

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements	iii
I Introduction	1
I.1 Forces à courtes distances	1
I.1.1 Unifier la physique	1
I.1.2 Les théories non-Newtoniennes	2
I.1.3 La force de Casimir	6
I.1.4 La force de Casimir-Polder	8
I.2 Principe de l'interférométrie atomique	11
I.2.1 Historique	11
I.2.2 La transition Raman à deux photons	12
I.2.3 L'interféromètre de Ramsey-Raman	16
I.2.4 Application aux capteurs de forces	17
II Dispositif Expérimental	19
II.1 Atteindre le μK	19
II.1.1 Le nouveau banc de refroidissement	19
II.1.2 Les pièges magnéto-optiques	23
II.2 Atteindre les 100 nK	24
II.2.1 Le refroidissement évaporatif : considérations théoriques	24
II.2.2 Protocole expérimental	28
II.3 Séquences expérimentales	40
II.3.1 Schéma des lasers	40
II.3.2 Chargement depuis la mélasse	43
II.3.3 Chargement depuis le piège dipolaire	43
III Interféromètres en régime dilué	49
III.1 Interféromètres piégés	49
III.1.1 Les états de Wannier-Stark	49
III.1.2 Couplage Raman et transport atomique dans le réseau	51
III.1.3 Echo de spin et interféromètres symétriques	53
	ix

III.2 Effets systématiques et biais associés sur la mesure de ν_B	59
III.2.1 Déplacement lumineux différentiel à 1 photon	59
III.2.2 Déplacement lumineux différentiel à 2 photons	61
III.2.3 Force parasite du piège de confinement transverse	63
III.3 Sensibilité de la mesure	64
III.3.1 Influence du piège de confinement transverse	64
III.3.2 Influence du piège périodique longitudinal	66
III.3.3 Nouvelle meilleure sensibilité court terme	69
III.4 Conclusion	71
IV Interféromètres micro-ondes en régime dense	73
IV.1 Outils théoriques sur l'effet de rotation des spins identiques	73
IV.1.1 Brefs rappels sur la théorie de la diffusion	73
IV.1.2 La statistique quantique à l'origine du champ moyen de spin	77
IV.1.3 Le régime de Knudsen et l'auto-synchronisation des spins	79
IV.2 Compétition entre l'écho et l'auto-synchronisation de spin	84
IV.2.1 Piège dipolaire croisé	84
IV.2.2 Piège mixte	92
IV.3 Déphasage, déplacement collisionnel et densité magique	96
IV.3.1 Fréquence moyenne et non-homogénéité	96
IV.3.2 Densité magique	98
IV.4 Conclusion	101
V Interféromètres à séparation spatiale en régime dense	103
V.1 Etude du contraste	103
V.1.1 Interféromètres Ramsey-Raman	103
V.1.2 Interféromètres Ramsey-Raman symétrique micro-onde	106
V.2 Théorie du champ moyen	107
V.2.1 Déplacement collisionnel moyen	108
V.2.2 Modélisation de la distribution atomique du nuage	109
V.2.3 Non-homogénéité du déplacement collisionnel différentiel	112
V.3 Déplacement collisionnel de la fréquence de Bloch	115
V.3.1 Influence de la densité	115
V.3.2 Influence de la polarisation	116
V.3.3 Influence de la séparation	117
V.3.4 Le retour du mystérieux facteur 2	118

V.4 Conclusion	120
VI Conclusion et perspectives	123
A Grandeurs physiques utiles	127
B Table Optique Raman	131
C Modes de Laguerre-Gauss (0,1)	133
D Articles	135
Bibliographie	165

