



HAL
open science

Optimisation d'un capteur de force à atomes ultrafroids piégés dans un réseau optique

Xavier Alauze

► **To cite this version:**

Xavier Alauze. Optimisation d'un capteur de force à atomes ultrafroids piégés dans un réseau optique. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Sorbonne Université, 2018. Français. NNT : 2018SORUS215 . tel-02489769

HAL Id: tel-02489769

<https://theses.hal.science/tel-02489769v1>

Submitted on 24 Feb 2020

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

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

**THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

École Doctorale « Physique en Île-de-France » :
Spécialité : Physique Quantique

réalisée
au Laboratoire SYStèmes de Référence Temps-Espace
de l'Observatoire de Paris

présentée par

Xavier ALAUZE

pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

**Optimisation d'un capteur de force
à atomes ultrafroids
piégés dans un réseau optique**

soutenance prévue le 20/12/2018

devant le jury composé de :

M.	Vincent	JOSSE	Rapporteur
M.	Athanasios	LALIOTIS	Rapporteur
M.	Jean-François	ROCH	Examineur
Mme	Alice	SINATRA	Examinatrice
M.	Franck	PEREIRA DOS SANTOS	Directeur de thèse

Table des matières

Introduction	v
I Principe et historique de l'expérience	1
I.1 Les forces à courte distance	2
I.1.1 Une déviation à la loi de Newton ?	2
I.1.2 Les potentiels de Casimir et de Casimir-Polder	3
I.1.3 La mesure avec ForCa-G	6
I.2 Interférométrie atomique et capteurs inertiels	7
I.2.1 Les ondes de matière	7
I.2.2 Les transitions Raman à deux photons	8
I.3 Principe de l'expérience	10
I.3.1 Le réseau optique vertical	10
I.3.2 Couplage entre états de Wannier-Stark	13
I.3.3 Principe de la mesure et géométries d'interféromètre	15
I.4 Historique de l'expérience et résultats préliminaires	20
I.4.1 Spectroscopie des états de Wannier-Stark	20
I.4.2 Faisceau de compensation du déplacement lumineux différentiel	20
I.4.3 Temps de vie dans la première bande excitée	21
I.4.4 Niveaux vibrationnels transverses	21
I.4.5 Interféromètres de Ramsey avec des états de Wannier-Stark	22
I.4.6 Interféromètre multi-ondes	23
I.4.7 Meilleures performances avec des atomes froids et dilués	24
I.4.8 Compétition entre l'auto-synchronisation des spins et l'écho de spin	25
I.4.9 Densité magique en présence de SSR	28
II Dispositif expérimental	31
II.1 Lasers et séquence expérimentale	32
II.1.1 Séquence expérimentale	32
II.1.2 Les lasers	32
II.2 Le piège Magnéto-Optique	37
II.3 Le refroidissement par évaporation	37
II.3.1 Le montage et la rampe	37
II.3.2 Condensat de Bose-Einstein	40
II.4 Le réseau optique vertical et le piège mixte	42
II.4.1 Le réseau	42
II.4.2 Imagerie des oscillations de Bloch	43
II.4.3 Pertes Landau-Zener et interférences macroscopiques	44
II.4.4 Le piège mixte	45
II.5 L'interrogation	45
II.5.1 Polarisation	45
II.5.2 Les transitions Raman	46
II.5.3 Antenne micro-onde	46

II.6	La détection	47
II.6.1	Imagerie par absorption	47
II.6.2	Fluorescence après temps de vol	48
II.6.3	Fluorescence in situ	48
II.7	Le Super-Réseau	50
II.8	La nouvelle enceinte à vide	50
III	Résolution spatiale et sensibilité avec une source dense et ultrafroide	53
III.1	La résolution spatiale	54
III.1.1	Distribution atomique dans un potentiel périodique	54
III.1.2	Résultats	56
III.2	Optimisation de la sensibilité	56
III.2.1	La sensibilité de l'interféromètre RRS	56
III.2.2	Cohérence et contraste de l'interféromètre	57
III.2.3	Fluctuations de la probabilité de transition	61
III.2.4	Estimation de la sensibilité	62
III.3	Résultats	64
III.4	Bruits et limitations	66
III.4.1	Détection	66
III.4.2	Vibrations	66
III.4.3	Signal de référence	66
III.4.4	Lasers de piégeage	67
III.4.5	Lasers Raman	67
III.4.6	Profondeur du réseau	68
III.5	Mesure à faible distance	69
III.5.1	Sélection	69
III.5.2	Sensibilité attendue sur la mesure de la force de Casimir-Polder	70
III.6	Amélioration : interféromètre multi- π	71
III.6.1	Principe	71
III.6.2	Passage adiabatique	72
III.6.3	Résultats	77
III.A	Annexe : le piège harmonique à deux dimensions	80
III.A.1	Fréquence du piège et taille transverse du nuage	80
III.A.2	DLD : profil, écart-type et DLD moyen	80
III.A.3	Gradient vertical = force parasite	82
IV	Déplacement collisionnel avec séparation dans un réseau vertical	85
IV.1	Introduction : interactions et déplacement collisionnel	86
IV.1.1	Sans séparation spatiale : le déplacement collisionnel dans les horloges	86
IV.1.2	Cas de la séparation spatiale	87
IV.2	Mesure du déplacement collisionnel	88
IV.2.1	Description de la mesure	88
IV.2.2	Résultats	89
IV.3	Simulations	92
IV.3.1	Distribution gaussienne	92
IV.3.2	Distribution d'états de Wannier-Stark	92
IV.3.3	Des particules discernables	95
IV.4	Discussion	97
IV.4.1	Correction au recouvrement et à l'interaction inter-puits	97
IV.4.2	Remarque sur les longueurs de diffusion	97
IV.4.3	Normalisation par le volume	99

IV.5	Retour sur les interféromètres sans séparation	102
IV.6	Conclusion	103
IV.A	Annexe : Supplément	105
IV.A.1	Le cas de la séparation	105
IV.A.2	Recouvrement gaussien	106
IV.A.3	Indiscernabilité et $g_0^{(2)}$	106
V	Le Super-Réseau	109
V.1	Sélectionner des états de Wannier-Stark	109
V.1.1	Principe	109
V.1.2	Simulations	113
V.2	Spectroscopie du super-réseau	115
V.2.1	Faible résolution spectrale	115
V.2.2	Haute résolution spectrale	117
V.3	Discussion	120
V.3.1	La profondeur des réseaux	120
V.3.2	La taille du nuage	121
V.3.3	La position du nuage	122
V.3.4	Les fluctuations de fréquence des réseaux	122
V.3.5	Effets conjoints et simulations	125
V.4	Sélection	127
V.4.1	Sélection standard	127
V.4.2	Sélection composite	130
VI	Conclusions et perspectives	135
VI.1	Résultats et implications	135
VI.2	Les prochaines étapes	136
	Bibliographie	159

Introduction

ForCa-G est le nom du projet de recherche sur lequel j'ai effectué ma thèse. C'est un acronyme pour ***F**orce de **C**asimir-**P**older et **G**ravitation*. L'objectif ultime de ce projet est de mesurer les forces exercées à courte distance entre un atome et une surface macroscopique.

Notre capteur de force met en jeu des atomes de ^{87}Rb piégés dans un réseau optique vertical où des transitions Raman à deux photons permettent de réaliser une superposition cohérente d'états spatialement séparés et de mesurer par interférométrie atomique la variation du potentiel dans la direction verticale.

Le projet a commencé en 2009 et a connu, depuis ses débuts, plusieurs avancées vers la mesure finale. Dans la configuration actuelle, les atomes sont encore loin de la surface et l'expérience est un gravimètre à atomes piégés. Au vu de la forte dépendance en position des forces d'interaction atome-surface, une étape indispensable est l'obtention d'une très haute résolution spatiale. Dans cette optique, nous préparons une source atomique de taille micro-métrique, grâce à la mise en œuvre du refroidissement évaporatif dans un piège dipolaire croisé. Le travail rapporté dans ce manuscrit porte sur l'étude et l'optimisation de ce capteur de force à haute résolution spatiale reposant sur l'utilisation d'une source atomique ultrafroide.

Le manuscrit s'articule en six chapitres :

- I** Nous donnerons tout d'abord, dans le premier chapitre, des éléments de contexte et introduirons l'intérêt de la mesure à courte distance. Le principe de l'expérience sera ensuite décrit. Nous rappellerons également les principaux résultats antérieurs aux travaux rapportés ici, au cours des thèses précédentes et au début de ma thèse.
- II** Le second chapitre s'attache à la description du dispositif expérimental. Nous y détaillons notamment l'agencement de tous les lasers et les différentes étapes de préparation de la source atomique. Certains résultats expérimentaux concernant l'obtention et la manipulation de cette source ultrafroide y sont également consignés.
- III** Dans le troisième chapitre, nous présentons une analyse de la résolution spatiale du capteur et décrivons l'optimisation et l'étude des limites en matière de sensibilité. Nous atteignons, pour une résolution spatiale de $3\mu\text{m}$, une sensibilité relative à l'état de l'art sur la mesure de la force de pesanteur de 5×10^{-6} à 1 s qui s'intègre jusqu'à 8×10^{-8} en 1 h.
- IV** Le quatrième chapitre décrit l'étude des interactions pour notre géométrie d'interféromètre. En effet la préparation d'un échantillon ultrafroid conduit à des densités qui peuvent atteindre $\sim 10^{12}\text{at}/\text{cm}^3$ dans le réseau et nous faisons face à d'importants déplacements collisionnels. Nous étudions en particulier l'effet de la séparation des bras de l'interféromètre sur le déplacement de la fréquence.
- V** Dans le cinquième chapitre, nous proposons une méthode pour améliorer encore la résolution spatiale qui consiste à sélectionner un unique état propre du système et repose sur l'utilisation d'un super-réseau comme potentiel de piégeage.
- VI** Nous dressons un bilan du travail effectué dans le sixième chapitre et donnons des perspectives pour la mesure de force à courte distance.

Principe et historique de l'expérience

Le projet **ForCa-G** a pour objectif final de mesurer les forces exercées à courte distance entre des atomes et une surface macroscopique. Nous introduirons tout d'abord dans ce chapitre l'intérêt d'une telle mesure. Nous expliquerons ensuite le principe général de l'expérience et nous présenterons finalement un historique des résultats obtenus.

Sommaire

I.1	Les forces à courte distance	2
I.1.1	Une déviation à la loi de Newton ?	2
I.1.2	Les potentiels de Casimir et de Casimir-Polder	3
I.1.3	La mesure avec ForCa-G	6
I.2	Interférométrie atomique et capteurs inertiels	7
I.2.1	Les ondes de matière	7
I.2.2	Les transitions Raman à deux photons	8
I.3	Principe de l'expérience	10
I.3.1	Le réseau optique vertical	10
I.3.2	Couplage entre états de Wannier-Stark	13
I.3.3	Principe de la mesure et géométries d'interféromètre	15
I.4	Historique de l'expérience et résultats préliminaires	20
I.4.1	Spectroscopie des états de Wannier-Stark	20
I.4.2	Faisceau de compensation du déplacement lumineux différentiel	20
I.4.3	Temps de vie dans la première bande excitée	21
I.4.4	Niveaux vibrationnels transverses	21
I.4.5	Interféromètres de Ramsey avec des états de Wannier-Stark	22
I.4.6	Interféromètre multi-ondes	23
I.4.7	Meilleures performances avec des atomes froids et dilués	24
I.4.8	Compétition entre l'auto-synchronisation des spins et l'écho de spin	25
I.4.9	Densité magique en présence de SSR	28

I.1 Les forces à courte distance

La mesure précise de forces à courte distance est un des défis de la physique expérimentale moderne. Pour des séparations de l'ordre du micromètre, l'électrodynamique quantique devient indispensable pour décrire l'interaction entre deux corps et les mesures mettant en jeu des atomes n'ont pas encore atteint la précision des mesures macroscopiques. D'autre part, si la loi de la gravitation de Isaac Newton et la théorie de la relativité générale sont très bien testées pour des distances allant du millimètre à la taille du système solaire, des violations ne sont pas encore exclues au delà et en deçà de ces échelles de longueur [1].

I.1.1 Une déviation à la loi de Newton ?

La recherche d'une déviation à la loi de Newton fait écho aux différentes théories récentes qui prédisent de nouvelles interactions de type gravitationnel [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9]. Ces nouvelles théories sont motivées par la volonté d'unifier la relativité générale d'Albert Einstein et la théorie quantique des champs sur laquelle repose le modèle standard. Elles peuvent être une interprétation de la matière noire qui explique la différence entre la masse lumineuse et la masse dynamique observées dans les galaxies ou de l'énergie noire qui explique l'accélération de l'expansion de l'univers. On parle parfois d'une 5^{ème} force fondamentale de type gravitationnel [10, 11]. La recherche d'une déviation à la loi de Newton peut être ainsi assimilée à la recherche d'une 5^{ème} force.

L'approche la plus courante pour tester ces nouvelles théories est la recherche d'une déviation à la loi de Newton sous la forme d'un potentiel de Yukawa [12, 13, 14]. En 1934, Hideki Yukawa prédit l'existence des mésons comme médiateur de l'interaction forte entre les protons et les neutrons [12]. En 1947, la découverte du pion [15] confirme la prédiction de Yukawa. Le potentiel de Yukawa décrivant l'interaction médiée par une particule de masse m s'écrit :

$$U_Y(r) = \frac{C}{r} e^{-\frac{mc}{\hbar}r} \quad (\text{I.1})$$

où C est l'amplitude de l'interaction. La portée de l'interaction est inversement proportionnelle à la masse de la particule. Pour un photon de masse nulle, on retrouve le potentiel de Coulomb.

On introduira donc la déviation à la loi de Newton sous la forme suivante :

$$U_g(z) = \frac{m_1 m_2 G}{z} (1 + \alpha e^{-\frac{z}{\lambda}}) \quad (\text{I.2})$$

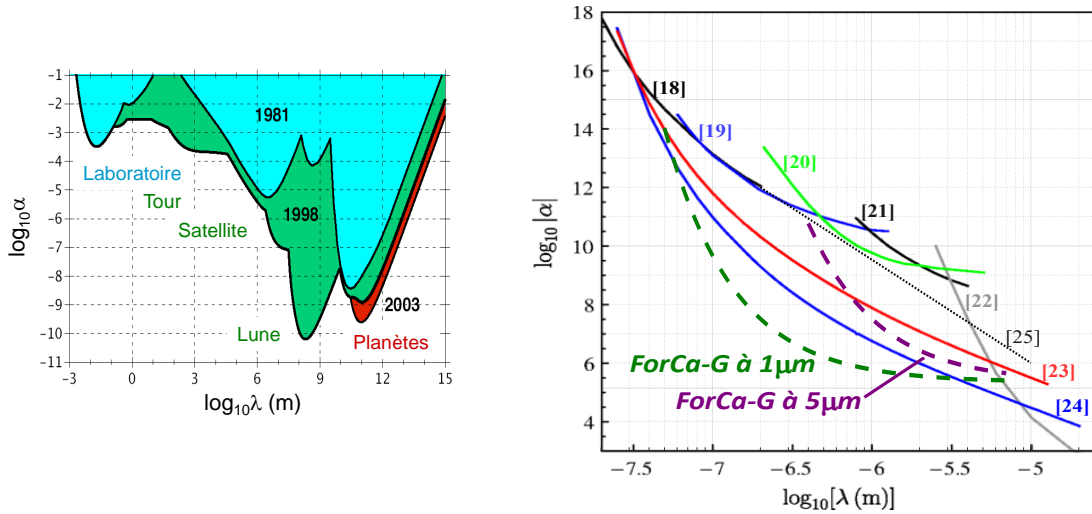
où α est l'amplitude de l'interaction et λ sa portée.

Pour des portées λ interplanétaires, l'amplitude α a pu être exclue jusqu'à 10^{-10} . Pour des portées allant de 10^{-3} à 10^{15} m, la loi de Newton est bien testée (voir figure I.1a), mais pour de plus grandes ou plus petites échelles, les mesures se compliquent. La limite des grandes distances relève du domaine de l'astronomie et repose sur l'observation des mouvements planétaires. Nous sommes ici intéressés par l'autre limite, l'échelle submillimétrique. Les progrès sur les mesures à courtes distances sont continus, mais aux échelles micrométriques les valeurs non exclues de α sont encore très grandes.

La figure I.1b présente ces valeurs de α exclues par l'expérience pour des portées d'interaction micrométriques¹. Pour $\lambda \sim 10 \mu\text{m}$, seules les valeurs supérieures à 10^4 sont exclues et pour $\lambda \sim 1 \mu\text{m}$, celles supérieures à 10^7 ². Notons que toutes les expériences présentées sur cette figure sont réalisées avec des objets macroscopiques (des plaques, des nanosphères et des disques) et qu'aucune expérience réalisée avec des atomes n'a encore atteint cette gamme de

1. On pourra trouver d'autres études ou mesures plus anciennes dans [26, 27, 28, 29].

2. Pour une portée de $1 \mu\text{m}$, 4 ordres de grandeurs ont été gagnés sur l'exclusion de α aux cours des dix dernières années.



(a) À grande distance. Tirée de [16].

(b) À courte distance. Tirée de [17] et comprenant les mesures de [18, 19, 20, 21, 22, 23, 24]. Nous avons ajouté [25] et les contraintes que nous pourrions imposer avec notre capteur.

FIGURE I.1 – Limites sur la déviation à la loi de Newton. Les régions au dessus des lignes continues correspondent aux amplitudes α de la déviation exclues par l'expérience pour une portée d'interaction λ .

précision³. La mesure de la gravitation à courte distance est donc très peu précise. Une des raisons, au delà de la difficulté technique que peut représenter une mesure à cette échelle, est l'existence d'une autre interaction qui domine largement pour de telles séparations. Il s'agit dans le cas d'un atome proche d'une surface, du potentiel de Casimir-Polder.

I.1.2 Les potentiels de Casimir et de Casimir-Polder

La force de Casimir-Polder

En 1946, dans les laboratoires Philips aux Pays-Bas (le "NatLab" à Eindhoven), Evert Verwey et Theodoor Overbeek développent une théorie pour expliquer la stabilité de suspensions colloïdales dans laquelle les interactions attractives entre les particules sont entièrement décrites comme des interactions de type van der Waals - London [33, 34] (la théorie DLVO nommée d'après Derjaguin, Landau, Verwey et Overbeek). Mais ils se heurtent à un désaccord entre cette théorie et leurs résultats expérimentaux. Leurs collègues Hendrik Casimir et Dirk Polder incluent alors, en 1948, un retard à l'interaction de van der Waals - London pour des distances grandes devant les longueurs d'onde correspondant aux transitions atomiques. Ils dérivent ainsi le potentiel que l'on appelle maintenant le potentiel de Casimir-Polder entre un atome et un plan parfaitement conducteur ou entre deux atomes [35].

s Entre une plaque et un atome :

$$U_{CP}(z) = -\frac{3\hbar c \alpha_1}{8\pi z^4} \quad (\text{I.3})$$

Entre deux atomes :

$$U_{CP}(z) = -\frac{23\hbar c \alpha_1 \alpha_2}{4\pi z^7} \quad (\text{I.4})$$

où α_1 et α_2 sont les polarisabilités atomiques.

3. Des expériences de diffusions de neutrons ont toutefois permis les meilleures contraintes pour des portées d'interactions nanométriques [30, 31, 32]

Une conversation avec Niels Bohr en 1947 [36] mène Casimir à une interprétation de cette interaction retardée en termes d'énergie de point zéro qu'il présente en 1948 au "Colloque sur la théorie de la liaison chimique" à Paris.

La force de Casimir

C'est avec cette interprétation qu'il décrit, la même année, l'attraction de deux plaques parfaitement conductrices; on parlera cette fois de l'effet Casimir [37]. La quantification du champ électromagnétique conduit, en l'absence de photon, à ce qu'on appelle l'énergie de point zéro :

$$E_{pz} = \sum_{\vec{k}} \frac{\hbar\omega_{\vec{k}}}{2} \quad (\text{I.5})$$

où l'on somme sur tous les modes du champ possibles, sur toutes les résonances de la cavité dans le cas des deux plaques conductrices. Cette énergie est donc infinie et semble dépourvue de sens physique. L'énergie d'interaction entre deux plaques séparées d'une distance z correspond toutefois à la différence entre les énergies de point zéro à une distance infinie et à la distance z .

$$U(z) = E_{pz}(z) - E_{pz}(\infty) \quad (\text{I.6})$$

Le développement de ce calcul effectué dans [37] conduit au potentiel de Casimir (par unité de surface) :

$$\frac{U_C(z)}{S} = -\frac{\hbar c \pi^2}{720 z^3} \quad (\text{I.7})$$

L'effet Casimir est donc une manifestation remarquable du champ du vide et de ses fluctuations. La cavité formée par les deux plaques sélectionne les modes du champ pouvant se propager; le nombre de photons virtuels du vide pouvant exister diminue donc lorsque les deux plaques se rapprochent. L'énergie du vide diminue alors avec la distance entre les plaques et ces dernières s'attirent.

En 1956, Evgeny Lifshitz développe une théorie pour l'interaction de van der Waals - London adaptée au cas des solides [38]. Il s'agit en fait d'une généralisation de l'effet Casimir à n'importe quel matériau. En 1961, Dzyaloshinskii, Lifshitz et Pitaevskii présentent une théorie généralisée des forces de van der Waals qui comprend l'interaction de London et l'effet Casimir et peut s'appliquer à différents matériaux et géométries [39].

Mesurer Casimir

En 1957, Marcus Sparnaay réalise au NatLab les premières mesures de forces attractives entre deux plaques [40, 41]. Ses résultats sont en accord avec la théorie développée par Casimir mais l'incertitude sur la mesure est alors de l'ordre de 100%.

L'effet Casimir-Lifshitz est mis en évidence pour la première fois en 1978 par van Blokland et Overbeek [42] qui obtiennent un accord entre la mesure de l'attraction de deux objets recouverts de chromium séparés de 132 à 670 nm et leur calcul de l'interaction basé sur la théorie de Lifshitz.

Depuis, la force de Casimir a été mesurée dans de nombreuses expériences. En 1997, Steve Lamoreaux utilise une balance de torsion et trouve un accord de l'ordre de 10% entre la théorie et ses mesures de la force de Casimir entre une sphère et une plaque séparées de 0,6 à 6 μm [43, 44]. En 1998, Mohideen et Anushree Roy utilisent un microscope à force atomique et trouvent, pour une même géométrie, un accord de l'ordre du %, à des distances de l'ordre de la centaine de nm [45]. En 2001, Chan *et al.* mesurent, au même niveau de précision, la force de Casimir avec un micro-système électromécanique (MEMS) [46]. La limitation sur la mesure de la force de Casimir porte alors sur les corrections à apporter pour prendre en compte la

rugosité des surfaces ou encore la conductivité finie des matériaux. En 2002, Bressi *et al.* reprennent la géométrie originale de Casimir et trouvent un accord de 15% pour deux plaques séparées de 0,5 à 3 μm [47].

En 2009, Munday *et al.* montrent que pour une sphère en or séparée d'une plaque de silice par une centaine de nm d'un fluide de bromobenzène, on obtient une force de Casimir-Lifshitz répulsive, ce qui peut permettre de réduire les forces de friction dans des dispositifs micro-mécaniques [48]. En 2010, Levin *et al.* réussissent à obtenir une force répulsive dans le vide cette fois, en opposant une pièce métallique allongée à une plaque trouée en son centre [49].

Mesurer Casimir-Polder

Les premières mesures du potentiel de Casimir-Polder sont bien plus récentes. La première date de 1993 où un jet de sodium traverse une cavité de 0,75 à 7,5 μm formée par deux plans en or [50]. L'interaction avec les surfaces dévie la trajectoire du jet et une mesure de la transmission de ce jet permet de déduire la force de Casimir-Polder avec une incertitude de 13%. Trois ans plus tard est réalisé un miroir à atome de ^{85}Rb , en utilisant une onde évanescente répulsive se propageant en surface d'un prisme diélectrique [51]. La réflexion dépend de l'interaction avec la surface et permet une mesure du potentiel de van der Waals pour une distance d'une cinquantaine de nm avec une incertitude de 30%. Dans les années 2000, plusieurs expériences s'appuient sur le phénomène de réflexion quantique pour mesurer l'interaction de van der Waals - Casimir-Polder [52, 53, 54, 55]. La nature ondulatoire d'un atome suffisamment lent provoque une réflexion qui une fois encore dépend de l'interaction avec cette surface. Ces mesures présentent un accord qualitatif avec le modèle de Casimir-Polder.

En 2005, l'équipe d'Eric Cornell réalise une mesure de l'interaction atome - surface à une distance bien plus grande, allant de 6 à 9 μm [56]. Suivant la proposition de [57], ils mesurent la modification de la fréquence d'oscillation d'un condensat de Bose-Einstein de ^{87}Rb en fonction de la distance entre le condensat et une surface. Cette mesure donne seulement accès au gradient de la force de Casimir-Polder. L'incertitude sur la mesure du déplacement en fréquence est ici d'environ 10% avec une incertitude en position de l'ordre de la centaine de nm. Deux ans plus tard la même équipe publie les premiers résultats concernant la dépendance en température du substrat de la force de Casimir-Polder [58]. En 1999, le phénomène de réflexion sélective permet une mesure spectroscopique de l'interaction de van der Waals entre une vapeur de Cs et une surface de saphir [59]. Il est montré qu'un couplage résonnant entre les atomes et un polariton de surface permet d'obtenir une interaction répulsive. En 2014, cette même équipe s'intéresse également à la dépendance en température de ce type d'interaction à une centaine de nm et montre qu'il est possible d'exacerber l'interaction en augmentant la température.

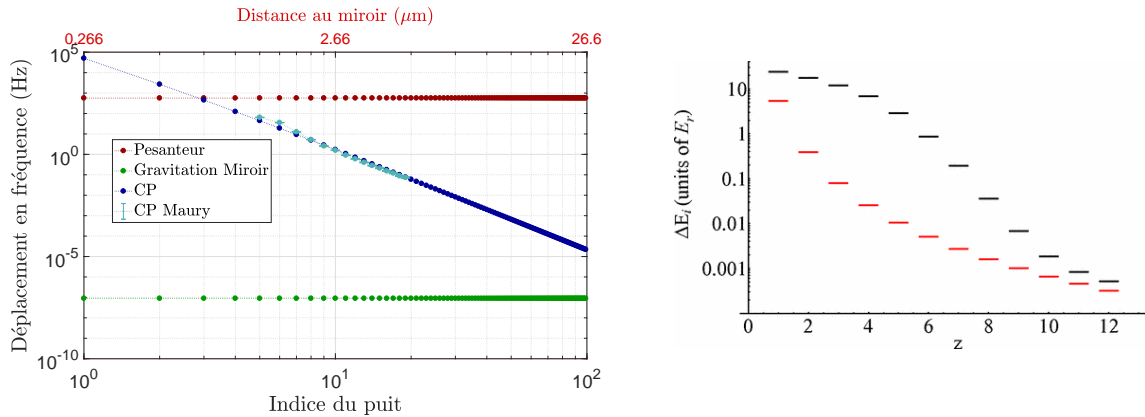
Une des principales limitations pour la mesure de la force de Casimir-Polder, est la détermination précise de la distance entre les atomes et la surface. L'utilisation d'un potentiel périodique pour piéger les atomes, en utilisant par exemple un laser rétro-réfléchi sur la surface en question, s'avère alors très utile pour connaître la distance atome-surface. Dimoupolos et Geraci proposent par exemple de piéger un condensat dans une tel réseau vertical et de mesurer la différence d'énergie entre deux puits du réseaux en utilisant les interférences spatiales de l'onde atomique qu'avaient observées Anderson et Kasevich en 1998 [7, 60]. En 2005, Carusotto *et al.* proposent quant à eux de mesurer cette différence en énergie en mesurant les oscillations de Bloch dans l'espace des impulsions (par temps de vol) [61] comme ils l'avaient fait l'année d'avant, loin de la surface, avec une précision relative de 10^{-4} [62]. En 2009, Sorrentino *et al.* réalisent une telle mesure de la fréquence de Bloch à une distance de 15 μm de la surface sans avoir la résolution nécessaire pour détecter la force de Casimir-Polder, encore très faible à cette distance [63]. En 2009, Derevianko *et al.* proposent quant à eux de mesurer

le décalage de la fréquence d'horloge d'atomes piégés dans un réseau. Ils prévoient, pour du strontium, un décalage relatif de la fréquence allant de 10^{-16} à 10^{-10} pour des distances allant de $8 \mu\text{m}$ à 200nm [64].

I.1.3 La mesure avec ForCa-G

ForCa-G s'inscrit dans cette lignée d'expériences où l'on mesure la différence d'énergie entre des puits adjacents d'un potentiel périodique. Le principe, proposé en 2007 par Peter Wolf *et al.* [65], consiste cette fois-ci à mesurer la différence d'énergie entre les puits par interférométrie atomique en couplant de manière cohérente des états propres localisés dans des puits adjacents. Nous détaillerons le principe de la mesure dans la suite de ce chapitre. Cette méthode devrait permettre une précision inégalée de forces attractives exercées sur l'atome à l'échelle du micromètre.

La figure I.2a présente la variation d'énergie entre deux puits adjacents du réseau vertical, due aux trois interactions auxquelles sont soumis les atomes : la pesanteur, l'interaction newtonienne avec le miroir et la force de Casimir-Polder. La force de Casimir-Polder présentée en bleu foncé sur cette figure est calculée dans le cas d'un conducteur parfait et l'attraction gravitationnelle (en vert) est calculée sur l'axe d'un miroir ayant la masse volumique de la silice. Plus on se rapproche du miroir plus la force de Casimir-Polder, en $\frac{1}{z^5}$, domine. À une distance de $1 \mu\text{m}$, elle est 9 ordres de grandeur plus grande que l'attraction gravitationnelle exercée par le miroir. Il faut donc être extrêmement précis pour accéder à une déviation sur cette dernière. Sur cette figure, nous avons présenté le calcul simplifié pour des atomes localisés au centre des puits de potentiels. La figure I.2b présente l'impact de la délocalisation de la fonction d'onde pour une profondeur du réseau de $3 E_{\text{rec}}$.



(a) Variation de l'incrément en énergie entre deux puits adjacents en fonction de la distance au miroir.

Les valeurs de A. Maury sont tirés du tableau III.4 de [66].

(b) (Tiré de [67]) Déplacement en énergie du au potentiel de CP au centre des puits (en rouge) et intégré sur un état de WS (en noir).

FIGURE I.2 – Influence des forces à courtes distance sur les niveaux d'énergie.

Il faut ensuite un très bon modèle de l'interaction de Casimir-Polder pour distinguer cette dernière, dans notre mesure, d'une éventuelle déviation à l'interaction Newtonienne. On pourra se référer à la thèse d'Axel Maury [66] pour la modélisation de Casimir-Polder dans le cadre de notre expérience, où la composition de notre miroir est prise en compte. Nous avons représenté sur la figure I.2a quelques résultats de ses calculs tirés du tableau III.4 de [66]. On constate que pour des distances supérieures au μm , l'approximation du conducteur parfait et de l'atome localisé donne de bons ordres de grandeur.

Une mesure différentielle avec les deux isotopes ^{87}Rb et ^{85}Rb est également envisagée pour différencier ces deux interactions. En effet la polarisabilité des deux isotopes est la même⁴ tandis que leurs masses diffèrent, ce qui permet d'annuler la force de CP grâce à une mesure différentielle, au prix d'une perte d'un facteur 40 sur la sensibilité à la force gravitationnelle.

Notre précision de mesure de l'ordre du mHz (voir chapitre III) nous permettrait alors une mesure de la force de Casimir-Polder avec une précision de l'ordre du pour cent à $5\ \mu\text{m}$. Nous devrions par ailleurs être capable de détecter une déviation à l'interaction gravitationnelle de seulement 10 000 fois l'interaction Newtonienne.

I.2 Interférométrie atomique et capteurs inertiels

I.2.1 Les ondes de matière

L'interférométrie atomique repose sur la nature ondulatoire de la matière. C'est en 1923 que Louis de Broglie propose la dualité onde-corpuscule pour la matière [69, 70]. Celle-ci est vérifiée en 1927 par l'expérience de diffraction d'électrons de Clinton Davisson et Lester Germer [71]. Cette description ondulatoire de la matière ouvre de bien nouvelles perspectives et permet d'appliquer les connaissances acquises en optique aux particules. C'est en 1953 qu'est réalisé le premier interféromètre à ondes de matière, de type Mach-Zehnder, à partir d'un faisceau d'électrons [72, 73]. Mais il faut attendre encore une quarantaine d'années pour voir apparaître les premiers interféromètres atomiques de ce type, la longueur d'onde de de Broglie d'un atome étant, à une température donnée, bien plus petite que celle d'un électron. Les progrès de la lithographie électronique ont toutefois permis la fabrication de structures suffisamment fines pour diffracter les ondes atomiques. En 1991 deux équipes réalisent en parallèle les premiers interféromètres atomiques utilisant des éléments matériels pour diffracter les ondes de matière, l'une avec un jet de sodium et une géométrie de type Mach-Zehnder [74] et l'autre avec un jet d'hélium traversant des fentes de Young [75].

La manipulation des atomes avec des rayonnements électromagnétiques a permis de pousser l'interférométrie atomique beaucoup plus loin. Le refroidissement et le piégeage des atomes, initiés dans les années 1980, permettent d'une part d'interroger les atomes pendant une durée plus longue et d'autre part d'augmenter la longueur d'onde de de Broglie, rendant le caractère ondulatoire de la matière plus marqué. Par ailleurs de nouvelles séparatrices sont réalisées. Les ondes de matières peuvent également être diffractées par des réseaux optiques comme ce fût réalisé en 1995 [76, 77].

Un troisième type de séparatrice peut être utilisé où l'on modifie à la fois l'état externe et l'état interne de l'atome. C'est ce que propose Christian Bordé en 1989 [78]. Cette méthode présente l'intérêt majeur de pouvoir mesurer la phase de l'interféromètre avec une mesure portant sur l'état interne de l'atome. Le premier interféromètre utilisant ce type de séparatrice, ainsi qu'une source atomique refroidie par laser, fut réalisé en 1991 par Marc Kasevich et Steven Chu et utilisé comme capteur inertielle pour mesurer l'accélération du sodium due à la gravité [79].

Parallèlement, la manipulation des états internes des atomes était initialement le domaine de la résonance magnétique nucléaire (RMN). Isaac Isidor Rabi décrit en 1938 la mesure du moment magnétique nucléaire en manipulant des molécules avec des champs magnétiques radiofréquence [80]. Il propose en 1945 d'utiliser cette technique pour réaliser une horloge atomique. Norman Ramsey présente en 1950 une méthode de mesure plus précise [81]. Cette méthode consiste en fait à réaliser un interféromètre atomique où sont manipulés les états internes de l'atome. On parle donc d'interféromètres de Ramsey.

4. Il existe toutefois une dépendance isotopique de la force Casimir-Polder mais cet effet est au moins 2 ordres de grandeur plus faible que notre précision expérimentale [68].

Aujourd'hui, de nombreuses géométries d'interféromètre atomique existent, où l'on manipule seulement les états internes comme dans les horloges, les états externes en utilisant la diffraction de Bragg ou les deux en même temps en utilisant le plus souvent des transitions Raman à deux photons.

I.2.2 Les transitions Raman à deux photons

Nous nous attardons un instant dans cette section sur la transition Raman à deux photons qui est un outil remarquable pour réaliser un capteur inertielle basé sur l'interférométrie atomique. Un interféromètre atomique repose sur la superposition cohérente de deux états. Si l'un de ces deux états a une durée de vie trop courte, la mesure est alors impossible. C'est pourquoi la transition utilisée dans les horloges (on parle d'ailleurs de la transition d'horloge d'un atome) relie toujours l'état fondamental de l'atome à un état de très longue durée de vie (un autre sous niveau de l'état fondamental, un autre état électronique métastable). La fréquence de cette transition d'horloge est de 6,835 GHz pour le ^{87}Rb (voir figure II.3). La vitesse de recul correspondant à l'absorption d'un tel photon micro-onde par le Rb est de $\frac{\hbar k_{\text{MW}}}{m_{\text{Rb}}} = 1.10^{-7}$ m/s.

Pour réaliser un capteur inertielle, il faut séparer spatialement les deux bras de l'interféromètre et donc modifier l'état externe de l'atome. Dans le cas de séparatrices lasers, on utilise pour cela l'impulsion transmise par le photon absorbé par l'atome. L'impulsion transmise lors de l'absorption d'un photon micro-onde de la transition d'horloge est trop faible. On choisit alors des transitions optiques. La transition D2 du ^{87}Rb par exemple correspond à une vitesse de recul de $\frac{\hbar k_{\text{D2}}}{m_{\text{Rb}}} = 5,8.10^{-3}$ m/s. Mais la durée de vie de l'état excité est de 26 ns seulement (la largeur naturelle de la transition D2 vaut $\Gamma = 2\pi.6,07$ MHz). On utilise alors des transitions Raman à deux photons.

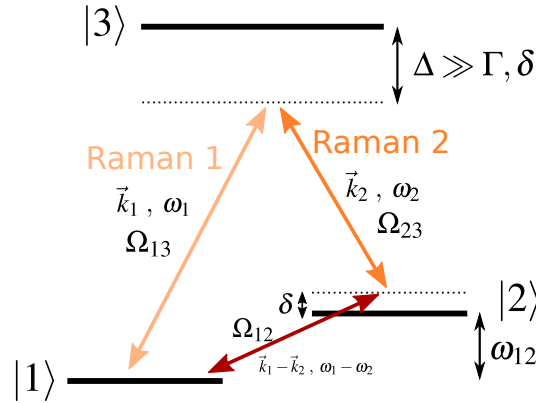


FIGURE I.3 – Transition Raman à deux photons.

La figure I.3 présente le principe de cette transition qui met en jeu trois niveaux d'énergie. Les lasers nommés Raman 1 et 2 couplent respectivement les niveaux $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ et $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ avec des pulsations de Rabi Ω_{13} et Ω_{23} et des désaccords Δ et $\Delta + \delta$. La pulsation de Rabi représentant le couplage entre les niveaux i et j par un champ d'amplitude E_0 est définie comme $\hbar\Omega_{ij} = \langle i | e \vec{r} \cdot \vec{E}_0 | j \rangle$. Pour un désaccord $\Delta \gg \delta, \Gamma$ (où Γ est la largeur naturelle du niveau $|3\rangle$), on peut montrer [82, 83] que ce système est équivalent à un système à deux niveaux couplés avec une pulsation de Rabi effective Ω_{12} . On appellera ω_R la différence de fréquence entre les deux lasers Raman, \vec{k}_R le vecteur d'onde du champ effectif, et δ le désaccord

à résonance. On a :

$$\begin{aligned}
 \Omega_{12} &= \frac{\Omega_{13} \Omega_{23}}{2\Delta} \\
 \omega_R &= \omega_1 - \omega_2 \\
 \delta &= \omega_R - \omega_{12} \\
 \text{avec } \omega_{12} &= \omega_0 + \delta_0 \\
 \vec{k}_R &= \vec{k}_1 - \vec{k}_2
 \end{aligned} \tag{I.8}$$

où ω_0 est la fréquence hyperfine entre les niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ dans le vide et où δ_0 représente la somme d'éventuels déplacements de fréquence différentiels (issus dans notre expérience de déplacements lumineux différentiels provenant des lasers de piégeages, du champ magnétique (effet Zeeman quadratique), du déplacement collisionnel ou d'éventuels potentiels parasites). En utilisant les deux faisceaux Raman en configuration contra-propageante, on a alors un nombre d'onde effectif $k_R = k_1 + k_2$. La transition Raman à deux photons permet ainsi de coupler les deux états de la transition d'horloge tout en imprimant une impulsion 10^5 fois plus grande qu'avec un photon micro-onde (la vitesse de recul est d'environ 1,2 cm/s). On peut ainsi coupler les états externes et internes d'un atome et réaliser un interféromètre à bras spatialement séparés tout en mesurant l'état interne des atomes pour avoir accès à la phase de l'interféromètre. On parle d'étiquetage par l'état interne [78].

L'Hamiltonien de ce système à deux niveaux en interaction avec le champ électromagnétique des lasers Raman s'écrit :

$$\begin{aligned}
 H &= H_{at} + H_I \\
 H_{at} &= \hbar\omega_1 |1\rangle \langle 1| + \hbar\omega_2 |2\rangle \langle 2| \\
 H_I &= \hbar\Omega_{12} \cos(\omega_R t - \vec{k}_R \vec{r}) |1\rangle \langle 2| + h.c.
 \end{aligned} \tag{I.9}$$

Avec la fonction d'onde correspondante :

$$|\psi(t)\rangle = c_1(t) |1\rangle + c_2(t) |2\rangle \tag{I.10}$$

On calcule l'évolution temporelle de la fonction d'onde en résolvant l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi\rangle = H |\psi\rangle S \tag{I.11}$$

On obtient le système d'équations couplées :

$$\begin{cases}
 i\dot{c}_1(t) = \omega_1 c_1(t) + \Omega_{12} c_2(t) \cos(\omega_R t - \vec{k}_R \vec{r}) \\
 i\dot{c}_2(t) = \omega_2 c_2(t) + \Omega_{12}^* c_1(t) \cos(\omega_R t - \vec{k}_R \vec{r})
 \end{cases} \tag{I.12}$$

Ce problème est bien connu et sa résolution se trouve dans de nombreux travaux [82, 83, 84, 85, 86]. Dans le cas d'un état initial pur $|\psi(t=0)\rangle = |1\rangle$, l'évolution des populations en présence du champ Raman s'écrit :

$$\begin{aligned}
 |c_1(t)|^2 &= 1 - \frac{\Omega_{12}^2}{\Omega_{12}^2 + \delta^2} \sin^2 \left(\sqrt{\Omega_{12}^2 + \delta^2} \frac{\tau}{2} \right) \\
 |c_2(t)|^2 &= \frac{\Omega_{12}^2}{\Omega_{12}^2 + \delta^2} \sin^2 \left(\sqrt{\Omega_{12}^2 + \delta^2} \frac{\tau}{2} \right)
 \end{aligned} \tag{I.13}$$

Dans la plupart des capteurs inertiels à atomes froids reposant sur la transition Raman à deux photons, les atomes sont en chute libre. L'impulsion acquise par l'état excité permet la séparation des bras de l'interféromètre pendant l'évolution libre. Ici la situation est différente puisque les atomes sont piégés dans un réseau optique. Nous décrirons dans la suite le principe de notre expérience et comment ce type de transition permet dans notre cas de coupler des états spatialement séparés.

I.3 Principe de l'expérience

Nous développerons dans cette section le principe théorique de l'expérience ForCa-G. Après différentes étapes de préparation décrites dans le chapitre II, les atomes sont piégés dans un potentiel périodique vertical puis des mesures d'interférométrie atomique permettent de mesurer la différence d'énergie entre des états spatialement séparés dans le réseau, que ce soit loin ou proche de la surface de rétro-réflexion du laser de piégeage. Nous décrirons donc ici les états propres de ce potentiel périodique, le couplage entre ces états propres et les géométries d'interféromètres utilisés.

I.3.1 Le réseau optique vertical

Potentiel dipolaire périodique

Un atome plongé dans un champ électromagnétique acquiert un moment dipolaire induit. L'énergie potentielle électrique est alors proportionnelle à l'intensité I du champ et peut s'écrire :

$$V_{dipole} = -\frac{\text{Re}(\alpha)I}{2\epsilon_0 c} \quad (\text{I.14})$$

où α est la polarisabilité complexe de l'atome, ϵ_0 la permittivité du vide et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Le potentiel considéré ici est celui d'un réseau optique créé en rétro-réfléchissant un laser de longueur d'onde $\lambda_{lat} = 532$ nm. Les atomes sont donc confinés dans un potentiel périodique de la forme :

$$V_{lat}(z) = \frac{U_{lat}}{2} [1 - \cos(2k_{lat}z)] \quad (\text{I.15})$$

où U_{lat} est la profondeur du réseau exprimée équation I.17.

Aux grands désaccords, sans prendre en compte la structure hyperfine, le déplacement en énergie d'un état $|f\rangle$ d'énergie E_f , induit par un laser de pulsation ω (on parle de déplacement lumineux) peut s'écrire [87, 88] :

$$\Delta E_f = \frac{3\pi c^2 I}{2} \sum_{i \neq f} \frac{A_{if}}{\omega_{if}^3} \left(\frac{1}{\omega_{if} - \omega} + \frac{1}{\omega_{if} + \omega} \right) \quad (\text{I.16})$$

où les A_{if} et les ω_{if} sont les coefficients d'Einstein et les pulsations des transitions $|f\rangle \rightarrow |i\rangle$.

La profondeur du réseau pour un atome de ^{87}Rb dans l'état fondamental $|f\rangle = |5^2S_{1/2}\rangle$ s'écrit donc (en notant $A_i \equiv A_{if}$ et $\omega_i \equiv \omega_{if}$) :

$$U_{lat} = \left| \frac{3\pi c^2 I_0}{2} \sum_i \frac{A_i}{\omega_i^3} \left(\frac{1}{\omega_i - \omega} + \frac{1}{\omega_i + \omega} \right) \right| \quad (\text{I.17})$$

où I_0 est l'intensité au niveau d'un ventre du réseau. Les A_i et ω_i pour les huit transitions les plus fortes peuvent être trouvées dans [89, 87]. Nous pouvons remarquer ici que pour un laser à 532 nm (ou à 515 nm), en ne prenant en compte que les deux principales transitions D1 et D2 du ^{87}Rb , nous commettons une erreur de seulement 1,27 % (respectivement 1,6 %). Pour un faisceau gaussien à 532 nm, rétro-réfléchi, de waist $w_0 = 500 \mu\text{m}$ et une puissance maximale de $P = 6$ W correspondant à une intensité au centre d'un ventre du réseau de $I_0 = \frac{4P}{\pi w_0^2} \approx 3.10^7$ W/m², on trouve une profondeur maximale :

$$U_{lat}^{max} \approx 9 E_{rec} \quad (\text{I.18})$$

où $E_{rec} = \frac{\hbar^2 k_{lat}^2}{2m_{\text{Rb}}}$ est l'énergie de recul d'un photon du réseau.

Les états de Bloch et de Wannier

L'Hamiltonien du système pour nos atomes confinés dans ce potentiel périodique s'écrit :

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \frac{\hat{p}^2}{2m_{\text{Rb}}} + \hat{V}_{\text{lat}} \\ &= \frac{\hat{p}^2}{2m_{\text{Rb}}} + \frac{U_{\text{lat}}}{2} [1 - \cos(2k_{\text{lat}}\hat{z})]\end{aligned}\quad (\text{I.19})$$

Les fonctions propres et valeurs propres de cet Hamiltonien périodique sont bien connues [90, 91, 92], il s'agit des fonctions d'onde de Bloch :

$$\psi_{n,q}(z) = u_{n,q}(z) e^{iqz} \quad (\text{I.20})$$

où $u_{n,q}(z)$ est une fonction périodique de même périodicité que $V_{\text{lat}}(z)$ et qui est aussi invariante par translation dans l'espace réciproque $q \rightarrow q + 2k$ avec q la quasi-impulsion. À partir de l'équation aux valeurs propres $\hat{H}\psi_{n,q}(z) = \epsilon_n(q)\psi_{n,q}(z)$, on obtient une équation sur $u_{n,q}(z)$:

$$\begin{aligned}\hat{H}_q u_{n,q}(z) &= \epsilon_n(q) u_{n,q}(z) \\ \text{avec } \hat{H}_q &= \frac{(\hat{p} + \hbar q)^2}{2m} + V(\hat{z})\end{aligned}\quad (\text{I.21})$$

où $\epsilon_n(q + 2k) = \epsilon_n(q)$ puisque $u_{n,(q+2k)}(z) = u_{n,q}(z)$. On limite donc q à la première zone de Brillouin (PZB) $[-k; k]$. On a donc des états propres $|\psi_{n,q}\rangle$ d'énergies propres $\epsilon_n(q)$. Pour chaque indice n , $\epsilon_n(q)$ forme une bande d'énergie, la $n^{\text{ème}}$ bande de Bloch.

Une autre base peut être introduite, celle des fonctions de Wannier $|\Phi_{n,m}\rangle$ [93], localisées au niveau des minima du potentiel $z = l \frac{\lambda}{2}$ (nous parlerons par la suite des puits de potentiel d'indice l), pour la bande de Bloch n :

$$\Phi_{n,l}(z) = \sqrt{\frac{1}{2k_{\text{lat}}}} \int_{-k_{\text{lat}}}^{k_{\text{lat}}} \psi_{n,q}(z) e^{-iq l \frac{\lambda}{2}} dq \quad (\text{I.22})$$

On remarque l'équivalence d'un site à l'autre :

$$\Phi_{n,l+\Delta l}(z) = \Phi_{n,l}(z - \Delta l \times \frac{\lambda}{2}) \quad (\text{I.23})$$

Les énergies, dégénérées en l , correspondent à l'énergie moyenne de la $n^{\text{ème}}$ bande de Bloch et s'écrivent (à partir de I.22) :

$$\bar{\epsilon}_n = \frac{\int_{-k_{\text{lat}}}^{k_{\text{lat}}} \epsilon_n(q) \psi_{n,q}(z) dq}{\int_{-k_{\text{lat}}}^{k_{\text{lat}}} \psi_{n,q}(z) dq} \quad (\text{I.24})$$

Les états de Wannier-Stark (WS)

Notre réseau est vertical, il faut donc ajouter à notre Hamiltonien le potentiel de pesanteur :

$$\hat{H}_{\text{WS}} = \frac{\hat{p}^2}{2m_{\text{Rb}}} + \frac{U_{\text{lat}}}{2} [1 - \cos(2k_{\text{lat}}\hat{z})] - m_{\text{Rb}}g\hat{z} \quad (\text{I.25})$$

où g est l'accélération de la pesanteur.

Cet Hamiltonien n'est plus invariant par translation et les états de Bloch ne sont plus des états propres.

Ce problème est en fait étudié depuis le début du XX^{ème} siècle puisqu'il peut être apparenté à la physique d'un électron dans un solide. Dès 1929, Félix Bloch analyse le problème analogue

d'un électron dans un potentiel périodique cristallin soumis à un champ électrique uniforme, et établit que le mouvement de l'électron est un mouvement oscillant, auquel ce physicien a laissé son nom : on parle d'oscillations de Bloch [90]. En 1960, Gregory Wannier décrit les états propres d'un tel Hamiltonien comme des états d'énergie discrets en utilisant un modèle avec une seule bande de Bloch [94]. Une longue controverse s'ensuivit (qui débuta en un échange assez frontal entre Zak et Wannier [95, 96, 97]) découlant principalement de la validité de cette dernière hypothèse. Il existe un effet tunnel entre les différentes bandes de Bloch qui dépend de la profondeur du réseau et de l'intensité du champ constant, un atome peut passer d'une bande à l'autre par effet Landau-Zener (décrit la même année 1932 par Landau et Zener [98, 99]). Wannier, dans son modèle à une bande, n'a pas pris ce couplage en compte. L'effet tunnel entre les bandes de Bloch pour un électron dans un solide est suffisamment petit, même en présence d'un champ fort, pour pouvoir prévoir l'existence de l'échelle d'énergie de Wannier-Stark et des oscillations de Bloch comme expliqué dans [100] où quelques points clés de la controverse sont rappelés et où l'utilisation d'un potentiel vecteur permet de faire apparaître un Hamiltonien à nouveau périodique, dépendant du temps. En 1972, Koss et Lambert expliquent leurs résultats d'absorption dans de l'arséniure de gallium avec la théorie de Callaway [101] qui s'appuie sur l'existence de niveaux discrets [102]. En 1988, l'existence de cette échelle d'énergie de Wannier-Stark est mise en évidence dans un super-réseau semi-conducteur [103].

Dans notre cas où le potentiel périodique est un réseau de quelques E_{rec} de profondeur et où le champ constant est la pesanteur, nous pouvons d'une part tout à fait négliger l'effet tunnel entre la première bande et les bandes supérieures (la largeur de raie calculée avec la formule de Landau-Zener est inférieure à $10^{-10} E_{\text{rec}}$ pour une profondeur supérieure à $2 E_{\text{rec}}$ [104]), et d'autre part les atomes, aux faibles profondeurs, ne sont pas piégés dans les bandes excitées (temps de vie de 10 ms à $3 E_{\text{rec}}$ [16]). On restreint donc le problème à la première bande de Bloch et on décrit le système à l'aide des états de Wannier-Stark $|WS_l\rangle$, localisés au niveau du puits de potentiel d'indice l . Ce sont donc des états métastables (la formule de Landau-Zener donne un temps de vie supérieur à 10^5 s au delà de $2 E_{\text{rec}}$ [104]) et on parle de pseudo-états propres. Les énergies propres correspondantes forment l'échelle linéaire de Wannier-Stark :

$$\begin{aligned} E_l &= \bar{\epsilon} + l \times m_{\text{Rb}} g \frac{\lambda_{\text{lat}}}{2} \\ &= \bar{\epsilon} + l \times h \nu_{\text{B}} \end{aligned} \quad (\text{I.26})$$

où $\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_1$, définie équation I.24, est l'énergie moyenne de la première bande de Bloch intégrée sur la première zone de Brillouin, et où l'on a introduit la fréquence de Bloch :

$$\begin{aligned} \nu_{\text{B}} &= \frac{1}{h} m_{\text{Rb}} g \frac{\lambda_{\text{lat}}}{2} \\ &\approx 568.5 \text{ Hz} \end{aligned} \quad (\text{I.27})$$

On a donc, entre deux états centrés sur des puits adjacents, un écart en énergie de $h\nu_{\text{B}}$ correspondant à l'incrément en énergie potentielle de pesanteur. Cette échelle de Wannier-Stark est représentée sur la figure I.4. Les deux états internes $|1\rangle \equiv |F=1, m_F=0\rangle$ et $|2\rangle \equiv |F=2, m_F=0\rangle$ du ^{87}Rb sont également représentés, séparés de la fréquence d'horloge ν_0 . Les couplages indiqués $\Omega_{\Delta l}$ pour les transitions $|WS_l, 1\rangle \rightarrow |WS_{l+\Delta l}, 2\rangle$ sont exprimés dans la section suivante.

Pour des profondeurs de réseaux supérieures à $10 E_{\text{rec}}$, un état $|WS_l\rangle$ est bien localisé au niveau du puits de potentiel d'indice l . Pour des profondeurs plus faibles, il garde la même position moyenne mais il se délocalise sur plusieurs puits. Deux densités de probabilité $|WS_l(z)|^2$ sont représentées sur la figure I.5 pour deux profondeurs du réseau : à $9 E_{\text{rec}}$ (à gauche), la fonction d'onde est peu délocalisée et à $1,9 E_{\text{rec}}$ (à droite), qui est la profondeur

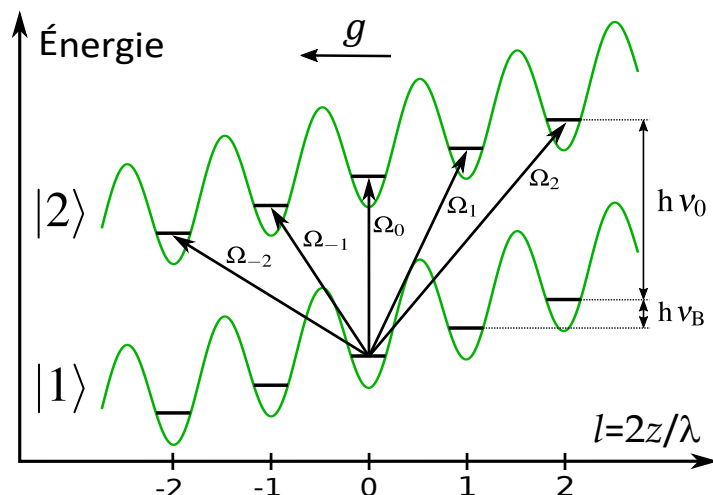


FIGURE I.4 – Échelle d'énergie des états Wannier-Stark. Deux états localisés dans des puits adjacents sont séparés par la fréquence de Bloch ν_B (qui correspond à l'incrément en énergie potentielle de pesanteur). Les deux états internes $|1\rangle$ et $|2\rangle$, séparés de la fréquence d'horloge ν_0 , suivent cette échelle de WS. Les couplages $\Omega_{\Delta l}$ entre des états séparés de Δl puits sont aussi représentés.

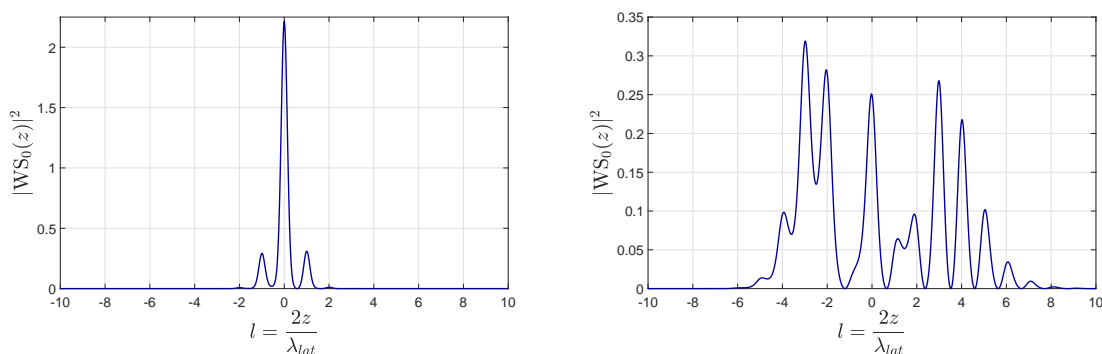


FIGURE I.5 – Densité de probabilité $|\text{WS}_0(z)|^2$ d'un état de Wannier-Stark centré sur le puits de potentiel $l = 0$. À gauche : pour une profondeur du réseau de $9 E_{\text{rec}}$ – À droite : pour une profondeur de $1,9 E_{\text{rec}}$.

utilisée chapitre III, la fonction d'onde s'étale sur une douzaine de puits. Ces états sont calculés en diagonalisant numériquement l'Hamiltonien I.25.

Une étude plus détaillée de ces pseudo-états propres de Wannier-Stark dans l'expérience ForCa-G, de leur temps de vie et du couplage Landau-Zener avec les bandes excitées peut être trouvée dans [104].

I.3.2 Couplage entre états de Wannier-Stark

Pour coupler entre eux différents états de Wannier-Stark, nous réalisons les transitions Raman à deux photons décrites section I.2.2. Celles-ci couplent en effet à la fois les états internes $|1\rangle$ et $|2\rangle$ et les états externes $|\text{WS}_l\rangle$. Nous réalisons ainsi des transitions $|\text{WS}_l\rangle \otimes |1\rangle \rightarrow |\text{WS}_{l+\Delta l}\rangle \otimes |2\rangle$ qui permettent un étiquetage des états de Wannier-Stark avec l'état interne qui est détecté par fluorescence. Ces transitions sont représentées sur la figure I.4 pour Δl compris entre -2 et 2. Nous allons maintenant exprimer ce couplage Raman entre états de Wannier-Stark.

Un état atomique peut se décomposer sur la base des états propres, internes et externes :

$$|\psi\rangle = \sum_{l,j} c_{l,j} e^{-i(\omega_j + l\omega_B)t} |\text{WS}_l\rangle \otimes |j\rangle \quad (\text{I.28})$$

où les coefficients $c_{l,j}$ sont les amplitudes de probabilités, ω_B est la pulsation de Bloch et $\omega_j = \frac{E_j}{\hbar}$, avec E_j l'énergie interne de l'état $|j\rangle$.

En appliquant à cette fonction d'onde l'équation de Schrödinger I.11 en utilisant l'Hamiltonien d'interaction avec le champ Raman H_I (voir équation I.9), on obtient le système d'équations couplées suivant :

$$\begin{cases} i\dot{c}_{l,1}(t) = \Omega_{12} \sum_{l'} \langle \text{WS}_l | \cos(\omega_R t - k_R z) | \text{WS}_{l'} \rangle c_{l',2}(t) e^{-i(\omega_0 + (l'-l)\omega_B)t} \\ i\dot{c}_{l,2}(t) = \Omega_{12} \sum_{l'} \langle \text{WS}_l | \cos(\omega_R t - k_R z) | \text{WS}_{l'} \rangle c_{l',1}(t) e^{i(\omega_0 - (l'-l)\omega_B)t} \end{cases} \quad (\text{I.29})$$

où $\omega_0 = \omega_2 - \omega_1$ est la pulsation d'horloge. Comme nous le verrons plus bas, nous couplons des états séparés de moins de 10 puits et on a donc $(l' - l)\omega_B \ll \omega_0$. On peut donc appliquer l'approximation usuelle du champ tournant en décomposant le cosinus en exponentielles. On obtient alors :

$$\begin{cases} i\dot{c}_{l,1}(t) = \sum_{\Delta l} \frac{\Omega_{\Delta l}}{2} c_{l+\Delta l,2}(t) e^{i\delta_{\Delta l} t} \\ i\dot{c}_{l,2}(t) = \sum_{\Delta l} \frac{\Omega_{\Delta l}^*}{2} c_{l+\Delta l,1}(t) e^{-i\delta_{-\Delta l} t} \end{cases} \quad (\text{I.30})$$

où $\delta_{\Delta l} = \omega_R - \omega_0 - \Delta l \omega_B$ est le désaccord des lasers Raman et où l'on a écrit le couplage entre deux états de WS séparés de Δl puits :

$$\Omega_{\Delta l} = \Omega_{12} \langle \text{WS}_l | e^{-ik_R z} | \text{WS}_{l+\Delta l} \rangle \quad (\text{I.31})$$

C'est ce terme de couplage qui impose dans notre cas le choix de la configuration contre-propageante pour les lasers Raman. En effet, dans le cas co-propageant où $k_R^{\text{co}} = k_{MW}$, les états propres étant orthogonaux, le couplage est quasi nul.

La figure I.6 présente le couplage normalisé $\frac{\Omega_{\Delta l}}{\Omega_{12}}$ pour des séparations allant de 0 à 3 puits. Ce couplage est calculé en appliquant l'équation I.31 aux états $|\text{WS}_l\rangle$ calculés en diagonalisant numériquement l'Hamiltonien I.25 (voir figure I.5). On observe une évolution non monotone du couplage en fonction de la profondeur. Pour chaque transition entre des états séparés de Δl puits, on ajustera la profondeur du réseau pour optimiser le couplage. Ainsi, si on se place à un maximum du couplage, celui-ci devient insensible aux fluctuations de profondeur. Ceci est indispensable pour la stabilité de nos mesures (voir section III.4.6). Cette courbe peut aussi être utilisée pour calibrer la profondeur du réseau, en comparant les couplages pour différentes séparations Δl . On pourra se référer à la figure 3.11 de [105] ou bien à la figure 8 de [106] pour une mesure du couplage en fonction de la profondeur du réseau pour Δl allant de 1 à 4.

Nous avons maintenant les outils pour manipuler des états spatialement séparés. Notre capteur inertiel repose sur la mesure interférométrique des différences énergétiques entre ces états. Nous mesurons ainsi le gradient de potentiel dans la direction verticale du réseau. Nous décrirons dans la prochaine section la méthode mise en œuvre pour réaliser cette mesure.

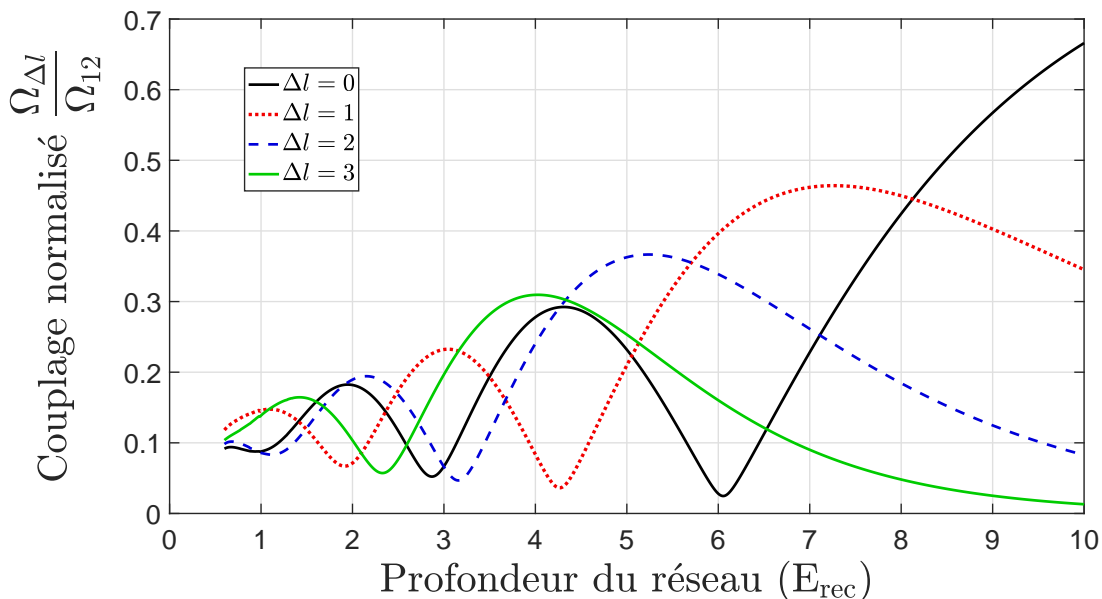


FIGURE I.6 – Pulsation de Rabi normalisée $\frac{\Omega_{\Delta l}}{\Omega_{12}}$ pour un couplage entre des états de Wannier-Stark séparés de Δl puits, en fonction de la profondeur du réseau (avec $\lambda_{lat} = 532$ nm et $\lambda_R = 780$ nm).

I.3.3 Principe de la mesure et géométries d'interféromètre

Nous disposons donc de séparatrices lasers qui permettent d'obtenir une superposition d'états internes (deux sous-niveaux hyperfins) et d'états externes (deux états de Wannier-Stark). Après un temps d'évolution libre T , une seconde impulsion laser permet de recombiner ces états. Nous avons ainsi réalisé un interféromètre de Ramsey. La phase de l'interféromètre, déterminée à partir des populations finales, dépend de la différence en énergie entre nos deux états. C'est le principe général de notre mesure. Après quelques rappels sur l'interférométrie de Ramsey, nous décrirons dans cette section les différentes géométries d'interféromètres utilisées sur l'expérience.

La phase d'un interféromètre de Ramsey

La probabilité de transition en sortie d'un interféromètre de Ramsey fut bien entendu dérivée pour la première fois par Ramsey dans son article de 1950 [81]. Un développement plus récent, pour le cas de séparatrices lasers utilisant des transitions à deux photons, fut publié en 1992 par Moler *et. al* [82]. Avec nos notations, la probabilité de transition en sortie de l'interféromètre s'écrit :

$$P(\delta, \tau, T) = \frac{4\Omega_{12}^2}{\Omega_R^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \left[\cos\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \cos\left(\frac{\delta T}{2}\right) + \frac{\delta_R - \delta}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \sin\left(\frac{\delta T}{2}\right) \right]^2 \quad (\text{I.32})$$

où τ est la durée des impulsions Raman, T est la durée séparant les deux impulsions, $\delta = \omega_R - \omega_0 - \delta_0$ est le désaccord Raman (voir equation I.8), $\delta_R = \frac{\Omega_{13}^2 - \Omega_{23}^2}{4\Delta}$ est le déplacement lumineux différentiel (DLD) induit par les Raman et où l'on a défini $\Omega_R = \sqrt{\Omega_{12}^2 + (\delta_R - \delta)^2}$. La figure I.7 présente un exemple de franges de Ramsey, calculées avec la formule I.32, avec un DLD Raman nul et dans le cas d'impulsions Raman $\frac{\pi}{2}$ qui maximisent le contraste à résonance, c'est à dire pour $\Omega_{12} \tau = \frac{\pi}{2}$.

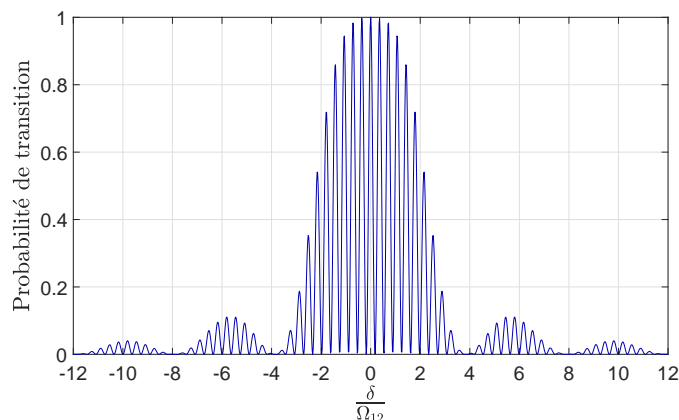


FIGURE I.7 – Franges de Ramsey pour des impulsions Raman $\frac{\pi}{2}$ et avec une durée d'interféromètre $T = 5\tau$.

Pour des impulsions Raman $\frac{\pi}{2}$ et dans la limite des faibles désaccords, quand $\delta, \delta_R \ll \Omega_{12}$, la probabilité de transition [I.32](#) devient à l'ordre 0 en $\frac{\delta}{\Omega_{12}}$:

$$P_{\tau=\frac{\pi}{2}}(\delta, T) = \cos^2\left(\frac{\delta T}{2}\right) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(\delta T) \quad (\text{I.33})$$

Pour prendre en compte la phase accumulée pendant les impulsions Raman, on définit le temps de Ramsey effectif T_R en intégrant la fonction de sensibilité [\[83\]](#) sur la durée totale de l'interféromètre. On trouve $T_R = T + \frac{4\tau}{\pi}$. On définit la phase de l'interféromètre comme $\Delta\phi = \delta T_R$ et on écrit alors :

$$P_{\tau=\frac{\pi}{2}}(\delta, T) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(\Delta\phi) \quad (\text{I.34})$$

Nous comparons sur la figure [I.8](#) les interférogrammes calculés dans le cas d'impulsions $\frac{\pi}{2}$, à partir de [I.32](#), [I.33](#) et [I.34](#) pour une durée d'interféromètre $T = 10\tau$. Plus on s'éloigne de la frange centrale, plus l'estimation de la phase de l'interféromètre $\Delta\phi$ avec l'approximation [I.33](#) ou [I.34](#), comporte une erreur importante. La position de la frange centrale quant à elle demeure inchangée. Nous détaillons plus bas notre méthode de mesure de cette fréquence centrale.

