans le piège magnétique, ce qui est indispensable pour prouver que l'augmentation de $N_{\rm th}$ est due à la thermalisation. On peut cependant essayer de tirer un chiffre pour le taux de collisions élastiques à partir de cette mesure : il faut environ 2 s pour que $N_{\rm th}$ atteigne sa valeur maximale. En interprétant cette durée comme le temps de thermalisation, soit $4/\overline{\gamma}$, on trouve $\overline{\gamma} \approx 2$ s^{-1}. Si le nuage est thermalisé, on peut calculer le volume par la formule (4.7). Le gradient vaut 110 G/cm. La température est déduite du signal de temps de vol effectué 0.5 sec après la coupure du premier couteau RF. Elle vaut 0.7 mK environ. Le nombre d'atomes, déduit lui aussi du temps de vol, est 2×10^7 environ, qu'il faut diviser par 2 compte tenue de la perte due au premier couteau RF. Le calcul de la densité au centre donne $n_0 \approx 10^9$ at/cm^3. On en tire la constante de collision élastique $\alpha = 8\overline{\gamma}/n_0 \approx 1.5 \times 10^{-8}$ cm^3/s. La valeur trouvée est cinq fois plus élevée que celle prédite par [26]. Elle est supérieure à la limite d'unitarité (figure 1.1). Il ne s'agit toutefois que d'une estimation grossière.

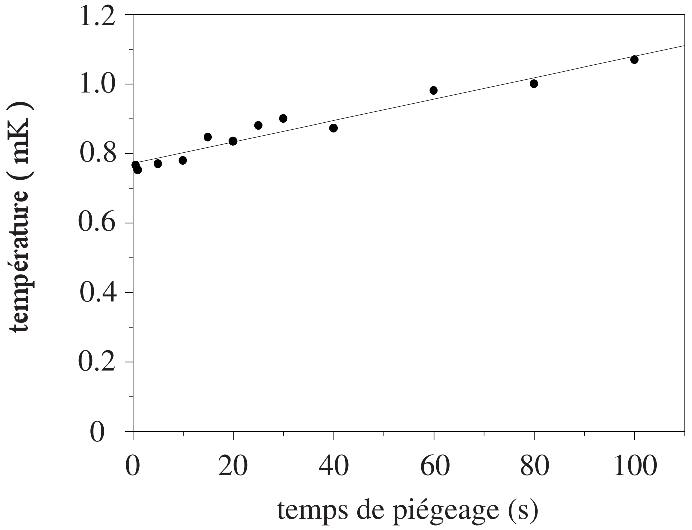

FIG. 5.8 – *Température du nuage d'atomes pour différentes durées de piégegeage magnétique. La pente de la droite donne un taux de chauffage de 3 $\mu K/s$. La durée de vie du piège vaut 30 s.*

Difficulté d'interprétation : chauffage du nuage

L'interprétation d'un tel résultat est cependant délicate. On observe en effet un fort taux de chauffage dans le piège magnétique. Pour le mesurer, on trace la "température" des atomes piégés, déduite du signal de temps de vol, pour différentes durées de piégeage. Un exemple de résultat est donné sur la figure 5.8. Un ajustement par une loi linéaire conduit dans ce cas à un taux de chauffage $\dot{T} \approx 3\ \mu\mathrm{K/s}$. Tous les chauffages que nous avons observés ne sont cependant pas ajustables par une loi linéaire, suivant en particulier la valeur du gradient au chargement et la qualité du vide.

Plusieurs mécanismes peuvent être envisagés pour expliquer un chauffage du nuage. Les vibrations mécaniques, tout d'abord (l'enceinte est en particulier solidaire d'une pompe turbomoléculaire et les bobines sont en contact avec l'enceinte) peuvent induire un taux de chauffage. Cette hypothèse est cependant difficile à tester. L'absence d'un tel chauffage dans le piège de Ioffe (voir paragraphe 5.2.3) est toutefois une indication que ce n'est pas la cause principale.

La thermalisation elle-même conduit à une augmentation de la température si le PMO est chargé dans un piège trop confinant. Pour éliminer cette hypothèse il suffit de transférer le PMO dans un piège magnétique trop lâche et de regarder si la température diminue. Nous n'avons jamais observé une telle diminution.

Les pertes dues aux transitions non-adiabatiques conduisent également à du chauffage par anti-évaporation. Ce sont les atomes situés au voisinage du centre qui quittent préférentiellement le piège. Leur énergie totale est presque uniquement sous forme cinétique si bien que leur énergie moyenne est inférieure à celle des atomes restant piégés, qui comporte en plus un terme magnétique. Seuls restent les atomes les plus chauds, conduisant à une augmentation de l'énergie moyenne par atomes. En admettant que l'énergie emportée par un atome subissant une transition non-adiabatique est de l'ordre de $k_B T$ plus faible que l'énergie moyenne d'un atome piégé, une estimation du taux de chauffage $\dot{T}$ dû à ces transitions non adiabatiques est donnée par $\Gamma_{\text{non ad}}\, T$. Cette estimation est valable si le taux de collisions élastiques entre atomes piégés est grand devant le taux de fuite par pertes non-adiabatiques, ce qui est sans doute le cas (on attend théoriquement environ 1 collision élastique par seconde). Numériquement, pour un nuage dont la température est autour de 1 mK et avec un gradient de 100 G/cm environ, $\Gamma_{\text{non ad}} \sim 0.01\ \text{s}^{-1}$ et $\dot{T} \sim 10\ \mu\text{K/s}$. C'est l'ordre de grandeur de ce que l'on observe. Si ces pertes non-adiabatiques peuvent expliquer le chauffage observé, elles ne permettent pas de comprendre l'augmentation de N_{th} aux temps courts dans l'expérience de thermalisation de la figure 5.7. En effet, ces pertes retirent certains atomes de la distribution d'énergie des atomes piégés, mais elles ne modifient pas l'énergie de chaque atome. Il est donc impossible, en l'absence de thermalisation, qu'un atome restant piégé gagne de l'énergie et passe au dessus de la troncature assurée par le couteau RF_1 (partie haute de la figure 5.9).

L'effet du gaz résiduel sur le nuage d'atomes piégés peut se traduire aussi par un chauffage du nuage [3]. La durée de vie des atomes dans le piège magnétique peut être due aux collisions Penning entre un atome d'He* et un atome ou une molécule du gaz résiduel qui conduisent à l'ionisation de celui ou celle-ci et à une perte de l'atome métastable. Des collisions élastiques entre He* et gaz résiduel sont également possibles (surtout si le gaz résiduel est de l'hélium dans l'état fondamental, qui ne peut conduire à une ionisation Penning). Au cours d'une telle collision, l'atome de gaz résiduel se déplaçant à quelques centaines de m/s transfert à un atome d'He* piégé de l'énergie qui peut l'expulser du piège de profondeur finie U_0. Cependant, si la collision s'effectue avec un grand paramètre d'impact (collision "rasante"), l'énergie transférée peut être trop faible pour que l'atome d'He* s'échappe du piège. L'énergie moyenne par atome piégé augmente donc du fait de ce transfert, ce qui se traduit par un chauffage du nuage. Le processus est représenté sur la figure 5.9. Si la collision élastique entre un atome du gaz résiduel animé d'une vitesse moyenne $\overline{v}_r$ et un atome piégé, pratiquement au repos, cède à ce dernier une énergie E à dE près, le taux d'augmentation d'énergie de l'atome piégé qui en résulte est donnée par la probabilité de collision élastique $n_r \frac{d\sigma_r}{dE}\, \overline{v}_r\, dE$ multipliée par le gain en énergie E. La grandeur σ_r est la section efficace de collision élastique entre un atome du gaz résiduel et un atome d'He* . En supposant que lorsque E dépasse la profondeur du potentiel de piégeage l'atome est expulsé, le taux total d'augmentation d'énergie par atome restant piégé est

$$\dot{T} = \int_0^{U_0} n_r \frac{d\sigma_r}{dE}\, \overline{v}_r\, E\, dE\ . \tag{5.3}$$

La profondeur U_0 est de l'ordre de quelques dizaines de mK et la référence [68] montre que, dans ce régime de collision, $\frac{d\sigma_r}{dE}$ est constante et proportionnelle à la section efficace

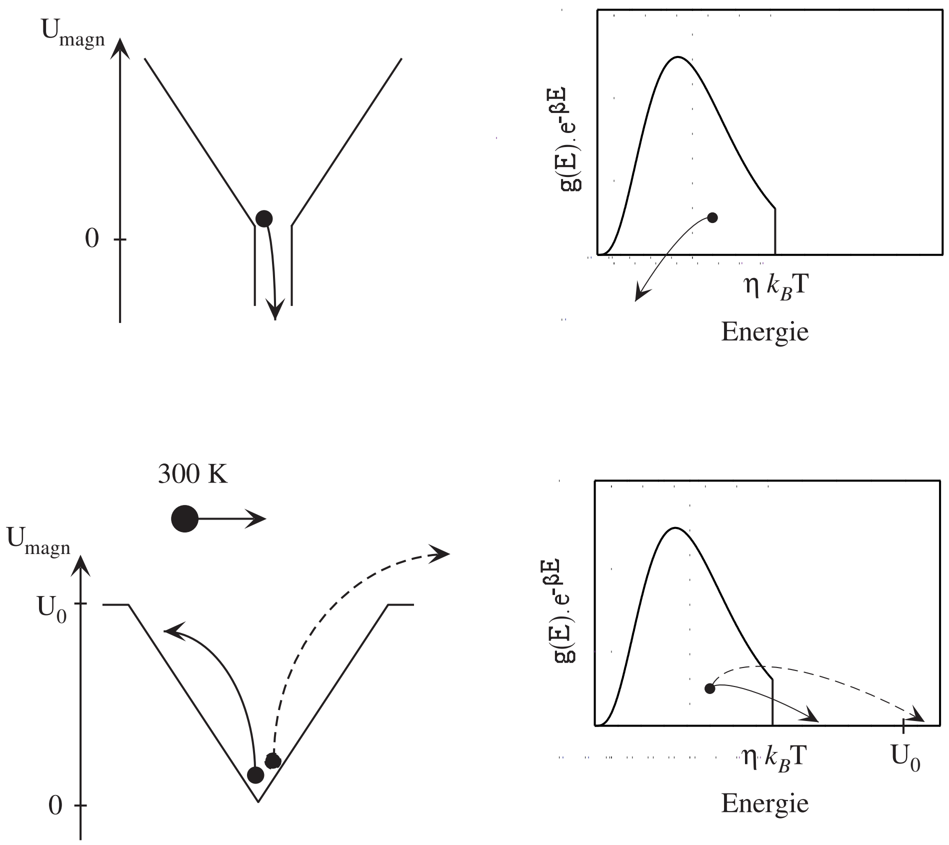

FIG. 5.9 – *Explication du taux de chauffage et de sa conséquence sur une distribution d'énergie tronquée à $\eta k_B T$. Les figures du haut représentent le chauffage par pertes non-adiabatiques. Celles du bas traitent du chauffage dû aux collisions rasantes. Dans ce dernier cas, les flèches en pointillés correspondent à une expulsion d'un atome hors du piège à la suite d'une collision élastique avec un atome du gaz résiduel. Les flèches en trait plein montre un atome qui gagne de l'énergie par la collision sans pouvoir s'échapper du piège.*

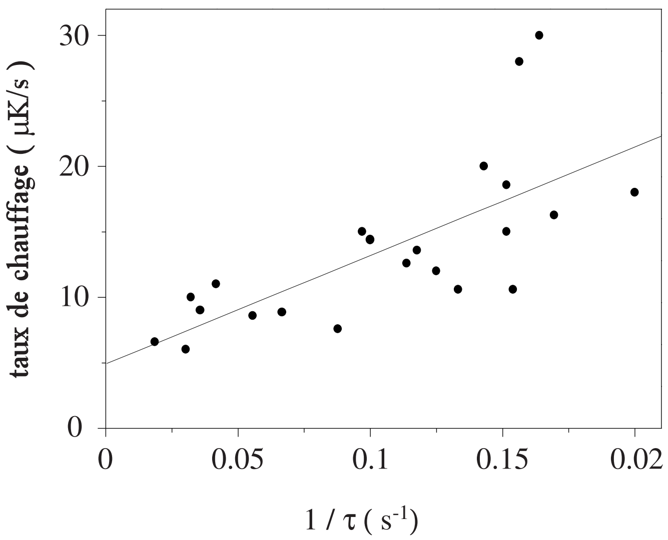

FIG. 5.10 – *Taux de chauffage dans le piège quadrupolaire en fonction de l'inverse de la durée de vie des atomes piégés.*

de collision élastique totale σ_r. Ainsi, quel que soit le détail de la collision élastique entre un atome d'He* et le gaz résiduel, le taux de chauffage est donné par

$$\dot{T} \propto \frac{U_0^2}{\tau_{\rm el}} , \tag{5.4}$$

avec $\tau_{\rm el} = 1/n_r\sigma_r\overline{v}_r$ la durée de vie des atomes piégés due aux collisions élastiques expulsantes. Si le gaz résiduel est dominé par l'hélium, elle se confond avec la durée de vie totale τ du piège. Sinon, elle ne représente qu'une fraction de la durée de vie totale, l'autre partie provenant des collisions ionisantes (sur l'eau par exemple). Si le taux de chauffage est dû au gaz résiduel, il doit varier lorsque la durée de vie du piège varie. La figure 5.10 montre quelques uns des taux de chauffage que nous avons observés sur plusieurs mois en fonction de l'inverse de la durée de vie τ du piège magnétique. L'augmentation du taux de chauffage lorsque la durée de vie diminue rend plausible ce chauffage par le gaz résiduel. Pour trouver la loi linéaire (5.4), il faudrait analyser la composition exacte du gaz résiduel afin de connaître $\tau_{\rm el}$. Pour confirmer cette influence des collisions chauffantes, il aurait fallu appliquer un couteau RF permanent à une hauteur grande devant l'énergie moyenne des atomes mais faible devant U_0 : les atomes chauffés sont ainsi éliminés [3]. Notons enfin que leur effet est plus violent dans un piège quadrupolaire que dans un piège de Ioffe, car la profondeur y est plus grande. Tous les taux de chauffage mesurés ne se placent cependant pas sur la courbe 5.10 et il est probable que tous les effets de chauffage discutés interviennent simultanément.