CHAPITRE I

INTRODUCTION

I.1 Forces à courtes distances

I.1.1 Unifier la physique

Confronté à la diversité de la Nature, le physicien cherche à avoir une compréhension *unifiée* de l'Univers qui l'entoure. Jusqu'à aujourd'hui, les plus belles réalisations de la physique sont allées dans ce sens et lui ont donné raison. Au XVII^e siècle déjà, les travaux d'Isaac Newton, qui marquent le début de la physique moderne, unifiaient la mécanique terrestre à la mécanique céleste. Deux siècles plus tard, James Clerk Maxwell, se basant sur les idées de Michael Faraday, pose les bases de la théorie électromagnétique, unifiant ainsi à la fois les phénomènes électriques, magnétiques et optiques. A ce stade, la théorie de Maxwell est une théorie classique des champs. Il faudra attendre le milieu du XX^e siècle pour que Julian Schwinger et Richard Feynman, parallèlement à Sin-Itiro Tomonaga, parviennent à unifier électromagnétisme et mécanique quantique en proposant la théorie de l'électrodynamique quantique. Ils obtiendront tous les trois le prix Nobel de physique en 1965. L'électrodynamique quantique décrit l'interaction électromagnétique entre deux particules chargées par l'échange d'un photon. Il s'agit de la première théorie quantique des champs. Aujourd'hui, chacune des interactions forte, faible et électromagnétique sont décrites par une théorie quantique des champs qui constitue le modèle standard de la physique des particules. La dernière grande unification date de 1967, lorsque Steven Weinberg, associe les travaux de Sheldon Glashow avec ceux de Robert Brout, François Englert et Peter Higgs, pour proposer une théorie quantique des champs qui unifie l'interaction faible avec l'interaction électromagnétique : la théorie électrofaible. Celle-ci lui valu en 1979, ainsi qu'à Sheldon Glashow et Abdus Salam, le prix Nobel de physique. L'année 2012 marque l'ultime consécration de la théorie électrofaible avec la découverte expérimentale au CERN de l'existence du boson de Higgs, particule essentielle aux fondements de cette théorie¹.

La pertinence de la théorie électrofaible et de son mécanisme de brisure de symétrie induite par le champs de Higgs, ouvre la voie à une unification des trois interactions du modèle standard. Toutefois l'analyse des données expérimentales indique que les constantes de couplages des interaction forte, faible et électromagnétique se rejoignent à une échelle d'énergie vertigineuse

1. Pour des énergies supérieures à la masse du boson de Higgs (environ 125 GeV), les interactions faible et électromagnétique sont équivalentes (symétriques). Pour des énergies inférieures, la symétrie électrofaible est brisée spontanément par le mécanisme de Higgs. L'interaction électromagnétique est alors véhiculée par le photon, l'interaction faible est véhiculée par les bosons W^+ , W^- et Z^0 .

de 10^{15} GeV. Le vaste écart entre cette échelle d'énergie et l'échelle électrofaible constitue un problème à l'unification de ces trois interactions, appelé problème de hiérarchie de jauge. La solution à ce problème peut cependant être envisagée dans le cadre d'une théorie de « Grande Unification Supersymétrique », proposée par Sheldon Glashow et Howard Georgi, dans laquelle les trois interactions seraient unifiables, de façon similaire à la symétrie électrofaible, à une échelle d'énergie de 10^{16} GeV. Malheureusement cette échelle d'énergie, appelée échelle supersymétrique étant difficilement accessible, cette théorie ne peut être ni validée ni rejetée par l'expérience.

Le constat est sans appel. Le modèle standard de la physique des particules, décrivant trois des quatre interactions fondamentales connues à ce jour, et unifiant deux d'entre elles, est particulièrement performant et efficace pour décrire le monde qui nous entoure. Malheureusement un nuage semble lui faire de l'ombre : la théorie quantique des champs ne peut pas inclure l'interaction gravitationnelle. En effet, les interactions forte, faible et électromagnétique s'expliquent comme les résultats de l'échange quantique de bosons virtuels, alors que l'interaction gravitationnelle est une conséquence classique de la courbure de l'espace-temps. Aujourd'hui il est largement admis que la théorie quantique des champs et la théorie de la relativité générale d'Einstein, appelée parfois le modèle standard de la cosmologie, sont incompatibles. L'unification de ces deux modèles standards, constitue donc le « Graal » de la physique fondamentale contemporaine. Cette quête aussi ambitieuse soit-elle, est aussi motivée par une remarque fascinante : l'échelle de Planck, $M_P = \sqrt{\hbar c/G}$, à partir de laquelle les effets de « gravité-quantique » sont censés devenir importants, est de l'ordre de $M_P c^2 \sim 10^{19}$ GeV, ce qui n'est pas très différent de l'échelle d'unification des trois autres interactions fondamentales. Cet indice laisserait penser que les quatre interactions gravitationnelle, électromagnétique, faible et forte pourraient effectivement être unifiées dans une « Théorie du Tout » contenant une échelle fondamentale $M_\star$ de l'ordre de M_P .