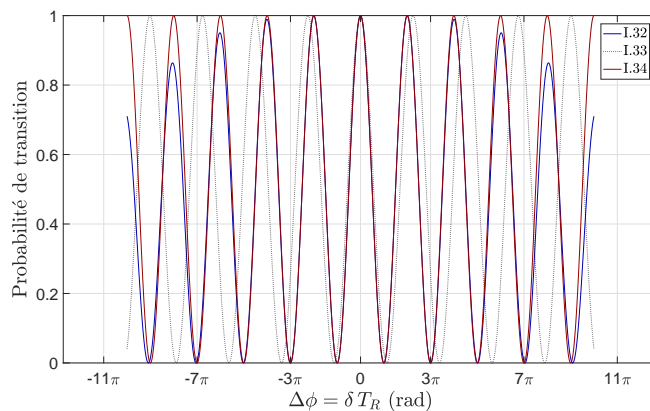


FIGURE I.8 – Franges de Ramsey calculées avec les équations [I.32](#), [I.33](#) et [I.34](#) pour une durée d'interféromètre $T = 10\tau$.

Nous n'avons évoqué pour l'instant que le cas d'un unique interféromètre. La mesure porte cependant sur toute une distribution atomique. Il existe des inhomogénéités spatiales et le déplacement en fréquence δ_0 ainsi que le couplage varient pour chaque atome. Ceci entraîne un brouillage des franges et une réduction du contraste de l'interférogramme moyen. La figure I.9 présente quelques exemples d'inhomogénéités et leurs influences sur le contraste. La probabilité de transition y est calculée avec la formule I.32 en moyennant sur une distribution normale pour le déplacement en fréquence δ_0 .

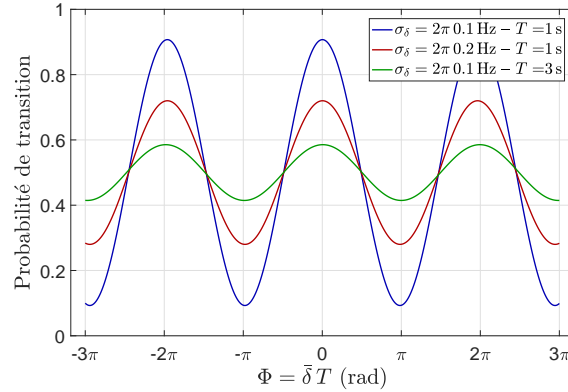


FIGURE I.9 – Influence des inhomogénéités du déplacement en fréquence sur le contraste de l'interféromètre de Ramsey.

On écrira généralement la probabilité de transition moyenne mesurée :

$$P(\Phi) = \text{Offset} + \frac{C}{2} \cos(\Phi) \quad (\text{I.35})$$

où l'on a noté $\Phi = \bar{\delta} T_R$ la phase de l'interféromètre, avec $\bar{\delta} = \omega_R - \omega_0 - \bar{\delta}_0$ le désaccord moyen. Le contraste ou l'offset dépendent des inhomogénéités de δ ainsi que du couplage et de ses inhomogénéités.

Mesure de la phase Pour mesurer la phase de l'interféromètre on se place tout d'abord au niveau de la frange centrale. Il suffit, pour l'identifier, de tracer différents interférogrammes de durées différentes car l'inter-frange est alors modifiée et seule la position de la frange centrale reste inchangée. (Toutefois, l'influence du DLD Raman sur la position de la frange centrale diminue avec la durée de l'interféromètre, on tâchera donc de comparer des interférogrammes où $\tau \ll T$ et où la fréquence centrale n'est pas modifiée par le DLD Raman). Ensuite, on mesure alternativement la probabilité de transition à mi-frange, sur les flancs droit et gauche de cette frange centrale à des fréquences Raman que l'on appellera ω^+ et ω^- (voir figure I.10). On réalise la mesure à mi-frange, là où la sensibilité est maximale (voir section III.2.1). Lorsque la différence δP entre ces deux mesures est nulle, la moyenne $\bar{\omega}$ est égale à la fréquence centrale ω_c . δP sert alors de signal d'erreur pour asservir les fréquences Raman ω^+ et ω^- de sorte que $\delta_\omega = \omega_c - \bar{\omega} = 0$. On a alors mesuré la différence moyenne d'énergie entre les deux états de l'interféromètre : $\Delta E = \hbar \omega_c = \hbar \frac{\omega_R^+ + \omega_R^-}{2}$.

Les différents types d'interféromètre

Nous allons maintenant décrire les différents interféromètres utilisés dans l'expérience, qui en fonction de leur géométrie, mettent en jeu différents états internes et externes. Nous présenterons à chaque fois les niveaux d'énergie mis en jeu ainsi que la phase de l'interféromètre de l'équation I.35.

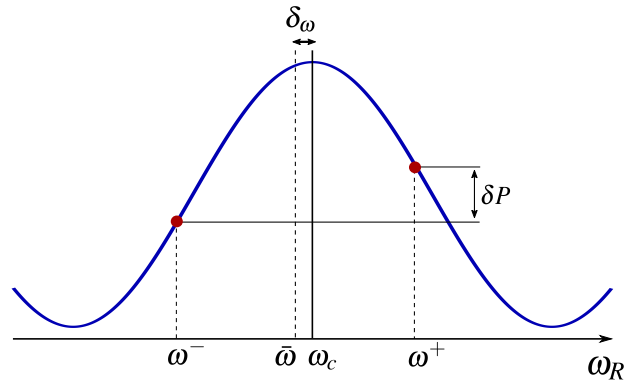


FIGURE I.10 – Mesure de la phase en asservissant la fréquence centrale.

Horloge L'interféromètre le plus simple que nous réalisons est une horloge piégée : nous interrogeons la transition d'horloge de fréquence ν_{HFS} entre les deux états internes d'un atome à l'aide d'impulsions micro-ondes (MW) qui ne couplent pas les états externes. La phase de cet interféromètre s'écrit :

$$\Phi_{\text{clock}} = 2\pi \times (\nu_{\text{MW}} - \nu_{\text{HFS}}) \times T \quad (\text{I.36})$$

où T est la durée de l'interféromètre.

La figure I.11a présente la séquence d'impulsions utilisée pour réaliser cet interféromètre ainsi que les niveaux d'énergie mis en jeu. La même horloge peut évidemment être réalisée avec des impulsions Raman. Sa version symétrisée est représentée sur la figure I.11b. La phase de l'interféromètre est alors indépendante des niveaux d'énergie mis en jeu et il faudra balayer la phase d'une impulsion laser pour observer des franges. Nous utiliserons ce type d'interféromètre (qui ne mesure ni la fréquence d'horloge ni aucune force) pour notre étude des bruits au chapitre III.

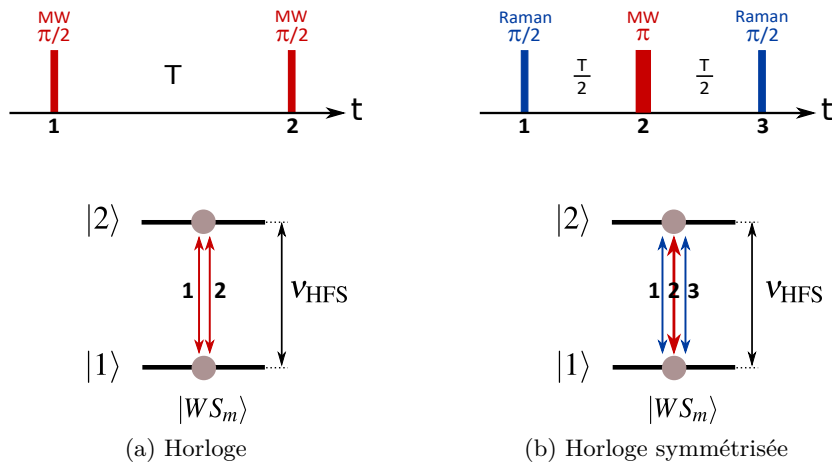


FIGURE I.11 – Interféromètre de type horloge de Ramsey : séquence d'impulsions et niveaux d'énergie mis en jeu.

Interféromètre Ramsey-Raman (RR) En réalisant des transitions Raman, nous pouvons réaliser un interféromètre à bras spatialement séparés. On est ainsi sensible au gradient vertical de potentiel. Les deux états mis en jeux sont séparés de la fréquence d'horloge plus un multiple de la fréquence de Bloch et la phase de l'interféromètre s'écrit :

$$\Phi_{RR}(\Delta l) = 2\pi \times (\nu_R - \nu_{\text{HFS}} - \Delta l \nu_B) \times T \quad (\text{I.37})$$

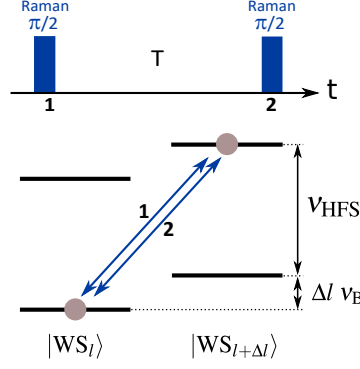


FIGURE I.12 – Interféromètre Ramsey-Raman (RR) : séquence d'impulsions et niveaux d'énergie mis en jeux.

Interféromètres Ramsey-Raman symétrique (RRS) Une des limitations à la sensibilité de la mesure interférométrique est l'amortissement du contraste (voir chapitre III). L'une des causes de cet amortissement est un déphasage inhomogène : pour chaque atome, la phase de l'interféromètre varie légèrement car il est soumis à un environnement différent. Ce déphasage inhomogène peut être compensé par la symétrisation de l'interféromètre. Celle-ci est similaire à la technique de l'écho de spin, bien connu en résonance magnétique nucléaire (RMN) [107]. Nous l'implémentons ici en ajoutant des impulsions MW, aux temps $\frac{T}{4}$ et $\frac{3T}{4}$, comme représenté sur la figure I.13. Les atomes passent alors autant de temps dans les deux états internes. La phase de l'interféromètre ne dépend donc plus de la fréquence ν_{HFS} et on devient ainsi insensible aux inhomogénéités de la fréquence d'horloge (due par exemple à une inhomogénéité de déplacement lumineux différentiel) :

$$\Phi_{RRS}(\Delta l) = 2\pi \times (\nu_R - \nu_{\text{MW}} - \Delta l \nu_B) \times T \quad (\text{I.38})$$

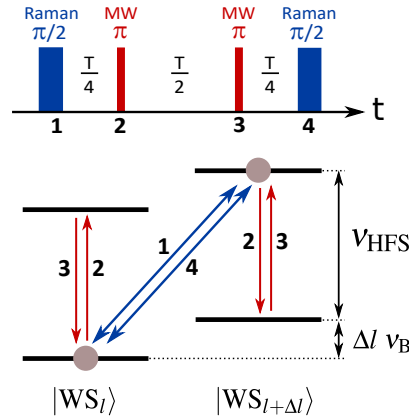


FIGURE I.13 – Interféromètre Ramsey-Raman Symétrique (RRS) : séquence d'impulsions et niveaux d'énergie mis en jeux.

- Une dernière géométrie visant à augmenter la séparation entre les bras de l'interféromètre et que nous nommons interféromètre multi- π sera détaillé section III.6.

I.4 Historique de l'expérience et résultats préliminaires

I.4.1 Spectroscopie des états de Wannier-Stark

En 2011 sont publiés les premiers résultats de spectroscopie des états de Wanniers-Stark sur ForCa-G [108]. Deux spectres réalisés à deux profondeurs différentes du réseau sont présentés sur la figure I.14. On peut y voir les transitions entre états de Wannier-Stark séparés de Δ_l allant de -9 à 9 puits. Les pics sont bien espacés de 569 Hz (voir équation I.27). La durée de l'impulsion Raman $\tau = 10$ ms est inférieure à la durée d'une impulsion π pour toutes les transitions. L'amplitude des pics augmente donc avec le couplage donné par l'équation I.31. L'amplitude relative entre les différents pics permet alors de déterminer la profondeur du réseau à l'aide de la figure I.6 : en haut $1,6 E_{\text{rec}}$ et en bas $3,9 E_{\text{rec}}$.

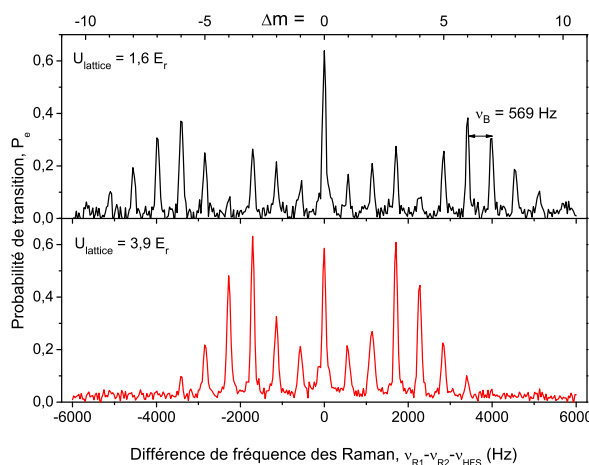
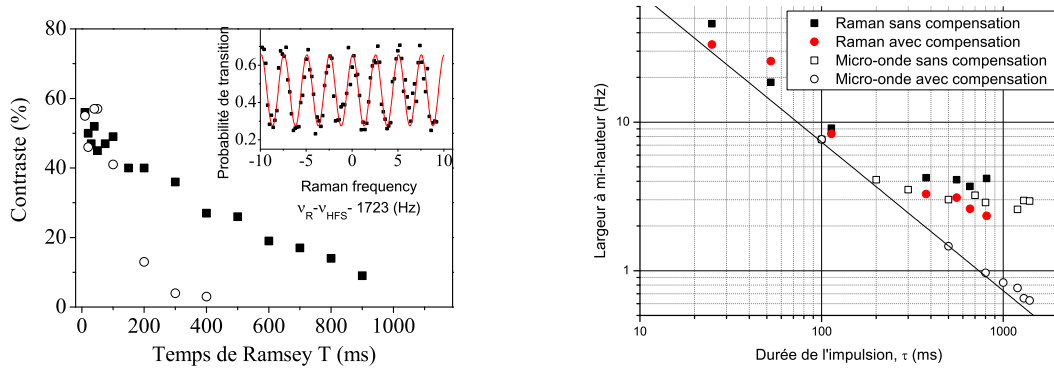


FIGURE I.14 – Tirée de [108]. Spectres Raman pour deux profondeurs du réseau : en haut $1,6 E_{\text{rec}}$ et en bas $3,9 E_{\text{rec}}$.

I.4.2 Faisceau de compensation du déplacement lumineux différentiel

Les lasers de piégeages induisent un déplacement lumineux différentiel (DLD). La principale source de DLD est le laser de confinement transverse (voir section II.4.4) qui induit un DLD négatif. Comme nous l'avons évoqué plus haut (voir section I.3.3), les inhomogénéités de déplacement en fréquence induisent une perte de cohérence de l'ensemble atomique et une chute du contraste. Un faisceau de compensation fut alors mis en place pour compenser ce DLD et ses inhomogénéités. Le mode de ce faisceau est soigneusement superposé à celui du confinement transverse. Pour que le DLD induit soit positif, le laser de compensation est désaccordé dans le rouge pour la transition $|5S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$ et dans le bleu pour $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$. La figure I.15a présente le gain sur le contraste de cette compensation. Une puissance de quelques dizaines de nW permettait alors de compenser un DLD moyen de -4 Hz. Les inhomogénéités du DLD se traduisent aussi par un élargissement des raies. La figure I.15b présente la mesure de la largeur de raie à mi-hauteur en fonction de la durée de l'interféromètre, pour des transitions Raman ou micro-onde (MW).

L'utilisation de la géométrie symétrisée de l'interféromètre (voir figure I.13) est une méthode plus simple pour lutter contre les déphasages inhomogènes et nous n'utilisons plus ce faisceau de compensation.



(a) Tirée de [108]. Contraste de l'interféromètre en fonction de la durée T de l'interféromètre. Les cercles (les carrés noirs) correspondent à la mesure sans (avec) le faisceau de compensation du déplacement lumineux. L'encart présente un motif de franges typique pour $T = 400$ ms.

(b) Tirée de [106]. Largeur de raie à mi-hauteur avec ou sans le faisceau de compensation. Les transitions Raman (MW) couplent des états de WS séparés de $\Delta_l = 3$ (0) puits. La droite continue indique la limite de Fourier sur la largeur à mi-hauteur.

FIGURE I.15 – Effet du faisceau de compensation du déplacement lumineux différentiel.

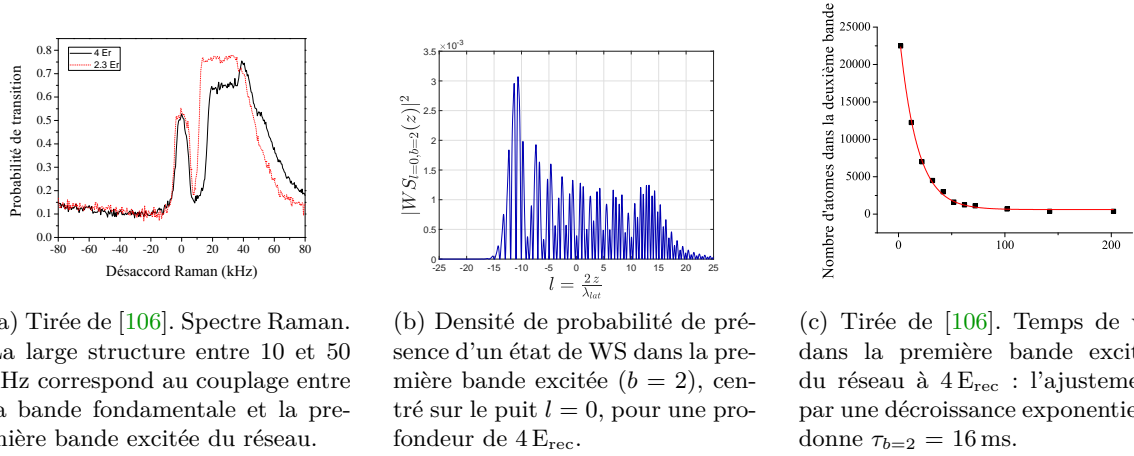
I.4.3 Temps de vie dans la première bande excitée

Lorsque nous avons défini la base des états propres de Wannier-Stark section I.3.1, nous nous sommes restreints à la bande fondamentale du réseau (la première bande de Bloch) en argumentant que le temps de vie dans les bandes excitées était suffisamment faible devant les échelles de temps de l'expérience. Ce temps de vie fut étudié dans [106] ainsi que dans la thèse de Bruno Pelle [16]. Sur la figure I.16a, on peut voir un spectre Raman avec des désaccords allant jusqu'à quelques dizaines de kHz. La très large raie que l'on observe entre 10 et 50 kHz correspond à la transition depuis la bande fondamentale vers la première bande excitée. On peut calculer qu'à une profondeur de $4 E_{\text{rec}}$, la différence de fréquence entre les deux premières bandes est d'environ 25 kHz. D'autre part l'état de Wannier-Stark dans la bande excitée est bien plus délocalisé et s'étale sur une trentaine de puits (voir figure I.16b). On pourra donc réaliser un couplage vers la bande excitée avec des séparations spatiales allant jusqu'à environ ± 30 puits soit $\pm \sim 15$ kHz, d'où la largeur de cette raie. L'asymétrie du spectre, autrement dit l'absence de raie à -25 kHz, montre que la bande excitée n'est pas peuplée.

Sur la figure I.16c est présenté le temps de vie dans cette bande excitée. On commence par transférer 60% des atomes, avec un désaccord Raman de 30 kHz, depuis la bande fondamentale et l'état interne $|F = 1\rangle$ vers la bande excitée et l'état interne $|F = 2\rangle$. On a réalisé un étiquetage par l'état interne, détecté par fluorescence. Le nombre d'atomes est mesuré en fonction du temps de piégeage et un ajustement par une décroissance exponentielle permet d'extraire le temps de vie de 16 ms à une profondeur de $4 E_{\text{rec}}$. Le temps de vie dans la bande excitée calculé dans la thèse de Sophie Pélisson [104] à partir du taux de perte Landau-Zener est de l'ordre de 5 ms. On attendra toujours une centaine de ms de piégeage dans le réseau avant de commencer nos interféromètres.

I.4.4 Niveaux vibrationnels transverses

Si les faisceaux Raman et le laser de confinement transverse ne sont pas parfaitement alignés, les transitions Raman peuvent coupler entre eux les différents états vibrationnels du confinement transverse. La figure I.17a présente un spectre de ces niveaux transverses. Le couplage entre les niveaux vibrationnels disparaît en ajustant l'alignement des faisceaux



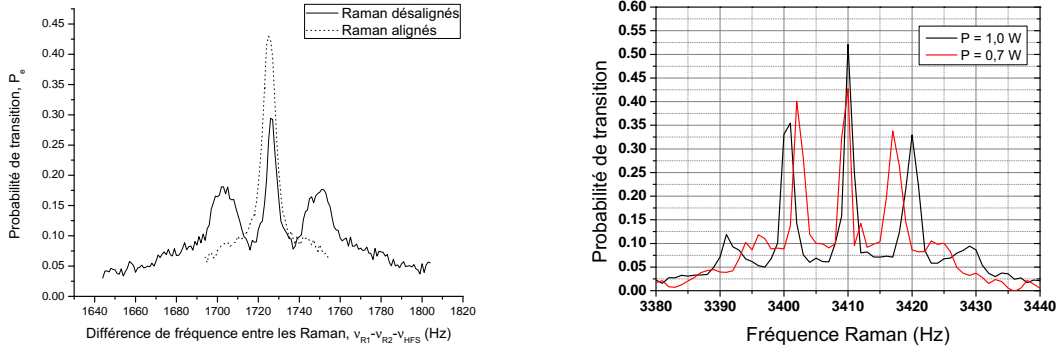
(a) Tirée de [106]. Spectre Raman. La large structure entre 10 et 50 kHz correspond au couplage entre la bande fondamentale et la première bande excitée du réseau.

(b) Densité de probabilité de présence d'un état de WS dans la première bande excitée ($b = 2$), centré sur le puit $l = 0$, pour une profondeur de $4 E_{\text{rec}}$.

(c) Tirée de [106]. Temps de vie dans la première bande excitée du réseau à $4 E_{\text{rec}}$: l'ajustement par une décroissance exponentielle donne $\tau_{b=2} = 16$ ms.

FIGURE I.16 – Première bande excitée du réseau.

Raman. La figure I.17b montre la même mesure réalisée plus récemment lors du remontage de l'expérience (voir section II.8). Une mesure du déplacement lumineux différentiel nous indique un waist d'environ $300 \mu\text{m}$. Pour des puissances de $0,7 \text{ W}$ et 1 W , la fréquence radiale du piège vaut alors, dans le cadre de l'approximation harmonique, respectivement 9 Hz et 11 Hz . On mesure 7 et 10 Hz (figure I.17b). On peut sans doute expliquer cette différence par la non validité de l'approximation harmonique, le confinement transverse étant ici relativement faible (voir section III.2.2).



(a) Tirée de [106]. Spectre Raman pour la transition $\Delta_l = 3$ puits pour des faisceaux Raman alignés (courbe pointillée) ou désalignés (courbe continue).

(b) Spectre Raman pour la transition $\Delta_l = 6$ puits, pour deux puissances du laser de confinement transverse avant son alignement fin.

FIGURE I.17 – Niveaux vibrationnels transverses

I.4.5 Interféromètres de Ramsey avec des états de Wannier-Stark

En 2013 est démontrée la première mesure interférométrique de précision avec les états de Wannier-Stark [109]. La figure I.18 présente les résultats obtenus avec un interféromètre Ramsey-Raman (voir figure I.12) à une profondeur de $3,9 E_{\text{rec}}$. L'enveloppe correspond au spectre de la figure I.14. L'encart de la figure nous permet de distinguer les franges de Ramsey.

Une étude de la sensibilité ainsi que de l'exactitude est réalisée. Une première mesure est réalisée avec un interféromètre RR en calculant la demi-différence entre les transitions

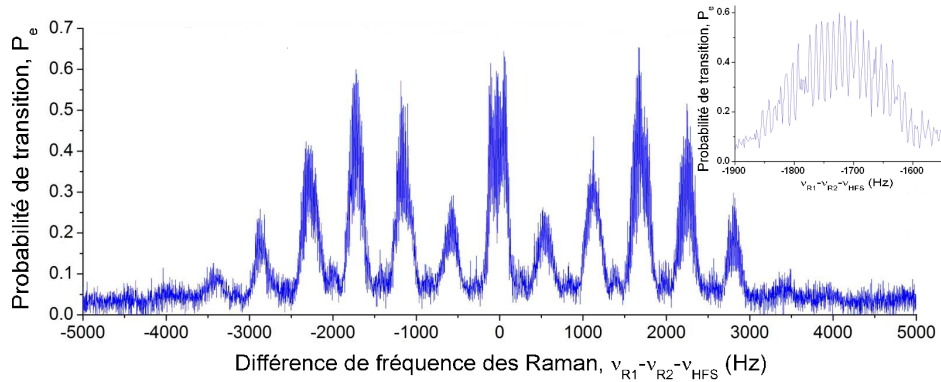
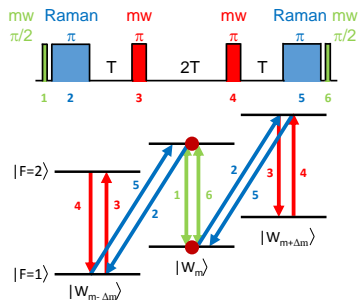


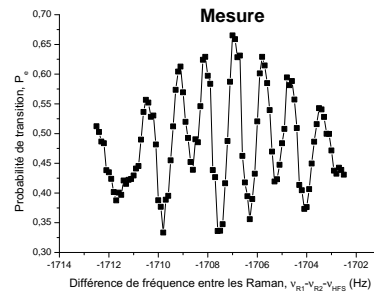
FIGURE I.18 – Tirée de [109]. Franges de Ramsey pour une profondeur du réseau de $3,9 E_{\text{rec}}$ avec des durées d'impulsion $\tau_R = 5$ ms et un temps de Ramsey $T = 100$ ms. L'encart est un agrandissement des franges pour la transition $\Delta_l = 3$ puits.

$\Delta_l = \pm 7$ et la meilleure sensibilité relative à 1 s obtenue est alors de $2,1 \cdot 10^{-5}$. Une seconde géométrie, appelée interféromètre accordéon, permettant une symétrisation afin de rejeter les effets d'horloges indésirables est évaluée (voir figure I.19).

Tout comme le RRS (voir I.13), cet interféromètre n'est sensible qu'au gradient de potentiel vertical. À cause de l'imperfection des impulsions Raman, cette géométrie comprend des interféromètres parasites qui limitent le contraste. C'est pourquoi nous lui préférons maintenant la géométrie RRS. La meilleure sensibilité relative à 1 s obtenue à l'époque avec cet interféromètre était de $9,1 \cdot 10^{-6}$.



(a) Schéma de l'interféromètre.



(b) Franges typiques obtenues. $\tau = 140$ ms et $T = 65$ ms.

FIGURE I.19 – Tirée de [109]. Interféromètre "accordéon".

I.4.6 Interféromètre multi-ondes

Une autre géométrie fut réalisée en 2013, appelée interféromètre multi-ondes [110]. La séquence expérimentale est représentée sur la figure I.20a : une première impulsion Raman courte (de $200 \mu\text{s}$) et donc spectralement large (plusieurs ν_B) transfère un état de WS initial vers une superposition cohérente d'états de WS, puis une impulsion d'un faisceau pousseur (le "blow away" sur la figure) permet d'éliminer du piège les atomes restés dans l'état initial, enfin après un temps T d'évolution libre, une seconde impulsion Raman permet la recombinaison.

L'interférogramme est donc le résultat de l'interférence de ces multiples états de Wannier-Stark, de ces multiples ondes. Ces multiples interférences entre des états séparés de Δ_l puits ont des fréquences multiples de la fréquence de Bloch ($\Delta_l \nu_B$). La figure I.20b présente la

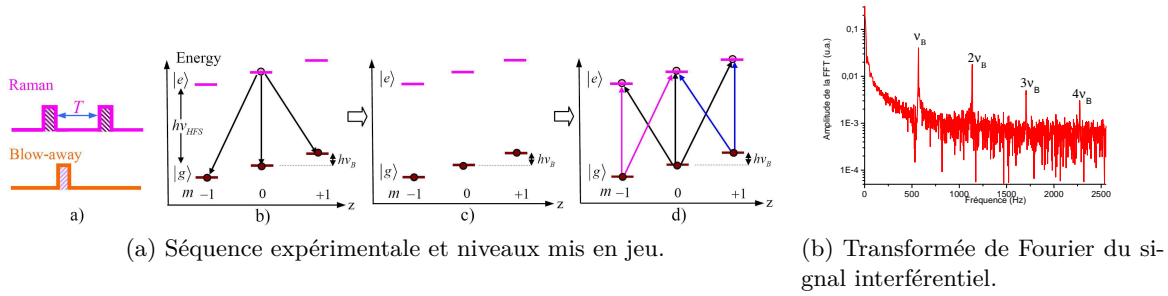
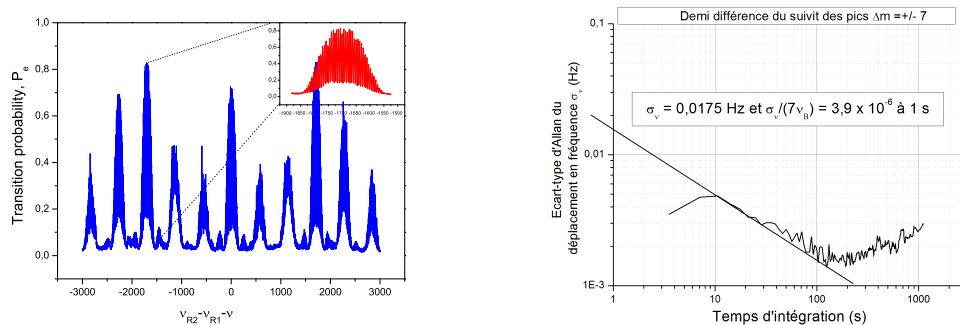


FIGURE I.20 – Tirée de [110]. Interféromètre "multi-ondes".

transformée de Fourier d'un tel interférogramme où l'on retrouve bien les fréquences multiples de fréquence de Bloch. La meilleure sensibilité relative, d'une mesure à mi-frange, obtenue avec un tel interféromètre (avec comme paramètre optimaux $T = 270$ ms et $\nu_R = \nu_{\text{HFS}} + 8\nu_B$) est de $1,5 \cdot 10^{-4}$ à 1 s.

I.4.7 Meilleures performances avec des atomes froids et dilués

En 2015 est publié le résultat de la mesure avec l'interféromètre RRS (figure I.13). La sensibilité relative est largement améliorée et atteint $3,9 \cdot 10^{-6}$ à 1 s [111]. Cette amélioration est due à l'utilisation de la géométrie RRS et surtout à une forte réduction du bruit de détection. L'amélioration du système de détection est décrit dans la thèse d'Adèle Hilico [105]. On peut aussi noter comme modification importante le changement du désaccord des lasers Raman de 3 GHz à 300 GHz afin de réduire les inhomogénéités dues au DLD Raman et l'émission spontanée depuis le niveau excité.



(a) Franges de Ramsey pour une profondeur du réseau de $3,9 E_{\text{rec}}$ avec des durées d'impulsion $\tau_R = 10$ ms et un temps de Ramsey $T = 150$ ms. L'encart est un agrandissement des franges pour la transition $\Delta_l = -3$ puits.

(b) Ecart-type d'Allan des fluctuations de la demi-différence des fréquences pour les transitions avec $\delta_l = \pm 7$ puits à une profondeur de $1,7 E_{\text{rec}}$ avec des durées d'impulsion $\tau_R = 10$ ms et un temps de Ramsey $T = 900$ ms.

FIGURE I.21 – Tirée de [111]. L'interféromètre RRS avec des atomes froids.

Une étude de l'exactitude de cette mesure a permis de détecter un biais dépendant de la puissance du laser de confinement transverse. En effet la variation de puissance du faisceau gaussien le long de l'axe vertical induit un gradient de potentiel vertical parasite et donc un champ de force parasite : les atomes sont attirés vers le waist. Si les atomes sont au dessus du waist, on aura ainsi un biais positif sur la fréquence de Bloch mesurée. Plus la puissance du laser est élevée plus ce biais est important. C'est ce qu'on peut voir sur la figure I.22a.

De plus cette force parasite varie en s'éloignant du waist et n'est pas homogène sur l'ensemble du nuage, qui était alors millimétrique. L'inhomogénéité de cette force parasite est donc aussi responsable d'une chute de contraste. C'est ce qu'on peut constater sur la figure I.22b qui montre la dépendance du taux de décroissance du contraste en fonction de la puissance du confinement transverse pour différentes positions du nuage. Un positionnement soigneux du waist au niveau des atomes permet de diminuer le biais de la mesure et d'améliorer le contraste de l'interféromètre.

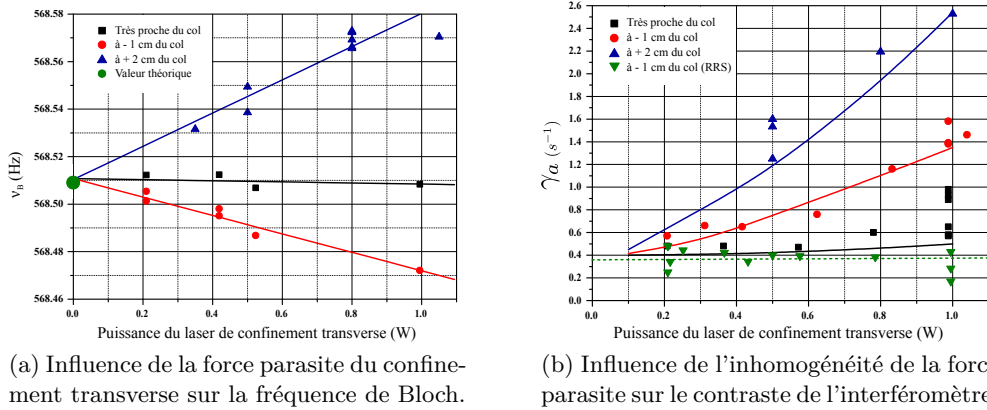


FIGURE I.22 – Tirée de [111]. Force verticale parasite induite du laser de confinement transverse.

La mesure de la fréquence de Bloch avec des atomes froids et dilués a encore été améliorée pendant la thèse de Cyrille Solaro [112] jusqu'à une sensibilité relative de $1,8 \cdot 10^{-6}$ à 1 s (voir figure III.9). L'état de l'art pour la sensibilité relative sur la mesure de la fréquence de Bloch est à $1,5 \cdot 10^{-6}$ à 1 s [113].

I.4.8 Compétition entre l'auto-synchronisation des spins et l'écho de spin

Un pas de plus a été réalisé vers la mesure d'une force à courte distance grâce à l'installation d'un piège dipolaire optique pour implémenter un refroidissement évaporatif afin d'améliorer la résolution spatiale du capteur. Nous détaillerons quelque peu l'évaporation dans la section II.3 et définirons clairement la résolution de notre capteur section III.1. Retenons ici qu'à la fin de la séquence d'évaporation, la densité du nuage a augmenté de plusieurs ordres de grandeur et atteint les 10^{12} at/cm³. Dans un tel régime de densité, les interactions atomiques deviennent suffisamment importantes pour influencer sur la dynamique des spins et peuvent notamment conduire, dans un interféromètre, au phénomène d'auto-synchronisation des spins (SSR pour Spin Self-Rephasing) qui compense leur déphasage. L'étude de cette dynamique des spins s'avère non triviale et cette dernière peut engendrer des effets surprenants si l'on ajoute des impulsions de symétrisation. C'est ce à quoi nous nous sommes intéressés au début de ma thèse et que nous avons étudié dans [114], pour des interféromètres de Ramsey réalisés dans le piège dipolaire optique harmonique.

Pour plus de détails sur le mécanisme du SSR, on pourra se référer aux rappels effectués dans la thèse de Cyrille Solaro [112]. Nous ne donnerons ici que quelques brèves explications. Dans le cas d'un gaz non dégénéré, les collisions à trois corps peuvent être négligées, la dynamique dépend seulement de collisions binaires et peut être décrite par l'équation cinétique de Boltzmann qui décrit la dynamique d'un gaz hors équilibre. On utilisera dans le cas d'un gaz quantique les sections efficaces quantiques calculées à partir de la théorie de la diffusion. L'indiscernabilité des particules impose l'utilisation du postulat de symétrisation qui traduit

une interférence constructive dans le cas de bosons et destructive dans le cas de fermions entre deux trajectoires possibles lors d'une collision. En 1982, Lhuillier et Laloë étudient l'effet de ces interférences lors de collisions binaires sur l'orientation des spins (ils considèrent toutefois une diffusion indépendante du spin) : en présence de degrés de liberté internes, l'indiscernabilité n'est que partielle, et les interférences partielles conduisent alors à une rotation des spins autour de leur somme. Ils nomment ce phénomène "effet de rotation des spins identiques" (ISRE pour Identical Spins Rotation Effect) [115]. On trouvera une généralisation pour une diffusion dépendante de l'orientation des spins dans [116].

Dans certaines conditions, ce phénomène d'ISRE conduit à la resynchronisation des spins (SSR). Dans notre cas nous assimilons les états internes de spins aux niveaux internes du ^{87}Rb $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$. L'ISRE repose sur les collisions d'échange dont le taux s'exprime $\omega_{ex} = 4\pi\hbar\frac{a_{12}}{m}\bar{n}$ (où a_{12} est la longueur de diffusion entre deux particules dans les états internes $|1\rangle$ et $|2\rangle$ et où \bar{n} est la densité atomique moyenne). Dans le cas du ^{87}Rb , les trois longueurs de diffusion a_{11} , a_{22} et a_{12} sont très proches et on pourra ainsi exprimer un unique taux de collisions, dites latérales, responsables de la relaxation des spins $\gamma_c \approx 4\pi a_{12}^2 \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ [116]. De plus, on écrira Δ_0 le taux de déphasage lié aux inhomogénéités du système. Nous remplissons trois conditions dans notre système, nécessaires à l'observation du SSR dans nos interféromètres de Ramsey. Tout d'abord nous explorons le régime dit de Knudsen où les atomes oscillent de nombreuses fois dans le piège avant de subir une collision latérale $\omega_{trap} \gg \gamma_c$. Ensuite, le taux de collisions d'échange responsables du "rephasage" est supérieur au déphasage inhomogène $\omega_{ex} > \Delta_0$. Enfin le taux de collisions latérales est très petit devant le taux d'échange $\gamma_c \ll \omega_{ex}$.

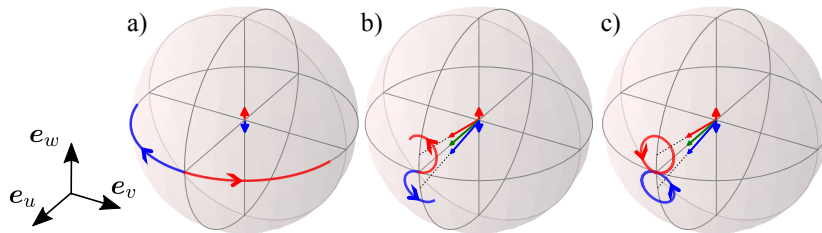


FIGURE I.23 – Tirée de [112]. Dynamique des spins et SSR représenté sur la sphère de Bloch en se plaçant dans le référentiel tournant du spin moyen.

Le modèle utilisé dans [114] (voir aussi [117, 118, 119]) permet de décrire complètement la dynamique des spins. Une vision simplifiée à deux macro-spins, représentée sur la figure I.23, permet une interprétation aisée du SSR. Sur la sphère de Bloch, après une impulsion $\frac{\pi}{2}$, le spin moyen précesse sur l'équateur. Dans le référentiel tournant de ce spin moyen, nos deux macro-spins tournent alors dans des sens opposés à cause des inhomogénéités Δ_0 et les deux classes d'atomes se déphasent (image a). L'ISRE induit une rotation des spins autour de leur somme et les deux macrospins tournent maintenant autour d'un champ effectif qui comprend l'inhomogénéité Δ_0 et l'ISRE (image b). Si le taux de collision d'échange ω_{ex} est assez grand devant Δ_0 , les deux macro-spins se rephasent (image c). Cette resynchronisation des spins permet d'atteindre de très longs temps de cohérence comme cela a pu être observé dans un piège magnétique [119] (58 s) ou optique [120] (21 s).

Nous avons étudié dans [114] la dynamique des spins dans un tel régime en présence d'une impulsion de symétrisation. La dynamique des macro-spins introduits précédemment est représentée sur la figure I.24a. L'impulsion de symétrisation réalisée au temps $\frac{T}{2}$ de l'interféromètre induit une rotation d'un angle π autour du spin moyen et correspond en l'absence de SSR à une inversion du temps et à l'écho de spin. En présence de SSR, les deux effets

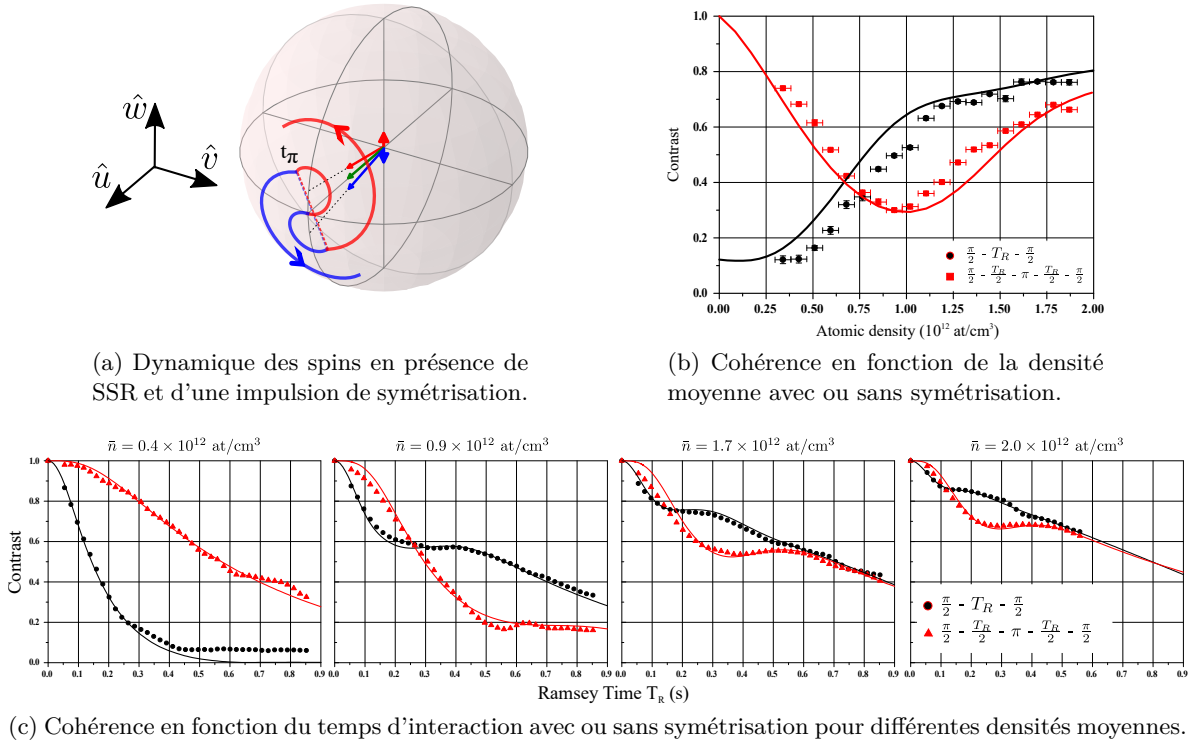


FIGURE I.24 – Tirée de [114]. Compétition entre le SSR et l'écho de spin.

s'accumulent et la symétrisation peut en fait accentuer le déphasage. Une impulsion de symétrisation effectuée à la moitié de la période de resynchronisation du SSR induit le plus grand déphasage et correspond au cas le plus défavorable.

La figure I.24b présente une mesure de la cohérence de l'ensemble atomique via le contraste de l'interféromètre en fonction de la densité atomique pour une durée d'interféromètre de 400 ms. Sans symétrisation (courbe noire), la cohérence augmente avec la densité puisque ω_{ex} augmente avec la densité. Nous avons mis en évidence le SSR. Avec la symétrisation (courbe rouge), nous observons une étonnante dépendance non monotone du contraste avec la densité. Aux faibles densités, donc en absence de SSR, la symétrisation induit l'écho de spin et restaure le contraste, mais lorsque la densité augmente, la période de resynchronisation du SSR diminue et ce dernier perturbe l'écho. La densité de 10^{12} at/cm³ correspond au cas le plus défavorable décrit précédemment où l'impulsion de symétrisation a lieu à la demi-période du SSR. Pour une densité double de $2 \cdot 10^{12}$ at/cm³, l'impulsion arrive alors à une période complète de resynchronisation et n'a alors plus aucun effet. Dans le modèle représenté par les courbes continues, ω_{ex} , Δ_0 et γ_c sont trois paramètres ajustables auxquels un facteur correctif est appliqué par rapport aux valeurs théoriques attendues (voir [117, 112]).

Sur la figure I.24c, nous étudions cette fois la cohérence en fonction de la durée de l'interféromètre. Sans symétrisation (en noir), pour les densités les plus élevées et un fort SSR, nous observons clairement une résurgence du contraste correspondant à la période de resynchronisation du SSR tandis qu'avec la symétrisation (en rouge), le contraste est bien minimal pour une impulsion réalisée à la demi-période de resynchronisation. Le modèle reproduit ici encore correctement la dynamique non monotone de l'ensemble de spins.

I.4.9 Densité magique en présence de SSR

Nous avons continué cette étude des interactions, dans ce nouveau régime de densité, dans le réseau optique, toujours sans séparation. Nous avons remarqué l'existence d'un point de fonctionnement particulier où la phase de l'interféromètre devient insensible aux fluctuations de densité. Nous parlons de *densité magique*, par analogie avec le champ magnétique magique ([121, 122]) ou avec la longueur d'onde magique [123]. Cette étude a donné lieu à la rédaction d'un article, en cours de publication [124].

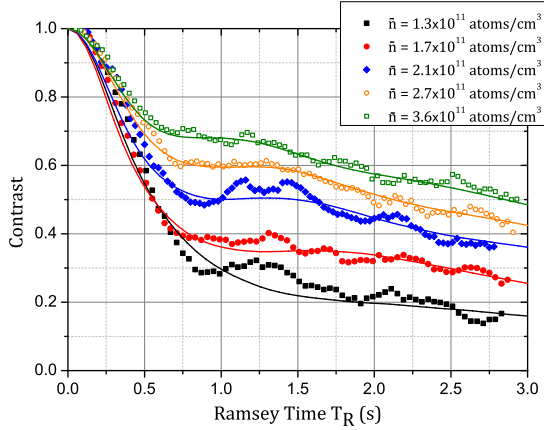


FIGURE I.25 – Tirée de [124]. Évolution du contraste avec T pour différentes densités.

Tout d'abord nous étudions le mécanisme du SSR dans le potentiel périodique. La figure I.25 présente la décroissance du contraste avec la durée de l'interféromètre pour différentes densités. Comme dans la section précédente, grâce au mécanisme de SSR, la décroissance est réduite pour les plus fortes densités et ces mesures nous indiquent que cet effet est toujours présent dans le réseau. Cependant nous n'observons pas ici de nette résurgence du contraste. Le même modèle nous permet d'ajuster les mesures mais nous considérons cette fois-ci que la dynamique est 2D en raison du fort confinement dans la direction longitudinale. Cette approche permet de reproduire le comportement des données et d'extraire les paramètres ω_{ex} , Δ_0^{AC} , Δ_0^{MF} et γ_c .

L'existence de cette densité magique repose sur un effet conjoint du SSR, du déplacement collisionnel $\delta_\nu^{0,MF}$ et de la dérive de la fréquence due aux inhomogénéités $\delta_\nu(T)$ ⁵.

La figure I.26 présente les mesures (en haut) et simulations (en bas) du déplacement en fréquence en fonction de la durée de l'interféromètre T (à gauche) et de la densité (à droite). On constate que dans notre configuration, aux temps suffisamment longs, le déplacement en fréquence atteint un plateau, à la même fréquence, pour les trois densités présentées. La densité magique est donc maintenue pour tous les temps de Ramsey supérieurs à une seconde. Sur l'autre courbe, on constate qu'aux temps courts, le déplacement collisionnel domine, tandis que pour tous les $T > 1$ s, on observe un très net plateau autour d'une densité de $\bar{n} = 2.10^{11}$ at/cm³. Dans les simulations, les paramètres extraits des ajustements de la figure I.25 sont utilisés. Elles expliquent bien les tendances générales et le comportement du biais en fonction de T et de la densité mais l'accord quantitatif est imparfait.

5. $\delta_\nu(T) = \delta_\nu^0 + \frac{2}{2\pi T} \arctan(\Delta_0 T)$ où δ_ν^0 et Δ_0 comportent principalement dans notre cas une composante issue du déplacement collisionnel et une issue du déplacement lumineux du confinement transverse. Δ_0 augmente avec les inhomogénéités.

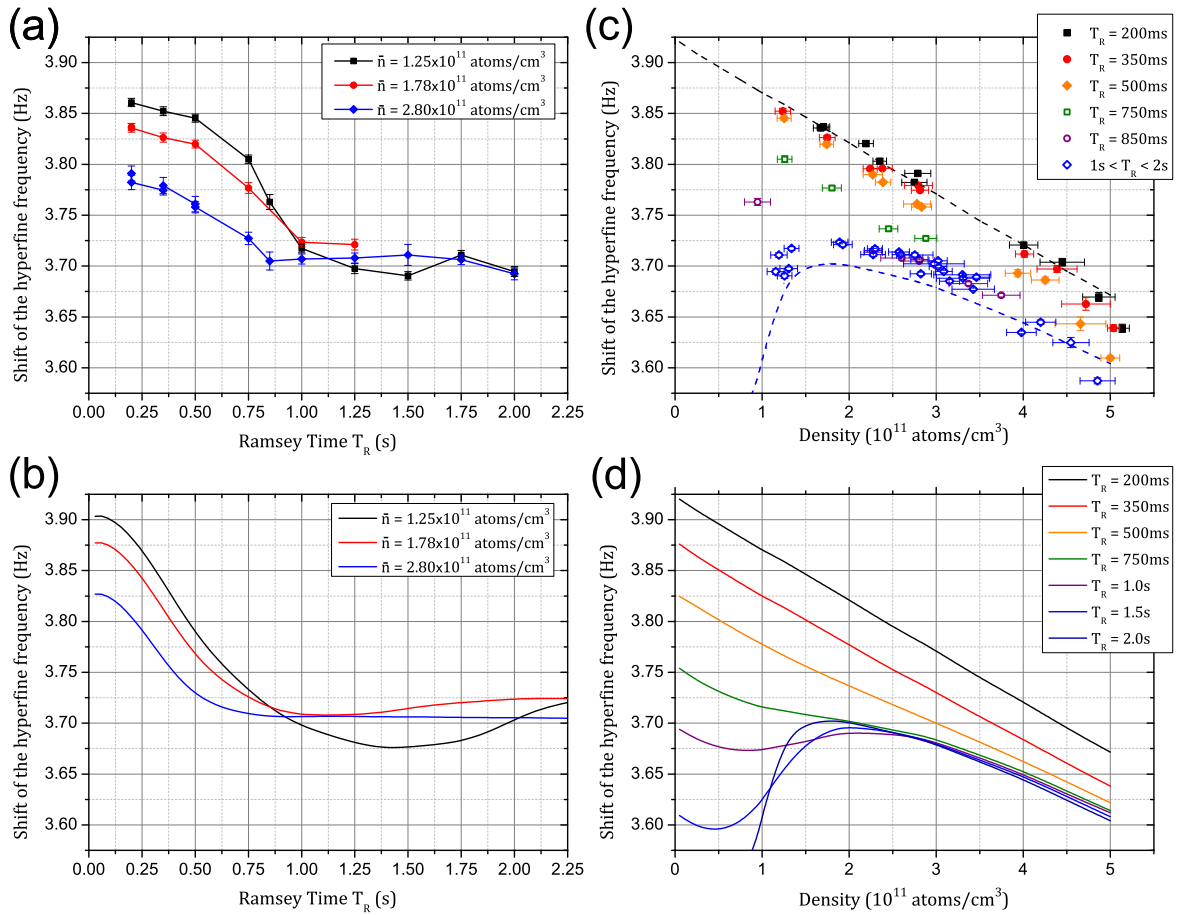


FIGURE I.26 – Tirée de [124]. (a) Déplacement en fréquence en fonction du temps de Ramsey pour trois densités avec (b) les simulations correspondantes. (c) Déplacement en fréquence en fonction de la densité pour différents temps de Ramsey avec (d) les simulations correspondantes.

L'utilisation d'un tel point de fonctionnement permet d'augmenter la sensibilité et la stabilité du capteur puisqu'il devient insensible aux fluctuations de densité. Il serait alors intéressant de déplacer cette densité magique aux fortes densités, afin d'augmenter le nombre d'atomes de la mesure et réduire le bruit de détection. Pour augmenter la valeur de la densité magique, il faut augmenter les inhomogénéités, ce qui entraîne une dégradation du contraste. Il s'agit alors, pour optimiser la stabilité de la mesure, de trouver le bon compromis entre un bruit de détection plus faible et une perte de contraste plus importante.

Dispositif expérimental

Le projet ForCa-G a commencé en 2009 et depuis le dispositif expérimental évolue et a connu de nombreux changements et améliorations. La version actuelle de l'expérience et ses dernières modifications sont décrites dans ce chapitre. Nous ferons ici plusieurs fois référence aux travaux des étudiants précédents et à leurs descriptions plus détaillées de différentes parties de l'expérience, en particulier les thèses de Bruno Pelle [16] dans laquelle on trouvera une description de la première version de l'expérience, d'Adèle Hilico [105] où est notamment décrit le remplacement de l'enceinte à vide, une modification du MOT-3D et la modification du système de détection, et de Cyrille Solaro [112] avec l'implémentation du piège dipolaire optique pour le refroidissement évaporatif et le deuxième système de détection par imagerie.

Sommaire

II.1 Lasers et séquence expérimentale	32
II.1.1 Séquence expérimentale	32
II.1.2 Les lasers	32
II.2 Le piège Magnéto-Optique	37
II.3 Le refroidissement par évaporation	37
II.3.1 Le montage et la rampe	37
II.3.2 Condensat de Bose-Einstein	40
II.4 Le réseau optique vertical et le piège mixte	42
II.4.1 Le réseau	42
II.4.2 Imagerie des oscillations de Bloch	43
II.4.3 Pertes Landau-Zener et interférences macroscopiques	44
II.4.4 Le piège mixte	45
II.5 L'interrogation	45
II.5.1 Polarisation	45
II.5.2 Les transitions Raman	46
II.5.3 Antenne micro-onde	46
II.6 La détection	47
II.6.1 Imagerie par absorption	47
II.6.2 Fluorescence après temps de vol	48
II.6.3 Fluorescence in situ	48
II.7 Le Super-Réseau	50
II.8 La nouvelle enceinte à vide	50

II.1 Lasers et séquence expérimentale

II.1.1 Séquence expérimentale

La séquence expérimentale est résumée sur la figure II.1. Les différentes phases sont détaillées dans la suite de ce chapitre. Nous réalisons tout d'abord un piège magnéto-optique à partir duquel nous chargeons un piège dipolaire optique utilisé pour réaliser un refroidissement par évaporation. Nous transférons ensuite notre nuage d'atomes ultra-froids dans le piège mixte constitué du réseau vertical vert et du confinement transverse infra-rouge. Nous préparons les atomes dans le sous-niveau Zeeman $|F = 1, m_F = 0\rangle$ avant de les interroger par des transitions Raman et/ou micro-ondes (MW). Nous détectons finalement l'état interne des atomes par fluorescence. Nous pouvons aussi les imager in situ à n'importe quel moment du cycle. La séquence totale dure typiquement 3 à 6 s.

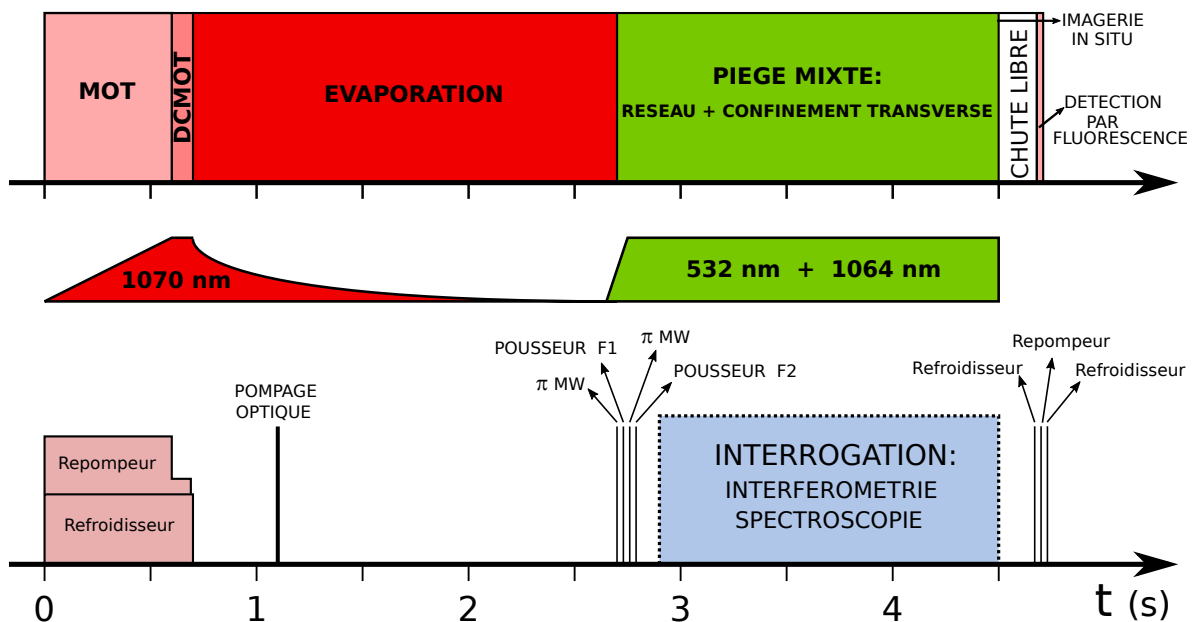


FIGURE II.1 – Séquence temporelle typique de l'expérience.

L'agencement des lasers de piégeage et d'interrogation est représenté sur la figure II.2. On y retrouve les deux bras du piège dipolaire et les lasers du piège mixte (à savoir le réseau et le confinement transverse) ainsi que les faisceaux Raman.

La figure II.3 présente les niveaux d'énergie du ^{87}Rb mis en jeu ainsi que les différentes transitions utilisées.

II.1.2 Les lasers

Les DLCE

Tous nos lasers à 780 nm présentés sur la figure II.3 sont des diodes lasers placées en cavité étendue (DLCE) tel que décrit dans [125]. On obtient des largeurs de raie de l'ordre de quelques kHz. Un filtre interférentiel placé dans la cavité permet d'accorder la DLCE sur plusieurs nm. Le miroir semi-réfléchissant qui ferme la cavité est placé sur un élément piézoélectrique qui permet de moduler la taille de la cavité et d'accorder la DLCE sur environ 1 GHz sans saut de mode. La température de la diode ainsi que celle de la cavité sont asservies à l'aide de modules Peltier. L'asservissement en fréquence de ces DLCE comprend une première boucle d'intégration avec une contre-réaction du courant de la diode pour des corrections rapides et une seconde boucle d'intégration avec une contre-réaction lente du piézoélectrique.

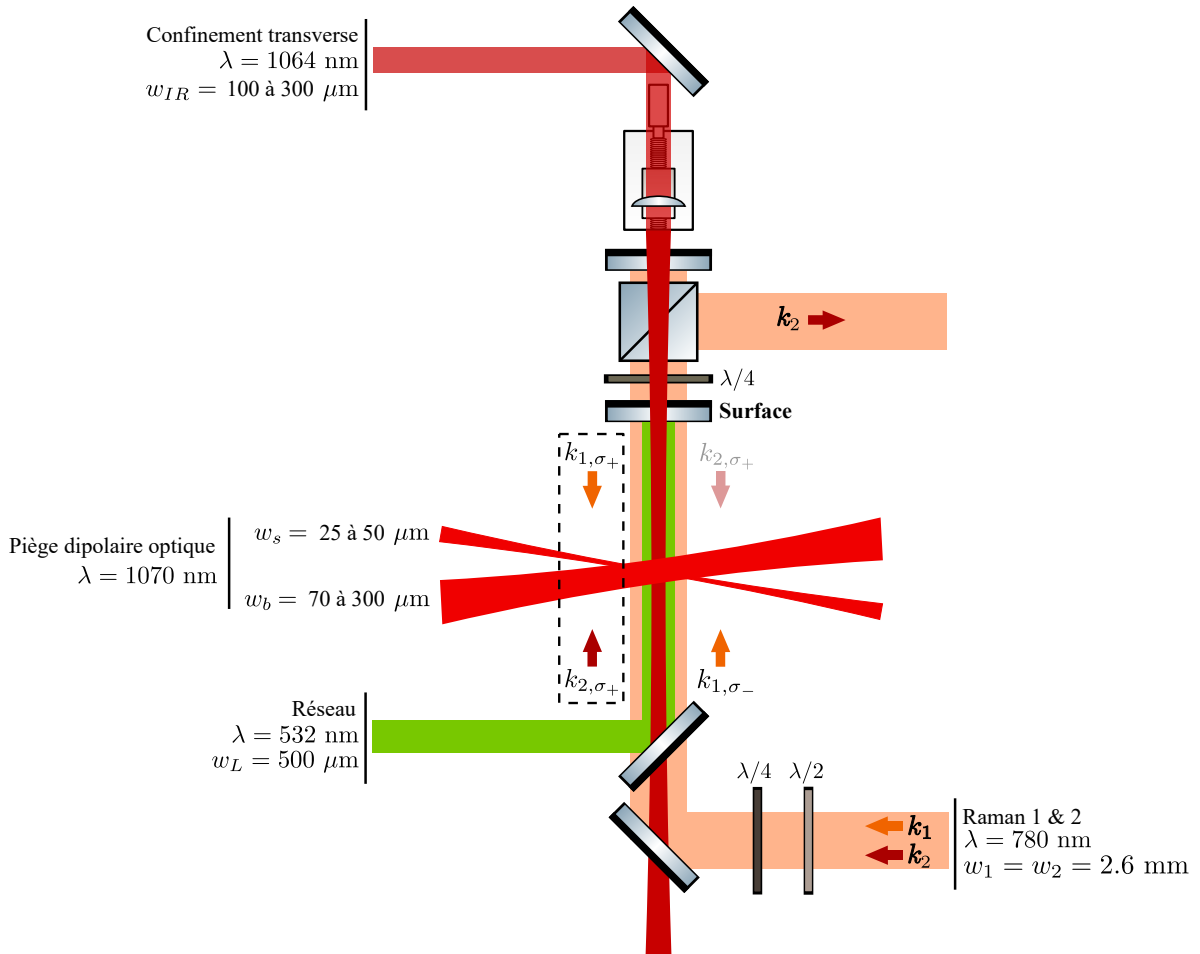


FIGURE II.2 – Schéma représentant l'agencement des principaux faisceaux lasers.

On utilise des diodes lasers Sharp (GH0781JA2C). Des diodes Eagleyard (EYP-RWE-0790-04000-0750-SOT01-0000) étaient également utilisées mais furent progressivement remplacées par l'autre modèle qui s'est avéré avoir une plus longue durée de vie.

Tous les faisceaux à 780 nm sont préparés sur deux bancs optiques indépendants de la table principale où se trouve l'enceinte à vide et y sont amenés au moyen de fibres optiques. La figure II.4 présente une de ces deux tables optiques.

Le laser repompeur

Nous utilisons une DLCE avec une puissance en sortie de la cavité d'une trentaine de mW. Le laser est asservi par spectroscopie par transfert de modulation [126, 16] sur la raie $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$. L'ordre diffracté -1 après passage dans un AOM est divisé en faisceaux pompe et sonde pour le montage d'absorption saturée. Le laser est ainsi asservi à +80 MHz de la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$.

Le repompeur est divisé en différents faisceaux par des systèmes lame $\lambda/2$ - cube polariseur (voir figure II.4) :

- Le faisceau repompeur superposé au faisceau refroidisseur passe par un AOM à 80 MHz et est ainsi accordé sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ (voir figure II.3). Il permet de repomper dans l'état $|F = 2\rangle$ les atomes dépompsés par émission spontanée dans l'état $|F = 1\rangle$ dans le MOT.
- Le faisceau pour la détection passe aussi par un AOM à +80 MHz et est accordé sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$.

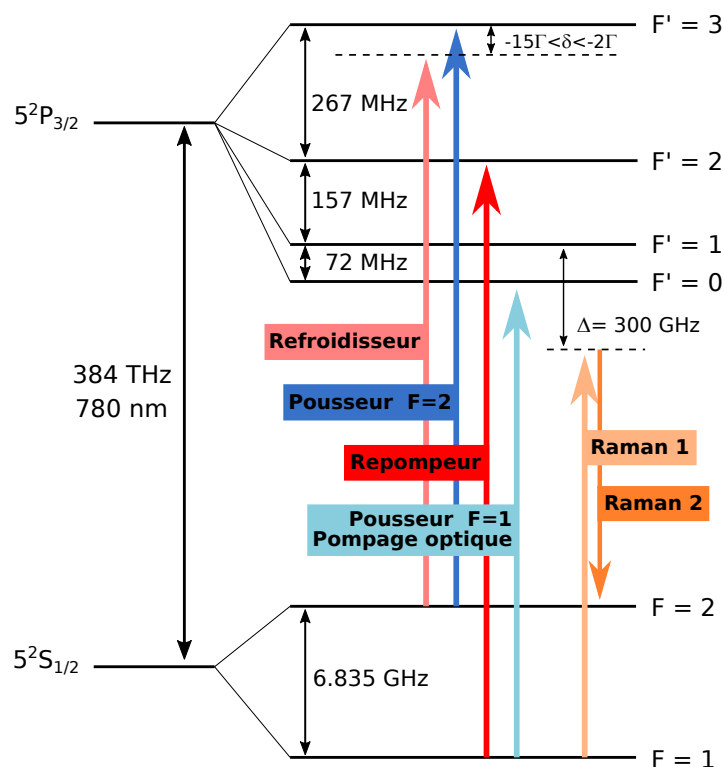


FIGURE II.3 – Niveaux d'énergie et transitions mis en jeu

- Le faisceau de pompage optique, aussi utilisé pour éliminer par chauffage les atomes dans l'état $|F = 1\rangle$, est préparé en passant deux fois dans l'ordre -1 d'un AOM à 80 MHz. Il est ainsi accordé sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 0\rangle$. Il est envoyé sur les atomes avec une polarisation perpendiculaire au champ de quantification, qui se décompose alors en polarisation σ^+ et σ^- , pour pouvoir pomper optiquement les atomes dans l'état noir $|F = 1, m_F = 0\rangle$.
- Un faisceau du repompeur est superposé avec le laser de refroidissement pour l'asservissement par battement de ce dernier.
- Un dernier faisceau sert de signal de référence pour asservir le laser Bloch (voir chapitre VI).

Le laser de refroidissement

Nous utilisons la même DLCE avec la même puissance en sortie de cavité d'une trentaine de mW. Nous injectons un amplificateur optique (Thorlabs TPA780P20) en sortie duquel on obtient, après passage dans un isolateur optique, une puissance de 1,2 W. Le laser refroidisseur est un laser esclave asservi sur le laser repompeur. Le battement des deux lasers est amplifié et mélangé à un oscillateur local à 7 GHz généré en multipliant notre signal de référence à 100 MHz (voir section III.4.3). On obtient un signal radiofréquence compris entre 50 et 500 MHz. La tension en sortie d'un convertisseur fréquence-tension est ensuite comparée à une tension de consigne générée par une carte analogique (National Instruments PCI-6733).

Le laser refroidisseur remplit quatre fonctions :

- Son rôle principal de refroidissement dans le MOT. Il est superposé au repompeur et passe par le même AOM avant d'être envoyé vers le MOT.
- Il permet aussi de détecter les atomes par fluorescence après leur chute libre.
- Un autre faisceau permet d'imager les atomes in situ par absorption.

