

Chapitre 1

Mises à jour de l'expérience

Nous avons vu dans le chapitre précédent comment, expérimentalement, nous pouvons créer une onde de matière obtenue par la condensation de Bose-Einstein. Nous avons ainsi présenté les principaux outils dont nous disposons pour manipuler les atomes et la manière dont nous en tirons profit sur notre dispositif. Une telle plateforme requiert une quantité importante de matériels variés qu'il est nécessaire d'entretenir, de réparer, voire de remplacer.

Dans ce nouveau chapitre, nous nous pencherons sur les modifications apportées à l'expérience au cours de ma thèse. Dans la première partie, nous parlerons d'informatique et plus particulièrement du contrôle de l'expérience. Dans un second temps, nous caractériserons la lévitation magnétique suite à une avarie sur le circuit de refroidissement à eau. Ensuite, nous calibrerons le piège dipolaire dont le laser source a été changé. Pour terminer, nous discuterons de l'amélioration de l'évaporation optique permise par les changements précédents.

1.1. Contributions au système informatique de l'expérience

Souvent absente des présentations des expériences, l'informatique occupe pourtant une place primordiale dans les dispositifs d'atomes ultra-froids. Le contrôle simultané et de manière séquentielle des différents équipements de l'expérience, souvent précis à la micro-seconde, n'est possible qu'à l'aide d'un ordinateur disposant de sorties de tension contrôlables. Cet ordinateur, appelé *séquenceur*, constitue le cerveau de l'ensemble du dispositif et contrôle tous les éléments nécessaires à la manipulation des atomes.

Le second aspect où l'informatique se rend indispensable réside dans l'acquisition et le traitement d'images. Le contrôle des caméras et l'extraction des quantités physiques à partir d'images expérimentales nécessite l'utilisation d'un ordinateur et d'au moins un logiciel adapté.

De manière générale, les ordinateurs sont les éléments du dispositif avec lesquels l'expérimentateur interagit le plus. Dans cette partie, on présentera donc les changements informatiques ayant eu lieu durant ma thèse.

1.1.1 Contrôle de l'expérience : passage à la suite Cicero

Une modification majeure a été le changement du séquenceur de l'expérience. Le précédent système développé par André Villing, ingénieur électronicien du laboratoire maintenant retraité, était piloté de manière programmatique depuis le logiciel Matlab. À des fins de maintenance ainsi que de meilleures performances, le nouveau séquenceur est d'origine commerciale et est basé sur du matériel *National Instruments* :

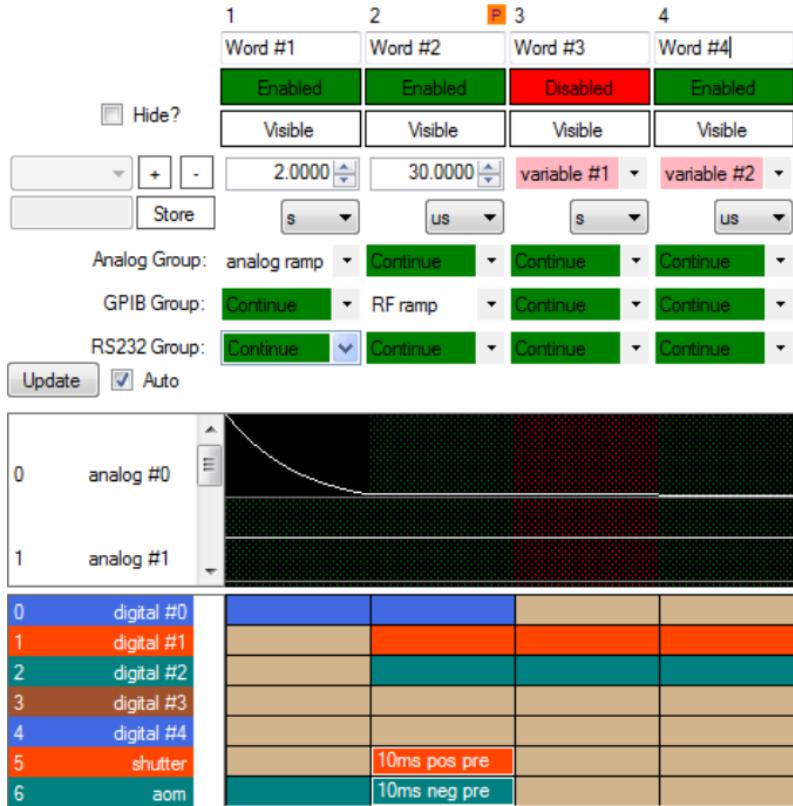


FIGURE 1.1 – **Capture d'écran de *Cicero*.** Une séquence est une suite d'étapes (des colonnes dans l'interface) pendant lesquelles on peut faire des motifs avec les voies analogiques. Les voies numériques changent d'état en général entre deux étapes. Il est possible de désactiver certaines étapes et d'utiliser des variables. Figure tirée de [Keshet and Ketterle, 2013].

- Un ordinateur *PXIe-8840* dans un châssis *PXIe-1078* qui alimente aussi les cartes de génération de signaux.
- Deux cartes numériques *PXIe-6535* de 32 voies chacune.
- Deux cartes analogiques *PXIE-6738* de 32 voies $\pm 10\text{V}$ chacune et codées sur 16 bits.

En addition, un circuit logique programmable (*FPGA*) *XEM3001* provenant de *Opal-Kelly* permet de générer une horloge de fréquence variable pour le matériel *National Instruments*. La justification de cette horloge de fréquence variable réside dans la grande variabilité de la durée des différentes étapes d'une expérience d'atomes ultra-froids : l'expérience peut rester dans le même état plusieurs secondes (pendant le chargement d'un MOT par exemple) tout comme elle doit pouvoir changer d'état pendant quelques microsecondes seulement (pendant l'imagerie par exemple). Une séquence durant typiquement 30 s discrétisée toutes les microsecondes pour un minimum d'une cinquantaine de voies saturerait alors la mémoire de l'ordinateur.

L'écriture de la séquence se fait à présent grâce à la suite *Cicero Word Generator*, développée au *MIT* dans le groupe de Wolfgang Ketterle [Keshet and Ketterle, 2013]. Cette suite comporte deux logiciels qui fonctionnent selon une architecture client/serveur. Le client *Cicero* est une interface graphique dans laquelle l'utilisateur écrit une séquence sous la forme d'une suite d'étapes comme illustré figure 1.1. Au lancement d'un cycle expérimental, *Cicero* envoie les données de séquence au serveur *Atticus* qui calcule alors les consignes des cartes ainsi que l'horloge variable à appliquer [Keshet, 2008].

Grâce à cette architecture client/serveur, il est possible de connecter une interface *Cicero* à plusieurs serveurs. Nous avons ainsi développé un serveur supplémentaire¹ afin de faciliter notre traitement de données. Celui-ci enregistre les principales données de séquence² à chaque cycle.

Ce changement de séquenceur ouvre de nouvelles perspectives en augmentant le nombre de voies utilisables (16 voies analogiques codées sur 12 bits et 48 voies numériques avec le précédent système) tout en permettant la génération de signaux arbitraires (auparavant limités à des morceaux de rampes).

1.1.2 Développement d'une nouvelle interface d'acquisition et de traitement d'images

Comme présenté dans la partie ??, les caméras que l'on utilise sur l'expérience sont configurées et contrôlées via le logiciel Matlab. En particulier, l'acquisition et le traitement des images se faisait à l'aide d'une interface commune avec l'ancien séquenceur. Son remplacement a donc eu un impact important sur le fonctionnement de la partie imagerie.

En conséquence, nous avons réalisé une nouvelle interface graphique permettant de configurer les caméras, d'acquérir et de traiter les images, d'enregistrer les données et de contrôler tous les éléments non adressables depuis *Cicero*. Le cahier des charges de cette nouvelle interface est donc le suivant :

- Gestion des trois caméras, avec possibilité de faire l'acquisition simultanée sur les deux caméras de la chambre de science³.
- Imagerie par absorption et par fluorescence.
- Calcul en direct des grandeurs physiques pour chaque image.
- Lecture des données de *Cicero* récupérées grâce au serveur que nous avons développé.
- Programmation en début de cycle des sources radio-fréquence utilisées pour l'évaporation radio-fréquence et la manipulation de l'état de spin dans la chambre de science⁴.
- Enregistrement de l'ensemble des données et des paramètres du cycle pour un futur traitement.

L'utilisation de cette nouvelle interface a donc permis de centraliser les données générées par l'acquisition d'images en n'ayant plus besoin d'un ordinateur supplémentaire (et de la synchronisation associée). De plus, ce changement a permis de s'affranchir de plusieurs canaux de communication, les libérant ainsi pour le contrôle d'instruments. Enfin, l'utilisation et le fonctionnement de cette nouvelle interface Matlab sont simplifiés, permettant d'opérer avec une plus grande facilité les changements à venir sur l'expérience.

1. Une attention particulière a été accordée à n'apporter aucune modification au code source de la suite *Cicero* excepté dans l'environnement de ce serveur. Les environnements de *Cicero*, *Atticus* et les environnements communs n'ont subit aucun changement pour s'assurer de la compatibilité avec la version compilée 1.64rev7 de la suite.

2. Il s'agit du nom de séquence, de l'heure de lancement, de l'ensemble des variables, des étapes, des groupes d'étapes et de la dernière consigne du piège dipolaire avant le temps de vol.

3. Un ordinateur supplémentaire était nécessaire pour le contrôle de la caméra *bottom*, pilotée via une autre interface. Il fallait donc synchroniser ces deux ordinateurs qui enregistraient chacun leurs fichiers de données.

4. Cette programmation en début de cycle est rendue possible grâce à l'utilisation d'un *FileSystemWatcher* provenant d'une bibliothèque .NET utilisable dans Matlab. Un fichier texte contenant les données du cycle en cours est généré en début de séquence par le serveur que nous avons développé, déclenchant alors automatiquement sa lecture par l'interface.

1.2. Calibration de la lévitation magnétique

Comme présenté partie ??, la lévitation magnétique est un élément essentiel de notre expérience. En plus d'être un pré-requis pour l'étude de la localisation d'Anderson à trois dimensions, celle-ci nous permet de manière plus générale d'obtenir des échantillons particulièrement froids. Son bon fonctionnement est donc une priorité pour notre expérience.

Malheureusement, une avarie dans le circuit de refroidissement de la lévitation a conduit à son démontage. Les modifications apportées avant remontage ayant pu conduire à une modification du comportement magnétique du système, une nouvelle calibration des champs générés a été menée.

Dans cette partie, nous présenterons dans un premier temps notre système de lévitation ainsi que les modifications qui y ont été apportées. Ensuite, nous nous pencherons sur les méthodes utilisées pour calibrer le système après sa réinstallation sur l'expérience, en commençant par des expériences d'oscillations puis à l'aide transitions radio-fréquences.

1.2.1 Implémentation de la lévitation magnétique

L'ensemble du système de la lévitation magnétique a été développé alors que l'équipe se dirigeait vers les expériences de localisation d'Anderson à trois dimensions. De nombreux détails de conception pourront être retrouvés dans le manuscrit de thèse d'Alain Bernard [Bernard, 2010], mais rappelons les éléments nécessaires à la suite.

La lévitation magnétique est composée de plusieurs bobines collées dans un support en aluminium, qui sert aussi de réservoir thermique à l'aide d'un refroidissement à eau. Après de lourds travaux de débouchage et d'étanchéité, ce refroidissement est à présent effectué par le contact entre le support en aluminium et la circulation d'eau dans deux tubes en cuivre encastrés⁵. L'efficacité de ce refroidissement est illustrée figure 1.2.

Ces supports, disposés de part et d'autre de la cellule, comportent chacun trois bobines. Les deux paires de bobines les plus proches de la cellule créent un champ de biais au niveau des atomes, dans des configurations légèrement plus rapprochée que celle de Helmholtz pour les bobines les plus proches de la cellule et légèrement plus éloignée pour les autres⁶. Enfin, la paire de bobines la plus éloignée permet de créer un gradient magnétique qui permet de lutter contre la gravité.