I.1.2 Les théories non-Newtoniennes

La découverte inattendue en 1998 de l'accélération de l'expansion de l'Univers [1, 2] vient confirmer que la théorie de la relativité générale, puisqu'elle ne semble pas satisfaisante à l'échelle cosmologique, n'est pas réellement fondamentale. Malheureusement, ces mêmes données cosmologiques indiquent aussi que l'Univers est rempli d'une densité d'énergie du vide ρ_{vac} de l'ordre de 2 meV. Une densité d'énergie si petite est déconcertante car on s'attendrait à ce qu'elle soit de l'ordre de $M_\star^4$ [3]. L'échelle fondamentale étant supposée être de l'ordre de l'échelle supersymétrique ou de l'échelle de Planck, on attendrait donc une densité d'énergie du vide 10^{115} fois plus importante. Ce deuxième problème de hiérarchie, encore plus monstrueux que celui de la hiérarchie de jauge, est appelé problème de la constante cosmologique².

A ce jour, aucune théorie ne permet d'expliquer de manière convaincante le problème de la constante cosmologique. C'est pourquoi plusieurs d'entre elles ont abandonné l'hypothèse que $M_\star \sim M_P$ et supposent que l'échelle fondamentale est en réalité de l'ordre de la densité d'énergie du vide, soit de quelques meV [4, 5]. Si ces théories sont aussi très spéculatives, elles ont toutefois le mérite d'être vérifiables expérimentalement. En effet, une échelle fondamentale de l'ordre de 1 meV impliquerait l'existence d'une physique gravitationnelle nouvelle à des distances de l'ordre de $\sqrt[4]{(\hbar c)^3/\rho_{vac}} \sim 100$ μm et se manifesterait donc comme une déviation à la loi de Newton à courtes distances.

2. La constante cosmologique Λ est reliée à la densité d'énergie du vide par $\Lambda = 8\pi G\rho_{vac}/c^2$. En supposant $M_\star \sim M_P$, Λ serait 10^{120} plus grand que ce qui a été mesuré expérimentalement.

Des dimensions supplémentaires

En 1998, Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali [6] supposent que l'échelle d'énergie fondamentale est en réalité l'échelle électrofaible et que si l'interaction gravitationnelle est très petite devant les trois autres, c'est parce que la gravité, véhiculée par une particule appelée le graviton, peut se propager dans des dimensions supplémentaires, compactes, de la taille de l'ordre du mm. Ces nouvelles dimensions ne sont pas visibles par nos particules du modèle standard car celles-ci sont confinées dans notre sous-espace-temps à quatre dimensions³. Dans ce nouveau cadre théorique, l'échelle de Planck n'est donc pas une échelle fondamentale et sa valeur gigantesque est simplement une conséquence du nombre n de dimensions supplémentaires et de leur volume V_n :

$$M_P^2 = M_\star^{n+2} V_n \quad (\text{I.1})$$

En conséquence, $M_\star$ peut être de l'ordre du TeV. Cette théorie est donc une solution alternative à la théorie de Grande Unification Supersymétrique puisqu'elle explique à elle-seule le problème de hiérarchie de jauge. Toutefois, même en supposant une échelle fondamentale de l'ordre du TeV - échelle d'énergie minimale en dessous de laquelle on aurait dû nécessairement observer des déviations au modèle standard dans les synchrotrons - la constante cosmologique prédite reste quand même 10^{60} fois plus importante que celle qui a été mesurée expérimentalement.