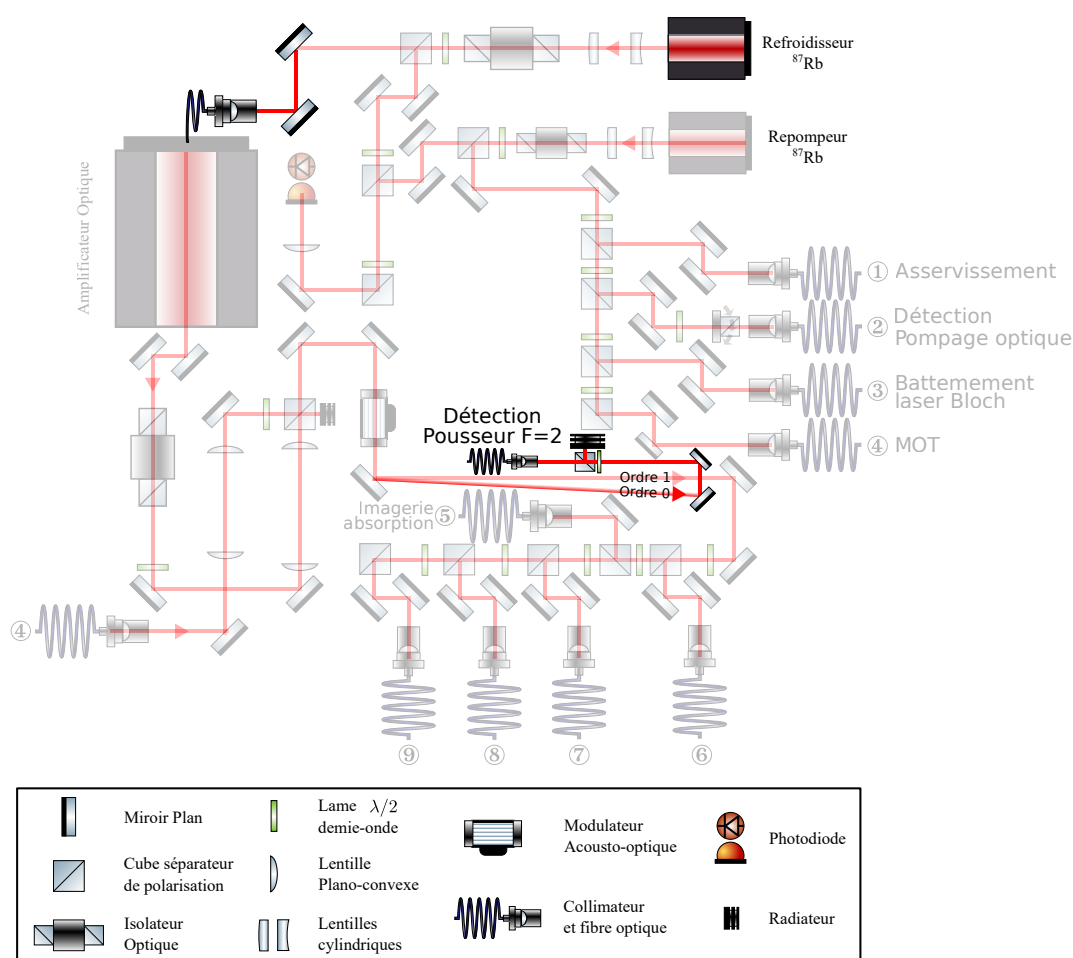


FIGURE II.4 – Schéma du banc optique des lasers de refroidissement et repompeur. Schéma en transparence tiré de [112].

- Un dernier faisceau résonnant avec la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ joue le rôle de pousseur pour les atomes dans l'état $|F = 2\rangle$.

Pour ce laser, le montage a été quelque peu modifié. Une diode Thorlabs LD785-SE400 plus puissante avait été mise en place dans [112] en prévision de la mesure différentielle avec le ^{85}Rb . Nous avons prévu de superposer les deux faisceaux (pour les deux isotopes) et avons pour cela installé un coupleur fibré 2x2. Un tel coupleur divisait la puissance en deux sorties. Seule la moitié de la puissance était donc injectée dans l'amplificateur d'où la diode plus puissante. Afin de ne pas perdre la puissance de la seconde sortie du coupleur, nous utilisons cette dernière pour la détection par fluorescence et le faisceau pousseur.

Nous avons modifié ce montage pour deux raisons. Tout d'abord cette diode s'est avérée beaucoup moins robuste que le modèle Sharp-GH0781JA2C et s'est rapidement dégradée. Nous l'avons donc remplacée. Ensuite, la puissance disponible dans la détection était insuffisante. Nous injectons donc maintenant directement l'amplificateur optique sans passer par le coupleur (puisque la nouvelle diode est moins puissante). Nous n'utilisons jamais la détection ou bien le faisceau pousseur en même temps que le MOT ; nous prélevons donc ces deux faisceaux après l'amplificateur et après l'AOM, sur l'ordre 0 (voir figure II.4). Nous avons donc maintenant bien plus de puissance qu'il n'en faut pour la détection par fluorescence. Ceci a permis de réduire le bruit de détection (voir section III.2.3).

Les lasers Raman

Les lasers Raman sont deux DLCE avec des diodes Sharp-GH0781JA2C. Ils sont désaccordés de 300 GHz de la transition D2 du ^{87}Rb afin de réduire le déplacement lumineux différentiel (DLD) et donc les inhomogénéités de ce DLD ainsi que l'émission spontanée depuis le niveau $|5^2\text{P}_{3/2}\rangle$. Le laser Raman 2 est asservi sur le laser Raman 1 par une boucle à asservissement de phase. Ici encore l'asservissement comprend deux boucles d'intégration avec une rétro-action sur la cale piézoélectrique et le courant de la DLCE. Le battement entre les deux faisceaux se fait sur la table principale où les faisceaux sont amenés par fibre optique. Tout bruit de phase produit en amont est ainsi corrigé avec une bande passante de l'ordre de 4 MHz.

Le signal de battement est mélangé à un oscillateur local à 6,935 GHz. Ce signal est généré par un DRO asservi de la façon suivante : nous mélangeons son signal à une harmonique à 7 GHz de notre signal de référence, nous obtenons alors un signal à 65 MHz qui est comparé au signal à 65 MHz d'une DDS (pour Direct Digital Synthesizer = Synthétiseur digital direct) que nous appelons DDS₃. Le mélange du battement des lasers Raman et de ce signal à 6,935 GHz produit alors un signal à 100 MHz que nous comparons à un autre signal à 100 MHz généré en multipliant par deux les 50 MHz d'une seconde DDS, la DDS₁. En modifiant la fréquence de ces deux DDS, nous choisissons ainsi le désaccord entre les deux faisceaux Raman. Une DDS est un synthétiseur qui génère un signal sinusoïdal à partir d'un signal d'horloge qui est ici encore généré à partir de notre signal de référence à 100 MHz. La stabilité de ce signal est donc celle du signal de référence.

Nous aurons parfois besoin d'utiliser des fréquences Raman distinctes au cours d'un même cycle (voir sections III.6 et V.4). Nous ajouterons alors un interrupteur contrôlé par TTL (Mini-Circuits ZASWA-2-50DR+) pour utiliser alternativement le signal de la DDS₁ de fréquence ν_1 et celui de la DDS₂ de fréquence ν_2 . Il est aussi possible d'utiliser ces DDS dans leur mode de modulation de fréquence et d'alterner deux fréquences fixes ; nous pouvons alors utiliser seulement les DDS₁ et DDS₃ et commuter la fréquence ν_1 ou ν_2 de la DDS₁. Nous utilisons indifféremment ces deux méthodes équivalentes.

Ces DDS peuvent également générer des rampes de fréquence linéaires que l'on peut ré-initialiser autant de fois que nécessaire. Dans la section III.6 par exemple, nous balayerons de façon répétée la fréquence de la DDS₃ tout en alternant entre les DDS₁ et DDS₂ afin d'enchaîner des rampes de fréquence distinctes.

Ces combinaisons de DDS utilisées comme oscillateurs de référence dans la boucle d'asservissement offrent donc une bonne maniabilité de la fréquence Raman.

Le laser de refroidissement par évaporation

Nous utilisons un laser à fibre optique dopé à l'Ytterbium délivrant une puissance maximale de 100 W de chez IPG (IPG-YLR-100-1064-LP-AC-Y12). Mais une telle puissance dégrade très rapidement les optiques et nous perdons rapidement le mode gaussien de notre faisceau. Nous avons donc, au fil du temps, progressivement réduit la puissance en sortie du laser et nous utilisons aujourd'hui une puissance de 36 W.

Le laser du réseau

Nous utilisons un laser de la série Verdi de chez Coherent pouvant délivrer jusqu'à 12 W (modèle V-12). Il s'agit d'un laser solide titane-saphir pompé par des diodes laser puis doublé en fréquence à 532 nm avec un cristal Nd:YVO₄ placé en cavité. Ce laser est asservi en fréquence — également par spectroscopie par transfert de modulation — sur une des nombreuses raies du diiode [16]. Une cale piézoélectrique modulant la longueur de la cavité du laser permet la rétro-action et une accordabilité sur 7 GHz. Le montage de l'asservissement est représenté sur la figure II.9.

Le laser de confinement transverse

Il s'agit d'un autre laser fibré à 1064 nm délivrant une puissance maximale de 20 W de chez Manlight (racheté par Keopsys après être devenu 3S-Photonics - modèle ML20-CW-P-TKS). Nous n'avons pas besoin d'autant de puissance pour réaliser le confinement transverse, ce laser a donc été utilisé avec une puissance de 5 W. Après le travail effectué chapitre III, on comprend qu'une puissance encore plus faible est désirable. Le laser a donc été utilisé à la fin de ma thèse avec une puissance en sortie de 2,7 W.

Le laser du super-réseau

Ce système laser vendu par Azur Light Systems est constitué d'une première source laser, amplifiée à 50 W avec un amplificateur à fibre dopée, puis doublée dans un cristal en simple passage à 515 nm. La puissance maximale en sortie est de 10 W.

II.2 Le piège Magnéto-Optique

La première étape de préparation de notre échantillon d'atomes est réalisée à l'aide d'un piège magnéto-optique (MOT pour Magneto-Optical Trap). La source primaire est une cellule en verre contenant du Rubidium liquide chauffé à une température d'environ 60°C. Une première enceinte à vide est ainsi alimentée par une vapeur de Rubidium, dans laquelle on réalise un piège magnéto optique à deux dimensions (2D-MOT) [127, 16]. Le jet d'atomes lents ainsi produit pénètre dans l'enceinte principale par un trou de 1 mm de diamètre qui permet un pompage différentiel entre l'enceinte du 2D-MOT, dans laquelle règne une pression partielle de Rb de l'ordre de 10^{-7} mbar (pression de vapeur saturante à température ambiante) et l'enceinte principale, dans laquelle la pression est légèrement inférieure à 10^{-9} mbar. Un faisceau pousseur augmente l'efficacité du chargement du MOT par le 2D-MOT. On obtient ainsi quelques milliards d'atomes dans le MOT en 600 ms.

Ce MOT est utilisé pour charger le piège dipolaire optique avant l'évaporation. Le refroidissement évaporatif nécessite un taux de collisions élastiques important pour garantir l'efficacité du refroidissement évaporatif. On cherche donc à obtenir la densité la plus élevée possible dans le MOT. On réalise pour cela, une fois le MOT chargé, une phase de compression, qui dure 100 ms, pendant laquelle on augmente le gradient de champ magnétique de 6 à 9 Gauss/cm et le désaccord du laser de refroidissement à -80 MHz (soit environ 13 fois la largeur naturelle Γ de la transition D2 du ^{87}Rb) et l'on réduit l'intensité du laser repompeur afin de diminuer la diffusion de photons (on parle généralement de MOT gris ou bien de mélasse grise en l'absence de champ magnétique). On obtient alors une densité supérieure à 10^{11} at/cm³ à des températures de quelques dizaines de μK . On cherche ici à optimiser la densité au centre du MOT et non la température.

II.3 Le refroidissement par évaporation

La mise en place du refroidissement par évaporation est motivée par la nécessité d'obtenir une bien meilleure résolution spatiale pour notre capteur (voir chapitre III). L'évaporation nous permet à la fois de diminuer la taille du nuage en augmentant la densité atomique tout en diminuant la température du nuage.

Nous décrirons d'abord dans cette section le montage et le protocole expérimental pour l'évaporation puis nous présenterons quelques résultats relatifs à l'obtention d'un nuage ultrafroid.

II.3.1 Le montage et la rampe

Les atomes sont capturés dans notre piège dipolaire optique. Si lors d'une collision élastique un atome acquiert une énergie supérieure à la profondeur du piège, il va alors s'échapper. Le

reste du nuage atomique se thermalise par collisions et a alors une énergie moyenne moindre. C'est le principe de l'évaporation. On diminue la profondeur du piège pour accélérer ce processus (on parle d'évaporation forcée) au prix d'une perte d'atomes, qu'on cherchera cependant à réduire autant que possible en optimisant les paramètres de l'évaporation. Le principe du refroidissement par évaporation et la description du banc optique sont développés plus en détail dans la thèse de Cyrille Solaro [112]. Nous rappellerons ici le montage en insistant sur ses modifications et en donnant les paramètres utilisés pendant ma thèse.

Le montage

Le piège dipolaire est réalisé en croisant deux faisceaux à 45° . Nous parlerons du petit et du gros bras pour désigner ces deux faisceaux. Nous avons dû augmenter cet angle, qui était précédemment de 36° , afin d'éviter un défaut (visible à l'œil nu) dans le traitement anti-reflet d'un des hublots de l'enceinte, créé par la focalisation accidentelle d'un des faisceaux au niveau du hublot.

La puissance en sortie du laser est de 36 W et le waist du faisceau est de 2,2 mm. Le faisceau est ensuite séparé en deux à l'aide d'un cube polariseur associé à une lame $\lambda/2$. Les deux faisceaux passent ensuite par des télescopes de grandissement $1/3$. Séparer les faisceaux pour les faire passer dans deux télescopes identiques (plutôt que de les séparer en aval d'un unique télescope) permet de réduire la puissance traversant ces premières lentilles. Les faisceaux ont alors un waist d'environ $750 \mu\text{m}$, adapté aux AOMs qu'ils traversent ensuite, qui permettent de contrôler la puissance utile de chaque bras du piège dipolaire. Des ordres de diffraction opposés sont utilisés et les deux bras sont ainsi désaccordés de 220 MHz afin d'éviter qu'ils n'interfèrent à leur croisement. Les deux bras sont ensuite focalisés sur les atomes. Différentes géométries furent utilisées durant cette thèse, dont les paramètres sont résumés dans le tableau II.1. Le petit bras est bien plus confinant et pilote l'évaporation tandis que le gros bras permet de générer un large volume de capture. Diminuer le waist du petit bras permet de diminuer la taille du nuage comme recherché dans les chapitres III et V. C'est aussi avec les plus petits waists que nous avons obtenu les échantillons les plus denses et nos condensats de Bose-Einstein. Mais nous perdons ainsi en nombre d'atomes. Nous augmentons alors le waist du gros bras pour augmenter le volume de capture, jusqu'à être limités par la puissance du laser.

Le gros bras est focalisé sur les atomes en utilisant une lentille de focale f_{gros} allant de 200 à 400 mm. Pour le petit bras, le waist après une lentille de focale f_{petit} allant de 50 à 150 mm est déplacé sur les atomes par un montage "4 f" constitué de deux lentilles de focale $f = 150 \text{ mm}$ espacées de $2f$. Le montage "4 f" qui était également utilisé pour le gros bras fut supprimé pour éviter de traverser des optiques supplémentaires dans le faisceau le plus puissant alors que la focale f_{gros} permet d'atteindre les atomes directement.

Nous mesurons la fréquence de piégeage (transverse) dans chaque bras au moyen d'oscillations paramétriques (comme présenté dans [112]) et déduisons ainsi le waist de chaque bras au niveau des atomes dans le cadre de l'approximation harmonique :

$$\begin{aligned} \nu_{\text{piège}} &= \frac{1}{2\pi} \frac{2\sqrt{\frac{-U_0}{m_{\text{Rb}}}}}{w} \\ &= \chi \frac{\sqrt{P}}{w^2} \end{aligned} \tag{II.1}$$

avec $\chi = 9,63 \cdot 10^{-7} \text{ Hz m}^2 / \sqrt{\text{W}}$ pour du Rb piégé dans un faisceau laser à 1070 nm et où $U_0 < 0$ est le potentiel au centre du faisceau.

La rampe

Une fois les atomes piégés dans ce potentiel optique, on diminue progressivement la profondeur du piège pour favoriser la perte des atomes les plus chauds. Dans [112], l'évaporation était optimisée en réalisant des rampes linéaires successives (typiquement 7 morceaux) et en optimisant à chaque étape la densité et la température. Les rampes en puissance $P(t)$ s'ajustaient correctement avec la fonction II.2.

$$P(t) = P_{inf} + (P_0 - P_{inf}) \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{-\eta} \quad (\text{II.2})$$

Nous avons finalement choisi de varier les puissances dans les bras en suivant des lois de ce type, qui permettent, pour certains paramètres de η et τ , de garder le rapport $\frac{U_0}{k_B T}$ constant (où T est la température du nuage).

Optimiser l'évaporation en utilisant directement la forme II.2 s'est avéré très efficace. On peut ainsi maximiser le nombre d'atomes et minimiser la température à la fin de l'évaporation en une seule étape. Nous avons réalisé des rampes d'évaporation de 2 s ou 1,25 s avec un paramètre η compris entre 2 et 7, et τ compris entre 0,5 et 2 s. Ces différents paramètres sont résumés dans le tableau II.1.

Ch.	w_{gros}	w_{petit}	P_0^{gros}	P_0^{petit}	t_{trappe}	η_{gros}	η_{petit}	τ_{gros}	τ_{petit}	\bar{n} max	σ_z min
II	140 μm	38 μm	5,35 W	20 W	2 s	4,5	5,5	1,5 s	1,5 s	nd	nd
III	70 μm	50 μm	18 W	9 W	1,25 s	2,4	2,4	0,5 s	0,5 s	4.10^{12} at/cm ³	2 μm
IV	70 μm	50 μm	18 W	9 W	2 s	3	3	0,7 s	0,7 s	4.10^{12} at/cm ³	1,5 μm
II/V	150 μm	26 μm	23 W	4 W	2 s	6	4,5	1,6 s	1,2 s	7.10^{12} at/cm ³	1 μm

Tableau II.1 – Paramètres utilisés pour l'évaporation dans les différents chapitres. Les densités maximales et tailles minimales obtenues sont également indiquées.

La figure II.5 récapitule les différents nombres d'atomes en fonction de la température du nuage : en noir au cours des thèses précédentes et en rouge au cours de cette thèse. Les progrès obtenus sont simplement dus à l'optimisation de la géométrie du piège et de la rampe d'évaporation. Aux plus basses températures, une fraction du nuage est condensée et la température est celle de la fraction thermique.

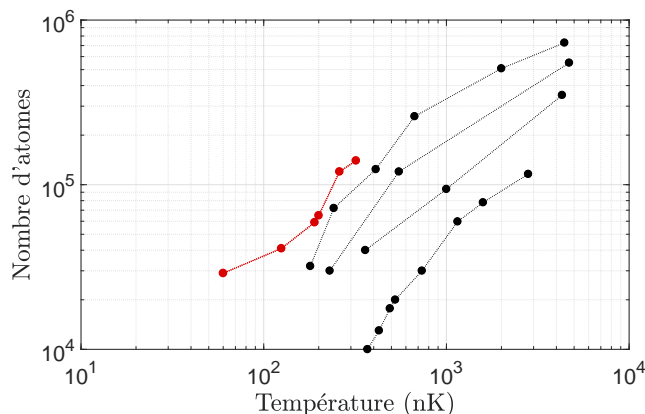


FIGURE II.5 – Plus grands nombres d'atomes obtenus en fonction de la température du nuage, au cours de cette thèse (rouge) et des thèses précédentes (noir).

II.3.2 Condensat de Bose-Einstein

Les propriétés du condensat de Bose-Einstein (BEC pour Bose-Einstein condensate) ne sont pas nécessaires à la réalisation de notre capteur de force. Toutefois, nous avons beaucoup travaillé sur la résolution spatiale du capteur (voir chapitres III et V). Pour améliorer cette résolution, la première étape est de charger le réseau avec un échantillon le plus petit possible. Nous voulons également charger le plus grand nombre d'atomes afin de réduire le bruit de détection. Ceci mène donc à augmenter le plus possible la densité du nuage et nous a ainsi conduit à la réalisation du BEC.

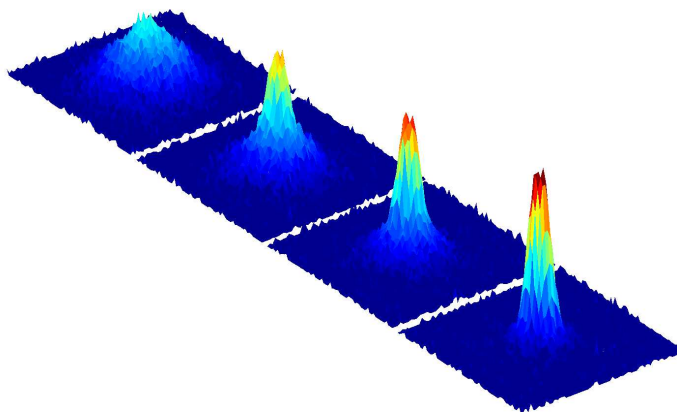


FIGURE II.6 – Imagerie par absorption de l'échantillon atomique au seuil de condensation après 20 ms de temps de vol.

La séquence expérimentale est celle décrite jusqu'ici. Si on se réfère à la figure II.1, on s'arrête à la fin de l'évaporation, sans charger le piège mixte. Les paramètres utilisés pour l'évaporation sont présentés dans le tableau II.1 (première et dernière lignes). Comme mentionné plus haut, réduire le waist du petit bras permet de réduire la taille du nuage, mais un waist suffisamment gros sur l'autre bras est alors nécessaire pour capturer suffisamment d'atomes au début de l'évaporation. La forme du piège est alors celle d'un cigare allongé dans la direction du petit bras (la direction transverse au petit bras est la plus confinante). Les fréquences typiques du piège à la fin de l'évaporation sont de l'ordre de 100 Hz dans la direction confinante et de l'ordre de 30 Hz dans l'autre direction. On commence par réaliser un premier alignement des bras au centre du MOT ; la densité dans le piège dipolaire est maximale lorsque les deux bras se croisent en leurs centres. On optimise ensuite la rampe d'évaporation afin de réduire la température et d'augmenter la densité (paramètres du tableau II.1). Puis un dernier alignement permet alors de beaucoup gagner en densité ; il semble bénéfique d'abaisser la position du petit bras (et donc de le placer dans la zone inférieure du gros bras). Même si notre séquence d'évaporation est tout à fait différente, ceci n'est pas sans rappeler la géométrie utilisée dans [128] où le petit bras contrôle le confinement et la force appliquée par le gros bras positionné un peu plus haut permet de contrôler la profondeur du piège. Enfin, un simple ajustement de la puissance finale du petit bras (P_{inf} dans l'équation II.2) permet de contrôler facilement la fin de l'évaporation et donc la température finale ainsi que la fraction condensée. On obtient le condensat en 2,7 s (dont 2 s d'évaporation).

L'observation du nuage se fait ensuite par absorption. Le système d'imagerie par absorption est décrit plus bas (section II.6.1). La figure II.6 montre des clichés du nuage après 20 ms de temps de vol pour des valeurs décroissantes de P_{inf} ; on passe d'un nuage thermique à un nuage presque complètement condensé. Pour s'assurer que l'on a bien produit un BEC et estimer la fraction condensée, on étudie la distribution du nuage.

La distribution d'un gaz thermique est décrite par la statistique de Maxwell-Boltzmann :

$$n_{3D} = N \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{m}{2k_B T} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)} \quad (\text{II.3})$$

En intégrant dans la direction z , on obtient le profil 2D, gaussien, observé à l'imagerie :

$$n_{2D} = N \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right) e^{-\frac{m}{2k_B T} (v_x^2 + v_y^2)} \quad (\text{II.4})$$

La distribution en position du nuage après différents temps de vol nous renseigne alors sur la distribution en impulsion du nuage. La taille du nuage est ici la même dans toutes les directions : $\sigma_{v_x} = \sigma_{v_y} = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$.

La distribution d'un condensat dans un piège harmonique est quant à elle, dans la limite de Thomas-Fermi, parabolique :

$$n_{3D} = n_0 \left[1 - \left(\frac{x}{R_x} \right)^2 - \left(\frac{y}{R_y} \right)^2 - \left(\frac{z}{R_z} \right)^2 \right] \quad (\text{II.5})$$

qui intégrée sur la dimension z donne :

$$n_{2D} = \frac{4}{3} R_z n_0 \left[1 - \left(\frac{x}{R_x} \right)^2 - \left(\frac{y}{R_y} \right)^2 \right]^{3/2} \quad (\text{II.6})$$

Cette distribution reste, de façon fort commode, parabolique au cours d'un temps de vol [129]. Contrairement à la distribution thermique, les rayons de Thomas-Fermi R_x et R_y évoluent différemment dans le cas d'un piège anisotrope. La direction la plus confinante s'étend plus rapidement et on observe l'inversion d'ellipticité caractéristique du BEC (voir encore [129] pour l'évolution des tailles en fonction du temps de vol). Ce fut d'ailleurs le premier signe de condensation que nous avons observé.

On ajuste les profils observés à l'imagerie par une fonction bimodale à deux dimensions, somme d'une distribution gaussienne et d'une distribution parabolique. La direction de l'ellipse (les axes x et y dans l'équation II.6) est un paramètre de l'ajustement. On peut ainsi évaluer la fraction condensée et la fraction thermique, compter le nombre d'atomes (voir section II.6.1) et évaluer la température de la fraction thermique. La figure II.7 présente deux exemples d'imagerie du premier BEC que nous avons obtenu pendant cette thèse, après 20 ms de temps de vol. Les profils et l'ajustement sont tracés le long des coupes rouges et vertes correspondant aux axes de l'ellipse. On distingue clairement les distributions gaussienne et parabolique correspondant aux fractions thermique et condensée. Après 10 ms de temps de vol, le nuage a une distribution isotrope alors qu'après ces 20 ms de temps de vol, on observe l'inversion d'ellipticité : le nuage s'est étendu plus vite dans la direction la plus confinante et le grand axe de l'ellipse est bien perpendiculaire au petit bras. Un second condensat obtenu à la fin de ma thèse (après le remontage de l'expérience décrit section II.8) est présenté sur la figure II.8. On obtient un nombre maximal d'environ 30 000 atomes condensés.

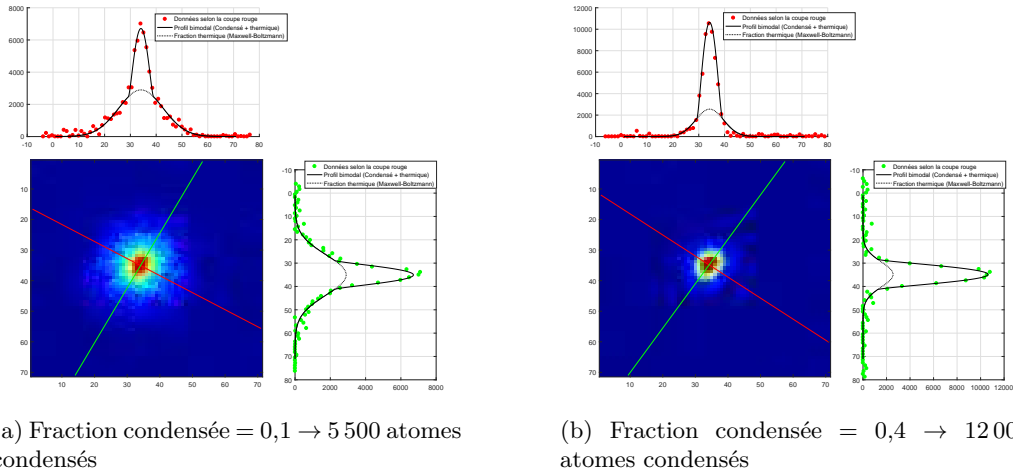


FIGURE II.7 – Premier condensat. Imagerie après 20 ms de temps de vol.

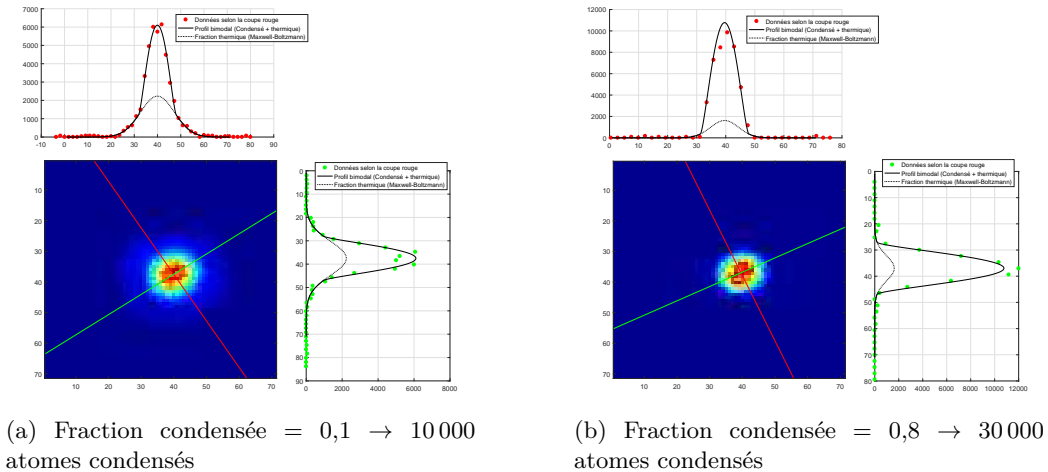


FIGURE II.8 – Second condensat. Imagerie après 15 ms de temps de vol.

II.4 Le réseau optique vertical et le piège mixte

II.4.1 Le réseau

L'étape suivante est de charger notre nuage ultrafroid (condensé ou non) dans le réseau optique vertical. Celui-ci est créé en rétro-réfléchissant un faisceau à 532 nm (voir section II.1.2). Le faisceau a un waist initial de 500 μm . Il passe par un AOM qui permet de contrôler la profondeur du réseau. Un télescope de grandissement 1 permet ensuite de placer le waist de 500 μm au niveau du miroir de rétro-réflexion. Une partie du faisceau est maintenant prélevée pour réaliser un asservissement de la puissance.

Le montage, représenté sur la figure II.9, est réalisé directement sur le banc optique principal où est placée la tête laser.

Le miroir de rétro-réflexion est positionné sur un banc optique placé au dessus de l'enceinte à vide. Dans la nouvelle version de l'expérience (voir section II.8), il se trouve à l'intérieur de la nouvelle enceinte à vide. Ce miroir est trichroïque et réfléchit les faisceaux à 532 et 515 nm tandis que les faisceaux Raman à 780 nm et le faisceau de confinement transverse à 1064 nm sont transmis (voir figure II.2).

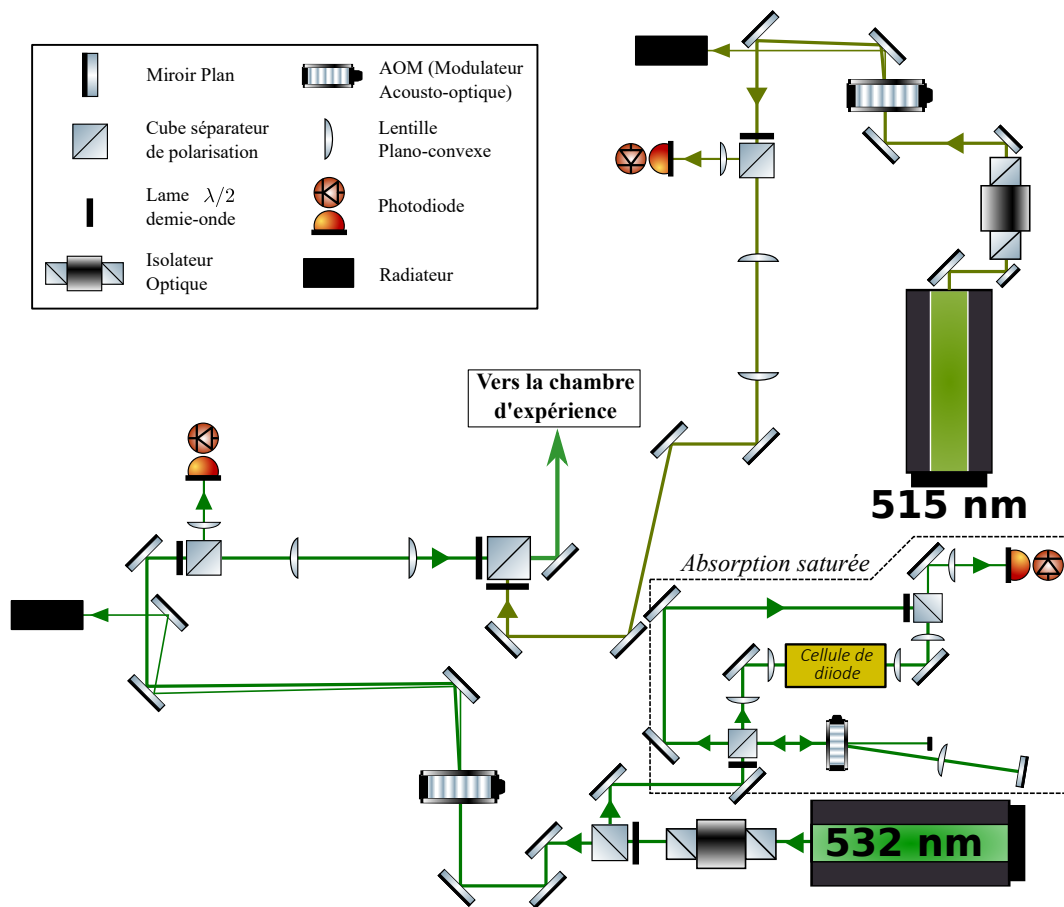


FIGURE II.9 – Schéma du montage pour les faisceaux lasers du réseau (532 nm) et du super-réseau (515 nm).

II.4.2 Imagerie des oscillations de Bloch

Comme nous l'avons rappelé section I.3.1, un atome dans un réseau optique vertical exécute des oscillations à la fois en impulsion et en position que l'on nomme oscillations de Bloch. L'obtention de températures particulièrement basses a permis d'observer au cours de cette thèse ces oscillations de Bloch à l'imagerie. Nous glissons ici ce joli résultat de la physique des réseaux qui n'a cependant rien de nouveau et fut par exemple observé en 1996 avec des atomes de césium dans un réseau accéléré [130] ou avec des atomes de potassium [62] ou de strontium [131] dans un réseau vertical. Le pas du réseau étant $\frac{\lambda_{lat}}{2}$, la première zone de Brillouin est comprise entre $\pm k_{lat}$. La vitesse de l'atome oscille donc entre $\pm v_{rec}$. La vitesse de recul pour l'absorption d'un photon vert du réseau par le rubidium est d'environ 8,6 ms. A une température de 300 nK, l'écart-type de la distribution de Maxwell-Boltzmann vaut déjà $\sigma_v = 5,4$ mm/s et cette distribution remplit toute la première zone de Brillouin. Il est alors impossible de distinguer les oscillations de Bloch. Il nous a fallu charger notre BEC dans le réseau afin d'avoir une distribution en vitesse suffisamment étroite et pouvoir observer ces oscillations en impulsion.

La figure II.10 présente des images du nuage après 5 ms de temps de vol, au cours d'une période de Bloch (qui vaut ici 1,76 ms). On observe une oscillation de la position du nuage qui correspond à l'oscillation en impulsion du nuage dans le réseau. Un ajustement de la distribution du nuage nous permet d'extraire sa position moyenne et d'en déduire cette oscillation en vitesse qui est représentée sur la figure II.11. La courbe rouge est l'oscillation de Bloch théorique. Le seul paramètre est l'origine des temps qui a dû être ajusté d'une centaine de μ s.

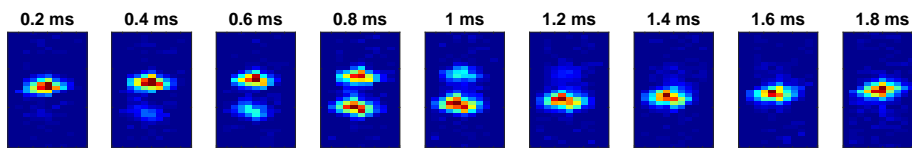


FIGURE II.10 – Imagerie par absorption après 5 ms de temps de vol pour différents temps de piégeage dans le réseau.

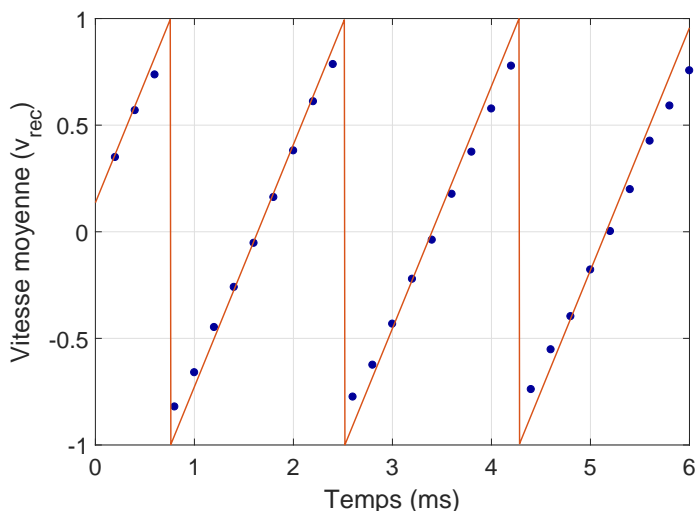


FIGURE II.11 – Oscillations de Bloch en impulsion observées à l'imagerie.

II.4.3 Réseau très peu profond : pertes Landau-Zener et interférences macroscopiques

Nous présentons ici un second résultat obtenu avec notre condensat dans le réseau. Tout comme les oscillations de Bloch de la section précédente, ce résultat n'est pas nouveau et a déjà été publié en 1998 dans [60] ; nous n'en parlerons donc que brièvement. Si le réseau est très peu profond, les pertes Landau-Zener évoquées section I.3.1 deviennent non négligeables. En ajustant la profondeur du réseau, on peut alors observer la chute, hors du piège, d'une fraction plus ou moins importante des atomes. Comme on peut le voir sur la figure II.12, on observe alors, si la température du nuage est suffisamment faible, une figure d'interférence spatiale. La fonction d'onde donnée dans [60] correspond à l'émission cohérente depuis chaque site du réseau avec un certain taux de perte. La relation de phase entre les puits est responsable de la figure d'interférence. Les pertes Landau-Zener correspondent à une transition vers les bandes supérieures, en bord de zone de Brillouin, et ont donc lieu périodiquement, toutes les périodes de Bloch. C'est pourquoi cette figure d'interférence correspond à une fraction du nuage qui quitte le piège toutes les périodes de Bloch. C'est ce qu'on vérifie sur la figure II.12b où les droites verticales pointillées correspondent à la position d'un atome ayant quitté le piège après 0 à 4 oscillations de Bloch. Ici encore nous avons dû ajuster l'origine des temps, les pics ont en fait 300 μ s de retard. Ceci peut être dû à une légère erreur dans l'estimation du grandissement du système d'imagerie. En augmentant la température du nuage, le contraste de ces interférences diminue mais elles sont toujours visibles au dessus du seuil de condensation. Si la distribution en vitesse remplit la PZB, on comprend qu'elles disparaissent totalement.

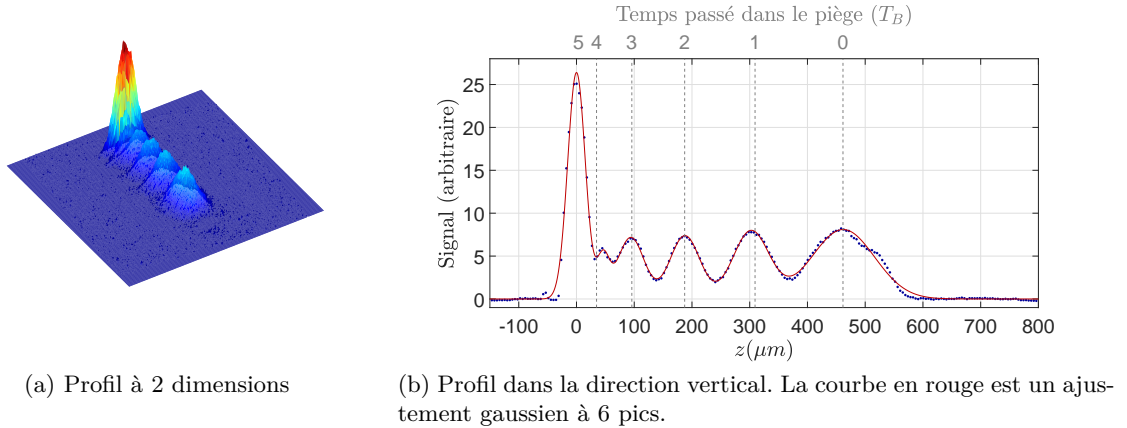


FIGURE II.12 – Imagerie par absorption après 10 ms de piégeage dans le réseau à environ $1 E_{\text{rec}}$ de profondeur.

II.4.4 Le piège mixte

Ce réseau vert est désaccordé dans le bleu et les atomes de ^{87}Rb ne sont donc confinés que dans la direction verticale. On ajoute alors un faisceau laser supplémentaire à 1064 nm, préparé sur le banc optique placé au dessus de l'enceinte à vide : le laser de confinement transverse (voir section II.1.2). C'est la combinaison de ces deux confinements, longitudinal avec le réseau et transverse avec ce laser, que l'on appelle le piège mixte. Un AOM permet de contrôler la puissance de ce faisceau. Un premier télescope permet de réduire le waist de 600 à 400 μm afin de l'adapter à l'ouverture de l'AOM. Le faisceau est focalisé sur les atomes par l'association d'un télescope et d'une lentille avec une focale de 50 cm. Dans la nouvelle version de l'expérience, avec la nouvelle enceinte à vide, la table optique se trouve plus loin des atomes et une focale de 70 cm est utilisée. Différents waists furent utilisés durant cette thèse, compris entre 100 et 300 μm .

Chargement : À la fin de l'évaporation, on allume progressivement le réseau et le laser de confinement transverse en 100 ms afin de charger adiabatiquement le piège mixte. On éteint ensuite le piège dipolaire en effectuant également une rampe de 100 ms. Le temps de vie dans le piège mixte, est d'environ 7 s.

II.5 L'interrogation

II.5.1 Polarisation

Dès le début de l'évaporation, on applique un champ de quantification d'environ 70 mG dans la direction verticale. Une impulsion lumineuse, accordée sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 0\rangle$, polarisée linéairement et horizontalement, qui se décompose alors en polarisation σ^+ et σ^- , permet de pomper optiquement les atomes dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ avec une efficacité de 50 à 70 %. Nous attribuons cette imperfection du pompage optique à la densité optique du nuage atomique. Nous ajustons la durée et l'instant de cette impulsion pour optimiser le pompage sans perturber l'évaporation ; nous réalisons une impulsion longue de 1,2 ms environ 400 ms après le début de l'évaporation.

Une séquence d'impulsions micro-onde (MW) et de pousseur (voir figure II.1) permet ensuite de purifier l'échantillon atomique. Une première impulsion MW transfère les atomes de $|F = 1, m_F = 0\rangle$ vers $|F = 2, m_F = 0\rangle$, suivie d'une impulsion longue de 12 ms du faisceau de pompage optique qui chauffe les atomes restant dans $|F = 1\rangle$ qui quittent alors le piège. Une seconde impulsion MW transfère à nouveau les atomes de $|F = 2, m_F = 0\rangle$ vers $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Le peu d'atomes restant dans $|F = 2\rangle$ (environ 3%) est alors éjecté par une dernière impulsion d'un faisceau pousseur (figure II.3). Plus de 99% des atomes sont ainsi préparés dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Celui-ci, tout comme $|F = 2, m_F = 0\rangle$, est insensible au premier ordre aux champs magnétiques.

Blindage magnétique et champ de compensation : Un blindage magnétique est placé autour de l'enceinte à vide pour atténuer les champs magnétiques parasites — les principales sources étant le champ magnétique terrestre, les bobines du 2D-MOT et les pompes ioniques. Le champ résiduel est alors de l'ordre de la dizaine de mG à l'intérieur de l'enceinte [16, 105]. Trois paires de bobines supplémentaires sont installées à l'intérieur du blindage pour pouvoir appliquer des champs magnétiques dans les trois directions de l'espace destinés à compenser tout champ parasite résiduel.

II.5.2 Les transitions Raman

Les deux faisceaux Raman 1 et 2 (voir section II.1.2) sont superposés en polarisations croisées avant de traverser un AOM qui permet de contrôler leurs puissances. Ils traversent ensuite un télescope et atteignent ainsi un waist de 2,6 mm. Ce waist, très large devant la taille transverse de l'échantillon atomique, assure une intensité homogène au niveau des atomes. Ils traversent ensuite une lame $\lambda/4$ et leurs polarisations respectives sont alors σ^-/σ^+ . On ajoute également une lame $\lambda/2$ pour corriger les défauts de polarisation acquis après réflexions et transmissions sur les miroirs di- ou tri-chroïques à 45° . Les deux faisceaux traversent ensuite l'enceinte à vide de bas en haut et, en sortie de la chambre, passent par une seconde lame $\lambda/4$. Ils sont alors à nouveau en polarisations croisées et traversent un cube polariseur. Le faisceau Raman 1 est transmis et rétro-réfléchi, il traverse à nouveau la lame $\lambda/4$ et se dirige de haut en bas vers les atomes avec une polarisation σ^+ . Le faisceau Raman 2 réfléchi sur le cube est bloqué. Nous avons donc 2 faisceaux Raman 1 et 2 en configurations contra-propageantes, et de même polarisation σ^+ (voir figure II.2).

La puissance dans chaque faisceau Raman est d'environ 5 mW. On obtient, dans le piège mixte, des fréquences de Rabi allant jusqu'à $\frac{\Omega_{12}}{2\pi} \sim 100$ Hz.

II.5.3 Antenne micro-onde

Nous avons également installé une antenne micro-onde (MW), fixée au bord d'un hublot de l'enceinte à vide, qui permet un couplage entre les états internes $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$. Le vecteur d'onde k_{MW} est très petit devant celui du réseau k_{lat} et ne permet donc pas de couplage entre les états externes (les états de WS). La fréquence de l'onde micro-onde est générée en mélangeant le signal d'un oscillateur local à 7 GHz avec un second signal à 165 MHz, lui même produit en mélangeant un signal à 100 MHz avec les 65 MHz d'une DDS. On ajuste le désaccord de l'onde MW en choisissant la fréquence de cette DDS. Ici encore, les fréquences sont générées à partir de notre signal de référence à 100 MHz. La puissance du signal généré est de l'ordre de 10 dBm¹.

Le couplage maximal obtenu avec cette antenne MW est d'environ $\frac{\Omega}{2\pi} \sim 5$ kHz.

1. Pour l'habillage micro-onde dont nous parlons plus bas (section II.6.3), une puissance plus importante est nécessaire et nous ajoutons un amplificateur (Mini-Circuits ZVE-8G+) permettant de dépasser les 30 dBm.

II.6 La détection

Deux systèmes de détection sont mis en place sur l'expérience. On peut tout d'abord imager les atomes in situ ou après un court temps de vol par absorption. On peut aussi détecter l'état interne des atomes par fluorescence.

II.6.1 Imagerie par absorption

Ce système de détection nous permet d'imager notre nuage in situ. Ceci facilite grandement l'alignement des différents faisceaux ; si des atomes sont piégés par un faisceau laser, ce dernier devient visible à l'imagerie. Ce système de détection est aussi utilisé pour évaluer la température du nuage et contrôler l'efficacité de l'évaporation comme nous l'avons vu plus haut (section II.3.2). Le système d'imagerie est décrit plus en détail dans [112]. Un système de deux doublets achromatiques permet de faire l'image du plan où se trouvent les atomes sur une camera CDD (Hamamatsu - C9100-02S1). Le capteur CCD possède 1000×1000 pixels² de $8 \times 8 \mu\text{m}^2$. Le premier doublet a une focale de 150 mm et un diamètre de 1 pouce et le second une focale de 250 mm et un diamètre de 2 pouces. On a donc une magnification de $\gamma = 5/3$. La résolution maximale de ce système d'imagerie est donc de $4,8 \mu\text{m}$. Il ne permettra pas de résoudre les sites du réseau.

Pour réaliser l'imagerie par absorption, un faisceau prélevé du laser refroidisseur (voir section II.1.2) est envoyé sur les atomes avec un waist de $3,75 \text{ mm}$. Puisque ce faisceau est accordé sur la transition cyclante $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, seuls les atomes dans $|F = 2\rangle$ sont imagés. On circularise sa polarisation avec une lame $\lambda/4$ pour maximiser l'absorption de cette lumière par les atomes. Les atomes sont très rapidement pompés optiquement et cyclent sur la transition $|F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |F' = 3, m_F = 3\rangle$ dont la section efficace d'absorption est $\sigma_{abs} = 0,3 \mu\text{m}^2$.

Le faisceau traverse les deux doublets achromatiques séparés de $f_1 + f_2 = 40 \text{ cm}$ et arrive ainsi collimaté sur la CCD. Trois images sont enregistrées : la première est l'image du faisceau absorbé par les atomes, la seconde celle du faisceau d'imagerie seul et la dernière celle du bruit de fond. L'absorption des photons par les atomes nous permet de remonter à la densité atomique en utilisant la loi de Beer-Lambert :

$$n_{ph} = n_{ph}^0 e^{-\int n_{at}(z) dz \sigma_{abs}} \quad (\text{II.7})$$

où n_{ph} est le nombre de photons transmis en traversant l'échantillon atomique dans la direction z , n_{ph}^0 le nombre de photons incidents, n_{at} la densité atomique et σ_{abs} la section efficace d'absorption. Nous soustrayons le bruit de fond aux deux premières images et pouvons ainsi calculer la densité optique (OD) de notre nuage dans le plan normal au faisceau d'imagerie (xOy) :

$$\text{OD}(x, y) = \ln \frac{n_0(x, y)}{n(x, y)} \quad (\text{II.8})$$

Nous connaissons donc le profil de densité atomique dans le plan (xOy) :

$$n_{at}^{2D}(x, y) = \frac{\text{OD}(x, y)}{\sigma_{abs}} \quad (\text{II.9})$$

où $n_{at}^{2D}(x, y) = \int n_{at}(x, y, z) dz$ est une densité surfacique d'atomes (moyennée dans la direction z).

Nous pouvons alors retrouver le nombre d'atomes en intégrant dans le plan (xOy). Dans le cas d'une distribution Gaussienne de la densité atomique (telle que pour des atomes piégés dans un potentiel harmonique ou après un temps de vol pour un nuage thermique ayant une distribution en vitesse de Maxwell-Boltzmann), nous obtenons alors :

$$N_{at} = \frac{2\pi \sigma_x \sigma_y \text{OD}_{max}}{\sigma_{abs}} \quad (\text{II.10})$$

où σ_x et σ_y sont les tailles du nuage dans le plan (xOy) et OD_{max} est la densité optique maximale.

II.6.2 Fluorescence après temps de vol

Pour connaître le résultat de notre interrogation, nous avons besoin de connaître l'état interne de nos atomes. On utilise pour cela le système de détection par fluorescence présenté dans [16] et [105].

À la fin du cycle, on éteint le piège et les atomes chutent jusqu'au système de détection, 16 cm plus bas. Ils traversent d'abord 5 mm d'une première nappe de lumière, rétro-réfléchi, provenant du laser refroidisseur, qui fait fluorescer les atomes dans l'état $|F = 2\rangle$. Le bas de la nappe n'est pas réfléchi et les atomes dans $|F = 2\rangle$ sont ainsi poussés. Les atomes dans $|F = 1\rangle$ traversent ensuite une seconde nappe de lumière provenant du laser repompeur et sont repompés dans l'état $|F = 2\rangle$ avant d'être détectés en traversant une troisième nappe identique à la première.

Ces deux signaux de fluorescence sont chacun collectés par deux photodiodes (Hamamatsu S-1337), placées de part et d'autre des nappes de détection, avec une efficacité de 4,3% chacune. Lors du montage de la nouvelle version de l'expérience nous avons ajouté des filtres à 532 nm (IR Passe-Haut vendu par Edmund Optics) car un fond diffus important provenant du laser du réseau était détecté par ces photodiodes.

Nous avons ainsi une mesure normalisée de la probabilité de transition $P = \frac{N_2}{N_1+N_2}$ qui permet de s'affranchir des fluctuations du nombre d'atomes.

II.6.3 Fluorescence in situ

Il est aussi possible de détecter les atomes par fluorescence avec notre système d'imagerie, avec une meilleure sensibilité que l'absorption lorsque la densité optique est très faible. Une impulsion des faisceaux du MOT à résonance permet de faire fluorescer les atomes dans l'état $|F = 2\rangle$. Notre modèle de caméra permet un "binning" allant jusqu'à 8×8 pixels. Ceci consiste à accumuler les charges d'un groupe de pixels avant la numérisation. La résolution est alors réduite mais la sensibilité est accrue, l'acquisition est plus rapide et surtout le bruit est inférieur.

Nous avons mis ce système en place afin de pouvoir détecter de faibles nombres d'atomes. Pour environ 500 atomes, en optimisant la durée des impulsions du MOT, leur désaccord et en réduisant au maximum la taille de l'image considérée, nous avons pu atteindre un bruit d'une vingtaine d'atomes coup à coup. Notre efficacité de collection des photons avec le système d'imagerie actuel est de seulement $\sim 1\%$. En adaptant le système d'imagerie, il serait possible d'améliorer facilement le rapport signal à bruit. Pour ces faibles nombres d'atomes et cette efficacité de collection réduite, de longues impulsions de 15 ms et un désaccord de -13 MHz optimisent le rapport signal à bruit.

Pour le travail effectué au chapitre V, nous avons travaillé avec les deux systèmes de détection par fluorescence et avons toujours obtenu des résultats similaires. Aux chapitres III et IV, nous utilisons le système de détection par fluorescence après temps de vol.

Normaliser la mesure Si cette méthode de mesure offre une meilleure sensibilité et un plus bas bruit de détection coup à coup, elle n'est cependant pas normalisée alors que nous avons des dérives relativement importantes du nombre d'atomes. Pour normaliser cette mesure il est possible d'imager les deux états atomiques à deux positions différentes. Pour cela, nous préparons ces deux populations dans deux sous-niveaux Zeeman distincts avant d'appliquer un champ magnétique.

La figure II.13 présente les niveaux et transitions mis en jeu pour cette étape de polarisation. Nous maintenons le champ de quantification de 70 mG. Le sous-niveau Zeeman d'un unique état est modifié en réalisant la transition sélective $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = -1\rangle$ à l'aide d'une impulsion MW à la fréquence ν_2 (en rouge). Cependant la transition $|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = -1\rangle$ est à la même fréquence (en gris). Nous levons alors la dégénérescence entre ces deux transitions à l'aide d'un champ micro-onde intense (habillage micro-onde) désaccordé de 10 kHz de la transition $|F = 1, m_F = -1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = -2\rangle$ (en vert). La transition en gris est alors décalé de 2 kHz. La DDS de la chaîne décrite section II.5.3 permet de générer successivement les deux fréquences ν_1 et ν_2 . On ajoute aussi un coupleur pour mélanger le signal d'une seconde DDS pour la fréquence ν_3 .

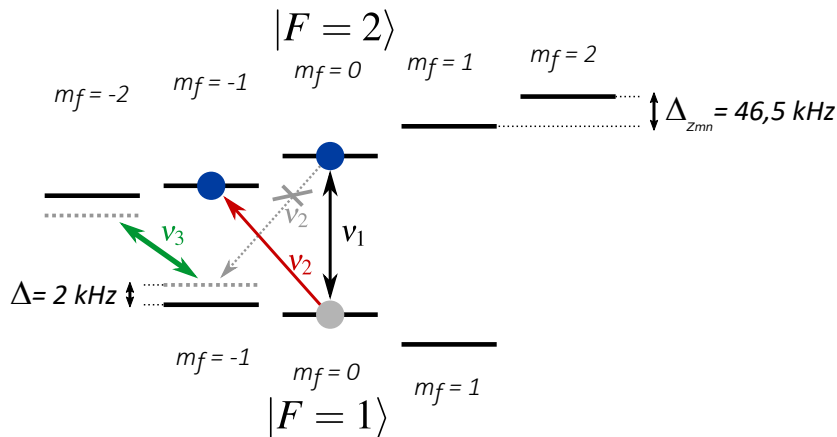


FIGURE II.13 – Schéma des niveaux d'énergie mis en jeu pour la polarisation sélective dans le niveau $|F = 2, m_F = 1\rangle$.

Nous utilisons ensuite les bobines du MOT pour appliquer un gradient de champ magnétique et utilisons une des paires de bobines de compensation (voir section II.5.1) pour déplacer le zéro de ce gradient. Nous pouvons ainsi déplacer les atomes dans l'état $|F = 2, m_F = -1\rangle$, dans la direction normale à l'axe d'imagerie, avant de faire fluorescer les atomes dans les deux états à deux positions distinctes.

La figure II.14 présente l'imagerie *par absorption* des deux populations séparées ici d'environ $250 \mu\text{m}$, 6 ms après l'extinction des pièges². Nous mesurons une accélération d'environ 1 m/s^2 qui correspond à un gradient de champ magnétique de 3 G/cm .

Mais cette accélération est insuffisante. Lorsque nous imageons par fluorescence, les atomes sont chauffés et le nuage s'étend très vite. Une séparation supérieure est donc nécessaire. Sur la nouvelle enceinte dont nous parlerons plus bas (section II.8), il est prévu d'installer des bobines dédiées à l'application d'un gradient pour cette séparation. De plus, un système d'imagerie plus adapté avec une efficacité de collection plus importante sera mis en place.

Ici, nous avons utilisé ce système de détection dans sa version non normalisée.

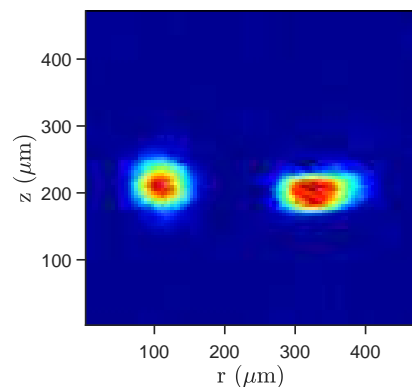


FIGURE II.14 – Imagerie par absorption après 6 ms de temps de vol.

2. Pour optimiser la séparation, nous accélérons les atomes pendant 20 ms avant l'extinction des pièges.

II.7 Le Super-Réseau

Après avoir augmenté la résolution spatiale de notre capteur, nous souhaitons ultimement sélectionner un seul état de Wannier-Stark. Pour cela nous avons besoin de lever la dégénérescence entre les différents sites. Nous avons choisi de moduler spatialement la profondeur du réseau en superposant deux réseaux de longueurs d'onde distinctes. On parlera alors de super-réseau. L'étude de ce super-réseau et son utilisation pour sélectionner un seul état de WS sont décrites dans le chapitre V.

Nous avons déjà un réseau à 532 nm, le second réseau est formé en rétro-réfléchissant cette fois un faisceau à 515 nm (voir II.1.2). Tout comme le faisceau à 532 nm, celui-ci passe par un AOM qui permet de contrôler la profondeur de ce second réseau. Les deux faisceaux sont ensuite superposés au moyen d'un cube polarisant, comme le montre la figure II.9. Une étude détaillée du mode du faisceau peut être trouvée dans le rapport de stage de Luc Absil [132]. À pleine puissance (10 W), le profil du faisceau n'est pas gaussien comme on peut le voir sur la figure II.15.

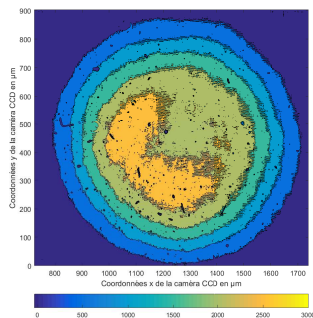


FIGURE II.15 – (Tirée de [132]) Profil du faisceau à 515 nm, après 3 m de propagation, à une puissance de 10 W.

La première solution que nous avons choisie fut de laisser le faisceau se propager sur 6 m avant les atomes et le miroir de rétro-réflexion car alors, le faisceau retrouve une propagation et un profil gaussien. Nous avons abandonné cette solution car à une telle distance et après une réflexion sur 14 miroirs (entre la tête laser et la recombinaison avec le faisceau à 532 nm), nous faisons face à des fluctuations de pointé bien trop importantes. Nous avons donc réduit à nouveau le trajet du faisceau et utilisons le laser à une moindre puissance. En effet une très légère modulation du réseau est nécessaire pour lever la dégénérescence et une puissance de 1 W est suffisante (à cette puissance le faisceau est parfaitement gaussien dès la sortie du laser).

II.8 La nouvelle enceinte à vide

Comme nous l'avons maintenant bien compris, l'objectif final de notre projet est de mesurer des forces à courte distance et la méthode choisie est de sonder la différence d'énergie entre des états de Wannier-Stark modifiés par l'interaction avec le miroir de rétro-réflexion du réseau. Il faut pour cela placer les atomes au voisinage du miroir et il est donc nécessaire de placer le miroir à l'intérieur de l'enceinte à vide. Le miroir se trouve en réalité dans une seconde enceinte, que nous avons installée au dessus de la première. On choisit de placer le miroir loin du lieu de préparation des atomes afin de préserver cette surface. En effet l'une des principales limitations dans ce type de mesures à très courte distance est la pureté ou la connaissance exacte de la surface mise en jeu ; c'est pourquoi on veut éviter de la contaminer avec les atomes

de rubidium eux-mêmes. Une enceinte supplémentaire a donc été réalisée par le service MUTA (Mécanique, Ultra-vide et Technologies Associées) du SYRTE. À l'intérieur, un support en céramique doté de quatre emplacements permet l'installation de miroirs de 1/2 pouce de diamètre. Nous n'avons pour l'instant placé que deux miroirs, réalisés dans deux substrats différents, le premier en BK7 le second en silice fondue, mais possédant tous les deux les mêmes traitements diélectriques. Le support est maintenu par un bras mécanique qui permet une translation horizontale. On peut ainsi former le réseau avec l'un ou l'autre miroir ; on peut également retirer les miroirs, si l'on veut réutiliser un miroir à l'extérieur de l'enceinte ou bien pour faciliter les premières étapes d'alignement. Si le miroir est contaminé par un dépôt de rubidium, on peut également le déplacer pour utiliser une zone vierge. L'enceinte est munie de six accès optiques, notamment pour pouvoir imager les atomes ou pour pouvoir opérer de nouvelles manipulations sur les atomes (seconde étape d'évaporation, réparation, etc.). On peut voir une photo de nos deux enceintes à vide sans leurs blindages magnétiques sur la figure II.16.

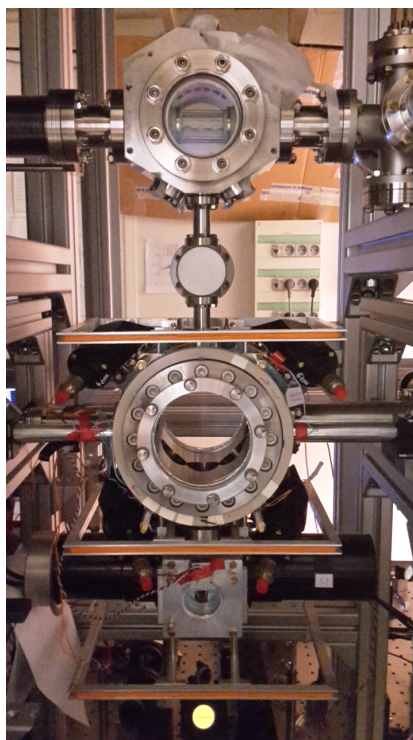


FIGURE II.16 – Photo des enceintes à vide : en bas la chambre principale et au dessus l'extension où se trouvent les miroirs.

Nous parlerons de l'enceinte principale (en bas, où sont préparés les atomes) et de l'enceinte supérieure (la nouvelle enceinte). Toutes deux furent conçus avec de grands hublots pour permettre un accès optique aisé (pour le piège dipolaire optique ou pour l'imagerie par absorption par exemple). On distingue une partie du bras mécanique à gauche de l'enceinte supérieure. On voit également les trois bobines qui permettent de réaliser le champ de quantification. Sous la chambre principale se trouve le système de détection par fluorescence : on distingue la face arrière du miroir de réflexion des trois nappes de lumières décrites section II.6.2.

La nouvelle enceinte est munie d'une vanne et elle ne fut mise en place que lorsqu'un vide inférieur à 10^{-9} mbar fut atteint. Pour l'installer, il a fallu retirer le banc optique supérieur (laser de confinement transverse - cube Raman - ancien miroir du réseau) ainsi que celui du piège dipolaire (à mi-hauteur, au niveau de l'enceinte principale). Il était aussi nécessaire de

retirer le blindage magnétique et pour cela, les faisceaux du MOT. L'enceinte principale repose sur un bâti de profilés en aluminium. Nous en avons ajouté un second, sur lequel repose maintenant l'enceinte supérieure. L'enceinte principale ne possède quant à elle aucune vanne et il a malheureusement fallu casser son vide pour réaliser cette opération. Après trois mois de pompage, et un étuvage léger, de quelques jours, autour de 70°C , nous avons retrouvé dans cette enceinte un vide d'environ 10^{-9} mbar.

La mesure du temps de vie dans le MOT nous renseigne précisément sur le vide à l'intérieur de l'enceinte principale. Nous pouvons ainsi vérifier la calibration de la jauge de notre pompe ionique. On peut se référer à [133] pour une explication détaillée de la mesure du vide à l'aide d'un MOT de rubidium ; on y trouve notamment les taux de perte lors de collisions avec différents gaz. Pour simplifier au maximum le problème, nous avons mesuré la décroissance du nombre d'atomes dans le MOT, après avoir interrompu le chargement et après avoir atteint un régime de densité suffisamment faible pour pouvoir négliger les collisions à deux corps au sein du MOT. Il s'agit alors d'une simple décroissance exponentielle. La figure II.17 présente le signal de fluorescence du MOT. On y distingue un chargement rapide puis une saturation (à plusieurs milliards d'atomes en 2,5 s) et après l'extinction du chargement, une décroissance rapide puis un second régime où seules les collisions avec le gaz résiduel sont responsables des pertes. En ajustant cette dernière section par une décroissance exponentielle, nous trouvons un temps de vie de 29 s. Nous ne connaissons pas la composition du gaz résiduel mais en prenant les taux de pertes maximum ($4,9 \cdot 10^7 \text{ Torr}^{-1}$ pour des collisions avec du dihydrogène) et minimum ($2,3 \cdot 10^7 \text{ Torr}^{-1}$ pour des collisions avec de l'Argon) nous pouvons borner la pression dans notre enceinte. La pression est comprise entre environ 1 et $2 \cdot 10^{-9}$ mbar, en accord avec la pression indiquée par la jauge.

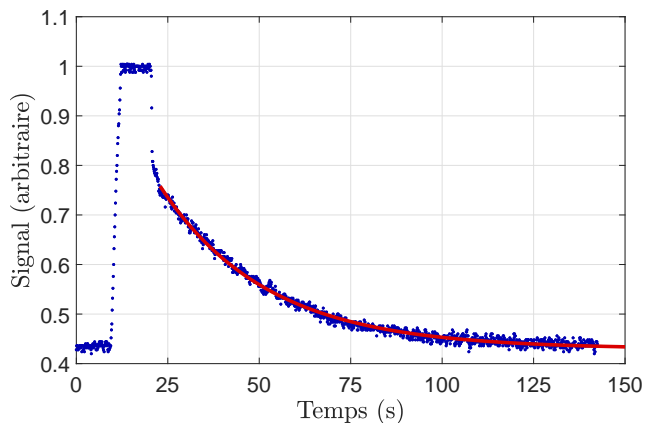


FIGURE II.17 – Temps de vie dans le MOT. La courbe rouge est un ajustement par une décroissance exponentielle qui permet d'extraire le temps de vie $\tau = 29$ s.

Après avoir remonté les faisceaux du MOT et le blindage magnétique, il a fallu réinstaller le piège dipolaire et réoptimiser l'évaporation ce qui a abouti à la réalisation du second BEC de 30 000 atomes évoqué section II.3.2.

Résolution spatiale et sensibilité avec une source atomique dense et ultrafroide

Comme nous l'avons expliqué au premier chapitre, l'objectif de ForCa-G est la mesure des forces de Casimir-Polder et de gravitation à courtes distances entre des atomes et une surface séparés d'une distance L et ces forces présentent une forte dépendance en L (respectivement en $\frac{1}{L^5}$ et $\frac{1}{L^2}$). À une centaine de μm , la force de Casimir-Polder est déjà dans notre cas 7 ordres de grandeur plus faible que la gravitation terrestre. Comme nous l'avons mentionné section I.1.3, un intérêt du dispositif de ForCa-G est la connaissance précise de cette distance L grâce au réseau dont l'origine est déterminée par la surface elle-même. Il n'est donc pas question de moyenner la force exercée sur un nuage qui s'étale sur plusieurs mm. Nous cherchons donc à obtenir la meilleure résolution spatiale possible pour notre capteur. C'est pourquoi nous avons implémenté le refroidissement par évaporation pour réduire la taille du nuage (voir section II.3) et ainsi améliorer la résolution spatiale de la mesure. Ultiment nous sélectionnerons un unique état de Wannier-Stark et cette étape d'évaporation permettra d'augmenter le nombre d'atomes se trouvant dans un même état de Wannier-Stark. Cette sélection est l'objet du chapitre V. Le sujet de ce chapitre est l'étude de la résolution spatiale de notre capteur ainsi que de la sensibilité que nous pouvons obtenir dans ces nouvelles conditions.