Le champ magnétique au niveau des atomes peut alors être écrit

$$\mathbf{B} = \left(\frac{b'}{2}x \right) \vec{x} + \left[B_0 - b'y + b'' \left(y^2 - \frac{x^2+z^2}{2} \right) \right] \vec{y} + \left(\frac{b'}{2}z \right) \vec{z}, \quad (1.1)$$

où b' correspond au gradient magnétique généré par les bobines de *Gradient*, les plus éloignées de la cellule. Le paramètre b'' est la courbure du champ généré par l'écart des bobines de *Biais* à la configuration de Helmholtz. Le potentiel magnétique étant proportionnel à la norme du champ, celle-ci est donnée à l'ordre deux par

$$B = B_0 - b'y + b''y^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{b'^2}{4B_0} - b'' \right) (x^2 + z^2), \quad (1.2)$$

5. Auparavant, l'eau circulait directement dans des trous percés dans le support en aluminium. Le débouchage de ces trous leur a fait perdre leur étanchéité, et après quelques essais infructueux, nous avons retenu la solution de deux tubes de cuivre encastrés et débouchants. De nombreux tests électriques ont été menés sur les bobines tout au long de leur maintenance pour s'assurer de l'absence de dégradation.

6. L'intérêt de cette configuration est de contrôler la courbure du champ au niveau des atomes indépendamment de la valeur du champ. Il suffit de jouer sur l'équilibre des courants dans les différentes paires de bobines pour changer la courbure.

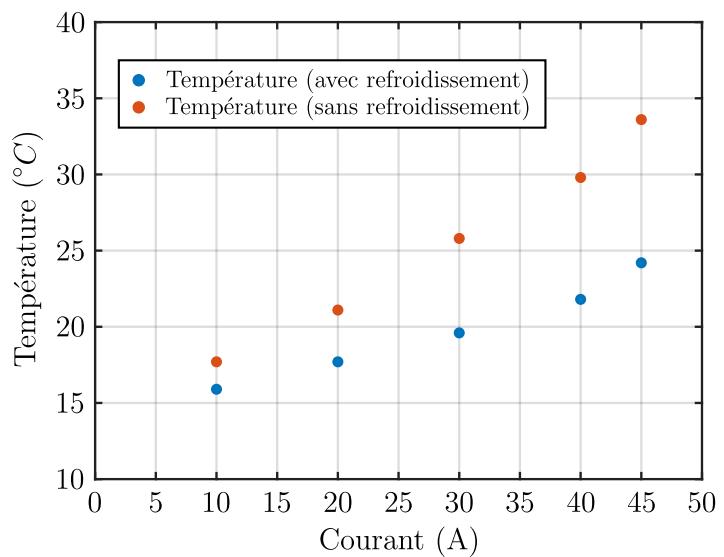


FIGURE 1.2 – a : Refroidissement de la lévitation magnétique. L'un des supports des bobines de la lévitation est maintenant refroidi à l'aide de deux tubes en cuivre le traversant. Auparavant, l'eau circulait directement dans le support dans un circuit percé illustré par les traits rouges. Les tubes en cuivre ont pu être installés en rendant une partie de ce circuit débouchant. **b : Efficacité de refroidissement.** Ces mesures ont été réalisées dans des conditions proches de véritables cycles expérimentaux. Le même courant a été appliqué pendant 10 s sur toutes les bobines à la fin de séquences habituelles. La température a été mesurée après la répétition d'au moins 30 cycles et en s'assurant de sa stabilisation.

où le terme linéaire est celui qui permet de compenser la gravité.

Comme mentionné précédemment, il existe une limite pour les fréquences de piégeage (formule ??) qui décroît avec la norme du champ magnétique. Une stratégie usuelle est donc de créer un champ aussi fort que possible, qui est d'environ 2000 G avec notre système (correspondant à un courant maximal de 200 A). Pour de tels champs, le potentiel magnétique n'est plus décrit par l'effet Zeeman linéaire, mais par la formule de Breit-Rabi ???. En revanche, pour une petite zone autour du centre de la lévitation, on peut simplifier l'étude en supposant que le champ change peu $B \simeq B_0$. On peut ainsi définir un facteur de Landé local

$$\tilde{g}_{F,m_F}(B_0) = \frac{1}{m_F \mu_B} \frac{dE}{dB}(B_0), \quad (1.3)$$

obtenu à l'aide d'un développement limité de la formule de Breit-Rabi. La physique derrière cette approche est de considérer l'effet Zeeman linéaire sur un état dont la réponse dépend du champ de Biais B_0 . La valeur du gradient nécessaire pour compenser la gravité peut alors être donnée par

$$b' = \frac{mg}{m_F \tilde{g}_{F,m_F}(B_0) \mu_B}. \quad (1.4)$$

Cette dépendance est illustrée figure 1.3 pour les différents états internes d'intérêt dans cette thèse : $|F = 1, m_F = -1\rangle$, $|F = 2, m_F = +1\rangle$ et $|F = 2, m_F = -2\rangle$. Il est possible de déduire de cette dépendance une calibration des bobines de gradient à partir de couples $\{I_{\text{Gradient}}, I_{\text{Biais}}\}$ permettant de compenser précisément la gravité. Le gradient généré s'écrit alors $b' = c_G I_G$ avec le facteur de calibration $c_G = 0.66 \text{ G cm}^{-1} \text{ A}^{-1}$. Notons également trois résultats remarquables de la figure 1.3 :

- L'état $|F = 2, m_F = -2\rangle$ nécessite un gradient indépendant du biais magnétique pour être lévité.
- Les états $|F = 1, m_F = -1\rangle$ et $|F = 2, m_F = +1\rangle$ sont lévités pour le même gradient à bas champ.
- L'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ ne peut être lévité que pour des champs inférieurs à environ 150 G, le gradient nécessaire pour contrer la gravité augmentant avec le champ magnétique.

Plusieurs stratégies expérimentales de lévitation s'offrent alors. La première provient de l'état $|F = 2, m_F = -2\rangle$ qui peut être lévité tout en gardant la valeur du champ de biais comme un degré de liberté, on peut alors réaliser des lévitations très décomprimées. Il s'agit de l'approche utilisée pour la mesure du temps de diffusion élastique, présentée chapitre ???. Une autre possibilité est que les états $|F = 1, m_F = -1\rangle$ et $|F = 2, m_F = +1\rangle$ peuvent coexister dans le champ de lévitation, on peut ainsi utiliser l'état interne de l'atome comme degré de liberté tout en étant lévité. Cette stratégie a par exemple été utilisée pour la mesure des fonctions spectrales [Volchkov et al., 2018].

1.2.2 Calibration par radio-fréquences

Cette dernière stratégie rend possible l'approche novatrice de désordre dépendant de l'état interne, qui impose de travailler à un *biais magique* $B_0^* = 3.229 \text{ G}$ pour lequel les susceptibilités magnétiques des états $|F = 1, m_F = -1\rangle$ et $|F = 2, m_F = +1\rangle$ sont identiques [Denechaud, 2018]. La valeur précise de ce champ magique demande alors une connaissance fine des caractéristiques du dispositif de génération des champs magnétiques de l'expérience.

À ces fins, la mesure précise de ces champs magnétiques a été effectuée par spectroscopie radio-fréquence. Son principe repose sur le transfert de population entre l'état d'origine $|F = 1, m_F = -1\rangle$ et les états $\{|F = 2, m_F = -2\rangle, |F = 2, m_F = -1\rangle, |F = 2, m_F = 0\rangle\}$ accessibles, dont la séparation en énergie dépend du champ magnétique. Ainsi, lorsque la

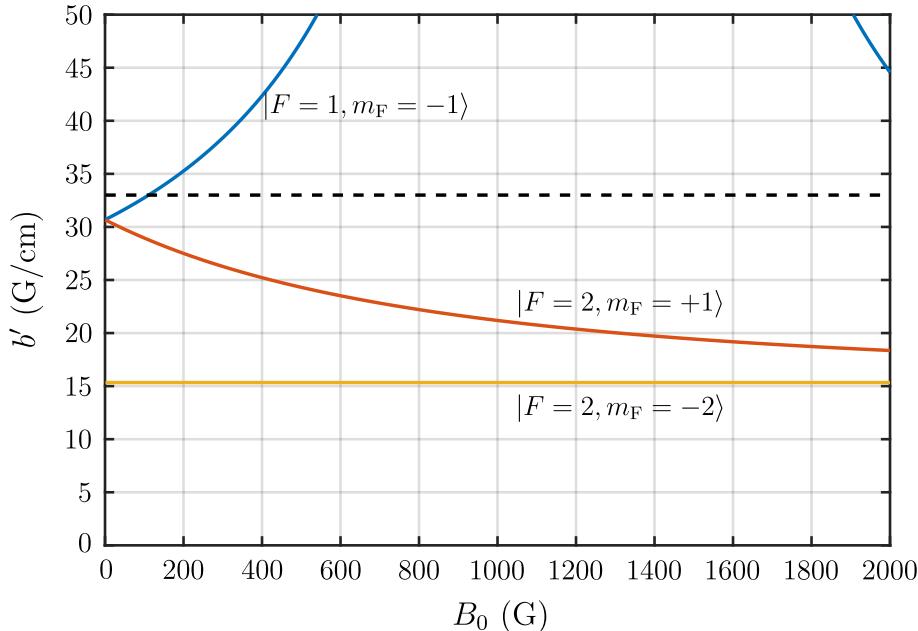


FIGURE 1.3 – **Gradient nécessaire pour compenser la gravité.** La valeur du gradient magnétique à appliquer pour léviter dépend de l'état électronique, mais aussi du biais magnétique B_0 par la formule de Breit-Rabi. L'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ ne peut être lévité qu'à bas champ, l'alimentation des bobines de gradient ne pouvant délivrer plus de 50 A (limite tracée en pointillés).

radio-fréquence satisfait la condition de résonance $\nu_{RF} = \Delta_{hf} + \delta\nu(B)$ avec $\delta\nu(B)$ le décalage par effet Zeeman, une partie des atomes sera transférée dans l'un des sous-états de $|F = 2\rangle$. Le principe de cette spectroscopie est illustré figure 1.4.

Cette mesure a été effectuée dans le piège dipolaire croisé, et étant donné le très grand désaccord du faisceau de piégeage, on peut considérer que les déplacements lumineux induits sur les états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ sont identiques. La séparation entre les états considérés n'en sera donc pas affectée. Il est ensuite possible d'imager sélectivement les atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ en coupant la partie du faisceau d'imagerie provenant du laser repompeur.

En relevant le spectre des transitions radio-fréquences, on accède ainsi à la valeur du champ magnétique au niveau des atomes à l'aide du décalage Zeeman :

$$\delta\nu(B) \simeq -(m_{F_2} - m_{F_1}) \times 0.7 \text{ MHz G}^{-1} \times B . \quad (1.5)$$

En réalisant cette opération pour différents courants appliqués aux bobines générant les champs de biais, on peut ainsi calibrer les champs magnétiques de biais :

$$B = \sqrt{(B_x + b_{0x})^2 + (B_y + b_{0y})^2 + (B_z + b_{0z})^2} , \quad (1.6)$$

où $B_i = c_i I_i$ est la composante du champ rayonné dans la direction \vec{i} qui dépend du courant appliqué I_i via le facteur de calibration c_i . b_{0i} est la composante du champ rémanent dans cette même direction, souvent négligeable devant le champ rayonné pour des courants usuels. Cependant à bas courant, on peut en déduire toutes les composantes du champ naturellement présent dans la cellule. Il est également possible de déterminer un courant seuil pour lequel les alimentations haute-puissance des bobines de lévitation commencent à faire circuler le courant. L'ensemble de ces grandeurs est donné table 1.1.

7. Cette dépolarisation a été confirmée par une analyse Stern-Gerlach.

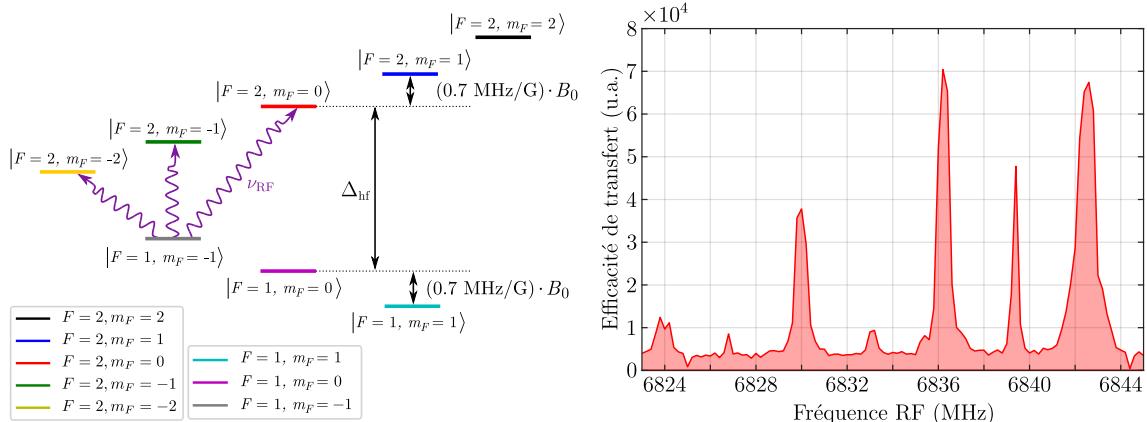


FIGURE 1.4 – a : Principe de la spectroscopie radio-fréquences. En balayant la fréquence de l'onde radio-fréquence appliquée, on adresse les différentes transitions entre sous-états Zeeman de $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ dont la séparation dépend du champ magnétique. **b : Spectre radio-fréquence.** Lorsque l'onde radio-fréquence est à résonance, on transfère des atomes initialement dans l'état $|F = 1\rangle$ vers l'état $|F = 2\rangle$. La présence de sept résonances équidistantes indique une dépolarisation partielle du nuage⁷, les règles de sélection imposant $\Delta m_F = \{\pm 1, 0\}$. Le champ magnétique extrait de ce spectre est alors d'environ 4.4 G.