L'existence de dimensions supplémentaires compactes prédit non seulement une échelle fondamentale différente de M_P mais aussi des modifications de la loi de Newton à des distances proches ou inférieures à la longueur de compactification $V_n^{\frac{1}{n}}$. En effet, supposons qu'il existe des particules de jauge présentes dans ces dimensions supplémentaires. Leur couplage à la matière du modèle standard serait dilué de la même manière que celui du graviton. En revanche puisque l'interaction gravitationnelle dépend aussi et principalement de la masse des nucléons, le couplage des bosons de jauge devrait être plus important d'un facteur $\alpha = (M_\star/M_N)^2 \sim 10^6 - 10^8$ [8]. En supposant par exemple $n = 2$, la masse de tels bosons, appelés baryons de jauge de nombre B (gauged B# en anglais), serait alors de l'ordre de $M_\star/(V M_\star^3) \sim M_\star^2/M_P$ d'après (I.1)⁴. Pour une échelle fondamentale de l'ordre du TeV, ceci impliquerait une portée effective de l'interaction de l'ordre de $\lambda = 100 \mu\text{m}$. Celle-ci pourrait donc être observée expérimentalement. La prédiction théorique de cette nouvelle interaction est représentée sur la figure (I.1). Cette figure est très souvent utilisée pour discuter de la quête de nouvelles interactions. Elle représente l'amplitude α et la portée λ de diverses prédictions théoriques paramétrées à l'aide du potentiel de Yukawa (voir paragraphe suivant). Cette carte ($\alpha - \lambda$) comprend aussi les contraintes obtenues expérimentalement sur ces paramètres.

Enfin, Arkani-Hamed et Dimopoulos prédisent une déviation supplémentaire à la loi de Newton dans le cas où d'autres particules appelées messagers de Yukawa (Yukawa messengers en anglais) se propageraient elles aussi dans un sous-espace-temps différent du nôtre [9]. La prédiction théorique d'une interaction véhiculée par ces particules est aussi représentée figure (I.1).

3. Une telle hypothèse est facilement justifiée en théorie de cordes, ou en M-théorie. Ces théories sont d'ailleurs particulièrement accommodantes pour la théorie de Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali [7].

4. Dans ce scénario il est nécessaire que la brisure de supersymétrie, à l'origine de la masse des bosons de jauge, ait lieu dans un sous-espace-temps différent du nôtre.

Les moduli légers

Même si les dimensions supplémentaires sont absentes ou petites, la loi de gravitation de Newton peut quand même être modifiée, à des distances accessibles, par l'échange de bosons virtuels. Une telle déviation peut alors être décrite par la théorie quantique des champs. La méthode est similaire à la proposition de Hideki Yukawa en 1935 lorsqu'il cherchait à expliquer l'interaction forte entre nucléons par l'échange de particules hypothétiques, appelés mésons de Yukawa. Elle consiste à décrire l'interaction à l'aide d'un champ scalaire φ satisfaisant l'équation de Klein-Gordon [10] :

$$\left(\partial_\mu \partial^\mu + \frac{m^2 c^2}{\hbar^2}\right)\varphi = 0 \quad (\text{I.2})$$

où m est la masse de la particule responsable de l'interaction, et c la vitesse de la lumière dans le vide. Si l'on considère une interaction de type gravitationnelle, le champ qui nous intéresse est un potentiel isotrope, statique et à symétrie sphérique. En écrivant $\varphi = U(r)$, l'équation (I.2) devient :

$$\Delta U(r) - \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} U(r) = 0 \quad (\text{I.3})$$

dont la solution est appelée potentiel de Yukawa :

$$U(r) = \frac{C}{r} e^{-r/\lambda} \quad (\text{I.4})$$

où $\lambda = \hbar/mc$ est la longueur de Compton et caractérise la portée de l'interaction et C son amplitude. La somme du potentiel de Yukawa et du potentiel gravitationnel peut donc s'écrire :

$$U(r) = \frac{Gm_1 m_2}{r} (1 + \alpha e^{-r/\lambda}) \quad (\text{I.5})$$

où l'on a posé $\alpha = C/(Gm_1 m_2)$ avec m_1 et m_2 les masses des deux objets considérés et G la constante de gravitation. Dans la théorie des cordes, l'amplitude du potentiel de Yukawa, la masse de la particule responsable de l'interaction, et par conséquent la longueur de Compton dépendent de la géométrie des dimensions supplémentaires. Contraindre par l'expérience les paramètres α et λ permet donc de discriminer entre les différentes théories qui ont été proposées.