Ces collisions chauffantes également permettent d'expliquer l'augmentation de $N_{\rm th}$ dans l'expérience de thermalisation. En effet, elles entraîne un flux d'atomes des énergies situées sous le couteau RF_1 à $\eta k_B T$ vers les énergies hautes, comme le représente la figure 5.9. Celui-ci est donné par

$$\phi \approx N \int_{\eta k_B T}^{U_0} n_r \frac{d\sigma_{\mathrm{el}}}{dE} \overline{v}_r \, dE \ , \tag{5.5}$$

avec N le nombre d'atomes dont l'énergie est située sous le couteau et n_r la densité du gaz résiduel. En supposant $\eta k_B T \ll U_0$, il existe donc une relation entre ce flux et le taux de chauffage mesuré :

$$\phi = 2 \, \frac{k_B \dot{T}}{U_0} N \ . \tag{5.6}$$

En introduisant les pertes dues aux collisions sur le gaz résiduel (Penning et expulsantes) caractérisées par la durée de vie τ,

$$\dot{N}_{\mathrm{th}} = \phi \, e^{-\frac{t}{\tau}} - \frac{N_{\mathrm{th}}}{\tau} \ . \tag{5.7}$$

La solution de cette équation différentielle est

$$N_{\mathrm{th}}(t) \ = \ \phi \, t \, e^{-\frac{t}{\tau}} \ , \tag{5.8}$$

qui passe par un maximum pour $t = \tau$ et $N_{\mathrm{th\ max}} = \phi \, \tau / e$. Comme la durée de vie mesurée le jour de l'expérience de thermalisation vaut 7 s environ, on constate que ce modèle ne reproduit par les données de la figure 5.8, qui présentent un maximum autour de 2 s. Par ailleurs, pour un taux de chauffage de 20 μK/s, une profondeur du potentiel de 50 mK environ et 2.10^7 atomes, $\phi \approx 10^4$/s et on attend un maximum de N_{th} de 3×10^4 atomes environ, un ordre de grandeur plus faible que ce que l'on observe. Ce modèle donne cependant le bon comportement.

5.1.5 Conclusion

Le piège quadrupolaire, en dépit de sa simplicité, est entaché d'un fort taux de chauffage. Par ailleurs, nous n'avons pas pu disposer d'un laser suffisamment puissant et stable pour envisager le "bouchon optique". De plus, il semble que cette technique, même si elle fonctionne ne peut être qu'une démonstration de principe. Comme expliqué dans le paragraphe 4.3, l'alignement du laser au centre du piège et le taux de chauffage qui résulte d'une vibration du faisceau sont des problèmes sérieux qui rendent cette méthode de condensation délicate.

Cette étape du piège quadrupolaire doit plutôt être considérée comme une familiarisation avec le piégeage magnétique, nous ayant permis de tester le système à vide, ainsi que les techniques d'évaporation par radio-fréquence. Nous avons ensuite décidé de construire un piège de Ioffe.

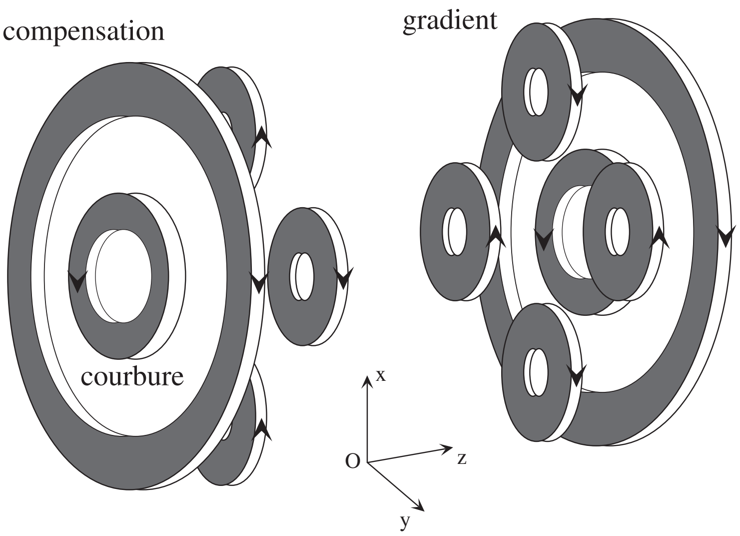

FIG. 5.11 – *Disposition des bobines dans une configuration en "feuille de trèfle".*

5.2 Piège de Ioffe-Pritchard

Du fait de la valeur non nulle du module du champ au voisinage de son minimum, ce piège ne souffre pas du principal défaut du quadrupôle : les pertes non-adiabatiques au centre. Cette configuration a d'autre part fait largement ses preuves pour l'obtention de la condensation de Bose-Einstein.

5.2.1 Construction du piège

Le piège de Ioffe-Pritchard représenté sur la figure 4.2 n'est pas réalisable avec notre enceinte à vide. La configuration en "feuille de trèfle", inventée par le groupe du M.I.T. [69], génère un champ équivalent à la configuration de Ioffe. La disposition des bobines est représentée sur la figure 5.11. Elle offre un accès optique dans tout le plan (Ox, Oy) et est particulièrement adaptée à l'utilisation de brides rentrantes, pour laquelle elle a été inventée.

Le gradient de champ est produit par deux plans comportant chacun 4 bobines parcourues par des courants deux à deux opposés. La figure 5.12 explique comment cette configuration produit un gradient de champ selon les axes (Ox) et (Oy). La courbure B'' et le biais B_0 sont générés par la paire de petites bobines d'axe (Oz). La paire de grandes bobines proche de la configuration Helmholtz, d'axe (Oz) et parcourue par un courant de sens opposé à celui du dipôle, permet d'ajuster le biais B_0 à la valeur souhaitée.

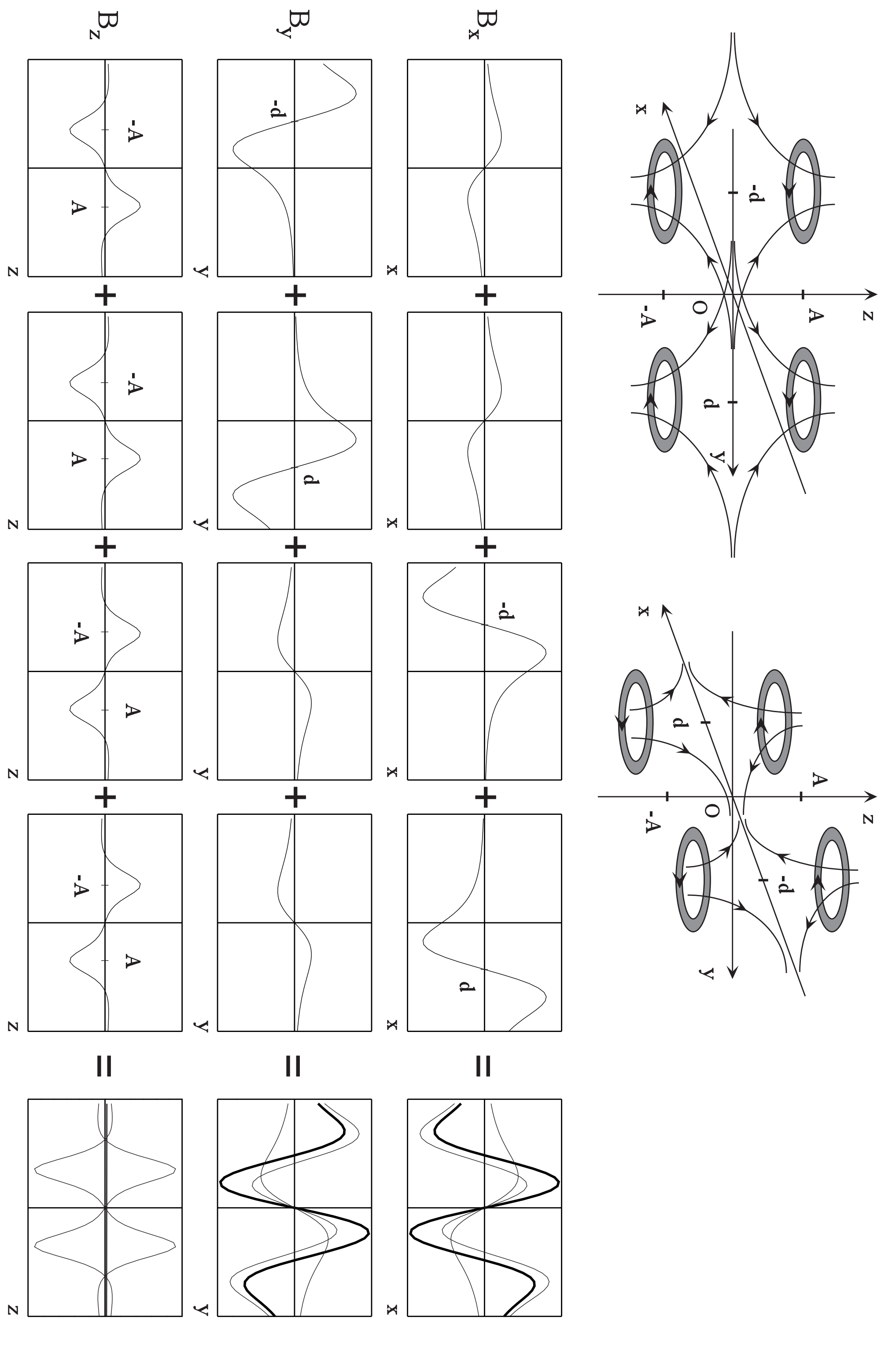

Fig. 5.12 – *Production du gradient de champ magnétique dans une configuration en "feuille de trèfle". Les courbes en gras dans la dernière colonne représentent le champ total créé par les 8 bobines.*

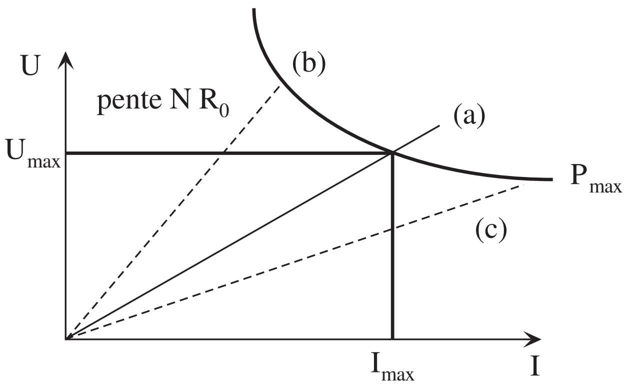

FIG. 5.13 – *Choix de l'alimentation de courant. La courbe représente l'hyperbole de puissance constante. Les droites $U = U_{max}$ et $I = I_{max}$ délimitent le domaine du plan (U, I) accessible à l'alimentation. Les droites de charge (a), (b) et (c) sont obtenues lorsque l'alimentation débite dans des bobines de différentes résistances.*

Choix de la solution technologique

La production des gradient et courbure calculés dans le chapitre précédent nécessite un nombre d'Ampère-tours élevé. Ce paragraphe résume les contraintes qui ont conduit au choix d'un fort courant avec un faible nombre de tours.

Raisonnons sur le gradient de champ magnétique B' que l'on veut produire. Des bobines de N tours, chacune parcourue par un courant I, créent un gradient proportionnel à NI. Par ailleurs la tension dont il faut disposer est $U = NR_0I$, avec R_0 la résistance des bobines pour une spire. Donc $B' \propto \frac{U}{R_0}$, indépendant de I. Le graphique 5.13 résume la discussion. Les alimentations disponibles dans le commerce ont une caractéristique carrée $(I_{\max}, U_{\max})$. Le cas (a) est idéal : toute la puissance de l'alimentation sert à produire le gradient de champ qui a sa valeur maximale. Le nombre de tours est $N_{\text{opt}} = U_{\max}/R_0 I_{\max}$. Dans le cas (b), B' est encore maximal mais $N > N_{\text{opt}}$, ce qui implique un encombrement géométrique et une inductance plus importants. Le cas (c) pour lequel $N < N_{\text{opt}}$ ne permet pas d'atteindre le gradient maximal.

La puissance dissipée dans le piège $P = NR_0I^2 \propto \frac{R_0}{N}B'^2 \propto \frac{l^2}{S\ell}B'^2$, avec $\ell = Nl$ la longueur totale de fil utilisée. La longueur l ne dépend que de la géométrie du piège. S est la section du conducteur de cuivre. Ainsi, à géométrie fixée, $P \propto B'^2/\text{Volume de cuivre}$. La solution technologique adoptée pour la construction des bobines dépend alors de la facilité d'évacuer cette puissance. L'emploi de tube de cuivre permettant à la fois le passage du courant et de l'eau de refroidissement est le plus simple, comparé au bobinage d'un très grand nombre de tours de fil fin entre lesquels il faut arriver à faire circuler de l'eau.

Nous avons choisi des alimentations délivrant 240 A sous 21 V, bon compromis entre plus de courant (donc moins de voltage à puissance donnée), qui impose une valeur de R_0 trop faible pour être réalisée, et un plus petit courant qui suppose un plus grand nombre

	gradient	courbure	compensation
Rayon intérieur (cm)	2×3	2.1	6
Nombre de tours	3×5	5×4	2×6
Résistance (Ω)	0.035	0.015	0.02
Inductance (μH)	60	50	40

Tab. 5.1 – *Paramètres des différentes bobines du piège. Pour le nombre de tours,* 3×5 *signifie 3 spires dans le plan de la bobine et 5 selon son axe.*

de tours, donc un encombrement géométrique des bobines trop important (en plus d'une inductance plus grande).

Construction des bobines

La discussion qui précède montre qu'une fois le voltage choisi, R_0 doit être le plus faible possible. Si la longueur ℓ est fixée, cela suppose un conducteur de grande section. Nous avons donc utilisé du tube de cuivre à section carrée au lieu d'une section circulaire afin de maximiser le volume de cuivre, pour un encombrement géométrique limité. La section extérieure mesure 4×4 mm^2 et le diamètre intérieur est 2.5 mm. Le tube est recuit et isolé électriquement par un ruban de polyester. Le tableau 5.1 résume les paramètres des bobines. Les bobines du quadrupôle sont elliptiques afin d'augmenter la valeur du gradient (en théorie, par rapport à des bobines circulaires, on gagne un facteur $\sqrt{2}$ sur le gradient total en utilisant des bobines elliptiques, équivalentes à deux bobines circulaires de même rayon décalées de 45°).