Sommaire

III.1 La résolution spatiale	54
III.1.1 Distribution atomique dans un potentiel périodique	54
III.1.2 Résultats	56
III.2 Optimisation de la sensibilité	56
III.2.1 La sensibilité de l'interféromètre RRS	56
III.2.2 Cohérence et contraste de l'interféromètre	57
III.2.3 Fluctuations de la probabilité de transition	61
III.2.4 Estimation de la sensibilité	62
III.3 Résultats	64
III.4 Bruits et limitations	66
III.4.1 Détection	66
III.4.2 Vibrations	66
III.4.3 Signal de référence	66
III.4.4 Lasers de piégeage	67
III.4.5 Lasers Raman	67
III.4.6 Profondeur du réseau	68
III.5 Mesure à faible distance	69
III.5.1 Sélection	69
III.5.2 Sensibilité attendue sur la mesure de la force de Casimir-Polder	70

III.6 Amélioration : interféromètre multi-π	71
III.6.1 Principe	71
III.6.2 Passage adiabatique	72
III.6.3 Résultats	77
III.A Annexe : le piège harmonique à deux dimensions	80
III.A.1 Fréquence du piège et taille transverse du nuage	80
III.A.2 DLD : profil, écart-type et DLD moyen	80
III.A.3 Gradient vertical = force parasite	82

III.1 La résolution spatiale

Nous définissons la résolution spatiale $\bar{\sigma}_z$ de notre capteur comme l'écart-type en position dans la direction verticale, moyenné dans le temps, de notre nuage atomique. Pour la déterminer, nous pourrions mesurer directement la taille du nuage à l'imagerie. Mais la résolution de $5\ \mu\text{m}$ de notre système d'imagerie décrit section II.6.1 est insuffisante. Il nous faut donc une autre méthode pour déterminer $\bar{\sigma}_z$.

Dans notre piège mixte (voir section II.4.4), le confinement dans la direction transverse est plus faible que dans la direction verticale et notre nuage a la forme d'une galette. Nous pouvons donc mesurer sa taille dans la direction transverse. Ensuite nous déduisons la densité moyenne de la mesure du déplacement collisionnel, c'est-à-dire le déplacement de fréquence induit par les collisions interatomiques, en utilisant l'équation IV.5.

Nous pouvons alors calculer la taille verticale à partir de la densité moyenne \bar{n}_{at} et de la taille transverse σ_r . Dans le cas d'un piège harmonique dans les trois dimensions, on a simplement :

$$\sigma_z = \frac{N_{at}}{8\pi^{3/2}\sigma_r^2\bar{n}_{at}} \quad (\text{III.1})$$

Mais dans le cas du réseau, le profil vertical n'est pas gaussien et nous calculons dans un premier temps le profil de la distribution atomique dans notre potentiel périodique.

III.1.1 Distribution atomique dans un potentiel périodique

Pour déterminer la distribution atomique dans le réseau, nous modélisons tout d'abord l'échantillon atomique à la fin de l'évaporation comme un mélange statistique de paquets d'onde minimaux, à une température de 300 nK, et suivant une distribution gaussienne d'écart-type $\sigma_{z,DT}$. L'état initial dans le réseau vertical est alors obtenu en projetant ces paquets d'onde sur les états propres $|WS_l\rangle$ de la bande fondamentale du réseau. Les états projetés dans les bandes excitées, qui ont un temps de vie négligeable (voir section I.3.1), sont considérés comme perdus. On perd alors 15% des atomes à une profondeur de $1,9 E_{\text{rec}}$, et 23% à $4 E_{\text{rec}}$. La distribution ainsi obtenue est représentée en bleu sur la figure III.1 (à gauche) pour une profondeur de $1,9 E_{\text{rec}}$. La courbe rouge correspond à la distribution initiale, dans le piège dipolaire.

On laisse ensuite évoluer les états propres et on peut calculer la position moyenne et l'écart-type de la distribution au cours d'une période de Bloch. On obtient l'oscillation de Bloch induite par la gravité qui se traduit à la fois par une oscillation de la position et de l'impulsion mais aussi de la taille du nuage. Cette dernière est représentée à droite de la figure III.1. À la profondeur de $1,9 E_{\text{rec}}$, la position du nuage oscille avec une amplitude d'environ $0,6\ \mu\text{m}$. Avec un écart-type initial $\sigma_{z,DT}$ de $2,8\ \mu\text{m}$, la taille $\sigma_z(t)$ de l'échantillon oscille entre $2,8$ et $3,2\ \mu\text{m}$. La résolution définie comme l'écart-type moyenné sur le temps vaut alors $\bar{\sigma}_z = 3\ \mu\text{m}$.

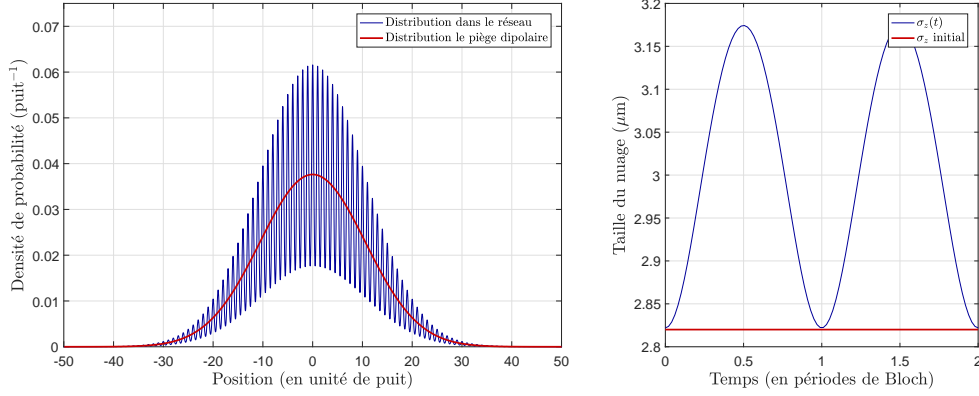


FIGURE III.1 – Densité de probabilité dans la direction verticale dans le piège dipolaire harmonique et dans le réseau à une profondeur de $1,9 E_{\text{rec}}$ (à gauche) avec la taille correspondante évoluant pendant deux périodes de Bloch (à droite).

Maintenant que nous connaissons la distribution verticale du nuage, il est possible de calculer la relation entre la densité linéique moyenne \bar{n}_z et la taille σ_z qui dépend de la profondeur du réseau :

$$\begin{aligned} \kappa &= \bar{n}_z \sigma_z \\ \kappa(1,9 E_{\text{rec}}) &= 0,34 \\ \kappa(9 E_{\text{rec}}) &= 0,56 \end{aligned} \quad (\text{III.2})$$

Ce produit ne dépend pas de la taille initiale $\sigma_{z,DT}$ tant qu'elle est supérieure à deux sites du réseau ($0,5\mu\text{m}$). De plus, à la profondeur de $1,9 E_{\text{rec}}$ ($9 E_{\text{rec}}$), sa valeur varie de moins de 3% (1%) au cours d'une oscillation de Bloch puisque la densité augmente quand la taille diminue. Plus la profondeur du réseau augmente, plus le volume effectif diminue et plus ce facteur augmente. Dans le cas harmonique on a $\kappa_{\text{harmonic}} = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} = 0,28$.

Le déplacement collisionnel est mesuré à l'aide d'interféromètres durant 50 à 100 ms et la densité déduite est donc moyennée sur plusieurs périodes de Bloch (1,76 ms). La taille déduite de la relation III.2 est donc elle aussi moyennée sur une période de Bloch et correspond à notre définition de la résolution $\bar{\sigma}_z$.

Revenons maintenant à notre problème à trois dimensions. Puisque le piège est harmonique dans la direction transverse, on a finalement :

$$\bar{\sigma}_z = \kappa \frac{N_{at}}{4\pi\sigma_r^2\bar{n}_{at}} \quad (\text{III.3})$$

Remarque : impact des oscillations en position et limite sur la résolution

En principe, la résolution est dégradée par les oscillations en position. Dans notre cas, à $1,9 E_{\text{rec}}$ et avec une distribution de l'ordre du μm , cette dégradation est négligeable (inférieure au pour cent). Par contre si on se place dans la limite d'un unique paquet d'ondes à 300 nK on calcule une dégradation de l'ordre de 15%.

Dans cette limite d'un unique paquet d'ondes, en prenant en compte l'évolution de la taille et de la position au cours d'une oscillation de Bloch, on trouve un écart-type de la distribution en position moyenne de l'ordre du μm (qui dépend de la température et de la position dans le réseau de ce paquet d'ondes). La limite fondamentale de la résolution de notre capteur, si nous ne réalisons pas d'étape de sélection supplémentaire, est donc de l'ordre du micron.

III.1.2 Résultats

Nous donnons ici le résultat de la mesure de la résolution spatiale dans les conditions finales de ce chapitre, utilisées pour la mesure de la figure III.9. Le waist du laser de confinement transverse est alors de $300 \mu\text{m}$ et sa puissance de $1,36 \text{ W}$. Nous mesurons alors à l'imagerie une taille transverse de $\sigma_r = (74 \pm 5) \mu\text{m}$.

Le déplacement collisionnel que nous mesurons dans ces conditions vaut $(25 \pm 5) \text{ mHz}$ pour $30\,000$ atomes. On en déduit de l'équation IV.5 une densité $\bar{n}_{at} = (5 \pm 1) \times 10^{10} \text{ at/cm}^3$.

On dérive alors de l'équation III.3, pour la profondeur de $1,9 E_{\text{rec}}$, la résolution spatiale :

$$\sigma_z = 3,0 \pm 0,7 \mu\text{m} \quad (\text{III.4})$$

Ceci correspond à une taille à la fin de l'évaporation de $2,8 \mu\text{m}$ comme pour l'exemple pris figure III.1.

Meilleure résolution

Après les résultats présentés ici, la résolution spatiale a encore été améliorée. Le condensat présenté section II.3.2 a une taille verticale de $1 \mu\text{m}$ ce qui correspond à une résolution dans le réseau d'environ $1,5 \mu\text{m}$. Mais cette amélioration de la résolution s'accompagne d'une augmentation de la densité qui, comme nous allons le voir maintenant, induit une dégradation de la sensibilité.

III.2 Optimisation de la sensibilité

Si la résolution spatiale de notre capteur est importante pour mesurer des forces à courte distance, sa sensibilité l'est tout autant. En effet nous voulons réaliser une mesure de précision de la force de Casimir-Polder (au pour cent) et pouvoir détecter une déviation à la loi de Newton la plus petite possible (section I.1.3). Nous allons donc maintenant nous pencher sur la sensibilité de notre capteur, dans ce nouveau régime de densité, où les interactions atomiques sont devenues la principale limitation.

III.2.1 La sensibilité de l'interféromètre RRS

La sensibilité de notre capteur est définie comme la plus petite variation σ_{ν_B} de fréquence mesurable. Si on appelle σ_{coup} l'écart-type des fluctuations de fréquence mesurée coup à coup, alors on obtient au bout de N mesures une incertitude donnée par $\sigma_{\nu_B}(N) = \frac{\sigma_{\text{coup}}}{\sqrt{N}}$ où le bruit est blanc (c'est à dire qu'il n'y a pas de corrélation dans le bruit de mesures successives). Si on appelle T_c la durée d'un cycle, on peut alors réécrire $\sigma_{\nu_B}(\tau) = \sigma_{\text{coup}} \frac{\sqrt{T_c}}{\sqrt{\tau}}$. C'est pourquoi la sensibilité s'exprime par $\sqrt{\text{Hz}}$ ou bien souvent "à 1 seconde" comme nous le ferons ici. Cette définition de la sensibilité est liée au concept de résolution du capteur (à distinguer de la résolution spatiale!) qui est alors la meilleure incertitude statistique que l'on puisse atteindre en fonction de la durée τ de moyennage.

Dans notre interféromètre le lien entre la variation de la phase et la variation de la transition de probabilité s'obtient en dérivant l'équation I.35 : $\sigma_P = \frac{C}{2} |\sin \Phi| \sigma_\Phi$. La sensibilité sera donc maximale lorsque $|\Phi| \rightarrow \frac{\pi}{2}$ et c'est pourquoi nous effectuons toujours nos mesures à mi-frange de l'interféromètre, comme expliqué section I.3.3. On a alors, dans le cas de l'interféromètre RRS (voir équation I.38) : $\sigma_P = \frac{C}{2} \sigma_\Phi = \pi C T \Delta l \sigma_{\text{coup}}$.

La sensibilité relative de la mesure de la fréquence de Bloch s'écrit finalement :

$$\frac{\sigma_{\nu_B}(\tau)}{\nu_B} = \frac{1}{\Delta l \nu_B} \frac{\sigma_P}{\pi C T} \frac{\sqrt{T + T_p}}{\sqrt{\tau}} \quad (\text{III.5})$$

pour une séparation de Δl puits, où σ_P est l'écart-type des fluctuations coup à coup de la

probabilité de transition, C est le contraste de l'interféromètre, T est le temps d'évolution libre de l'interféromètre et $T_p = 2,3$ s est le temps de préparation et de détection.

Plus la séparation Δl est importante, plus la mesure sera sensible. Cependant plus la séparation est importante, plus la profondeur du réseau doit être faible pour optimiser le couplage Raman (section I.31). Des séparations $\Delta l \geq 7$ puits nécessitent des profondeurs du réseau inférieures à $1,3 E_{\text{rec}}$. Pour de telles profondeurs, les pertes par effet Landau Zener [99] deviennent trop importantes, ce qui entraîne une augmentation significative du bruit de détection qui détériore la sensibilité. Nous choisissons donc une séparation $\Delta l = 6$ puits. Pour optimiser le couplage, la puissance du laser du réseau est alors réglée à $1,23$ W, ce qui correspond à une profondeur de $1,9 E_{\text{rec}}$ (d'après la figure III.11 d'une part et l'équation I.17 d'autre part).

Pour optimiser la sensibilité de III.5, nous pouvons encore jouer sur trois autres paramètres : σ_P , C et T . Les fluctuations σ_P et le contraste C dépendent tous deux, comme nous le verrons plus bas, du nombre d'atomes N_{at} et de la durée de l'interféromètre T . Il faudra donc trouver un bon compromis à la fois pour le nombre d'atomes et pour la durée de l'interféromètre pour optimiser la sensibilité.

III.2.2 Cohérence et contraste de l'interféromètre

Mesure du contraste

Nous commencerons donc par étudier le contraste de l'interféromètre Ramsey-Raman symétrique. Pour ce faire, nous enregistrons les franges de l'interféromètre en allongeant sa durée T . Les lasers Raman sont réglés à résonance afin d'optimiser le couplage et donc le contraste. Pour produire les franges de l'interféromètre, un saut de phase proportionnel à T est alors implémenté entre les première et dernière impulsions. Un exemple d'un tel signal est présenté sur la figure III.2.

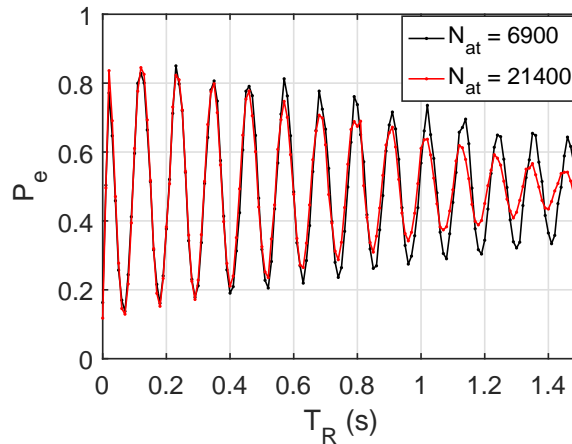


FIGURE III.2 – Amortissement du contraste pour un interféromètre Ramsey-Raman symétrisé. L'amortissement augmente avec la densité, ici proportionnelle au nombre d'atomes. Courbe noire : 6 900 atomes – Courbe rouge : 21 400 atomes.

Le contraste est ensuite extrait de ces franges en calculant l'écart-type du signal sur une période. On peut en effet montrer que l'écart-type de la variable $\text{Offset} + \frac{C}{2} \cos(\Phi)$ pour Φ uniformément distribué entre a et $a + 2\pi$ est égal à $\frac{C}{2\sqrt{2}}$. Nous ajustons ensuite le contraste par une décroissance exponentielle :

$$C(T) = C_0 e^{-\gamma T} \quad (\text{III.6})$$

où γ est le taux d'amortissement du contraste.

Les sources de décohérence

Nous avons identifié trois effets principaux, responsables de la décohérence et de la chute du contraste dans notre interféromètre :

- **Les interactions** : Pour des densités typiques de l'ordre de 10^{11} at/cm³ obtenues après le refroidissement évaporatif, les interactions atomiques induisent d'importants déplacements collisionnels, de l'ordre de quelques dizaines de mHz. L'inhomogénéité de densité se traduit alors par une inhomogénéité conséquente de déplacement de fréquence. Il s'agit d'une inhomogénéité de la fréquence d'horloge ; la symétrisation devrait donc supprimer le déphasage. Cependant l'effet de la symétrisation n'est que partiel et il subsiste un déphasage inhomogène responsable de la perte de contraste. On peut attribuer cet effet imparfait de la symétrisation aux pertes atomiques accompagnées par une diminution de la densité pendant la durée de l'interféromètre ; on peut également envisager un chauffage du nuage ou encore un échange d'énergie lors des collisions. Comme nous pouvons le voir sur la figure III.2, augmenter le nombre d'atomes, et donc la densité, engendre ainsi une décroissance plus forte du contraste.
- **DLD** : En plus des interactions atomiques, les inhomogénéités du déplacement lumineux différentiel (DLD) induit par le laser de confinement transverse jouent aussi un rôle important dans la décroissance du contraste. Comme dans le cas des interactions, il s'agit d'un effet d'horloge qui, pour les mêmes raisons, n'est pas parfaitement rejeté par la symétrisation.
- **Force parasite** : Un troisième effet qui affecte le contraste de l'interféromètre symétrisé est l'inhomogénéité de la force parasite due au laser de confinement transverse (voir section I.4.7 et [111, 105, 112]). Cette force est due au gradient vertical de potentiel du laser (plus on s'éloigne du waist, plus le potentiel est faible). Elle dépend de la puissance et est maximale au centre du faisceau. Il s'agit d'un effet inertiel, au même titre que la gravité, qui n'est donc pas rejeté par la symétrisation. Nous atténuons cet effet en plaçant le nuage au niveau du waist du laser.

Remarque sur les interactions et le SSR : Comme nous l'avons évoqué section I.4.8, dans de tels régimes de densité, il a été montré que les collisions d'échange conduisent à la resynchronisation des spins et, dans le cadre d'un interféromètre, au phénomène d'auto-synchronisation des spins (SSR pour Spin Self-Rephasing) [112, 119]. Un intérêt particulier doit être porté, dans le cas d'un interféromètre symétrisé, aux effets conjoints du SSR et des impulsions de symétrisation [114]. Cependant dans le cas présent, des états spatialement séparés sont mis en jeu ($\Delta l \neq 0$) ce qui réduit le taux de collisions d'échange et donc le SSR. On ne bénéficie donc pas de temps de cohérence prolongés comme dans [119, 114], mais la symétrisation n'est pas perturbée.

Le rôle du confinement transverse

La densité atomique, le DLD et la force parasite dépendent tous trois de la puissance P et du waist w_r du laser de confinement transverse. Réduire sa puissance permet donc de réduire les trois effets néfastes pour le contraste. Cependant, si la profondeur du confinement transverse n'atteint pas les ~ 2 μ K, le nombre d'atomes piégés est drastiquement diminué. La profondeur du piège dépend de l'intensité du faisceau et évolue donc comme $\frac{P}{w_r^2}$ tandis que la fréquence du piège évolue quant à elle comme $\frac{\sqrt{P}}{w_r^2}$ (équation III.19). Pour une profondeur donnée, augmenter le waist du laser permet donc de diminuer la fréquence du piège. Comme nous le montrons dans l'annexe III.A, les inhomogénéités de densité et de DLD évoluent comme la fréquence du piège tandis que l'inhomogénéité du gradient de potentiel vertical évolue, proche du waist, comme $\frac{\sqrt{P}}{w_r^6}$. Augmenter le waist permet donc de diminuer les trois effets, à profondeur constante, donc en piégeant a priori autant d'atomes.

Mesure du contraste en fonction du confinement transverse

Afin d'étudier le rôle de ce laser de confinement transverse sur la cohérence de notre échantillon, le taux de décroissance du contraste γ est mesuré comme expliqué ci-dessus pour différents paramètres du laser (puissance et waist) et pour différents nombres d'atomes. Afin de varier linéairement la densité, on change le nombre d'atomes à volume constant. Le nombre d'atomes est contrôlé après la fin de l'évaporation, pendant la polarisation du nuage effectuée par une séquence d'impulsions micro-onde et de faisceau pousseur (voir section II.5.1). On ajuste ainsi le nombre d'atomes en changeant la durée de la micro-onde avant chaque impulsion de pousseur. La rampe d'évaporation n'est donc pas modifiée (même taux de collisions pendant l'évaporation) et on s'assure que le volume reste inchangé (pour des paramètres donnés des lasers de piégeage) en vérifiant que la température est indépendante du nombre d'atomes.

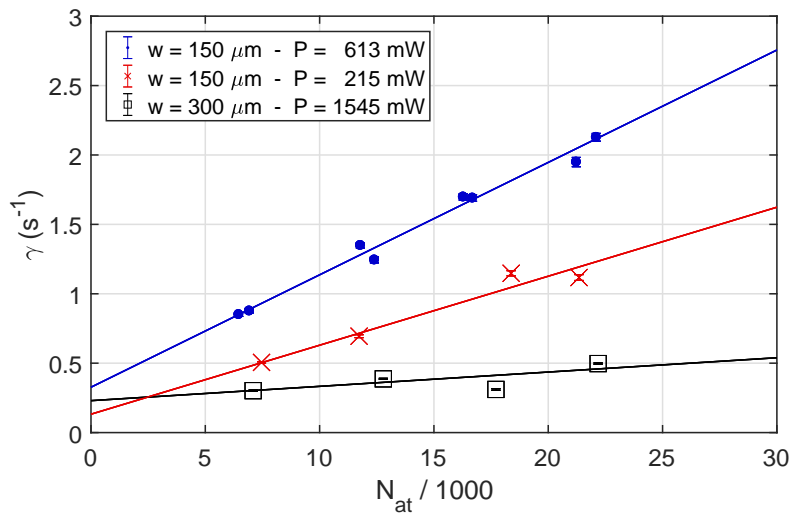


FIGURE III.3 – Effet du laser de confinement transverse sur le taux d'amortissement du contraste γ . Le contraste suit une décroissance exponentielle : $C(T, N_{at}) = C_0 e^{-\gamma(N_{at})T}$. Les courbes continues sont des ajustements linéaires : $\gamma(N_{at}) = \gamma_0 + \alpha N_{at}$.

La figure III.3 présente le taux de décroissance du contraste γ , en fonction du nombre d'atomes, pour différents paramètres du laser de confinement transverse. Pour chacune de ces configurations, le taux de décroissance augmente linéairement avec la densité et donc le nombre d'atomes. Nous ajustons donc linéairement les données par :

$$\gamma(N_{at}) = \gamma_0 + \alpha N_{at} \quad (\text{III.7})$$

où le terme αN_{at} correspond à la contribution des interactions, tandis que le terme γ_0 , indépendant du nombre d'atomes correspond aux autres sources de décohérence telles que celles dues aux lasers de piégeage. Les points bleus et les croix rouges correspondent à des mesures faites avec un waist de $150 \mu\text{m}$ et des puissances de respectivement 613 et 215 mW. Dans les deux cas la profondeur est suffisante pour transférer tous les atomes dans le piège après l'évaporation. On voit nettement que diminuer la puissance du laser de confinement transverse permet de réduire l'amortissement du contraste. Comme attendu, réduire la puissance diminue à la fois l'offset γ_0 et la pente α . Les carrés noirs correspondent à un waist de $300 \mu\text{m}$; la puissance est augmentée à 1,5 W pour maintenir une profondeur suffisante. Lorsqu'on augmente le waist du faisceau, la densité est significativement réduite pour un nombre donné d'atomes, et la pente α diminue.

Dépendance avec la fréquence du piège

Nous voulons nous intéresser plus en détail à l'évolution de γ_0 et α en fonction des paramètres du laser de confinement transverse. Nous répétons donc ces mesures dans des gammes de puissances allant de 6 à 60 W/mm² et de waists allant de 150 à 300 μm . La figure III.4 présente l'évolution du paramètre α extrait de ces ajustements en fonction de la fréquence du piège ν_r . Le terme αN_{at} , puisqu'il provient des interactions, dépend de la densité atomique. α est donc proportionnel au volume du nuage et, pour une taille donnée dans la direction verticale, à $\frac{1}{\sigma_r^2}$ où σ_r^2 est la taille du nuage dans la direction radiale. Or $\frac{1}{\sigma_r^2} \propto \nu_r$ (voir annexe III.A). On s'attend alors à ce que α croisse avec ν_r . Aux basses profondeurs, l'approximation harmonique n'est plus correcte et on sur-estime la fréquence du piège; ceci explique probablement le comportement non linéaire de α en fonction de ν_r pour les plus faibles valeurs de α .

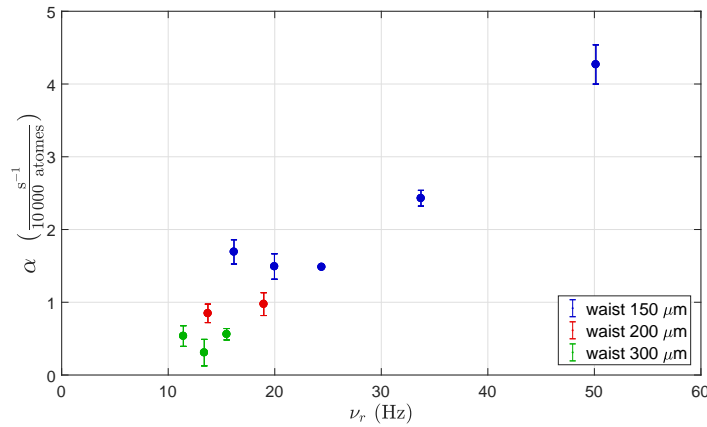


FIGURE III.4 – Évolution du paramètre α extrait de l'ajustement linéaire du taux de décroissance du contraste $\gamma = \gamma_0 + \alpha N_{at}$ en fonction de la fréquence du piège transverse ν_r .

Pour ce qui est de γ_0 , extraire un facteur d'échelle sera plus délicat puisque plusieurs effets induits par le laser de confinement transverse sont en cause. Nous avons cité le DLD dont les inhomogénéités évoluent comme la fréquence du piège (équation III.42) et les inhomogénéités du gradient vertical qui, si les atomes sont proches du waist ($z \ll z_R$), évoluent comme $\frac{\sqrt{P}}{w_r^3}$ (équation III.48). L'inhomogénéité attendue de la force parasite est toutefois négligeable devant celles du DLD (voir équations annexe III.A). On attend donc une évolution linéaire de III.5 avec la fréquence du piège. Sur la figure III.5, nous avons représenté l'évolution de γ_0 en fonction de la fréquence du piège.

Nous pouvons donc maintenant exprimer, à l'aide des équations III.6 et III.7, l'évolution du contraste $C(N_{at}, T)$ en fonction du nombre d'atomes et de la durée de l'interféromètre, pour différents paramètres du laser de confinement transverse. Nous choisirons pour la mesure finale de la section III.3, d'augmenter le waist du laser de confinement transverse de 150 μm à 300 μm . La taille du nuage dans la direction transverse passe alors de 36 μm à 74 μm et la densité est ainsi réduite d'un facteur 4. La taux d'amortissement du contraste pour les grands nombres d'atomes est également approximativement divisé par 4. Pour une puissance de 1,36 W et pour 15 000 atomes, le temps de cohérence de notre échantillon atomique est alors de $1/\gamma = 2,5 \text{ s}$.

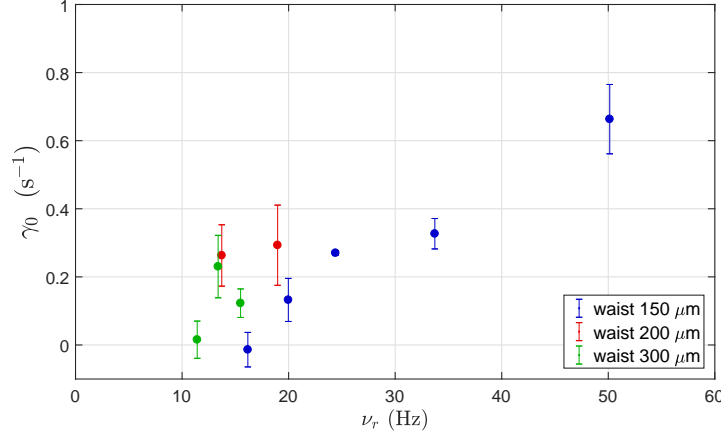


FIGURE III.5 – Évolution du paramètre γ_0 extrait de l’ajustement linéaire du taux de décroissance du contraste $\gamma = \gamma_0 + \alpha N_{at}$ en fonction de la fréquence du piège transverse ν_r .

III.2.3 Fluctuations de la probabilité de transition

Pour optimiser la sensibilité de l’équation III.5 et choisir les paramètres optimaux pour l’interféromètre, il nous faut maintenant caractériser les fluctuations coup à coup de la probabilité de transition σ_P . Nous quantifierons tout d’abord le bruit de détection σ_{det} (qui ne dépend que du nombre d’atomes) puis le bruit de phase de l’interféromètre σ_ϕ (qui dépend de la durée T de l’interféromètre). En prenant en compte ces deux contributions, σ_P s’exprime :

$$\sigma_P^2(N_{at}, T) = \sigma_{det}^2(N_{at}) + \frac{C^2(N_{at}, T)}{4} \sigma_\phi^2(T) \quad (\text{III.8})$$

Bruit de détection

La majeure partie des fluctuations σ_P provient dans notre cas du bruit de détection que l’on exprime :

$$\sigma_{det}^2 = \frac{a^2}{N_{at}^2} + \frac{1}{4N_{at}} + b^2 \quad (\text{III.9})$$

La première contribution correspond au bruit électronique tel que le bruit de numérisation ou le bruit de tension du montage en transimpédance ou encore les fluctuations d’intensité de la lumière parasite (diffusion provenant des différents lasers de piégeages et de refroidissement). Pour une probabilité de transition $P = \frac{N_2}{N_1 + N_2}$, dans le cas où $N_1 \approx N_2$ (mi-frange de

l’interféromètre), ce bruit s’exprime $\frac{\sqrt{\sigma_{N_1}^2 + \sigma_{N_2}^2}}{2 N_{at}}$ où σ_{N_1} et σ_{N_2} sont les fluctuations sur chacune

des voies du système de détection et $N_{at} = N_1 + N_2$. On a donc $a = \frac{\sqrt{\sigma_{N_1}^2 + \sigma_{N_2}^2}}{2}$.

La seconde contribution correspond au bruit de projection quantique et la troisième au bruit technique (tel que le bruit de normalisation ou le bruit d’intensité et de fréquence du laser de détection).

Le système de détection ainsi qu’une étude détaillée du bruit de détection sont décrits dans [105]. On y trouve $a = 127$ et $b = 10^{-3}$. Nous avons maintenant beaucoup plus de puissance disponible dans les nappes de détection (voir section II.1.2) ce qui nous permet de diminuer le premier terme. En optimisant la puissance et le désaccord du laser de détection, on obtient $a = 58$.

Bruit de phase de l'interféromètre

Il reste maintenant à déterminer le bruit de phase de l'interféromètre. Nous nous plaçons à mi-frange et on calcule l'écart-type d'Allan de la probabilité de transition. Pour distinguer le bruit de phase du bruit de détection, on soustrait (quadratiquement) ce dernier en utilisant l'équation III.9 et le nombre d'atomes mesuré. En tenant compte du contraste de l'interféromètre, on accède ainsi au bruit de phase. Les résultats de cette mesure sont présentés sur la figure III.6; on voit que le bruit de phase de l'interféromètre RRS, augmente avec la durée T . Pour obtenir une expression analytique du bruit de phase et prendre en compte cette augmentation avec T , on réalise un ajustement linéaire avec la loi $\sigma_\phi = \sigma_{\phi_0} + kT$. On trouve $\sigma_{\phi_0} = (56 \pm 7)$ mrad et $k = (21 \pm 6)$ mrad/s. La dispersion importante des données peut être due à une non stationnarité du bruit de phase mesuré, la figure présentant des mesures réalisées sur plusieurs jours. Nous avons vérifié que l'utilisation d'un ajustement quadratique des données ou bien d'une simple moyenne indépendante de T changeait très peu les paramètres optimaux que nous calculons dans la section suivante.

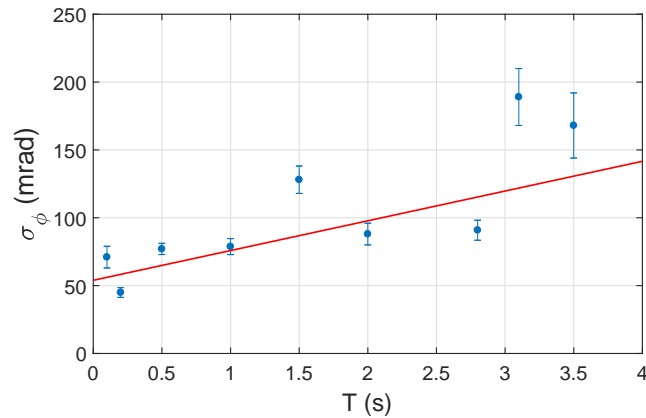


FIGURE III.6 – Bruit de phase de l'interféromètre Ramsey-Raman symétrisé (après soustraction du bruit de détection) en fonction de la durée T de l'interféromètre. La droite en rouge est un ajustement linéaire.

III.2.4 Estimation de la sensibilité

Nous venons de décrire comment les paramètres C et σ_P dépendent du nombre d'atomes et de la durée T de l'interféromètre. Nous pouvons donc maintenant estimer la sensibilité de l'équation III.5 pour différentes géométries du piège et différents nombres d'atomes. Nous utilisons les équations III.8 et III.9 pour exprimer $\sigma_P(N_{at}, T)$ ainsi que l'ajustement de la figure III.6 pour exprimer $\sigma_\phi(T)$. Les ajustements de la figure III.3 sont utilisés pour exprimer $C(N_{at}, T)$.

La figure III.7 présente cette estimation de la sensibilité relative en fonction de la durée T de l'interféromètre, pour trois nombres d'atomes différents et deux tailles de waist du laser de confinement transverse. Le graphique de gauche correspond au waist initial de 150 μm et celui de droite au nouveau waist de 300 μm .

Comme attendu, il existe pour chaque configuration une durée T ainsi qu'un nombre d'atomes optimaux. Comme nous l'avons vu, le contraste décroît avec la durée de l'interféromètre. La durée T optimale résulte donc d'un compromis entre un bon contraste mais un mauvais facteur d'échelle aux temps courts et un contraste dégradé mais un meilleur facteur d'échelle aux temps longs. Cette durée T optimale se distingue très clairement pour le waist de 150 μm , sur le graphique de gauche. Avec le waist de 300 μm (graphique de droite),

nous avons réduit le taux de décroissance du contraste, la sensibilité se dégrade donc moins aux temps longs. Il existe également un compromis pour le nombre d'atomes entre un faible bruit de détection aux grands nombres d'atomes et un meilleur contraste aux faibles nombres d'atomes. Pour le waist de $300\ \mu\text{m}$ et des interactions réduites, au delà de 10 000 atomes, le bruit de détection et la décroissance du contraste se compensent lorsqu'on change le nombre d'atomes. Augmenter la taille du waist permet donc d'obtenir un meilleur contraste et ainsi une meilleure sensibilité mais rend aussi la durée optimale de l'interféromètre moins sensible au nombre d'atomes. Les paramètres optimaux pour la sensibilité sont alors moins sensibles aux fluctuations du nombre d'atomes.

Finalement, pour un waist de $300\ \mu\text{m}$, on trouve une sensibilité relative optimale de l'ordre de 5×10^{-6} pour des durées T comprises entre 3 et 3,5 secondes et pour des nombres d'atomes compris entre 10 000 et 60 000.

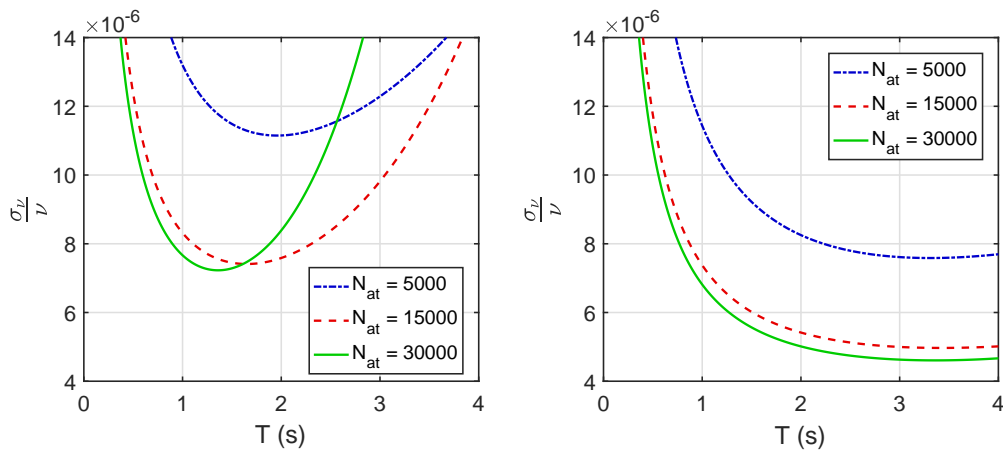


FIGURE III.7 – Sensibilité relative estimée en fonction de la durée T de l'interféromètre Ramsey-Raman symétrique (RRS), pour trois nombres d'atomes. À gauche : waist du laser de confinement transverse = $150\ \mu\text{m}$ – À droite : waist du laser de confinement transverse = $300\ \mu\text{m}$.

III.3 Résultats

Nous avons effectué des mesures de la fréquence de Bloch avec l'interféromètre Ramsey-Raman symétrisé pour la puissance et le waist du laser de confinement transverse, choisis section III.2.2, de $w_r = 300 \mu\text{m}$ et $P = 1,36 \text{ W}$, avec des durées T allant de 50 ms à 4 s et avec des nombres d'atomes allant de 1 500 à 15 000. Notre meilleur résultat pour la sensibilité de la mesure de la fréquence de Bloch est de 5×10^{-6} à 1 seconde. Il est obtenu pour une durée d'interféromètre $T = 2,7 \text{ s}$ et un nombre d'atomes $N_{at} = 15\,000$. Ces valeurs sont proches de la meilleure sensibilité et des paramètres optimaux estimés précédemment. Le contraste correspondant est de l'ordre de $C \sim 0,3$ et la densité est de l'ordre de $\bar{n} \sim 5 \times 10^{10} \text{ at/cm}^3$. Une figure d'interférence typique est représentée sur la figure III.8.

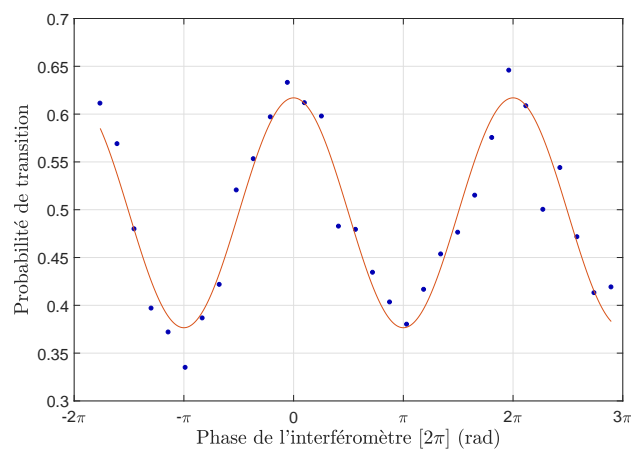


FIGURE III.8 – Franges de Ramsey typiques obtenues avec 15 000 atomes et pour une durée d'interféromètre $T=2,7 \text{ s}$. La courbe rouge est ajustement sinusoidal des données.

La figure III.9 présente l'écart-type d'Allan des fluctuations relatives de la mesure de la fréquence de Bloch. La courbe rouge en pointillés est représentée à titre de comparaison. Elle correspond à la mesure effectuée dans [112] avec un échantillon très dilué chargé depuis une mélasse optique, donnant une résolution spatiale dans la direction verticale de l'ordre du mm. La sensibilité relative obtenue alors était de $1,8 \times 10^{-6}$ à 1 seconde et s'intégrait jusqu'à 1×10^{-7} en 5 minutes.

Les courbes roses et vertes correspondent à la mesure réalisée avec un échantillon atomique ultra-froid offrant une résolution de $3 \mu\text{m}$ (voir section III.1) avec lequel nous avons réalisé l'étude ci-dessus. La courbe verte correspond à une séparation $\Delta l = 6$ puits et la rose à une séparation $\Delta l = -6$ puits. On observe une forte dérive de la fréquence mesurée. Nous avons toujours observé ce genre de dérives qui sont corrélées avec les fluctuations de la température dans la salle d'expérience. Le maximum observé à 5-8 minutes sur l'écart-type d'Allan correspond en effet au cycle de climatisation de 10-15 minutes. Cette évolution de la température qui peut influencer sur la polarisation ou l'alignement des faisceaux a pour principale conséquence une variation du nombre d'atomes et de la densité d'une part et du couplage Raman d'autre part. Nous pouvons ici rappeler que le déplacement collisionnel, pour une densité de $5 \times 10^{10} \text{ at/cm}^3$ et une impulsion $\pi/2$ parfaite, est d'environ 25 mHz. Une dérive lente de la densité de l'ordre de 10% correspond donc à une dérive de 2,5 mHz. Par ailleurs, comme nous le montrons dans la section IV.2.2, une dérive du couplage Raman de seulement 1% induit, pour de telles densités, une dérive du déplacement collisionnel de 3 mHz alors que notre sensibilité à 1 seconde correspond à des fluctuations de fréquence coup à coup de 7,6 mHz. Nous ne présenterons pas d'étude plus détaillée de cette dérive du déplacement col-

lisionnel qui, quoiqu'importante, est une dérive lente qui se rejette très bien. Nous réalisons en effet une mesure différentielle en entrelaçant les mesures avec les séparations $\Delta l = +6$ et -6 qui ont des couplages Raman identiques pour des profondeurs du réseau identiques mais des fréquences distinctes de $12\nu_B$. En calculant la demi-différence entre ces deux mesures, on supprime alors tous les effets systématiques et les dérives lentes telles que celles décrites ci-dessus. Cette mesure différentielle est représentée en bleu sur la figure III.9. La dérive est bien rejetée et l'écart-type d'Allan s'intègre comme un bruit blanc en $1/\sqrt{\tau}$. Nous atteignons ainsi une résolution de 8×10^{-8} après une heure d'intégration.

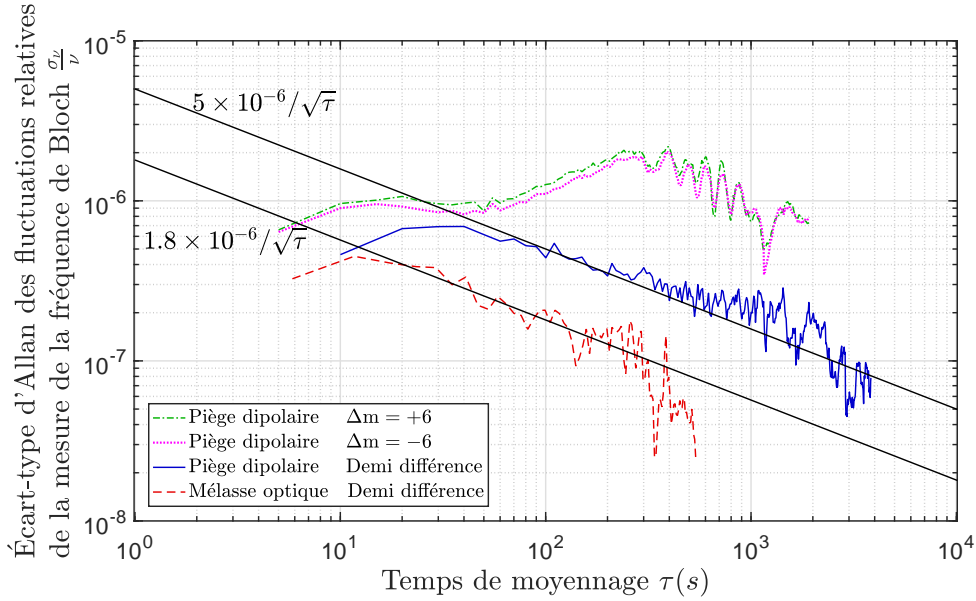


FIGURE III.9 – Écart-type d'Allan des fluctuations relatives de la mesure de la fréquence de Bloch, réalisée avec une résolution spatiale de $3\ \mu\text{m}$, avec un nuage chargé depuis le piège dipolaire optique. La courbe rose en pointillé (verte tiretée) correspond à des mesures avec une séparation spatiale de $\Delta l = -6$ ($\Delta l = +6$) puits. La courbe bleue continue correspond à la mesure différentielle obtenue à partir de la demi-différence entre les deux mesures précédentes. La courbe rouge tiretée correspond à la mesure réalisée dans [112] avec un nuage de plusieurs mm chargé à partir d'une mélasse optique.

III.4 Bruits et limitations

Pour mieux comprendre les limites pour la sensibilité de la mesure, nous avons réalisé une étude exhaustive des contributions des différentes sources de bruit. Ces contributions sont résumées dans la table III.1. Elles sont exprimées comme des fluctuations de fréquence coup à coup avec la sensibilité relative à 1 seconde correspondante. Tous les résultats suivants sont donnés pour l'ensemble de paramètres optimaux : $C = 0,3$, $T = 2,7$ s et $N_{at} = 15\,000$.

Sources de bruit :	σ_ν coup à coup (mHz)	σ_{ν_B}/ν_B à 1 s
Détection	5,1	$3,34 \times 10^{-6}$
Vibrations	2,65	$1,7 \times 10^{-6}$
Signal de référence	1,32	$0,87 \times 10^{-6}$
Lasers de piégeage	1,7	$1,11 \times 10^{-6}$
Somme (quadratique)	6,14	4×10^{-6}
Fluctuations de l'interféromètre :	7,6	5×10^{-6}

Tableau III.1 – Sources de bruit et leurs contributions aux fluctuations de la mesure pour un interféromètre Ramsey-Raman symétrisé de durée $T = 2,7$ s, avec $N_{at} = 15\,000$ atomes et un contraste $C \sim 0,3$.

III.4.1 Détection

La contribution principale aux fluctuations de la mesure provient du bruit de détection qui a déjà été décrit dans la section III.2.3.

III.4.2 Vibrations

Puisque nous mesurons une différence de potentiel dans la direction verticale, notre capteur est sensible aux bruits inertiels dans cette direction. L'accélération due aux vibrations du miroir de rétro-réflexion est mesurée avec un sismomètre placé en haut de l'expérience, à côté du miroir. Le signal de vitesse est acquis pendant toute la durée de l'interféromètre et est pondéré par la fonction de sensibilité de l'interféromètre. Nous trouvons des fluctuations de fréquence dues aux vibrations de $\sigma_{\nu,vib} \sim 2,65$ mHz.

III.4.3 Signal de référence

Un oscillateur à quartz est utilisé comme référence de fréquence pour la source micro-onde et pour la différence de fréquence entre les deux lasers Raman. Nous utilisons un oscillateur à très bas bruit (O-CDF28ISN-R-10MHz/100MHz de NEL Frequency Controls, Inc.). Pour éviter les dérives à long terme, le cristal est asservi sur une référence ultra-stable distribuée dans tout le laboratoire (générée par un oscillateur cryogénique micro-onde à résonateur de saphir refroidi à l'hélium liquide développé par l'UWA (University of Western Australia), asservi en phase sur un des masers à hydrogène du SYRTE). Nous avons réalisé une mesure de la densité spectrale de puissance (DSP) des fluctuations de phase de notre oscillateur, présentée sur la figure III.10.

L'impact de ce bruit sur le bruit de phase de notre interféromètre s'exprime alors [134] :

$$\sigma_\phi^2(\tau) = \frac{1}{\tau} \sum_{n=1}^{\infty} |H(n\omega_c)|^2 S_\phi(n\omega_c) \quad (\text{III.10})$$

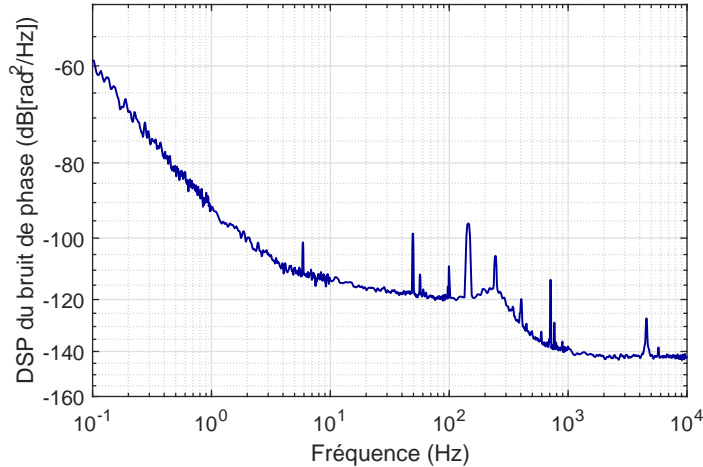


FIGURE III.10 – Densité spectrale de puissance du bruit de phase de l’oscillateur utilisé pour générer le signal de référence.

où τ est le temps de moyennage, $|H(n\omega_c)|$ est la fonction de transfert de l’interféromètre [135, 134, 16], $S_\phi(n\omega_c)$ est la DSP du bruit de phase du quartz et $\omega_c = \frac{2\pi}{T_c}$ avec T_c le temps de cycle. Le bruit de fréquence coup à coup calculé pour notre interféromètre RRS est alors $\sigma_{\nu,crystal} = 1,32$ mHz.

III.4.4 Lasers de piégeage

Nous nous penchons maintenant sur les fluctuations de puissance des lasers de piégeage : le laser du réseau et le laser de confinement transverse. Ils induisent des déplacements lumineux différentiels qui augmentent, ainsi que leurs inhomogénéités, avec la puissance du laser.

Pour étudier la contribution des lasers de piégeage, on réalise un interféromètre en interrogeant la transition d’horloge (sans séparation, $\Delta l = 0$) à l’aide d’impulsions micro-ondes ; on est ainsi indépendant des fluctuations du couplage Raman qui dépend de la profondeur du réseau. On peut rappeler ici que le couplage de la micro-onde est très homogène avec des fréquences de Rabi de l’ordre de 150 kHz ; on mesure donc seulement les fluctuations de fréquence dues aux fluctuations du DLD mais on est insensible aux fluctuations de couplage. On s’intéresse à l’impact du DLD sur un interféromètre symétrisé ; on réalise donc un interféromètre Ramsey-MW symétrisé (figure I.11b).

Pour un interféromètre de durée $T = 3$ s, on mesure des fluctuations de fréquence coup à coup de 2,3 mHz avec 17 000 atomes. On soustrait alors quadratiquement le bruit de détection (toujours à l’aide de l’équation III.9) ainsi que le bruit lié au signal de référence que nous venons de calculer. Il reste alors un bruit de 1,7 mHz.

III.4.5 Lasers Raman

Les lasers Raman peuvent ajouter une contribution supplémentaire aux bruits de l’interféromètre, d’une part par le biais d’un bruit de phase des lasers (en particulier en dehors de la bande passante de leur boucle à verrouillage de phase), d’autre part par le biais de fluctuations d’intensité engendrant des fluctuations de déplacement lumineux différentiel et de couplage.

Pour évaluer leur impact sur la sensibilité de la mesure, on compare les fluctuations des interféromètres Ramsey-MW et Ramsey-Raman tous deux symétrisés. On n’obtient aucune différence mesurable. Les lasers Raman n’ajoutent donc pas de contribution significative au bilan des bruits.

III.4.6 Profondeur du réseau

Lorsqu'on sépare les deux bras de l'interféromètre ($\Delta l \neq 0$) avec l'interféromètre Ramsey-Raman symétrisé, le couplage entre les deux états mis en jeu dépend de la profondeur du réseau. Par conséquent, les fluctuations de puissance, de waist ou encore de pointé du laser du réseau ainsi que les fluctuations de pointé du laser de confinement transverse induisent des fluctuations de couplage Raman dues à la profondeur du réseau ressentie par les atomes. Les fluctuations de couplage induisent d'une part, comme on l'a évoqué plus haut, des fluctuations de déplacement collisionnel (voir chapitre IV) et d'autre part des fluctuations de la probabilité de transition via l'offset et le contraste de l'interféromètre.

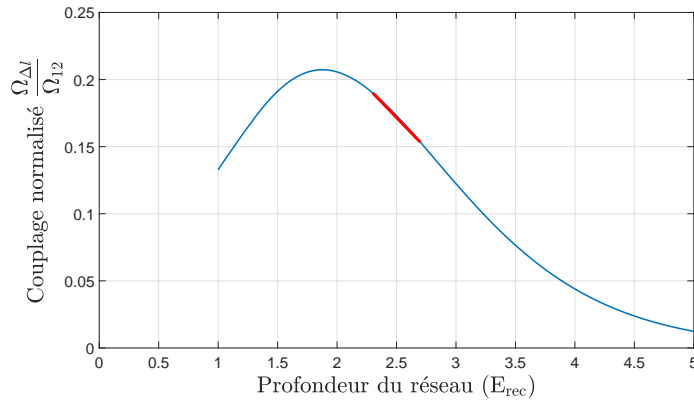


FIGURE III.11 – Couplage Raman en fonction de la profondeur du réseau pour une séparation de $\Delta l = \pm 6$ puits. Le calcul est expliqué section 1.3.2. La calibration décrite dans le texte se fait entre 2,3 et 2,7 E_{rec} où le couplage évolue linéairement avec la profondeur.

Nous allons d'abord estimer les fluctuations de profondeur et ensuite y associer les fluctuations de fréquence mesurée correspondantes. Tout d'abord, on calibre la profondeur du réseau avec le couplage. Pour ce faire on réalise une impulsion Raman proche de $\pi/2$ et on varie la profondeur du réseau entre 2,3 et 2,7 E_{rec} où le couplage évolue linéairement avec la profondeur comme on peut le voir sur la figure III.11. Changer la profondeur change le couplage et donc la probabilité de transition ; on peut donc relier la probabilité de transition à une profondeur. C'est ce que l'on fait sur la figure III.12 où chaque point provient de la moyenne de 128 mesures. L'ajustement linéaire donne $-0,54 \pm 0,02 E_{rec}^{-1}$. Dans la gamme de profondeurs choisies, une petite variation de profondeur provoque une forte modification du couplage et les fluctuations de la probabilité de transition sont alors dominées par les instabilités de profondeur. On relie donc simplement les fluctuations de la probabilité de transition, après avoir soustrait le bruit de détection, aux fluctuations de profondeur. On mesure ainsi des fluctuations de profondeur de $\sigma_{prof} = (26 \pm 1) \cdot 10^{-3} E_{rec}$.

Maintenant que l'on a estimé les fluctuations de profondeur, on peut les relier aux fluctuations de couplage avec la courbe de la figure III.11. Pour des fluctuations de profondeur de $\sigma_{prof} = (26 \pm 1) \cdot 10^{-3} E_{rec}$ autour de la profondeur de $1,9 E_{rec}$ qui optimise le couplage Raman, on calcule une variation relative du couplage de $\sigma_{\Omega}/\Omega = 5 \times 10^{-4}$. Au couplage optimal, on devient insensible au premier ordre aux fluctuations de profondeur, les fluctuations relatives de couplages sont donc assez faibles. On simule numériquement l'impact de telles fluctuations de couplage sur la probabilité de transition et sur la mesure de la fréquence ; on trouve des fluctuations de fréquence de l'ordre de 10^{-5} Hz, tout à fait négligeables devant les autres contributions du tableau III.1. On peut aussi calculer l'impact d'une telle variation de couplage sur le déplacement collisionnel. Pour une densité de 5×10^{10} at/cm³, on trouve des fluctuations de fréquence, également négligeables, de 8 μ Hz.

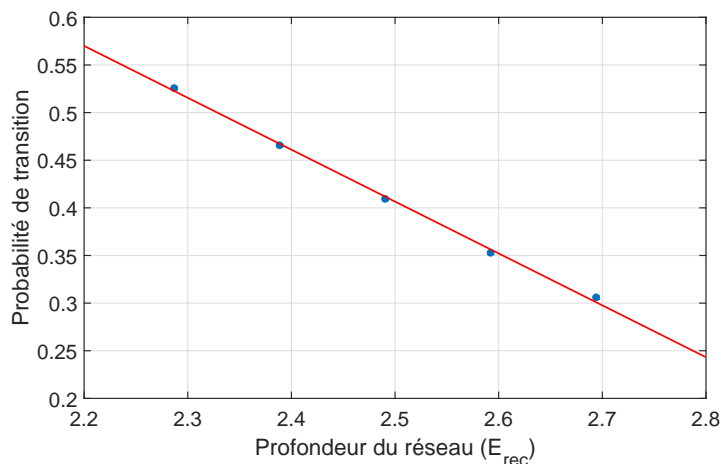


FIGURE III.12 – Calibration de la profondeur du réseau avec la probabilité de transition. L'ajustement linéaire donne $-0,53 \pm 0,02 E_{rec}^{-1}$.

Conclusion

La somme quadratique des différentes contributions étudiées ci-dessus est proche des fluctuations totales mesurées pour l'interféromètre Ramsey-Raman symétrisé avec l'ensemble des paramètres optimaux pour la sensibilité. La différence subsistante pourrait s'expliquer par la non-stationnarité des bruits mesurés, par des inhomogénéités longitudinales des lasers de piégeage (non prises en compte section III.4.6 où on utilise un interféromètre sans séparation), par des inhomogénéités de DLD induites par de la lumière diffusée par le laser du piège dipolaire de puissance totale 40 W (bien que l'on fasse attention à en masquer la plupart à l'aide d'obturateurs mécaniques), ou encore par une source de bruit supplémentaire non identifiée.

III.5 Mesure à faible distance

III.5.1 Sélection

Nous avons démontré section III.1, que notre capteur de force avait maintenant une résolution spatiale de $3 \mu\text{m}$. Nous voulons pour réaliser la mesure de la force à courte distance, une résolution encore meilleure et sélectionner un seul état de Wannier-Stark comme expliqué dans le chapitre V. Une fraction seulement des atomes initialement chargés dans le piège mixte participera alors à l'interféromètre et le bruit de détection sera alors fortement augmenté pour une densité et des interactions identiques. La sensibilité relative attendue, pour une mesure avec seulement 10% des atomes sélectionnés après l'évaporation et le chargement dans le piège mixte, avec un waist du laser de confinement transverse de $300 \mu\text{m}$, est présentée figure III.13. On voit sur le graphique de gauche que la sensibilité relative est complètement détériorée et qu'on ne peut faire mieux que 2×10^{-5} à 1 s. On peut cependant compenser cette réduction du nombre d'atomes en améliorant le système de détection. La sensibilité du graphique de droite correspond à un bruit de détection réduit à la limite quantique standard (que l'on devrait pouvoir atteindre avec une détection par fluorescence sur une caméra CCD) ; on obtient alors une sensibilité relative de l'ordre de 5×10^{-6} à 1 s.

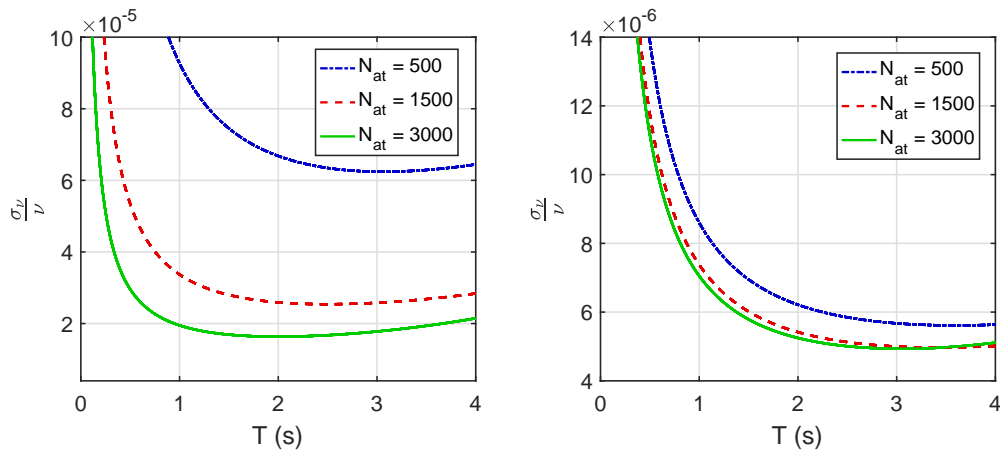


FIGURE III.13 – Sensibilité relative estimée en fonction de la durée T de l’interféromètre RRS pour trois nombre d’atomes avec un waist du laser de confinement transverse de $300 \mu\text{m}$. À gauche : Après sélection de 10% des atomes. – À droite : Après sélection de 10% des atomes et avec un bruit de détection réduit au niveau du bruit de projection quantique.

III.5.2 Sensibilité attendue sur la mesure de la force de CP

En supposant que la sensibilité de la mesure sera bien celle estimée ci-dessus, on peut alors calculer la sensibilité relative que l’on aura sur la mesure du potentiel de Casimir-Polder. Celle-ci dépend de la distance à la surface puisque, plus on est proche du miroir, plus la force de CP est grande, et donc meilleure sera la sensibilité relative. Cette dernière est présentée sur la figure III.14. Le calcul de la force est le même que pour la figure I.2a du chapitre I.1.3 ou nous avons considéré des atomes localisés et une surface parfaitement conductrice. Pour une modélisation plus exacte nous renvoyons encore le lecteur aux travaux de [104] et [66]¹.

En plaçant les atomes à une distance inférieure à $6,5 \mu\text{m}$ du miroir, on attend une sensibilité relative sur la mesure du potentiel de CP inférieure au % par coup (le temps de cycle étant de 5 s).

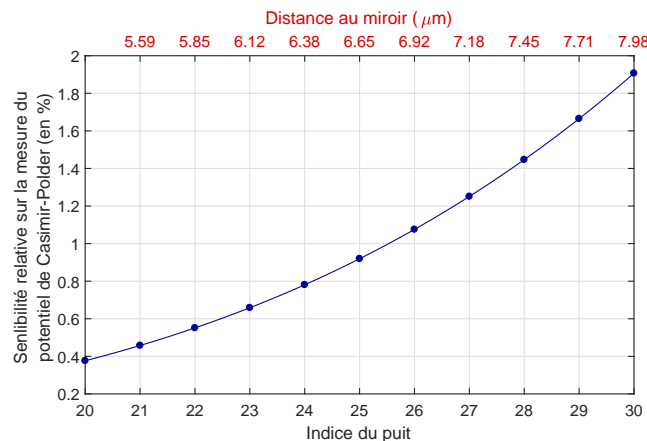


FIGURE III.14 – Sensibilité relative attendue sur la mesure du potentiel de Casimir-Polder en fonction de la distance au miroir en unité de puits (en noir en bas) ou en μm (en rouge en haut).

1. En comparant notre approximation aux résultats de [66] (présentés figure I.2a) pour les distances allant de 3 à $5 \mu\text{m}$, nous trouvons que notre erreur sur le calcul de la force et donc de la sensibilité est inférieure à 20 %.

III.6 Amélioration : interféromètre multi- π

Comme nous l'avons expliqué au début de ce chapitre, plus la séparation est importante, meilleure sera la sensibilité (voir formule III.5). Mais nous avons aussi précisé que les transitions $\Delta l > 6$ nécessitent, pour optimiser le couplage, des profondeurs très faibles auxquelles le temps de vie des atomes dans le réseau (< 1 s) devient limitant. Une alternative pour augmenter la séparation est d'utiliser une autre géométrie d'interféromètre, que nous présentons ici, et que nous baptiserons "multi- π ".

III.6.1 Principe

Pour augmenter la séparation des deux bras de l'interféromètre, nous réalisons après la première impulsion séparatrice $\pi/2$, une série d'impulsions π , tel que représenté sur la figure III.15. Nous parlerons d'interféromètres N - π dans le cas où N impulsions π sont réalisées après l'impulsion séparatrice. Nous distinguerons deux configurations : la séparatrice est réalisée avec une impulsion Raman dans la première et une impulsion micro-onde (pour laquelle $\Delta l = 0$) dans la deuxième.

Les deux états sont alors séparés, dans ces deux configurations, de respectivement $(2N + 1)\Delta l$ et $2N\Delta l$ puits du réseau. Ils évoluent ensuite pendant une durée T puis nous les recombinons par N nouvelles impulsions π et une dernière impulsion $\pi/2$. Nous avons augmenté la séparation de facteurs $(2N + 1)$ et $(2N)$ respectivement et améliorons en principe d'autant la sensibilité de la mesure.

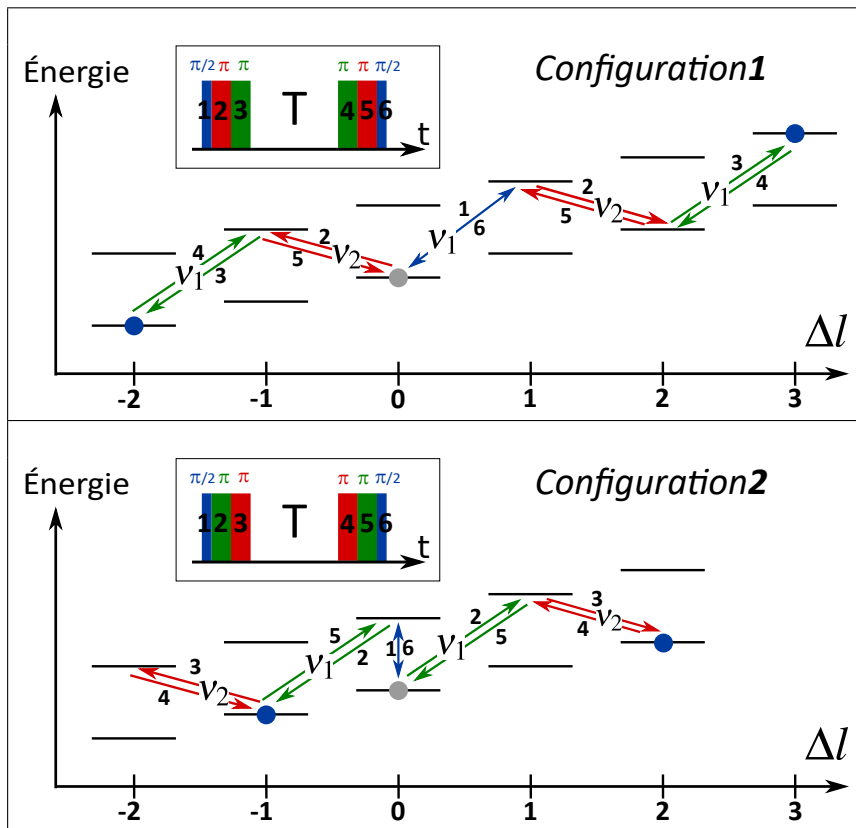


FIGURE III.15 – Séquence temporelle de l'interféromètre multi- π , dans ses deux configurations, accompagnée du schéma des niveaux d'énergie mis en jeu. Des interféromètres 2- π sont représentés dans cet exemple.

Deux fréquences en jeu : Comme nous pouvons le voir sur la figure III.15, les transitions Raman se font, dans cet interféromètre, à deux fréquences distinctes que nous avons appelées ν_1 et ν_2 . Comme nous l'avons décrit section II.1.2, notre système d'asservissement des lasers Raman nous permet de changer la fréquence Raman au cours d'un même cycle de mesure.

Limitation critique de l'interféromètre multi- π : Il existe, avec ce type de géométrie, de nombreux interféromètres parasites. En effet, un interféromètre N - π met en jeu $2(N+1)$ niveaux d'énergie et il existe $(2N^2+3N)$ interféromètres parasites. Donc pour un interféromètre 1 - π il existe déjà 5 interféromètres parasites. Or, nos impulsions Raman contra-propageantes dépassent rarement les 90 % d'efficacité. Il est donc souhaitable pour réaliser un tel interféromètre d'améliorer l'efficacité des transitions Raman. C'est le sujet de la prochaine section.

III.6.2 Passage adiabatique

Le passage adiabatique a lui aussi d'abord été introduit dans le domaine de la résonance magnétique nucléaire (comme la spectroscopie de Ramsey ou la technique de l'écho de spin). Il fut introduit dans le domaine de l'optique à la fin des années 60 [136, 137]. Une transition atomique réalisée à l'aide d'un passage adiabatique permet de préparer exactement la moitié des atomes dans chacun des deux états [138] ou d'obtenir un profil d'excitation carré. Ici nous réalisons un passage adiabatique car il permet d'obtenir des efficacités de transition proches de 100 % même en présence d'inhomogénéités prononcées.

Principe

On trouvera des détails sur l'utilisation du passage adiabatique dans [138, 139, 140, 141]. Nous en décrivons ici simplement le principe. Celui-ci s'explique plus facilement dans la représentation de l'atome habillé. Les niveaux d'énergie des états $|1\rangle$ et $|2\rangle$ habillés par un champ électromagnétique, ici celui des faisceaux Raman, sont représentés sur la figure III.16 en fonction du désaccord de ce champ Raman. Les états propres du système sont notés $|+\rangle$ et $|-\rangle$. Très loin de résonance, les états $|1, n\rangle$, $|2, n-1\rangle$ et $|\pm\rangle$ se confondent mais lorsque δ tend vers zéro le couplage avec le champ électromagnétique lève la dégénérescence entre les états propres et les états purs. Les états $|+\rangle$ et $|-\rangle$ sont alors en général une superposition des états $|1, n\rangle$ et $|2, n-1\rangle$. En balayant la fréquence Raman à travers la résonance, nous pouvons alors passer de $|1, n\rangle$ à $|2, n-1\rangle$ en restant dans l'état propre $|-\rangle$. Pour éviter toute transition de $|-\rangle$ vers $|+\rangle$, il faut réaliser un passage adiabatique. Le critère d'adiabaticité s'écrit [140, 141] :

$$|\Omega\dot{\delta} - \delta\dot{\Omega}| \ll 2(\Omega^2 + \delta^2)^{3/2} \quad (\text{III.11})$$

où δ est ici le désaccord Raman et Ω la pulsation de Rabi Raman effective et où l'on utilise la notation \dot{x} pour exprimer la dérivée temporelle de x . Au voisinage de la résonance, le critère d'adiabaticité devient :

$$|\dot{\delta}|_{\delta \rightarrow 0} \ll \Omega^2 \quad (\text{III.12})$$

Il faut donc balayer la fréquence suffisamment lentement au voisinage de la résonance. Très loin de résonance, ce critère devient :

$$|\dot{\Omega}|_{\delta \rightarrow \infty} \ll \delta^2 \quad (\text{III.13})$$

Pour respecter le critère d'adiabaticité il faut donc éviter toute variation brusque de l'intensité du champ Raman. Aussi éviterons-nous les impulsions en créneau que nous utilisons la plupart du temps et les remplacerons par des impulsions gaussiennes ou Blackman.