Les particules qui vérifient (I.2) sont appelées moduli. Ils ont une masse difficilement estimable mais qui est supposée être proportionnelle à $\sim M_S^2/M_P$ où M_S est l'échelle d'énergie supersymétrique [11]. Les moduli sont donc particulièrement légers dans le cas où cette échelle d'énergie est de l'ordre du TeV. Leur longueur de Compton est alors macroscopique et l'interaction véhiculée par ces moduli induit donc des modifications de la loi de Newton à des distances accessibles par l'expérience. Les prédictions théoriques de l'existence de nouvelles interactions véhiculées par des moduli légers sont représentées figure (I.1).

Parmi ces moduli, il existe des moduli se couplant aux gluons, des moduli se couplant aux quarks, au boson de Higgs ainsi qu'au lepton (moduli de Yukawa) et un modulus se couplant aux nucléons, appelé le dilaton. Le dilaton est particulièrement intéressant puisque son couplage avec la matière du modèle standard peut se calculer explicitement [12]. De plus, cette particule étant directement reliée à la constante cosmologique Λ , le même phénomène responsable de la petitesse de la constante cosmologique devrait aussi réduire la masse du dilaton [13]. La mise en évidence d'une modification de la loi de Newton à courtes distances liée à l'existence du dilaton constituerait une preuve irréfutable de la théorie de cordes [3].