Le refroidissement des bobines est assuré par une circulation d'eau sous pression ($\sim$ 15 bars). Le débit vaut environ 4 ℓ/min dans les bobines de courbure, 4 ℓ/min dans celles de compensation et 2 ℓ/min dans celles de gradient. A pleine puissance ($\sim$ 4.5 kW) l'eau s'échauffe de quelques degrés.

Montage électrique

Afin de limiter le nombre de bobines dans les brides rentrantes, les bobines de compensation sont utilisées pour produire le gradient de champ du PMO. Cela implique qu'il faut retourner le sens des courants dans l'une des deux bobines lorsque l'on compense le biais. Par ailleurs celui-ci doit pouvoir être contrôlé indépendamment du gradient et de la courbure. On utilise pour cela deux alimentations. Le schéma électrique est donné sur la figure 5.14. Lorsque le piège est comprimé, après avoir diminué le biais, il est important que toutes les bobines soient en série sur une même alimentation afin d'éviter les fluctuations relatives du champ de biais créé par le dipôle et celui créé par les compensations [2]. La stabilité relative du biais est alors simplement celle du courant qui traverse dipôle et compensation (10^{-4} pour les alimentations employées).

Séquence de chargement du piège magnétique et compression

La figure 5.15 montre l'évolution des différents courants au cours d'une séquence de refroidissement laser suivi du piégeage magnétique.

Pour charger le PMO, seuls les interrupteurs IGBT 3 et IGBT 4 sont fermés et seule l'alimentation A1, commandée en tension, débite. Pour le transférer dans le piège magnétique, on ouvre IGBT 3 et IGBT 4 et on ferme IGBT 1 et IGBT 5. Le courant provient de A2 et traverse le dipôle et le quadrupôle. Si le courant débité par A2 n'est pas maximal (dans le cas où l'adapation du piège magnétique ne nécessite pas que l'alimentation débite son courant maximal), on augmente sa tension de commande jusqu'à atteindre 235 A (pilotage des alimentations par GPIB). Pour baisser le biais, on ferme IGBT 2 et on augmente la tension de pilotage de A1 (remise à 0 après la coupure du PMO). Lorsque cette tension dépasse la tension de commande de A2, A1 commence à débiter et le courant délivré par A2 diminue afin de maintenir constante la tension aux bornes du dipôle et du quadrupôle. Lorsque le courant débité par A1 dépasse 235 A, la diode 2 se bloque et on peut ouvrir IGBT 5. Tout le piège est en série sur une alimentation unique. Le biais est alors surcompensé de quelques Gauss. Le réglage fin de sa valeur se fera en plaçant en parallèle avec chacune des bobines de compensation une résistance de shunt de quelques Ω que l'on pourra modifier, pour obtenir un biais final de l'ordre de 1 Gauss. Les résistances de shunt utilisées sont du type WH50 qui peuvent dissiper 50 W et avec un coefficient de température de 50 ppm/^{o}C.

Description des composants électriques

Les interrupteurs sont des IGBT. La tension maximale entre collecteur et émetteur est $V_{\mathrm{CE\ max}} = 1.2$ kV. Leur courant de collecteur est au plus de 500 A. Ils sont volontairement surdimensionnés, afin que la chute de tension entre collecteur et émetteur à 240 A soit faible (1.5 V au lieu de 2.5 V à 500 A). La puissance dissipée dans chacun d'entre eux est donc ≈ 350 W. Ils sont placés sur une plaque de cuivre refroidie par une circulation d'eau. Chaque IGBT est piloté par un circuit qui convertit le signal TTL de l'ordinateur en une tension -8 V/14 V. IGBT 3 et IGBT 4 sont pilotés par la même carte.

Les diodes 1 et 2 de protection des alimentations supportent en inverse 1200 V et un courant direct maximal de 410 A. La chute de tension à leurs bornes vaut 1.1 V à 240 A. Elles sont aussi posées sur une plaque de cuivre refroidie. La semelle des IGBT et des diodes ne s'échauffe que d'une dizaine de degrés en régime permanent.

En parallèle avec chaque IGBT, une varistance assure le maintien d'une tension à peu près constante U_V au cours de la coupure des courants. La valeur du courant I décroît donc linéairement en un temps $t_c \approx LI/U_V$. On utilise des varistances pour lesquelles $U_V \approx 400$ V à 250 A. Elles peuvent dissiper 50 W pendant 2 ms.

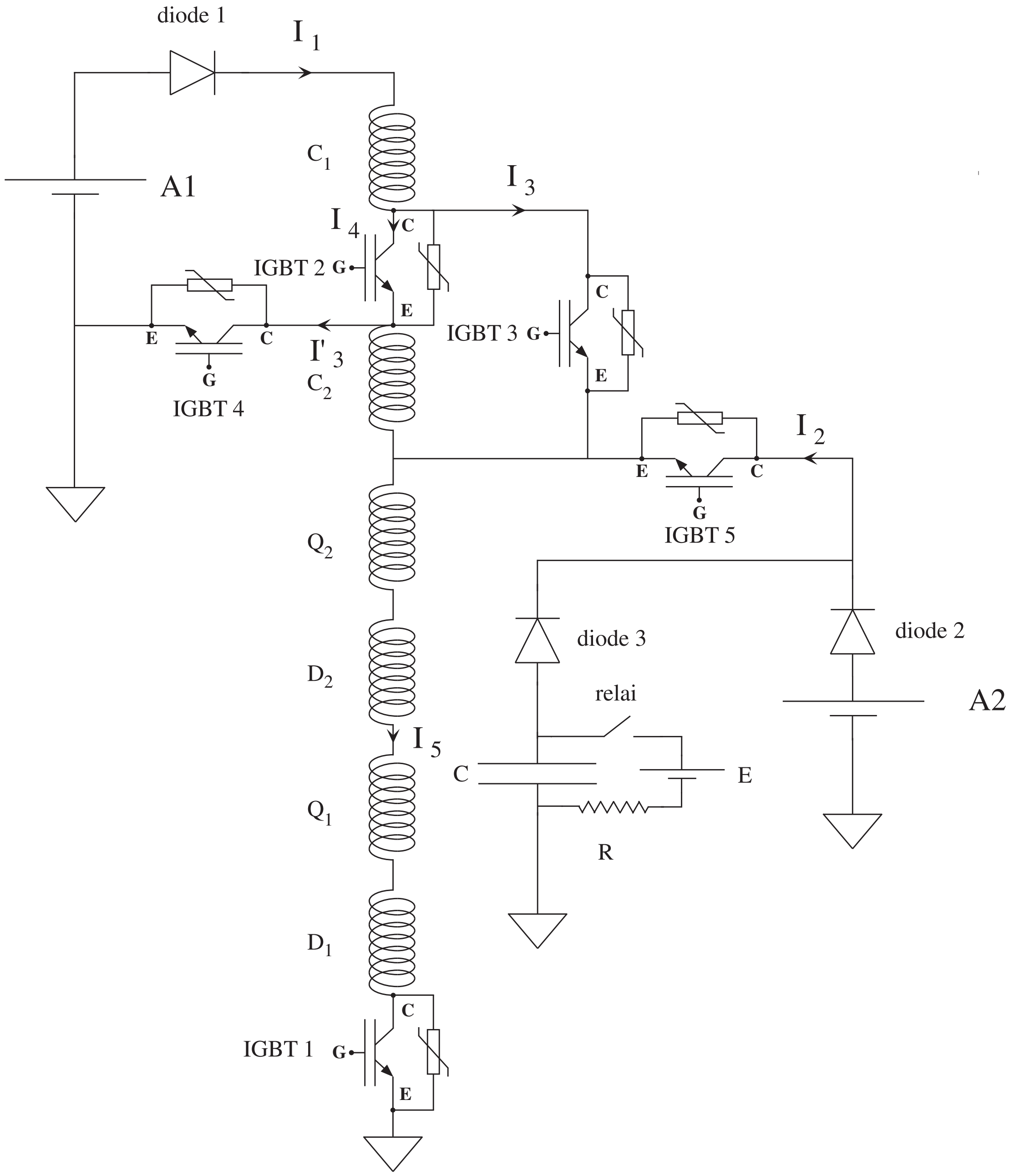

Fig. 5.14 – *Schéma électrique du piège de Ioffe. Les bobines C, D, et Q désignent les compensations, le dipôle et le quadrupôle. Les indices 1 et 2 se réfèrent aux deux côtés du piège. Les deux alimentations A1 et A2 peuvent délivrer 240 A sous 21 V.*

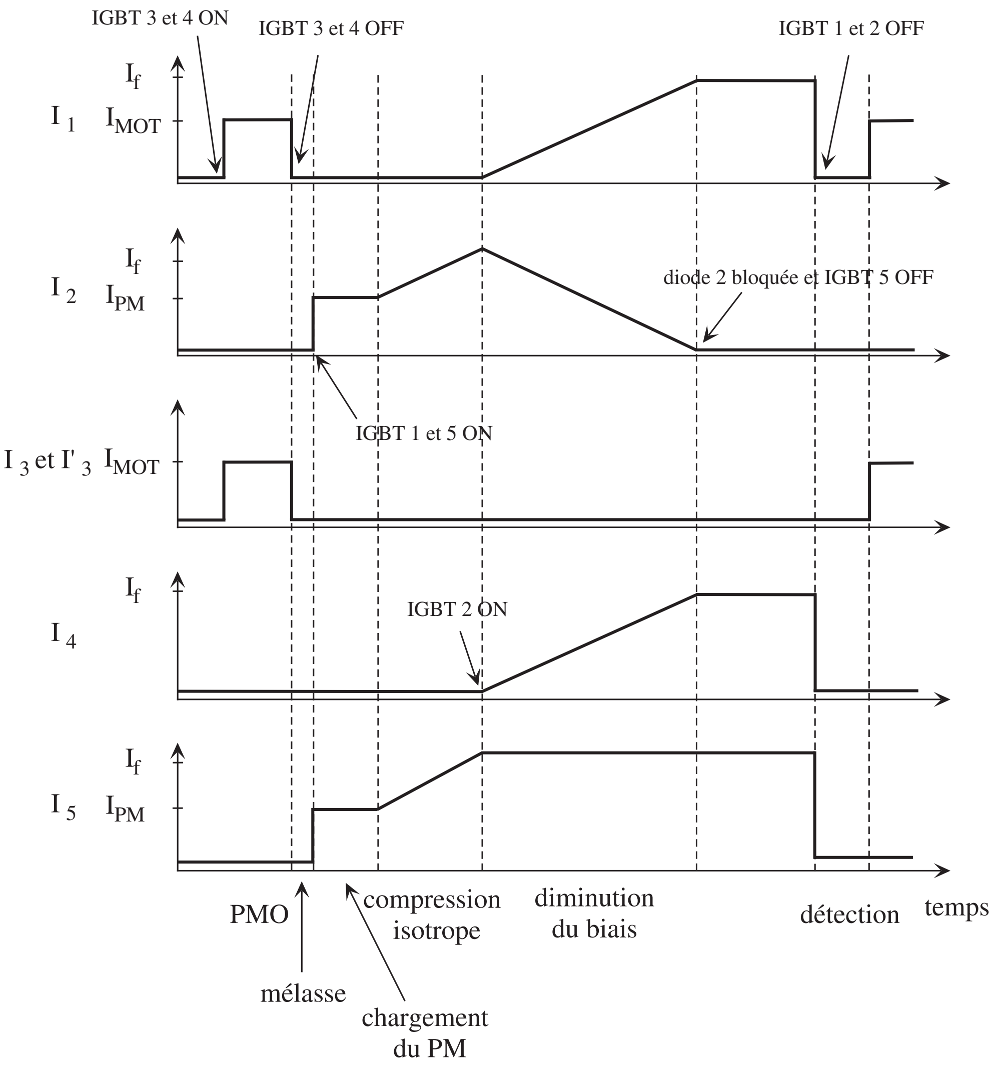

Fig. 5.15 – *Variation des courants dans les différentes bobines au cours d'une séquence complète de piégeage magnétique. Les notations se réfèrent à la figure 5.14.*

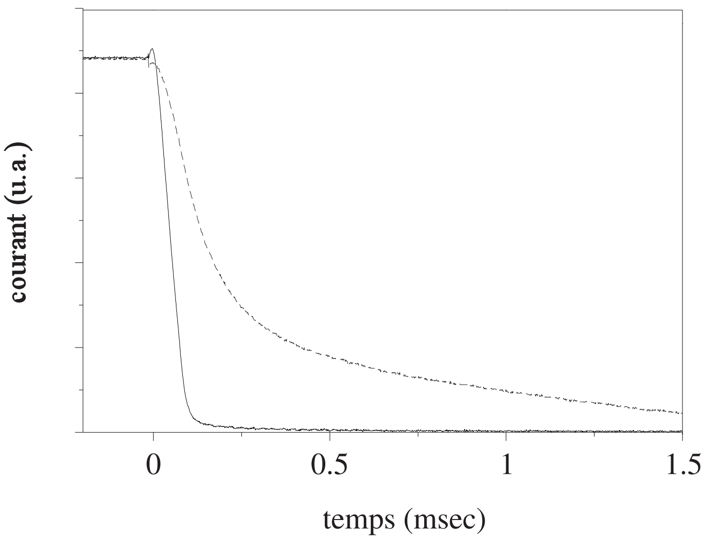

Fig. 5.16 – *Coupure du courant (courbe en trait continu) et du champ magnétique dans les bobines de compensation utilisées pour produire le gradient de champ du PMO. La constante de temps de coupure du courant vaut $\approx 100\ \mu s$ et la constante de temps des courants de Foucault ≈ 1 ms. La valeur du courant coupé est 240 A.*

Coupure des champs

La coupure des champs magnétiques est, comme pour le piège quadrupolaire, ralentie par la présence des courants de Foucault. La figure 5.16 montre la coupure du courant mesuré à la pince ampèremétrique ainsi que celle du champ magnétique créé par les bobines de compensation parcourues par des courants en sens inverse, mesuré à la sonde de Hall. Les courants de Foucault se signalent par la présence d'une queue exponentielle (de $\sim$ 1 ms de constante de temps). Ces temps de coupure sont les mêmes à la coupure du quadrupôle et du dipôle, ainsi que du piège compensé. D'après le paragraphe 4.2.3, ils risquent de pertuber les mesures de temps de vol lorsque la courbure du piège en fin de compression est élevée ($\sim$ 5000 G/cm^2).