Grandeur	Valeur
Calibration Biais A c_A	4.704 G A^{-1}
Calibration Biais B c_B	6.180 G A^{-1}
Calibration Compensation X c_x	4.903 G A^{-1}
Calibration Compensation Z c_z	4.969 G A^{-1}
Courant seuil Biais A $I_{0,A}$	< 1 mA
Courant seuil Biais B $I_{0,B}$	0.345 A
Champ rémanent b_{0x}	0.089 G
Champ rémanent b_{0y}	0.426 G
Champ rémanent b_{0z}	-0.416 G

TABLE 1.1 – Calibration des champs de biais dans la chambre de science. Les champs rémanents b_{0i} correspondent aux champs extérieurs dans la direction \vec{i} . Le champ magnétique généré dans la cellule est proportionnel au courant parcourant les bobines $B_i = c_i \times (I_i - I_{0,i})$ avec $I_{0,i}$ le courant seuil, qui correspond à la consigne minimale à appliquer pour le courant circuler dans les bobines.

Toutes ces mesures sont en accord avec celles réalisées à l'aide d'un gaussmètre dans la limite d'une déviation de 10% , que l'on attribue à un défaut de positionnement du gaussmètre, celui-ci ne pouvant être placé à l'intérieur de la cellule.

1.2.3 Étude du piégeage

Il est primordial que les atomes se trouvent au centre de la lévitation car il s'agit de l'endroit où le champ magnétique est le plus homogène, et cette condition est d'autant plus importante alors nous nous orientons vers des lévitations à bas champ. En effet, c'est dans ce régime de bas champ que l'effet de piégeage de la lévitation est le plus fort.

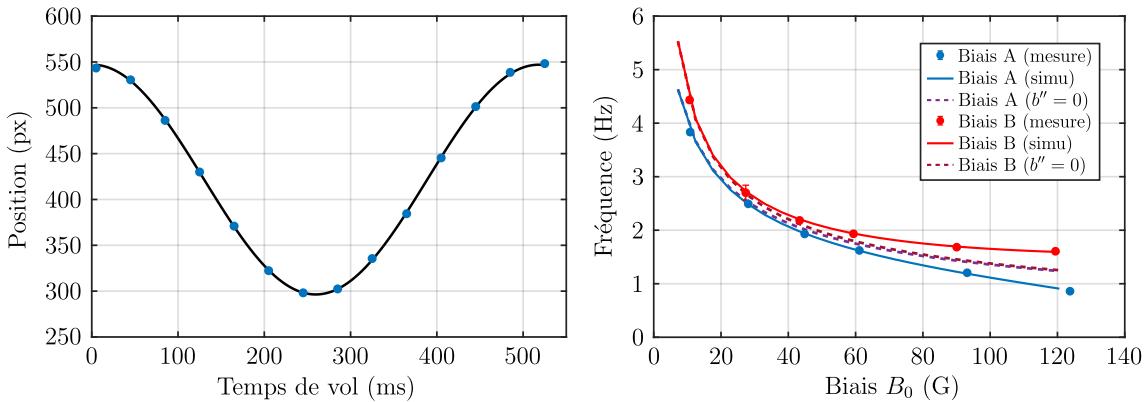


FIGURE 1.5 – Oscillation du nuage dans la lévitation magnétique. Le nuage, initialement dans le piège optique, est relâché sur le bord de la lévitation. Il acquiert alors un mouvement oscillatoire autour du centre de la lévitation pendant le temps de vol où la gravité est compensée. **Évolution des fréquences de piégeage de la lévitation.** Les fréquences mesurées (points) diminuent avec l’augmentation de B_0 et sont comparées à des simulations (lignes continues) afin de calibrer le champ créé par les bobines. L’influence des courbures est visible pour les plus champs les plus intenses, les simulations en absence de courbure (courbes tiretées) montrant alors une déviation par rapport aux données.

Fréquences de la lévitation

Ainsi, si les atomes ne sont pas au centre du piège, la réalisation de temps de vol en présence de la lévitation conduira à un mouvement du nuage. Pour l’état $|F=1, m_F=-1\rangle$ en particulier, le centre de masse du nuage décrit des oscillations autour du centre de la lévitation dont les fréquences peuvent être trouvées à l’aide de la norme du champ magnétique 1.2 :

$$\omega_x^2 = \omega_z^2 = \left| \frac{m_F \tilde{g}_{F,m_F} \mu_B}{m} \left(\frac{b'^2}{4B_0} - b'' \right) \right| \quad \text{et} \quad \omega_y^2 = \left| \frac{2m_F \tilde{g}_{F,m_F} \mu_B}{m} b'' \right|. \quad (1.7)$$

L’exploitation de ces oscillations fournit donc de précieux renseignements quant à la position du centre de la lévitation, mais aussi quant à la forme du potentiel magnétique dans lequel les atomes évoluent.

En particulier, la mesure des fréquences de la lévitation permet de déterminer la courbure des champs générés par les bobines de biais A et de biais B. L’influence de ces courbures est représentée figure 1.5 pour les champs de biais A et de biais B. Pour un courant suffisamment grand, le terme de courbure n’est plus négligeable devant celui de gradient, atténué par le biais. En effet, la comparaison des fréquences expérimentales à un modèle sans courbure montre un fort désaccord dans la zone des courants les plus hauts, tandis qu’un modèle tenant compte d’une courbure proportionnelle au courant décrit correctement cette zone (voir figure 1.5). On peut alors extraire le facteur de conversion courant/courbure c_i'' .

On peut alors estimer les fréquences de piégeage (ou d’anti-piégeage pour l’état $|F=2, m_F=-2\rangle$) dans les configurations expérimentales d’intérêt. Pour le champ magique B_0^* , les états $|F=1, m_F=-1\rangle$ et $|F=2, m_F=+1\rangle$ sont soumis à un piégeage de fréquence d’environ 5 Hz par les bobines de biais A tandis que dans le régime de champ fort, nécessaire pour obtenir les décompressions maximales qu’offre notre système, la fréquence de piégeage (anti-piégeage) pour $|F=2, m_F=+1\rangle$ ($|F=2, m_F=-2\rangle$) est diminuée jusqu’à 0.20 Hz (0.18 Hz) sous un champ de 2000 G [Bernard, 2010].

Courbure	Valeur
Biais A c''_A	$4 \times 10^{-2} \text{ G/cm}^2/\text{A}$
Biais B c''_B	$-7 \times 10^{-2} \text{ G/cm}^2/\text{A}$

TABLE 1.2 – **Calibration des courbures de la lévitation magnétique.** Les bobines générant les champs de biais n'étant pas en configuration de Helmholtz, elles créent donc une courbure de champ magnétique au niveau des atomes. Cette courbure dépend de la géométrie des bobines ainsi que du courant les parcourant $b''_i = c''_i \times (I_i - I_{0,i})$.

Centre de la lévitation

Si pour le système isolé de lévitation magnétique le centre du potentiel magnétique correspond au centre géométrique des bobines, ce n'est plus le cas en présence d'un champ extérieur. Afin d'éviter de mettre le nuage en mouvement après relâchement du piège optique, on utilise alors des champs de compensation générés à l'aide de bobines supplémentaires et dont le rôle est de s'affranchir de ces champs extérieurs, et donc de repositionner le centre du potentiel magnétique sur le nuage.

Le champ permettant de déplacer le potentiel est donc la somme du champ naturellement présent et du champ de compensation :

$$B_i = b_{0,i} + c_i \times I_i \quad \text{avec } i = \{x, z\}. \quad (1.8)$$

Les mesures des différents termes de ce champ ont été effectuées à l'aide de radio-fréquences, comme décrit section 1.2.2. Le champ magnétique total s'écrit alors

$$\mathbf{B} = \left(\frac{b'}{2} x \right) \vec{x} + \left[B_0 - b'y + b'' \left(y^2 - \frac{x^2 + z^2}{2} \right) \right] \vec{y} + \left(\frac{b'}{2} z + B_z \right) \vec{z} \quad (1.9)$$

en ne considérant un effet que dans la direction \vec{z} . La présence d'un champ de biais dans le plan horizontal mène donc à un déplacement du centre de la lévitation

$$z_c = -\frac{2B_z}{b'} \left(\frac{1}{1 - 4B_0 b''/b'^2} \right) \quad (1.10)$$

pour un champ $B_z \ll B_0$ ⁸. On retrouve ici le résultat intuitif que dans le régime de bas champ B_0 , l'effet d'un biais horizontal est de déplacer le centre de la lévitation à l'aide d'un gradient $b'/2$, résultant en un déplacement du potentiel magnétique de $z_c = -2B_z/b'$.

Une conséquence importante de ce résultat est que le déplacement du centre de la lévitation par un biais de positionnement dépend du biais de lévitation, ainsi que du gradient et de la courbure du champ. La décompression de la lévitation magnétique peut alors entraîner un déplacement du nuage, dont l'effet peut être critique pour l'étude à énergie résolue de la transition d'Anderson. Deux solutions sont envisageables pour contrer cet effet :

- Placer le nuage au centre géométrique des bobines de lévitation, c'est à dire avoir $B_z = 0$ et compenser exactement les champs naturellement présents.
- Modifier le champ de compensation à chaque instant lors de la décompression pour éviter le déplacement du centre du potentiel magnétique.

8. Dans l'hypothèse où le champ de biais généré par les bobines de lévitation ne serait pas orienté parfaitement selon l'axe du gradient vertical, l'effet d'un angle θ se manifesterait via la présence d'un champ horizontal $B_0 \sin \theta$, qui participerait à déplacer le centre.

L'étude du système de lévitation magnétique nous a non seulement permis de calibrer nos bobines dont la position, l'orientation et le comportement magnétique ont été légèrement modifiés suite à un démontage et de lourds travaux de réparation, mais elle nous a de plus permis d'identifier de possibles limitations pour l'étude de la transition d'Anderson à énergie résolue. En particulier, il nous sera nécessaire de pouvoir contrôler de manière arbitraire les courants des bobines de compensation en cours de séquence, ce qui n'est pas possible sur le dispositif actuel. Il s'agit d'une étude à laquelle l'équipe porte une attention particulière à l'heure de l'écriture de ces lignes.

1.3. Changement du laser telecom et calibration du piège optique

Listés dans la partie ??, uniquement deux éléments participent à la manipulation d'atomes dans la chambre de science avant condensation. Le premier élément, la lévitation magnétique, a fait l'objet d'un entretien essentiel présenté dans la partie précédente.

Cette partie se concentrera sur le second élément, le piège optique. Nous commencerons par présenter le système optique et décrire les changements opérés, puis nous décrirons la calibration de ce piège sur les atomes.

1.3.1 Changement du laser telecom

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que le piège dipolaire était composé de deux faisceaux se croisant dans la chambre de science. Ces deux faisceaux, la pince et le dimple, sont orientés suivant les directions \vec{z} et \vec{y} respectivement et permettent de franchir le seuil de condensation. Il s'agit donc du piège donnant au condensat ses propriétés. De plus, c'est avec ce même piège que l'on met en œuvre les techniques de refroidissement extrême que sont l'ouverture adiabatique du piège ou encore le refroidissement par delta-kick. Il est donc primordial d'avoir une connaissance complète des caractéristiques de ce piège.