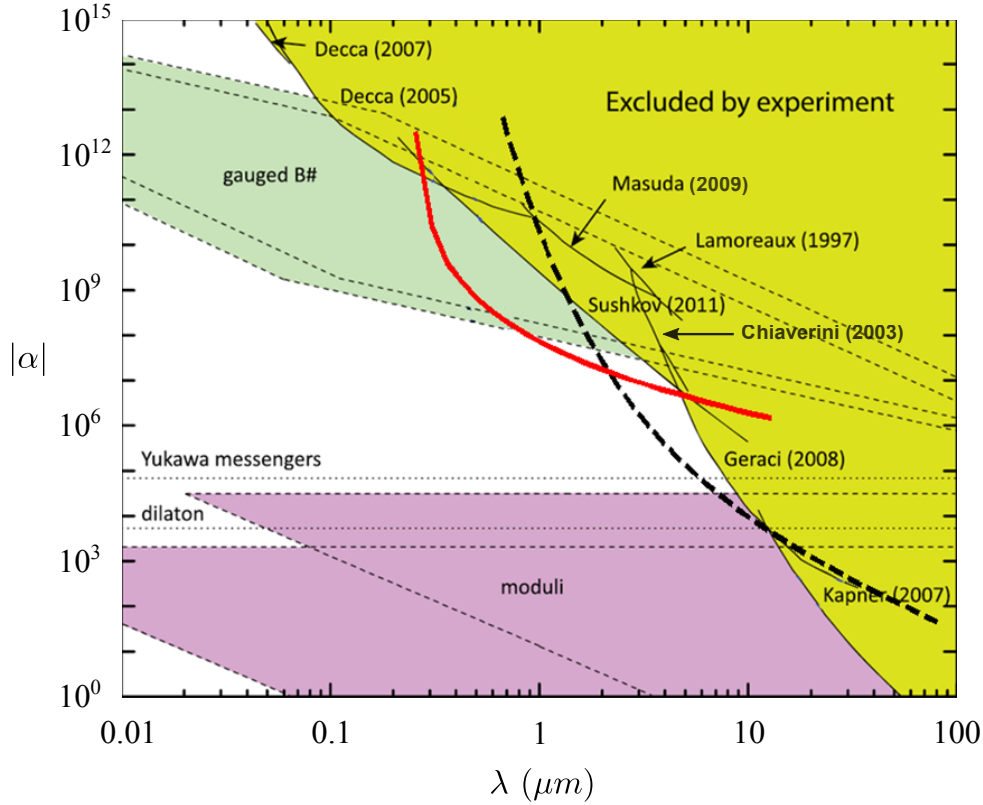


FIGURE I.1 – Carte $(\alpha - \lambda)$ de paramétrisation des prédictions théoriques et contraintes expérimentales pour une nouvelle interaction paramétrée par un potentiel de Yukawa. La figure est tirée de [14], les prédictions théoriques sont détaillées dans [15]. Les courbes rouge continue et noire discontinue correspondent aux contraintes que nous espérons imposer grâce à l'expérience ForCa-G [16]. Elles seront discutées en section (III.4).

Dans cette brève introduction au contexte théorique motivant l'exploration de nouvelles interactions à courtes distances, nous nous sommes restreints à la description des baryons de jauge de nombre B, des messagers de Yukawa et des moduli. Une revue exhaustive des différentes modifications de la loi de Newton à courtes distances, induites par d'autres particules telles les gravitons de Kaluza-Klein, le radion ou encore l'axion, se trouve dans [3].

L'aire colorée en jaune sur la figure (I.1) correspond aux contraintes actuelles sur α et λ obtenues expérimentalement sur les vingt dernières années. La plus récente date de 2011. Pour des distances de 1 μm , celle-ci contraint l'amplitude relative d'une interaction nouvelle à environ 10^9 . Les contraintes expérimentales sont donc très faibles. En effet, le challenge ici n'est pas d'envoyer une sonde spatiale à des milliards d'années lumières, mais de s'affranchir d'autres forces, de type électromagnétique, comme par exemple la force de Casimir, qui à ces échelles de distances dominant de plusieurs ordres de grandeurs l'interaction gravitationnelle.

I.1.3 La force de Casimir

La force de Casimir est une propriété étonnante de l'électrodynamique quantique qui fut découverte par Hendrick Casimir en 1948 : deux plaques métalliques parallèles placées dans le vide s'attirent [17]. Ce phénomène est le résultat de la quantification du champ électromagnétique du vide à l'intérieur de la cavité formée par les deux plaques de métal. Il peut se comprendre ainsi : les conditions aux limites imposées par les deux plaques métalliques sélectionnent les modes d'oscillations du champ du vide pouvant se propager à l'intérieur de la cavité. Puisque tous les modes peuvent exister à l'extérieur de la cavité, il en résulte une différence de densité d'énergie entre l'intérieur et l'extérieur de la cavité et donc une force de pression qui pousse les deux plaques l'une vers l'autre.

C'est en 1958 que la force de Casimir a été mise en évidence pour la première fois. La mesure a été réalisée par M.J. Sparnaay [18] à l'aide de deux jeux de plaques de métaux différents. Une des plaques est située sur un levier, la seconde sur un système de balance relié à un condensateur. La mesure de la variation de la capacité du condensateur permet de connaître la force s'exerçant entre les plaques avec une précision suffisante pour retrouver le comportement prédit par H. Casimir. Pour des distances d allant de 0.5 à 2 μm , la force mesurée est en bon accord avec les prédictions théoriques. Les limitations principales de ce système sont la détermination de la distance d à $\sim \pm 0.2 \mu\text{m}$, la mesure de la différence de potentiel des deux plaques ainsi que l'existence d'obstacles tels des dépôts d'oxydes d'aluminium sur les plaques.

Il est particulièrement difficile de maintenir deux plaques macroscopiques parallèles, et comme discuté par M.J. Sparnaay, un mauvais alignement induit un biais important sur la mesure de la force de Casimir. Afin de s'affranchir de ce problème, S.K. Lamoreaux remplace donc une des plaques par une lentille sphérique recouverte d'une couche d'or. Il réalise ainsi les premières mesures de précisions de la force de Casimir en 1997 [19]. La distance plaque-lentille est mesurée par interférométrie laser à 0.01 μm près et un système de rétroaction permet de compenser le mouvement de la balance induite par la force de Casimir. Cette expérience a permis une mesure de la force avec une précision de 5% sur une plage de distances (limitée par l'instabilité de la boucle d'asservissement) allant de 0.6 à 10 μm . La comparaison entre l'expérience et le modèle théorique a permis d'imposer les premières contraintes sur l'existence de forces nouvelles à courtes distances. Celles-ci sont représentées sur la figure (I.1).