Montée des champs

Le temps de montée du courant est donné par L/R du dipôle et du quadrupôle, de l'ordre de 2 ms. Afin de réduire ce temps, on charge une capacité $C = 3\times 200\ \mu$F en parallèle avec l'alimentation A2 sous une tension E (voir figure 5.14). Elle stocke donc une énergie $\frac{1}{2}CE^2$. Lorsque l'on ferme IGBT 5 et IGBT 1, la capacité se décharge dans les bobines du piège en un quart de période du circuit $L - C$ faiblement amorti (L est l'inductance du dipôle en série avec le quadrupôle $\approx 100\ \mu$H) , soit $T = \frac{\pi}{2}\sqrt{LC} \approx 400\ \mu$s. La tension aux bornes de la capacité diminue donc jusqu'à être égale à la tension de commande de A2. Celle-ci prend alors le relai et assure le régime permanent. Pour que le courant à la fin de T

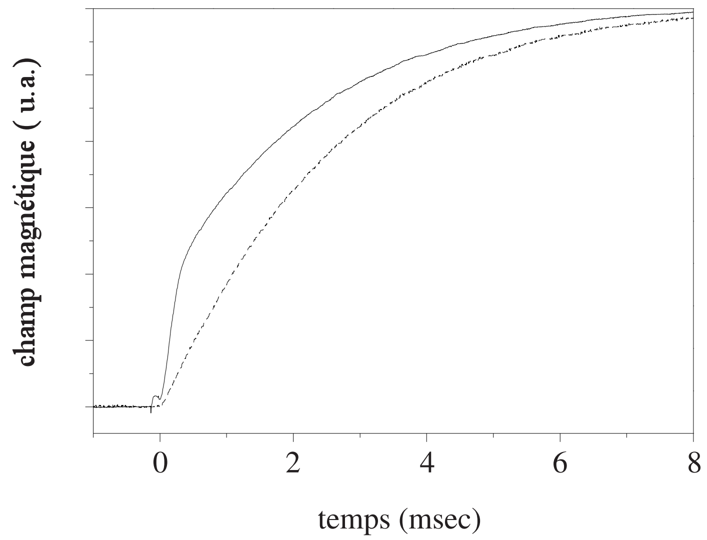

FIG. 5.17 – *Montée du champ magnétique au transfert depuis le PMO, avec les capacités d'aide à la montée (trait continu) et sans. La constante de temps de montée en l'absence des capacités est $\approx$ 2.4 ms. En présence des capacités, le champ monte à la moitié de sa valeur maximale en 800 μs. La tension de chargement des capacités est $E = 100$ V.*

soit égal à la valeur stationnaire I, il faut que l'énergie emmagasinée dans la capacité soit égale à l'energie emmagasinée dans le champ magnétique, ce qui conduit à $E = I\sqrt{\frac{L}{C}}$. A 240 A, $E = 100$ V. La figure 5.17 montre l'évolution du champ magnétique à la fermeture de IGBT 1 et IGBT 5, avec et sans les capacités d'aide à la montée. En présence des capacités, le temps de montée est limité par les courants de Foucault. Pour diminuer leur effet, il faudrait probablement charger les capacités sous une tension plus élevée que 100 V afin que le surplus d'énergie électrostatique soit utilisé pour lutter contre les courants de Foucault.

Champ magnétique créé

Le tableau 5.2 résume les gradients, biais et courbure produits par le piège à 240 A. La distance entre les plans des bobines de gradient vaut 44 mm. Le gradient est 20 % plus faible que nous l'avions calculé, probablement du fait de l'utilisation de tube de cuivre dont le bobinage ne reproduit pas parfaitement la géométrie théorique. Il dépend critiquement de la distance entre les centres des bobines de quadrupôle et l'axe (Oz) du piège. Dans notre cas, celle-ci est importante à cause du grand diamètre des hublots des brides rentrantes (42 mm), nécessaire pour utiliser des faisceaux de PMO de grande taille. Une solution pour augmenter la valeur du gradient serait de placer le quadrupôle sur une alimentation indépendante pouvant délivrer plus de courant. Cela n'affecterait que peu la stabilité du piège. Par ailleurs, les bobines de compensation n'ont pas pu être placées en configuration

	B' (G/cm)	B'' (G/cm^2)	B_0 (G)
quadrupôle	85		
dipôle		25	190
compensation		5	200
compensation inversée	50		

Tab. 5.2 – *Valeurs mesurées des gradient, courbure et biais produits par le piège à 240 A.*

Helmholtz du fait de la géométrie des brides rentrantes, ce qui explique la courbure qu'elles produisent. Le piège s'ouvre donc légèrement selon l'axe (Oz) au cours de la diminution du biais.

5.2.2 Chargement du piège de Ioffe

Le chargement du piège magnétique a intérêt à se faire à partir du nuage pré-refroidi par laser à une température T_0 la plus basse possible. Une première raison est liée à la difficulté de produire des pièges de Ioffe de profondeur U_0 supérieure à quelques mK ($U_0 \approx 7$ mK dans notre cas). Si on ne souhaite pas tronquer la distribution en énergie au moment du transfert, il est nécessaire que $U_0 \gg k_B T_0$. Une deuxième raison a été explicitée dans l'introduction du chapitre 3 : la densité dans l'espace des phases est plus proche de sa valeur au seuil de condensation. Par ailleurs, pour avoir une valeur du taux de collisions élastiques suffisante pour initier l'évaporation, le nuage, une fois dans le piège magnétique, est comprimé adiabatiquement. Sa température augmente et il est nécessaire qu'en fin de compression elle soit encore très inférieure à la profondeur du potentiel magnétique, ce qui renforce l'intérêt d'une température faible au moment du transfert.

D'après l'introduction du chapitre 3, la densité spatiale à la fin de la phase de refroidissement laser est obtenue par compression du PMO. Pour ce qui concerne l'He* , la densité spatiale dans le PMO nous semble suffisante pour nous dispenser de cette étape (voir les chiffres à la fin du chapitre dans le tableau 5.3). Elle risque par ailleurs de conduire à une perte d'atomes due aux collisions Penning. Nous nous sommes donc contentés avant le transfert dans le piège magnétique de soumettre le nuage à une phase de mélasse à trois dimensions.

Refroidissement du PMO par une mélasse à 3 dimensions

La température Doppler à trois dimensions de l'He* vaut 40 μK : c'est la température minimale que l'on peut espérer dans une mélasse Doppler. La phase de mélasse à 3 dimensions est appliquée après le chargement du PMO en coupant le champ magnétique, en rapprochant de résonance la fréquence du laser de piégeage et en baissant son intensité. Ceci est réalisé à l'aide du modulateur acousto-optique situé dans le faisceau direct de piégeage. Typiquement, le désaccord au cours de la phase de mélasse vaut $\Delta/\Gamma \approx -2$ et l'intensité du laser est 10 % de celle utilisée dans le PMO, soit $I/I_{\rm sat} \approx 20$. Le réglage des compensations des champs magnétiques résiduels se fait en observant l'expansion du nuage avec une caméra infrarouge. On obtient typiquement un nuage à 200 μK, après une phase de 5 ms de durée. Nous n'avons pas réussi à descendre plus bas en température. Deux raisons au moins sont possibles. Tout d'abord les faisceaux du PMO sont rétroréfléchis, ce qui déséquilibre légèrement les intensités. L'expérience sur les alcalins montre qu'une configuration utilisant 6 faisceaux indépendants pour la mélasse permet d'atteindre des températures plus basses. Nous ne disposons cependant pas d'assez de puissance laser pour adopter cette solution. Par ailleurs, le temps de coupure des champs magnétiques n'est pas court devant la phase de mélasse.

Lors de la phase de mélasse, le nuage perd une vingtaine de pour cent des atomes par rapport au PMO. Cette faible perte d'atomes malgré le rapprochement du laser de résonance et donc l'augmentation du taux de collisions Penning est compatible avec la durée courte de la mélasse et le gel de la densité. On observe en effet expérimentalement, par l'imagerie en absorption après la coupure des lasers de piégeage, que la taille du nuage à la fin de la phase de mélasse est la même que celle du PMO. Si la densité au centre du PMO est n_0 et que l'on suppose qu'elle n'évolue pas au cours de la phase de mélasse qui dure Δt, la fraction d'atomes perdus par collisions Penning est

$$\frac{\Delta N}{N} \approx \frac{\beta_{\rm mel}\, n_0}{2\sqrt{2}} \Delta t \; . \tag{5.9}$$

$\beta_{\rm mel}$ est le taux de collisions Penning en présence de laser désaccordé de -3 MHz de la résonance. En prenant la valeur mesurée dans le chapitre 3, $\beta_{\rm mel} n_0 \approx 80$ et $\frac{\Delta N}{N} \approx 0.1$ pour $\Delta t = 5$ ms. C'est compatible avec la valeur expérimentale.

Un exemple de temps de vol d'atomes issus d'une mélasse est montré sur la figure 5.18, de même que celui du PMO dont elle est issue.

A la fin de cette ultime phase de refroidissement laser, la densité dans l'espace des phases vaut environ 2×10^{-7}, ce qui représente un gain d'un ordre de grandeur par rapport au piège magnéto-optique. Le piège magnétique est chargé à partir de ce nuage.

Adaptation de la mélasse au piège magnétique

La condition d'adaptation du piège magnétique à la mélasse (4.9) nécessite, pour un nuage de taille $\sigma = 2$ mm et $T = 200$ μK, une courbure $B'' \approx 20$ G/cm^2. Dans notre cas, l'adaptation n'est qu'approximativement réalisée puisque le piège magnétique n'est pas isotrope au moment du transfert ($B''_\rho = 10$ G/cm^2 , $B'' = 20$ G/cm^2), en raison du gradient trop faible.

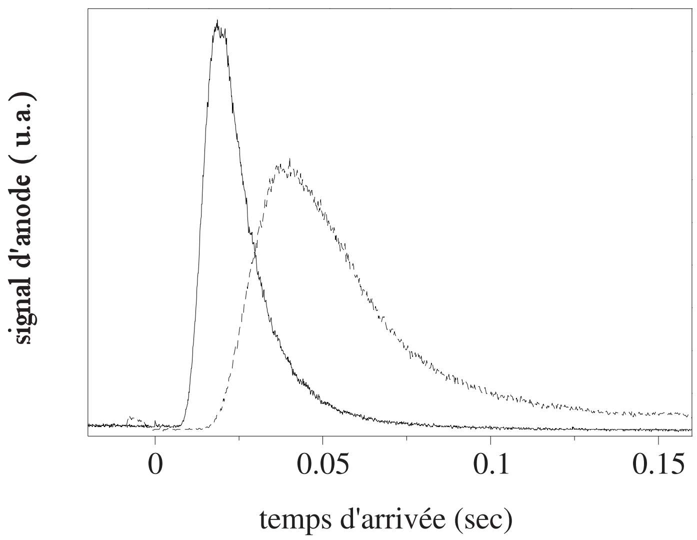

FIG. 5.18 – *Signal de temps de vol d'un PMO à 1 mK (trait plein) et d'une mélasse après 5 ms de refroidissement à 200 μK. Le nombre d'atomes dans le PMO est* 1.4×10^8*, celui dans la mélasse est* 1.3×10^8*. Le gain en densité dans l'espace des phases est d'un ordre de grandeur.*

5.2.3 Premiers résultats

Le piège magnétique est chargé à partir d'une mélasse à 200 μK. On analyse le chargement à partir du signal de temps de vol sur le MCP. Lorsque la durée de piégeage est inférieure à une seconde, le signal de temps de vol présente des sous-structures. En faisant varier la durée de piégeage entre 200 et 400 ms par exemple, on constate que l'allure du temps de vol se reproduit avec une période de 70 ms environ. En fréquence, cela correspond à une oscillation de 14 Hz. Après 2 secondes, ces sous-structures n'apparaissent plus et le signal de temps de vol a l'allure de celui d'un nuage thermique. Un exemple typique d'ajustement par (2.13) est donné sur la figure 5.19, à comparer à la figure 5.6. Nous interprétons ces structures comme des oscillations du nuage dans le piège magnétique dues à un mauvais centrage du piège magnétique par rapport au PMO (et donc à la mélasse). Leur amortissement au bout de quelques secondes peut provenir des anharmonicités du potentiel de piégeage. Les collisions élastiques entre atomes piégés sont aussi susceptibles d'amortir les oscillations du centre de masse du nuage si le potentiel de piégeage n'est pas tout à fait harmonique. Compte tenu du faible taux de collisions élastiques attendu après le chargement du piège magnétique (voir tableau 5.3), cette explication est peu plausible, car le temps d'amortissement serait de plusieurs dizaines de seconde, si on adopte pour temps de relaxation $4/\overline{\gamma}$ comme décrit au paragraphe 4.4. A l'aide de bobines annexes en configuration Helmholtz, nous avons essayé de centrer le PMO sur le piège magnétique. En l'absence d'imagerie, ce réglage est délicat, d'autant que la phase de mélasse intermédiaire nécessite de recompenser les champs magnétiques parasites à chaque fois que l'on déplace

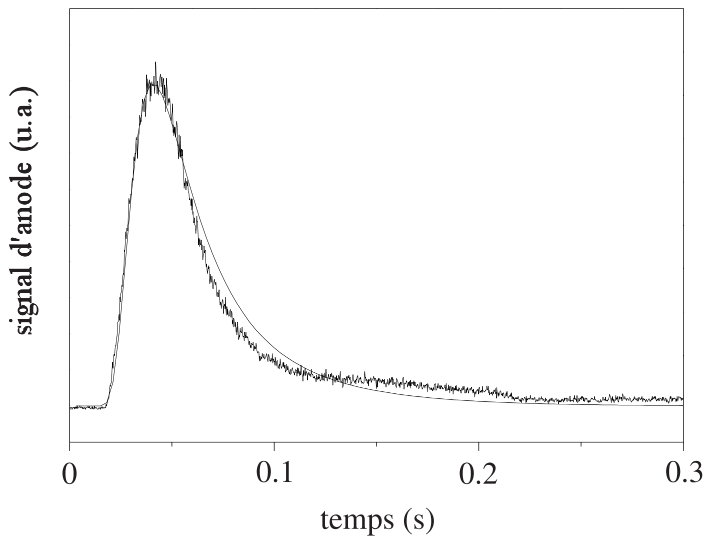

FIG. 5.19 – *Signal de temps de vol d'un piège magnétique de Ioffe après 5 s de piégeage et son ajustement par la formule (2.13). Le piège contient alors 5×10^7 atomes à une température de 200 μK. La qualité du fit est médiocre pour des temps longs, reflétant les faibles vitesses. Une hypothèse est la perturbation de la distribution de vitesse par la coupure du champ magnétique.*

le PMO avec des bobines annexes. Nous n'avons pas réussi à éliminer les structures aux temps de piégeage courts.