Les deux faisceaux du piège dipolaire croisé proviennent d'une source laser commune avant d'être mis en forme séparément. Cette source, un laser fibré Ytterbium de *Keopsys* émettant une puissance 20 W en continu à une longueur d'onde $\lambda = 1070\text{nm}$, a été changée au cours de ma thèse. Ce laser a été sujet à un grand nombre d'opérations de maintenance, et, dans les mois précédant son remplacement, il ne pouvait plus émettre que 14 W lors de son allumage et seulement 12.5 W en fin de journée.

Cette source a été remplacée par un laser fibré Ytterbium *YLR-50-LP-A-Y12* de *IPG*, opérant à la même longueur d'onde $\lambda = 1070\text{nm}$, et avec une puissance maximale mesurée à 55 W. La taille du faisceau en sortie de fibre est de 0.8 mm (contre 1.4 mm pour le laser *Keopsys*), il a donc fallu adapter un télescope afin de conserver les mêmes tailles de faisceaux au niveau des atomes. Le montage de mise en forme des faisceaux est présenté figure 1.6. Celui-ci est majoritairement mis dans des tubes (représentés figure 1.6) contenant un grand nombre de diaphragmes, facilitant ainsi la procédure d'alignement.

1.3.2 Calibration du piège optique

La présence d'une fibre optique pour la mise en forme du faisceau de la pince permet de s'assurer que le mode envoyé sur les atomes n'a pas changé. Pour le faisceau dimple en revanche, le trajet jusqu'à la cellule se fait sans filtrage. La présence de deux périscopes, d'un nombre d'éléments optiques important et l'utilisation d'un profil elliptique imposent une étude attentive des caractéristiques de ce faisceau au niveau des atomes.

Estimation de la taille du faisceau au niveau des atomes

Le faisceau dimple est rendu elliptique à l'aide du second télescope qui comporte quatre lentilles dont deux cylindriques, comme illustré figure 1.6. Le rapport de forme du faisceau

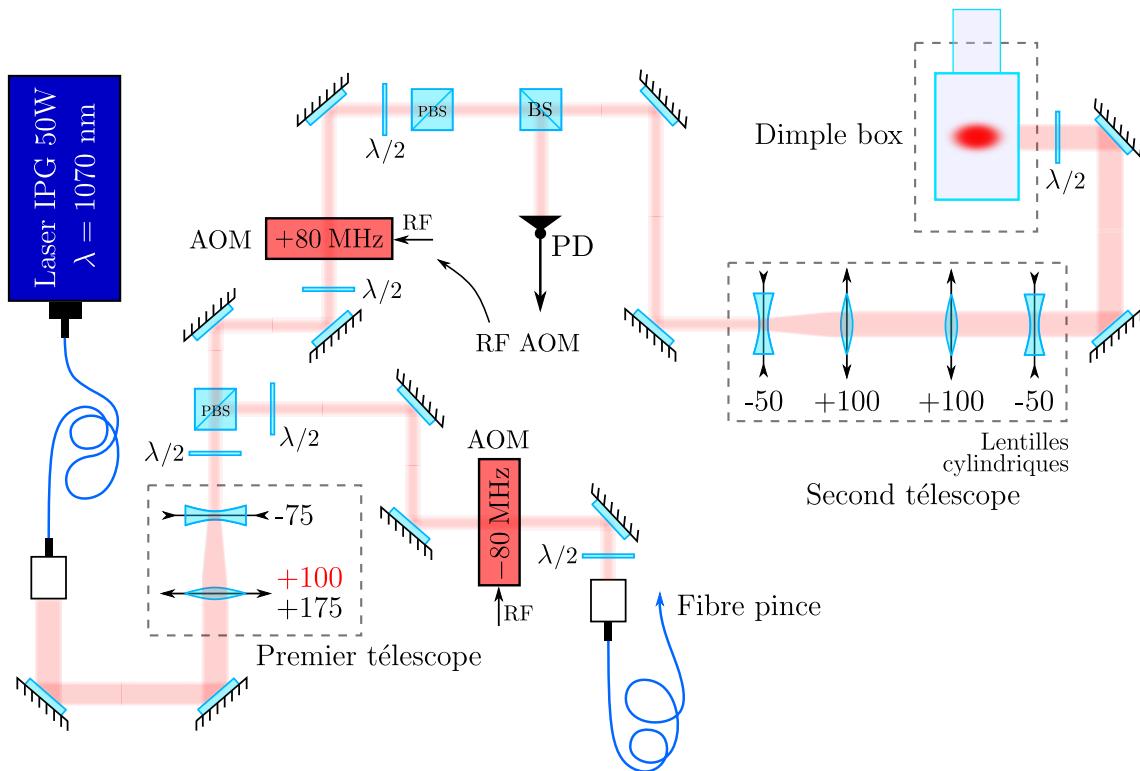


FIGURE 1.6 – **Schéma du montage optique pour le piège dipolaire.** Le faisceau issu du laser source passe dans un premier télescope avant d'être séparé en deux parties. La partie déviée passe dans une fibre optique pour devenir le faisceau de la pince. La partie transmise ensuite passe dans un second télescope pour devenir elliptique et arrive dans la *Dimple box*, qui envoie le faisceau sur les atomes et contient les optiques d'imagerie [Muller, 2015]. Afin de garder les mêmes tailles de faisceaux, la première lentille du premier télescope a été remplacée par une lentille de focale $+100 \text{ mm}$.

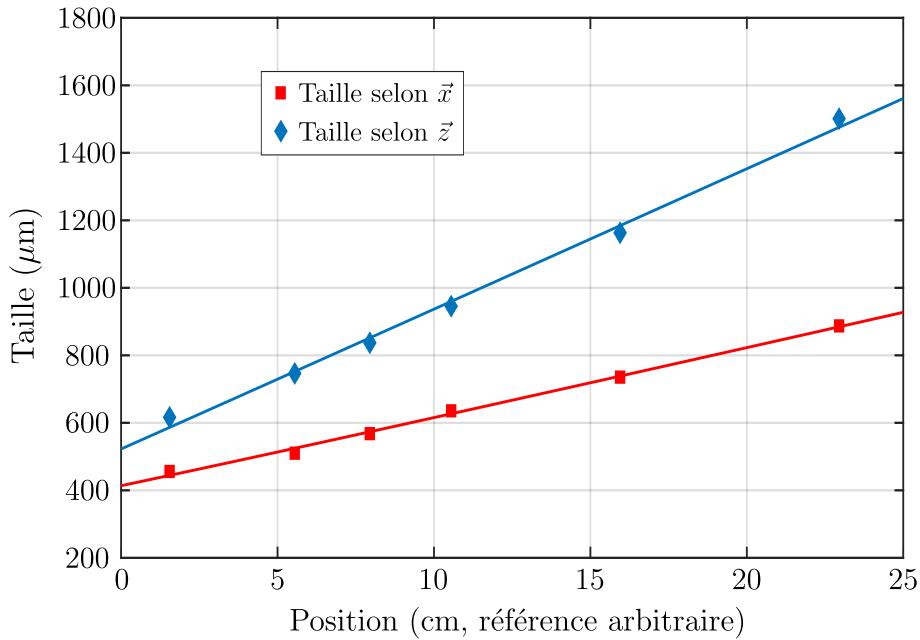


FIGURE 1.7 – **Divergence du faisceau dimple après la cellule.** Les tailles du faisceau dimple sont représentées en fonction de la position de la caméra. La divergence du faisceau permet de remonter aux waists du faisceau et d'en estimer la position. Les waists extraits sont de $w_z \simeq 82 \mu\text{m}$ et de $w_x \simeq 160 \mu\text{m}$ et leur position est compatible avec celle des atomes.

est alors de 2. Cependant, l'utilisation de plusieurs périscopes risque de faire tourner cette ellipse, il est donc primordial de connaître les tailles du faisceau au niveau des atomes.

L'approche suivie pour estimer le profil du faisceau au niveau des atomes consiste à en étudier la divergence après la cellule à l'aide d'une caméra, la zone d'intérêt se trouvant sous vide. Un avantage de cette méthode est de s'affranchir d'un système optique qui compliquerait le traitement, sous réserve que la caméra soit suffisamment large pour imager l'entièreté du faisceau. Le principal inconvénient est qu'il est nécessaire d'extrapoler la forme du faisceau pour en estimer le profil au niveau des atomes.

Cette extrapolation est en réalité aisée : la taille du faisceau $w_i(y)$ dans la direction \vec{i} ($\vec{i} = \{\vec{x}, \vec{z}\}$) est donnée par l'optique gaussienne :

$$w_i(y) = w_i \sqrt{1 + \left(\frac{y}{y_{Ri}}\right)^2}, \quad (1.11)$$

où w_i est le waist du faisceau dans la direction \vec{i} . La distance de Rayleigh associée s'exprime $y_{Ri} = \pi w_i^2 / \lambda$ et correspond à la distance sur laquelle la taille du faisceau suivant la direction \vec{i} change peu. Dans le régime de champ lointain $y \gg y_{Ri}$, le faisceau diverge selon un angle $\tan \theta_i \simeq \lambda / \pi w_i$.

La mesure des tailles du faisceau a été réalisée à l'aide d'une caméra *IDS Ueye* disposant d'une matrice de 1024×1280 pixels de $5.2 \mu\text{m}$ de côté. Les tailles ont été extraites par ajustement gaussien après intégration suivant une direction. Enfin, l'évolution de la taille en fonction de la position a été ajustée par la formule 1.11, illustrée figure 1.7.

On estime alors les waists du faisceau à $w_z = 81.6 \pm 7.8 \mu\text{m}$ et $w_x = 160 \pm 13 \mu\text{m}$, assez proche des valeurs précédentes. La position de ces waists est compatible avec la position des atomes, et la longueur de Rayleigh du faisceau est de l'ordre de $y_{Rz} \simeq 2 \text{ cm}$.

Calibration des fréquences de piégeage

Le fonctionnement du piège optique repose sur le potentiel dipolaire. Celui-ci s'écrit :

$$U(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 \Delta} I(\mathbf{r}) \quad \text{avec} \quad \frac{1}{\Delta} = \frac{1}{\omega - \omega_0} - \frac{1}{\omega + \omega_0}. \quad (1.12)$$

En supposant que les atomes restent proches du centre du piège, on peut faire l'approximation que le profil d'intensité des faisceaux est de forme harmonique. On peut ainsi définir la profondeur de piégeage pour chaque faisceau :

$$U_{\text{pince}} = \frac{3c^2 \Gamma}{\omega_0^3 \Delta} \frac{P_{\text{pince}}}{w_0^2} \quad \text{et} \quad U_{\text{dimple}} = \frac{3c^2 \Gamma}{\omega_0^3 \Delta} \frac{P_{\text{dimple}}}{w_x w_z}, \quad (1.13)$$

ainsi que les fréquences de piégeage $\omega_{x,y,z}$. Rappelons que le confinement dans les directions \vec{x} et \vec{y} est fait par la pince, et que celui dans la direction \vec{z} est fait par le dimple, les fréquences de piégeage du piège dipolaire croisé s'expriment alors :

$$\omega_x = \omega_y = \sqrt{-\frac{4U_{\text{pince}}}{mw_0^2}} \quad \text{et} \quad \omega_z = \sqrt{-\frac{4U_{\text{dimple}}}{mw_z^2}}. \quad (1.14)$$

La caractérisation finale du piège dipolaire croisé se fait à l'aide des fréquences de piégeage, qui fixent les propriétés physiques du nuage. Afin de mesurer ces fréquences, nous avons fait le choix d'induire de petites oscillations du nuage à l'intérieur du piège à l'aide d'une force extérieure, et de suivre ces oscillations en fonction du temps d'évolution dans le piège de manière équivalente à celle présentée pour la lévitation magnétique section 1.2.3.

La fréquence de piégeage de la pince a été mesurée suivant la direction verticale à l'aide de la lévitation magnétique. En commutant rapidement le courant des bobines de gradient, on dispose d'un bouton pour allumer et éteindre la gravité, et donc générer une force pendant un bref instant pour donner un mouvement aux atomes dans le piège. En relevant la position des atomes en fonction de la durée d'évolution dans le piège après excitation, on extrait alors la fréquence associée.

La mesure de la fréquence de piégeage dans la direction \vec{z} , provenant du dimple, a été effectuée selon deux méthodes suivant la puissance du faisceau :

- À haute puissance, les atomes sont poussés à l'aide d'un gradient magnétique provenant de bobines de compensation. Celles-ci peuvent exercer une force sur les atomes pendant de courts instants à l'aide d'un commutateur rapide.
- À plus basse puissance, le piège optique est décomprimé et peu profond grâce à la lévitation. Cependant, le piégeage de la lévitation peut arracher les atomes du piège optique, il est donc nécessaire de déplacer le centre de la lévitation magnétique à l'aide de champs de compensation. Pour pousser les atomes, on utilise alors les bobines de compensation dans leur configuration normale, et leur brève extinction conduit à accélérer les atomes en déplaçant le centre de la lévitation magnétique.