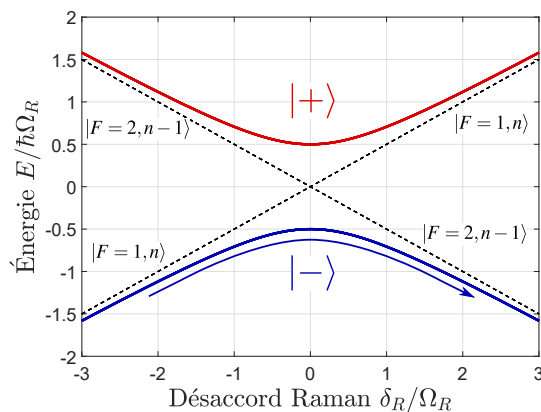


FIGURE III.16 – Niveaux d'énergies de l'atome habillé en fonction du désaccord des photons.

Mise en forme de l'impulsion : Nous commandons la puissance des faisceaux Raman par l'amplitude de diffraction d'un AOM. Nous mettons simplement l'impulsion en forme en variant la commande de l'AOM. Il faut prendre en compte la fonction de réponse de l'AOM. Sur la figure III.17, nous présentons la puissance normalisée diffractée par l'AOM en fonction de la commande de l'amplification du signal RF. Nous ajustons les données par la fonction :

$$h(x) = \frac{p_1 - p_2}{1 - \frac{p_1}{p_2} e^{\frac{x}{p_3}}} + p_2 \quad (\text{III.14})$$

Les deux faisceaux sont diffractés par le même AOM, il faut donc utiliser la même fonction de transfert. Nous réalisons donc un unique ajustement pour les données des deux faisceaux Raman (en rouge). Nous trouvons comme paramètres : $p_1 = -0,1$ $p_2 = -0,98$ et $p_3 = 0,05$.

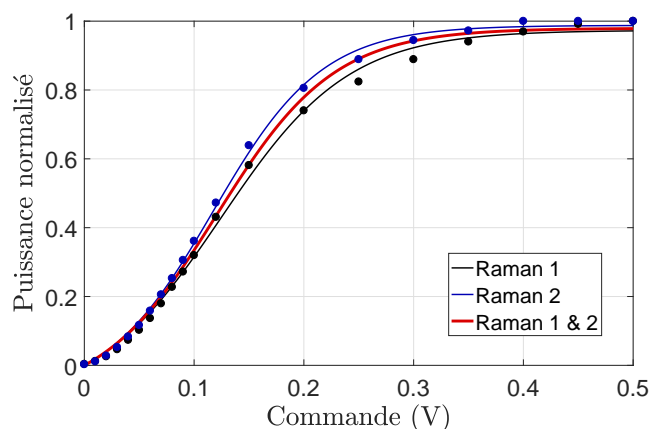


FIGURE III.17 – Efficacité de diffraction en fonction de la commande pour les deux faisceaux Raman. Les lignes continues sont des ajustements par la fonction III.14.

La fonction de transfert de l'AOM (et de tout le circuit de commande : carte analogique, VCO, amplificateur) est donc l'inverse de la fonction $h(x)$. Pour obtenir une impulsion suivant la fonction temporelle $f(t)$, il faut alors appliquer comme commande la fonction :

$$F(t) = h^{-1}[f(t)] \quad (\text{III.15})$$

Nous avons réalisé des impulsions gaussiennes en fixant arbitrairement $\sigma = \frac{\tau_R}{6}$ où τ_R est la durée totale de l'impulsion Raman et en ajoutant un terme constant pour que le couplage soit nul à $t = 0$ et $t = \tau$:

$$f_{Gauss}(0 \leq t \leq \tau) = \frac{e^{-\frac{18(t-\tau/2)^2}{\tau^2}} - e^{-9/2}}{1 - e^{-9/2}} \quad (\text{III.16})$$

Nous avons également testé les impulsions Blackman qui sont données par :

$$f_{Blackman}(0 \leq t \leq \tau) = 0,42 - 0,5 \cos\left(2\pi \frac{t}{\tau_R}\right) + 0,08 \cos\left(4\pi \frac{t}{\tau_R}\right) \quad (\text{III.17})$$

Les deux impulsions sont similaires comme on peut le voir sur la figure III.18 et les résultats obtenus sont identiques. Dans les deux cas nous avons aussi bien respecté le double critère d'adiabaticité. Ici le pas temporel de la commande est de 10 μs . Ce temps est suffisamment court devant la durée des impulsions d'une trentaine de ms.

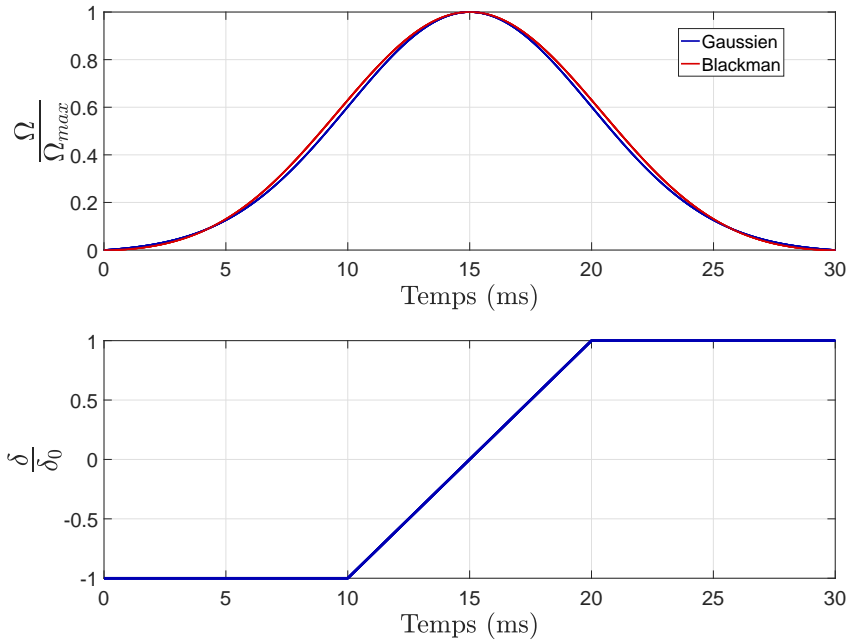


FIGURE III.18 – Évolution de la puissance et de la fréquence Raman au cours du passage adiabatique.

Balayage de la fréquence : Comme expliqué section II.1.2, nous pouvons réaliser des rampes linéaires successives de fréquences différentes grâce à nos DDS utilisées comme oscillateurs de référence dans la boucle d'asservissement des lasers Raman. Il est ainsi possible d'enchaîner les passages adiabatiques pour réaliser toutes les transitions π de la figure III.15.

Dans l'idéal il faudrait éviter de démarrer abruptement le balayage en fréquence afin de maintenir une faible dérivée. Notre contrôle de la fréquence des Raman ne nous autorise cependant que des rampes linéaires. Nous choisissons alors de réaliser le balayage en fréquence au tiers de l'impulsion Raman où le couplage est supérieur au 2/3 de sa valeur maximale (voir figure III.18). Nous respectons ainsi le critère d'adiabaticité.

Réalisation

Nous présentons ici, avant de revenir à l'interféromètre multi- π , quelques résultats relatifs au passage adiabatique.

Nous réalisons ici une rampe en fréquence de ± 150 Hz autour de la résonance. Nous restons ainsi loin des transitions dans les puits suivants ($\nu_B \approx 568,5$ Hz) tout en réalisant un balayage large devant toutes nos inhomogénéités. Dans le cas du balayage de la fréquence, les oscillations de Rabi n'apparaissent pas en augmentant la puissance Raman ou la durée de l'impulsion, mais la probabilité de transition atteint une saturation. C'est bien ce que nous observons sur la figure III.19 où nous augmentons progressivement l'amplitude de l'impulsion Blackman.

Nous vérifions sur cette figure que l'amplitude de l'impulsion est suffisante pour respecter le critère d'adiabaticité à partir de la moitié de sa puissance maximale. Nous ne sommes pas limités en puissance pour une telle rampe de fréquence.

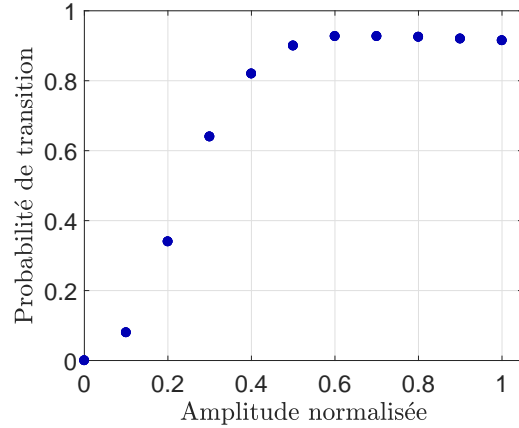


FIGURE III.19 – Efficacité du passage adiabatique en fonction de l'amplitude de l'impulsion Blackman ($\tau_R = 60$ ms, $\delta_0 = 150$ Hz).

Comparaison avec les impulsions en créneau : Pour illustrer le gain du passage adiabatique quant à l'efficacité de transition mais aussi en matière de stabilité, nous présentons sur la figure III.20, l'évolution temporelle de la probabilité de transition pour une impulsion en créneau et dans le cas du passage adiabatique où nous avons utilisé une impulsion de Blackman de 60 ms et une rampe en fréquence de 300 Hz en 20 ms. Nous présentons également l'écart-type d'Allan des fluctuations de cette probabilité de transition. Afin d'observer des fluctuations nettes nous présentons volontairement des données avant l'optimisation de l'alignement des faisceaux. Nous alternons des séries de 10 mesures en 42 s dans chaque configuration afin de pouvoir les comparer dans des conditions similaires. Nous pouvons constater une corrélation très nette des fluctuations. Nous constatons clairement le gain en efficacité (de 87 à 93 %) et en stabilité. Le passage adiabatique réduit les fluctuations coup à coup, ainsi que les dérives long terme.

Nous présentons maintenant, sur la figure III.21, le résultat du passage adiabatique dans de meilleures conditions, immédiatement après avoir optimisé l'alignement des faisceaux lasers. Nous atteignons cette fois une probabilité de transition de 97 %. Les dérives ont disparu et les fluctuations s'intègrent comme du bruit blanc. Nous n'atteignons toutefois pas les 100 %. Nous attribuons cette imperfection à un couplage plus faible pour ces 3 % d'atomes restant, probablement dû aux inhomogénéités de profondeur du réseau. Nous n'atteignons jamais un aussi bon couplage sans le passage adiabatique.

Déplacement du nuage Nous avons réalisé une succession de 8 transitions adiabatiques, de séparations $\Delta l = 6$, en alternant les fréquences ν_1 et ν_2 de la figure III.15. Nous déplaçons ainsi les atomes de 48 puits soit presque $13 \mu\text{m}$. Pour des états initiaux différents, les atomes sont déplacés dans des sens opposés. Les deux nuages sont alors séparés de 96 puits soit $25,5 \mu\text{m}$. Nous pouvons tout à fait résoudre cette distance avec notre système d'imagerie. Nous mesurons alors la position des deux nuages. Nous trouvons une distance de $20 \mu\text{m}$ entre les positions moyennes des deux nuages. Cette valeur inférieure est due au fait que les transitions

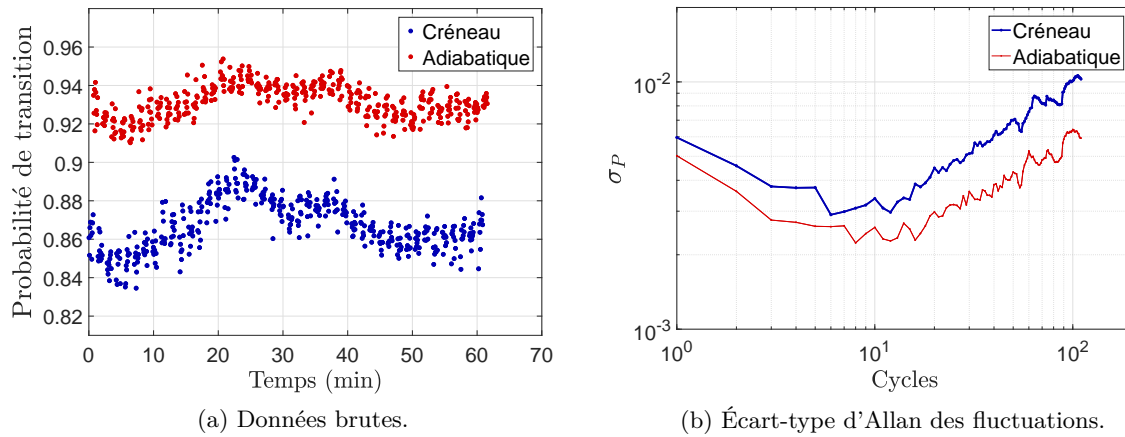


FIGURE III.20 – Évolution temporelle de la probabilité de transition, dans des conditions non optimisées, pour une impulsion en créneau classique et dans le cas du passage adiabatique.

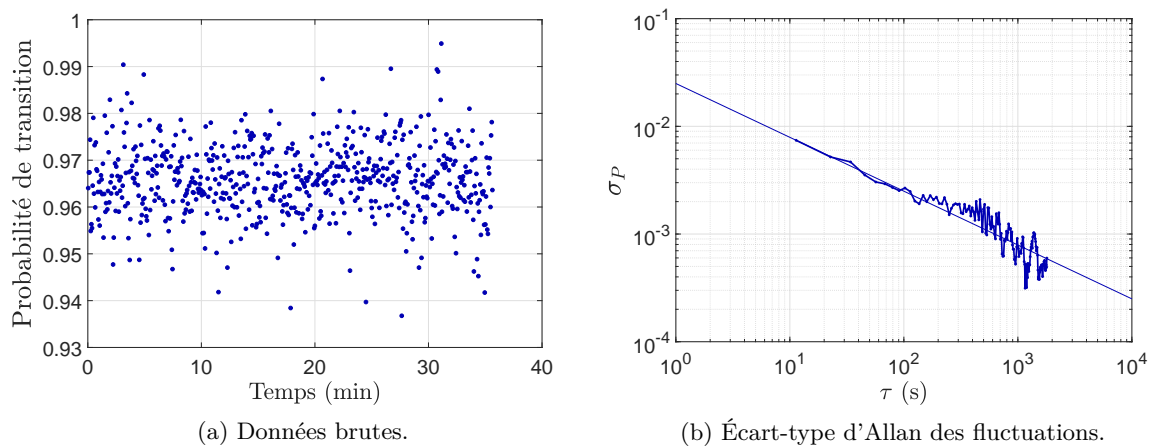


FIGURE III.21 – Évolution temporelle de la probabilité de transition, dans des conditions optimisées, dans le cas du passage adiabatique.

ne sont pas parfaites et que des atomes sont perdus, à chaque transition, entre la position initiale et la position finale. Il s'agit là de la distance qui séparerait les deux bras de notre interféromètre si nous réalisions un interféromètre 7π - ou 8π .

Nous avons maintenant l'outil nécessaire pour réaliser l'interféromètre multi- π et allons présenter quelques résultats dans la section suivante.

III.6.3 Résultats

Observation d'interférogrammes multi- π

Nous avons réalisé des interféromètres multi- π dans les configurations 1 et 2 (voir figure III.15) avec des transitions adiabatiques ou des transitions classiques. Nous présentons quelques exemples de résultats sur les figures III.22 et III.23 pour des transitions $\Delta l = 3$ et des durées d'interféromètre $T=200$ ms. Nous choisissons (pour des raisons de simplicité) de balayer la fréquence des impulsions $\frac{\pi}{2}$ pour varier la phase de l'interféromètre. Nous attendons alors le même inter-frange quel que soit le nombre N d'impulsions π .

Sur III.22 nous représentons les franges obtenues dans la configuration 1 et avec des transitions adiabatiques. Nous présentons l'interféromètre "0- π " (c'est-à-dire avec seulement deux impulsions $\pi/2$) à titre de comparaison. Le contraste de 50 % est dû pour ce dernier à d'importantes inhomogénéités causées par le confinement transverse. Nous obtenons ici un contraste de la dizaine de % pour l'interféromètre 1- π et de l'ordre du % pour les séparations supérieures, malgré l'utilisation du passage adiabatique.

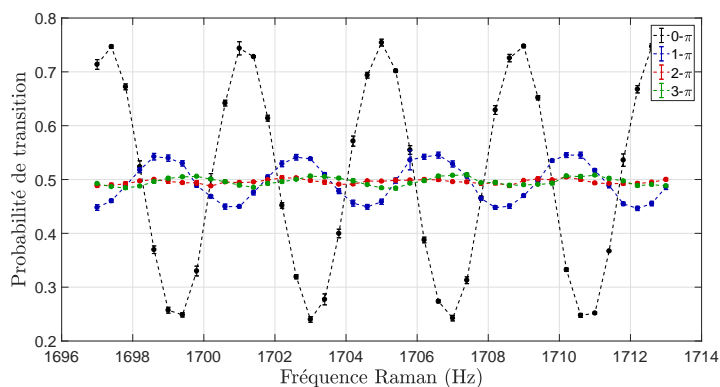


FIGURE III.22 – Interféromètres N - π en configuration 1 (voir III.15) avec $N = 0$ à 3, pour le cas du passage adiabatique.

Les résultats sont en fait similaires pour des impulsions en créneau. Nous présentons sur III.23 des franges d'interférence pour l'interféromètre en configuration 2 avec des impulsions en créneau. Pour un interféromètre 1- π réalisé avec une seule impulsion Raman, le contraste est de 40 %. Ici nous observons également un contraste de la dizaine de % lorsqu'on ajoute une seconde impulsion Raman.

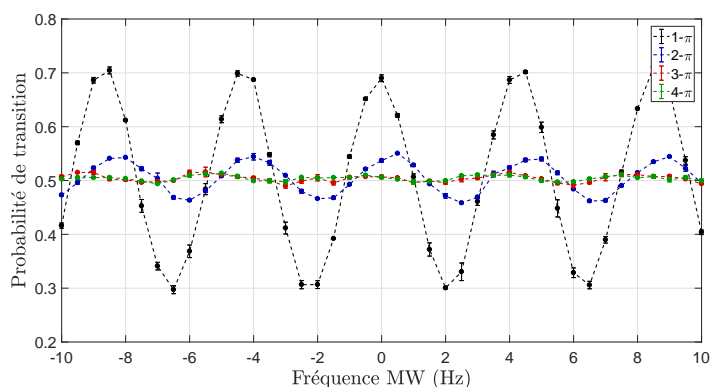


FIGURE III.23 – Interféromètres N - π en configuration 2 (voir III.15) avec $N = 1$ à 4, pour le cas des impulsions en créneau.

Nous avons donc pu réaliser un interféromètre où la séparation est multipliée par 4 avec un contraste de 10%. Nous obtenons le même type de résultats pour des séparations Δl différentes. L'interféromètre $1-\pi$ en configuration 2 a encore un bon contraste. Le contraste chute radicalement dès que deux transitions Raman successives sont en jeu, que nous utilisons le passage adiabatique ou non.

Nous représentons sur la figure III.24 l'évolution du contraste des interféromètres multi- π présentés ci-dessus en fonction de la séparation des deux bras. Pour extraire le contraste de chacun de ces interféromètres, nous ajustons nos résultats par la fonction :

$$P(\delta_R) = a + \frac{C}{2} \cos(\delta_R T + \phi_0) \quad (\text{III.18})$$

Les barres d'erreur sont issues de l'incertitude de l'ajustement et ne prennent pas en compte la dérive du contraste que nous aborderons ensuite.

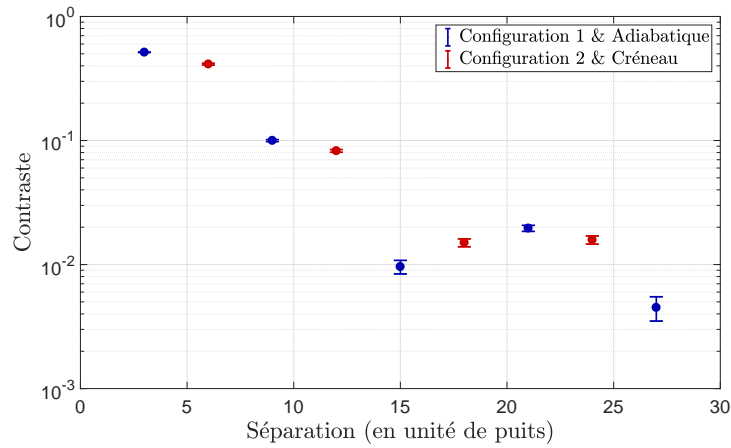


FIGURE III.24 – Évolution du contraste des interféromètres multi- π en fonction de la séparation

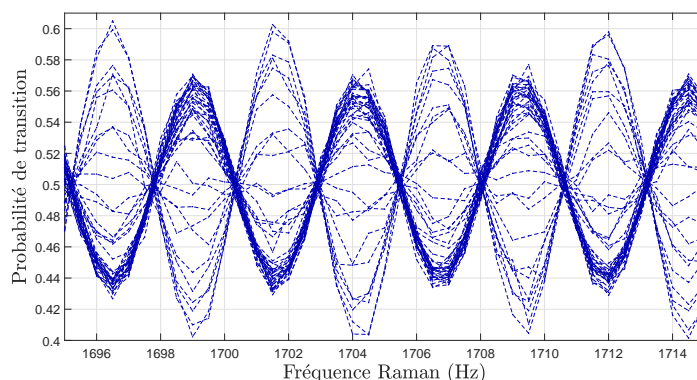
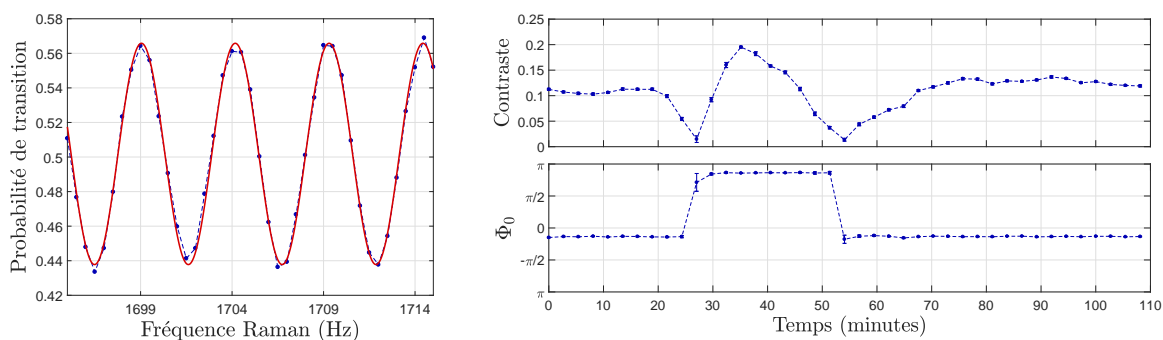
Le contraste semble décroître de façon exponentielle avec la séparation. Lorsque nous augmentons la séparation, nous augmentons le nombre d'impulsions Raman et le nombre d'interféromètres parasites. Toutefois nous n'expliquons pas la chute importante du contraste.

Instabilité de la phase et du contraste

Nous avons remarqué une surprenante instabilité du contraste de notre interféromètre multi- π . La figure III.25, où sont tracés 41 interférogrammes acquis successivement, représente l'évolution typique de nos mesures multi- π . Il s'agit ici d'un interférogramme $1-\pi$, avec des transitions $\Delta l = 3$, des impulsions classiques en créneau et une durée d'interféromètre $T = 200$ ms.

Afin d'observer l'évolution du contraste et de la phase de l'interféromètre au cours du temps, nous réalisons un ajustement sinusoïdal de chaque interférogramme par la fonction III.18. En gardant tous les paramètres libres, l'ajustement est peu fiable aux faibles contrastes. Nous fixons alors le temps de l'interféromètre à $T = 200$ ms et gardons seulement 3 variables d'ajustement. Nous avons représenté, sur la figure III.26, un exemple d'un tel ajustement et l'évolution des paramètres C et ϕ_0 .

Nous constatons une très forte dérive du contraste qui devient même nul puis augmente mais après un saut de phase de π . De telles fluctuations rendent inutilisable un tel interféromètre. Nous avons alors réalisé de nombreux tests pour trouver la cause de ces fluctuations mais sans succès. Elle ne dépendent pas de la séparation Δl , ni du transfert adiabatique puisqu'elles sont aussi présentes avec les impulsions en créneau. Nous observons le même genre de


 FIGURE III.25 – Évolution de l'interféromètre 1- π avec $\Delta l = 3$ et $T = 200$ ms.


(a) Un interférogramme et son ajustement sinusoidal. (b) Évolution du contraste et de la phase extraits de l'ajustement sinusoidal.

 FIGURE III.26 – Évolution du contraste et de la phase de l'interféromètre multi- π .

dérives pour différents temps de Ramsey ou différents couplages Raman. Les configurations 1 et 2 montrent le même genre de comportement. La figure III.26 représente l'évolution de l'interféromètre dans des conditions particulièrement stables, pour des alignements optimisés. La plupart des mesures que nous avons effectuées présentent une évolution plus rapide, sans période de stabilité, du contraste et de la phase de l'interféromètre.

III.A Annexe : le piège harmonique à deux dimensions

Nous précisons ici quelques résultats avec lesquels nous n'avons pas voulu encombrer le corps du chapitre III. Nous nous intéressons dans cette annexe au confinement transverse et donc à un piège harmonique à deux dimensions.

On appelle w_r le waist du faisceau, ω_r et ν_r les pulsation et fréquence du piège, σ_r la taille transverse du nuage, T_r la température transverse du nuage et δ_r le déplacement lumineux différentiel induit par ce faisceau.

III.A.1 Fréquence du piège et taille transverse du nuage

Comme nous l'avons déjà vu équation II.1, la fréquence d'un piège harmonique s'écrit :

$$\nu_r = \frac{1}{2\pi} \frac{\sqrt{-4U_0/m}}{w_r} = \chi \frac{\sqrt{P}}{w_r^2} \quad (\text{III.19})$$

où $U_0 < 0$ est la profondeur du piège et $\chi = 9,69 \times 10^{-7} \text{ Hz m}^2/\sqrt{\text{W}}$ pour un laser à 1064 nm. On a également :

$$\frac{1}{2} m \omega_r^2 \sigma_r^2 = \frac{1}{2} k_B T_r \quad (\text{III.20})$$

Les niveaux d'énergie du piège harmonique 2D s'écrivent :

$$E_n = (n + 1) \hbar \omega_r \quad (\text{III.21})$$

où les états vibrationnels n peuvent être dégénérés.

La température est donc proportionnelle à la fréquence du piège :

$$T_r \propto \nu_r \quad (\text{III.22})$$

Donc (en prenant III.20 et III.22) :

$$\frac{1}{\sigma_r^2} \propto \nu_r \quad (\text{III.23})$$

III.A.2 DLD : profil, écart-type et DLD moyen

Profil de densité 2D

Le profil gaussien de densité à 2D s'écrit :

$$n(r) = n_0 e^{-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}} \quad (\text{III.24})$$

avec, dans l'approximation harmonique, $\sigma_r \ll w_r$ et où :

$$n_0 = \frac{N}{2\pi\sigma_r^2} \quad (\text{III.25})$$

La densité moyenne vaut alors :

$$\bar{n} = \int_0^\infty n(r) \frac{n(r)}{N} 2\pi r dr = \frac{n_0}{2} \quad (\text{III.26})$$

et la variance en densité :

$$\sigma_n^2 = \int_0^\infty (n(r) - \bar{n})^2 \frac{n(r)}{N} 2\pi r dr \quad (\text{III.27})$$

soit l'écart-type² :

$$\sigma_n = \frac{n_0}{2\sqrt{3}} = \frac{\bar{n}}{\sqrt{3}} \quad (\text{III.28})$$

Et donc d'après III.25 et III.23, l'inhomogénéité de densité augmente avec la fréquence du piège :

$$\sigma_n \propto \nu_r \quad (\text{III.29})$$

Profil 2D de l'intensité du laser de confinement transverse

Le profil transverse de l'intensité au niveau du waist w_r d'un faisceau gaussien s'écrit :

$$I(r) = I_0 e^{-\frac{2r^2}{w_r^2}} \quad (\text{III.30})$$

qui devient dans le cadre de l'approximation harmonique :

$$I(r) = I_0 \left(1 - 2\frac{r^2}{w_r^2}\right) \quad (\text{III.31})$$

avec :

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_r^2} \quad (\text{III.32})$$

L'intensité moyenne vue par les atomes vaut alors :

$$\bar{I} = \int_0^\infty I(r) \frac{n(r)}{N} 2\pi r dr \quad (\text{III.33})$$

$$\bar{I} = I_0 \left(1 - 4\frac{\sigma_r^2}{w_r^2}\right) \quad (\text{III.34})$$

et la variance de l'intensité vue par les atomes :

$$\sigma_I^2 = \int_0^\infty (I(r) - \bar{I})^2 \frac{n(r)}{N} 2\pi r dr \quad (\text{III.35})$$

soit l'écart-type :

$$\sigma_I = 4I_0 \left(\frac{\sigma_r}{w_r}\right)^2 \quad (\text{III.36})$$

Déplacement lumineux différentiel (DLD)

Le DLD a le même profil que l'intensité :

$$\delta_r = \delta_r^0 \left(1 - 2\frac{r^2}{w_r^2}\right) \quad (\text{III.37})$$

avec

$$\delta_r^0 = \frac{1}{\hbar} \beta U_0 \quad (\text{III.38})$$

$$\text{avec } \beta = 6,07 \cdot 10^{-5}$$

ou encore :

$$\delta_r^0 = \gamma I_0 \quad (\text{III.39})$$

$$\text{avec } \gamma = 1,21 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}/(\text{W} \cdot \text{m}^{-2})$$

(β et γ sont calculés pour du ^{87}Rb dans un faisceau à 1064 nm).

2. Dans le cas harmonique 3D, on a $\bar{n} = \frac{n_0}{2\sqrt{2}}$ et $\sigma_n = \bar{n} \sqrt{\frac{8}{3\sqrt{3}}} - 1$.

Et donc le DLD moyen vaut :

$$\bar{\delta}_r = \gamma \bar{I} = \delta_r^0 \left(1 - 4 \frac{\sigma_r^2}{w_r^2}\right) \quad (\text{III.40})$$

et l'écart-type du DLD :

$$\sigma_{\delta_r} = \gamma \sigma_I = 4 \delta_r^0 \left(\frac{\sigma_r}{w_r}\right)^2 \quad (\text{III.41})$$

Et finalement d'après III.19, III.23 et III.41, on trouve que l'inhomogénéité du DLD évolue comme la fréquence du piège :

$$\sigma_{\delta_r} = \frac{8\gamma P \sigma_r^2}{\pi w_r^4} \propto \frac{\sqrt{P}}{w_r^2} \propto \nu_r \quad (\text{III.42})$$

III.A.3 Gradient vertical = force parasite

Ce confinement transverse est réalisé à l'aide d'un faisceau gaussien. Puisqu'il ne s'agit pas d'une onde plane, il existe un gradient d'intensité le long de l'axe de propagation. Cette variation du potentiel le long de la direction verticale est responsable d'une force parasite le long de l'axe vertical de mesure dont nous avons déjà parlé section I.4.7.

Le potentiel est proportionnel à l'intensité. En ajoutant la dépendance verticale à III.31, celle-ci s'écrit :

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w_r^2} \frac{1}{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \left(1 - 2 \frac{r^2}{w_r^2}\right) \quad (\text{III.43})$$

où $z_R = \frac{\pi w_r^2}{\lambda}$ est la longueur de Rayleigh.

Soit ΔI la différence d'intensité entre deux positions z et Δz :

$$\Delta I(r) = I(r, z + \Delta z) - I(r, z)$$

Nous mesurons la différence de potentiel entre deux positions espacées de $\Delta z = \Delta l \frac{\lambda_{lat}}{2}$ et nous ne réalisons jamais de séparation Δl supérieures à 7 puits, donc $\Delta z < 2 \mu\text{m}$. Par ailleurs, nous plaçons les atomes au niveau du waist pour réduire la force parasite. La longueur de Rayleigh vaut environ 7 cm pour le waist de 150 μm et 27 cm pour celui de 300 μm . La condition $z, \Delta z \ll z_R$ est donc toujours vérifiée.

On a, dans la limite $z, \Delta z \ll z_R$:

$$\Delta I(r, z, \Delta z) = \frac{2P}{\pi w_r^2 z_R^2} (2z\Delta z + \Delta z^2) \left(1 - 2 \frac{r^2}{w_r^2}\right) \quad (\text{III.44})$$

Le biais induit par la force parasite δ_{par} , proche du waist, s'écrit alors :

$$\delta_{par}(r, z, \Delta l) = A(z, \Delta l) \frac{P}{w_r^6} \left(1 - 2 \frac{r^2}{w_r^2}\right) \quad (\text{III.45})$$

$$\text{avec } A(z, \Delta l) = \gamma \frac{2\lambda^2}{\pi^3} (2z\Delta z + \Delta z^2)$$

δ_{par} évolue comme $\frac{P}{w_r^6}$.

Le biais moyen $\bar{\delta}_{par}$ vaut :

$$\bar{\delta}_{par}(z, \Delta l) = A(z, \Delta l) \frac{P}{w_r^6} \left(1 - 4 \frac{\sigma_r^2}{w_r^2}\right) \quad (\text{III.46})$$

et son écart-type :

$$\sigma_{\delta_{par}}(z, \Delta l) = 4A(z, \Delta l) \frac{P\sigma_r^2}{w_r^8} \quad (\text{III.47})$$

L'inhomogénéité $\sigma_{\delta_{par}}$ est donc, d'après [III.19](#), [III.23](#) et [III.47](#), proportionnelle à :

$$\sigma_{\delta_{par}} \propto \frac{\sqrt{P}}{w_r^6} \propto \frac{\nu_r}{w_r^4} \quad (\text{III.48})$$

Déplacement collisionnel avec séparation dans un réseau vertical

Nous avons largement étudié dans le chapitre précédent l'impact des interactions atomiques sur la cohérence de l'échantillon atomique et sur la sensibilité du capteur. L'objet de ce chapitre est l'effet de ces interactions sur l'exactitude. Nous étudions donc le déplacement en fréquence dû aux collisions dans notre interféromètre. Nous nous intéressons en particulier à l'influence de la séparation spatiale sur ce déplacement collisionnel. En effet la superposition cohérente d'états spatialement séparés et piégés est une caractéristique de notre interféromètre qui nous place dans un cadre d'étude original.

Sommaire

IV.1 Introduction : interactions et déplacement collisionnel	86
IV.1.1 Sans séparation spatiale : le déplacement collisionnel dans les horloges	86
IV.1.2 Cas de la séparation spatiale	87
IV.2 Mesure du déplacement collisionnel	88
IV.2.1 Description de la mesure	88
IV.2.2 Résultats	89
IV.3 Simulations	92
IV.3.1 Distribution gaussienne	92
IV.3.2 Distribution d'états de Wannier-Stark	92
IV.3.3 Des particules discernables	95
IV.4 Discussion	97
IV.4.1 Correction au recouvrement et à l'interaction inter-puits	97
IV.4.2 Remarque sur les longueurs de diffusion	97
IV.4.3 Normalisation par le volume	99
IV.5 Retour sur les interféromètres sans séparation	102
IV.6 Conclusion	103
IV.A Annexe : Supplément	105
IV.A.1 Le cas de la séparation	105
IV.A.2 Recouvrement gaussien	106
IV.A.3 Indiscernabilité et $g_0^{(2)}$	106

Pour ne pas alourdir ce chapitre, les quelques calculs utilisés sont regroupés dans la section IV.A.

IV.1 Introduction : interactions et déplacement collisionnel

IV.1.1 Sans séparation spatiale : le déplacement collisionnel dans les horloges

Les interactions dans un gaz de bosons sont généralement décrites par des interactions à deux corps. Dans le cas où la distance inter-atomique est grande devant la longueur de diffusion, c'est à dire si $a \ll n^{-1/3}$, nous sommes dans le régime dit dilué. Pour des atomes de ^{87}Rb , la longueur de diffusion vaut environ $a \approx 100 a_0 \approx 5 \text{ nm}$ et pour des densités de l'ordre de $n = 10^{12} \text{ at/cm}^3$, la distance inter-atomique est de l'ordre de $n^{-1/3} = 1 \mu\text{m}$. De plus à nos températures de l'ordre de la centaine de nK, nous sommes dans le régime des collisions froides en onde s ($\lambda_{DB} \gg a \leftrightarrow T \ll 1 \text{ mK}$). On exprime alors le potentiel à deux corps comme un potentiel de contact de la forme :

$$V(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|) = h g_{\alpha\beta} \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \quad (\text{IV.1})$$

Nous avons introduit la notation $g_{\alpha\beta} = \frac{2\hbar}{m_{\text{Rb}}} a_{\alpha\beta}$ que nous utiliserons dans toute la suite de ce chapitre. $a_{\alpha\beta}$ est la longueur de diffusion pour les deux particules i et j dans les états internes respectifs α et β .

Tout comme pour un déplacement lumineux, les deux niveaux de la transition d'horloge sont affectés différemment par cette interaction ce qui induit un déplacement en fréquence que nous appelons déplacement collisionnel.

Nous négligeons ici les collisions latérales, c'est à dire les collisions entraînant une modification de l'état externe (les états de l'oscillateur harmonique dans la direction radiale et les états de Wannier-Stark dans la direction verticale). En d'autres termes on néglige tout couplage entre l'opérateur laplacien (énergie cinétique) et l'Hamiltonien d'interaction. Dans le cas où seuls deux états internes $|1\rangle$ et $|2\rangle$ sont mis en jeu, un boson dans l'état $|i = 1, 2\rangle$ est alors soumis au déplacement collisionnel suivant :

$$\delta\nu_i = n_1 2 g_{i1} + n_2 2 g_{i2} \quad (\text{IV.2})$$

où n_i est la densité de l'état $|i\rangle$.

Le facteur 2 provient de l'indiscernabilité des bosons mis en jeu. Il peut être obtenu en utilisant le formalisme de la seconde quantification qui fait apparaître la fonction de corrélation du second ordre à zéro séparation $g_0^{(2)}$ qui vaut 2 dans le cas de bosons indiscernables (0 pour des fermions \leftrightarrow exclusion de Pauli et 1 pour des particules discernables) [142, 143, 121] ou en symétrisant la fonction d'onde en utilisant par exemple la base singulet-triplet (on obtient 0 en anti-symétrisant la fonction d'onde) [144].

On obtient alors pour le déplacement collisionnel global de l'horloge le résultat suivant :

$$\Delta\nu = (g_{22} - g_{11})(n_1 + n_2) + (2g_{12} - g_{11} - g_{22})(n_1 - n_2) \quad (\text{IV.3})$$

On peut trouver ce résultat dans [145, 146] par exemple. Par rapport au résultat de [144], l'effet des inhomogénéités de couplage est négligé.

Si l'on considère un interféromètre Ramsey-Raman (figure I.12) où la durée T de l'interrogation est longue devant les durées d'impulsion τ_1 et τ_2 , le déplacement collisionnel mesuré dépend des densités n_i entre les deux impulsions. Dans le cas où l'état initial est l'état $|1\rangle$, et en absence de séparation spatiale, on peut réécrire les densités n_1 et n_2 en fonction de la densité totale n et de l'aire de la première impulsion $\theta_1 = \Omega\tau_1$; on obtient alors, en moyennant sur la distribution atomique, l'expression suivante pour le déplacement collisionnel sans séparation dans une horloge :

$$\Delta\nu = \left((g_{22} - g_{11}) + (2g_{12} - g_{11} - g_{22}) \cos \theta_1 \right) \bar{n}_{at} \quad (\text{IV.4})$$

où \bar{n}_{at} est la densité atomique moyenne et avec $\cos \theta_1 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$.

Notons que dans le cas du Rb, les trois longueurs de diffusion sont proches et les deux termes de l'équation IV.8 sont alors petits. Le déplacement collisionnel dans une horloge au Rb est alors beaucoup plus petit que dans une horloge au Cs par exemple.

Si on réalise une impulsion $\frac{\pi}{2}$ parfaite, alors $\cos \theta_1 = 0$ et cette expression se simplifie en :

$$\Delta\nu_{\pi/2} = \Delta g \bar{n}_{at} \quad (\text{IV.5})$$

où $\Delta g = g_{22} - g_{11} = -0,49 \text{ Hz}/(10^{12} \text{ at.cm}^{-3})$.

En réalisant des interféromètres sans séparation, avec des impulsions micro-ondes $\frac{\pi}{2}$, on peut ainsi mesurer la densité dans notre nuage en utilisant l'équation IV.5.

IV.1.2 Cas de la séparation spatiale

Dans notre configuration, nous séparons les deux paquets d'ondes $|1\rangle$ et $|2\rangle$, et l'interaction entre ces deux états se trouve donc modifiée. La séparation se fait dans la direction verticale mais nous avons une symétrie radiale. Nous séparerons donc la densité atomique en ses composantes radiale et verticale : $n_{at}(r, z) = n_z(z) n_r(r)$. Comme détaillé section IV.A.1, on peut alors réécrire l'équation IV.4 :

$$\Delta\nu(\Delta z) = \left(\Delta g + \left(f(\Delta z) 2g_{12} - g_{11} - g_{22} \right) \cos \theta_1 \right) \bar{n}_{at} \quad (\text{IV.6})$$

où l'on a introduit la fonction f qui rend compte de la séparation :

$$f(\Delta z) = \frac{1}{\bar{n}_z} \int_{-\infty}^{+\infty} n_z(z) n_z(z - \Delta z) dz \quad (\text{IV.7})$$

et où $n_z(z)$ est ici la densité linéique initiale avant la première impulsion et \bar{n}_z la densité linéique moyenne. Nous donnerons plusieurs versions de $f(\Delta l)$, qui dépend notamment de la taille du nuage, dans la section IV.3.

Pour simplifier cette expression et présenter nos mesures du déplacement collisionnel, nous choisissons la notation suivante :

$$\Delta\nu(\Delta l) = \left(B + A(\Delta l) \cos(\theta_1) \right) \bar{n}_{at} \quad (\text{IV.8})$$

où $B = \Delta g = -0,49 \text{ Hz}/(10^{12} \text{ at.cm}^{-3})$. Dans la limite où il n'y a pas de séparation, $f(\Delta l = 0) = 1$ et on retrouve l'équation IV.4 ; on a alors $A(\Delta l = 0) = 0,20 \text{ Hz}/(10^{12} \text{ at.cm}^{-3})$. Dans l'autre cas limite où il n'y aurait plus aucune interaction entre les états $|1\rangle$ et $|2\rangle$, $f(\infty) = 0$ et on a $A(\infty) = -(g_{11} + g_{22}) = -15,17 \text{ Hz}/(10^{12} \text{ at.cm}^{-3})$.

Cette différence de $15 \text{ Hz}/(\cos \theta_1)$ (pour une densité de $10^{12} \text{ at.cm}^{-3}$) entre les deux cas limites est considérable. L'effet de la séparation pourrait donc être conséquent et introduire un déplacement collisionnel très différent de celui mesuré dans une horloge. C'est ce à quoi nous nous intéressons dans ce chapitre.

IV.2 Mesure du déplacement collisionnel

Afin de mieux comprendre les interactions atomiques et tenter de modéliser le déplacement collisionnel, nous resterons dans le cas le plus simple possible. Nous réalisons un interféromètre Ramsey-Raman non symétrisé pour ne pas supprimer ou atténuer le déplacement collisionnel. Nous choisissons également des interféromètres suffisamment courts de 100 ms pour rester dans un régime sans resynchronisation des spins (voir sections I.4.8 et I.4.9).

IV.2.1 Description de la mesure

Nous enregistrons tout d'abord une oscillation de Rabi afin de calibrer l'aire θ_1 de l'impulsion Raman. La figure IV.1 présente un exemple d'oscillation de Rabi pour une transition avec $\Delta l = 5$ et où la profondeur du réseau est réglée à la valeur de $2,5 E_{\text{rec}}$ qui optimise le couplage. En fixant par exemple τ_1 à 9 ms, on obtient une probabilité de transition de $P = 0,68$ et donc $\cos(\theta_1) = 1 - 2R = -0,36$.

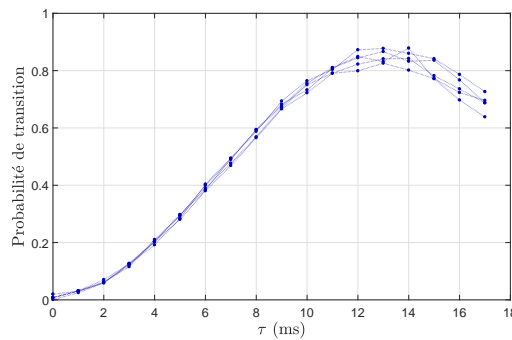


FIGURE IV.1 – Oscillation de Rabi pour une transition avec $\Delta l = 5$ à une profondeur de $2,5 E_{\text{rec}}$.

Nous réalisons ensuite un interféromètre Ramsey-Raman (figure I.12) de durée $T = 100$ ms et mesurons la fréquence de la frange centrale tel que décrit section I.3.3. Pour déterminer le déplacement collisionnel, nous mesurons cette fréquence centrale en fonction de la densité, que nous faisons varier, comme au chapitre précédent, en changeant le nombre d'atomes. Le graphique de gauche de la figure IV.2 montre un exemple de mesure de la fréquence en fonction du nombre d'atomes (pour une séparation $\Delta l = 5$ et $\cos(\theta_1) = 0,66$). L'ajustement linéaire en rouge permet d'extraire un déplacement collisionnel par atome. Cette mesure est réalisée pour différentes populations en variant la durée τ_1 de la première impulsion. Sur le graphique de droite de la figure IV.2 est représentée la mesure du déplacement collisionnel (pour le nombre maximum d'atomes c'est à dire ici environ 32 000) en fonction de $\cos(\theta_1)$. La barre d'erreur verticale est extraite de l'ajustement précédent et la barre d'erreur horizontale correspond à l'écart-type des fluctuations de la probabilité de transition après une unique impulsion $\frac{\pi}{2}$. On mesure $\sigma_P \sim 0,02$. Et comme $P = \frac{1 - \cos(\theta_1)}{2}$, $\sigma_{\cos(\theta_1)} = 2\sigma_P = 0,04$. Nous ajustons ensuite les données par l'équation IV.8 afin d'extraire les paramètres $A \bar{n}_{at}$ et $B \bar{n}_{at}$.

Nous utilisons ensuite une horloge ($\Delta l = 0$) avec des impulsions MW (figure I.11a) pour déterminer la densité. L'efficacité de la transition avec les transitions MW est de presque 100 % et nous pouvons considérer nos impulsions $\frac{\pi}{2}$ MW comme parfaites. Nous intercalons donc entre les mesures de la figure IV.2 des mesures MW du déplacement collisionnel sans séparation pour estimer la densité et finalement déduire les paramètres A et B .

Nous pouvons ensuite mesurer A et B pour différentes séparations et différentes profondeurs du réseau. Le tableau IV.1 récapitule les profondeurs qui optimisent le couplage pour chaque séparation Δl . On peut retrouver ces valeurs pour les premières séparations sur la

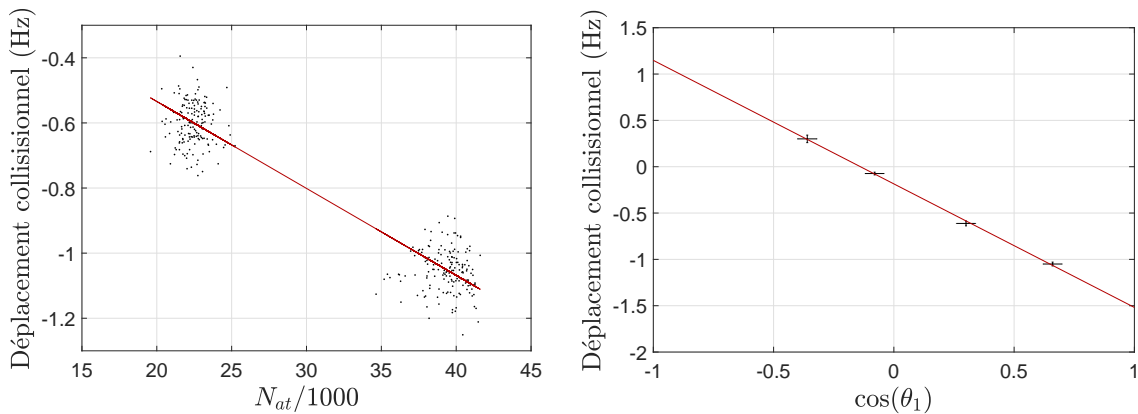


FIGURE IV.2 – À gauche : mesure de la fréquence centrale en fonction du nombre d’atomes. À droite : déplacement collisionnel en fonction de l’angle θ_1 .

courbe I.6. Remarquons que nous utilisons deux maxima du couplage pour $\Delta l = 1$.

Δl	1	2	3	4	5	6	7
$U_0(E_{\text{rec}})$	7,26 3,04	5,24	4,03	3,15	2,45	1,88	1,39

Tableau IV.1 – Profondeurs U_0 qui optimisent le couplage pour des séparations Δl

Séquence de mesure

La détermination des paramètres A et B , à une séparation et une profondeur données, s’effectue à partir d’environ 1000 mesures (pour obtenir la figure IV.2 par exemple), ce qui correspond à plus d’une heure d’acquisition. Pour chaque détermination de A et B , on alterne 12 configurations. 8 d’entre elles correspondent aux 2 nombres d’atomes pour chacune des 4 valeurs différentes de $\cos \theta_1$ utilisées. 2 autres configurations avec encore 2 nombres d’atomes permettent de mesurer la densité à l’aide d’un interféromètre micro-onde sans séparation. On intercale 2 configurations supplémentaires de référence réalisées avec toujours la même profondeur.

On alterne ensuite des séries de 10 mesures pour chaque configuration, un cycle de 12 configurations durant alors environ 8 minutes. Une configuration de référence revient environ toutes les 4 minutes (2 par cycle) et une mesure différentielle permet alors de s’affranchir d’éventuelles dérives. Notons que la mesure du déplacement collisionnel est déjà une mesure différentielle entre deux configurations avec deux nombres d’atomes différents.

IV.2.2 Résultats

Les figures IV.3 et IV.4 présentent l’ensemble de nos mesures des paramètres B et A en fonction de la séparation spatiale Δl . Toutes ces données ont été acquises sur une période de deux mois.

Pour le paramètre B (figure IV.3), qui n’est pas censé dépendre de la séparation, on observe une certaine dispersion des valeurs ainsi qu’une erreur relative importante (toujours supérieure à 10% pour $\Delta l \neq 0$). La droite rouge correspond à la valeur théorique de $-0,49 \text{ Hz}/(10^{12} \text{ at.cm}^{-3})$ (équation IV.5). Celle en bleue correspond à la moyenne des données pondérée par les incertitudes avec, en transparence, l’écart-type associé. Ces résultats sont compatibles avec la valeur attendue pour B mais vu le manque de précision de la mesure, nous ne nous attarderons pas plus sur ce paramètre. La valeur du paramètre B , dans le cas

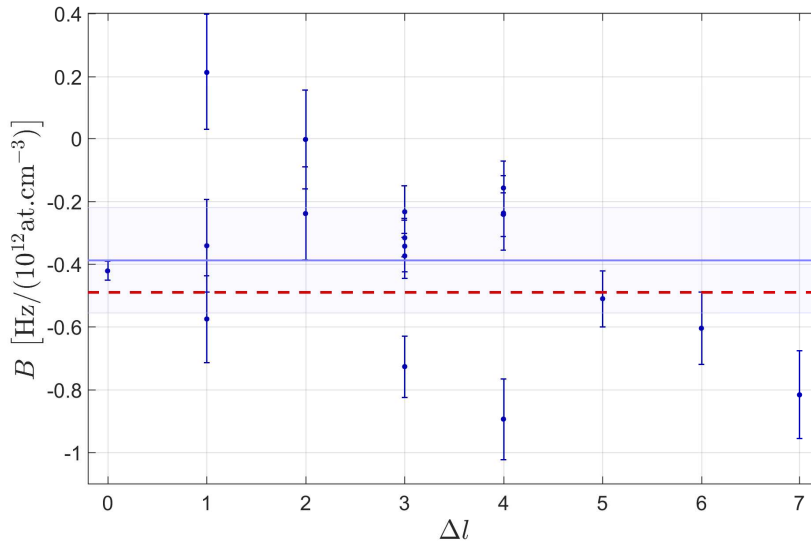


FIGURE IV.3 – Paramètre B extrait de l’ajustement IV.8 en fonction de la séparation Δl . La droite bleue correspond à la moyenne des données pondérée par leurs incertitudes, avec en transparence l’écart-type associé. La droite en rouge est la valeur théorique.

de la séparation, devient petit devant A (comme nous allons le voir ci-après) ce qui explique l’incertitude sur sa mesure. Une faible erreur sur $\cos \theta_1$ implique, pour de fortes valeurs de A , une erreur importante sur B . Pour la séparation $\Delta l = 0$, la pente A est bien plus faible, c’est pourquoi l’incertitude sur B est bien meilleure.

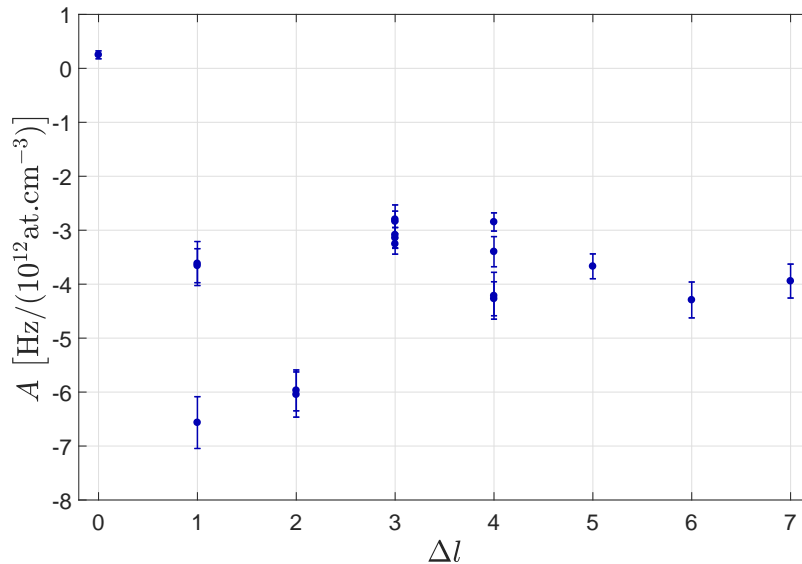


FIGURE IV.4 – Paramètre A extrait de l’ajustement IV.8 en fonction de la séparation Δl .

Nous avons représenté le paramètre A en fonction de la séparation sur la figure IV.4. On remarque d’emblée que la valeur du paramètre A change de signe lorsque l’on réalise un interféromètre à bras séparés ($\Delta l \neq 0$) et prend aussi des valeurs bien plus grandes (de quinze à trente fois plus grandes que dans le cas sans séparation).

Par exemple, pour une séparation de $\Delta l = 6$, si on considère une densité de seulement 5.10^{10}

at/cm³, alors une variation du couplage Raman de seulement 1 % engendre une variation du déplacement collisionnel de 3 mHz, c'est à dire 20 fois plus que dans le cas d'une horloge. La stabilité coup à coup du couplage Raman est donc indispensable pour la sensibilité de la mesure (voir discussion section III.3). Deux valeurs assez différentes sont obtenues pour la séparation de $\Delta l = 1$; il s'agit de mesures effectuées à des profondeurs différentes : la valeur de A la plus négative correspond à la profondeur la plus élevée de $7,26 E_{\text{rec}}$ (voir tableau IV.1).

Nous allons, dans la section suivante, proposer différents modèles pour expliquer ce comportement.

Remarque : Ajustement et incertitudes

Pour ajuster le déplacement en fréquence en fonction de $\cos(\theta_1)$ (figure IV.2), tout en tenant compte des deux incertitudes (sur $\Delta\nu$ et $\cos\theta_1$), nous utilisons la méthode de York *et al.* [147]. Mais nous ne considérons aucune corrélation entre les fluctuations de $\cos\theta_1$ et celles de $\Delta\nu$ et surestimons ainsi les erreurs sur les paramètres A et B . Nous avons vu dans notre bilan des bruits du chapitre précédent qu'à court terme, les fluctuations de couplage Raman sont négligeables et que nous sommes dominés par le bruit de détection tandis qu'à long terme, nous pouvons avoir de larges dérives du couplage Raman. Nous nous attendons donc à ce que les fluctuations de $\Delta\nu$ et $\cos\theta_1$ présentent des corrélations à long terme mais pas à court terme.

Cependant nous avons simplement utilisé l'écart-type de la mesure du couplage Raman pour estimer l'incertitude sur $\cos\theta_1$ et il faudrait plutôt calculer l'écart-type d'Allan et s'assurer que la dérive du couplage Raman n'a pas d'effet sur la mesure.

Nous n'avons pas poussé plus loin l'étude de cette incertitude sur le paramètre A car nous cherchons d'abord à obtenir un accord qualitatif entre nos mesures et le modèle théorique.

Remarque 2 : La taille verticale

On peut comme au chapitre III déterminer la taille dans la direction verticale. On mesure des densités maximales comprises entre 0.5 et 2.10^{12} at/cm³ ce qui correspond, pour notre taille radiale de $25 \mu\text{m}$, et en prenant en compte le facteur κ de l'équation III.2, à des tailles verticales comprises entre $1,5$ et $4,5 \mu\text{m}$. Malheureusement, nous n'avons pas mesuré systématiquement la taille transverse du nuage pour chacune des mesures de déplacement de fréquence, ce qui introduit une certaine incertitude sur cette taille verticale. Bien que nous n'ayons pas changé le waist ou la puissance du confinement transverse pour ces mesures, l'optimisation quasi-quotidienne de l'alignement des faisceaux confinant peut conduire à des modifications de la géométrie du piège.

IV.3 Simulations

Nous allons maintenant vérifier si le modèle IV.6 permet d'expliquer nos mesures.

IV.3.1 Distribution gaussienne

Dans cette première interprétation la plus simple, nous considérons une distribution gaussienne de notre nuage. Après la première impulsion de l'interféromètre, les atomes se trouvent dans une superposition d'états séparés de $\Delta z = \Delta l \frac{\lambda_{lat}}{2}$. On a alors deux distributions gaussiennes, une pour chaque état, séparées de Δz .

L'équation IV.7 devient alors (voir IV.A.2) :

$$f(\Delta z) = e^{-\frac{\Delta z^2}{4\sigma_z^2}} \quad (IV.9)$$

Elle est représentée sur la figure IV.5, en fonction de la séparation Δl , pour différentes tailles σ_z de distribution initiale.

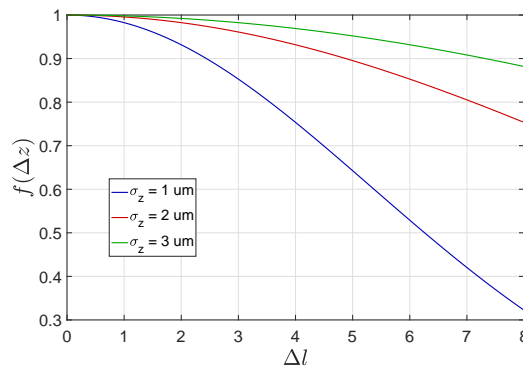


FIGURE IV.5 – Équation IV.9 correspondant au recouvrement de deux distributions gaussiennes séparées de Δl .

En introduisant IV.9 dans IV.6, on obtient pour la valeur du paramètre A , les courbes continues de la figure IV.6 pour trois tailles du nuage allant de 1 à 3 μm . Sont aussi représentés à l'aides des deux courbes noires, les deux cas limites évoqués plus haut, c'est à dire $A = 0,20 \text{ Hz}/(10^{12} \text{ at.cm}^{-3})$ pour $f(0) = 1$ et $A = -15,17 \text{ Hz}/(10^{12} \text{ at.cm}^{-3})$ pour $f(\infty) = 0$.

Pour nos tailles supérieures à 2 μm , l'amplitude du paramètre A est bien plus grande que prévue par ce modèle (courbes verte et rouge). En effet la séparation étant petite devant la taille du nuage, la valeur de f reste proche de 1 comme on a pu le constater sur la figure IV.5. Nous sous-estimons donc clairement l'effet de la séparation. En considérant une taille plus petite que celle estimée, on peut alors obtenir des valeurs de A plus grandes mais sans pouvoir reproduire le saut entre $\Delta l = 0$ et 1, puis le plateau.

IV.3.2 Distribution d'états de Wannier-Stark

Le modèle gaussien le plus simple ne permettant pas de reproduire les données expérimentales, nous traitons le problème en utilisant les états propres du système, à savoir les états de Wannier-Stark. Nous modélisons la distribution verticale par une distribution gaussienne d'écart-type σ_z d'états de Wannier-Stark. Au chapitre III, nous avons pris le parti, pour connaître la distribution verticale, de projeter une distribution gaussienne (d'écart-type σ_{DT}) de paquets d'ondes minimaux sur les états de Wannier-Stark. Pour un nuage assez large, on trouve bien une distribution gaussienne d'états de Wannier-Stark dont l'écart-type σ_z est presque identique à σ_{DT} (variation inférieure au % au delà de 2 μm et de quelques % à 1 μm).

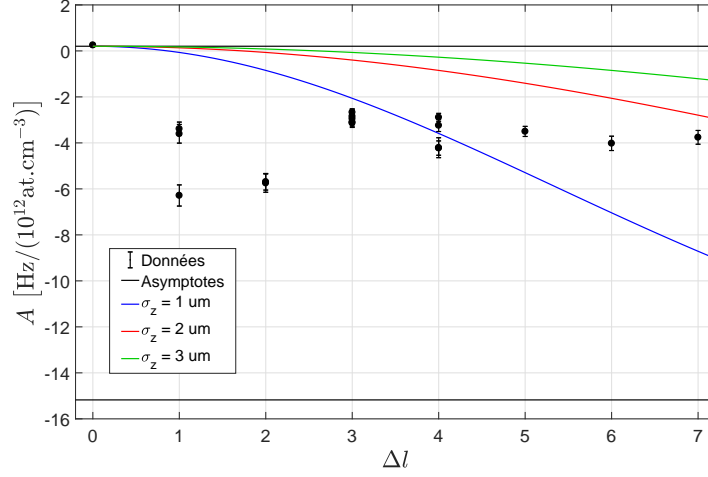


FIGURE IV.6 – Paramètre A extrait de l’ajustement IV.8 en fonction de la séparation Δl . Les courbes continues correspondent au modèle IV.3.1.

Ici puisque nous voulons comparer des séparations différentes qui sont donc réalisées à des profondeurs différentes et aussi pouvoir faire ce calcul pour différentes tailles du nuage, il est plus simple de considérer un mélange statistique suivant une distribution gaussienne d’états de Wannier-Stark. Nous vérifions bien sûr que les deux approches sont identiques : la distribution atomique obtenue est très proche de celle obtenue figure III.1 et, à quelques % près, les deux approches donnent les mêmes déplacements collisionnels.

La distribution dans la direction verticale s’écrit alors :

$$n_z(z) = \sum_l g(l) |\text{WS}_l(z)|^2 \quad (\text{IV.10})$$

où $g(l)$ suit une distribution gaussienne et $\sum_l g(l) = 1$ puisque $\int n_z(z) dz = 1$ et que les états propres sont normalisés.

On introduit ici la notation :

$$\text{WS}_{l,m} = \int |\text{WS}_l(z)|^2 |\text{WS}_m(z)|^2 dz \quad (\text{IV.11})$$

On a alors :

$$\bar{n}_z = \sum_{l,m} g(l)g(m) \text{WS}_{l,m} \quad (\text{IV.12})$$

et puisque $n_z(z - \Delta z) = \sum_l g(l) |\text{WS}_l(z - \Delta z)|^2 = \sum_l g(l) |\text{WS}_{l+\Delta l}(z)|^2$:

$$f(\Delta l) = \frac{1}{\bar{n}_z} \sum_{l,m} g(l)g(m) \text{WS}_{l+\Delta l,m} \quad (\text{IV.13})$$

Les états de Wannier-Stark dépendent de la profondeur du réseau qui est ajustée pour optimiser le couplage pour chaque séparation Δl . On calcule en fait $f(\Delta z)$ pour des couples de profondeur U_0 et de séparation Δl . La figure IV.7 présente le recouvrement

$$\frac{\text{WS}_{l,l+\Delta l}}{\text{WS}_{l,l}} = \frac{\int |\text{WS}_l(z)|^2 |\text{WS}_{l+\Delta l}(z)|^2 dz}{\int |\text{WS}_l(z)|^2 |\text{WS}_l(z)|^2 dz}$$

entre deux états de WS séparés de Δl , en fonction de cette séparation, pour quatre profondeurs parmi celles que nous utilisons ici. On voit clairement que moins le réseau est profond, plus l’état de WS est étalé et moins le recouvrement diminue avec la séparation.

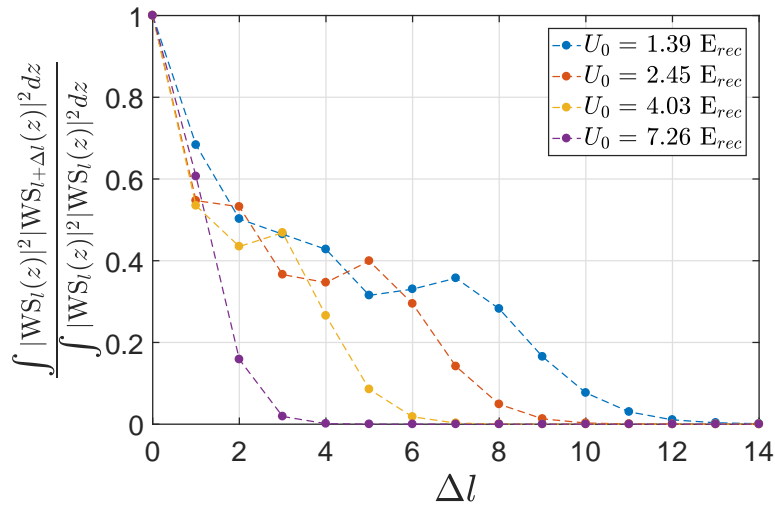


FIGURE IV.7 – Recouvrement entre deux états de Wannier-Stark séparés de Δl puits.

Ce modèle-ci conduit cette fois à ces courbes de la figure IV.8 où ici encore les courbes colorées correspondent aux résultats du calcul pour trois tailles du nuage. Pour la séparation de $\Delta l = 1$ les deux résultats correspondant aux deux profondeurs de 7,26 et 3,04 E_{rec} (voir tableau IV.1) sont superposés et non distinguables.

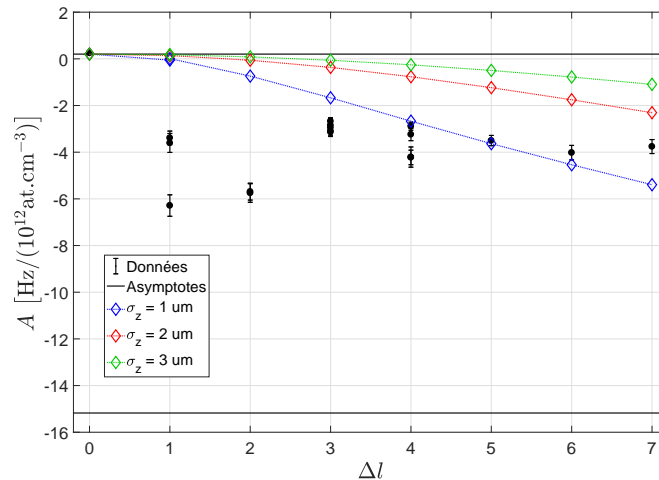


FIGURE IV.8 – Paramètre A extrait de l'ajustement IV.8 en fonction de la séparation Δl . Les courbes continues correspondent au modèle IV.3.2.

Les résultats sont assez semblables à ceux obtenus avec le modèle gaussien et ne permettent toujours pas de reproduire les données. Aux plus grandes séparations, $|A|$ augmente moins vite car l'étalement plus important des états de WS (dû à la plus faible profondeur) atténue l'effet de la séparation. Nous nous interdisons ici l'utilisation de tailles inférieures à $1 \mu\text{m}$ qui ne sont pas réalistes¹.

1. En effet, aux faibles profondeurs, un unique atome (un paquet d'onde minimal) se décompose sur plusieurs états de Wannier-Stark selon une distribution non gaussienne. En projetant une distribution gaussienne suffisamment large de paquets d'ondes minimaux, on obtient alors une distribution gaussienne d'états de Wannier-Stark. La distribution gaussienne la plus étroite d'états de WS que l'on peut obtenir en projetant une distribution gaussienne de paquets d'ondes minimaux a un écart-type de l'ordre du μm aux plus faibles profondeurs.

IV.3.3 Des particules discernables

Revenons maintenant sur un point évoqué au début de ce chapitre. Dans l'équation IV.3, les facteurs 2 devant les densités n_1 et n_2 proviennent de l'indiscernabilité des particules. En effet, il existe lors d'une collision entre deux telles particules, deux chemins qui mènent à la même observation. Ceci engendre, dans le cas de bosons où il faut symétriser la fonction d'onde, une interférence constructive et l'apparition du facteur 2 (et une interférence destructive dans le cas de fermions où il faut anti-symétriser la fonction d'onde).