La figure 5.20 montre la recherche de la courbure qui assure l'adaptation en température entre la mélasse et le piège magnétique. 5 secondes après le transfert de la mélasse dans le piège magnétique, on analyse la température du nuage par temps de vol. Les 5 secondes sont suffisantes pour ne plus voir de sous-structures dans le signal de temps de vol. On représente la température obtenue pour différentes courbures du piège magnétique. On constate que pour $B'' = 15$ G/cm^2, la température dans le piège magnétique est la même que celle de la mélasse. Cette valeur est compatible avec celle que l'on calcule à partir de la taille de la mélasse mesurée par imagerie en absorption ($\sigma_\rho = 2.5$ mm).

Pour que la mesure précédente ait un sens, il faut cependant s'assurer qu'il n'y a pas de chauffage au cours du temps. La figure 5.21 montre l'évolution de la température en fonction du temps de piégeage. On constate que celle -ci ne varie pratiquement plus après 5 s.

Comme dans le cas du piège quadrupolaire, le taux de transfert de la mélasse vers le piège magnétique est d'environ 30 %. La mélasse contenant typiquement $\approx 1.5 \times 10^8$ atomes, on piège 5×10^7 atomes à 200 μK. La durée de vie du piège est de 20 s environ, probablement limitée par le gaz résiduel. Les premières images en absorption du piège magnétique après coupure du champ indiquent une densité pic $n_0 = 2 \times 10^8$ at/cm^3, proche de la valeur que l'on calcule en supposant l'équilibre thermique du nuage (formule

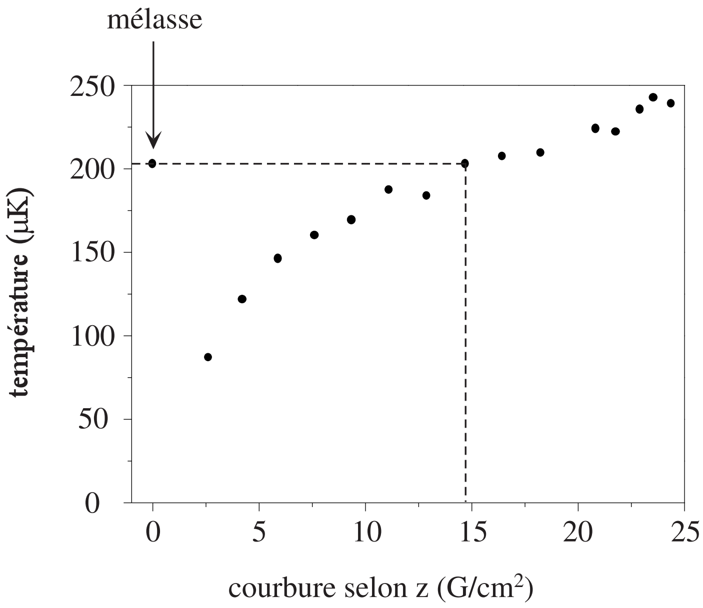

FIG. 5.20 – *Température du piège magnétique après 5 secondes de piégeage pour différentes courbures au transfert. Le point d'abscisse 0 est la température mesurée de la mélasse.*

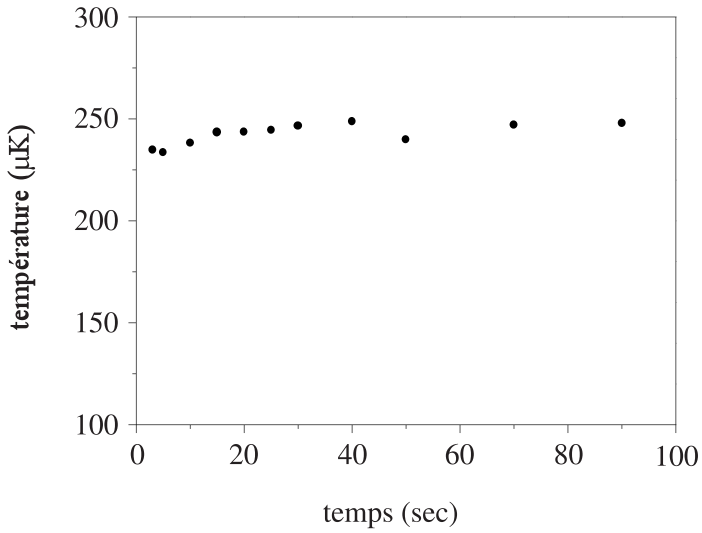

FIG. 5.21 – *Température du piège magnétique pour différents temps de piégeage. La durée de vie du piège est* ≈ 20 *sec.*

(4.8)). La densité dans l'espace des phases vaut alors 8×10^{-8}. La constante de collisions élastiques α est calculée par (1.12) pour une longueur de diffusion de 8 nm. La valeur du taux de collisions élastiques au centre du nuage théorique s'en déduit : $\gamma = n_0\,\alpha \approx 0.4$ s^{-1}.

5.2.4 Conclusion et perspectives

Nous disposons désormais d'un échantillon d'atomes piégés magnétiquement à une température de 200 μK. le taux de collisions élastiques, estimé théoriquement, vaut 0.4 s^{-1} environ. La durée de vie du piège est 20 s.

Le produit du taux de collisions élastiques théorique par la durée de vie du piège vaut environ 10. Il faut donc gagner un facteur 20 pour placer le nuage dans les conditions du régime d'emballement de l'évaporation. Dans l'avenir, l'échantillon va être comprimé adiabatiquement. Cette compression s'effectuera en deux étapes. La première sera une compression isotrope du piège en montant la courbure de sa valeur d'adaptation trouvée expérimentalement ($B''_0 = 15$ G/cm^2) à sa valeur maximale ($B'' = 25$ G/cm^2). En supposant l'équilibre thermodynamique (ce qui est à tester expérimentalement), la température aura augmenté dans le rapport $\sqrt{B''/B''_0}$ et le taux de collisions dans le rapport B''/B''_0. On attend alors un taux de collisions élastiques de 0.7 s^{-1}. Dans une deuxième phase de compression, le biais sera diminué jusque vers 1 G. La formule (4.15) prévoit un taux de collisions élastiques de 8 s^{-1}. Si l'on parvient à augmenter la durée de vie du piège jusqu'à 60 s, le produit de cette durée de vie par le taux de collisions élastiques sera suffisamment élevé pour espérer observer du refroidissement évaporatif.

Le tableau 5.3 résume les chiffres typiques de l'expérience. Ceux en gras ont été mesurés, alors que les autres sont des prévisions théoriques déduites de l'étude de la compression menée plus haut, supposant l'équilibre thermique du nuage. La constante de collisions élastiques α est calculée par (1.12) pour une longueur de diffusion de 8 nm.

	N	n_0 (at/cm^3)	T (μK)	α (cm^3.s^{-1})	γ (s^{-1})
PMO	$\mathbf{2 \times 10^8}$	$\mathbf{1.5 \times 10^9}$	**1000**	3×10^{-9}	
mélasse	$\mathbf{1.5 \times 10^8}$	$\mathbf{1 \times 10^9}$	**200**	2×10^{-9}	
PM non comprimé	$\mathbf{5 \times 10^7}$	$\mathbf{2 \times 10^8}$	**200**	2×10^{-9}	0.4
compression isotrope	5×10^7	3×10^8	260	2.2×10^{-9}	0.7
compensation du biais	5×10^7	3×10^9	650	2.8×10^{-9}	8

Tab. 5.3 – *Performances mesurées et attendues du piège magnétique chargé à partir d'une mélasse. Le nombre d'atomes piégés est N, La densité au centre du nuage n_0 et la température T. La constante de collisions élastiques α est calculée selon (1.12) pour une longueur de diffusion de 8 nm. Le taux de collisions élastiques au centre du nuage est $\gamma = n_0\,\alpha$. Les chiffres en gras ont été mesurés. Les densités en gras sont les premières estimations déduites de mesures en absorption après coupure du piège. Les autres sont des estimations théoriques.*

Conclusion

Cette thèse a passé en revue les arguments qui font de l'He* dans un piège magnétique un candidat réaliste pour la condensation de Bose-Einstein. Elle a tout d'abord résumé les prédictions théoriques sur les propriétés de collisions entre atomes d'He* . Les collisions inélastiques sont prévues réduites de 5 ordres de grandeur dans un piège magnétique, ce qui permettrait d'y conserver un échantillon à une densité de 10^{12} at/cm^3 pendant plusieurs dizaines de secondes. D'autre part, la longueur de diffusion entre atomes polarisés calculée est élevée, ce qui permet d'envisager un refroidissement évaporatif efficace.

L'essentiel du manuscrit a décrit l'expérience que nous avons construite pour essayer d'atteindre la condensation de Bose-Einstein. Le défi expérimental principal réside dans l'obtention d'un taux de collisions élastiques élevé dans le piège magnétique avant l'application de l'évaporation forcée. Le piège magnétique est chargé après une phase de refroidissement laser. Au cours de celle-ci, les collisions inélastiques assistées par la lumière empêchent l'obtention de densités aussi élevées que dans le cas des alcalins. En étudiant le comportement de ces collisions, nous avons trouvé un régime de fonctionnement du refroidissement laser permettant d'atteindre un nuage assez dense dans le piège magnétique pour espérer amorcer l'évaporation : dans une première étape, un piège magnéto-optique fonctionnant à grand désaccord du laser de piégeage par rapport à la transition atomique accumule un grand nombre d'atomes. Puis, ce nuage est refroidi dans une mélasse à trois dimensions. Il est finalement transféré dans le piège magnétique de Ioffe.

Le dernier chapitre a présenté deux réalisations expérimentales du piégeage magnétique. La première, dans un quadrupôle, nous a permis de nous familiariser avec cette technique et de tester le système à vide. Les limites de ce premier piège ont été analysées : transitions non adiabatiques introduisant des pertes d'atomes, fort taux de chauffage du nuage. Elle nous ont conduit à la construction d'un second piège basé sur une configuration largement utilisée dans les expériences de condensation de Bose-Einstein. C'est dans ce piège magnétique que nous espérons pouvoir atteindre la transition de phase. Les premiers résultats sur ce piège de Ioffe montrent que la qualité du vide n'est pas encore suffisante. L'expérience sur le quadrupôle a cependant prouvé qu'une durée de piégeage de l'ordre de la minute est possible avec ce dispositif expérimental. Des efforts sont en cours pour retrouver cette qualité de vide.

La première expérience à réaliser alors est la mesure du taux de collisions élastiques entre atomes polarisés, en employant la méthode décrite à la fin du chapitre 4. Si la longueur de diffusion mesurée confirme la valeur théorique de 8 nm, et si d'autres processus inélastiques non prévus théoriquement n'apparaissent pas en cours de refroidissement, il doit être possible d'observer la condensation de Bose-Einstein avec l'expérience actuelle, puisque le produit du taux de collisions élastiques par la durée de vie vaut 500 (§ 5.2.3), suffisant pour observer l'emballement.

Néanmoins, nous ne disposons pas d'une marge de sécurité importante, nécessaire en particulier compte tenue de l'incertitude sur la longueur de diffusion. Pour une longueur de diffusion de 5.5 nm, le produit du taux de collisions élastiques par la durée de vie n'est plus que de 240. Plusieurs améliorations sont envisageables pour l'augmenter. Comme il paraît difficile avec notre expérience d'atteindre une pression de gaz résiduel plus faible, toutes les améliorations sont à rechercher sur le taux de collisions élastiques.

Une compression en deux étapes comme décrite à la fin du dernier chapitre n'est pas optimale : puisque la courbure qui assure l'adaptation entre la mélasse et le piège magnétique n'est pas obtenue pour le courant maximal de l'alimentation, on peut essayer de comprimer le PMO avant de le refroidir dans une mélasse puis de transférer le nuage avec toute la puissance de l'alimentation. Si la mélasse permet toujours de refroidir les atomes à 200 μK, le gain en densité spatiale envisageable est donné par le rapport du courant maximal au courant de chargement actuel, soit $(240/140)^{\frac{3}{2}} \approx 2.2$. Le taux de collision élastique avant compression est alors $\sim 1\ \mathrm{s}^{-1}$. Après compensation du biais, on peut espérer $\gamma \sim 15\ \mathrm{s}^{-1}$. Il faut toutefois s'assurer que la perte d'atomes par collisions Penning dues à l'augmentation de la densité n'entraîne pas une diminution trop importante du nombre d'atomes.

Une autre amélioration peut être d'essayer le refroidir davantage le nuage avant transfert, par exemple en utilisant une configuration des lasers de piégeage à 6 faisceaux indépendants. Le taux de collision maximal que l'on peut avoir après transfert dans le piège magnétique est lié à la température Doppler et à la courbure maximale du piège. Il vaut, toujours avec $a = 8$ nm et avec 5×10^7 atomes, $\gamma \sim 0.3$ après transfert et ~ 60 à la fin de la compression adiabatique en deux étapes ! Il est également envisageable de refroidir l'échantillon piégé magnétiquement et comprimé en appliquant selon l'axe du champ de biais une mélasse ($\sigma^+ - \sigma^+$ pour ne pas pomper les atomes dans un état non piégeant). A courbure constante, le gain sur le taux de collisions élastiques varie comme l'inverse de la température. Cette technique a été utilisée avec succès à l'E.N.S. pour atteindre la condensation de Bose-Einstein du ^{7}Li.