L'ensemble de ces mesures est représenté figure 1.8. La variation des fréquences s'est fait en abaissant la puissance du laser au cours de l'évaporation optique, celle-ci conduisant à une décompression du piège de comportement $\omega/2\pi = A\sqrt{P}$ comme illustré formules 1.13 et 1.14. Les fréquences mesurées expérimentalement (carrés pour la pince, losanges pour le dimple) sont comparées à celles estimées à l'aide de mesures de la puissance des faisceaux et de leurs tailles (lignes continues). Si la comparaison est tout à fait correcte pour la pince, ce n'est pas le cas pour le dimple qui présente une surestimation de la fréquence de piégeage. La calibration de la pince est alors $A_{\text{pince}} = 912 \pm 30 \text{ Hz/W}^{1/2}$, et celle du dimple est de $A_{\text{dimple}} = 62.5 \pm 1.2 \text{ Hz/W}^{1/2}$. La prédiction pour cette dernière est de $103 \text{ Hz/W}^{1/2}$

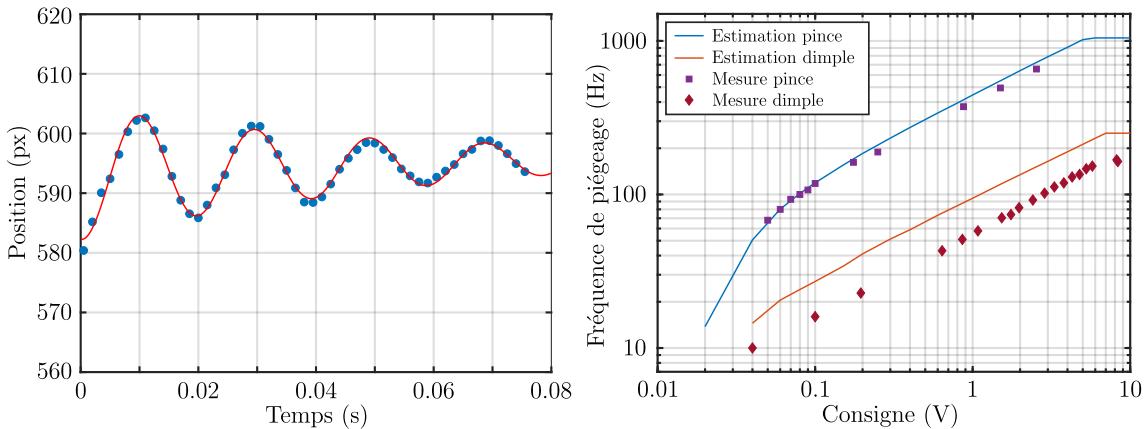


FIGURE 1.8 – a : Exemple d'oscillation dans le piège optique. Le nuage oscille dans la direction \vec{z} pour une puissance du dimple de 0.70 W après avoir été poussé par un gradient magnétique. La fréquence d'oscillation est alors de $\omega_z/2\pi \simeq 51$ Hz. **b : Fréquences d'oscillations du piège optique.** Les fréquences mesurées par oscillations du nuage (points) sont comparées à des estimations issues de mesures de la taille des faisceaux et de mesures de puissance de ces faisceaux (lignes continues).

en utilisant les tailles mesurées $w_x \simeq 160 \mu\text{m}$ et $w_z \simeq 82 \mu\text{m}$, en accord qualitatif avec la valeur mesurée⁹.

Une seconde conséquence de la figure 1.8 est que les deux faisceaux présentent une saturation à haute puissance, c'est à dire qu'ils restent à leur puissance maximale au delà d'une certaine consigne seuil. Pour le dimple, cette saturation provient d'une limitation de la puissance de la source de la radio-fréquence servant à la diffraction du faisceau dans le modulateur acousto-optique. Pour la pince, cette limitation provient du maximum de l'efficacité de diffraction du modulateur acousto-optique. Ces deux saturations peuvent être repoussées en augmentant la puissance émise par le laser source¹⁰, cependant elles ne sont pas problématiques pour notre configuration. De plus, cette augmentation de puissance se traduirait par un chauffage local des bloqueurs de faisceau plus important, entraînant des effets thermiques néfastes.

1.4. Optimisation de l'évaporation tout-optique

Vingt-cinq ans après l'obtention du premier condensat de Bose-Einstein, l'étape de refroidissement par évaporation forcée reste un passage obligatoire pour l'obtention d'un gaz dégénéré, à l'exception de quelques développements récents se basant des techniques novatrices de refroidissement laser [Stellmer et al., 2013] [Hu et al., 2017].

Comme brièvement présenté dans le chapitre précédent, le principe du refroidissement évaporatif repose sur l'extraction de particules très énergétiques, suivie par la thermalisation des particules restantes moins énergétiques en moyenne, donc de température abaissée.

Néanmoins, l'efficacité de ce processus dépend fortement de la configuration expérimentale. Les modifications apportées à notre piège optique, piège dans lequel le seuil de condensation est franchi, nécessitent donc d'adapter les consignes d'évaporation à notre

9. La dernière calibration date de la mise en place de la *dimple box* lors de la thèse de Kilian Muller [Muller, 2015]. Celle du dimple était alors de $A_{\text{dimple}} = 64.5 \pm 1.2 \text{ Hz/W}^{1/2}$, très proche de la valeur actuelle.

10. Le réglage actuellement utilisé sur l'expérience est une émission à 50% de la puissance maximale du laser *IPG*, c'est à dire environ 23 W. Il a été observé que le mode émis est suffisamment stable à ce point de fonctionnement.

nouvelle géométrie. De plus, l'utilisation de nouvelles cartes analogiques *National Instruments* avec la suite *Cicero Word Generator* permet de générer de nouvelles consignes arbitraires, non limitées à des morceaux de rampes telles qu'auparavant.

Dans cette partie, nous allons dans un premier temps présenter le fonctionnement du refroidissement par évaporation forcée, puis nous détaillerons les résultats de l'optimisation de notre évaporation optique.

1.4.1 Lois d'échelle du refroidissement évaporatif

Le but de l'étape de refroidissement évaporatif étant d'augmenter la densité dans l'espace des phases $\mathcal{D} = n\lambda_{dB}^3$, aussi appelée *paramètre de dégénérescence*, afin de franchir le seuil de condensation, il est donc nécessaire que notre système présente de la dissipation. L'origine de celle-ci repose sur la profondeur finie des pièges utilisés.

Évaporation naturelle dans un piège de profondeur finie

Une conséquence de cette profondeur finie est que la fonction de partition $f(E)$ est tronquée à l'énergie U correspondant à la profondeur du piège. Plus précisément, il a été montré que la fonction de partition est très proche d'une distribution de Boltzmann tronquée

$$f(E) \propto e^{-\frac{E}{k_B T}} \Theta(U - E), \quad (1.15)$$

dont le temps de thermalisation τ_{th} est de l'ordre de quelques collisions élastiques [Luiten et al., 1996].

En effet, la collision élastique de deux particules permet de transférer de l'énergie d'une particule à la seconde. En particulier, une particule est susceptible d'acquérir par collision une énergie mécanique totale supérieure à la profondeur de piège, celle-ci est donc extraite du piège et emporte une énergie $U + \kappa k_B T$ ($\kappa > 0$) supérieure à l'énergie moyenne par particule. La particule restante a quant à elle perdu de l'énergie.

Ce processus étant le plus probable pour des particules de grandes énergies, celui-ci favorise l'accumulation des particules dans les états de basse énergie tandis qu'il dépeuple les états de grande énergie. Ce raisonnement permet d'expliquer de manière qualitative la forme de la fonction de partition 1.15, qui favorise les états de basse énergie.

Ce phénomène d'*évaporation naturelle* conduit donc à une diminution de la température, dont l'efficacité décroît avec le temps. En effet, l'énergie moyenne par particule diminuant, la probabilité que des particules acquièrent suffisamment d'énergie pour s'échapper du piège décroît exponentiellement [Walraven, 2010]. Ainsi, le processus d'évaporation naturelle est fortement ralenti et le taux d'évaporation, c'est à dire le nombre de particules expulsées du piège par évaporation naturelle par unité de temps, peut être estimé par $\Gamma_{ev} \sim e^{-U/k_B T} \Gamma_c$, avec Γ_c le taux de collisions élastiques (voir équation 1.31).

Très rapidement, le temps d'évaporation $1/\Gamma_{ev}$ excède le temps de vie des atomes dans le piège et ceux-ci sont perdus par des collisions inélastiques. Afin de dépasser cette limitation et de garder une évaporation efficace, la technique expérimentale développée afin d'obtenir les premiers condensats de Bose-Einstein consiste à abaisser progressivement la profondeur du piège U . On parle alors d'*évaporation forcée*.

Lois d'échelle de l'évaporation forcée

Comme mentionné précédemment, la mise en œuvre pratique du refroidissement évaporatif se fait par le biais de la diminution de la profondeur du piège, forçant ainsi le processus d'évaporation. Cette opération est réalisée en continu, et à une vitesse suffisamment lente devant le temps de thermalisation τ_{th} afin que le système soit constamment à l'équilibre

thermodynamique¹¹.

En particulier, définissons le paramètre de troncature η comme le rapport entre la profondeur du piège et la température du gaz piégé :

$$\eta = \frac{U}{k_B T} . \quad (1.16)$$

Dans le cas d'un abaissement lent et continu de la profondeur du piège, le paramètre de troncature est constant¹² et sa valeur est de l'ordre de 10 dans le cas d'un piège optique.

Le potentiel de piégeage $U(\mathbf{x}, t)$ étant modifié au cours de l'évaporation, les atomes sont soumis à un potentiel variant dans le temps. Dans le cas d'un piège harmonique, les fréquences de piégeage associées peuvent changer au cours de l'évaporation en fonction de l'implémentation expérimentale du refroidissement évaporatif¹³. Les variations d'énergie potentielle sont alors caractérisées par le paramètre ν défini par

$$\nu = \frac{\dot{\bar{\omega}}/\bar{\omega}}{\dot{U}/U} \quad (1.17)$$

où $\bar{\omega}$ est la moyenne géométrique des fréquences du piège. Comme explicité formule 1.14, les fréquences de piégeage du piège optique évoluent en $\bar{\omega} \propto \sqrt{U}$, impliquant donc $\nu = 0.5$ [O'hara et al., 2001]. L'abaissement de la profondeur du piège sera donc forcément accompagnée d'une décompression de celui-ci.

Dressons alors un bilan d'énergie afin de déterminer la manière dont varient les principales quantités thermodynamiques au cours de l'évaporation. L'énergie totale du gaz dans un piège harmonique est donnée par

$$E = 3Nk_B T \quad (1.18)$$

avec N le nombre total d'atomes. La variation temporelle de l'énergie totale du gaz est alors donnée par

$$\dot{E} = 3\dot{N}k_B T + 3Nk_B \dot{T} , \quad (1.19)$$

exprimée en fonction des variations temporelles du nombre d'atomes et de la température.

En identifiant les différentes sources de variations de l'énergie totale, on montre que la variation de l'énergie totale du système est donnée par [Cohen-Tannoudji, 1996]

$$\dot{E} = \dot{N}(U + \kappa k_B T) + \nu \frac{\dot{U}}{U} E , \quad (1.20)$$

où le premier terme décrit la perte d'énergie liée à l'évaporation des atomes énergétiques et le second terme décrit le changement d'énergie potentielle des particules restées dans le piège. Dans le cas d'une évaporation 3D, $\kappa = 3/2$ [Ketterle and Van Druten, 1996].

11. Dans ce cas, les seules pertes d'atomes considérées sont celles liées à l'évaporation par collisions élastiques. Cela revient à négliger la dynamique de l'évaporation, qui fait apparaître les pertes par dévergènement [Cohen-Tannoudji, 1996]. Celles-ci correspondent aux atomes ayant une énergie de $U - \delta E$ qui ne sont plus piégés lors de l'abaissement de la profondeur du piège de U à $U - dU$, avec $dU > \delta E$. Dans le cas d'un gaz à l'équilibre thermodynamique, seule une infime partie des atomes se trouve dans cet intervalle d'énergie que l'on peut négliger devant les autres sources de pertes.