Pour deux particules dans le vide, l'indiscernabilité est évidente et on a bien une interférence constructive pour les bosons qui mène à l'apparition du facteur 2. Dans le cas d'atomes piégés dans différents états d'un piège harmonique, il peut y avoir un échange d'états du piège harmonique et les deux particules sont encore indistinguables. Dans notre cas, lors d'une collision, l'énergie mise en jeu est insuffisante pour qu'un atome change d'état de Wannier-Stark, la barrière de potentiel est trop importante pour qu'on assiste à un effet tunnel. Deux atomes dans deux puits distincts ont deux énergies distinctes et deux positions verticales distinctes. Notre hypothèse est ici que ces atomes ne sont pas indiscernables. Lors d'une collision, il n'y a pas d'échange possible et il existe un seul chemin à prendre en compte. Mais puisque le recouvrement entre des états de Wannier-Stark centrés sur des puits distincts est non nul, il y a bien une contribution au déplacement collisionnel, cette fois sans le facteur 2.

On peut réécrire les équations en faisant apparaître la fonction de corrélation à distance nulle α_{ij} [121, 148, 142, 143].

On arrive finalement à la réécriture suivante de l'équation IV.6 (voir IV.A.3) :

$$\Delta\nu(\Delta l) = \frac{1}{2} G \left((g_{22} - g_{11}) + (f_G(\Delta l)2g_{12} - g_{11} - g_{22}) \cos \theta_1 \right) \quad (\text{IV.14})$$

où

$$G = \sum_{l,m} \alpha_{lm} g(l)g(m) \text{WS}_{l,m} \quad (\text{IV.15})$$

et

$$f_G(\Delta l) = \frac{1}{G} \sum_{l,m} \alpha_{lm} g(l)g(m) \text{WS}_{l+\Delta l,m} \quad (\text{IV.16})$$

Les paramètres A et B de l'équation IV.8 deviennent alors :

$$A(\Delta l) = \frac{G}{2\bar{n}_z} \left(f_G(\Delta l)2g_{12} - g_{11} - g_{22} \right) \quad (\text{IV.17})$$

$$B = \frac{G}{2\bar{n}_z} \Delta g \quad (\text{IV.18})$$

En somme, au vu de notre discussion ci-avant, deux particules dans deux puits distincts (identiques) sont discernables (indiscernables). Deux particules dans une superposition cohérente d'états sont indiscernables seulement si elles sont dans la même superposition spatiale $(l, l + \Delta l)$ (voir schéma IV.9). On a alors dans les équations précédentes, $\alpha_{lm} = 1 + \delta_{lm}$.

Notons ici que dans cette hypothèse notre estimation de la densité à l'aide de l'équation IV.5 est erronée puisque celle-ci devient :

$$\Delta\nu_{\pi/2} = \Delta g \frac{G}{2\bar{n}_z} \bar{n}_{at} \quad (\text{IV.19})$$

où, rappelons le, \bar{n}_z est la moyenne de la densité linéique dans la direction verticale. Si $\alpha_{lm} = 2$ quelque soit (l, m) alors $G = 2\bar{n}_z$, sinon $G < 2\bar{n}_z$ et on a sous-estimé la densité². Dans notre

2. Notons que dans une telle hypothèse, au chapitre III, on a alors une résolution spatiale encore meilleure.

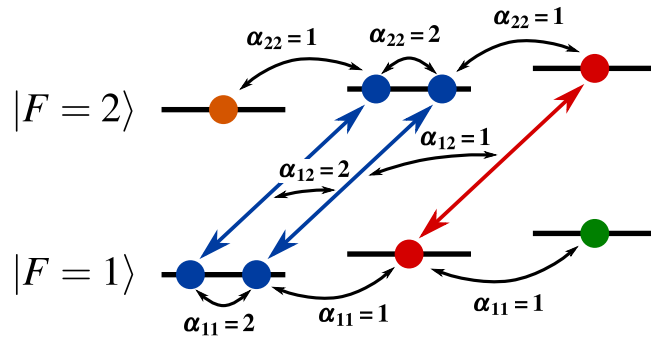


FIGURE IV.9 – Schéma représentant l'indiscernabilité et la fonction de corrélation entre différentes superposition d'états de Wannier-Stark.

cas où $\alpha_{lm} = 1 + \delta_{lm}$, on trouve que $\frac{G}{2\bar{n}_z}$ est compris entre 0,56 et 0,7 selon la distribution $g(l)$ et la profondeur ; la densité serait donc sous-estimée d'un facteur 1,4 à 1,8.

Rappelons ici que la pente sur le graphique de droite de IV.2 nous donne accès au paramètre $A \bar{n}_{at}$ et que nous normalisons ensuite par la densité. Puisque l'estimation de la densité dépend dans ce modèle de la distribution $g(l)$, il faudrait pour chaque taille σ_z choisie, normaliser les données différemment. Pour simplifier la représentation des données, ici nous normaliserons plutôt par le paramètre $\frac{G}{2\bar{n}_z} \bar{n}_{at} = \frac{\Delta\nu\pi/2}{\Delta g}$ qui ne dépend pas de la distribution choisie. Sur la figure IV.10, nous présentons alors le paramètre $A \frac{2\bar{n}_z}{G}$.

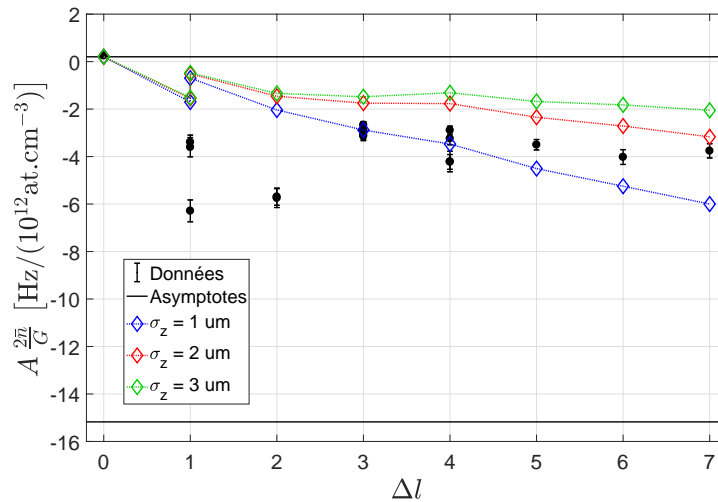


FIGURE IV.10 – Paramètre A extrait de l'ajustement IV.8 en fonction de la séparation Δl . Les courbes continues correspondent au modèle IV.3.3.

Les trois courbes en couleur correspondent à l'équation $(f_G(\Delta l)2g_{12} - g_{11} - g_{22})$ (IV.17) pour trois tailles du nuage. La tendance est ici bien différente des deux modèles précédents ; on constate un saut dès qu'on réalise la séparation puis un plateau si le nuage est assez large.

Sans séparation, tous les états d'un même puits sont indiscernables et leur interaction domine largement devant les interactions inter-puits. Pour ces états, le facteur A vaut alors $(2g_{12} - g_{11} - g_{22})$ et reste petit. Lorsqu'il y a séparation, l'interaction intra-états reste inchangée — puisque le recouvrement est toujours maximal pour des états issus du même puits — et correspond à la même quantité $(-g_{11} - g_{22})$. Par contre, l'interaction inter-états est réduite et on pourra distinguer deux cas : pour deux états initialement dans le même puits (les états

bleus sur le schéma IV.9), l'interaction inter-états diminue à cause de la chute du recouvrement et correspond à la quantité ($2g_{12}$) réduite d'un facteur 0,7 à 0,3 (voir recouvrement figure IV.7). Le recouvrement inter-états devient maximal pour deux particules initialement séparées de Δl puits (les états bleu et rouge de la figure IV.9), mais puisqu'il sont distinguables, leur interaction est deux fois moins forte et correspond à la quantité ($1g_{12}$). Cette soudaine diminution de l'interaction inter-états lors de la séparation explique la variation nette qui apparaît pour le paramètre A . Ce modèle fait en outre apparaître, pour la séparation de $\Delta l = 1$, une différence significative entre les deux profondeurs.

Si le comportement décrit ci-dessus est bien celui attendu, il existe encore un large écart entre nos résultats expérimentaux et ce modèle.

IV.3 – Conclusion

En prenant en compte une distribution réaliste d'états de Wannier-Stark dans le réseau et la discernabilité entre des états de Wannier-Stark distincts, nous pouvons reproduire la variation nette du déplacement collisionnel induit par la séparation des bras de l'interféromètre. Cependant les valeurs prédites par notre modèle restent très différentes de nos mesures. Nous faisons dans la suite de ce chapitre, différentes propositions pour expliquer cette différence.

IV.4 Discussion

IV.4.1 Correction au recouvrement et à l'interaction inter-puits

Dans la formule IV.14, les facteurs G et $f_G(\Delta l)$ dépendent du recouvrement inter-états. Celui-ci est calculé pour les états de Wannier-Stark d'un potentiel périodique 1D parfait. Si les modes des faisceaux aller et retour sont différents, que les faisceaux divergent légèrement ou bien qu'il existe des interférences spatiales parasites (tavelure ou diffraction due à de la poussière par exemple), la profondeur du réseau peut être modulée, ce qui affecte les états propres du système et donc leur recouvrement. Pour prendre ceci en compte, nous ajoutons un facteur correctif au recouvrement inter-puits.

Pour reproduire le comportement des données, il faut réduire l'interaction inter-puits d'un facteur 3; nous obtenons alors les courbes de la figure IV.11. Cette correction semble trop importante pour être liée à la seule qualité du potentiel mais peut-être existe-t-il une autre cause responsable de la diminution de cette interaction.

L'amplitude du saut entre $\Delta l = 0$ et 1 correspond alors aux mesures. En effet, en réduisant l'interaction inter-puits, on exalte l'effet de la séparation. Nous avons ici corrigé le recouvrement du même facteur pour toutes les profondeurs. Si on applique une correction plus importante aux grandes qu'aux faibles profondeurs, l'accord est encore meilleur.

Ici nous avons encore réduit le facteur G de l'équation IV.19. Nous trouvons cette fois des valeurs de $\frac{G}{2\bar{n}_z}$ comprises entre 0,27 et 0,5 en fonction de la distribution $g(l)$ et de la profondeur. Nous aurions donc cette fois sous-estimé la densité d'un facteur 2 à 3,8.

IV.4.2 Remarque sur les longueurs de diffusion

Les valeurs des longueurs de diffusion que nous utilisons sont celles calculées par C. Williams, utilisées dans [149] et consignées dans la thèse d'Y. Sortais [145]. Les longueurs de diffusion dépendent du sous-niveau Zeeman. Les valeurs varient pour le ^{87}Rb de moins de 5%. Cependant, une variation de quelques pour cent pour les différents a_{ij} peut engendrer d'importantes variations de Δg ou δg . En effet ces deux facteurs sont des différences des a_{ij} et seraient nuls si les trois longueurs de diffusion étaient égales; celles-ci ayant des valeurs proches

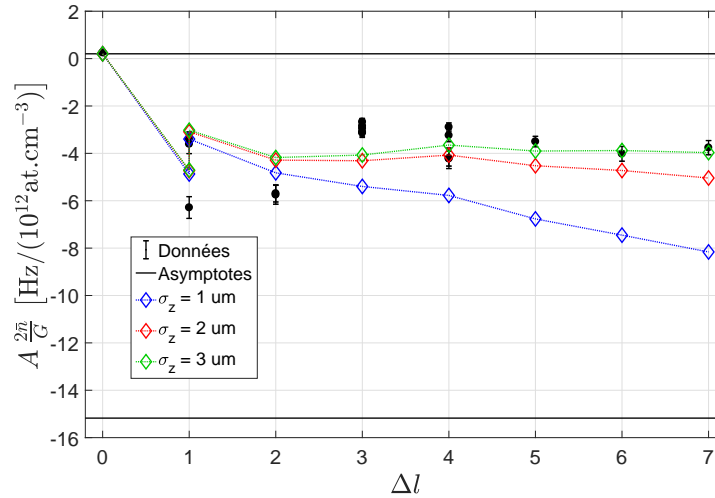


FIGURE IV.11 – Paramètre A extrait de l’ajustement IV.8 en fonction de la séparation Δl . Les courbes continues correspondent au modèle IV.4.1.

pour le Rb, leurs différences varient rapidement. Les trois valeurs nous concernant pour nos états $|1\rangle = |F = 1, m_F = 0\rangle$ et $|2\rangle = |F = 2, m_F = 0\rangle$ sont : $a_{11} = 101,284 a_0$, $a_{22} = 94,946 a_0$ et $a_{12} = 99,427 a_0$ où $a_0 \approx 0,53 \text{ \AA}$ est le rayon de Bohr. Des mesures du déplacement collisionnel dans une horloge en fontaine sont en accord avec ces valeurs [149, 150] mais la densité étant de l’ordre de 10^8 at/cm^3 , le déplacement en fréquence est de seulement quelques dizaines de μHz et l’incertitude relative de la mesure est importante.

On peut également trouver dans une publication plus récente [151] les valeurs suivantes pour les longueurs de diffusion, calculées à partir de potentiels moléculaires mesurés dans [152] : $a_{11} = 100,9 a_0$, $a_{22} = 94,9 a_0$ et $a_{12} = 98,9 a_0$. Ceci implique une variation de 5% pour le paramètre Δg et donc pour l’estimation de la densité, mais la différence dans notre modélisation du paramètre A est négligeable.

Nous proposons ici de varier arbitrairement la valeur de ces longueurs de diffusion pour évaluer l’impact d’une erreur sur leur estimation. En utilisant le modèle de la section IV.3.3 et en prenant par exemple $a_{12} = 100 a_0$, $a_{11} = 100,4 a_0$ et $a_{22} = 98,4 a_0$, on obtient le graphique IV.12.

Ce modèle reproduit bien les données pour une distribution de $\sigma_z = 5 \mu\text{m}$. Mais il a fallu apporter une correction importante aux longueurs de diffusion pour expliquer la différence entre le modèle IV.3.3 et nos mesures. La valeur de Δg est alors de $-0,155$ au lieu de $-0,49 (10^{12} \text{ at/cm}^3)^{-1}$ ce qui correspond à une correction d’un facteur 3.

Les calculs des longueurs de diffusion reposent sur des mesures précises des potentiels moléculaires. Il est mis en avant, dans [153], la dépendance importante entre la longueur de diffusion et le paramètre C_6 du potentiel moléculaire ; la dispersion des résultats et la précision des mesures de C_6 avant les années 2000 [154, 155, 156, 157] laissaient une grande incertitude sur la valeur des longueurs de diffusions. Mais plus récemment des mesures très précises ont suffisamment contraint ces potentiels pour que les longueurs de diffusion triplet et singulet [158] puissent être estimées avec une précision meilleure que le pour cent [159, 152, 160]. L’étude de la dynamique de condensats de Bose-Einstein [161, 162] donne des mesures très précises des longueurs de diffusion qui valident la théorie. Mais il s’agit de BEC dans des pièges magnétiques et les états mis en jeu sont $|F = 1, m_F = -1\rangle$ et $|F = 2, m_F = 1\rangle$. Il est regrettable de ne pas avoir une telle mesure pour les longueurs de diffusion concernant nos sous-niveaux Zeeman. L’incertitude énoncée dans les modèles théoriques cités ici et l’accord trouvé avec les mesures, par exemple [161, 162], donnent donc ici peu de crédibilité aux valeurs

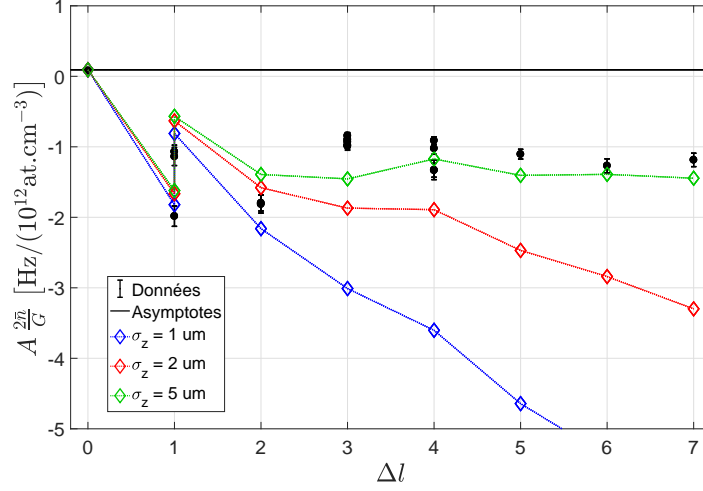


FIGURE IV.12 – Paramètre A extrait de l’ajustement IV.8 en fonction de la séparation Δl . Les courbes continues correspondent au modèle IV.4.2.

de longueurs de diffusion que nous avons ajustées.

IV.4.3 Normalisation par le volume

Pour pouvoir comparer toutes nos mesures, nous normalisons la pente $A \bar{n}_{at}$ de l’équation IV.8 par la densité moyenne que nous avons jusqu’à présent estimée à l’aide de mesures du déplacement collisionnel dans un interféromètre sans séparation avec des impulsions micro-ondes et en utilisant l’équation IV.5. Nous voulons dans cette partie normaliser la pente $A \bar{n}_{at}$ sans s’appuyer sur cette mesure. Nous utiliserons pour cela le volume du nuage que nous définissons comme $V = \frac{N}{\bar{n}_{at}}$. D’après notre étude section III.1, ce volume vaut alors :

$$V = 4\pi\sigma_r^2 \frac{\sigma_z}{\kappa(U_0)} \quad (\text{IV.20})$$

Nous avons mesuré une taille radiale typique de $25 \mu\text{m}$. Malheureusement, comme nous l’avons signalé plus haut, nous n’avons pas mesuré systématiquement, pour chaque mesure du déplacement collisionnel, la taille transverse du nuage. Celle-ci est pourtant susceptible de varier d’une mesure à l’autre et on peut même envisager un couplage entre la taille transverse du nuage et le confinement longitudinal. Pour que ce modèle corresponde au mieux aux mesures, nous allons ici ajuster σ_r ainsi que σ_z . Ensuite pour chaque profondeur, nous pouvons calculer le paramètre κ et donc le volume du nuage.

Les résultats pour deux géométries du nuage sont présentés sur la figure IV.13. Les deux couples (σ_r, σ_z) choisis sont $(17 \mu\text{m}, 3 \mu\text{m})$ et $(25 \mu\text{m}, 1,8 \mu\text{m})$. Cette fois-ci le modèle est assez proche des données; le résidu pourrait être supprimé en ajustant la géométrie pour chaque mesure.

Remarque : La densité et le paramètre B

Puisque nous avons, dans cette section, déterminé un volume et que nous mesurons le nombre d’atomes, nous pouvons ainsi déterminer la densité correspondante.

Nous comparons alors la densité mesurée à l’aide du déplacement collisionnel dans un interféromètre micro-onde et de l’équation IV.18 à celle estimée ici à partir du nombre d’atomes et du volume IV.20. Un ajustement linéaire de toutes les mesures donne, pour les deux couples de paramètres considérés au dessus, les facteurs correctifs $0,31 \pm 0,03$ et $a = 0,40 \pm 0,04$.

La géométrie choisie pour le modèle ne correspond donc pas à la densité extraite du dépla-

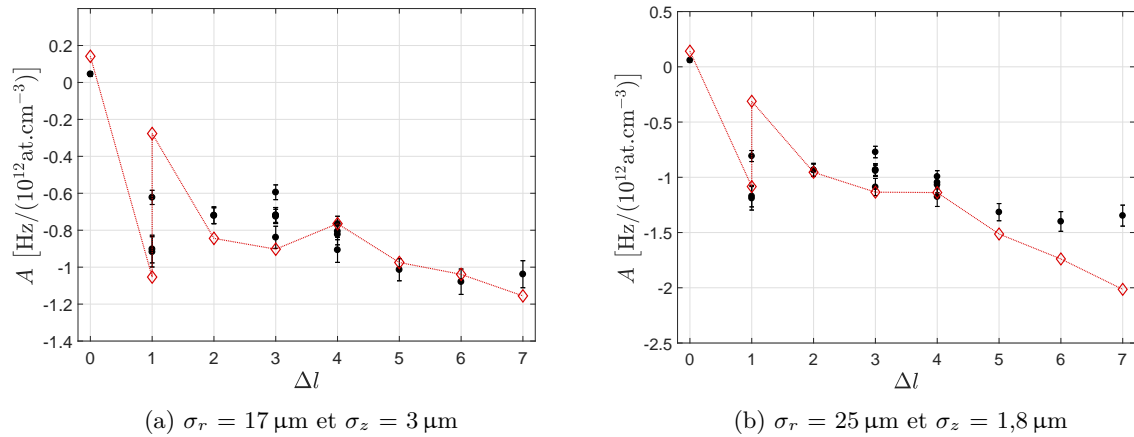


FIGURE IV.13 – Paramètre A extrait de l’ajustement IV.8 en fonction de la séparation Δl . Les courbes continues correspondent au modèle IV.4.2.

cement collisionnel micro-onde. En d’autres termes, si on calcule maintenant le paramètre B avec ce modèle et ces deux géométries, on trouve un désaccord d’un facteur environ 3.

IV.4 – Conclusion

Dans la section précédente, nous avons un désaccord important entre le modèle et nos mesures. Nous avons donc dans cette section fait trois propositions pour expliquer cet écart. Dans la première, nous réduisons d’un facteur 3 l’interaction inter-puits, dans la seconde nous ajustons les longueurs de diffusion pour réduire d’un facteur 3 le paramètre Δg et dans la dernière nous ajustons le volume du nuage et augmentons ainsi d’un facteur 3 l’estimation de la densité.

Remarque : Lien avec des facteurs correctifs dans la modélisation du SSR

Comme mentionné section I.4.8, dans [114], la cohérence de l’échantillon atomique est étudiée en fonction de la densité et de la durée de l’interféromètre. Les simulations reproduisent correctement la dynamique des spins en présence de SSR et en ajoutant éventuellement une impulsion de symétrisation. Dans ces simulations, le taux de collisions latérales γ_c et le taux d’échange ω_{ex} sont des paramètres ajustables. Or ces deux paramètres dépendent de la densité atomique et des longueurs de diffusion. La densité est, comme ici, mesurée à partir du déplacement collisionnel. On peut alors comparer les paramètres choisis pour ajuster au mieux les données et ceux attendus après l’estimation de la densité. Ils diffèrent respectivement de facteurs 5 et 3,5. Dans [112], des simulations similaires sont conduites pour décrire la cohérence dans le réseau (sans séparation) et des corrections de facteurs 3,2 et 1,7 sont alors appliquées. Dans [119] et [120] des corrections d’un facteur 2 environ sont aussi appliquées sur ω_{ex} . Dans les trois expériences citées ici, le même modèle est appliqué et la sur-estimation de l’effet de l’interaction d’échange est attribuée à l’approximation de portée infinie de l’interaction (même interaction entre tous les niveaux d’énergie de l’oscillateur harmonique). Cependant nous n’avons pas d’explication pour la surestimation du paramètre γ_c dans [114, 112].

Impact d’autres effets :

Nous avons également vérifié l’impact des effets suivant sur le déplacement collisionnel. Leur prise en compte n’a presque aucune conséquence sur le résultat de nos simulations ou conduit aux mêmes résultats expérimentaux.

- **Inhomogénéités de profondeur** : Nous avons réalisé des simulations prenant en compte une inhomogénéité de la profondeur de l'ordre de 10% ainsi qu'un biais sur la profondeur également de l'ordre de 10%. Ceci ne change que très marginalement le résultat des simulations.
- **Dépolarisation** : Nous avons aussi pris en compte une éventuelle dépolarisation de l'échantillon. En effet une collision entre deux atomes dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ peut conduire aux sous-niveaux $m_F = \pm 1$. Nous avons considéré une dépolarisation allant jusqu'à 10% des atomes dans $|F = 2\rangle$ et utilisé les longueurs de diffusion appropriées [145]. Ici encore la variation est marginale.
- **Inhomogénéités de couplage** : Dans [144], un facteur supplémentaire provenant des inhomogénéités de couplage apparaît dans le deuxième terme de l'équation IV.4 qui est multiplié par :

$$\frac{\sin \bar{\theta}_1 \sin \bar{\theta}_2}{\frac{1}{N} \sum_k \sin \theta_{1k} \sin \theta_{2k}} \quad (\text{IV.21})$$

où $\bar{\theta}_i = \bar{\Omega} \tau_1$. Le terme au dénominateur correspond au contraste de l'interféromètre au temps initial (à $T = 0$). On vérifie que ce facteur vaut environ 1 pour des inhomogénéités de l'ordre du Hz et pour une inhomogénéité de couplage allant jusqu'à 10%.

- **Durée de la seconde impulsion** : Dans le cas d'impulsions très inhomogènes, l'aire de la seconde impulsion influe sur le déplacement collisionnel [144, 163]. Nous avons donc réalisé des séries de mesures où nous varions l'aire de la seconde impulsion en même temps que la première. Parmi les résultats présentés dans toutes les figures précédentes, une des valeurs pour la séparation $\Delta l = 3$ ainsi qu'une pour $\Delta l = 4$ correspondent à une telle mesure. Nous ne constatons pas de différence significative.
- **Transitions $\pm \Delta l$** : On attend exactement le même comportement pour les transitions $\pm \Delta l$. Parmi les mesures présentées pour $\Delta l = 3$, une mesure est en fait réalisée avec $\Delta l = -3$.

IV.5 Retour sur les interféromètres sans séparation

Comme nous l'avons vu dans la section IV.3.3 avec l'équation IV.19, la discernabilité entre différents états de Wannier-Stark réduit l'interaction inter-puits et donc les interactions, même dans un interféromètre sans séparation. De plus si on considère un recouvrement inter-puits réduit comme dans la section IV.4.1, ceci affecte également les interactions dans l'interféromètre sans séparation.

Nous allons donc dans cette partie présenter des mesures du déplacement collisionnel dans un interféromètre micro-onde sans séparation. Nous réalisons un interféromètre avec des populations équilibrées, c'est à dire avec des impulsions $\frac{\pi}{2}$ (voir remarque ci-après). Nous réalisons cette mesure pour six profondeurs du réseau. Pour ne pas modifier la fin de l'évaporation et le chargement du piège mixte, on charge toujours le réseau à sa profondeur maximale puis on la diminue différemment pour chaque mesure. L'ensemble des mesures est effectué en moins de deux heures. Cette fois nous avons mesuré la taille transverse systématiquement. Elle décroît légèrement en augmentant la profondeur du réseau mais elle est toujours comprise entre 23 et 26 μm . Une telle variation ne change en rien nos simulations et nous prendrons une taille de 24,5 μm .

Les résultats sont présentés sur la figure IV.14. Nous avons présenté sur les différents graphiques, trois des modèles utilisés précédemment. Sur la figure IV.14a, il s'agit du modèle présenté section IV.3.2 où on considère une distribution d'état de Wannier-Stark tous indiscernables. Pour IV.14b, nous avons pris en compte la discernabilité entre états de WS différents comme section IV.3.3. Et enfin pour IV.14c, on ajoute le facteur de correction à l'interaction inter-puits de la section IV.4.1.

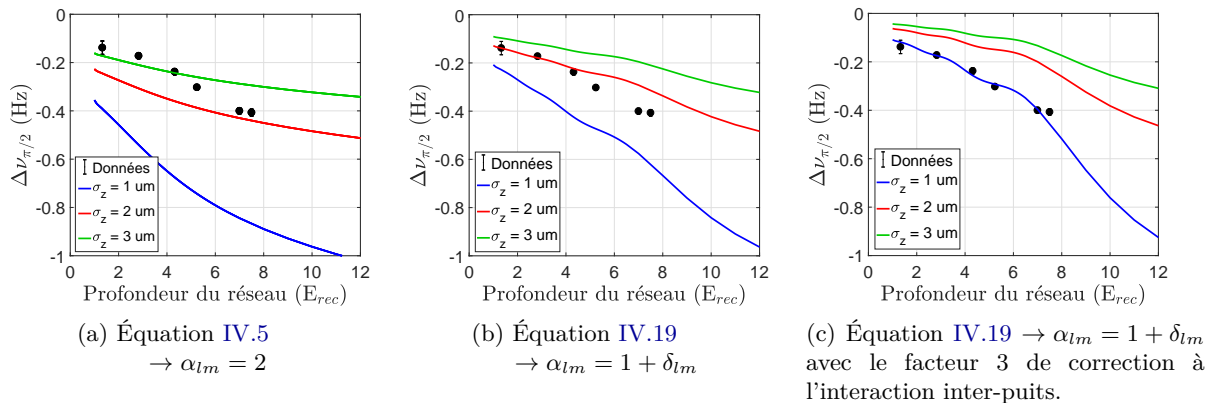


FIGURE IV.14 – Déplacement collisionnel dans un interféromètre micro-onde sans séparation en fonction de la profondeur.

Dans les trois cas, le déplacement collisionnel augmente avec la profondeur puisque le volume effectif diminue et que, par conséquent, la densité augmente. Aux plus fortes profondeurs, les trois modèles sont équivalents car un atome est localisé, il se décompose sur un unique état de Wannier-Stark localisé sur un seul puits et il n'y a pas d'interactions inter-puits. Aux plus faibles profondeurs, prendre en compte la discernabilité inter-puits et réduire le recouvrement inter-puits réduit la valeur du déplacement collisionnel.

Le troisième modèle semble ici aussi mieux reproduire les données. La profondeur maximale que nous puissions atteindre avec notre puissance et le mode de notre faisceau est de 7,5 E_{rec} . Atteindre de plus fortes profondeurs permettrait de s'assurer que le troisième modèle décrit vraiment bien les mesures. Par ailleurs, si notre système d'imagerie avait une meilleure résolution, nous pourrions fixer la taille verticale du nuage ainsi que sa densité et alors sup-

primer un paramètre ajustable des simulations. Le premier modèle donne ici des densités comprises entre 2,8 et 8,3 10^{11} at/cm³, le second entre 5 et 12 10^{11} at/cm³ et le troisième entre 9,3 et 17,5 10^{11} at/cm³.

Remarque sur les impulsions $\frac{\pi}{2}$ MW :

Nous considérons toujours nos impulsions MW comme parfaites. Nous avons réalisé une mesure pour nous en assurer. Nous avons mesuré le déplacement collisionnel en fonction de $\cos\theta_1$ comme sur la figure IV.2. L’ajustement linéaire nous donne le paramètre $B\bar{n}_{at} = (322 \pm 5)$ mHz tandis que nous trouvons comme valeur du déplacement collisionnel pour une impulsion $\frac{\pi}{2}$: $\Delta\nu_{\pi/2} = (330 \pm 9)$ mHz. Nous ne commettons donc pas d’erreur en considérant des impulsions $\frac{\pi}{2}$ pour estimer la densité.

IV.6 Conclusion

- Nous avons mesuré et exprimé le déplacement collisionnel sous la forme de l’équation IV.8. Nous trouvons bien pour chaque mesure un déplacement en fréquence qui dépend linéairement de la densité et de la différence de population normalisée $\cos\theta_1$ comme sur l’exemple de la figure IV.2. Cependant, l’estimation des paramètres A et B s’avère plus délicate. La variation du paramètre A avec la séparation des deux bras de l’interféromètre est tout à fait remarquable et montre bien que l’impact des collisions inter-états mettant en jeu la longueur de diffusion α_{12} est très différente dans le cas de cet interféromètre à bras séparés.

- **L’indiscernabilité dans d’autres expériences et sur ForCa-G :** Dans [121] et avec plus de détails dans [164], Harber *et al.* s’interrogent sur l’évolution de la fonction de corrélation inter-états à distance nulle α_{12} en fonction de la cohérence de l’échantillon. Une expérience de pensée décrite dans [164] est de préparer deux échantillons séparés, un dans chaque état, puis de les mélanger et de réaliser une hypothétique mesure de la variation d’énergie due aux interactions. Il n’y a ici aucune superposition cohérente d’états, les deux états distincts sont discernables et $\alpha_{12} = 1$. Une telle mesure n’étant pas réalisable, une mesure spectroscopique de la transition hyperfine en fonction de la décohérence temporelle de la superposition d’états est proposée. Une variation de α_{12} avec la décohérence est attendue et donc une variation de la période des franges interférométriques devrait être observée. Mais il n’en est rien, c’est le “mystère” (“the mystery of the fringe that didn’t chirp” [164]. Il est démontré l’année suivante (et à nouveau vérifié expérimentalement) dans [165] que le déplacement en fréquence ne dépend pas de la cohérence. K. Gibble précise dans [144] que “le facteur 2 vaut toujours 2” et que seul un champ inhomogène permet de modifier le déplacement collisionnel par décohérence.

L’effet de la discernabilité sur le déplacement collisionnel est aussi évoqué dans [148]. Il s’agit d’une horloge à atomes de Sr (fermioniques) piégés dans un réseau optique et interrogés par spectroscopie de Rabi. L’inhomogénéité du champ d’interrogation peut rendre les atomes discernables et faire apparaître un déplacement collisionnel (nul dans le cas de fermions indiscernables puisque $g_0^{(2)} = 0$).

Comment alors contrôler expérimentalement le facteur $g_0^{(2)}$ en gardant un champ d’interrogation homogène? C’est là que notre expérience est assez unique. Nous réalisons une superposition cohérente d’états spatialement séparés et le recouvrement inter-états est maximal pour des atomes piégés initialement dans des puits différents qui sont donc discernables. De plus nous pouvons contrôler la séparation et donc le recouvrement entre les états discernables et indiscernables.

La forte variation du paramètre A dans nos mesures semble être un témoin de la discernabilité de deux états de Wannier-Stark centrés sur des puits distincts et la séparation pourrait être un bon contrôle de la part des interactions entre particules discernables et indiscernables. Malheureusement l’écart entre nos modèles et la théorie reste important. En effet la valeur de

ce paramètre A est étonnamment élevée! Les modèles de la section IV.4 permettent d'augmenter la valeur théorique du paramètre A en corrigeant la valeur de l'interaction inter-puits ou celle des longueurs de diffusion ou bien de réduire la valeur mesurée de A en fixant une densité plus faible.

Quoiqu'il en soit, ces mesures démontrent une différence significative avec le déplacement collisionnel habituellement estimé par la théorie du champ moyen dans les horloges.

- **Perspective et implications :** Cette valeur élevée du paramètre A implique que le déplacement collisionnel dépend fortement du couplage Raman. Les fluctuations du couplage Raman provoquent ainsi une instabilité de la fréquence mesurée. Tant que nous réalisons des mesures différentielles de ν_B , nous rejetons les fluctuations à long terme (voir III.3). Mais lorsque nous mesurerons les forces à courte distance, proche du miroir, le couplage et la fréquence ne seront plus identiques pour les transitions $\pm\Delta l$ et la mesure différentielle ne sera plus aussi efficace pour rejeter les dérives. Il faudra donc supprimer ces variations du couplage pour maintenir une sensibilité au niveau de celle obtenue au chapitre III. Réduire la densité comme nous l'avons fait en augmentant la taille transverse permet, en plus de réduire les inhomogénéités et d'améliorer le contraste, de réduire ce déplacement collisionnel (moyen) et donc l'impact des fluctuations du couplage Raman. En outre, il est toujours possible de réaliser les mesures pour différents nombres d'atomes, à volume constant, et de rejeter ainsi le déplacement collisionnel.

Annuler le déplacement collisionnel : D'un autre côté, la valeur très élevée du paramètre A peut permettre, si l'on a un très bon contrôle du rapport des populations, d'annuler le déplacement en fréquence dû aux interactions. Dans ce chapitre, pour l'interféromètre à bras séparés, nous avons mesuré pour A des valeurs comprises entre -3 et -7 Hz/(10^{12} at.cm⁻³). Nous pouvons alors annuler le déplacement collisionnel pour des impulsions $\theta_1 = \Omega\tau$ comprises entre 0,52 et 0,55 π ce qui est très proche de l'impulsion $\frac{\pi}{2}$ qui optimise le contraste³. Dans ce cas, l'interféromètre devient insensible aux fluctuations de densité et de nombre d'atomes!

Cette forte valeur du paramètre A constitue donc une limitation dans le cas d'un couplage Raman instable mais pourrait dans le cas contraire augmenter la sensibilité et stabilité du capteur.

3. Dans le cas de l'interféromètre sans séparation, où $A = 0,20$ Hz/(10^{12} at.cm⁻³) seulement, aucune valeur de $\cos\theta_1$ ne permet d'annuler le déplacement collisionnel IV.4.

IV.A Annexe : Supplément

IV.A.1 Le cas de la séparation

Nous allons ici réécrire l'équation IV.4 en prenant en compte la séparation spatiale entre les deux états de l'interféromètre. Repartons d'abord de l'équation IV.2 en faisant apparaître la dépendance spatiale :

$$\begin{aligned}\delta\nu_1(r, z) &= n_1(r, z) 2g_{11} + n_2(r, z) 2g_{12} \\ \delta\nu_2(r, z) &= n_2(r, z) 2g_{22} + n_1(r, z) 2g_{12}\end{aligned}\quad (\text{IV.22})$$

Nous pouvons tout de suite moyenner dans la direction radiale (qui suit une distribution gaussienne d'écart-type σ_r) :

$$\begin{aligned}\delta\nu_1(z) &= \frac{N}{4\pi\sigma_r^2} (n_1(z) 2g_{11} + n_2(z) 2g_{12}) \\ \delta\nu_2(z) &= \frac{N}{4\pi\sigma_r^2} (n_2(z) 2g_{22} + n_1(z) 2g_{12})\end{aligned}\quad (\text{IV.23})$$

Nous nous restreignons alors au cas 1D en changeant la notation de la façon suivante :

$$\begin{aligned}\frac{\delta\nu_1(z)}{\bar{n}_{2D}} &= \delta\nu_1(z) = (n_1(z) 2g_{11} + n_2(z) 2g_{12}) \\ \frac{\delta\nu_2(z)}{\bar{n}_{2D}} &= \delta\nu_2(z) = (n_2(z) 2g_{22} + n_1(z) 2g_{12})\end{aligned}\quad (\text{IV.24})$$

où $n(z)$ est la densité de probabilité linéique initiale, avant la première impulsion avec $\int n(z)dz = 1$ et soit R la fraction d'atomes transférée de $|WS_l\rangle \otimes |1\rangle$ à $|WS_{l+\Delta l}\rangle \otimes |2\rangle$ par la première impulsion. Nous avons alors :

$$\begin{aligned}n_1(z) &= (1 - R) n(z) = \frac{1 + \cos \theta_1}{2} n(z) \\ n_2(z) &= R n(z - \Delta z) = \frac{1 - \cos \theta_1}{2} n(z - \Delta z)\end{aligned}\quad (\text{IV.25})$$

$$\text{avec} \quad \Delta z = \Delta l \frac{\lambda_{lat}}{2}$$

L'équation IV.24 devient alors :

$$\begin{aligned}\delta\nu_1(z) &= (1 + \cos \theta_1) g_{11} n(z) + (1 - \cos \theta_1) g_{12} n(z - \Delta z) \\ \delta\nu_2(z) &= (1 - \cos \theta_1) g_{22} n(z - \Delta z) + (1 + \cos \theta_1) g_{12} n(z)\end{aligned}\quad (\text{IV.26})$$

En intégrant ensuite dans la direction verticale, nous obtenons :

$$\begin{aligned}\Delta\nu_1 &= \int n(z) \delta\nu_1(z) dz \\ \Delta\nu_2 &= \int n(z - \Delta z) \delta\nu_2(z) dz \\ \Delta\nu_1 &= \left[(1 + \cos \theta_1) g_{11} \int n(z)^2 dz + (1 - \cos \theta_1) g_{12} \int n(z) n(z - \Delta z) dz \right] \\ \Delta\nu_2 &= \left[(1 - \cos \theta_1) g_{22} \int n(z - \Delta z)^2 dz + (1 + \cos \theta_1) g_{12} \int n(z - \Delta z) n(z) dz \right]\end{aligned}\quad (\text{IV.27})$$

$$\begin{aligned}\Delta\nu_1 &= \bar{n}_z \left[(1 + \cos \theta_1) g_{11} + (1 - \cos \theta_1) g_{12} f(\Delta z) \right] \\ \Delta\nu_2 &= \bar{n}_z \left[(1 - \cos \theta_1) g_{22} + (1 + \cos \theta_1) g_{12} f(\Delta z) \right]\end{aligned}\tag{IV.28}$$

où l'on a introduit la fonction f :

$$f(\Delta z) = \frac{1}{\bar{n}_z} \int_{-\infty}^{+\infty} n(z) n(z - \Delta z) dz\tag{IV.29}$$

Le déplacement collisionnel $\Delta\nu = \Delta\nu_2 - \Delta\nu_1$ s'écrit alors :

$$\Delta\nu(\Delta z) = \bar{n} \left((g_{22} - g_{11}) + (f(\Delta z) 2g_{12} - g_{11} - g_{22}) \cos \theta_1 \right)\tag{IV.30}$$

où pour revenir au cas 3D, il suffit de prendre la densité moyenne à 3 dimensions $\bar{n}_{at} = \bar{n}_{2D} \bar{n}_z = \frac{N}{4\pi\sigma_z^2} \bar{n}_z$.

IV.A.2 Recouvrement gaussien

La fonction f équation IV.29 fait intervenir un produit de convolution :

$$f(\Delta z) = \frac{1}{\bar{n}} (n * n^-)(\Delta z)\tag{IV.31}$$

où $n^-(z) = n(-z)$.

Dans le cas d'une distribution gaussienne, nous avons alors :

$$n(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} e^{-\frac{(z-z_0)^2}{2\sigma_z^2}}\tag{IV.32}$$

$$\bar{n} = \frac{N}{2\sqrt{\pi}\sigma_z}\tag{IV.33}$$

$$n^-(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} e^{-\frac{(z+z_0)^2}{2\sigma_z^2}}\tag{IV.34}$$

La convolution de ces deux gaussiennes est une gaussienne centrée, d'écart-type $\sqrt{2}\sigma_z$:

$$(n * n^-)(\Delta z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{2}\sigma_z} e^{-\frac{(\Delta z)^2}{4\sigma_z^2}} = \bar{n} e^{-\frac{(\Delta z)^2}{4\sigma_z^2}}\tag{IV.35}$$

Donc :

$$f(\Delta z) = e^{-\frac{\Delta z^2}{4\sigma_z^2}}\tag{IV.36}$$

IV.A.3 Indiscernabilité et $g_0^{(2)}$

Nous notons ici α_{ij} la fonction de corrélation $g_0^{(2)}$ pour deux particules i et j . Comme mentionné dans le corps du chapitre, pour deux bosons indiscernables $\alpha_{ij} = 2$, pour deux fermions $\alpha_{ij} = 0$ et pour deux particules discernables $\alpha_{ij} = 1$.

En remplaçant les facteurs 2 dans IV.22 par ces coefficients et en prenant la distribution d'états de Wannier-Stark de la section précédente, l'équation IV.27 devient :

$$\begin{aligned}\Delta\nu_1 &= \frac{1}{2} \left[(1 + \cos \theta_1) g_{11} \sum_{l,m} \alpha_{lm} g(l)g(m) \text{WS}_{l,m} + (1 - \cos \theta_1) g_{12} \sum_{l,m} \alpha_{lm} g(l)g(m) \text{WS}_{l+\Delta l,m} \right] \\ \Delta\nu_2 &= \frac{1}{2} \left[(1 - \cos \theta_1) g_{22} \sum_{l,m} \alpha_{lm} g(l)g(m) \text{WS}_{l,m} + (1 + \cos \theta_1) g_{12} \sum_{l,m} \alpha_{lm} g(l)g(m) \text{WS}_{l+\Delta l,m} \right]\end{aligned}\tag{IV.37}$$

où nous avons utilisé la notation [IV.11](#).

Nous pouvons alors réécrire [IV.30](#) :

$$\Delta\nu(\Delta z) = \frac{1}{2} G \left((g_{22} - g_{11}) + \left(f_G(\Delta z) 2g_{12} - g_{11} - g_{22} \right) \cos \theta_1 \right) \quad (\text{IV.38})$$

où

$$G = \sum_{l,m} \alpha_{lm} g(l)g(m) \text{WS}_{l,m} \quad (\text{IV.39})$$

et

$$f_G = \frac{1}{G} \sum_{l,m} \alpha_{lm} g(l)g(m) \text{WS}_{l+\Delta l,m} \quad (\text{IV.40})$$

On retrouve [IV.30](#) si α_{lm} est toujours égal à 2.

Deux particules dans deux puits distincts (identiques) sont discernables (indiscernables). Deux particules dans une superposition cohérente d'états sont indiscernables seulement si elles sont dans la même superposition spatiale $(l, l + \Delta l)$. Nous avons alors dans les équations précédentes, $\alpha_{lm} = 1 + \delta_{lm}$.

Le Super-Réseau

Comme nous l'avons déjà discuté à plusieurs reprises dans ce manuscrit, il est souhaitable de disposer de la meilleure résolution spatiale possible pour la mesure de force à courte distance que l'on veut réaliser sur ForCa-G. La limite ultime en terme de résolution spatiale est atteinte en manipulant un unique état propre, un unique état de Wannier-Stark. Nous proposons dans ce chapitre de réaliser la sélection d'états de Wannier-Stark à l'aide d'un super-réseau et présentons les premiers résultats de spectroscopie sur des atomes piégés dans un tel potentiel.

Sommaire

V.1 Sélectionner des états de Wannier-Stark	109
V.1.1 Principe	109
V.1.2 Simulations	113
V.2 Spectroscopie du super-réseau	115
V.2.1 Faible résolution spectrale	115
V.2.2 Haute résolution spectrale	117
V.3 Discussion	120
V.3.1 La profondeur des réseaux	120
V.3.2 La taille du nuage	121
V.3.3 La position du nuage	122
V.3.4 Les fluctuations de fréquence des réseaux	122
V.3.5 Effets conjoints et simulations	125
V.4 Sélection	127
V.4.1 Sélection standard	127
V.4.2 Sélection composite	130

V.1 Sélectionner des états de Wannier-Stark

V.1.1 Principe

La méthode proposée consiste à changer de façon sélective l'état interne des atomes piégés dans un seul des états de Wannier-Stark et d'éjecter du piège tous les autres atomes à l'aide d'une impulsion laser à résonance.

Lever la dégénérescence

La gravité pouvant être considérée comme homogène au voisinage de la terre, l'incrément en énergie est le même entre chaque puits¹. Une transition avec une séparation Δl $|WS_l\rangle \rightarrow |WS_{l+\Delta l}\rangle$ est alors résonnante quelque soit l . Pour lever cette dégénérescence, on peut appliquer un autre potentiel qui varie spatialement. Notre choix s'est porté sur la mise en place d'un super-réseau.

Superposition de deux réseaux

Pour former le super-réseau, nous superposons deux faisceaux rétro-réfléchis de longueurs d'onde $\lambda_1 = 532$ nm et $\lambda_2 = 515$ nm (voir section II.7), résultant en un réseau dont la profondeur est modulée périodiquement. Nous avons alors deux périodes : celle du réseau et celle de la modulation que l'on nommera super-période. Pour nos deux longueurs d'onde, la super-période est de $8 \mu\text{m}$. L'amplitude de modulation dépend du rapport des profondeurs U_1 et U_2 des deux réseaux. Il en est de même pour la période du super-réseau qui peut donc aller de 266 nm (réseau 1) à $257,5$ nm (réseau 2) et vaut par exemple 262 nm pour des intensités équilibrées.

Effet du super-réseau sur les niveaux d'énergie

Dans la pratique, nous utiliserons le second réseau à faible puissance, comme une perturbation. Nous appliquons donc une faible modulation au réseau 1. Sur l'exemple de la figure V.1, la profondeur du réseau 1 vaut $U_1 = 7,3 E_{\text{rec}}$ (la profondeur optimale pour une transition avec $\Delta l = 1$) et celle du réseau 2, $U_2 = 0,5 E_{\text{rec}}$. À gauche (V.1a), on peut voir le potentiel créé par ce super-réseau et à droite (V.1b) l'incrément en énergie entre chaque puits. La droite en rouge correspond à cet incrément en énergie dans le réseau 1 seul (c'est à dire la fréquence de Bloch). On constate que pour une faible puissance du réseau 2 ("perturbateur"), on obtient une modulation sinusoidale de la pseudo-fréquence de Bloch (voir remarque ci-après). Le calcul est effectué en diagonalisant numériquement l'Hamiltonien V.1 pour accéder aux énergies propres.

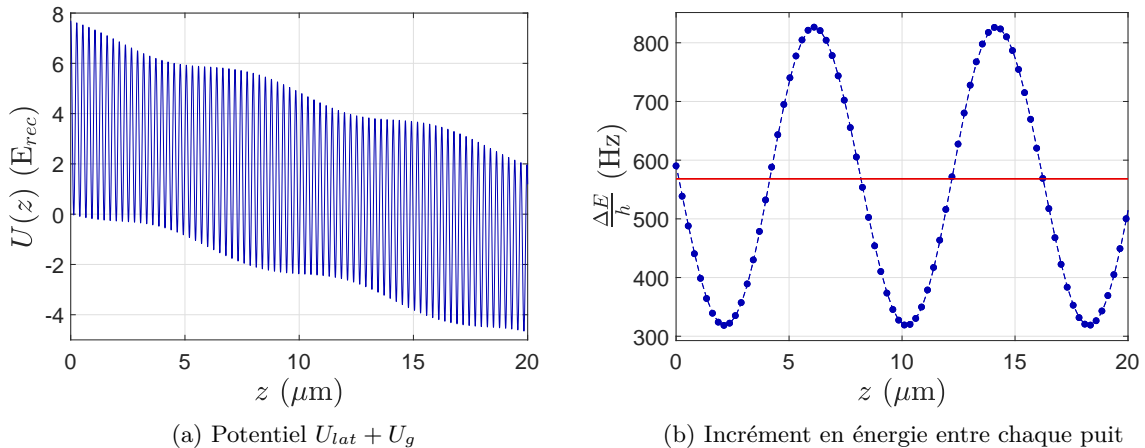


FIGURE V.1 – Super-réseau avec $U_1 = 7,3 E_{\text{rec}}$ et $U_2 = 0,5 E_{\text{rec}}$

Le nombre de puits dans une super-période n'est pas un nombre entier. Il y a environ une trentaine de puits par super-période. D'une super-période à l'autre, les puits sont donc décalés et les pseudo-fréquences de Bloch sont différentes. Ceci peut avoir son importance comme nous le verrons plus tard.

1. Le gradient de gravité au voisinage de la terre est de seulement $3.10^{-7} g/m$. Entre 2 puits adjacents, séparés de 266 nm, la variation relative de ν_B est alors de l'ordre de 10^{-13} .

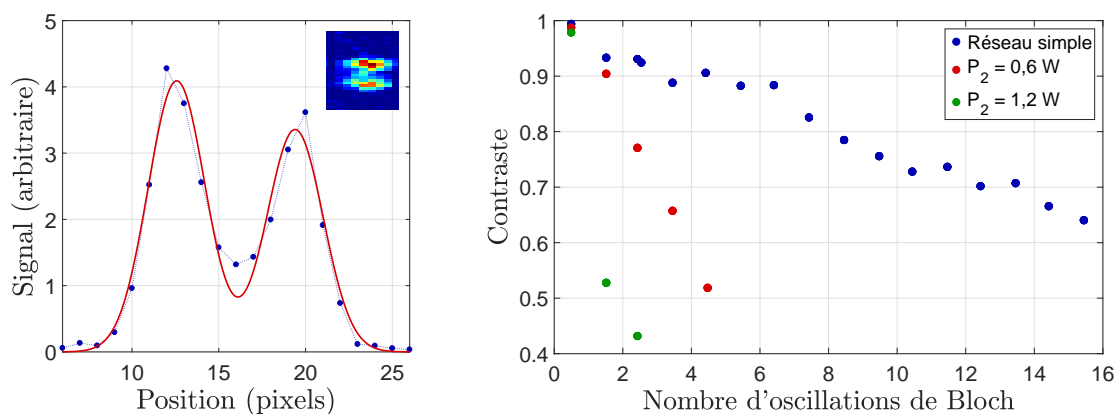
Remarque : Les oscillations de Bloch

Les oscillations de Bloch ont été décrites et définies dans le cas d'un potentiel périodique. Après une période de Bloch (temporelle), une particule, piégée dans un réseau et soumise à une force homogène, retrouve son état initial.

Un atome piégé dans le super-réseau n'est plus soumis au même potentiel périodique. Nous restons toutefois dans une situation proche en appliquant une faible modulation. Nous appellerons alors pseudo-fréquences de Bloch, dans le cas du super-réseau, les différences en énergie entre chaque puits. On peut également leur associer une pseudo-période de Bloch.

Un atome dans le super-réseau se décomposant sur N états propres, séparés de N pseudo-fréquences de Bloch distinctes, ne retrouve son état initial qu'après une période T qui est le plus petit multiple commun de toutes les pseudo-périodes de Bloch mises en jeu. Il ne s'agit plus à proprement parler d'une oscillation de Bloch.

Nous avons présenté section II.4.2 les oscillations de Bloch observées à l'imagerie. Nous nous sommes penchés sur l'impact de la modulation sur ces oscillations. Nous représentons sur la figure V.2 la dégradation de la visibilité de ces oscillations de Bloch. Pour cela nous prenons le profil observé à l'imagerie toutes les $(N + \frac{1}{2})$ oscillations de Bloch. Nous observons alors une double distribution correspondant aux quasi-impulsions d'atomes aux deux bords de la première zone de Brillouin. Nous ajustons ce profil² par une double gaussienne comme sur la figure V.2a et nous définissons le contraste comme $\frac{N_{max}-N_{min}}{N_{max}}$ où N_{max} est la moyenne des deux amplitudes et N_{min} est le minimum de l'ajustement au milieu de la PZB. Nous représentons l'évolution de ce contraste sur la figure V.2b. Dans le cas du réseau simple, la décroissance est due aux interactions atomiques ; après une trentaine de ms, la distribution en impulsion occupe toute la PZB et on ne distingue plus les oscillations. Lorsque nous modulons le réseau, les oscillations correspondant aux différentes pseudo-fréquences de Bloch se déphasent et le contraste chute plus rapidement.



(a) Profil dans la direction verticale après 5 ms de temps de vol.

(b) Contraste des oscillations de Bloch.

FIGURE V.2 – Décroissance du contraste des oscillations de Bloch observées à l'imagerie en fonction du temps passé dans le réseau pour une profondeur du réseau $1 U_1 \approx 7 E_{rec}$.

2. Le profil vertical 1D est obtenu en sommant les pixels dans la direction transverse.

Séquence de sélection

Une fois la dégénérescence levée, la sélection est en principe assez simple. Il suffit, après avoir préparé les atomes dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$, d'adresser une transition Raman qui n'est alors résonnante que pour les atomes piégés dans un seul des états de Wannier-Stark, comme représenté sur la figure V.3. Une impulsion de notre faisceau pousseur permet alors d'éjecter tous les atomes dans $|F = 1, m_F = 0\rangle$, qui sont dans des états de WS différents.

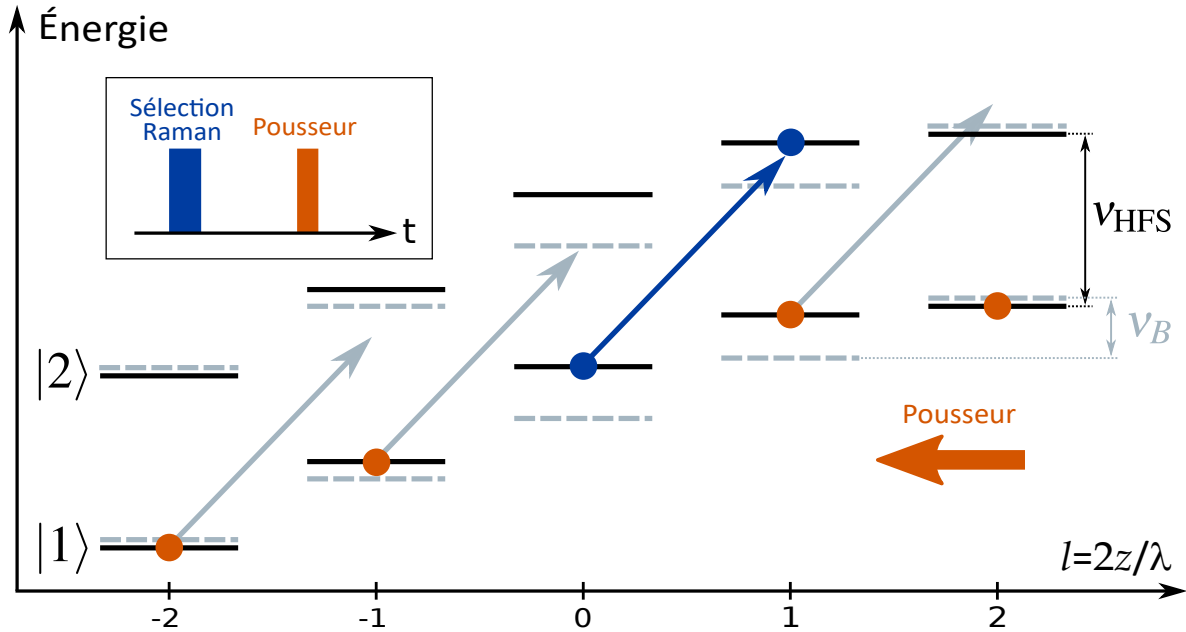


FIGURE V.3 – Méthode de sélection d'un unique état de Wannier-Stark dans le super-réseau. Les niveaux d'énergie dans le réseau sont représentés par les traits gris pointillés et ceux dans le super-réseau par les traits noirs continus.

Nous verrons qu'il n'est pas si facile d'adresser une transition résonnante avec un unique état propre. Nous avons ici présenté la séquence de sélection la plus simple mais nous verrons à la fin de ce chapitre qu'il est possible d'imaginer des séquences un peu plus élaborées.

V.1.2 Simulations

Nous réaliserons dans les sections suivantes différents spectres dans le super-réseau avec ou sans séquence de sélection. Pour comprendre ces spectres et nos limitations, nous accompagnerons ces mesures de résultats de simulations. Nous expliquons dans cette partie nos calculs du spectre dans le super-réseau.

Tout d'abord nous calculons tous les états propres et toutes les énergies propres en diagonalisant numériquement l'Hamiltonien suivant :

$$\hat{H}_{WS} = \frac{\hat{p}^2}{2m_{\text{Rb}}} + \frac{U_1}{2} [1 - \cos(2k_1\hat{z})] + \frac{U_2}{2} [1 - \cos(2k_2\hat{z})] - m_{\text{Rb}}g\hat{z} \quad (\text{V.1})$$

où U_i et k_i sont les profondeurs et vecteurs d'ondes du réseau i .

Levée de dégénérescence

On peut alors déjà calculer la position des raies du spectre à partir des énergies propres. Puisqu'on a levé la dégénérescence, il existe maintenant une raie distincte pour chaque transition $|\text{WS}_l\rangle \rightarrow |\text{WS}_{l+\Delta l}\rangle$. Celles-ci sont représentées sur la figure V.4 pour trois modulations. Les différentes séparations Δl sont regroupées par couleur. On peut encore constater ce qui a été expliqué plus haut : plus la modulation est importante, plus les valeurs des pseudo-féquences de Bloch sont modifiées et plus les raies se séparent. Pour des modulations trop importantes, les raies correspondant à différentes séparations Δl se mélangent.

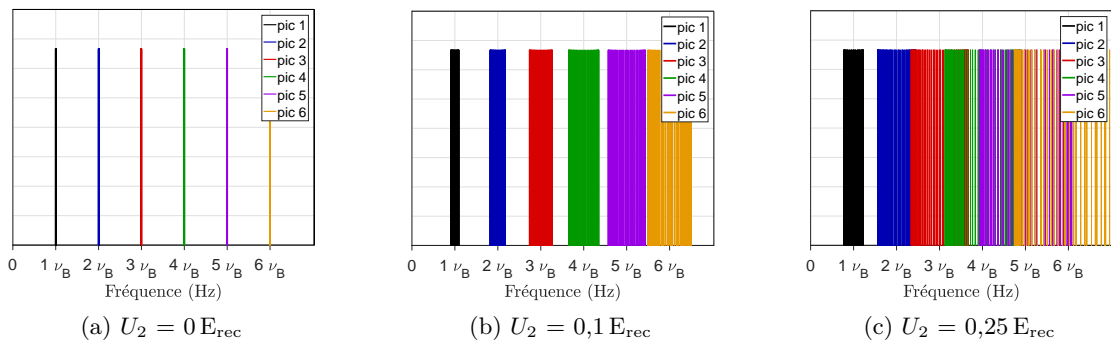


FIGURE V.4 – Position des raies dans le super-réseau avec $U_1 = 7,3 E_{\text{rec}}$ et pour trois modulations U_2 .

Le couplage

Pour chacune de ces raies, le couplage Raman dépend de la séparation comme exprimé équation I.31, où les états $|\text{WS}_l\rangle$ dépendent maintenant de la profondeur des deux réseaux. Une différence importante avec le cas du réseau simple est que les $|\text{WS}_l\rangle$ adjacents ne sont plus identiques. Tout comme leur énergie (voir figure V.1b), l'étalement de ces états est modulé sinusoidalement. Le couplage $\Omega_{l,\Delta l}$ est donc différent pour chaque transition $|\text{WS}_l\rangle \rightarrow |\text{WS}_{l+\Delta l}\rangle$ et doit être calculé en prenant en compte le recouvrement des deux états propres mis en jeu. Nous calculons alors le terme $\langle \text{WS}_l | e^{-ik_{\text{R}}z} | \text{WS}_{l+\Delta l} \rangle$ de l'équation I.31 et exprimons ensuite le couplage dans le super-réseau à partir du couplage estimé dans le réseau simple.

Pour se rendre compte de l'impact de la modulation sur le couplage, nous représentons ce dernier sur la figure V.5 pour des transitions $\Delta l = 2$ et 6. Le couplage est normalisé par le couplage dans le réseau *non modulé*. Les profondeurs $U_1 = 5,24$ et $1,88 E_{\text{rec}}$ optimisent le couplage dans le réseau *non modulé*, respectivement pour $\Delta l = 2$ et 6.

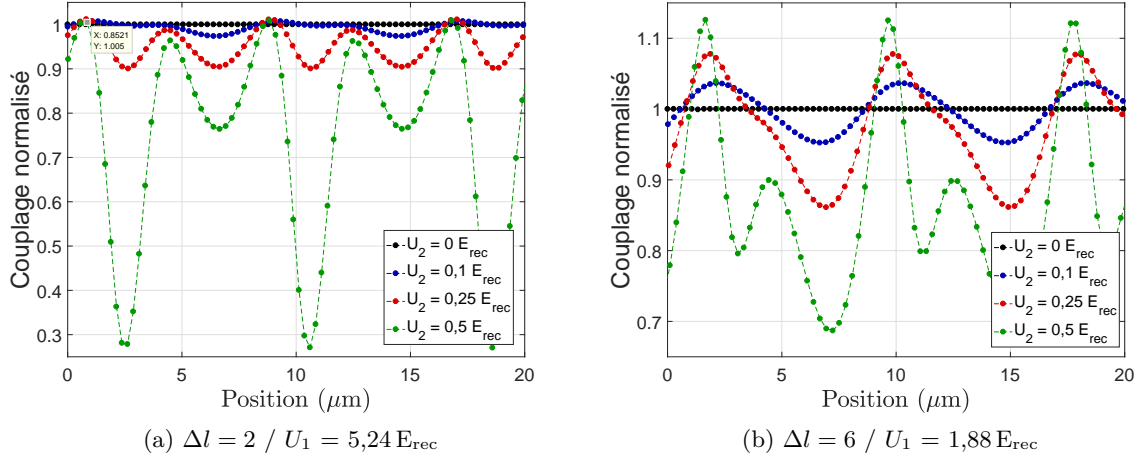


FIGURE V.5 – Évolution du couplage $\langle WS_l | e^{-ik_R z} | WS_{l+\Delta l} \rangle$ en fonction de la position moyenne de l'état de Wannier-Stark $|WS_l\rangle$. Dans les deux cas la profondeur optimise le couplage dans le réseau sans modulation.

On retrouve évidemment la périodicité de $8 \mu\text{m}$ que l'on a déjà observée figure V.1b et qui correspond à la super-période. Pour une profondeur de seulement $U_2 = 0,5 E_{\text{rec}}$, le couplage peut être réduit d'un facteur 3. Il est tout à fait remarquable de pouvoir dépasser le couplage optimal du réseau en utilisant le super-réseau. Sur l'exemple de droite, pour la séparation de $\Delta l = 6$, le super-réseau permet de préparer des états de Wannier-Stark avec un recouvrement plus important que dans le réseau simple et d'améliorer le couplage de plus de 10%. La plupart du temps nous ne dépasserons pas $U_2 = 0,2 E_{\text{rec}}$ et le couplage ne varie alors que de quelques pour cent. Dans le cas contraire, il faudra réduire la durée des impulsions si l'on veut maintenir $\Omega \tau \leq \pi$ pour toutes les transitions.

Connaissant le couplage pour chacune des raies $(l, \Delta l)$ présentées figure V.4, nous pouvons alors leur associer la probabilité de transition $P_{l,\Delta l}$ qui s'exprime :

$$P_{l,\Delta l} = \frac{\Omega_{l,\Delta l}^2}{\Omega_{l,\Delta l}^2 + \delta_{l,\Delta l}^2} \sin\left(\sqrt{\Omega_{l,\Delta l}^2 + \delta_{l,\Delta l}^2} \frac{\tau}{2}\right) \quad (\text{V.2})$$

où $\delta_{l,\Delta l}$ est le désaccord Raman pour la transition $(l, \Delta l)$ mise en jeu et τ la durée de l'impulsion.

Distribution atomique et inhomogénéités

Il reste enfin à prendre en compte la distribution atomique. Chaque raie de la figure V.4 correspond à une transition depuis un état de Wannier-Stark centré sur un puits. Puisque le nombre de puits par super-période n'est pas entier, les transitions sont différentes dans chaque super-période et il y a donc, a priori, pour chaque séparation Δl , autant de raies que de puits considérés. Le spectre final dépend donc de la position et de la largeur de la distribution atomique. Comme au chapitre précédent, nous considérons ici une distribution gaussienne d'états de Wannier-Stark. Finalement, pour simuler le spectre, nous sommes en pondérant par la distribution d'états, pour une fréquence Raman donnée, les probabilités $P_{l,\Delta l}$ pour toutes les transitions possibles en prenant en compte les couplages et les désaccords.

Nous pouvons aussi prendre en compte dans ces spectres une inhomogénéité de déplacement en fréquence δ (issu du DLD et du déplacement collisionnel). On considérera alors une certaine distribution de δ , puis on calculera le spectre pour chaque δ et on déduira ensuite le spectre moyen.

Remarque : l'unité d'énergie

L'unité d'énergie, utilisée dans toute cette thèse pour exprimer la profondeur des réseaux, est l'énergie de recul $E_{\text{rec}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\text{Rb}}}$. Nous continuons ici à utiliser cette unité dans le super-réseau alors qu'il y a maintenant deux vecteurs d'onde k_1 et k_2 . Les énergies de recul à 532 et à 515 nm diffèrent de 7% seulement. Formellement, dans les simulations présentées ensuite, nous exprimons l'unité d'énergie comme $E_{\text{rec}} = \frac{\hbar^2 \bar{k}^2}{2m_{\text{Rb}}}$ avec $\bar{k} = \frac{U_1 k_1 + U_2 k_2}{U_1 + U_2}$. Ainsi lorsque la modulation tend vers 0, nous retrouvons bien le cas du réseau simple. Puisque nous réalisons la plupart du temps une faible modulation du réseau, c'est presque l'énergie de recul pour un photon à 532 nm qui est utilisée comme unité.

V.2 Spectroscopie du super-réseau

Avant de pouvoir sélectionner un état de Wannier-Stark dans ce super-réseau, il faut évidemment connaître les états et les niveaux d'énergie qui le peuplent. Nous réalisons donc une spectroscopie des états de Wannier-Stark dans le super-réseau.

V.2.1 Faible résolution spectrale

La figure V.6 présente un premier spectre Raman dans le super-réseau pour différentes amplitudes de modulation par le réseau 2. Ce spectre est réalisé sur une large gamme de fréquences faisant apparaître des séparations Δl allant de 1 à 5. On utilise ici une impulsion Raman de 19 ms. Pour une impulsion π , on a alors une raie de 90 Hz de large. Ces spectres sont donc peu résolus.