On peut enfin effectuer un pompage optique avant le transfert dans le piège magnétique. Cela doit permettre d'augmenter le nombre d'atomes piégés d'un facteur 3 au plus.

En tout état de cause, si la longueur de diffusion est supérieure à quelques nm, il doit être possible d'observer la condensation de Bose sans modification profonde du dispositif expérimental.

Mais encore faut-il pouvoir observer le condensat ! Les trois derniers chapitres ont mis en évidence les difficultés d'effectuer des diagnostics fiables sur le nuage d'atomes. Lors de l'analyse des signaux électroniques de temps de vol, la présence des courants de Foucault dans l'enceinte métallique à la coupure du champ de piégeage perturbe la distribution de vitesses du nuage. Si cet effet est surtout dramatique dans le cas du quadrupôle, il est aussi présent pour le piège de Ioffe et ira en s'aggravant lorsque la température des atomes diminuera au cours du refroidissement évaporatif. Par ailleurs, les mesures optiques en temps de vol (absorption sur une sonde) ne sont pas encore maîtrisées : en plus de la perturbation de la distribution de vitesses par les courants de Foucault, ceux-ci sont aussi responsables d'un effet Zeeman sur les atomes qui perturbent la mesure de l'épaisseur optique. Il faut ajouter à cela la faible détectivité de la caméra CCD autour d'une longueur d'onde de 1.1 μm, qui rend difficile les mesures des faibles épaisseurs optiques attendues dans le piège magnétique avant évaporation. Sur ce plan, on peut espérer que la situation s'améliorera lorsque le nuage sera plus froid : l'expansion balistique est plus lente, permettant d'envoyer la sonde après l'annulation totale des champs magnétiques et le nuage est plus dense. Tous ces problèmes sont sérieux et vont sans doute demander un réel effort dans les mois à venir. Il est même possible que les méthodes de détection optique les plus fiables des atomes dans le piège magnétique se fassent *in situ*.

Annexe A

L'atome d'He*

L' ^{4}He est un boson. Le noyau ne possède pas de moment cinétique, ce qui implique l'absence de structure hyperfine. L'état métastable 2^3S_1 est le premier état excité de l'hélium. Il correspond à une configuration électronique $(1s, 2s)$ dans laquelle un des deux électrons est excité et pour laquelle le spin total vaut 1 (état triplet). Il est situé 20 eV environ au dessus du niveau fondamental et sa durée de vie est ≈ 9000 s [14], ce qui ne constitue aucune limite pratique pour son utilisation dans la plupart des expériences.

L'état 2^3S_1 est relié au niveau 2^3P par une transition optique dans l'infrarouge ($\lambda = 1.083$ μm). La transition $2^3S_1 - 2^3P_2$ est pratiquement fermée (il existe une raie d'intercombinaison vers le fondamental 1^1S_0, avec un taux de transition théorique de 3 s). C'est cette transition qui est utilisée dans toutes les manipulations par laser décrites dans cette thèse.

Les premiers niveaux de l'hélium sont représentés sur la figure A.1. Le tableau A.1 donne les caractéristiques de l'hélium utilisées dans ce travail.

grandeur	notation	valeur	unité
masse	m	6.7×10^{-27}	kg
longueur d'onde de $2^3S_1 - 2^3P_2$	λ	1.083	μm
largeur de $2^3S_1 - 2^3P_2$	Γ	$1.6 \times 2\pi$	rad/s
intensité à saturation	I_{sat}	0.16	mW/cm^2
vitesse de recul	v_{rec}	9.2	cm/s

Tab. A.1 – *Paramètres de l'hélium utilisés dans cette thèse.*

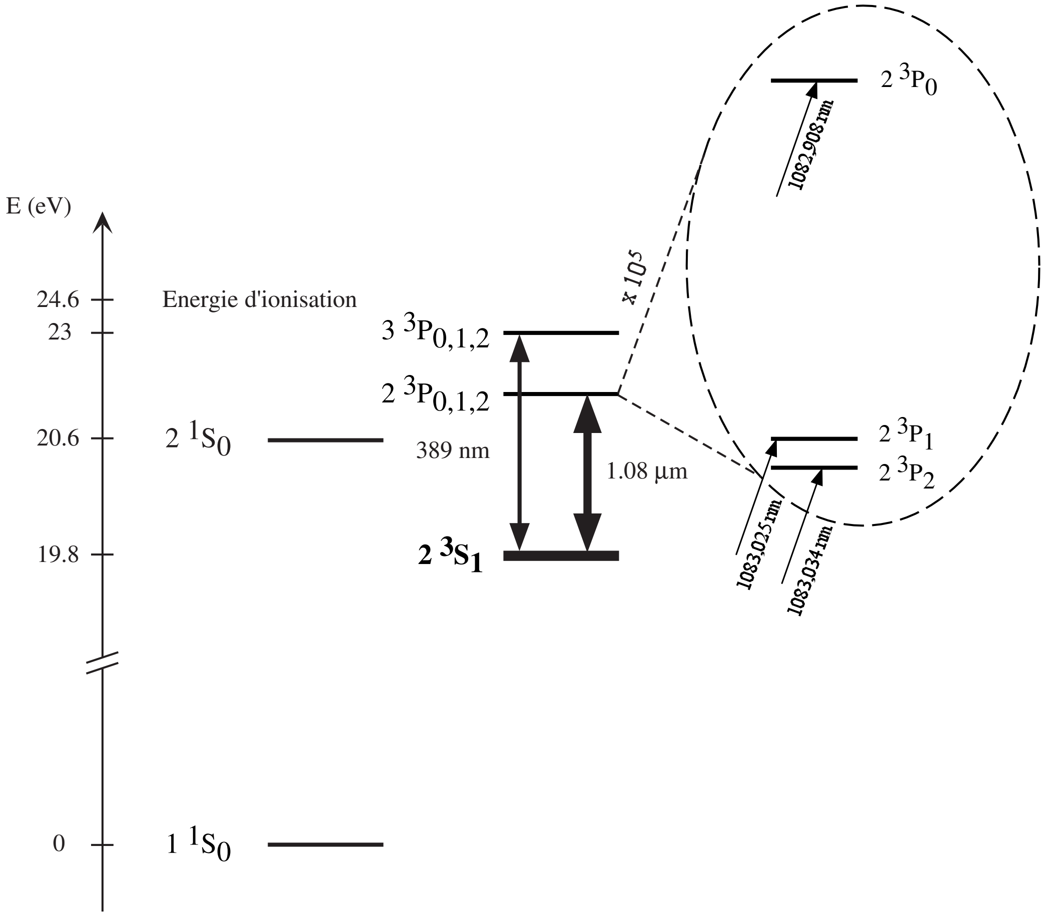

Fig. A.1 – *Premiers niveaux d'énergie de l'hélium.*

Annexe B

Quelques propriétés d'un piège de Ioffe semi-linéaire

Cette annexe calcule tout d'abord le pouvoir de compression d'un piège de Ioffe dont on diminue le biais et qui devient semi-linéaire. La compression s'effectue adiabatiquement, de sorte que le nuage reste à l'équilibre thermique.

Le critère d'emballement sur le taux de collisions élastiques pour un piège semi-linéaire est ensuite donné.

Pouvoir de compression d'un piège semi-linéaire

Le potentiel magnétique d'un piège semi-linéaire peut être approximé par [32]

$$U(\rho, z) = 2\mu_B \left(\sqrt{\left(B_0 + B'' z^2\right)^2 + \left(B'^2 - B_0 B''\right) \rho^2} - B_0 \right) \ . \tag{B.1}$$

La densité d'états est donnée par [32]

$$g(E) = A(E^3 + 4\mu_B B_0 E^2) \ , \tag{B.2}$$

avec

$$A = \frac{\left(2\pi^2 m\right)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \frac{1}{8\mu_B^2 \left(B'^2 - B_0 B''\right)} \frac{1}{\sqrt{2\mu_B B''}} \ . \tag{B.3}$$

La fonction de partition à une particule $z_s = 6A(k_B T)^4 \left(1 + \frac{2}{3}\frac{2\mu_B B_0}{k_B T}\right)$ s'en déduit. Le nombre de particules N est relié à la densité au centre n_s par $n_s = N/\Lambda^3 z_s$. En fin de compression, $2\mu_B B_0 \ll k_B T$ et $z_s \sim 6A(k_B T)^4$.

La compression adiabatique conserve l'entropie du nuage piégé. Dans un piège semi-linéaire elle vaut

$$\begin{aligned} S_s &= N k_B \left(1 + \ln \frac{z_s}{N} + \frac{T}{z_s}\frac{\partial z_s}{\partial T} \right) && \text{(B.4)} \\ &= N k_B \left(5 - \ln n_s \Lambda^3\right) \ . && \text{(B.5)} \end{aligned}$$

En début de compression on peut considérer le piège comme harmonique, de densité pic n_H, et

$$S_H = N k_B \left(4 - \ln n_H \Lambda^3\right) \ . \tag{B.6}$$

Au cours de compression, les courbure, gradient et biais passent de B_i'', B_i', B_{0i} à B_f'', B_f', B_{0f} et la température de T_i à T_f. Ainsi, entre le début et la fin de la compression, la densité dans l'espace des phases augmente selon

$$\frac{\mathcal{D}_s}{\mathcal{D}_H} = \frac{n_s \Lambda_f^3}{n_H \Lambda_i^3} = \frac{z_H}{z_s} = e \ , \tag{B.7}$$

avec z_H la fonction de partition canonique d'un gaz dans un potentiel harmonique donnée par

$$z_H = \frac{m^{\frac{3}{2}}}{\hbar^3} \frac{(k_B T))^3}{4\mu_B B_\rho'' \sqrt{4\mu_B B''}} \ . \tag{B.8}$$

La température T_f du nuage en fin de compression adiabatique est reliée à celle avant compression T_i par

$$\frac{T_f}{T_i} = \left(\frac{2}{3e} \frac{B_{\rho f}''}{B_{\rho i}''} \sqrt{\frac{B_f''}{B_i''}} \frac{2\mu_B B_{0i}}{k_B T_f} \right)^{\frac{1}{4}} \ . \tag{B.9}$$

En écrivant que le taux de collisions élastiques au centre du nuage où la densité est $n(0)$ est en bonne approximation donné par $\gamma \approx n(0)\,\sigma(T)\ < v_{\rm rel} > (T)$ (§ 1.2.2), le rapport des taux de collisions élastiques entre le début et la fin de la compression est donné par

$$\frac{\gamma_f}{\gamma_i} = e\, \frac{\sigma(T_f)}{\sigma(T_i)} \left(\frac{T_f}{T_i}\right)^2 = \frac{\sigma(T_f)}{\sigma(T_i)} \sqrt{2e} \sqrt{\frac{\mu_B B_{0i}}{k_B T_i}} \sqrt{\frac{2}{3}} \left(\frac{B_f'^{\,2} - B_{0f} B_f''}{B_i'^{2} - B_{0i} B_i''} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{B_f''}{B_i''} \right)^{\frac{1}{4}} \ . \tag{B.10}$$

Dans le cas où la courbure selon z reste inchangée au cours de la compression ainsi que le gradient B' et si au chargement le piège est isotrope, $B_i'' = \frac{B'^2}{2B_{0i}} - \frac{B_i''}{2}$, le rapport des températures se simplifie en

$$\frac{T_f}{T_i} = \left(\frac{2}{e} \frac{\mu_B B_{0i}}{k_B T_i} \right)^{\frac{1}{4}} \ , \tag{B.11}$$

et celui des collisions élastiques en

$$\frac{\gamma_f}{\gamma_i} = \frac{\sigma(T_f)}{\sigma(T_i)} \sqrt{2e} \sqrt{\frac{\mu_B B_{0i}}{k_B T_i}} \ , \tag{B.12}$$

qui est le pouvoir de compression du piège magnétique.

Critère d'emballement dans un piège semi-linéaire

Le critère d'emballement déduit au § 1.2.1 est modifié dans un piège semi-linéaire. En calquant le raisonnement de ce paragraphe, on trouve pour un piège semi-linéaire

$$\frac{\overline{\gamma}(0)}{\Gamma_{\rm in}} \geq \frac{4}{2P(5,\eta) - 3P(4,\eta)} \geq 34 \quad \text{pour } \eta = 6 \ , \tag{B.13}$$

avec

$$P(a,\eta) \; = \; \frac{\displaystyle\int_\eta^\infty x^{a-1}\, e^{-x}\, dx}{\displaystyle\int_0^\infty x^{a-1}\, e^{-x}\, dx} \; . \tag{B.14}$$

Il reste à relier le taux moyen de collisions élastiques au taux de collisions élastiques au centre du nuage. Pour cela, on calcule la densité moyenne dans le piège semi-linéaire. Elle est donnée par la formule (1.18)

$$\overline{n}_s = n_s \frac{\displaystyle\int d^3x\, e^{-2\beta U(\mathbf{x})}}{\displaystyle\int d^3x\, e^{-\beta U(\mathbf{x})}} \; , \tag{B.15}$$

avec n_s la densité au centre du nuage et $\beta = 1/k_B T$. Comme la densité au centre est reliée à la fonction de partition à une particule z_s par

$$n_s = \frac{N}{\Lambda^3(T) z_s(T)} \; , \tag{B.16}$$

on tire

$$\overline{n}_s = n_s \frac{z_s(\frac{T}{2})}{z_s(T)} \frac{\Lambda^3(\frac{T}{2})}{\Lambda^3(T)} = \frac{n_s}{4\sqrt{2}} \; , \tag{B.17}$$

puisque, pour un piège semi-linéaire tel que $k_B T \gg 2\mu_B B_0$, $z_s \propto T^4$. Ainsi, le taux de collisions au centre est relié au taux moyen de collisions par $\gamma = 4\sqrt{2}\,\overline{\gamma}$ et le critère d'emballement devient $\gamma(0) \geq 200\,\Gamma_{\rm in}$, condition moins contraignante que pour un piège harmonique.