12. Étant donné la dépendance exponentielle du taux d'évaporation en η , le processus d'évaporation sera très fortement ralenti dans le cas d'un nuage très froid (η grand), et rapide dans le cas d'un nuage chaud (η petit). Lors de l'abaissement de la profondeur du piège, un nuage chaud sera rapidement évaporé tandis qu'un nuage froid sera figé, la température variant donc avec la profondeur du piège.

13. La méthode de couteau radio-fréquence utilisée dans le piège magnétique dans la première chambre ne modifie pas les fréquences de piégeages et ne change que la profondeur du piège, tandis que l'évaporation tout optique, réalisée à l'aide de faisceaux lasers de tailles fixées, est accompagnée d'une décompression du piège lors de l'abaissement de la puissance des lasers.

En combinant les équations 1.19 et 1.20, on montre alors que la variation du nombre d'atomes en fonction de la profondeur de piégeage est donnée par [O'hara et al., 2001] :

$$\frac{\dot{N}}{N} = \frac{3(1-\nu)}{\eta'-3} \frac{\dot{U}}{U}, \quad (1.21)$$

avec $\eta' = \eta + \kappa$. Il est alors possible de déterminer les lois d'échelle des différentes grandeurs thermodynamiques d'un gaz classique.

En particulier, dans le cas d'un piège harmonique, la densité dans l'espace des phases s'exprime :

$$\mathcal{D} = N \left(\frac{\hbar\omega}{k_B T} \right)^3. \quad (1.22)$$

On peut alors déterminer les variations du paramètre de dégénérescence en fonction des variations du nombre d'atomes :

$$\frac{\dot{\mathcal{D}}}{\mathcal{D}} = -(\eta' - 4) \frac{\dot{N}}{N}. \quad (1.23)$$

Le paramètre $\eta' - 4 \equiv \gamma$ correspond à l'efficacité du processus d'évaporation : la perte d'atomes engendre un gain de densité dans l'espace des phases d'autant plus élevé que ce paramètre est grand. L'enjeu de l'optimisation du refroidissement évaporatif consiste donc à augmenter ce paramètre autant que possible.

Une conséquence remarquable de l'équation 1.23 est que l'efficacité du processus d'évaporation ne dépend pas du paramètre ν témoignant du changement de forme du piège. Ceci s'explique par le fait que pour une évaporation à η constant, le paramètre ν traduit une ouverture adiabatique du piège, la décompression du nuage étant accompagnée d'une diminution de la température, voir section ??.

Taux de collisions et régime d'emballlement

Si l'équation 1.23 ne fait pas apparaître l'influence du paramètre ν , celui-ci joue cependant un rôle primordial quant à la cinétique de l'évaporation. En effet, la vitesse maximale d'évaporation est limitée par la vitesse à laquelle le gaz atteint un état d'équilibre thermique, c'est à dire le taux de thermalisation $1/\tau_{\text{th}}$. Celui-ci est de l'ordre du taux de collisions élastiques $\Gamma_c = n\sigma\bar{v}$, avec n la densité du gaz, σ la section efficace de diffusion et \bar{v} la vitesse moyenne relative entre deux atomes [Walraven, 2010].

Dans le cas d'un piège harmonique, on montre que la loi de variation du taux de collisions élastiques peut s'écrire [O'hara et al., 2001]

$$\frac{\dot{\Gamma}_c}{\Gamma_c} = \left[1 - (\eta' - 3) \left(\frac{1 - 3\nu}{3(1 - \nu)} \right) \right] \frac{\dot{N}}{N}, \quad (1.24)$$

où le facteur entre crochets peut changer de signe suivant la valeur de ν . Ainsi, il est possible que le taux de collisions élastiques augmente au cours de l'évaporation malgré la perte d'atomes, rendant ainsi l'évaporation de plus en plus rapide. Dans ce régime d'*emballlement*, la diminution du nombre d'atomes et de leur vitesse relative est plus que compensée par une forte augmentation de la densité au centre du piège, augmentant ainsi le taux de collisions. Ce régime est atteint pour de faibles valeurs de ν , en particulier pour notre piège magnétique où $\nu = 0$.

En revanche, l'évaporation optique opère en abaissant la puissance des faisceaux laser, imposant donc $\nu = 0.5$. Dans ce régime, le taux de collisions élastiques diminue au cours de l'évaporation, la rendant de plus en plus lente contrairement au régime d'emballlement. Il est donc primordial qu'une évaporation optique commence avec un grand taux de collisions

élastiques pour permettre une thermalisation rapide. De manière générale, une évaporation optique possède une première phase pendant laquelle la puissance des faisceaux laser est abaissée rapidement, la thermalisation du nuage étant immédiate grâce au grand taux de collisions, puis une seconde phase plus lente où la thermalisation du nuage nécessite plus de temps.

Effet des collisions inélastiques

En pratique, l'évaporation par collisions élastiques n'est pas la seule source de perte des particules. L'expérience se déroulant à l'intérieur d'une enceinte sous ultra-vide pompée en continu, les collisions avec les particules du gaz résiduel à température ambiante sont responsables de pertes indépendantes de l'énergie des atomes piégés. Cela se traduit par un temps de vie $1/\Gamma_{\text{bg}}$ fini des atomes dans le piège.

On peut alors écrire les pertes d'atomes liées au gaz résiduel sous la forme d'équations de taux

$$\dot{N}_{\text{bg}} = -\Gamma_{\text{bg}} N \quad (1.25)$$

$$\dot{E}_{\text{bg}} = -\Gamma_{\text{bg}} E , \quad (1.26)$$

où le temps de vie $1/\Gamma_{\text{bg}}$ est de l'ordre de 10 s.

Deux régimes limites se présentent alors. Dans le cas d'une évaporation rapide telle que $\Gamma_{\text{ev}} \gg \Gamma_{\text{bg}}$, l'essentiel des pertes d'atomes est dû au processus d'évaporation. La présence du gaz résiduel n'a donc que peu d'effet sur le nuage, l'évaporation pouvant se dérouler sur une durée petite devant le temps de vie des atomes dans le piège.

Au contraire, les pertes dues au gaz résiduel peuvent fortement entraver le processus d'évaporation dans le cas d'un petit temps de vie, dans le régime où $\Gamma_{\text{ev}} \ll \Gamma_{\text{bg}}$. Dans ces conditions, les atomes ne peuvent rester assez longtemps dans le piège pour que certains aient le temps d'acquérir une énergie suffisante pour être évaporés.

Le gaz résiduel n'est pas la seule source néfaste de perte d'atomes. Des processus complexes liés à la nature métastable des expériences d'atomes froids peuvent conduire à la perte de plusieurs atomes. Aux températures atteintes par les nuages piégés, la majorité des éléments devraient se trouver à l'état solide, mais le caractère binaire des collisions élastiques permet au système de rester sous forme gazeuse. Cependant, il est possible que lors d'une collision tertiaire, deux atomes établissent une liaison moléculaire, dont la grande énergie est évacuée par le biais d'un troisième atome. Ce processus de pertes à trois corps conduit alors à la perte des trois atomes.

Puisque ce mécanisme nécessite la collision de trois atomes, on peut décrire la variation de densité due aux pertes à trois corps ainsi que la variation de l'énergie totale à l'aide d'une loi de puissance :

$$\dot{n}_{3b}(\mathbf{x}) = -K_{3b}n^3(\mathbf{x}) \quad (1.27)$$

$$\dot{E}_{3b} = \frac{3}{2}\dot{N}_{3b}k_B T + \int d\mathbf{x} U(\mathbf{x})\dot{n}_{3b}(\mathbf{x}) , \quad (1.28)$$

où le coefficient K_{3b} est une constante du ^{87}Rb et vaut $1.8 \times 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{s}^{-1}$ [Burt et al., 1997][Söding et al., 1999].

Comme illustré par l'équation 1.27, le mécanisme de pertes à trois corps devient important dans des régions de fortes densités. Les pièges optiques étant fortement comprimés afin d'avoir un taux de collisions suffisant pour pouvoir évaporer, ceux-ci sont particulièrement susceptibles de générer des pertes à trois corps.

En présence de ces pertes, il est possible de modifier les lois d'échelles présentées précédemment [Luiten et al., 1996][Brantut, 2009]. En particulier, on peut montrer que

dans le cas d'un piège harmonique profond, l'équation 1.21 régissant l'évolution du nombre d'atomes se généralise en

$$\frac{\dot{N}}{N} = \left(\frac{\eta' - 3}{3(1-\nu)} + R \frac{2 - \eta'}{3(1-\nu)} \right)^{-1} \frac{\dot{U}}{U}, \quad (1.29)$$

où $R = \dot{N}_{3b}/\dot{N}_{\text{tot}}$ est la fraction d'atomes perdus par collisions à trois corps. De même, l'équation 1.23 devient

$$\frac{\dot{\mathcal{D}}}{\mathcal{D}} = -\gamma \frac{\dot{N}}{N} \quad \text{avec} \quad \gamma = \eta' - 4 + R(2 - \eta'), \quad (1.30)$$

témoignant ainsi de la réduction de l'efficacité de l'évaporation par les pertes à trois corps.

1.4.2 Implémentation expérimentale

Nous allons à présent détailler la manière dont cette étape d'évaporation est implémentée sur notre dispositif. La consigne présentée ici est le résultat d'une optimisation de l'efficacité de l'évaporation, encodée dans le paramètre γ . De plus, nous discuterons l'influence qu'a la lévitation magnétique lors de cette étape de refroidissement.

Consigne d'évaporation

Les lois d'échelle présentées dans la section précédente montrent comment évoluent les différentes grandeurs thermodynamiques du nuage en fonction de la profondeur du piège, sans pour autant spécifier la dépendance temporelle de celle-ci. Afin de déterminer le profil optimal de la consigne d'évaporation, il est possible d'établir un bilan du nombre d'atomes présents dans le piège¹⁴. En considérant que les atomes sont uniquement perdus par évaporation, on peut écrire les variations du nombre d'atomes à l'aide d'une équation de taux [Luiten et al., 1996][O'hara et al., 2001]

$$\dot{N} = -\Gamma_{\text{ev}} N \quad \text{avec} \quad \Gamma_{\text{ev}} = 2(\eta - 4)e^{-\eta}\Gamma_c. \quad (1.31)$$

On peut alors déterminer que le profil optimal de la consigne d'évaporation est aussi donné par une loi de puissance

$$U(t) = U_0 \left(1 + \frac{t}{\tau} \right)^{-\beta}, \quad (1.32)$$

avec $U_0 = U(t=0)$ la profondeur initiale de chaque faisceau au début de l'étape d'évaporation. L'optimisation de cette étape sur notre nuage nous a permis de déterminer les paramètres $\beta_{\text{pince}} = \beta_{\text{dimple}} = 6$, $\tau_{\text{pince}} = 1.2\text{s}$ et $\tau_{\text{dimple}} = 1.3\text{s}$, dont le profil est comparé à l'ancienne consigne composée de morceaux de rampes linéaires figure 1.9.

On remarque que la nouvelle consigne appliquée est de forme similaire à l'ancienne et possède deux dynamiques distinctes. Comme annoncé dans la section 1.4.1, l'évaporation est dans un premier temps rapide afin de profiter du grand taux de collisions élastiques, puis dans un second temps, la consigne est lentement abaissée en raison de l'augmentation du temps de thermalisation.

Notons tout de même la principale différence entre ces courbes. Par construction, la formule 1.32 permet de mieux tirer parti du processus d'évaporation naturelle. Il est alors possible d'effectuer une évaporation plus rapide, réduisant l'impact de la durée de vie finie des atomes par collisions avec le gaz résiduel¹⁵.

14. Les lois d'échelle présentées dans la section précédente ont été obtenues à l'aide d'un bilan d'énergie.

15. Dans le cadre d'une évaporation à η constant, le taux de pertes à trois corps ne dépend pas de la vitesse à laquelle l'évaporation est effectuée.