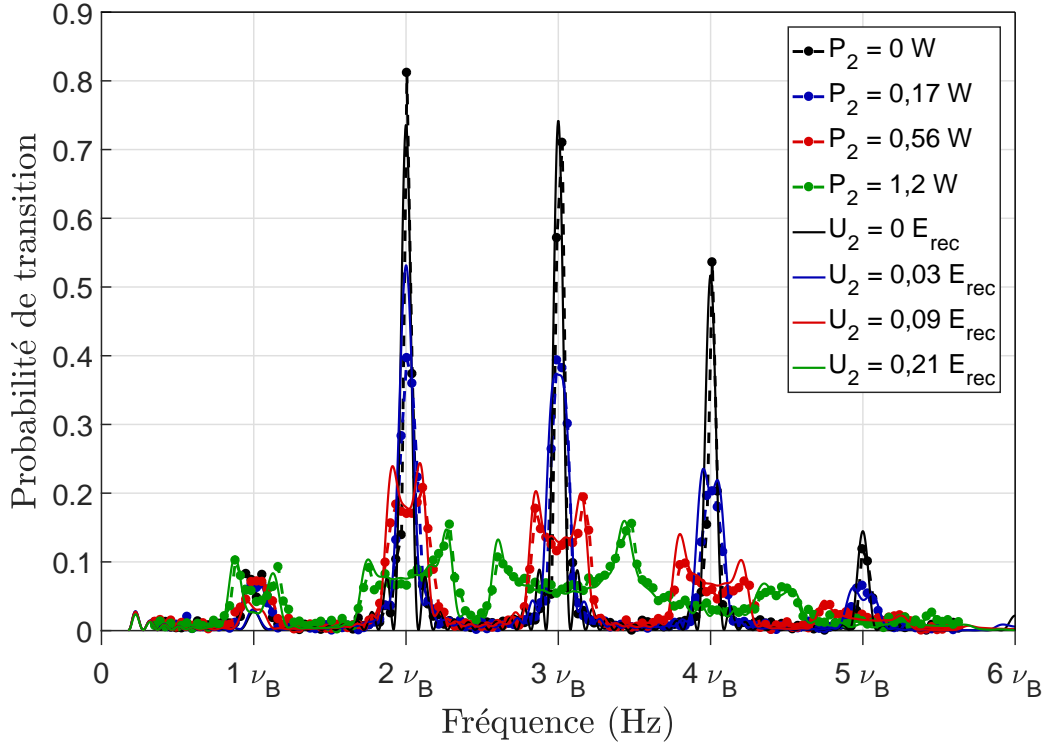


FIGURE V.6 – Spectres Raman dans le super-réseau pour différentes puissances du réseau 2 et avec $U_1 = 4,2 E_{\text{rec}}$ et $\tau = 19$ ms. Les courbes continues sont les simulations correspondantes aux différentes profondeurs U_2 .

Pour déterminer la profondeur du réseau 1, on optimise le couplage sur une transition dans le réseau simple. Nous avons ici choisi $\Delta l = 3$ qui correspond en théorie à une profondeur de $4,03 E_{\text{rec}}$. Le spectre dans le réseau simple est ici représenté en noir. Il s'agit alors du résultat classique évoqué dès la section I.4.1 et on observe un pic tous les multiples de la fréquence de Bloch correspondant aux différentes séparations Δl . La largeur de ces pics est bien déterminée par la durée de l'impulsion Raman.

Lorsqu'on applique une modulation, il n'y a plus seulement une fréquence de Bloch mais plusieurs pseudo-fréquences de Bloch différentes. Ceci explique l'élargissement observé sur chacun des pics de la figure. Plus la modulation est importante, plus les pseudo-fréquences de Bloch prennent des valeurs différentes et plus les pics s'élargissent.

Nous avons accompagné nos mesures de simulations des spectres Raman. Nous avons d'abord fixé la durée de l'impulsion Raman à $\tau = 19$ ms comme pour les mesures. Puis nous avons fixé la profondeur du réseau 1 à $U_1 = 4,2 E_{\text{rec}}$ pour laquelle les simulations reproduisent mieux les données³. Ensuite, nous ajustons le couplage Raman de la simulation à $\frac{\Omega}{2\pi} = 20$ Hz afin d'obtenir l'amplitude de 75% mesurée dans le réseau simple. Enfin, nous varions la profondeur U_2 du second réseau pour ajuster l'élargissement des pics.

Tant que nous utilisons une faible résolution spectroscopique, notre simulation reproduit très bien l'allure des spectres dans le super-réseau.

Remarque : Spectre Raman et waist du réseau 2

La figure V.7 présente un spectre réalisé dans le réseau 2, à puissance maximale $P_2 = 5,3$ W. Nous pouvons en extraire la fréquence de Bloch $\nu_B = 550$ Hz qui est bien la valeur attendue pour un réseau à 515 nm (voir équation I.27).

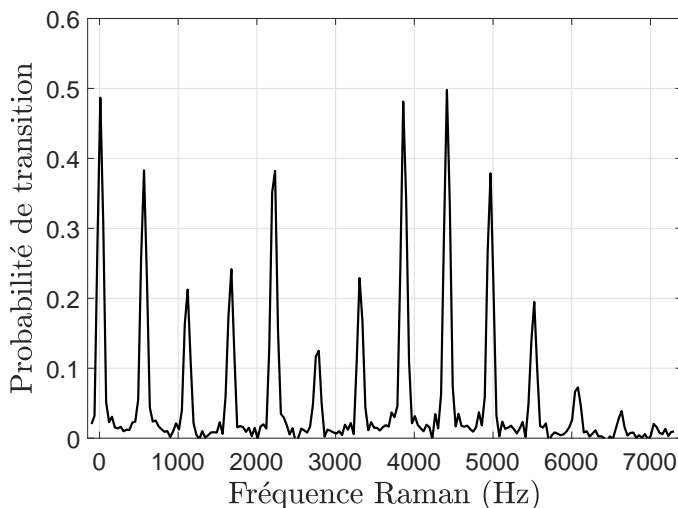


FIGURE V.7 – Spectre Raman dans le réseau 2 avec $P_2 = 5,3$ W et $\tau = 10$ ms.

L'amplitude relative des pics nous permet de déduire la profondeur du réseau $U_2 \approx 1,4 E_{\text{rec}}$ (voir section I.3.2). Ceci correspond, pour une telle puissance, à un waist de 1,1 mm (équation I.17 pour déduire l'intensité et donc le waist). Les valeurs de U_2 utilisées figure V.6 pour ajuster les données sont en très bon accord avec celles correspondant aux puissances P_2 utilisées pour

3. À cette profondeur, le couplage pour le pic 3 n'est diminué que de quelques % par rapport à la profondeur optimale de $4 E_{\text{rec}}$ et il est tout à fait possible que nous ayons réglé le réseau à cette profondeur.

la mesure et à ce waist⁴.

Par ailleurs, il serait intéressant de tenter une mesure de la fréquence de Bloch dans le réseau 2. Comme nous pouvons le remarquer sur ce spectre, la profondeur de $1,4 E_{\text{rec}}$ est optimale pour une transition de séparation $\Delta l = 8$. Par rapport à notre mesure du chapitre 3 où $\Delta l = 6$, nous pourrions donc améliorer la sensibilité de 30% en supposant une mesure aussi stable dans ce réseau-ci.

V.2.2 Haute résolution spectrale

- Le principe général est maintenant compris et les spectres à faible résolution sont reproductibles par le calcul. Pour séparer chaque transition du super-réseau dans notre spectre, nous commençons naturellement par allonger la durée des impulsions Raman. La figure V.8 présente des spectres du super-réseau réalisés avec des impulsions Raman de durées $\tau = 250$ ms et 300 ms. La largeur spectrale de telles impulsions est alors réduite à moins de 7 Hz⁵. Cette fois nous nous concentrons sur la transition $\Delta l = 3$. La profondeur du réseau 1 est donc encore réglée à $U_1 \approx 4 E_{\text{rec}}$.

Nous avons représenté, dans l’encart de la figure V.8c, le spectre dans le réseau simple. On peut vérifier la largeur de la raie d’environ 6 Hz. Celle-ci nous permet de déterminer la fréquence exacte de la transition ainsi que les inhomogénéités. Nous avons cette fois tenu compte des inhomogénéités en prenant une distribution normale de déplacement en fréquence ; nous ajustons l’écart-type de cette distribution à $\sigma_{\delta_0} = 2\pi 0,65$ Hz afin d’obtenir un pic d’amplitude 85% correspondant aux données. Cette distribution normale de désaccords ne permet cependant pas de reproduire les ailes qu’on peut remarquer sur les bords du spectre.

Pour les trois spectres présentés ici (en noir), nous pouvons observer une unique large structure semblable aux raies élargies obtenues avec des impulsions courtes. Cependant, comme nous pouvons le voir sur les simulations nous devrions maintenant pouvoir distinguer plusieurs pics distincts, en particulier dans le spectre de la figure V.8c où la modulation plus importante devrait permettre de bien séparer les raies.

Il existe donc une source d’élargissement de nos raies dans le super-réseau qui nous empêche de les distinguer. On peut alors augmenter la modulation afin de mieux les séparer où alors chercher la source de cet élargissement et améliorer la résolution. On remarque sur ce spectre que la probabilité de transition ne dépasse pas les 6%. En effet puisque notre nuage est réparti sur plus de 50 puits, chaque transition ne concerne que quelques pour cent des atomes. Nous sommes alors vite limités par le bruit de détection. C’est pourquoi nous avons mis en place le système de détection décrit section II.6.3. Mais nous avons toujours observé le même type de spectres.

Commentaire sur l’allure des simulations : Des regroupements de pics peuvent être observés sur les simulations de la figure V.8. Ces structures sont liés à la distribution spatiale des atomes qui, pour un écart-type de 3 μm , occupent plus de deux super-périodes. Au sein d’une super-période, on retrouve toujours deux fréquences très proches (comme on peut le vérifier sur la figure V.1b, par exemple aux positions 12 et 16 μm) et de plus, d’une super-période à l’autre, les pseudo-fréquences de Bloch sont aussi très proches.

4. Pour un accord exact, il faut plutôt considérer un waist de 1,3 mm. Cette légère différence peut s’expliquer d’une part par le fait que la calibration de la puissance du réseau 2 fut effectuée six semaines avant la réalisation de ces spectres et que l’efficacité de diffraction par l’AOM peut avoir dérivé entre temps ; d’autre part par des effets thermiques : les 5,5 W sont rétro-réfléchis, ce sont donc 11 W qui traversent toutes les optiques et pour ces puissances les effets thermiques peuvent faire varier le profil du faisceau.

5. Nous définissons ici la largeur spectrale comme $\frac{\sqrt{3}}{\tau}$ c’est à dire la largeur à la base du sinus cardinal V.2.

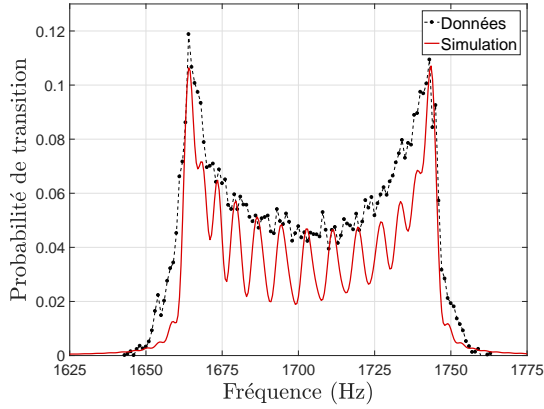
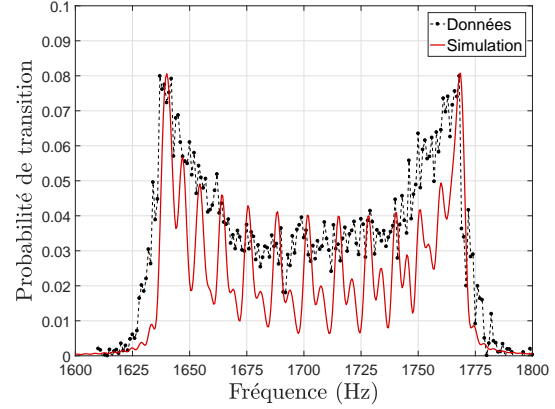
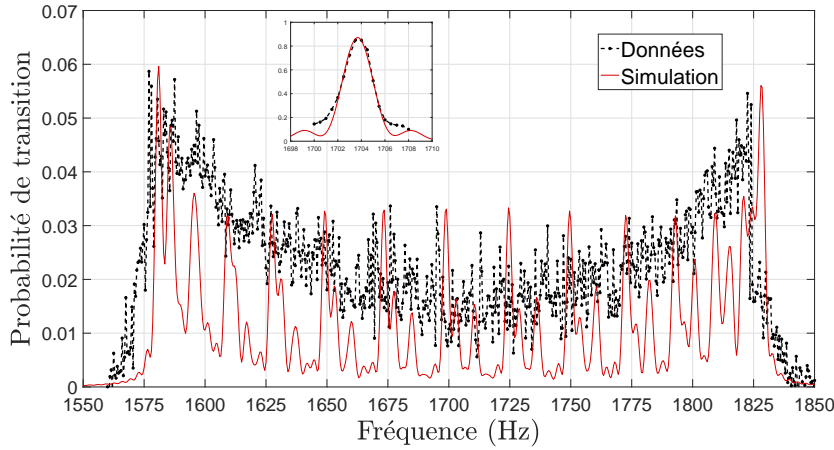

 (a) $\tau = 250$ ms, $P_2 = 170$ mW et $U_2 = 0,036 E_{\text{rec}}$

 (b) $\tau = 250$ ms, $P_2 = 360$ mW et $U_2 = 0,058 E_{\text{rec}}$

 (c) $\tau = 300$ ms, $P_2 = 560$ mW et $U_2 = 0,11 E_{\text{rec}}$. L'encart présente le spectre dans le réseau simple.

 FIGURE V.8 – Spectres Raman dans le super-réseau avec $U_1 = 4 E_{\text{rec}}$. Les courbes rouges continues sont les simulations.

• Nous présentons sur la figure V.9, un autre spectre dans le super-réseau, cette fois-ci pour des transitions $\Delta l = 1$ et donc pour une profondeur $U_1 \approx 7 E_{\text{rec}}$. Nous réalisons cette fois des impulsions Raman de 1 s. L'encart de la figure montre la raie dans le réseau simple ; sa largeur est de 1 Hz à mi-hauteur et de 4 Hz à sa base. La simulation en rouge montre qu'avec une telle résolution, on s'attend à observer des raies complètement séparées les unes des autres, de plusieurs fois leur largeur. Il est tout à fait notable que, non seulement le spectre mesuré ne comporte pas de telles raies mais de plus, la probabilité de transition n'est quasiment jamais nulle. L'élargissement des raies mesurées ne résulte donc pas seulement d'une éventuelle dérive de la position des pics pendant l'acquisition totale du spectre mais est déjà présent au cours d'un cycle de mesure. Nous y reviendrons.

Remarque sur les raies et inhomogénéités dans le réseau simple : Au moment où ces mesures furent effectuées, le waist du laser de confinement transverse était de l'ordre de 100-150 μm . Pour une puissance maximale de 2 W et une taille transverse du nuage de l'ordre de 20 μm , nous avons alors de très larges inhomogénéités de plusieurs Hz. Pour atteindre des raies de 1 Hz de large tel que représenté dans l'encart de la figure V.9, nous utilisons le laser de confinement transverse à une puissance de 100 à 200 mW seulement. Le nombre d'atomes

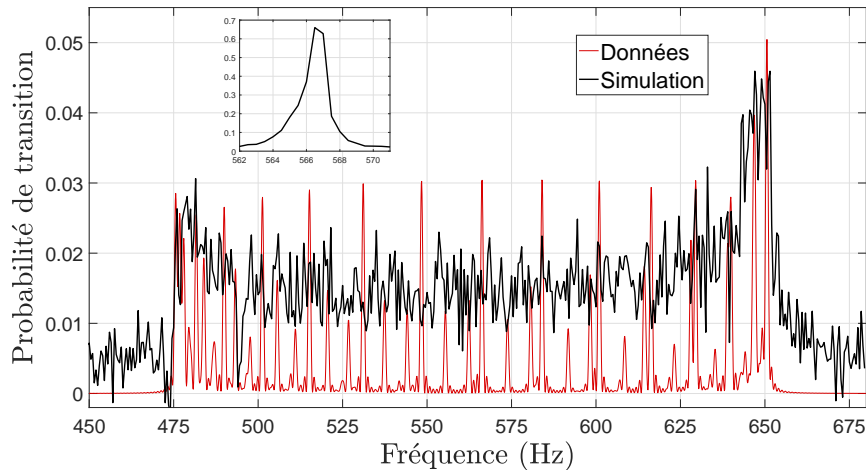


FIGURE V.9 – Spectre Raman dans le super-réseau avec $U1 \approx 7 E_{\text{rec}}$, $U2 \approx 0,2 E_{\text{rec}}$ et $\tau = 1$ s. L’encart présente le spectre dans le réseau simple.

piégés est alors de l’ordre de 5000 seulement, ce qui correspond, par la même occasion, à une faible densité et une faible inhomogénéité de déplacement collisionnel. Le piège n’est probablement plus harmonique mais peu importe ici.

Autres mesures et variations de paramètres

Nous n’avons ici présenté que quelques spectres. Nous avons toutefois réalisé de telles mesures avec bien des paramètres différents. Le résultat de ces mesures est toujours similaire et nous ne présenterons donc pas plus de spectres de ce types. Nous énumérons simplement ici quelques configurations que nous avons explorées :

- **Variation de la modulation :** Nous avons réalisé des spectres pour une large gamme de modulations de la profondeur. Si les raies s’élargissent, on veut naturellement augmenter leur séparation. En augmentant la modulation, nous obtenons toujours une seule structure, de plus en plus large, associée à une probabilité de transition de plus en plus faible, jusqu’à atteindre le bruit de détection.
- **Séparations :** Nous avons réalisé ces spectres pour différentes séparations Δl . Plus la séparation est importante, plus les raies se séparent. Nous pouvons alors réaliser des spectres similaires pour différentes puissances du réseau 2.
- **Point de fonctionnement du réseau 2 :** Comme nous l’avons évoqué section II.7, le mode du faisceau du réseau 2 dépend de son point de fonctionnement en puissance. Nous avons essayé de réaliser le même spectre en changeant ce point de fonctionnement et en ajustant la puissance par la diffraction de l’AOM. Les résultats sont identiques.
- **Inversion des deux réseaux :** Nous avons également réalisé des spectres en piégeant les atomes dans le réseau 2 et en modulant sa profondeur avec le réseau 1, pour une séparation $\Delta l = 8$.
- **Spectres rapides :** Dans l’hypothèse où l’élargissement des raies serait dû à une dérive relativement lente au cours de l’acquisition du spectre, nous avons plusieurs fois réalisé des spectres, sur une plage de fréquences plus faible (quelques Hz), dans une région où nous attendions un pic, en quelques cycles de mesures et donc en quelques dizaines de secondes.
- **Longue moyenne :** À l’inverse nous avons également réalisé de très longues mesures de plusieurs centaines de spectres afin de vérifier si le moyennage laissait apparaître des pics.

- Inhomogénéités et nombres d'atomes :** Afin d'obtenir la meilleure résolution spectrale possible, il faut réduire le plus possible les inhomogénéités. Pour cela, nous pouvons diminuer au maximum la puissance du confinement transverse ainsi que le nombre d'atomes quitte à voir augmenter le bruit de détection. Nous avons exploré deux cas limites. Dans le premier cas, nous réduisons au maximum les inhomogénéités et maintenons alors une modulation modérée afin d'obtenir un signal au dessus du bruit de détection. Dans l'autre cas nous avons maintenu un nombre important d'atomes, au prix d'une plus grande inhomogénéité, afin de réduire le bruit de détection et de pouvoir réaliser de plus importantes modulations.

V.3 Discussion

Comme nous venons de le voir, malgré l'utilisation d'impulsions Raman longues et une bonne résolution spectrale de l'ordre du Hz, nous ne distinguons pas les différentes transitions du super-réseau pour des modulations qui devraient permettre de les séparer de plusieurs fois leur largeur. Nous allons ici proposer, discuter et parfois rejeter différentes explications. Nous avons vérifié que dans les deux réseaux simples, nous avons une résolution spectrale de l'ordre du Hz ; nous cherchons donc une source d'élargissement qui n'apparaît que dans le super-réseau.

V.3.1 La profondeur des réseaux

La première possibilité évoquée est une inhomogénéité ou une dérive de la profondeur des réseaux. En effet si les inhomogénéités de couplage et de déplacement lumineux dues aux inhomogénéités de profondeurs des réseaux simples sont très faibles, la variation des pseudo-fréquences de Bloch par la modulation du super-réseau est très sensible aux variations des profondeurs. C'est pourquoi nous avons fait attention à supprimer les fluctuations de pointé du réseau² évoquées section II.7. En effet si la position du faisceau varie par rapport aux atomes, ceux-ci ressentent une profondeur différente du réseau. Il peut toujours subsister de légères fluctuations de profondeur d'une part, et d'autre part, il peut exister une inhomogénéité spatiale de la profondeur du super-réseau.

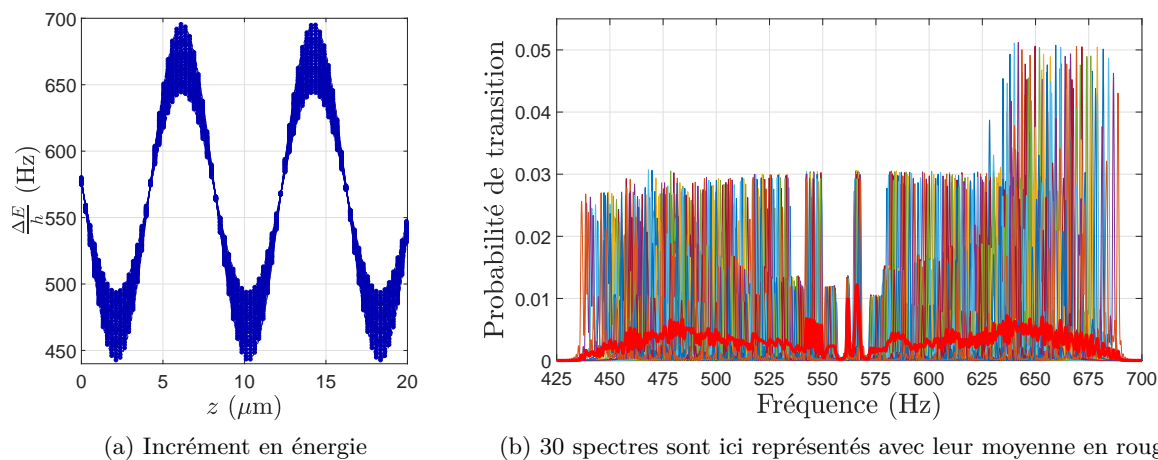


FIGURE V.10 – Impact des inhomogénéités de profondeurs. Une variation d'environ 20% des profondeurs des deux réseaux est ajoutée à la simulation de la figure V.9.

Nous avons donc effectué différentes simulations pour évaluer l'impact de telles inhomogénéités. Nous en présentons un exemple sur la figure V.10. Nous y reprenons le cas de la figure V.9 pour 6 profondeurs du réseau 1 allant de 6 à $8 E_{\text{rec}}$ et pour 5 profondeurs du réseau 2 allant de $0,16$ à $0,24 E_{\text{rec}}$. Sur la figure V.10a, nous présentons les incréments en énergie inter-puits dans les 30 cas et sur V.10b les 30 spectres correspondant ainsi que leur moyenne. Il s'agit donc d'une distribution peu réaliste de profondeurs mais qui constitue une illustration claire. Nous pouvons constater sur V.10a que les transitions qui restent proches de la fréquence de Bloch sont peu affectées par les variations de profondeur, même très importantes. En effet ces transitions concernent les puits se situant aux nœuds et ventres du super-réseau et leurs énergies varient de concert lorsque la profondeur est modifiée ; la fréquence les séparant n'est donc pas affectée. Dans le spectre correspondant, comme on peut le voir sur V.10b, les pics centraux sont donc toujours visibles. Ces inhomogénéités aplatissent les bords du spectre bien avant d'affecter les pics centraux, or nous n'avons jamais observé de pic central (malgré de nombreuses vérifications) alors que la probabilité de transition est toujours la plus élevée sur les bords du spectre.

S'il est réaliste que des inhomogénéités de profondeur affectent la netteté des pics, elles ne peuvent expliquer à elles seules l'allure des spectres que nous avons mesurés.

V.3.2 La taille du nuage

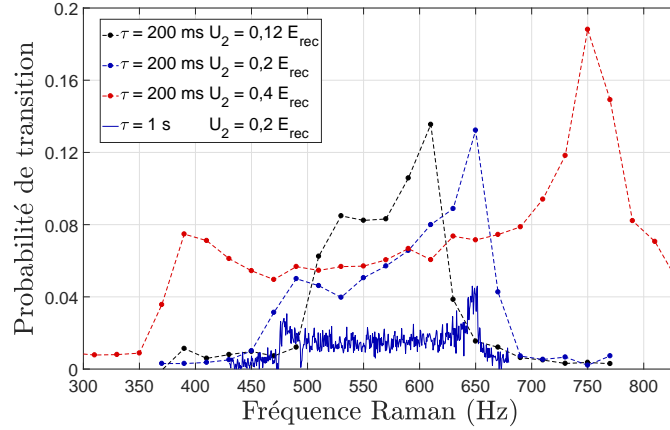
Comme nous l'avons mentionné au début de ce chapitre, il n'y a pas un nombre entier de puits par super-période. Si c'était le cas, deux super-périodes seraient strictement identiques et nous obtiendrions le même spectre quel que soit le nombre de super-périodes peuplées. En réalité chaque super-période correspond à un système d'une trentaine de raies avec un léger décalage d'une super-période à la suivante. Donc pour un nuage trop large, les pics se recouvrent. Par exemple, sur les figures V.8a et V.8b, en effectuant le calcul avec une taille verticale supérieure à $8 \mu\text{m}$, nous obtenons un brouillage des raies (sans toutefois reproduire le spectre mesuré). Mais pour le troisième spectre V.8c, où la modulation plus importante permet de bien séparer les différentes transitions, nous obtenons toujours des pics distincts.

Au vu de l'importance de la taille du nuage pour le spectre du super-réseau, nous avons réduit et mesuré avec attention la taille du nuage⁶. Nous avons estimé, toujours au moyen de la mesure du déplacement collisionnel, une taille verticale à la fin de l'évaporation de $1 \mu\text{m}$. Dans le réseau nous estimons une taille variant de 2 à 3 microns. Cette différence est certainement due au fait que nous interrompons la fin de l'évaporation en allumant le piège mixte.

Une telle taille du nuage dans le super-réseau ne nous limite pas pour la résolution des raies.

Remarque sur l'asymétrie des spectres : Les spectres que nous mesurons dans le super-réseau confirment en fait cette estimation de la taille. Sur la figure V.11, nous présentons des spectres réalisés avec des durées d'impulsions longues de 200 ms pour des transitions $\Delta l = 1$ ($U_1 = 7 E_{\text{rec}}$) et pour différentes modulations U_2 . Nous remarquons une nette asymétrie sur ces spectres qui est le signe d'un nuage d'une taille de l'ordre de $2 \mu\text{m}$. Pour un nuage plus petit, seule une portion de super-période est peuplée et seule une portion de la large raie est observée. À l'inverse, à partir de $3 \mu\text{m}$ toute la gamme de fréquence est peuplée de façon homogène et l'asymétrie devient très faible. Pour la modulation $U_2 = 0,2 E_{\text{rec}}$, nous avons également représenté le spectre pour l'impulsion longue de 1 s de la figure V.9 qui présente aussi cette asymétrie.

6. C'est alors que nous avons obtenu le premier BEC décrit au chapitre II.


 FIGURE V.11 – Spectres Raman dans le super-réseau avec $U_1 \approx 7 E_{\text{rec}}$ et $U_2 \approx 0,2 E_{\text{rec}}$.

V.3.3 La position du nuage

Pour un nuage d'une taille de $3 \mu\text{m}$, il n'est pas impossible d'avoir des fluctuations de position de l'ordre de la taille du nuage. Dans ce cas, les transitions sondées seraient complètement différentes d'une mesure à l'autre. Nous avons alors mesuré la position du nuage. Nous présentons sur la figure V.12 l'écart-type d'Allan des fluctuations en positions. La position est ici définie comme le centre de l'ajustement gaussien dans la direction verticale du profil observé à l'imagerie par absorption (section II.6.1)⁷. Nous mesurons des fluctuations en position coup à coup inférieures à $0,5 \mu\text{m}$ qui constituent une borne supérieure sur les fluctuations de la position réelle du nuage.

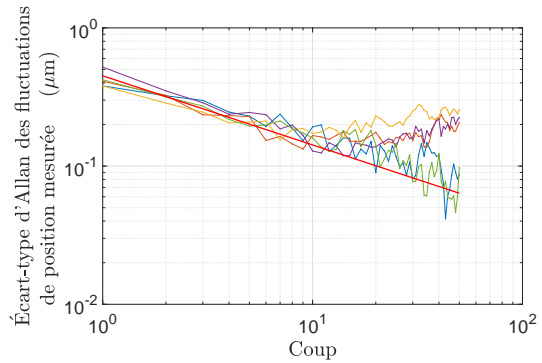
Nous avons alors introduit de telles fluctuations de position dans notre simulation du spectre. Elles ne modifient absolument pas le spectre. Il faudrait des fluctuations en position de l'ordre de la taille du nuage pour modifier le spectre et il faudrait de surcroît, des fluctuations de plusieurs super-périodes pour affecter le pic central. Cette cause seule n'est donc absolument pas réaliste.

V.3.4 Les fluctuations de fréquence des réseaux

Effet des fluctuations de fréquence

Un dernier effet que nous pouvons tenter d'évaluer est la stabilité en fréquence de nos réseaux. Dans un réseau simple, une variation de fréquence du laser de par exemple 10 MHz correspond à une variation relative de $2 \cdot 10^{-8}$ du pas du réseau, et donc de la fréquence de Bloch, ce qui n'est pas mesurable avec notre capteur.

Toutefois nous sommes très loin du miroir, à environ 20 cm soit $750\,000$ périodes. À une


 FIGURE V.12 – Écart-type d'Allan des fluctuations de position mesurée. La droite en rouge correspond à des fluctuations de $0,45 \mu\text{m}$ coup à coup sans corrélations.

7. Nous avons vérifié numériquement que pour une distribution de largeur σ_z observée avec une résolution 5 fois plus petite que σ_z , l'écart-type d'Allan des fluctuations du centre de l'ajustement gaussien ne diffère que de quelques % de celui de la distribution originale.

telle distance, pour une variation de fréquence de 10 MHz, les puits sont déplacés d'environ 4 nm. Dans le cas du super-réseau, une telle variation de position entre les puits des deux réseaux entraîne une variation significative de la modulation et des niveaux d'énergie. On représente cet effet sur la figure V.13. On y voit la modulation des niveaux d'énergie dans le super-réseau pour trois combinaisons de fréquences des deux réseaux, avec des variations de 10 MHz entre chaque cas.

Une variation de 10 MHz implique un décalage en fréquence de chaque raie d'environ la moitié de la fréquence séparant deux raies. Concrètement, sur l'exemple donné ici, pour deux transitions séparées de 10 Hz (deux points bleus sur la figure), cette variation de 10 MHz d'un laser du réseau décale nos deux transitions de 5 Hz (pour donner deux points rouges).

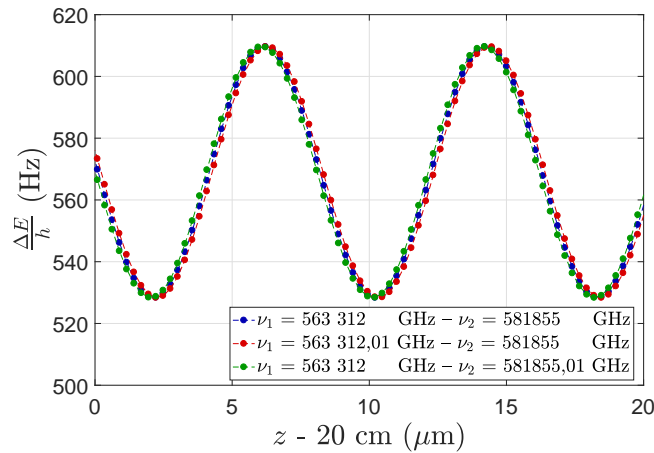


FIGURE V.13 – Spectre Raman dans le réseau simple pour différentes puissances du laser de confinement transverse.

La fréquence des lasers

L'asservissement en fréquence de notre laser à 532 nm du réseau 1 est réalisé sur une raie du diode (voir section II.1.2) qui a une largeur de l'ordre de 10 MHz [16]. Nous n'avons pas réalisé de mesure du bruit de fréquence de ce laser mais les fluctuations du signal d'erreur laissent penser qu'il existe bien des fluctuations résiduelles de fréquence de l'ordre du MHz qui peuvent être attribuées au bruit de vibration dans la salle d'expérience. Pour les mesures présentées ici, ce laser n'était pas asservi mais nous avons réalisé des mesures avec et sans asservissement sans observer de différence.

Le faisceau à 515 nm du réseau 2 est généré en doublant une source à 1030 nm. La figure V.14 présente une mesure de la fréquence de cette source pendant plusieurs heures. On peut y observer des fluctuations importantes, typiquement la fréquence dérive de plus de 15 MHz en quelques minutes. Pour la période agitée vers 3-4 heures, la dérive se fait en quelques dizaines de secondes. La zone stable avant la vingtième heure correspond au milieu de la nuit et semble corrélée avec une période stable pour la température de la pièce. Précisons que cette mesure fût effectuée dans une autre salle d'expérience du laboratoire⁸. Puisque cette source est doublée pour obtenir le faisceau à 515 nm, les variations de fréquence du réseau 2 sont deux fois plus importantes. Ce laser ne comporte pas de contrôle permettant son asservissement en fréquence. Il est prévu de changer la source afin de pouvoir également asservir ce faisceau sur une raie du diode.

8. Merci à Jérôme Lodewyck, Rodolphe Le Targat et l'équipe de l'horloge à strontium d'avoir effectué pour nous cette mesure.

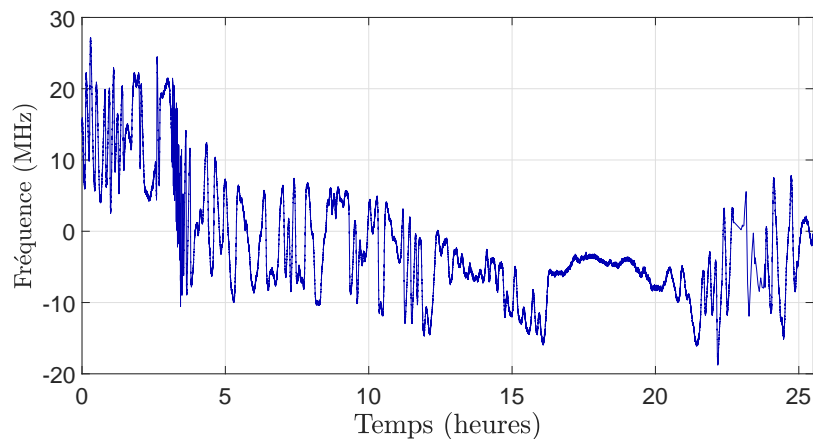


FIGURE V.14 – Variation de fréquence de la source à 1030 nm.

Les spectres

Afin de mieux se rendre compte de l'impact des dérives en fréquence des lasers sur le spectre, nous présentons sur la figure V.15 le résultat de la simulation pour un spectre avec des impulsions de 1 s. Ceci correspond encore au cas de la figure V.9. Sur V.15b, nous avons représenté 36 spectres pour 6 fréquences de chacun des deux réseaux variant par pas de 2 MHz. Leur moyenne est représentée en rouge. Sur V.15a nous avons à nouveau représenté l'incrément en énergie entre les puits. On peut constater qu'à l'inverse du cas des inhomogénéités de profondeur, ce sont cette fois les fréquences les plus proches de la fréquence de Bloch qui sont les plus affectées tandis que les fréquences les plus modulées varient peu. La conséquence est visible sur le spectre : des pics latéraux sont encore visibles.

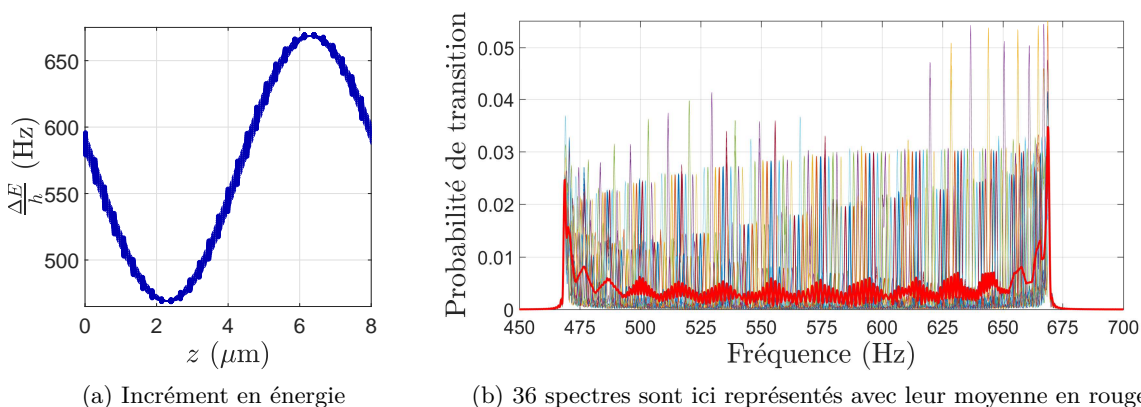


FIGURE V.15 – Impact des inhomogénéités de fréquence. Une variation de 10 MHz des fréquences des deux réseaux est ajoutée à la simulation de la figure V.9.

Se rapprocher du miroir

En somme, nous avons vraisemblablement des variations de la fréquence de nos réseaux de l'ordre de la dizaine de MHz, ce qui est suffisant pour altérer complètement le spectre que nous voulons observer. Il nous faudra asservir la fréquence de nos deux lasers pour atteindre une stabilité meilleure que le MHz. Une solution bien plus efficace consiste à se rapprocher du miroir. Se placer à 2 mm du miroir permet de réduire de deux ordres de grandeur la contrainte sur la stabilité de fréquence des réseaux.

Pour calculer précisément l'impact des fluctuations de fréquence sur la mesure, il faudrait prendre en compte la densité spectrale de bruit des lasers du super-réseau et introduire la dépendance de ces fluctuations de fréquence pendant les impulsions de sélection. Ceci permettrait également de connaître la contrainte à imposer, par l'asservissement, sur la largeur de raie des lasers.

Remarque sur la modulation de la phase du réseau : Nous avons bien dit au début de cette section qu'une variation de fréquence de 10 MHz équivaut à un déplacement des puits de 4 nm lorsque nous sommes à une distance de 20 cm du miroir. Ces fluctuations de fréquence représentent donc une modulation importante de la phase et pourrait peut-être induire un couplage entre états de Wannier-Stark. Nous reviendrons sur ce point section V.4.1 mais nous précisons dès maintenant qu'il sera intéressant à ce sujet de comparer les oscillations de Rabi ainsi que la cohérence des interféromètres à grande et courte distance du miroir. Un gain sur l'efficacité des transitions et le contraste de l'interféromètre n'est pas exclu.

V.3.5 Effets conjoints et simulations

Nous avons évoqué ici quatre effets susceptibles de dégrader les spectres dans le super-réseau. Si la taille du nuage et les fluctuations de position ne semblent pas être limitants, les fluctuations de fréquence des réseaux dégradent, quant à elles, vraisemblablement la résolution des spectres. Nous pouvons également imaginer un effet conjoint avec les inhomogénéités de profondeur. Comme nous l'avons expliqué, les inhomogénéités de profondeur affectent le plus les transitions les plus modulées et donc le bord du spectre tandis que les fluctuations de fréquence affectent les fréquences peu modulées et le centre du spectre. En prenant en compte ces deux effets nous pouvons donner dans nos simulations, n'importe quelle forme aux spectres.

Nous présentons de telles simulations sur la figure V.16 où nous reprenons les 4 cas de la section V.2.2. Nous moyennons seulement 9 spectres en faisant varier les fréquences des réseaux de ± 5 MHz et leurs profondeurs de $\pm 5\%$. Ceci suffit à faire disparaître la totalité des pics tout en gardant une probabilité de transition plus grande sur les bords du spectre. Les simulations sont ici assez proches de nos mesures. Prendre des distributions plus réalistes de fréquences et de profondeurs allonge beaucoup les simulations car à chaque cas il faut diagonaliser un nouvel Hamiltonien.

Remarque sur le moyennage

Les spectres simulés que nous présentons sont issus de moyennes de plusieurs spectres. Cette approche représente aussi bien le cas d'inhomogénéités que celui de fluctuations rapides. Dans le cas de dérives lentes (plus lentes qu'un cycle de mesure), les raies seraient cependant observées. Nous avons déjà remarqué que nous n'obtenions presque jamais de probabilité de transition nulle. C'est donc que les fluctuations responsables de l'élargissement des raies sont relativement rapides (par rapport à la durée d'une mesure). Nous revenons sur cette échelle de temps des fluctuations en cause dans la section suivante.

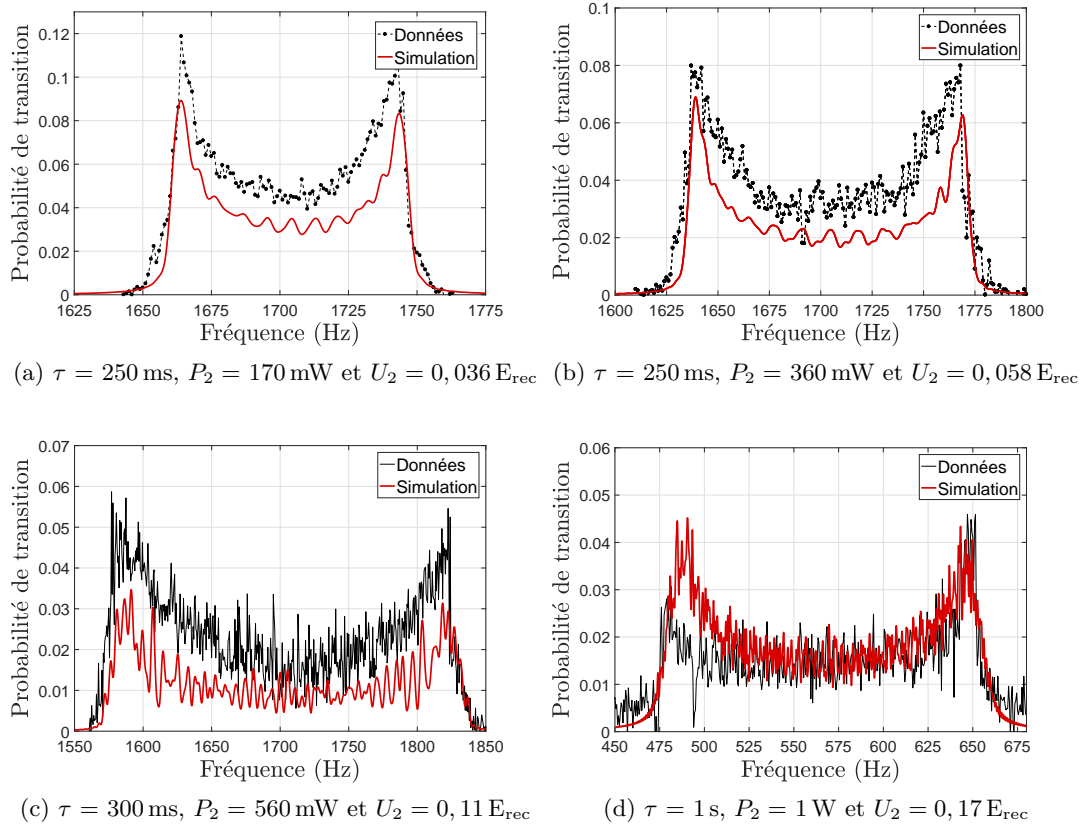


FIGURE V.16 – Simulations des spectres dans le super-réseau incluant à la fois des fluctuations de fréquence des réseaux ainsi que des inhomogénéités de profondeurs. 9 spectres sont moyennés avec des variations de $\pm 5\%$ de la profondeur et de ± 5 MHz pour la fréquence des deux réseaux.

V.3 – Conclusion

Cette section montre qu'il existe des fluctuations de fréquence, rapide devant la durée d'un cycle de mesure, de nos réseaux et qu'il s'agit là de la source principale d'élargissement des raies dans nos spectres. En ajoutant également des inhomogénéités de profondeur des réseaux à nos simulations, nous pouvons reproduire l'allure des spectres mesurés. Se rapprocher du miroir et asservir les lasers permettra de s'affranchir des fluctuations de fréquence et les inhomogénéités de profondeur n'affectent pas les raies centrales du spectre. Il sera alors en théorie possible de sélectionner efficacement les états de Wannier-Stark correspondant à ces transitions.

V.4 Sélection

Bien que nous n'ayons pas réussi à obtenir un spectre où toutes les transitions sont résolues, nous réalisons tout de même des tests de séquences de sélection pour encore améliorer la résolution du nuage. Puisque nous pensons comprendre la cause de l'élargissement de nos raies, voyons comment nous pouvons manipuler les états de Wannier-Stark.

Nous présentons ici deux séquences de sélection-spectroscopie Raman. Dans les deux cas, une première impulsion Raman à une fréquence fixée permet de sélectionner certains états de Wannier-Stark puis, une seconde impulsion dont on balaye la fréquence permet de réaliser la spectroscopie de ces états sélectionnés⁹.

V.4.1 Sélection standard

Ce que nous appelons ici la sélection standard est la séquence que nous avons initialement imaginée et que nous avons déjà décrite au début de ce chapitre (voir figure V.3). Afin d'examiner les états que nous avons sélectionnés, nous réalisons de nouvelles séries de spectres après les séquences de sélection. La figure V.17 présente une telle analyse. Nous nous penchons ici sur une transition $\Delta l = 3$. Nous pouvons tout d'abord observer en noir un spectre du super-réseau avant la sélection. Nous calibrons les profondeurs des réseaux à $U_1 = 4 E_{\text{rec}}$ et $U_2 = 0,045 E_{\text{rec}}$. Tous les spectres de cette figure sont réalisés avec la même résolution $\tau = 110$ ms. Nous présentons ensuite 3 spectres pour 3 sélections réalisées à des fréquences différentes : 1676, 1706 et 1755 Hz. L'impulsion de sélection dure également 110 ms¹⁰.

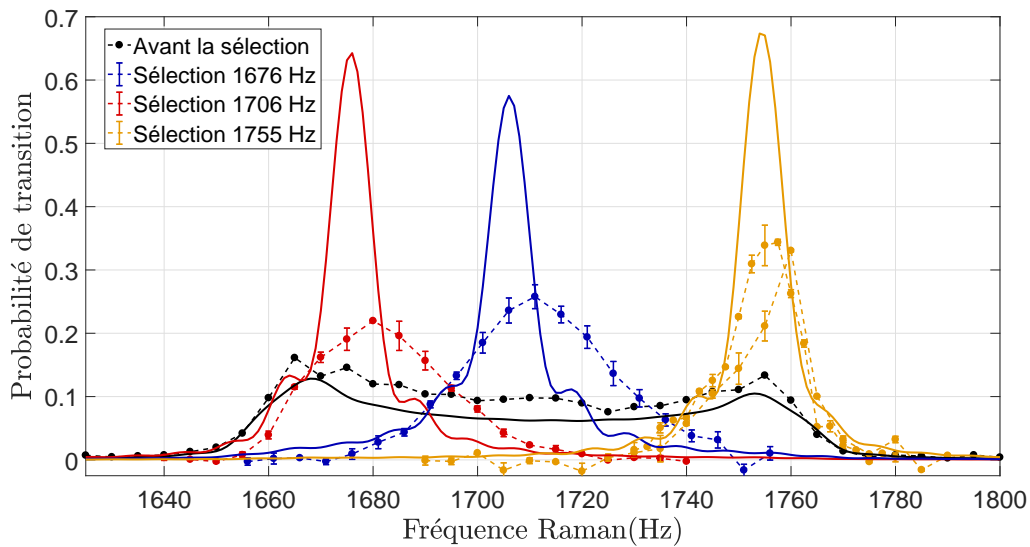


FIGURE V.17 – Spectres Raman avant (en noir) et après la sélection standard pour 3 fréquences de sélection, pour des durées d'impulsions de sélection et de spectroscopie $\tau = 110$ ms avec $U_1 = 4 E_{\text{rec}}$ et $U_2 = 0,045 E_{\text{rec}}$. Les simulations tiennent compte de variations de ± 5 MHz de fréquence des réseaux et de $\pm 10\%$ de leur profondeur.

9. Nous avons expliqué section II.1.2 comment notre système d'asservissement permettait de changer la fréquence des laser Raman au sein d'un cycle

10. Nous savons qu'avec une telle durée d'impulsion, nous sélectionnons plusieurs états de Wannier-Stark mais l'instabilité du super-réseau ne nous permet pas, de toute façon, de sélectionner un unique état. Nous sélectionnons ainsi plus d'atomes ce qui permet d'augmenter le rapport signal sur bruit de la détection.

Nous accompagnons comme toujours nos mesures de simulations. Nous pouvons remarquer que les trois spectres mesurés après la sélection sont bien plus larges que prévu. Il n'est pas possible ici d'inclure des inhomogénéités réalistes et suffisantes pour expliquer cet élargissement.

Nous expliquons cet écart par des fluctuations rapides de la distribution des pseudo-fréquences de Bloch. En effet comme nous l'avons déjà précisé plus haut, dans nos simulations nous prenons en compte les fluctuations et inhomogénéités en moyennant des spectres. Si la distribution en fréquence change pendant l'impulsion de sélection, alors la distribution d'états sélectionnés est plus large. Si ensuite la distribution en fréquence change entre la sélection et la spectroscopie ou pendant l'impulsion de spectroscopie, la raie sera encore élargie.

Ici, une probabilité de transition ne dépassant pas les 40 % nous indique que les fluctuations sont plus rapides qu'un cycle de mesure. Imaginons un cas limite où l'on aurait une distribution homogène de fréquences. Le profil de fréquences sélectionnées est alors celui de l'impulsion Raman (de 16 Hz de large pour l'impulsion de 110 ms). Lorsque nous réalisons le spectre, nous convoluons l'impulsion Raman de spectroscopie (également de 16 Hz de large) avec cette distribution. On obtient alors une probabilité de transition maximale de 0,65 et une raie élargie à sa base (environ 35 Hz). Même avec une distribution complètement homogène de fréquences et des raies absolument non résolues nous devrions, dans le cas de dérive lente, observer une probabilité de transition qui dépasse les 60 % dans notre spectre après sélection. Nous avons là une deuxième indication que les fluctuations de la distribution en fréquence sont rapides devant un cycle de mesure.

Nous nous sommes alors intéressés à la dépendance temporelle de la distribution sélectionnée. Pour cela, nous avons réalisé de tels spectres immédiatement après la sélection et jusqu'à une seconde plus tard. Nos résultats sont identiques. Nous sommes donc limités par des fluctuations des pseudo-fréquences sur des échelles de temps inférieures à la durée des impulsions Raman, ici de l'ordre de 100 ms. Les dérives de la fréquence du réseau 2, de l'ordre de la dizaine de secondes, observées sur la figure V.14, sont ici hors de cause.

États sélectionnés

Dans les spectres du super-réseau nous pouvons attribuer une fréquence à un état de Wannier-Stark donné. Grâce aux spectres mesurés nous pouvons donc déduire quels sont les états de Wannier-Stark peuplés. En raison de la taille de notre distribution, il existe plusieurs possibilités. Nous en représentons une sur le schéma V.18 où nous reprenons le code couleur

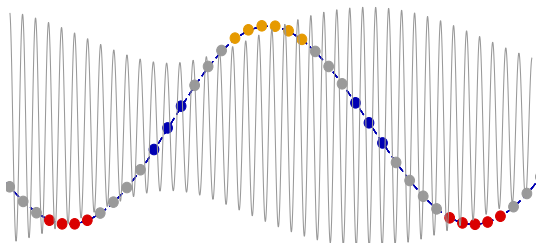


FIGURE V.18 – États sélectionnés

de la figure V.17. Nous représentons approximativement le nombre de puits initiaux peuplés. Pour la position du nuage de cet exemple, nous voyons que l'impulsion à basse fréquence (spectre rouge) sélectionne des états dans deux super-périodes tandis qu'à haute fréquence (spectre jaune), elle sélectionne quelques états adjacents. Si la distribution est décalée, la situation peut être inverse ou intermédiaire. Ici nous avons pris un cas un peu idéalisé et, en réalité, pour sélectionner ces états avec la sélection de la figure V.17 il aurait

fallu utiliser des fréquences un peu plus éloignées (entre 1760 et 1770 Hz pour la fréquence haute et entre 1655 et 1665 Hz pour la basse fréquence). Dans le cas de la sélection à la fréquence centrale (spectre bleu), pour notre taille de distribution, nous sélectionnons forcément des états dans deux zones de la super-période séparées de $4 \mu\text{m}$.

En somme nous sélectionnons pour l’instant, avec cette séquence, de 6 à 10 états de Wannier-Stark répartis sur 1,5 à 8 μm . La sélection de 6 états de Wannier-Stark adjacents représente déjà un gain considérable quant à la résolution spatiale. Malheureusement il n’est ici pas possible de distinguer la situation jaune de la situation rouge. Travailler avec une distribution initiale encore plus petite est difficile mais peupler une unique super-période permettrait de sélectionner avec certitude des états adjacents.

Remarque sur les vibrations et la modulation de phase du super-réseau

Dans notre expérience, nous couplons les états de Wannier-Stark en réalisant des transitions Raman. Mais il existe d’autres techniques pour réaliser ce couplage, par exemple en modulant la profondeur [166, 113] ou bien la phase [167, 168] du réseau pour coupler entre eux les états de Wannier-Stark. Dans ce second cas, la méthode appliquée est la modulation de la position du miroir de rétro-réflexion du réseau. De la même manière, des vibrations du miroir autour de fréquences multiples de la fréquence de Bloch peuvent entraîner un couplage entre les différents états de Wannier-Stark. Par ailleurs, comme nous l’avons évoqué section V.3.4, les fluctuations de fréquence des réseaux induisent une modulation de la phase qui, à des fréquences multiples de la fréquence de Bloch, pourrait coupler entre eux les états de Wannier-Stark.

Dans ce cas le couplage ne concerne que l’état externe et les atomes restent dans le même état interne. Ceci n’affecte donc en rien les spectres dans le réseau simple puisque tous les états de Wannier-Stark sont identiques mais conduirait à une dégradation de la résolution spatiale et nous n’avons jamais observé d’étalement du nuage au cours de plusieurs secondes (dans les limites imposées par la résolution de notre système d’imagerie). Par ailleurs, ceci entraînerait une réduction du contraste des interféromètres (due à l’apparition d’interféromètres parasites) et pourrait être la cause d’une partie de la décohérence non réversible.

Nous parlons ici de cet effet car la séquence de sélection nous offre une possibilité de l’étudier. En effet s’il existe un couplage entre états de Wannier-Stark dû à la modulation de la phase, alors la distribution de ces états évolue au cours du temps. Et puisque les états de Wannier-Stark sont différents les uns des autres dans le super-réseau, nous pourrions alors suivre cette évolution temporelle. Dans la pratique, le couplage entre états propres induirait, après la séquence de sélection, un élargissement de la distribution mesurée. Or, comme nous l’avons indiqué plus haut, cette distribution est stationnaire. Nous concluons donc ici qu’il n’y a pas de couplage significatif entre états de Wannier-Stark dû aux vibrations ou aux fluctuations de fréquence des réseaux.

V.4.1 – Conclusion

Nous avons donc montré dans cette partie que nous pouvons déjà réaliser une sélection d’un groupe d’états de Wannier-Stark. Dans le meilleur des cas, nous pouvons pour l’instant sélectionner des états propres répartis sur approximativement 6 puits adjacents.

Nous avons également confirmé que les fluctuations évoquées dans la section précédente jouent un rôle pendant l’impulsion de sélection ou de spectroscopie.

En perspective, lorsque les atomes seront proches du miroir, nous pourrions sélectionner, avec une telle séquence, une distribution plus réduite d’états de Wannier-Stark.

V.4.2 Sélection composite

L'objectif initial, en réalisant la séquence décrite ci-après, était d'imbriquer, pour des raisons techniques¹¹, la séquence de sélection Raman des états de Wannier-Stark avec la séquence de polarisation dans le sous-niveau Zeeman $m_F = 0$ (voir section II.5.1). Nous verrons que cette méthode peut être judicieusement employée pour réaliser la sélection.

La séquence en question est présentée sur la figure V.19. La première impulsion MW de la polarisation est remplacée par l'impulsion de sélection Raman. L'impulsion de pousseur F1 éjecte alors tous les atomes non sélectionnés ainsi que ceux qui n'avaient pas été pompés optiquement dans $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Puis on réalise une impulsion MW qui transfère tous les atomes sélectionnés de $|F = 2, m_F = 0\rangle$ vers $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Ensuite l'impulsion de pousseur F2 permet d'éjecter les atomes restant dans les autres sous-niveaux Zeeman $m_F \neq 0$. Enfin on peut réaliser la spectroscopie des états sélectionnés à l'aide de la seconde impulsion Raman.

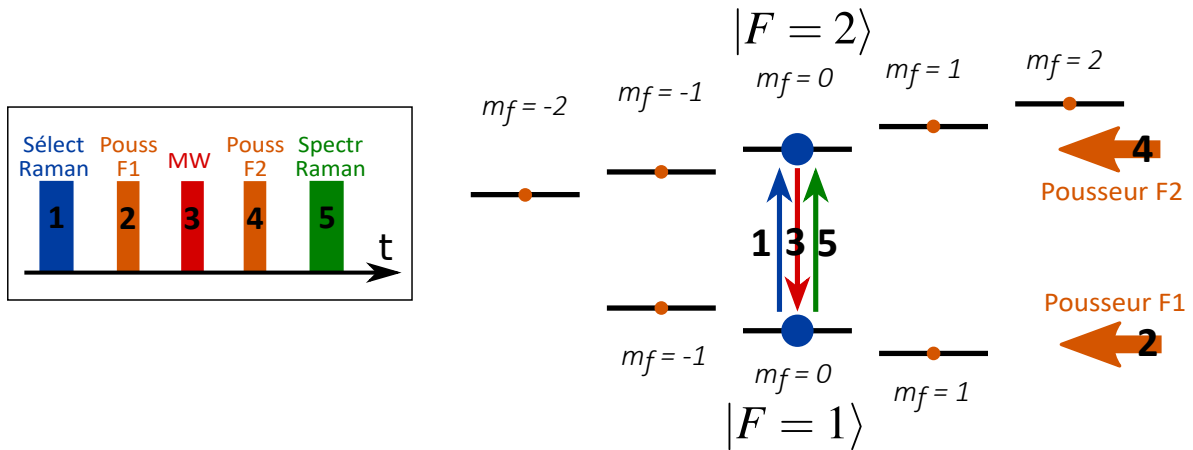


FIGURE V.19 – Séquence de sélection mêlée à la préparation puis spectroscopie

Nous observons typiquement le spectre de la figure V.20. Sur cette figure, nous nous concentrons sur une séparation $\Delta l = 4$. Nous avons donc réglé le réseau 1 à une profondeur de $3,15 E_{\text{rec}}$ et les pseudo-fréquences de Bloch sont modulées autour de $4 \nu_B \approx 2274$ Hz. Nous avons représenté en noir la moyenne de 5 spectres avant la sélection qui nous informe sur la modulation des pseudo-fréquences de Bloch. Les barres d'erreur sont statistiques. En gris est représenté le profil spectral de l'impulsion de sélection de 120 ms et de fréquence $\nu_R = 2274$ Hz. Enfin nous avons représenté en bleu la moyenne de 40 spectres des états sélectionnés, réalisés en balayant la fréquence d'une seconde impulsion de 120 ms. Nous aurions pu nous attendre à observer un spectre proche de l'impulsion de sélection, mais nous observons en fait deux raies nettement séparées. Ce résultat quelque peu surprenant au premier abord s'explique en fait par notre séquence impliquant un changement d'état interne.

11. L'interface qui permet de contrôler la séquence temporelle comporte un certain nombre de phases successives pendant lesquelles les réglages peuvent varier. À chaque changement de puissance ou de fréquence des lasers refroidisseur, repompeur ou Raman, il faut changer de phase. Pour la section précédente, le code fut modifié et de nouvelles phases furent ajoutées pour opérer la sélection voulue. Ici nous imbriquons les phases successives.

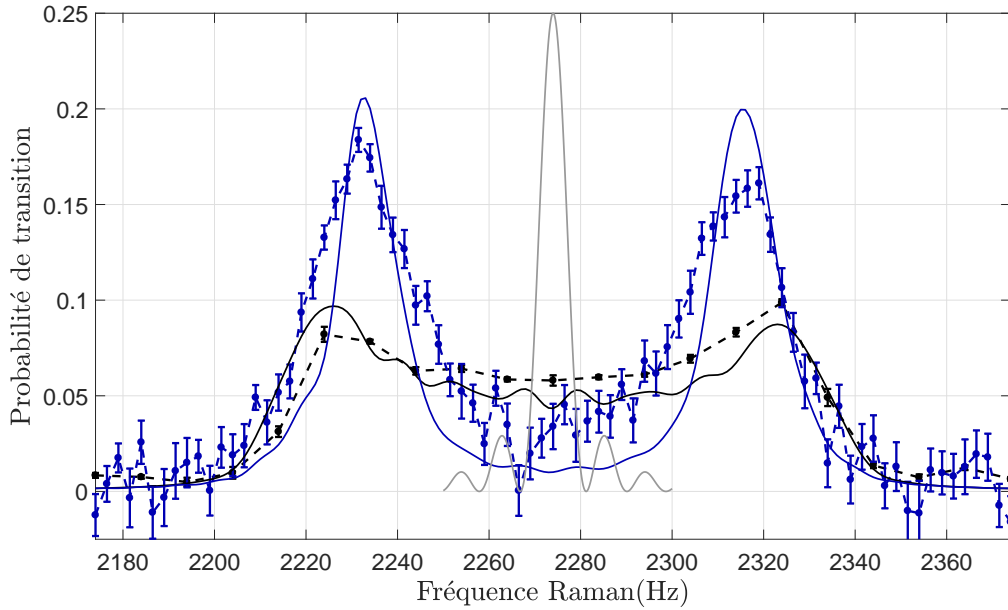


FIGURE V.20 – Spectres Raman avant (en noir) et après (en bleu) la sélection type “MW”, pour des durées d’impulsions de sélection et de spectroscopie $\tau = 120$ ms avec $U_1 = 3 E_{\text{rec}}$ et $U_2 = 0,045 E_{\text{rec}}$. Les simulations tiennent compte de variations de ± 5 MHz de fréquence des réseaux et de $\pm 10\%$ de leur profondeur. Le profil de l’impulsion de sélection est représenté en gris.

Explication de l’allure du spectre

Nous représentons sur le schéma V.21 les transitions sélectionnées et sondées. À gauche figure l’incrément en énergie que nous avons déjà rencontré plusieurs fois et à droite le spectre du super-réseau à basse résolution. L’étape 1 de sélection est représentée par les flèches bleues qui indiquent le changement de niveau d’énergie des états sélectionnés pour une transition $\Delta l = 4$. Dans cet exemple, deux états bien distincts sont concernés par cette transition (au niveau des pointillés). Nous avons choisi une fréquence au milieu du spectre (peu modulée). Ensuite pour l’étape de spectroscopie, nous représentons deux possibilités. Dans le cas où l’impulsion de spectroscopie est réalisée directement après la sélection, nous sommes à l’étape 2 représentée par les flèches noires. La même transition qu’à l’étape de sélection est interrogée et on retourne à l’état initial. Sur le spectre, un pic apparaît donc à la fréquence de sélection. C’est le cas de la section précédente. Le second cas est celui de cette section où nous intercalons une impulsion micro-onde. Nous changeons ainsi l’état interne et les lasers Raman sont alors résonnants avec la transition $|F = 1, WS_{l+2\Delta l}\rangle \rightarrow |F = 2, WS_{l+2\Delta l}\rangle$. Pour les deux états sélectionnés, ces deux nouvelles transitions sont alors bien distinctes et conduisent aux raies rouge et verte du spectre.

Sur la figure V.20, nous avons calculé les spectres avant, comme après la sélection, en prenant en compte dans ce second cas le changement d’état interne. Nous avons ajouté, dans ces simulations, des inhomogénéités de ± 5 MHz sur la fréquence des réseaux et des variations de profondeur de $\pm 10\%$ pour mieux représenter les données. Pour les mêmes raisons que dans la section précédente, la raie mesurée est plus large que celle simulée. La différence est cependant bien moins marquée. La mesure a peut-être été réalisée dans des conditions plus stables.

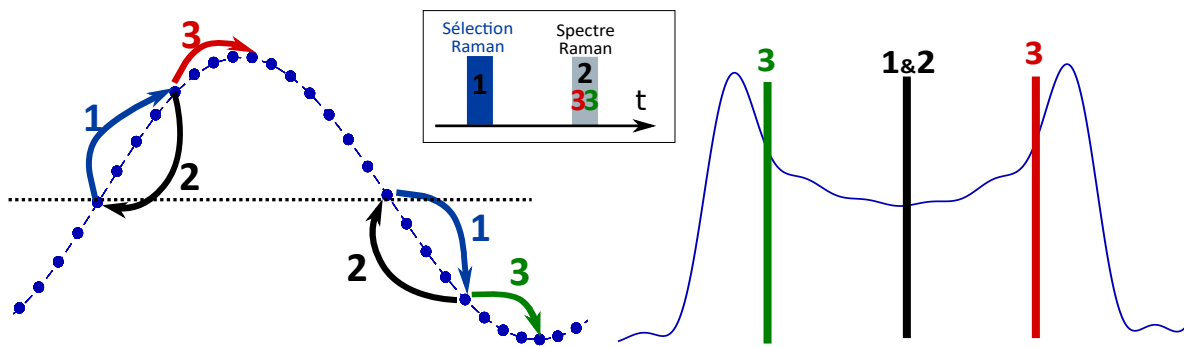


FIGURE V.21 – Séquence de sélection “MW”

Influence de la séparation Δl

Comme nous le rappelle le schéma de gauche de V.21, plus la séparation Δl est importante, plus les énergies des états final et initial sont différentes ; donc plus les pics rouge et vert de ce même schéma s'éloignent de la fréquence centrale utilisée pour la sélection. C'est ce que nous nous proposons de vérifier sur la figure V.22. Nous avons mesuré pour des séparations allant de 1 à 4 les spectres avant et après sélection comme sur la figure V.20. Nous appelons ici $\delta\nu$ la différence de fréquence entre les deux pics de la sélection et $\Delta\nu$ la largeur (à mi-hauteur) du spectre avant sélection. Pour comparer la séparation en fréquence des deux pics sélectionnés pour différents Δl nous faisons le rapport $\frac{\delta\nu}{\Delta\nu}$. C'est ce rapport que nous avons tracé sur la figure V.22, en bleu pour nos mesures et en rouge pour nos simulations. Pour $\Delta l = 1$ à 3, les spectres sont moyennés sur 3 mesures et réalisés avec des impulsions Raman de 110 ms et pour $\Delta l = 4$, la moyenne de 40 spectres de la figure V.20 est utilisée. Nous observons bien une séparation en fréquence de plus en plus nette lorsque Δl augmente. Si l'on souhaite séparer et résoudre ces deux pics, une séparation de $\Delta l = 4$ est donc plus favorable.

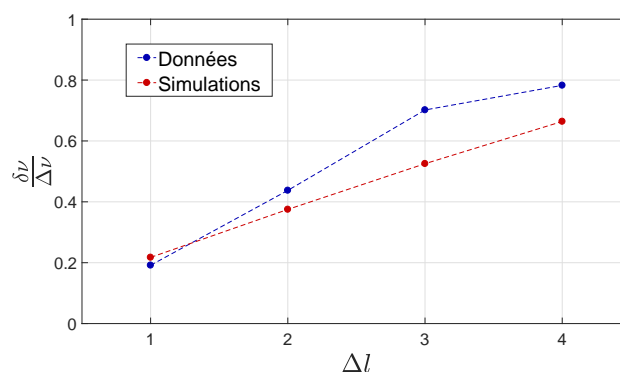


FIGURE V.22 – Séparation en fréquence entre les deux populations sélectionnées par la séquence “composite”

Intérêt d'une telle séquence

Une telle séquence présente deux intérêts majeurs.

- **Étude de la distribution d'états :** Le premier est la connaissance de notre distribution d'états. En effet lorsque nous réalisons un simple spectre dans le super-réseau, nous pouvons imposer une limite sur la taille du nuage mais de multiples distributions d'états de Wannier-Stark aboutissent aux mêmes simulations (du moins avec notre résolution spectrale actuelle réduite). Ici nous pouvons clairement distinguer deux populations d'états de Wannier-Stark.

Pour notre distribution gaussienne de $3\ \mu\text{m}$, les atomes s'étendent sur deux super-périodes mais en peuplent essentiellement une seule (80% des atomes). Pour les fréquences de sélection proches de la fréquence de Bloch, nous sélectionnons donc deux ensembles d'états de Wannier-Stark distincts. Cette séquence de spectroscopie permet de les distinguer clairement. Si nous réalisons le même spectre avec une distribution un peu plus étroite, de $2\ \mu\text{m}$ par exemple, nous verrions apparaître une asymétrie entre les deux pics. L'amplitude relative entre les deux pics nous indiquerait alors où se trouve la distribution atomique au sein de la super-période.

À partir de $3\ \mu\text{m}$, si l'on décale la distribution, on dépeuple une super-période pour repeupler à l'identique la super-période suivante. On observe donc toujours deux pics d'amplitude similaire.

- **Sélection composite :** Il est difficile expérimentalement d'atteindre des tailles inférieures sans trop perdre en nombre d'atomes. Ceci semble être un problème pour la sélection. Deux stratégies peuvent être adoptées :
 1. Sélectionner les pseudo-fréquences de Bloch les plus modulées, en bord de spectre. C'est le cas des spectres rouge et jaune de la section précédente. Pour une distribution assez étroite, nous sélectionnons alors des états au sein d'une unique super-période. L'inconvénient est que plusieurs raies sont proches les unes des autres (comme on peut le voir sur les schémas représentant les incréments en énergie). De plus, comme nous l'avons vu, les bords du spectres sont très sensibles aux inhomogénéités de profondeurs. Il est alors plus difficile d'isoler un unique état propre. Mais il est ainsi possible de réduire la distribution à quelques états adjacents.
 2. Sélectionner une pseudo-fréquence de Bloch peu modulée. Ainsi, il est plus facile d'isoler une transition unique, stable et bien séparée des autres. Mais alors nous sélectionnons à coup sûr deux états séparés de $4\ \mu\text{m}$.

Une séquence de sélection composite nous permet alors, dans ce deuxième cas, d'isoler un unique état. Il suffit de réaliser une sélection en trois impulsions : une première sélection Raman, une transition micro-onde pour changer d'état interne et une troisième impulsion de sélection Raman.