Annexe C

Distribution de vitesse d'un nuage soumis à un couteau RF

Le signal de temps de vol reflète la distribution de vitesse des atomes piégés et non celle en énergie. L'application d'un couteau RF à une fréquence ν expulse les atomes dont l'énergie est supérieure à un seuil $h\nu = \eta k_B T$. En chaque point $\mathbf{x}$ du piège, les atomes d'énergie cinétique $\frac{1}{2}mv^2 \geq h\nu - U(\mathbf{x})$ seront éjectés lorsqu'ils traverseront la surface d'évaporation. Comme $U(\mathbf{x})$ varie d'un point à l'autre du piège alors que la distribution de vitesse n'en dépend pas, toutes les classes de vitesses sont affectées par la RF.

Plus quantitativement, la distribution d'énergie juste après l'application de la RF est

$$f(E) = \rho(E)\, e^{-\beta E}\, H(\eta k_B T - E) \ , \tag{C.1}$$

avec $\eta = \frac{h\nu}{k_B T}$ la position du couteau RF et $H(y)$ la fonction saut valant 1 si $y \geq 0$, 0 sinon. La distribution du module de vitesse est alors donnée par

$$\mathcal{D}_\eta(v) \propto v^2\, e^{-\beta \frac{mv^2}{2}} \int d^3x\, e^{-\beta U(\mathbf{x})}\, H(\eta k_B T - \frac{1}{2}mv^2 - U(\mathbf{x})) \ . \tag{C.2}$$

Le résultat de l'intégrale dépend du potentiel considéré. Pour le cas d'un quadrupôle, on obtient en posant $u = \sqrt{\frac{\beta m}{2}}\, v$

$$\mathcal{D}_\eta(u) \propto \begin{cases} u^2 e^{-u^2} \left(2 - \left(2 + 2(\eta - u^2) + (\eta - u^2)^2\right)\, e^{-\eta + u^2}\right) & \text{si } u^2 \leq \eta \\ 0 & \text{si } u^2 \geq \eta \ . \end{cases} \tag{C.3}$$

Dans le cas d'un piège de Ioffe harmonique anisotrope, on trouve

$$\mathcal{D}_\eta(u) \propto \begin{cases} u^2 e^{-u^2}\, \frac{2}{\sqrt{2}} \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2}\, \mathrm{Erf}\left(\sqrt{\eta - u^2}\right) - \sqrt{\eta - u^2}\, e^{-\eta + u^2}\right) & \text{si } u^2 \leq \eta \\ 0 & \text{si } u^2 \geq \eta \ . \end{cases} \tag{C.4}$$

L'influence de la troncature en énergie sur la distribution de vitesse se voit mieux sur la fonction $g_\eta(u) = \frac{\mathcal{D}_\eta(u)}{\mathcal{D}_\infty(u)}$ qui décrit l'écart par rapport à la distribution non tronquée $\mathcal{D}_\infty(u)$.

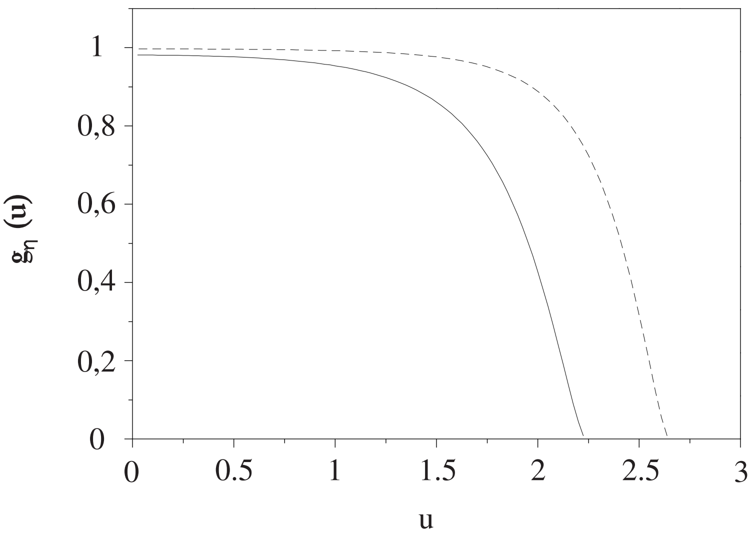

FIG. C.1 – *Fonction $g_\eta(u)$ d'un nuage soumis à un couteau RF pour $\eta = 5$ (courbe continue) et $\eta = 7$ (courbe en pointillés) pour un piège de Ioffe harmonique anisotrope. Pour une température du nuage de 1 mK, $u = 1$ correspond à une vitesse de 2 m/s.*

La fonction $g_\eta(u)$ est tracée sur la figure C.1 pour $\eta = 5$ et $\eta = 7$ pour un piège harmonique anisotrope (elle est indépendante du rapport d'anisotropie du nuage). Ce graphe confirme l'argument qualitatif vu plus haut : toutes les classes de vitesses sont affectées par la RF. En première approximation cependant, la distribution de vitesses d'un nuage soumis à un couteau RF est peu différente d'une loi de Maxwell tronquée à $u = \sqrt{\eta}$. Ainsi, les atomes expulsés par la RF sont les plus rapides de la distribution de vitesses.

Cette distribution de vitesses d'un nuage soumis à un couteau RF est représentée sur la figure C.2 pour un piège de Ioffe, dans le cas où $\eta = 5$. On constate une faible déviation par rapport à la loi de vitesse d'une distribution d'énergie non tronquée. Or, le signal de temps de vol reflète la distribution de vitesses des atomes piégés. Il est donc difficile de distinguer le signal de temps de vol d'une distribution tronquée de celui d'une distribution d'équilibre thermique. La signature de la RF par le signal de temps de vol n'est donc pas fiable, surtout pour un couteau RF avec $\eta \gg 1$, qui est précisément le régime dans lequel on souhaite effectuer les mesures de thermalisation décrites à la fin du chapitre 4.

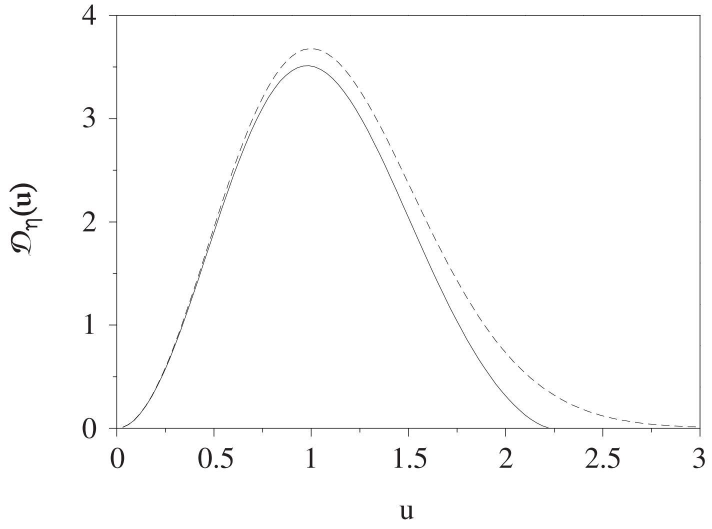

Fig. C.2 – *Distribution du module de vitesse d'un nuage thermique (courbe continue) et d'un nuage soumis à un couteau RF à $\eta = 5$, pour un piège harmonique anisotrope.*

Annexe D

Etude quantitative de la thermalisation

Le principe de la mesure est exposé au paragraphe 4.4. On cherche ici l'équation d'évolution du nombre d'atomes N_{th} en fonction de la durée t entre les deux couteaux radio-fréquence sous l'effet de la thermalisation.

Considérons la distribution d'énergie des atomes piégés, représentée sur la figure D.1, que l'on sépare en deux régions A et B délimitées par la position du couteau à $\eta k_B T$. Supposons tout d'abord le piège à l'équilibre thermique. La probabilité de présence d'un atome au-dessus du couteau (région A) est beaucoup plus faible que celle d'un atome sous le couteau (région B). Lorsqu'un atome situé au-dessus du couteau subit une collision élastique, il a donc toutes les chances de passer sous le couteau. Le flux d'atomes de B vers A qui en résulte vaut $\phi_+ = \overline{\gamma}\, N_\eta$, avec $\overline{\gamma}$ le taux moyen de collisions élastiques entre atomes. Le nombre d'atomes N_η situés, à l'équilibre, dans la région B et relié au nombre total d'atomes piégés N par

$$N_\eta \;=\; N\, \frac{\displaystyle\int_{\eta k_B T}^{\infty} g(E)\, e^{-\beta E}\, dE}{\displaystyle\int_{0}^{\infty} g(E)\, e^{-\beta E}\, dE}\;. \tag{D.1}$$

A l'équilibre, ce flux d'atomes de B vers A est le même que celui de A vers B.

Supposons maintenant que l'on tronque cette distribution d'énergie à $\eta k_B T$ pendant un temps court devant la durée moyenne entre deux collisions élastiques, puis laissons la distribution évoluer sous l'effet des collisions élastiques, en l'absence de couteau. Plaçons nous dans le cas où $\eta \gg 1$, de telle sorte que les atomes piégés restent proches de l'équilibre thermique. Le flux de particules qui, sous l'influence d'une collision élastique, passent de la région d'énergie située sous le couteau à celle située au-dessus est alors pratiquement le même que le flux ϕ_+ de particules qui passent de la région A à la région B lorsque le piège est à l'équilibre. Lorsque celui-ci est en cours de thermalisation, le nombre d'atomes qui

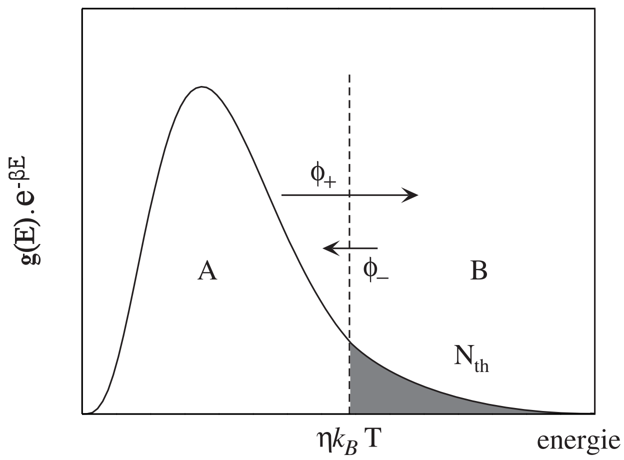

FIG. D.1 – *Explication du repeuplement des classes d'énergie situées au-dessus du couteau RF à $\eta k_B T$ sous l'effet des collisions élastiques. On suppose $\eta \gg 1$ de telle sorte que le flux ϕ_+ d'atomes de A vers B est pratiquement le même qu'à l'équilibre thermique.*

passent de la région B à la région A est a $\phi_-(t) = \overline{\gamma}\, N_{\rm th}(t)$. Le flux net de repeuplement de la zone B sous l'effet des collisions élastiques est donc $\dot{N}_{\rm th}(t) = \phi_+ - \phi_-(t)$. Lorsque l'on tient compte de la durée de vie τ du piège magnétique, le taux moyen de collisions élastiques $\overline{\gamma}$, et le nombre d'atomes N_η dont l'énergie est située sous le couteau diminuent exponentiellement avec une constante de temps τ. Le flux de repeuplement devient alors

$$\dot{N}_{\rm th}(t) = N_\eta\, \overline{\gamma}\, e^{-\frac{2t}{\tau}} - N_{\rm th}\overline{\gamma}\, e^{-\frac{t}{\tau}} - \frac{N_{\rm th}}{\tau}\ . \tag{D.2}$$

Cette fois, N_η et $\overline{\gamma}$ désignent les valeurs du nombre d'atomes dont l'énergie est située au-dessus du couteau et le taux de collisions élastiques moyen juste après avoir tronqué la distribution d'énergie. La solution de cette équation différentielle est

$$N_{\rm th}(t) = N_\eta\, e^{-\frac{t}{\tau}}\, \left(1 - e^{-\overline{\gamma}\tau\left(1-e^{-\frac{t}{\tau}}\right)}\right). \tag{D.3}$$

Lorsque $t/\tau \ll 1$, l'équation D.3 se simplifie en

$$N_{\rm th}(t) = N_\eta \left(1 - e^{-\overline{\gamma}t}\right)\ . \tag{D.4}$$

Après 4 collisions élastiques par atomes, $N_{\rm th}$ a retrouvé sa valeur d'équilibre à 2 % près, ce qui correspond au fait que la distribution d'énergie ne diffère alors plus que de quelques pour cents de sa forme d'équilibre [30].

Annexe E

Annexe technique

Cette annexe donne les références de quelques uns des appareils ou matériels utilisés sur l'expérience. En dehors des diodes lasers, ils sont cités dans la thèse.

E.1 Diodes lasers

Quatre diodes lasers DBR sont utilisées sur l'expérience. Elle sont produites par SDL (ref. 6702-H1) et délivrent 50 mW de puissance. Leur largeur en fréquence vaut 3 MHz environ, déterminée par battement entre deux diodes asservies [41]. Trois de ces diodes sont asservies par une technique d'absorption saturée. La quatrième diode est injectée [41].

E.2 Système à vide

– Pompes à diffusion d'huile : Varian VHS-6. Pompe primaire : Varian, SD-1400.
– Pompes turbomoléculaires : Pfeiffer TMU 065 et Pfeiffer TMU 520. Pompe primaire : Edwards RV5.
– Getters produits par SAES Getter, ref. ST172

E.3 Détection électronique

Galette de microcanaux : HAMAMATSU ref. F 4655

E.4 Piège magnétique quadrupolaire

– Alimentations : Convergie ASF1000 (21 V, 50 A) et ASF400 (20 V, 20 A).
– MOSFET ref. APT50M50JVR.
– Diodes Zéner ref. BZY93C75.
– Diodes Semikron SKKE ref. 162/12.

E.5 Piège de Ioffe

- Tube de cuivre à section carrée : Alliage 102

  Sholte Metalen
  P.O. Box 1008
  7301 BG Apeldoorn
  The Netherlands
  tel : 31/55-5218088
  fax : 31/55-5216678

- Isolation du tube de cuivre : ruban de polyester de 0.036 mm d'épaisseur

  Le Guipage Moderne
  5 rue de Bicêtre
  94247 L'Haye-les-Roses Cedex
  tel : 01 46 75 96 96
  fax : 01 46 75 34 84

- Surpresseur : ref. HVX 2110

  Friedrichsdorfer Pumpen GmbH
  Raiffeisen Strasse 11
  D-61250 Usingen (Allemagne)
  fax : 00 49 60 81 92 040

- Alimentations HP 6682 A (240A, 21V).
- IGBT Semikron ref. SKM500GA124D, pilotés par des cartes Semikron ref. SKHI10.
- Diodes Semikron SKKE ref. 260/12.
- Varistances Siemens ref. SIOV-S20K95 et SIOV-S20K275.
- Capacités de montée du champ Siemens ref. B25355 (600 V).