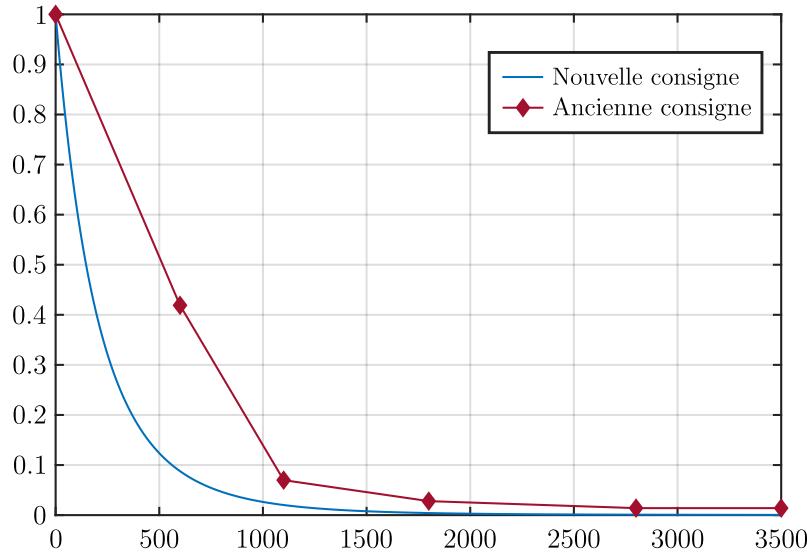


FIGURE 1.9 – **Comparaison de la nouvelle consigne d'évaporation du piège optique.** L'ancienne consigne, composée de cinq morceaux de rampe linéaire, est représentée . La nouvelle consigne, donnée par l'équation 1.32 et représentée, possède une décroissance plus rapide que dans le cas de l'ancienne consigne, et permet d'obtenir un condensat de Bose-Einstein plus rapidement.

Mesure de la température d'un nuage lévité

La quantité thermodynamique permettant de témoigner du refroidissement du gaz au cours de l'évaporation correspond naturellement à sa température. De manière générale, celle-ci est estimée à l'aide d'une imagerie par *temps de vol*. Son principe repose sur l'expansion libre du nuage après extinction du piège, expansion dont l'origine provient de la distribution des vitesses des atomes. Dans le cas d'un nuage thermique, la température est donnée par la largeur de la distribution des vitesses du gaz, qui est directement donnée par la taille du nuage après un temps d'expansion suffisamment long¹⁶.

Cependant, pour des nuages particulièrement froids, les temps d'expansion requis pour estimer correctement la température du nuage peuvent dépasser le temps d'observation possible des atomes alors en mouvement de chute libre. L'utilisation de la lévitation magnétique pendant cette phase d'expansion permet de dépasser cette limite en compensant la gravité¹⁷. Néanmoins, comme nous l'avons détaillé dans la section 1.2.3, l'utilisation de la lévitation magnétique conduit à un piégeage de l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ dans lequel nous souhaitons franchir le seuil de condensation.

L'estimation de la température du nuage impose alors deux contraintes sur le temps d'expansion du nuage :

- Celui-ci doit être suffisamment grand pour pouvoir négliger la taille initiale du nuage devant celle mesurée.
- Le temps d'expansion doit être suffisamment petit devant la période d'oscillation de la taille du nuage, liée au piégeage de la lévitation magnétique. De cette manière,

16. La taille du nuage thermique évolue selon $\sigma_i^2 = \sigma_{i,0}^2 + t^2 k_B T / m$, avec T la température, m la masse des atomes, t le temps d'expansion libre et $\sigma_{i,0}$ la taille du nuage à $t = 0$. Pour t suffisamment grand, on peut ainsi négliger la taille initiale du nuage.

17. Un second intérêt de la lévitation magnétique est de supprimer l'influence de la gravité lors de l'évaporation. La pesanteur a pour effet de *pencher* le potentiel, pouvant changer la dimensionnalité de l'évaporation [Boyer, 2000], mais aussi limiter la profondeur du piège optique à environ $U/k_B \sim 2.5 \mu\text{K}$ pour laquelle le gradient maximal d'intensité lumineuse ne permet plus de compenser le poids des atomes.

l'expansion peut être considérée balistique.

Dans la configuration à bas champ de la lévitation magnétique, proche du biais magique $B_0^* = 3.2\text{ G}$, les fréquences de piégeage sont particulièrement grandes et il n'est pas possible de satisfaire ces deux contraintes simultanément.

La méthode retenue par l'équipe pour obtenir une mesure correcte de la température du nuage repose sur la technique de *focalisation atomique*. Celle-ci permet d'imager dans l'espace réel la distribution de vitesses à l'aide d'un potentiel harmonique, à l'instar d'une lentille en optique [Murthy et al., 2014]. Pour illustrer ces propos, considérons un ensemble d'atomes dont la distribution initiale des positions est de largeur $\Delta x_{i,0}$ dans la direction \vec{i} et la distribution de vitesses est de largeur $\Delta v_{i,0} = \hbar \Delta k_{i,0}/m$. Sous l'effet du potentiel harmonique, l'évolution temporelle de la largeur de la distribution de positions est donnée par

$$\Delta x_i^2(t) = \Delta x_{i,0}^2 \cos^2(\omega_i t) + \frac{\hbar^2 \Delta k_{i,0}^2}{m^2 \omega_i^2} \sin^2(\omega_i t). \quad (1.33)$$

En coupant le potentiel harmonique après un quart d'oscillation à $t = T_{\text{osc}}/4$ avec $T_{\text{osc}} = 2\pi/\omega_i$ la période d'oscillation, la distribution de positions des atomes a une largeur donnée par

$$\Delta x_i(T_{\text{osc}}/4) = \left| \frac{\hbar \Delta k_{i,0}}{m \omega_i} \right|, \quad (1.34)$$

indépendante de la distribution initiale des positions des atomes. À l'aide de la distribution thermique des vitesses, on déduit

$$T = \frac{m \omega_i^2 \Delta x_i^2(T_{\text{osc}}/4)}{k_B} \quad (1.35)$$

Cette mesure de la température est donc indépendante de la taille initiale du nuage, contrairement à la mesure par temps de vol qui nécessite une longue expansion pour s'affranchir de l'influence de la taille initiale. Une seconde différence entre ces méthodes réside dans le fait que le temps d'expansion par focalisation atomique n'est plus ajustable, celui-ci étant fixé par la fréquence du piégeage harmonique de la lévitation magnétique.

Notons que dans la configuration magnétique choisie, le piégeage vertical est négligeable devant celui des directions horizontales. En considérant que l'expansion du nuage est balistique suivant la direction verticale, la valeur de la température obtenue est en accord avec les valeurs extraites par focalisation atomique suivant les deux directions horizontales, comme illustré figure 1.10.

Nous pouvons alors comparer la température du nuage à la profondeur du piège, que l'on estime au cours de l'évaporation à l'aide de la calibration du piège optique présentée dans la section 1.3.2. L'évolution temporelle de la température du nuage est représentée figure 1.11, à laquelle nous superposons sans paramètre ajustable¹⁸ la profondeur estimée du piège divisée par 10. L'accord entre ces courbes est remarquable, validant ainsi l'approche d'une évaporation à η constant.

Résultats de l'optimisation de l'évaporation

L'évolution du nombre d'atomes au cours de l'évaporation présente un intérêt particulier car celle-ci contient les informations liées aux processus inélastiques.

¹⁸ L'estimation de la profondeur du piège optique est réalisée selon la calibration présentée dans la section 1.3.2, donc uniquement à l'aide de mesures photométriques des puissances et tailles des faisceaux, complétées par les mesures des fréquences de piégeage obtenues par oscillations du centre de masse du nuage.

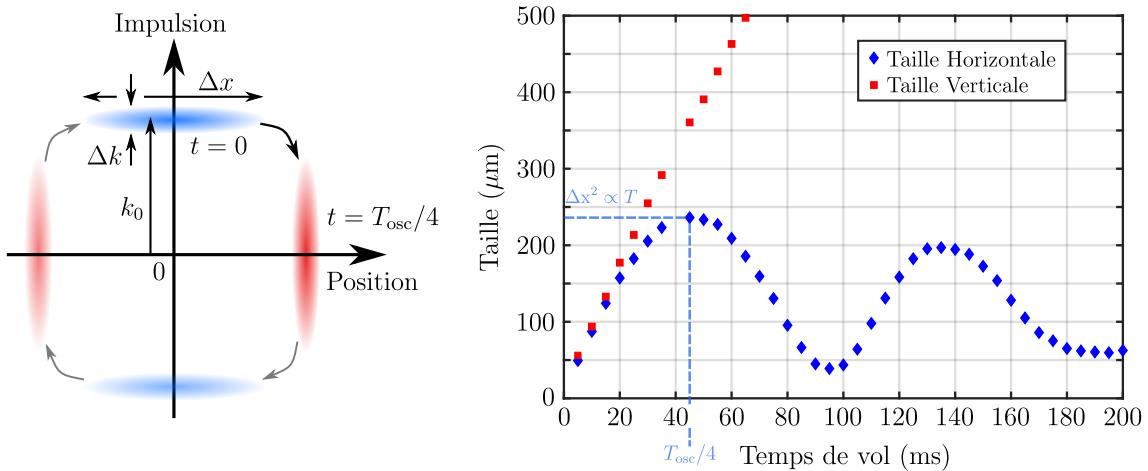


FIGURE 1.10 – a : Principe de la focalisation atomique. L'évolution temporelle d'un nuage dans l'espace des phases est une rotation autour de l'origine. À $t = T_{\text{osc}}/4$, la distribution du nuage dans l'espace des phases a subi une rotation de $-\pi/2$. On peut ainsi mesurer la distribution initiale d'impulsion par une mesure de densité atomique dans l'espace réel. **b : Évolution temporelle de la taille du nuage dans la champ de lévitation.** Le piégeage étant quasi-nul dans la direction verticale, le nuage s'étend de manière balistique (points rouges). Dans la direction horizontale, le nuage subit l'effet de piégeage harmonique de la lévitation magnétique et sa taille oscille à une fréquence correspondant au double de la fréquence de piégeage (points bleus). Pour un temps de vol d'environ 45 ms, le nuage atteint sa taille maximale représentative de la distribution initiale d'impulsion. Cette valeur est en accord avec la fréquence de piégeage estimée à environ 5 Hz. On remarque de plus que l'expansion du nuage est isotrope à temps court. La température du nuage, mesurée suivant les deux directions, est d'environ 620 nK.

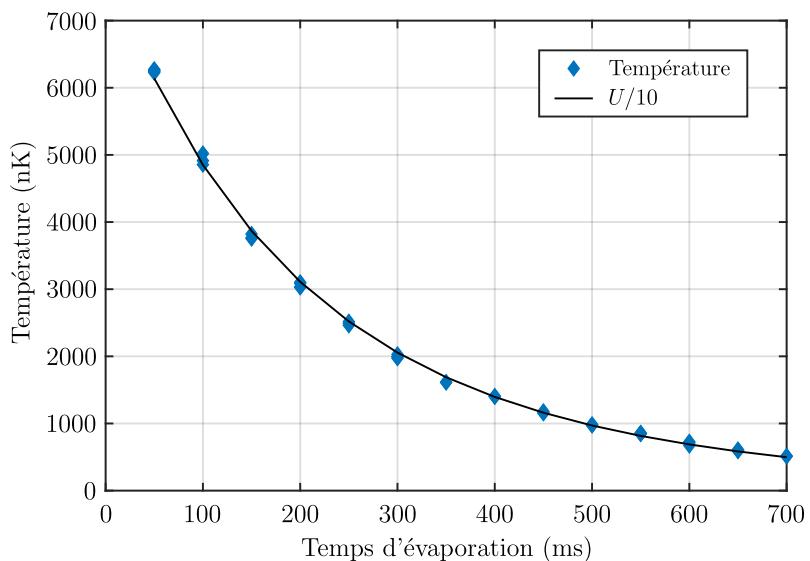


FIGURE 1.11 – Évolution de la température au cours de l'évaporation. La température (points bleus) est mesurée après différentes durées d'évaporation et comparée à la profondeur du piège divisée par 10 (courbe noire). Sans paramètre ajustable, les deux courbes se superposent remarquablement. Chaque point correspond à une mesure unique, répétée plusieurs fois pour chaque durée d'évaporation sans moyenner.