Parmi les limitations que nous avons évoquées section V.3, la seule qui affecte les raies centrales est la fluctuation de fréquence des réseaux. Son effet sera négligeable au voisinage du miroir. Sélectionner une raie centrale devient alors un choix privilégié et cette séquence est d'autant plus intéressante.

Résumé et perspective

Nous avons dans ce chapitre présenté le principe de la sélection d'états de Wannier-Stark dans le super-réseau. Celui-ci permet de lever la dégénérescence de l'incrément en énergie entre les états.

Nous avons étudié par spectroscopie les états dans ce nouveau potentiel.

L'accord avec nos simulations montre une bonne compréhension des résultats. Deux problèmes principaux se posent :

- L'instabilité de la modulation de ces incréments en énergie.
- La taille du nuage qui doit être plus petite que la période de modulation.

Une manipulation contrôlée des états propres du super-réseau par des séquences d'impulsions Raman et micro-onde nous permet de réaliser les premières sélections. Nous avons proposé une séquence de sélection appropriée à la taille actuelle de notre nuage et qui permet d'adresser les transitions les plus stables d'après nos calculs.

Se rapprocher du miroir tout en maintenant une taille inférieure à $3\ \mu\text{m}$ sont les points clés pour la suite du travail dans le super-réseau.

Conclusions et perspectives

Nous avons présenté dans ce manuscrit, le travail réalisé pendant trois ans sur le projet ForCa-G dont l'objectif final est la mesure de forces à courte distance exercées entre des atomes piégés dans un réseau optique vertical et le miroir de rétro-réflexion de ce réseau.

L'expérience a maintenant acquis une certaine maturité. Depuis plusieurs années, elle permet de mesurer par interférométrie atomique la différence de potentiel entre des puits adjacents du réseau. Elle fut optimisée, notamment par l'étude des limitations qu'impose le potentiel de piégeage, dans le régime dilué, jusqu'à atteindre des performances à l'état de l'art pour la mesure de la force de pesanteur avec un capteur à atomes piégés. Plus récemment un piège dipolaire croisé fut mis en place afin de réaliser un refroidissement évaporatif, une étape cruciale pour la mesure finale car elle permet l'amélioration de la résolution spatiale. La densité de la source atomique est alors augmentée de plus de trois ordres de grandeur. L'impact des interactions sur des interféromètres piégés dans un potentiel harmonique ou périodique fut alors étudié et mena à de beaux résultats sur la resynchronisation des spins ou l'apparition d'une densité magique.

Dans cet ouvrage, nous sommes revenus à la mesure de force et nous sommes concentrés sur l'étude et l'optimisation de la résolution spatiale et des performances du capteur dans ce nouveau régime. Dans l'ensemble, les résultats obtenus à ce jour avec l'expérience ForCa-G sont prometteurs pour la mesure de force à courte distance.

VI.1 Résultats et implications

Nous avons pu améliorer la préparation de la source atomique en augmentant le nombre d'atomes tout en minimisant sa taille. Ce faisant nous avons notamment atteint la condensation de Bose-Einstein.

Nous avons présenté une étude détaillée de la résolution spatiale et des performances du capteur. Nous avons montré que nous pouvions réduire la densité sans affecter la taille verticale de la source atomique afin de maintenir une excellente sensibilité. Nous présentons une mesure à l'état de l'art en matière de sensibilité pour de telles résolutions spatiales. Cette sensibilité de la mesure est tout à fait suffisante pour les objectifs fixés sur la mesure de la force de Casimir-Polder et les contraintes à apporter sur la déviation à la loi de Newton. L'amélioration la plus évidente à apporter sur cette sensibilité est l'optimisation du bruit de détection. La mise en place d'un système d'imagerie adapté pour détecter les atomes par fluorescence afin d'atteindre la limite quantique standard est un chantier en cours.

Nous avons également présenté un nouvel interféromètre, nommé multi- π , pour encore améliorer la sensibilité. Ce champ d'investigation n'a pas complètement porté ses fruits et l'amplitude de la chute du contraste avec la séparation et surtout l'instabilité de ce contraste sont restés des questions sans réponse. La géométrie proposée ici pourrait pourtant permettre une mesure directe du potentiel de Casimir-Polder. Nous avons un capteur de force car nous mesurons des différences de potentiel. Mais au delà de 15 μm entre le miroir et les atomes, la force de CP est tellement faible que nous ne pouvons plus la mesurer. Réaliser un in-

terféromètre multi- π avec une séparation supérieure à 15 μm permettrait alors de mesurer directement le potentiel de CP.

Nous avons aussi mesuré les déplacements collisionnels dans les interféromètres permettant la mesure de force. Nous avons caractérisé ce biais pour toutes les séparations qui nous sont accessibles. Nous avons mis en évidence le rôle de cette séparation dans ces interactions. Toutefois nous n'avons pu expliquer quantitativement les résultats que nous avons obtenus. La physique mise en jeu semble aller au delà du simple modèle de champ moyen fondé sur la théorie de la diffusion pour des interactions à deux corps. La compréhension de ces résultats est un sujet d'étude encore ouvert auquel il serait fort intéressant d'apporter des réponses. Ceci dit, même si ces effets ne sont pas complètement compris, ils ne seront pas limitants pour la mesure de force à courte distance, et ce pour plusieurs raisons. Tout d'abord nous pouvons mesurer et rejeter cet effet en variant le nombre d'atomes. Ensuite nous pourrions toujours réaliser des mesures différentielles en utilisant des transitions $\pm\Delta l$ qui permettraient aussi de supprimer ce biais (bien que l'asymétrie du potentiel à courte distance rende cette mesure différentielle moins favorable). Par ailleurs nous avons montré que nous pouvions diluer le nuage sans perdre en résolution spatiale en augmentant la taille transverse du nuage. Ceci permet de réduire les biais et inhomogénéités liés aux interactions. Enfin une piste intéressante est l'annulation du déplacement collisionnel en ajustant la durée des impulsions Raman. Dans le cas d'une excellente stabilité du couplage Raman, il serait d'ailleurs possible d'améliorer la sensibilité du capteur en le rendant insensible aux fluctuations de densités.

Une dernière partie de cette thèse est consacrée à l'implémentation du super-réseau, utilisé pour encore améliorer la résolution spatiale en sélectionnant un unique état propre. La méthode présentée ici repose sur la levée de dégénérescence de l'incrément en énergie entre les puits adjacents par la modulation du potentiel périodique. Nous avons présenté une étude spectroscopique des états de ce nouveau système ainsi que les premiers résultats de sélection d'états de Wannier-Stark dans le super-réseau. Nous avons désigné les limitations actuelles à cette sélection. Se rapprocher du miroir est la prochaine tâche décisive à accomplir sur ForCa-G et améliorera cette phase de sélection et le contrôle des états dans le super-réseau.

VI.2 Les prochaines étapes

Nous avons beaucoup insisté sur l'aspect de la résolution spatiale et des performances dans ce manuscrit mais d'autres étapes vers la mesure finale restent à franchir.

La surface macroscopique

La plupart des résultats présentés ont été obtenus avec la version précédente de l'expérience. Mais comme nous l'avons décrit section II.8, nous avons installé, à la fin de ma thèse, une extension à l'enceinte à vide principale, dans laquelle se trouve le miroir de rétro-réflexion de l'onde stationnaire qui sera utilisé pour la mesure finale. Toutes les phases de préparation de la source atomique ultrafroide et d'interrogation sont à nouveau fonctionnelles et ont été réoptimisées. Une avancée importante a donc été réalisée vers la version finale de ForCa-G. L'histoire ne s'arrête cependant pas ici. Pour réaliser la mesure au niveau de l'enceinte du haut, où se trouve la surface, il faudra notamment rajouter des bobines de champ de quantification et de champ de compensation ; nous voulons également mettre en place un système de détection à grande ouverture numérique et créer un gradient supplémentaire pour pouvoir déplacer les atomes avant de les imager. Il est également possible de réinstaller un second système d'évaporation afin de contrôler le volume du nuage au voisinage du miroir. Enfin, une étape essentielle est de déplacer les atomes au voisinage de ce miroir.

L'ascenseur de Bloch

Pour réaliser un transport contrôlé de notre source atomique et la déplacer au voisinage du miroir, nous avons mis en place un réseau optique accéléré que nous nommons *ascenseur de Bloch*. Nous superposons deux faisceaux contra-propageants à 780 nm désaccordés de résonance d'une centaine de GHz entre lesquels nous appliquons une différence de fréquence $\delta_\nu(t)$. Les puits du réseau formé se déplacent alors à une vitesse $v(t) = \frac{\pi\delta_\nu(t)}{k}$. Les atomes sont alors accélérés en subissant des oscillations de Bloch. Pour une rampe de fréquence allant par exemple jusqu'à 10 MHz en 10 ms, les atomes subissent environ 300 oscillations de Bloch et sont accélérés d'environ 40 fois l'accélération de la pesanteur.

Une étude de la stratégie et des paramètres optimaux pour le transport des atomes a été réalisée au début de ma thèse [169] et nous avons démontré une efficacité de transport sur quelques cm de l'ordre de 80 %. Nous sommes maintenant revenus sur ce travail ; cette fois il faut déplacer les atomes sur 25 cm pour être au voisinage du miroir et nous œuvrons actuellement à l'optimisation de ce transport.

La mesure à courte distance

Une fois accomplies ces dernières étapes de mise au point de la version finale de ForCa-G et de transport de la source atomique, les premières mesures de force à courte distance pourront commencer. Les mesures par spectroscopie de Rabi ou avec des interféromètres de Ramsey permettront de déterminer, pour des distances allant de 1 à 15 μm , la variation des niveaux d'énergie due au potentiel de Casimir-Polder qui est l'interaction atome-surface dominante dans cette gamme de séparation. Nous pourrons alors comparer ces mesures aux calculs effectués dans la thèse d'Axel Maury, qui prennent en compte les couches qui composent le miroir et la configuration de notre expérience.

Il faudra alors réaliser une caractérisation complète des effets systématiques et des limitations sur la sensibilité de la mesure dans cette nouvelle configuration. On attend par exemple un effet de la lumière du réseau diffusée sur le miroir ou encore d'atomes de Rb adsorbés sur la surface qui constitueront des dipôles générant des forces parasites.

Plus tard, la mesure différentielle mettant en jeu les deux isotopes ^{85}Rb et ^{87}Rb permettra de rejeter la force de Casimir afin d'améliorer la contrainte posée sur l'amplitude α d'une éventuelle déviation à la loi de Newton.

Table des figures

I.1	Limites sur la déviation à la loi de Newton. Les régions au dessus des lignes continues correspondent aux amplitudes α de la déviation exclues par l'expérience pour une portée d'interaction λ	3
I.2	Influence des forces à courtes distance sur les niveaux d'énergie.	6
I.3	Transition Raman à deux photons.	8
I.4	Échelle d'énergie des états Wannier-Stark. Deux états localisés dans des puits adjacents sont séparés par la fréquence de Bloch ν_B (qui correspond à l'incrément en énergie potentielle de pesanteur). Les deux états internes $ 1\rangle$ et $ 2\rangle$, séparés de la fréquence d'horloge ν_0 , suivent cette échelle de WS. Les couplages $\Omega_{\Delta l}$ entre des états séparés de Δl puits sont aussi représentés.	13
I.5	Densité de probabilité $ \text{WS}_0(z) ^2$ d'un état de Wannier-Stark centré sur le puits de potentiel $l = 0$. À gauche : pour une profondeur du réseau de $9 E_{\text{rec}}$ – À droite : pour une profondeur de $1,9 E_{\text{rec}}$	13
I.6	Pulsation de Rabi normalisée $\frac{\Omega_{\Delta l}}{\Omega_{12}}$ pour un couplage entre des états de Wannier-Stark séparés de Δl puits, en fonction de la profondeur du réseau (avec $\lambda_{\text{lat}} = 532 \text{ nm}$ et $\lambda_R = 780 \text{ nm}$).	15
I.7	Franges de Ramsey pour des impulsions Raman $\frac{\pi}{2}$ et avec une durée d'interféromètre $T = 5 \tau$	16
I.8	Franges de Ramsey calculées avec les équations I.32, I.33 et I.34 pour une durée d'interféromètre $T = 10 \tau$	16
I.9	Influence des inhomogénéités du déplacement en fréquence sur le contraste de l'interféromètre de Ramsey.	17
I.10	Mesure de la phase en asservissant la fréquence centrale.	18
I.11	Interféromètre de type horloge de Ramsey : séquence d'impulsions et niveaux d'énergie mis en jeux.	18
I.12	Interféromètre Ramsey-Raman (RR) : séquence d'impulsions et niveaux d'énergie mis en jeux.	19
I.13	Interféromètre Ramsey-Raman Symétrique (RRS) : séquence d'impulsions et niveaux d'énergie mis en jeux.	19
I.14	Tirée de [108]. Spectres Raman pour deux profondeurs du réseau : en haut $1, 6 E_{\text{rec}}$ et en bas $3, 9 E_{\text{rec}}$	20
I.15	Effet du faisceau de compensation du déplacement lumineux différentiel.	21
I.16	Première bande excitée du réseau.	22
I.17	Niveaux vibrationnels transverses	22
I.18	Tirée de [109]. Franges de Ramsey pour une profondeur du réseau de $3, 9 E_{\text{rec}}$ avec des durées d'impulsion $\tau_R = 5 \text{ ms}$ et un temps de Ramsey $T = 100 \text{ ms}$. L'encart est un agrandissement des franges pour la transition $\Delta_l = 3$ puits.	23
I.19	Tirée de [109]. Interféromètre "accordéon".	23
I.20	Tirée de [110]. Interféromètre "multi-ondes".	24
I.21	Tirée de [111]. L'interféromètre RRS avec des atomes froids.	24
I.22	Tirée de [111]. Force verticale parasite induite du laser de confinement transverse.	25

I.23	Tirée de [112]. Dynamique des spins et SSR représenté sur la sphère de Bloch en se plaçant dans le référentiel tournant du spin moyen.	26
I.24	Tirée de [114]. Compétition entre le SSR et l'écho de spin.	27
I.25	Tirée de [124]. Évolution du contraste avec T pour différentes densités.	28
I.26	Tirée de [124]. (a) Déplacement en fréquence en fonction du temps de Ramsey pour trois densités avec (b) les simulations correspondantes. (c) Déplacement en fréquence en fonction de la densité pour différents temps de Ramsey avec (d) les simulations correspondantes.	29
II.1	Séquence temporelle typique de l'expérience.	32
II.2	Schéma représentant l'agencement des principaux faisceaux lasers.	33
II.3	Niveaux d'énergie et transitions mis en jeu	34
II.4	Schéma du banc optique des lasers de refroidissement et repompeur. Schéma en transparence tiré de [112].	35
II.5	Plus grands nombres d'atomes obtenus en fonction de la température du nuage, au cours de cette thèse (rouge) et des thèses précédentes (noir).	39
II.6	Imagerie par absorption de l'échantillon atomique au seuil de condensation après 20 ms de temps de vol.	40
II.7	Premier condensat. Imagerie après 20 ms de temps de vol.	42
II.8	Second condensat. Imagerie après 15 ms de temps de vol.	42
II.9	Schéma du montage pour les faisceaux lasers du réseau (532 nm) et du super-réseau (515 nm).	43
II.10	Imagerie par absorption après 5 ms de temps de vol pour différents temps de piégeage dans le réseau.	44
II.11	Oscillations de Bloch en impulsion observées à l'imagerie.	44
II.12	Imagerie par absorption après 10 ms de piégeage dans le réseau à environ $1 E_{\text{rec}}$ de profondeur.	45
II.13	Schéma des niveaux d'énergie mis en jeu pour la polarisation sélective dans le niveau $ F = 2, m_F = 1\rangle$	49
II.14	Imagerie par absorption après 6 ms de temps de vol.	49
II.15	(Tirée de [132]) Profil du faisceau à 515 nm, après 3 m de propagation, à une puissance de 10 W.	50
II.16	Photo des enceintes à vide : en bas la chambre principale et au dessus l'extension où se trouvent les miroirs.	51
II.17	Temps de vie dans le MOT. La courbe rouge est un ajustement par une décroissance exponentielle qui permet d'extraire le temps de vie $\tau = 29$ s.	52
III.1	Densité de probabilité dans la direction verticale dans le piège dipolaire harmonique et dans le réseau à une profondeur de $1,9 E_{\text{rec}}$ (à gauche) avec la taille correspondante évoluant pendant deux périodes de Bloch (à droite).	55
III.2	Amortissement du contraste pour un interféromètre Ramsey-Raman symétrisé. L'amortissement augmente avec la densité, ici proportionnelle au nombre d'atomes. Courbe noire : 6 900 atomes – Courbe rouge : 21 400 atomes.	57
III.3	Effet du laser de confinement transverse sur le taux d'amortissement du contraste γ . Le contraste suit une décroissance exponentielle : $C(T, N_{\text{at}}) = C_0 e^{-\gamma(N_{\text{at}})T}$. Les courbes continues sont des ajustements linéaires : $\gamma(N_{\text{at}}) = \gamma_0 + \alpha N_{\text{at}}$	59
III.4	Évolution du paramètre α extrait de l'ajustement linéaire du taux de décroissance du contraste $\gamma = \gamma_0 + \alpha N_{\text{at}}$ en fonction de la fréquence du piège transverse ν_r	60
III.5	Évolution du paramètre γ_0 extrait de l'ajustement linéaire du taux de décroissance du contraste $\gamma = \gamma_0 + \alpha N_{\text{at}}$ en fonction de la fréquence du piège transverse ν_r	61

III.6	Bruit de phase de l'interféromètre Ramsey-Raman symétrisé (après soustraction du bruit de détection) en fonction de la durée T de l'interféromètre. La droite en rouge est un ajustement linéaire.	62
III.7	Sensibilité relative estimée en fonction de la durée T de l'interféromètre Ramsey-Raman symétrique (RRS), pour trois nombres d'atomes. À gauche : waist du laser de confinement transverse = 150 μm – À droite : waist du laser de confinement transverse = 300 μm	63
III.8	Franges de Ramsey typiques obtenues avec 15 000 atomes et pour une durée d'interféromètre $T=2,7\text{s}$. La courbe rouge est ajustement sinusoïdal des données.	64
III.9	Écart-type d'Allan des fluctuations relatives de la mesure de la fréquence de Bloch, réalisée avec une résolution spatiale de 3 μm , avec un nuage chargé depuis le piège dipolaire optique. La courbe rose en pointillé (verte tiretée) correspond à des mesures avec une séparation spatiale de $\Delta l = -6$ ($\Delta l = +6$) puits. La courbe bleue continue correspond à la mesure différentielle obtenue à partir de la demi-différence entre les deux mesures précédentes. La courbe rouge tiretée correspond à la mesure réalisée dans [112] avec un nuage de plusieurs mm chargé à partir d'une mélasse optique.	65
III.10	Densité spectrale de puissance du bruit de phase de l'oscillateur utilisé pour générer le signal de référence.	67
III.11	Couplage Raman en fonction de la profondeur du réseau pour une séparation de $\Delta l = \pm 6$ puits. Le calcul est expliqué section I.3.2. La calibration décrite dans le texte se fait entre 2,3 et 2,7 E_{rec} où le couplage évolue linéairement avec la profondeur.	68
III.12	Calibration de la profondeur du réseau avec la probabilité de transition. L'ajustement linéaire donne $-0,53 \pm 0,02 E_{rec}^{-1}$	69
III.13	Sensibilité relative estimée en fonction de la durée T de l'interféromètre RRS pour trois nombre d'atomes avec un waist du laser de confinement transverse de 300 μm . À gauche : Après sélection de 10% des atomes. – À droite : Après sélection de 10% des atomes et avec un bruit de détection réduit au niveau du bruit de projection quantique.	70
III.14	Sensibilité relative attendue sur la mesure du potentiel de Casimir-Polder en fonction de la distance au miroir en unité de puits (en noir en bas) ou en μm (en rouge en haut).	70
III.15	Séquence temporelle de l'interféromètre multi- π , dans ses deux configurations, accompagnée du schéma des niveaux d'énergie mis en jeu. Des interféromètres 2- π sont représentés dans cet exemple.	71
III.16	Niveaux d'énergies de l'atome habillé en fonction du désaccord des photons.	73
III.17	Efficacité de diffraction en fonction de la commande pour les deux faisceaux Raman. Les lignes continues sont des ajustements par la fonction III.14.	73
III.18	Évolution de la puissance et de la fréquence Raman au cours du passage adiabatique.	74
III.19	Efficacité du passage adiabatique en fonction de l'amplitude de l'impulsion Blackman ($\tau_R = 60\text{ms}$, $\delta_0 = 150\text{Hz}$).	75
III.20	Évolution temporelle de la probabilité de transition, dans des conditions non optimisées, pour une impulsion en créneau classique et dans le cas du passage adiabatique.	76
III.21	Évolution temporelle de la probabilité de transition, dans des conditions optimisées, dans le cas du passage adiabatique.	76
III.22	Interféromètres $N-\pi$ en configuration 1 (voir III.15) avec $N = 0$ à 3, pour le cas du passage adiabatique.	77
III.23	Interféromètres $N-\pi$ en configuration 2 (voir III.15) avec $N = 1$ à 4, pour le cas des impulsions en créneau.	77

III.24	Évolution du contraste des interféromètres multi- π en fonction de la séparation	78
III.25	Évolution de l'interféromètre 1- π avec $\Delta l = 3$ et $T = 200$ ms.	79
III.26	Évolution du contraste et de la phase de l'interféromètre multi- π	79
IV.1	Oscillation de Rabi pour une transition avec $\Delta l = 5$ à une profondeur de $2,5 E_{\text{rec}}$	88
IV.2	À gauche : mesure de la fréquence centrale en fonction du nombre d'atomes. À droite : déplacement collisionnel en fonction de l'angle θ_1	89
IV.3	Paramètre B extrait de l'ajustement IV.8 en fonction de la séparation Δl . La droite bleue correspond à la moyenne des données pondérée par leurs incertitudes, avec en transparence l'écart-type associé. La droite en rouge est la valeur théorique.	90
IV.4	Paramètre A extrait de l'ajustement IV.8 en fonction de la séparation Δl	90
IV.5	Équation IV.9 correspondant au recouvrement de deux distributions gaussiennes séparées de Δl	92
IV.6	Paramètre A extrait de l'ajustement IV.8 en fonction de la séparation Δl . Les courbes continues correspondent au modèle IV.3.1.	93
IV.7	Recouvrement entre deux états de Wannier-Stark séparés de Δl puits.	94
IV.8	Paramètre A extrait de l'ajustement IV.8 en fonction de la séparation Δl . Les courbes continues correspondent au modèle IV.3.2.	94
IV.9	Schéma représentant l'indiscernabilité et la fonction de corrélation entre différentes superposition d'états de Wannier-Stark.	96
IV.10	Paramètre A extrait de l'ajustement IV.8 en fonction de la séparation Δl . Les courbes continues correspondent au modèle IV.3.3.	96
IV.11	Paramètre A extrait de l'ajustement IV.8 en fonction de la séparation Δl . Les courbes continues correspondent au modèle IV.4.1.	98
IV.12	Paramètre A extrait de l'ajustement IV.8 en fonction de la séparation Δl . Les courbes continues correspondent au modèle IV.4.2.	99
IV.13	Paramètre A extrait de l'ajustement IV.8 en fonction de la séparation Δl . Les courbes continues correspondent au modèle IV.4.2.	100
IV.14	Déplacement collisionnel dans un interféromètre micro-onde sans séparation en fonction de la profondeur.	102
V.1	Super-réseau avec $U_1 = 7,3 E_{\text{rec}}$ et $U_2 = 0,5 E_{\text{rec}}$	110
V.2	Décroissance du contraste des oscillations de Bloch observées à l'imagerie en fonction du temps passé dans le réseau pour une profondeur du réseau 1 $U_1 \approx 7 E_{\text{rec}}$	111
V.3	Méthode de sélection d'un unique état de Wannier-Stark dans le super-réseau. Les niveaux d'énergie dans le réseau sont représentés par les traits gris pointillés et ceux dans le super-réseau par les traits noirs continus.	112
V.4	Position des raies dans le super-réseau avec $U_1 = 7,3 E_{\text{rec}}$ et pour trois modulations U_2	113
V.5	Évolution du couplage $\langle \text{WS}_l e^{-ik_R z} \text{WS}_{l+\Delta l} \rangle$ en fonction de la position moyenne de l'état de Wannier-Stark $ \text{WS}_l\rangle$. Dans les deux cas la profondeur optimise le couplage dans le réseau sans modulation.	114
V.6	Spectres Raman dans le super-réseau pour différentes puissances du réseau 2 et avec $U_1 = 4,2 E_{\text{rec}}$ et $\tau = 19$ ms. Les courbes continues sont les simulations correspondantes aux différentes profondeurs U_2	115
V.7	Spectre Raman dans le réseau 2 avec $P_2 = 5,3$ W et $\tau = 10$ ms.	116
V.8	Spectres Raman dans le super-réseau avec $U_1 = 4 E_{\text{rec}}$. Les courbes rouges continues sont les simulations.	118
V.9	Spectre Raman dans le super-réseau avec $U_1 \approx 7 E_{\text{rec}}$, $U_2 \approx 0,2 E_{\text{rec}}$ et $\tau = 1$ s. L'encart présente le spectre dans le réseau simple.	119

V.10	Impact des inhomogénéités de profondeurs. Une variation d'environ 20% des profondeurs des deux réseaux est ajoutée à la simulation de la figure V.9.	120
V.11	Spectres Raman dans le super-réseau avec $U_1 \approx 7 E_{\text{rec}}$ et $U_2 \approx 0,2 E_{\text{rec}}$	122
V.12	Écart-type d'Allan des fluctuations de position mesurée. La droite en rouge correspond à des fluctuations de $0,45 \mu\text{m}$ coup à coup sans corrélations.	122
V.13	Spectre Raman dans le réseau simple pour différentes puissances du laser de confinement transverse.	123
V.14	Variation de fréquence de la source à 1030 nm.	124
V.15	Impact des inhomogénéités de fréquence. Une variation de 10 MHz des fréquences des deux réseaux est ajoutée à la simulation de la figure V.9.	124
V.16	Simulations des spectres dans le super-réseau incluant à la fois des fluctuations de fréquence des réseaux ainsi que des inhomogénéités de profondeurs. 9 spectres sont moyennés avec des variations de $\pm 5\%$ de la profondeur et de ± 5 MHz pour la fréquence des deux réseaux.	126
V.17	Spectres Raman avant (en noir) et après la sélection standard pour 3 fréquences de sélection, pour des durées d'impulsions de sélection et de spectroscopie $\tau = 110$ ms avec $U_1 = 4 E_{\text{rec}}$ et $U_2 = 0,045 E_{\text{rec}}$. Les simulations tiennent compte de variations de ± 5 MHz de fréquence des réseaux et de $\pm 10\%$ de leur profondeur.	127
V.18	États sélectionnés	128
V.19	Séquence de sélection mêlée à la préparation puis spectroscopie	130
V.20	Spectres Raman avant (en noir) et après (en bleu) la sélection type "MW", pour des durées d'impulsions de sélection et de spectroscopie $\tau = 120$ ms avec $U_1 = 3 E_{\text{rec}}$ et $U_2 = 0,045 E_{\text{rec}}$. Les simulations tiennent compte de variations de ± 5 MHz de fréquence des réseaux et de $\pm 10\%$ de leur profondeur. Le profil de l'impulsion de sélection est représenté en gris.	131
V.21	Séquence de sélection "MW"	132
V.22	Séparation en fréquence entre les deux populations sélectionnées par la séquence "composite"	132

Liste des tableaux

II.1	Paramètres utilisés pour l'évaporation dans les différents chapitres. Les densités maximales et tailles minimales obtenues sont également indiquées.	39
III.1	Sources de bruit et leurs contributions aux fluctuations de la mesure pour un interféromètre Ramsey-Raman symétrisé de durée $T = 2,7$ s, avec $N_{at} = 15\,000$ atomes et un contraste $C \sim 0,3$	66
IV.1	Profondeurs U_0 qui optimisent le couplage pour des séparations Δl	89

Bibliographie

- [1] S. Reynaud and M.-T. Jaekel, “Testing the Newton law at long distances,” *International Journal of Modern Physics A*, vol. 20, p. 2294, 2005, 13 pages, 3 figures. [Online]. Available : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00004847> 2
- [2] S. Dimopoulos and G. Giudice, “Macroscopic forces from supersymmetry,” *Physics Letters B*, vol. 379, no. 1, pp. 105 – 114, 1996. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269396003905> 2
- [3] I. Antoniadis, S. Dimopoulos, and G. Dvali, “Millimetre-range forces in superstring theories with weak-scale compactification,” *Nuclear Physics B*, vol. 516, no. 1, pp. 70 – 82, 1998. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321397008080> 2
- [4] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, “The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter,” *Physics Letters B*, vol. 429, no. 3, pp. 263 – 272, 1998. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269398004663> 2
- [5] I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, “New dimensions at a millimeter to a fermi and superstrings at a tev,” *Physics Letters B*, vol. 436, no. 3, pp. 257 – 263, 1998. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269398008600> 2
- [6] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, “Phenomenology, astrophysics, and cosmology of theories with submillimeter dimensions and tev scale quantum gravity,” *Phys. Rev. D*, vol. 59, p. 086004, Mar 1999. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.59.086004> 2
- [7] S. Dimopoulos and A. A. Geraci, “Probing submicron forces by interferometry of bose-einstein condensed atoms,” *Phys. Rev. D*, vol. 68, p. 124021, Dec 2003. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.68.124021> 2, 5
- [8] M. Cicoli, F. G. Pedro, and G. Tasinato, “Natural quintessence in string theory,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2012, no. 07, p. 044, 2012. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/1475-7516/2012/i=07/a=044> 2
- [9] T. Damour, “String theory, cosmology and varying constants,” *Astrophysics and Space Science*, vol. 283, no. 4, pp. 445–456, Mar 2003. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1023/A:1022596316014> 2
- [10] G. Dvali and M. Zaldarriaga, “Changing α with time : Implications for fifth-force-type experiments and quintessence,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, p. 091303, Feb 2002. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.091303> 2
- [11] C. J. A. P. Martins, “The status of varying constants : a review of the physics, searches and implications,” *Reports on Progress in Physics*, vol. 80, no. 12, p. 126902, 2017. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0034-4885/80/i=12/a=126902> 2
- [12] H. YUKAWA, “On the interaction of elementary particles. i,” *Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan. 3rd Series*, vol. 17, pp. 48–57, 1935. [Online]. Available : https://doi.org/10.11429/ppmsj1919.17.0_48 2

- [13] H. Yukawa and S. Sakata, “On the interaction of elementary particles ii,” *Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan. 3rd Series*, vol. 19, pp. 1084–1093, 1937. [Online]. Available : https://doi.org/10.11429/ppmsj1919.19.0_1084 2
- [14] H. Yukawa, S. Sakata, and M. Taketani, “On the interaction of elementary particles. iii,” *Progress of Theoretical Physics Supplement*, vol. 1, pp. 24–45, 1955. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1143/PTPS.1.24> 2
- [15] C. M. G. LATTES, H. MUIRHEAD, G. P. S. OCCHIALINI, and C. F. POWELL, “Processes involving charged mesons,” *Nature*, vol. 159, p. 694, May 1947. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1038/159694a0> 2
- [16] B. Pelle, “Interféromètres atomiques dans un réseau optique,” Ph.D. dissertation, Université Pierre et Marie Curie, 2013. [Online]. Available : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00921181> 3, 12, 21, 31, 33, 36, 37, 46, 48, 67, 123
- [17] G. L. Klimchitskaya and V. M. Mostepanenko, “Constraints on axionlike particles and non-newtonian gravity from measuring the difference of casimir forces,” *Phys. Rev. D*, vol. 95, p. 123013, Jun 2017. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.95.123013> 3
- [18] R. S. Decca, D. López, E. Fischbach, G. L. Klimchitskaya, D. E. Krause, and V. M. Mostepanenko, “Tests of new physics from precise measurements of the casimir pressure between two gold-coated plates,” *Phys. Rev. D*, vol. 75, p. 077101, Apr 2007. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.75.077101> 3
- [19] R. S. Decca, D. López, H. B. Chan, E. Fischbach, D. E. Krause, and C. R. Jamell, “Constraining new forces in the casimir regime using the isoelectronic technique,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, p. 240401, Jun 2005. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.240401> 3
- [20] J. Wang, S. Guan, K. Chen, W. Wu, Z. Tian, P. Luo, A. Jin, S. Yang, C. Shao, and J. Luo, “Test of non-newtonian gravitational forces at micrometer range with two-dimensional force mapping,” *Phys. Rev. D*, vol. 94, p. 122005, Dec 2016. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.94.122005> 3
- [21] M. Masuda and M. Sasaki, “Limits on nonstandard forces in the submicrometer range,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 171101, Apr 2009. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.171101> 3
- [22] A. A. Geraci, S. J. Smullin, D. M. Weld, J. Chiaverini, and A. Kapitulnik, “Improved constraints on non-newtonian forces at 10 microns,” *Phys. Rev. D*, vol. 78, p. 022002, Jul 2008. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.78.022002> 3
- [23] Y.-J. Chen, W. K. Tham, D. E. Krause, D. López, E. Fischbach, and R. S. Decca, “Stronger limits on hypothetical yukawa interactions in the 30–8000 nm range,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, p. 221102, Jun 2016. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.221102> 3
- [24] G. Bimonte, D. López, and R. S. Decca, “Isoelectronic determination of the thermal casimir force,” *Phys. Rev. B*, vol. 93, p. 184434, May 2016. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.93.184434> 3
- [25] A. O. Sushkov, W. J. Kim, D. A. R. Dalvit, and S. K. Lamoreaux, “New experimental limits on non-newtonian forces in the micrometer range,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, p. 171101, Oct 2011. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.171101> 3
- [26] J. Chiaverini, S. J. Smullin, A. A. Geraci, D. M. Weld, and A. Kapitulnik, “New experimental constraints on non-newtonian forces below 100 μm ,” *Phys. Rev. Lett.*,

-
- vol. 90, p. 151101, Apr 2003. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.90.151101> 2
- [27] S. J. Smullin, A. A. Geraci, D. M. Weld, J. Chiaverini, S. Holmes, and A. Kapitulnik, “Constraints on yukawa-type deviations from newtonian gravity at 20 microns,” *Phys. Rev. D*, vol. 72, p. 122001, Dec 2005. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.72.122001> 2
- [28] D. J. Kapner, T. S. Cook, E. G. Adelberger, J. H. Gundlach, B. R. Heckel, C. D. Hoyle, and H. E. Swanson, “Tests of the gravitational inverse-square law below the dark-energy length scale,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, p. 021101, Jan 2007. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.021101> 2
- [29] A. Geraci and H. Goldman, “Sensing short range forces with a nanosphere matter-wave interferometer,” *Phys. Rev. D*, vol. 92, p. 062002, Sep 2015. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.92.062002> 2
- [30] C. C. Haddock, N. Oi, K. Hirota, T. Ino, M. Kitaguchi, S. Matsumoto, K. Mishima, T. Shima, H. M. Shimizu, W. M. Snow, and T. Yoshioka, “Search for deviations from the inverse square law of gravity at nm range using a pulsed neutron beam,” *Phys. Rev. D*, vol. 97, p. 062002, Mar 2018. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.97.062002> 3
- [31] V. V. Nesvizhevsky, G. Pignol, and K. V. Protasov, “Neutron scattering and extra-short-range interactions,” *Phys. Rev. D*, vol. 77, p. 034020, Feb 2008. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.77.034020> 3
- [32] Y. Kamiya, K. Itagaki, M. Tani, G. N. Kim, and S. Komamiya, “Constraints on new gravitylike forces in the nanometer range,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 114, p. 161101, Apr 2015. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.161101> 3
- [33] E. J. W. Verwey, “Theory of the stability of lyophobic colloids.” *The Journal of Physical and Colloid Chemistry*, vol. 51, no. 3, pp. 631–636, 1947. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1021/j150453a001> 3
- [34] E. J. W. Verwey and J. T. G. Overbeek, “Long distance forces acting between colloidal particles,” *Trans. Faraday Soc.*, vol. 42, pp. B117–B123, 1946. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1039/TF946420B117> 3
- [35] H. B. G. Casimir and D. Polder, “The influence of retardation on the London-Van der Waals forces,” *Phys. Rev.*, vol. 73, pp. 360–372, Feb 1948. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.73.360> 3
- [36] G. J. Maclay, H. Fearn, and P. W. Milonni, “Of some theoretical significance : implications of casimir effects,” *European Journal of Physics*, vol. 22, no. 4, p. 463, 2001. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0143-0807/22/i=4/a=323> 4
- [37] H. B. G. Casimir, “On the attraction between two perfectly conducting plates,” *Indag. Math.*, vol. 10, pp. 261–263, 1948. 4
- [38] E. M. Lifshitz, “The theory of molecular attractive forces between solids,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 2, pp. 73–83, 1956. 4
- [39] I. E. Dzyaloshinskii, E. M. Lifshitz, and L. P. Pitaevskii, “General theory of van der Waals’ forces,” *Soviet Physics Uspekhi*, vol. 4, no. 2, p. 153, 1961. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0038-5670/4/i=2/a=R01> 4
- [40] M. J. Sparnaay, “Attractive forces between flat plates,” *Nature*, vol. 180, p. 334, Aug. 1957. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1038/180334b0> 4
- [41] —, “Measurements of attractive forces between flat plates,” *Physica*, vol. 24, no. 6, pp. 751 – 764, 1958. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0031891458800907> 4

- [42] P. H. G. M. van Blokland and J. T. G. Overbeek, “Van der Waals forces between objects covered with a chromium layer,” *Journal of the Chemical Society, Faraday Transactions 1 : Physical Chemistry in Condensed Phases*, vol. 74, no. 0, pp. 2637–2651, 1978. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1039/F19787402637> 4
- [43] S. K. Lamoreaux, “Demonstration of the casimir force in the 0.6 to 6 μ m range,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, pp. 5–8, Jan 1997. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.78.5> 4
- [44] —, “Erratum : Demonstration of the casimir force in the 0.6 to 6 μ m range [phys. rev. lett. 78, 5 (1997)],” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, pp. 5475–5476, Dec 1998. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.5475> 4
- [45] U. Mohideen and A. Roy, “Precision measurement of the Casimir force from 0.1 to 0.9 μ m,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, pp. 4549–4552, Nov 1998. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.4549> 4
- [46] H. B. Chan, V. A. Aksyuk, R. N. Kleiman, D. J. Bishop, and F. Capasso, “Quantum mechanical actuation of microelectromechanical systems by the Casimir force,” *Science*, vol. 291, no. 5510, pp. 1941–1944, 2001. [Online]. Available : <http://science.sciencemag.org/content/291/5510/1941> 4
- [47] G. Bressi, G. Carugno, R. Onofrio, and G. Ruoso, “Measurement of the Casimir force between parallel metallic surfaces,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, p. 041804, Jan 2002. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.041804> 5
- [48] J. N. Munday, F. Capasso, and V. A. Parsegian, “Measured long-range repulsive Casimir-Lifshitz forces,” *Nature*, vol. 457, p. 170, Jan. 2009. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1038/nature07610> 5
- [49] M. Levin, A. P. McCauley, A. W. Rodriguez, M. T. H. Reid, and S. G. Johnson, “Casimir repulsion between metallic objects in vacuum,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 090403, Aug 2010. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.090403> 5
- [50] C. I. Sukenik, M. G. Boshier, D. Cho, V. Sandoghdar, and E. A. Hinds, “Measurement of the casimir-polder force,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 70, pp. 560–563, Feb 1993. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.70.560> 5
- [51] A. Landragin, J.-Y. Courtois, G. Labeyrie, N. Vansteenkiste, C. I. Westbrook, and A. Aspect, “Measurement of the van der waals force in an atomic mirror,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, pp. 1464–1467, Aug 1996. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.1464> 5
- [52] F. Shimizu, “Specular reflection of very slow metastable neon atoms from a solid surface,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, pp. 987–990, Feb 2001. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.987> 5
- [53] V. Druzhinina and M. DeKieviet, “Experimental observation of quantum reflection far from threshold,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, p. 193202, Nov 2003. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.193202> 5
- [54] T. A. Pasquini, Y. Shin, C. Sanner, M. Saba, A. Schirotzek, D. E. Pritchard, and W. Ketterle, “Quantum reflection from a solid surface at normal incidence,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, p. 223201, Nov 2004. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.223201> 5
- [55] H. Oberst, Y. Tashiro, K. Shimizu, and F. Shimizu, “Quantum reflection of he* on silicon,” *Phys. Rev. A*, vol. 71, p. 052901, May 2005. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.71.052901> 5

-
- [56] D. M. Harber, J. M. Obrecht, J. M. McGuirk, and E. A. Cornell, “Measurement of the casimir-polder force through center-of-mass oscillations of a bose-einstein condensate,” *Phys. Rev. A*, vol. 72, p. 033610, Sep 2005. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.72.033610> 5
- [57] M. Antezza, L. P. Pitaevskii, and S. Stringari, “Effect of the casimir-polder force on the collective oscillations of a trapped bose-einstein condensate,” *Phys. Rev. A*, vol. 70, p. 053619, Nov 2004. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.70.053619> 5
- [58] J. M. Obrecht, R. J. Wild, M. Antezza, L. P. Pitaevskii, S. Stringari, and E. A. Cornell, “Measurement of the temperature dependence of the casimir-polder force,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, p. 063201, Feb 2007. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.063201> 5
- [59] H. Failache, S. Saltiel, M. Fichet, D. Bloch, and M. Ducloy, “Resonant van der waals repulsion between excited cs atoms and sapphire surface,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, pp. 5467–5470, Dec 1999. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.5467> 5
- [60] B. P. Anderson and M. A. Kasevich, “Macroscopic quantum interference from atomic tunnel arrays,” *Science*, vol. 282, no. 5394, pp. 1686–1689, 1998. [Online]. Available : <http://science.sciencemag.org/content/282/5394/1686> 5, 44
- [61] I. Carusotto, L. Pitaevskii, S. Stringari, G. Modugno, and M. Inguscio, “Sensitive measurement of forces at the micron scale using bloch oscillations of ultracold atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, p. 093202, Aug 2005. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.95.093202> 5
- [62] G. Roati, E. de Mirandes, F. Ferlaino, H. Ott, G. Modugno, and M. Inguscio, “Atom interferometry with trapped fermi gases,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, p. 230402, Jun 2004. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.230402> 5, 43
- [63] F. Sorrentino, A. Alberti, G. Ferrari, V. V. Ivanov, N. Poli, M. Schioppo, and G. M. Tino, “Quantum sensor for atom-surface interactions below $10 \mu\text{m}$,” *Phys. Rev. A*, vol. 79, p. 013409, Jan 2009. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.79.013409> 5
- [64] A. Derevianko, B. Obreshkov, and V. A. Dzuba, “Mapping out atom-wall interaction with atomic clocks,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, p. 133201, Sep 2009. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.133201> 6
- [65] P. Wolf, P. Lemonde, A. Lambrecht, S. Bize, A. Landragin, and A. Clairon, “From optical lattice clocks to the measurement of forces in the casimir regime,” *Phys. Rev. A*, vol. 75, p. 063608, Jun 2007. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.75.063608> 6
- [66] A. Maury, “Effet casimir-polder sur des atomes piégés,” Ph.D. dissertation, Université Pierre et Marie Curie, 2016. [Online]. Available : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01478886> 6, 70
- [67] R. Messina, S. Pelisson, M.-C. Angonin, and P. Wolf, “Atomic states in optical traps near a planar surface,” *Phys. Rev. A*, vol. 83, p. 052111, May 2011. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.83.052111> 6
- [68] D. E. Krause and E. Fischbach, “Isotopic dependence of the casimir force,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, p. 190406, Oct 2002. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.190406> 7

- [69] L. de Broglie, “Waves and Quanta,” *Nature*, vol. 112, p. 540, Oct. 1923. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1038/112540a0> 7
- [70] —, “Compte-rendu hebdomadaire des scéances de l’Académie des Sciences,” p. 507, septembre 1923. 7
- [71] C. Davisson and L. H. Germer, “Diffraction of electrons by a crystal of nickel,” *Phys. Rev.*, vol. 30, pp. 705–740, Dec 1927. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.30.705> 7
- [72] L. Marton, “Electron interferometer,” *Phys. Rev.*, vol. 85, pp. 1057–1058, Mar 1952. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.85.1057> 7
- [73] L. Marton, J. A. Simpson, and J. A. Suddeth, “Electron beam interferometer,” *Phys. Rev.*, vol. 90, pp. 490–491, May 1953. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.90.490> 7
- [74] D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette, and D. E. Pritchard, “An interferometer for atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 66, pp. 2693–2696, May 1991. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.66.2693> 7
- [75] O. Carnal and J. Mlynek, “Young’s double-slit experiment with atoms : A simple atom interferometer,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 66, pp. 2689–2692, May 1991. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.66.2689> 7
- [76] E. M. Rasel, M. K. Oberthaler, H. Batelaan, J. Schmiedmayer, and A. Zeilinger, “Atom wave interferometry with diffraction gratings of light,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, pp. 2633–2637, Oct 1995. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.2633> 7
- [77] D. M. Giltner, R. W. McGowan, and S. A. Lee, “Atom interferometer based on bragg scattering from standing light waves,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, pp. 2638–2641, Oct 1995. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.2638> 7
- [78] C. J. Bordé, “Atomic interferometry with internal state labelling,” *Physics Letters A*, vol. 140, no. 1, pp. 10 – 12, 1989. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375960189905379> 7, 9
- [79] M. Kasevich and S. Chu, “Atomic interferometry using stimulated raman transitions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, pp. 181–184, Jul 1991. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.181> 7
- [80] I. I. Rabi, J. R. Zacharias, S. Millman, and P. Kusch, “A new method of measuring nuclear magnetic moment,” *Phys. Rev.*, vol. 53, pp. 318–318, Feb 1938. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.53.318> 7
- [81] N. F. Ramsey, “A molecular beam resonance method with separated oscillating fields,” *Phys. Rev.*, vol. 78, pp. 695–699, Jun 1950. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.78.695> 7, 15
- [82] K. Moler, D. S. Weiss, M. Kasevich, and S. Chu, “Theoretical analysis of velocity-selective raman transitions,” *Phys. Rev. A*, vol. 45, pp. 342–348, Jan 1992. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.45.342> 8, 9, 15
- [83] P. Cheinet, “Conception et réalisation d’un gravimètre à atomes froids,” Ph.D. dissertation, Université Pierre et Marie Curie, 2006. [Online]. Available : <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-00070861> 8, 9, 16
- [84] J. Le Gouët, “Étude des performances d’un gravimètre atomique absolu : sensibilité limite et exactitude préliminaire,” Ph.D. dissertation, Université Paris Sud - Paris XI, 2008. [Online]. Available : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00311422/> 9

-
- [85] A. Gauguier, “Gyromètre à atomes froids : Étude de la stabilité limite et des effets systématiques liés aux séparatrices lasers,” Ph.D. dissertation, Université Pierre et Marie Curie, 2008. [Online]. Available : <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-00322150/9>
- [86] R. Charrière, “Optimisation d’un capteur inertielle à atomes froids par une nouvelle technique de mesure accélérométrique combinant interférométrie atomique et oscillations de bloch,” Ph.D. dissertation, Université Pierre et Marie Curie, 2011. [Online]. Available : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01778037>
- [87] K. J. Weatherill, “A CO₂ laser lattice experiment for cold atoms,” Ph.D. dissertation, Durham University, 2007. [Online]. Available : <https://core.ac.uk/download/pdf/6115809.pdf>
- [88] R. Loudon, *The Quantum Theory of light*. Oxford University press, 2000. 10
- [89] J. E. Sansonetti, “Wavelengths, transition probabilities, and energy levels for the spectra of rubidium (rbi through rbxxxvii),” *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, vol. 35, no. 1, pp. 301–421, 2006. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1063/1.2035727>
- [90] F. Bloch, “Über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 52, no. 7, pp. 555–600, Jul 1929. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1007/BF01339455>
- [91] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid states physics*. Holt, Rinehart and Winston, 1976. 11
- [92] J. Dalibard, “Des cages de lumière pour les atomes : la physique des pièges et des réseaux optiques,” 2013. [Online]. Available : http://www.phys.ens.fr/~dalibard/CdF/2013/Cours_2013.pdf
- [93] G. H. Wannier, “The structure of electronic excitation levels in insulating crystals,” *Phys. Rev.*, vol. 52, pp. 191–197, Aug 1937. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.52.191>
- [94] —, “Wave functions and effective hamiltonian for bloch electrons in an electric field,” *Phys Rev*, vol. 117, pp. 432–439, 1960. 12
- [95] J. Zak, “Stark ladder in solids?” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 20, pp. 1477–1481, Jun 1968. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.20.1477>
- [96] G. H. Wannier, “Stark ladder in solids? a reply,” *Phys. Rev.*, vol. 181, pp. 1364–1365, May 1969. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.181.1364>
- [97] J. Zak, “Stark ladder in solids? a reply to a reply,” *Phys. Rev.*, vol. 181, pp. 1366–1367, May 1969. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.181.1366>
- [98] L. D. Landau, “Zur theorie der energieübertragung. ii,” *Phys. Z. Sowjetunion*, 1932. 12
- [99] C. Zener, “Non-adiabatic crossing of energy levels,” *R. Soc. Lond. A*, vol. 137, p. 696, 1932. 12, 57
- [100] J. B. Krieger and G. J. Iafrate, “Time evolution of bloch electrons in a homogeneous electric field,” *Phys. Rev. B*, vol. 33, pp. 5494–5500, Apr 1986. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.33.5494>
- [101] J. Callaway, “Optical absorption in an electric field,” *Phys. Rev.*, vol. 130, pp. 549–553, Apr 1963. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.130.549>
- [102] R. W. Koss and L. M. Lambert, “Experimental observation of wannier levels in semi-insulating gallium arsenide,” *Phys. Rev. B*, vol. 5, pp. 1479–1483, Feb 1972. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.5.1479>

- [103] E. E. Mendez, F. Agulló-Rueda, and J. M. Hong, “Stark localization in GaAs-GaAlAs superlattices under an electric field,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 60, pp. 2426–2429, Jun 1988. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.60.2426> 12
- [104] S. Péliisson, “Étude d’états atomiques à proximité d’une surface massive - application à l’expérience forca-g,” Ph.D. dissertation, Observatoire de Paris, 2012. [Online]. Available : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00788325> 12, 13, 21, 70
- [105] A. Hilico, “Capteur de forces à atomes piégés dans un réseau optique - caractérisation des performances,” Ph.D. dissertation, Ecole Normale Supérieure, 2014. [Online]. Available : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01075160> 14, 24, 31, 46, 48, 58, 61
- [106] G. Tackmann, B. Pelle, A. Hilico, Q. Beaufils, and F. Pereira dos Santos, “Raman-laser spectroscopy of wannier-stark states,” *Phys. Rev. A*, vol. 84, p. 063422, Dec 2011. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.84.063422> 14, 21, 22
- [107] E. L. Hahn, “Spin echoes,” *Phys. Rev.*, vol. 80, pp. 580–594, Nov 1950. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.80.580> 19
- [108] Q. Beaufils, G. Tackmann, X. Wang, B. Pelle, S. Pelisson, P. Wolf, and F. P. dos Santos, “Laser controlled tunneling in a vertical optical lattice,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, p. 213002, May 2011. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.213002> 20, 21, 139
- [109] B. Pelle, A. Hilico, G. Tackmann, Q. Beaufils, and F. Pereira dos Santos, “State-labeling wannier-stark atomic interferometers,” *Phys. Rev. A*, vol. 87, p. 023601, Feb 2013. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.87.023601> 22, 23, 139
- [110] M.-K. Zhou, B. Pelle, A. Hilico, and F. Pereira dos Santos, “Atomic multiwave interferometer in an optical lattice,” *Phys. Rev. A*, vol. 88, p. 013604, Jul 2013. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.88.013604> 23, 24, 139
- [111] A. Hilico, C. Solaro, M.-K. Zhou, M. Lopez, and F. Pereira dos Santos, “Contrast decay in a trapped-atom interferometer,” *Phys. Rev. A*, vol. 91, p. 053616, May 2015. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.91.053616> 24, 25, 58, 139
- [112] C. Solaro, “Interféromètres atomiques piégés : du régime dilué au régime dense,” Ph.D. dissertation, Université Pierre et Marie Curie, 2016. [Online]. Available : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01508504> 25, 26, 27, 31, 35, 38, 39, 47, 58, 64, 65, 100, 140, 141
- [113] M. G. Tarallo, T. Mazzoni, N. Poli, D. V. Sutyryn, X. Zhang, and G. M. Tino, “Test of einstein equivalence principle for 0-spin and half-integer-spin atoms : Search for spin-gravity coupling effects,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, p. 023005, Jul 2014. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.023005> 25, 129
- [114] C. Solaro, A. Bonnin, F. Combes, M. Lopez, X. Alauze, J.-N. Fuchs, F. Piéchon, and F. Pereira Dos Santos, “Competition between spin echo and spin self-rephasing in a trapped atom interferometer,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, p. 163003, Oct 2016. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.163003> 25, 26, 27, 58, 100, 140
- [115] C. Lhuillier and F. Laloë, “Transport properties in a spin polarized gas, i,” *J. Phys. France*, vol. 43, no. 2, pp. 197–224, 1982. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1051/jphys:01982004302019700> 26
- [116] J. N. Fuchs, D. M. Gangardt, and F. Laloë, “Large amplitude spin waves in ultra-cold gases,” *Eur. Phys. J. D*, vol. 25, no. 1, pp. 57–75, 2003. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1140/epjd/e2003-00219-1> 26

-
- [117] C. Solaro, A. Bonnin, F. Combes, M. Lopez, X. Alauze, J.-N. Fuchs, F. Piéchon, and F. Pereira Dos Santos, “Supplemental material for competition between spin echo and spin self-rephasing in a trapped atom interferometer,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, Oct 2016. [Online]. Available : <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevLett.117.163003> 26, 27
- [118] F. Piéchon, J. N. Fuchs, and F. Laloë, “Cumulative identical spin rotation effects in collisionless trapped atomic gases,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 215301, May 2009. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.215301> 26
- [119] C. Deutsch, F. Ramirez-Martinez, C. Lacroûte, F. Reinhard, T. Schneider, J. N. Fuchs, F. Piéchon, F. Laloë, J. Reichel, and P. Rosenbusch, “Spin self-rephasing and very long coherence times in a trapped atomic ensemble,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 020401, Jul 2010. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.020401> 26, 58, 100
- [120] G. Kleine Büning, J. Will, W. Ertmer, E. Rasel, J. Arlt, C. Klempt, F. Ramirez-Martinez, F. Piéchon, and P. Rosenbusch, “Extended coherence time on the clock transition of optically trapped rubidium,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, p. 240801, Jun 2011. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.240801> 26, 100
- [121] D. M. Harber, H. J. Lewandowski, J. M. McGuirk, and E. A. Cornell, “Effect of cold collisions on spin coherence and resonance shifts in a magnetically trapped ultracold gas,” *Phys. Rev. A*, vol. 66, p. 053616, Nov 2002. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.66.053616> 28, 86, 95, 103
- [122] L. Sárkány, P. Weiss, H. Hattermann, and J. Fortágh, “Controlling the magnetic-field sensitivity of atomic-clock states by microwave dressing,” *Phys. Rev. A*, vol. 90, p. 053416, Nov 2014. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.90.053416> 28
- [123] M. Takamoto and H. Katori, “Spectroscopy of the $^1s_0-^3p_0$ clock transition of ^{87}Sr in an optical lattice,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, p. 223001, Nov 2003. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.223001> 28
- [124] A. Bonnin, C. Solaro, X. Alauze, and F. Pereira Dos Santos, “Magic density in a self-rephasing ensemble of trapped ultracold atoms,” 2018. [Online]. Available : <https://arxiv.org/abs/1807.06877> 28, 29, 140
- [125] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, P. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch, “Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers,” *Optics Communications*, vol. 266, no. 2, pp. 609 – 613, 2006. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401806004561> 32
- [126] D. J. McCarron, S. A. King, and S. L. Cornish, “Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium,” *Measurement Science and Technology*, vol. 19, no. 10, p. 105601, 2008. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0957-0233/19/i=10/a=105601> 33
- [127] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven, “Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms,” *Phys. Rev. A*, vol. 58, pp. 3891–3895, 1998. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.58.3891> 37
- [128] J.-F. Clément, J.-P. Brantut, M. Robert-de Saint-Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer, “All-optical runaway evaporation to bose-einstein condensation,” *Phys. Rev. A*, vol. 79, p. 061406, Jun 2009. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.79.061406> 40

- [129] W. Ketterle, D. S. Durfee, and D. M. Stamper-Kurn, “Making, probing and understanding bose-einstein condensates,” 1999. [Online]. Available : <https://arxiv.org/abs/cond-mat/9904034v2> 41
- [130] M. Ben Dahan, E. Peik, J. Reichel, Y. Castin, and C. Salomon, “Bloch oscillations of atoms in an optical potential,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, pp. 4508–4511, Jun 1996. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.76.4508> 43
- [131] G. Ferrari, N. Poli, F. Sorrentino, and G. M. Tino, “Long-lived bloch oscillations with bosonic sr atoms and application to gravity measurement at the micrometer scale,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, p. 060402, Aug 2006. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.060402> 43
- [132] L. Absil, “Contribution à une expérience d’interférométrie à atomes piégés,” 2017 - Rapport de stage - Supélec. 50, 140
- [133] T. Arpornthip, C. A. Sackett, and K. J. Hughes, “Vacuum-pressure measurement using a magneto-optical trap,” *Phys. Rev. A*, vol. 85, p. 033420, Mar 2012. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.85.033420> 52
- [134] P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, F. Gauguet, A. Yver-Leduc, and A. Landragin, “Measurement of the sensitivity function in a time-domain atomic interferometer,” *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, vol. 57, pp. 1141–1148, 2008. 66, 67
- [135] G. J. Dick, “Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards,” *Proc. 19th Annu. Precise Time and Time Interval Conf.*, vol. 40, p. 133, 1987. 67
- [136] E. Treacy, “Adiabatic inversion with light pulses,” *Physics Letters A*, vol. 27, no. 7, pp. 421 – 422, 1968. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375960168908347> 72
- [137] M. M. T. Loy, “Observation of population inversion by optical adiabatic rapid passage,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 32, pp. 814–817, Apr 1974. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.32.814> 72
- [138] F. Pereira Dos Santos, H. Marion, S. Bize, Y. Sortais, A. Clairon, and C. Salomon, “Controlling the cold collision shift in high precision atomic interferometry,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, p. 233004, Nov 2002. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.233004> 72
- [139] J. C. Camparo and R. P. Frueholz, “A dressed atom interpretation of adiabatic rapid passage,” *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics*, vol. 17, no. 20, p. 4169, 1984. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0022-3700/17/i=20/a=015> 72
- [140] H. Marion, “Contrôle des collisions froides du césium 133, tests de la variation de la constante de structure fine à l’aide d’une fontaine atomique double rubidium-césium,” Ph.D. dissertation, Université Pierre et Marie Curie, 2005. [Online]. Available : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00008921v1> 72
- [141] H. Perrin, “Refroidissement d’atomes de césium confinés dans un piège dipolaire très désaccordé,” Ph.D. dissertation, Université Pierre et Marie Curie, 1998. [Online]. Available : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00003896> 72
- [142] W. Ketterle and H.-J. Miesner, “Coherence properties of bose-einstein condensates and atom lasers,” *Phys. Rev. A*, vol. 56, pp. 3291–3293, Oct 1997. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.56.3291> 86, 95
- [143] M. Naraschewski and R. J. Glauber, “Spatial coherence and density correlations of trapped bose gases,” *Phys. Rev. A*, vol. 59, pp. 4595–4607, Jun 1999. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.59.4595> 86, 95

-
- [144] K. Gibble, “Decoherence and collisional frequency shifts of trapped bosons and fermions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, p. 113202, Sep 2009. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.113202> 86, 101, 103
- [145] Y. Sortais, “Construction d’une fontaine double à atomes froids de ^{87}Rb et ^{133}Cs ; Étude des effets dépendant du nombre d’atomes dans une fontaine,” Ph.D. dissertation, Université Pierre et Marie Curie, 2001. [Online]. Available : <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-00001065/> 86, 97, 101
- [146] S. J. J. M. F. Kokkelmans, B. J. Verhaar, K. Gibble, and D. J. Heinzen, “Predictions for laser-cooled rb clocks,” *Phys. Rev. A*, vol. 56, pp. R4389–R4392, Dec 1997. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.56.R4389> 86
- [147] D. York, N. M. Evensen, M. L. Mart?nez, and J. De Basabe Delgado, “Unified equations for the slope, intercept, and standard errors of the best straight line,” *American Journal of Physics*, vol. 72, no. 3, pp. 367–375, 2004. [Online]. Available : <https://doi.org/10.1119/1.1632486> 91
- [148] G. K. Campbell, M. M. Boyd, J. W. Thomsen, M. J. Martin, S. Blatt, M. D. Swallows, T. L. Nicholson, T. Fortier, C. W. Oates, S. A. Diddams, N. D. Lemke, P. Naidon, P. Julienne, J. Ye, and A. D. Ludlow, “Probing interactions between ultracold fermions,” *Science*, vol. 324, no. 5925, pp. 360–363, 2009. [Online]. Available : <http://science.sciencemag.org/content/324/5925/360> 95, 103
- [149] Y. Sortais, S. Bize, C. Nicolas, A. Clairon, C. Salomon, and C. Williams, “Cold collision frequency shifts in a ^{87}Rb atomic fountain,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, pp. 3117–3120, Oct 2000. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.3117> 97, 98
- [150] C. Fertig and K. Gibble, “Measurement and cancellation of the cold collision frequency shift in an ^{87}Rb fountain clock,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, pp. 1622–1625, Aug 2000. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.1622> 98
- [151] P. A. Altin, G. McDonald, D. Döring, J. E. Debs, T. H. Barter, J. D. Close, N. P. Robins, S. A. Haine, T. M. Hanna, and R. P. Anderson, “Optically trapped atom interferometry using the clock transition of large 87 rb bose-einstein condensates,” *New Journal of Physics*, vol. 13, no. 6, p. 065020, 2011. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/1367-2630/13/i=6/a=065020> 98
- [152] C. Strauss, T. Takekoshi, F. Lang, K. Winkler, R. Grimm, J. Hecker Denschlag, and E. Tiemann, “Hyperfine, rotational, and vibrational structure of the $a^3\Sigma_u^+$ state of $^{87}\text{Rb}_2$,” *Phys. Rev. A*, vol. 82, p. 052514, Nov 2010. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.82.052514> 98
- [153] S. Geltman, “Ultracold scattering of rb atoms and bound states of rb 2,” *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 39, no. 22, p. 4563, 2006. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/0953-4075/39/i=22/a=001> 98
- [154] A. Derevianko, W. R. Johnson, M. S. Safronova, and J. F. Babb, “High-precision calculations of dispersion coefficients, static dipole polarizabilities, and atom-wall interaction constants for alkali-metal atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 3589–3592, May 1999. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.82.3589> 98
- [155] M. Marinescu, H. R. Sadeghpour, and A. Dalgarno, “Dispersion coefficients for alkali-metal dimers,” *Phys. Rev. A*, vol. 49, pp. 982–988, Feb 1994. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.49.982> 98
- [156] J. R. Gardner, R. A. Cline, J. D. Miller, D. J. Heinzen, H. M. J. M. Boesten, and B. J. Verhaar, “Collisions of doubly spin-polarized, ultracold ^{85}Rb

- atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, pp. 3764–3767, May 1995. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.74.3764> 98
- [157] H. M. J. M. Boesten, C. C. Tsai, B. J. Verhaar, and D. J. Heinzen, “Observation of a shape resonance in cold-atom scattering by pulsed photoassociation,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, pp. 5194–5197, Dec 1996. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.5194> 98
- [158] C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, and E. Tiesinga, “Feshbach resonances in ultracold gases,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 82, pp. 1225–1286, Apr 2010. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.82.1225> 98
- [159] E. G. M. van Kempen, S. J. J. M. F. Kokkelmans, D. J. Heinzen, and B. J. Verhaar, “Interisotope determination of ultracold rubidium interactions from three high-precision experiments,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, p. 093201, Feb 2002. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.093201> 98
- [160] B. J. Verhaar, E. G. M. van Kempen, and S. J. J. M. F. Kokkelmans, “Predicting scattering properties of ultracold atoms : Adiabatic accumulated phase method and mass scaling,” *Phys. Rev. A*, vol. 79, p. 032711, Mar 2009. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.79.032711> 98
- [161] K. M. Mertes, J. W. Merrill, R. Carretero-González, D. J. Frantzeskakis, P. G. Kevrekidis, and D. S. Hall, “Nonequilibrium dynamics and superfluid ring excitations in binary bose-einstein condensates,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, p. 190402, Nov 2007. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.99.190402> 98
- [162] M. Egorov, B. Opanchuk, P. Drummond, B. V. Hall, P. Hannaford, and A. I. Sidorov, “Measurement of *s*-wave scattering lengths in a two-component bose-einstein condensate,” *Phys. Rev. A*, vol. 87, p. 053614, May 2013. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.87.053614> 98
- [163] W. Maineult, C. Deutsch, K. Gibble, J. Reichel, and P. Rosenbusch, “Spin waves and collisional frequency shifts of a trapped-atom clock,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, p. 020407, Jul 2012. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.020407> 101
- [164] D. M. Harber, H. J. Lewandowski, J. M. McGuirk, and E. A. Cornell, “The mystery of the ramsey fringe that didn’t chirp - proceedings of xviii icap conference,” 2002. [Online]. Available : <https://www.cfa.harvard.edu/~hrs/icap2002/proceedings/Cornell.pdf> 103
- [165] M. W. Zwierlein, Z. Hadzibabic, S. Gupta, and W. Ketterle, “Spectroscopic insensitivity to cold collisions in a two-state mixture of fermions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, p. 250404, Dec 2003. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.250404> 103
- [166] A. Alberti, G. Ferrari, V. V. Ivanov, M. L. Chiofalo, and G. M. Tino, “Atomic wave packets in amplitude-modulated vertical optical lattices,” *New Journal of Physics*, vol. 12, no. 6, p. 065037, 2010. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/1367-2630/12/i=6/a=065037> 129
- [167] V. V. Ivanov, A. Alberti, M. Schioppo, G. Ferrari, M. Artoni, M. L. Chiofalo, and G. M. Tino, “Coherent delocalization of atomic wave packets in driven lattice potentials,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, p. 043602, Jan 2008. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.043602> 129
- [168] A. Alberti, V. V. Ivanov, G. M. Tino, and G. Ferrari, “Engineering the quantum transport of atomic wavefunctions over macroscopic distances,” *Nature Physics*, vol. 5, p. 547, Jun. 2009. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1038/nphys1310> 129

-
- [169] X. Alauze, “Transport d’atomes ultrafroids à l’aide d’un réseau optique accéléré.” 2015
- Rapport de stage - UPMC. [137](#)

Résumé

Le projet ForCa-G (pour Force de Casimir-Polder et Gravitation) a pour objectif ultime la mesure de forces à courte distance entre un atome et une surface macroscopique. Notre capteur de force met en jeu des atomes de ^{87}Rb piégés dans un réseau optique vertical où des transitions Raman à deux photons permettent de réaliser une superposition cohérente d'états spatialement séparés et de mesurer par interférométrie atomique la variation du potentiel dans la direction verticale. Au vu de la forte dépendance en position des forces d'interaction atome-surface, une très haute résolution spatiale du capteur est requise. Une résolution spatiale micrométrique de la mesure de force est atteinte en diminuant la taille de la source atomique par refroidissement évaporatif. La sensibilité relative, obtenue pour la mesure de la force de pesanteur, de 5×10^{-6} à 1 s, qui s'intègre jusqu'à 8×10^{-8} en 1 h, est à l'état de l'art pour une telle résolution spatiale. L'amélioration de cette résolution implique une augmentation de la densité atomique. Une étude des interactions atomiques est alors réalisée dans la configuration particulière de notre interféromètre à atomes piégés où nous avons un contrôle cohérent sur le recouvrement des paquets d'onde. Afin d'obtenir une résolution spatiale encore meilleure, nous voulons sélectionner un unique état propre du système. Notre choix s'est porté sur la mise en place d'un super-réseau qui lève la dégénérescence de l'incrément en énergie entre puits adjacents.

Mots-clés : Interférométrie atomique, réseau optique, atomes ultrafroids, interactions atomiques, super-réseau, Casimir-Polder, fréquence de Bloch, métrologie, capteur quantique.

Abstract

The aim of the ForCa-G project (for Casimir-Polder Force and Gravitation) is to measure short range forces between an atom and a macroscopic surface. Our force sensor involves ^{87}Rb atoms trapped in a vertical optical lattice where two-photon Raman transitions allow to create a coherent superposition of spatially separated states and thus realize an atom interferometer to measure the variation of the potential in the vertical direction. Given the high position dependence of atom-surface interaction forces, a very high spatial resolution of the sensor is required. A micrometric spatial resolution of the force measurement is achieved by reducing the size of the atomic source using evaporative cooling. The relative sensitivity, obtained for the measurement of the gravitational force, of 5×10^{-6} at 1 s, which averages down to 8×10^{-8} in 1 h, is at the state of the art for such a spatial resolution. Improving this resolution implies an increase in atomic density. A study of atomic interactions is then carried out in the particular configuration of our trapped atom interferometer where we have a coherent control over the wavepackets overlap. In order to improve the spatial resolution further, we will select a single eigenstate of the system. For that, we lift the degeneracy of the energy increment between adjacent wells using a super-lattice.

Key-words : Atom interferometry, optical lattice, ultracold atoms, atomic interactions, super-lattice, Casimir-Polder, Bloch frequency, metrology, quantum sensor.