Annexe F

Articles

F.1 A focussing funnel for metastable helium

F.2 Two body loss rate in a magneto-optical trap of metastable He

F.3 Magnetic trapping of metastable helium atoms

Bibliographie

[1] M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, C. E. WIEMAN, ET E. A. CORNELL, "Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor", *Science* **269**, 198 (1995).

[2] W. KETTERLE, D. DURFEE, ET D. M. STAMPER-KURN, dans *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi" Course CXL*, ÉDITÉ PAR M. INGUSCIO, S. STRINGARI, ET C. WIEMAN (IOS Press, Amsterdam, 1999).

[3] E. A. CORNELL, J. R. ENSHER, ET C. E. WIEMAN, dans *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi" Course CXL*, ÉDITÉ PAR M. INGUSCIO, S. STRINGARI, ET C. WIEMAN (IOS Press, Amsterdam, 1999).

[4] F. DAFOLVO, S. GIORGINI, L. P. PITAEVSKII, ET S. STRINGARI, "Theory of trapped Bose-condensed gases", *Rev. Mod. Phys.* **71**, 463 (1999).

[5] K. B. DAVIS, M.-O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. VAN DRUTEN, D. S. DURFEE, D. M. KURN, ET W. KETTERLE, "Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).

[6] C. C. BRADLEY, C. A. SACKETT, J. J. TOLLETT, ET R. G. HULET, "Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions", *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).

[7] D. G. FRIED, T. C. KILLIAN, L. WILLMANN, D. LANDHUIS, S. C. MOSS, D. KLEPPNER, ET T. J. GREYTAK, "Bose-Einstein Condensation of Atomic Hydrogen", *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3811 (1998).

[8] M. S. HAMMOND, F. B. DUNNING, G. K. WALTERS, ET G. A. PRINZ, "Spin dependence in He(2^3S) metastable deexcitation at magnetized Fe(110) and O/Fe(110) surfaces", *Phys. Rev. B* **45**, 3674 (1992).

[9] J. FUJITA, M. MORINAGA, T. KISHIMOTO, M. YASUDA, S. MATSUI, ET F. SHIMIZU, "Manipulation of an atomic beam by a computer-generated hologram", *Nature* **380**, 692 (1996).

[10] J. FUJITA, S. MITAKE, ET F. SHIMIZU, "Interferometric Modulation of an Atomic Beam by an Electric Field : A Phase Hologram for Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4027 (2000).

[11] C. Henkel, C. I. Westbrook, et A. Aspect, "Quantum reflection : atomic matter-wave optics in an attractive exponential potential", *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 233 (1996).

[12] M. Yasuda et F. Shimizu, "Observation of Two-Atom Correlation of an Ultracold Neon Atomic Beam", *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3090 (1996).

[13] E. A. Burt, R. W. Ghrist, C. J. Myatt, M. J. Holland, E. A. Cornell, et C. E. Wieman, "Coherence, Correlations, and Collisions : What One Learns about Bose-Einstein Condensates from Their Decay", *Phys. Rev. Lett.* **79**, 337 (1997).

[14] J. R. Woodworth et H. W. Moos, "Experimental determination of the single-photon transition rate between the 2^3S_1 and the 1^1S_0 states of He", *Phys. Rev. A* **12**, 2455 (1975).

[15] C. Cohen-Tannoudji, (Cours donné au collège de France, 1996-97).

[16] M. W. Müller, A. Merz, M.-W. Ruf, H. Hotop, W. Meyer, et M. Movre, "Experimental and theoretical studies of the Bi-excited collision systems $\mathrm{He}^*(2\,^3S)$ + $\mathrm{He}^*(2\,^3S, 2\,^1S)$ at thermal and subthermal kinetic energies", *Z. Phys. D Atoms, Molecules and Clusters* **21**, 89 (1991).

[17] H. C. Mastwijk, J. W. Thomsen, P. van der Straten, et A. Niehaus, "Optical Collisions of Cold Metastable Helium Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5516 (1999).

[18] B. H. Bransden et C. J. Joachain, *Physics of Atoms and Molecules* (Longman Scientific and Technical, 1983).

[19] C. Orzel, M. Walhout, U. Sterr, P. S. Julienne, et S. L. Rolston, "Spin polarization and quantum-statistical effects in ultracold ionizing collisions", *Phys. Rev. A* **59**, 1926 (1999).

[20] G. S. Shlyapnikov, J. T. M. Walraven, U. M. Rahmanov, et M. W. Reynolds, "Decay Kinetics and Bose Condensation in a Gas of Spin-Polarized Triplet Helium", *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3247 (1994).

[21] P. O. Fedichev, M. W. Reynolds, U. M. Rahmanov, et G. V. Shlyapnikov, "Inelastic decay processes in a gas of spin-polarized triplet helium", *Phys. Rev. A* **53**, 1447 (1996).

[22] P. S. Julienne et F. H. Mies, "Collisions of ultracold trapped atoms", *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2257 (1989).

[23] H. C. Mastwijk, M. van Rijnbach, J. W. Thomsen, P. van der Straten, et A. Niehaus, "Photo induced collisions with laser cooled He* atoms", *Eur. Phys. J. D.* **4**, 131 (1998).

[24] M. Kumakura et N. Morita, "Laser Trapping of Metastable ^{3}He Atoms : Isotopic Difference in Cold Penning Collisions", *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2848 (1999).

[25] P. J. J. Tol, N. Herschbach, E. A. Hessels, W. Hogervorst, et W. Vassen, “Large numbers of cold metastable helium atoms in a magneto-optical trap”, *Phys. Rev. A* **60**, R761 (1999).

[26] V. Venturi, I. B. Whittingham, P. J. Leo, et G. Peach, “Close-coupled calculation of collisions of magnetostatically trapped helium atoms”, *Phys. Rev. A* **60**, 4635 (1999).

[27] J. C. Hill, L. L. Hatfield, N. D. Stockwell, et G. K. Walters, “Direct Demonstration of Spin-Angular-Momentum Conservation in the Reaction $\mathrm{He}(^3S_1) + \mathrm{He}(^3S_1) \to \mathrm{He}(^1S_0) + \mathrm{He}^+ + e^-$”, *Phys. Rev. A* **5**, 189 (1972).

[28] P. O. Fedichev, M. W. Reynolds, et G. V. Shlyapnikov, “Three-Body Recombination of Ultracold Atoms to a Weakly Bound s Level”, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2921 (1996).

[29] H. C. W. Beijerinck, E. J. D. Vredenbregt, R. J. W. Stas, M. R. Doery, et J. G. C. Tempelaars, “Prospects for Bose-Einstein condensation of metastable neon atoms”, *Phys. Rev. A* **61**, 023607 (2000).

[30] D. W. Snoke et J. P. Wolfe, “Population dynamics of a Bose gas near saturation”, *Phys. Rev. B* **39**, 4030 (1989).

[31] C. J. Myatt, *Bose-Einstein condensation experiments in a dilute vapor of rubidium*, Ph.D. thesis, University of Colorado, Boulder, 1997.

[32] O. J. Luiten, M. W. Reynolds, et J. T. M. Walraven, “Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas”, *Phys. Rev. A* **53**, 381 (1996).

[33] L. Landau et E. Lifchitz, *Mécanique quantique* (Mir, 1975).

[34] F. Bardou, O. Emile, J.-M. Courty, C. I. Westbrook, et A. Aspect, “Magneto-optical Trapping of Metastable Helium : Collisions in the Presence of Resonant Light.”, *Europhys. Lett.* **20**, 681 (1992).

[35] W. Rooijakkers, W. Hogervorst, et W. Vassen, “Laser deceleration and trapping of metastable helium atoms”, *Opt. Commun.* **135**, 149 (1997).

[36] D. W. Fahey, W. F. Park, et L. D. Schearer, “High flux beam source of thermal rare-gas metastable atoms”, *J. Phys. E : Sci. Instrum* **13**, 381 (1980).

[37] M. Kumakura et N. Morita, “Generation of an Intense Low-velocity Metastable-Neon Atomic Beam”, *Appl. Phys. B* **56**, 21 (1993).

[38] W. Rooijakkers, W. Hogervorst, et W. Vassen, “An intense collimated beam of metastable helium atoms by two-dimensional laser cooling”, *Opt. Commun.* **123**, 321 (1996).

[39] R. Kaiser, *Manipulation par laser d'hélium métastable : effet Hanle mécanique, refroidissement sous le recul d'un photon*, Thèse de doctorat, Université de Paris 6, 1990.

[40] M. J. Verheijen, H. C. W. Beijenrinck, L. H. A. M. v. Moll, J. Driessen, et N. F. Verster, “A discharge excited supersonic source of metastable rare gas atoms”, *J. Phys. E : Sci. Instrum* **17**, 904 (1984).

[41] G. Labeyrie, *Deux outils pour l'optique atomique : jet intense d'hélium métastable et miroir à onde évanescente*, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 1999.

[42] J. Nellessen, J. H. Müller, K. Sengstock, et W. Ertmer, “Large-angle deflection of a laser-cooled sodium beam”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2149 (1989).

[43] W. D. Phillips et H. J. Metcalf, “Laser Deceleration of an Atomic Beam”, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982).

[44] M. A. Joffe, W. Ketterle, A. Martin, et D. E. Pritchard, “Transverse cooling and deflection of an atomic beam inside a Zeeman slower”, *J. Opt. Soc. Am.* **10**, 2257 (1993).

[45] G. Labeyrie, A. Browaeys, W. Rooijakkers, D. Voelker, J. Grosperrin, B. Wanner, C. I. Westbrook, et A. Aspect, “A focussing funnel for metastable helium”, *Eur. Phys. J. D.* **7**, 341 (1999).

[46] A. Richardt et I. Richardt, *La technique du vide* (Editions IN FINE, 1998).

[47] W. Sesselmann, B. Woratscheck, J. Küppers, G. Ertl, et H. Haberland, “Interaction of metastable noble-gas atoms with transition-metal surfaces : Resonance ionization and Auger neutralization”, *Phys. Rev. B* **35**, 1547 (1987).

[48] W. D. Phillips, dans *Les Houches, Session LIII, 1990*, édité par J. Dalibard, J. M. Raimond, et J. Zinn-Justin (Elsevier Science Publishers, 1992).

[49] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, et C. I. Westbrook, “Optical molasses”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2084 (1989).

[50] A. Gallagher et D. E. Pritchard, “Exoenergic Collisions of Cold *Na-Na”, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 957 (1989).

[51] M. Walhout, U. Sterr, C. Orzel, M. Hoogerland, et S. L. Rolston, “Optical Control of Ultracold Collisions in Metastable Xenon”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 506 (1995).

[52] *MCP assembly* (Hamamatsu, 1994).

[53] A. Browaeys *et al.*, “Two body los rate in a magneto-optical trap of metastable He”, *Eur. Phys. J. D.* **8**, 199 (2000).

[54] J. Poupard, *Mesure de deux taux caractéristiques de l'hélium métastable importants pour le refroidissement radiatif*, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 2000.

[55] W. H. Wing, “On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields”, *Prog. Quant. Electr.* **8**, 181 (1984).

[56] A. L. MIGDALL, J. V. PRODAN, W. D. PHILLIPS, T. H. . BERGEMAN, ET H. J. METCALF, "First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2596 (1985).

[57] W. PETRICH, M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, ET E. A. CORNELL, "Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3352 (1995).

[58] T. BERGEMAN, G. EREZ, ET H. J. METCALF, "Magnetostatic trapping field for neutral atoms", *Phys. Rev. A* **35**, 1535 (1987).

[59] L. LANDAU ET E. LIFCHITZ, *Mécanique* (Mir, 1982).

[60] C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPOND-ROC, ET G. GRYNBERG, *Processus d'interaction entre photons et atomes* (InterEditions, 1996).

[61] M. ARNDT, M. B. DAHAN, D. GUÉRY-ODELIN, M. W. REYNOLDS, ET J. DALIBARD, "Observation of a Zero-energy Resonance in Cs-Cs collisions", *Phys. Rev. Lett.* **79**, 625 (1997).

[62] K. B. DAVIS, M.-O. MEWES, M. A. JOFFE, M. R. ANDREWS, ET W. KETTERLE, "Evaporative Cooling of Sodium Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5202 (1995).

[63] N. R. NEWBURY, C. J. MYATT, ET C. E. WIEMAN, "s-wave elastic collisions between cold ground-state ^{87}Rb atoms", *Phys. Rev. A* **51**, R2680 (1995).

[64] C. R. MONROE, E. A. CORNELL, C. A. SACKETT, C. J. MYATT, ET C. E. WIEMAN, "Measurement of Cs-Cs Elastic Scattering at $T = 30\ \mu$K", *Phys. Rev. Lett.* **70**, 414 (1993).

[65] S. A. HOPKINS, S. WEBSTER, J. ARTL, P. BANCE, S. CORNISH, O. MARAGÒ, ET C. J. FOOT, "Measurement of elastic cross section for cold cesium collisions", *Phys. Rev. A* **61**, 032707 (2000).

[66] A. G. MARTIN, K. HELMERSON, V. S. BAGNATO, G. P. LAFYATIS, ET D. E. PRITCHARD, "rf Spectroscopy of Trapped Neutral Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2431 (1988).

[67] N. HERSCHBACH, P. J. J. TOL, W. HOGERVORST, ET W. VASSEN, "Suppression of Penning ionization by spin polarization of cold He(2^3S) atoms", *Phys. Rev. A* **61**, 050702 (2000).

[68] S. BALI, K. M. O'HARA, M. E. GEHM, ET S. R. G. ANA J. E. THOMAS, "Quantum-diffractive background gas collisions in atom-trap heating and loss", *Phys. Rev. A* **60**, R29 (1999).

[69] M.-O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. VAN DRUTEN, D. M. KURN, D. S. DURFEE, ET W. KETTERLE, "Bose-Einstein Condensation in a Tightly Confining dc Magnetic Trap", *Phys. Rev. Lett.* **77**, 416 (1996).