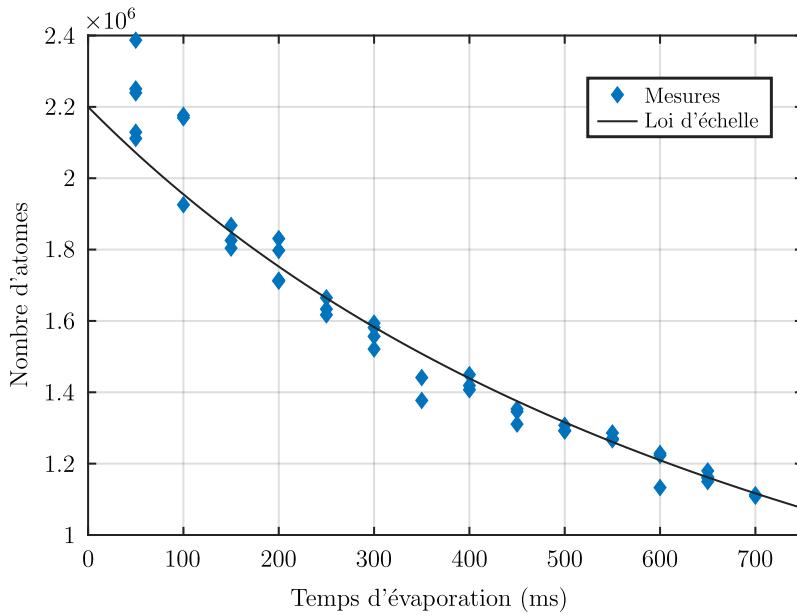


FIGURE 1.12 – **Évolution du nombre d'atomes au cours de l'évaporation.** Les points bleus correspondent aux mesures expérimentales du nombre d'atomes, chaque point étant issu d'un unique cycle expérimental. La ligne continue noire correspond à la prédiction de la loi d'échelle 1.29 avec les paramètres $\eta = 10$ et $R = 0.1$, et où le seul paramètre ajustable est le nombre d'atomes initial. Il apparaît alors un très bon accord entre les données et le modèle.

En particulier, il est possible de mesurer la densité atomique du nuage au cours de l'évaporation, et ainsi d'évaluer les pertes à trois corps à l'aide de la formule 1.27. En comparant ces pertes aux variations mesurées du nombre d'atomes, on obtient un rapport R de l'ordre de 0.1. Il apparaît donc que les pertes à trois corps ont un effet marqué sur la cinétique de l'évaporation, mais que celles-ci ne constituent pas une limite pour notre système.

De plus, il est possible de négliger l'effet des pertes due aux collisions avec le gaz résiduel, limitant le temps de vie des atomes dans le piège à $1/\Gamma_{\text{bg}} \approx 10\text{s}$. En effet, l'optimisation de notre évaporation se concentre sur les premières 700 ms d'abaissement de la profondeur du piège¹⁹ comme illustré sur les figures 1.11 et 1.12, et la durée totale de notre évaporation est de 3.5 s, courte comparée au temps de vie permis par le gaz résiduel.

L'évolution du nombre d'atomes au cours de l'évaporation est représentée figure 1.12 et est comparée à la prédiction de la loi d'échelle 1.29, tracée avec les paramètres $\eta = 10$ et $R = 0.1$, extraits de la mesure de température et du nombre d'atomes. En ajustant uniquement le nombre d'atomes initial du modèle, il apparaît que la théorie d'échelle permet de décrire correctement l'évolution du nombre d'atomes.

Enfin, rappelons que l'optimisation de l'évaporation est réalisée en maximisant le gain de densité dans l'espace des phases par atome perdu, donné par le paramètre γ en présence de pertes à trois corps (voir la formule 1.30).

L'évolution de la densité dans l'espace des phases en fonction du nombre d'atomes est représentée figure 1.13 en échelle *log-log* pour dans le cas de notre nouvelle consigne (en bleu) ainsi que pour notre ancienne consigne (en bordeaux). La comparaison est immédiate :

19. Cette durée correspond au temps nécessaire pour franchir le seuil de condensation $\mathcal{D} \approx 1$ et l'obtention d'un gaz dégénéré. Celle-ci était d'environ 1.2 s avec l'ancienne consigne.

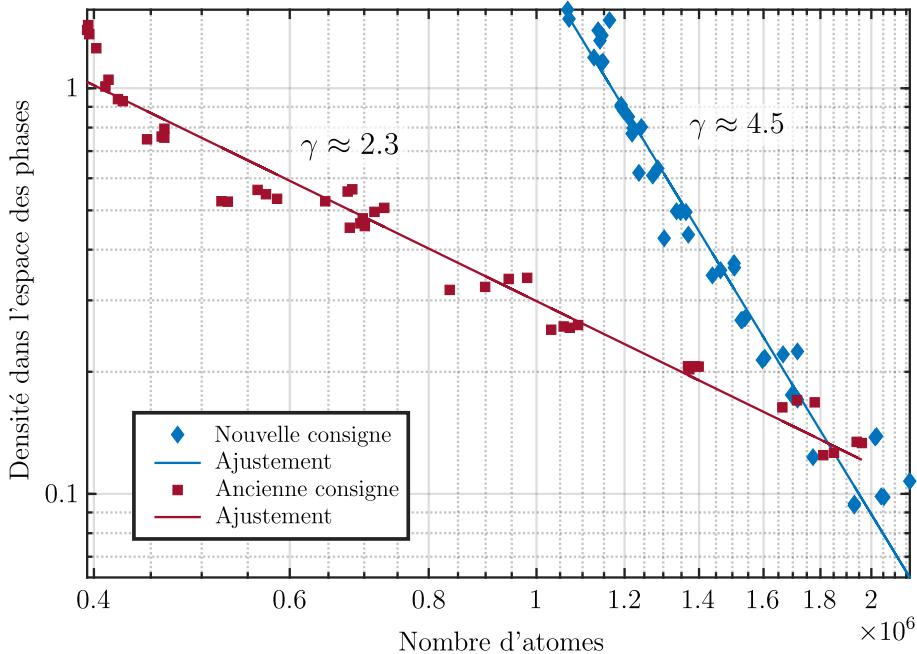


FIGURE 1.13 – Efficacité de l'évaporation optique. En traçant la densité dans l'espace des phases du nuage en fonction du nombre d'atomes, on peut évaluer l'efficacité du refroidissement évaporatif. La nouvelle consigne d'évaporation permet d'obtenir les points bleus pour différents temps d'évaporation, tandis que l'ancienne consigne est représentée en bordeaux. Les lignes continues sont des ajustements des données expérimentales par des lois de puissance 1.23, qui permettent ainsi d'extraire le paramètre γ quantifiant l'efficacité de l'évaporation.

la nouvelle consigne permet d'atteindre le seuil de condensation $D \approx 1$ pour une perte d'atomes bien moindre que l'ancienne.

Plus quantitativement, l'efficacité mesurée pour la nouvelle consigne est de $\gamma \approx 4.5$ tandis que l'ancienne présente une efficacité d'environ 2.3²⁰, témoignant de la nette amélioration de notre évaporation. Notons que la loi d'échelle 1.30 en présence de pertes à trois corps prédit une valeur $\gamma \approx 6.5$, bien supérieure à notre valeur mesurée. Une étude approfondie de l'origine de cette différence n'a pas été menée compte-tenu de l'excellente efficacité obtenue. En effet, la valeur de $\gamma \approx 3$ représente déjà une très bonne efficacité pour la plupart des expériences d'atomes ultra-froids [Barrett et al., 2001][Hung et al., 2008].

Finalement, la consigne retenue à l'issue de l'optimisation de l'évaporation permet d'obtenir un condensat de Bose-Einstein d'environ 1.2×10^6 atomes avec une température d'environ 500 nK en 700 ms. Après 3.5 s d'évaporation, notre nuage contient environ 2×10^5 atomes à une température de 10 nK sans utiliser la technique d'ouverture adiabatique pour refroidir davantage. À l'heure de l'écriture de ces lignes, l'implémentation de cette technique n'a pas encore été réalisée.

20. Cette mesure a été réalisée après le changement du laser source du piège optique. Avant changement, l'efficacité était plutôt estimée à 2.8 [Jendrzejewski, 2012].

Bibliographie

- [Barrett et al. 2001] BARRETT, MD ; SAUER, JA ; CHAPMAN, MS : All-optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate. In : *Physical Review Letters* 87 (2001), Nr. 1, S. 010404
- [Bernard 2010] BERNARD, Alain : *Transport quantique d'ondes atomiques ultrafroides : localisation d'Anderson et laser à atomes guidé.*, Université Pierre et Marie Curie, Dissertation, 2010
- [Boyer 2000] BOYER, Vincent : *Condensation de Bose-Einstein avec un électroaimant à noyau ferromagnétique : stratégies de refroidissement dans des champs magnétiques intenses*, Paris 11, Dissertation, 2000
- [Brantut 2009] BRANTUT, Jean-Philippe : *Manipulation d'atomes froids dans des potentiels lumineux*, Paris 11, Dissertation, 2009
- [Burt et al. 1997] BURT, EA ; GHRIST, RW ; MYATT, CJ ; HOLLAND, MJ ; CORNELL, Eric A. ; WIEMAN, CE : Coherence, correlations, and collisions : What one learns about Bose-Einstein condensates from their decay. In : *Physical Review Letters* 79 (1997), Nr. 3, S. 337
- [Cohen-Tannoudji 1996] COHEN-TANNOUDJI, Claude : Atomes ultrafroids : Piegeage non dissipatif et refroidissement évaporatif. In : *Cours au Collège de France* 1997 (1996)
- [Denechaud 2018] DENECHAUD, Vincent : *Vers une étude spectroscopique de la transition d'Anderson*, Université Paris Saclay, Dissertation, 2018
- [Hu et al. 2017] HU, Jiazhong ; URVOY, Alban ; VENDEIRO, Zachary ; CRÉPEL, Valentin ; CHEN, Wenlan ; VULETIĆ, Vladan : Creation of a Bose-condensed gas of ^{87}Rb by laser cooling. In : *Science* 358 (2017), Nr. 6366, S. 1078–1080
- [Hung et al. 2008] HUNG, Chen-Lung ; ZHANG, Xibo ; GEMELKE, Nathan ; CHIN, Cheng : Accelerating evaporative cooling of atoms into Bose-Einstein condensation in optical traps. In : *Physical Review A* 78 (2008), Nr. 1, S. 011604
- [Jendrzejewski 2012] JENDRZEJEWSKI, Fred : *Quantum transport of ultracold atoms in disordered potentials*, Paris 11, Dissertation, 2012
- [Keshet 2008] KESHET, Aviv : *Cicero Word Generator Technical and User Manual*. 2008.
– URL <http://akeshet.github.io/Cicero-Word-Generator/>

- [Keshet and Ketterle 2013] KESHET, Aviv; KETTERLE, Wolfgang : A distributed, graphical user interface based, computer control system for atomic physics experiments. In : *Review of Scientific Instruments* 84 (2013), Nr. 1, S. 015105
- [Ketterle and Van Druten 1996] KETTERLE, Wolfgang; VAN DRUTEN, NJ : Evaporative cooling of trapped atoms. In : *Advances in atomic, molecular, and optical physics* Bd. 37. Elsevier, 1996, S. 181–236
- [Luiten et al. 1996] LUITEN, OJ; REYNOLDS, MW; WALRAVEN, JTM : Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas. In : *Physical Review A* 53 (1996), Nr. 1, S. 381
- [Muller 2015] MULLER, Kilian : *Coherent transport of ultracold atoms in disordered potentials : Manipulation of time-reversal symmetry in weak localization experiments*, Paris 11, Dissertation, 2015
- [Murthy et al. 2014] MURTHY, PA; KEDAR, D; LOMPE, T; NEIDIG, M; RIES, MG; WENZ, AN; ZÜRN, G; JOCHIM, S : Matter-wave Fourier optics with a strongly interacting two-dimensional Fermi gas. In : *Physical Review A* 90 (2014), Nr. 4, S. 043611
- [O'hara et al. 2001] O'HARA, KM; GEHM, Michael E.; GRANADE, SR; THOMAS, JE : Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps. In : *Physical Review A* 64 (2001), Nr. 5, S. 051403
- [Söding et al. 1999] SÖDING, J; GUÉRY-ODELIN, D; DESBOLLES, P; CHEVY, F; INAMORI, H; DALIBARD, J : Three-body decay of a rubidium Bose-Einstein condensate. In : *Applied physics B* 69 (1999), Nr. 4, S. 257–261
- [Stellmer et al. 2013] STELLMER, Simon; PASQUIOU, Benjamin; GRIMM, Rudolf; SCHRECK, Florian : Laser cooling to quantum degeneracy. In : *Physical review letters* 110 (2013), Nr. 26, S. 263003
- [Volchkov et al. 2018] VOLCHKOV, Valentin V.; PASEK, Michael; DENECHAUD, Vincent; MUKHTAR, Musawwadah; ASPECT, Alain; DELANDE, Dominique; JOSSE, Vincent : Measurement of spectral functions of ultracold atoms in disordered potentials. In : *Physical review letters* 120 (2018), Nr. 6, S. 060404
- [Walraven 2010] WALRAVEN, JTM : Elements of quantum gases : Thermodynamic and collisional properties of trapped atomic gases. In : *Les Houches-predoc lectures* 2010 (2010), S. 207