Depuis, plusieurs expériences similaires utilisant des pendules de torsions ont permis de contraindre un peu plus les paramètres $\alpha - \lambda$. En 2007, l'équipe Eöt-Wash de Washington a ainsi exploré des distances comprises entre 55 μm et 10 mm [20] et imposé de fortes contraintes sur l'existence de moduli légers. Deux années plus tard, une équipe Japonaise a mesuré la force de Casimir pour des distances allant de 1.0 à 2.9 μm , imposant ainsi une limite basse à l'échelle d'énergie fondamentale $M_\star$ de quelques TeV pour des baryons de jauge de nombre B [21]. La mesure la plus récente réalisée par A.O. Sushkov en 2011 [22] a permis de contraindre $M_\star > 70$ TeV. Cette nette amélioration est due en partie à un modèle théorique élaboré qui prend en compte la force de Casimir corrigée des effets de température finie (détaillés dans [23]) ainsi que l'existence de forces parasites électrostatiques présentes sur les surfaces.

Un deuxième type de capteurs de forces à courtes distances appelé oscillateur électromécanique de torsion (en anglais : micro-electromechanical torsional oscillator), a permis de contraindre les paramètres α pour des distances λ comprises entre 29.5 et 200 nm. Les contraintes obtenues sont aussi représentées sur la figure (I.1) par les courbes Decca (2005) [24] et Decca

(2007) [25]. Ce dispositif expérimental est assez similaire des pendules de torsion mais montre une meilleure insensibilité aux mouvements du centre de masse du système. La distance sphère-plaque est aussi mesurée par interférométrie optique mais à la différence que la sphère est assez petite pour être directement collée sur la fibre optique. La mesure de la force de Casimir s'obtient aussi par l'intermédiaire d'une variation de potentiel entre deux électrodes horizontales situées sous la plaque métallique (voir figure (I.2)).

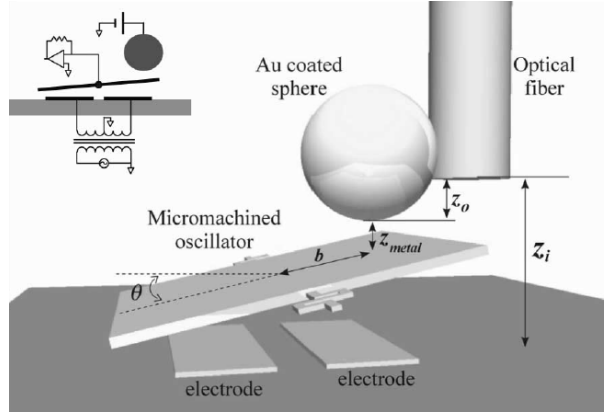


FIGURE I.2 – Schéma de principe d'un oscillateur électro-mécanique de torsion. La figure est tirée de [26].

Enfin la force de Casimir peut être mesurée à l'aide de microscopes à force atomique. La première mesure de ce type a été réalisée en 1998 par U. Mohideen et Anushree Roy [27] puis a été reprise très récemment en 2013 sous la direction de U. Mohideen [28, 29]. La sphère recouverte d'une couche métallique et collée à l'extrémité d'une micro-poutre est approchée à proximité d'une plaque métallique. La force de Casimir incline la micro-poutre d'un angle θ . Cet angle est mesuré à partir de la réflexion d'un faisceau laser sur la micro-poutre à l'aide d'une photo-diode quatre quadrants. La « simplicité » d'un tel dispositif permet une meilleure fiabilité ainsi qu'une meilleure indépendance vis-à-vis d'effets systématiques. Toutefois les contraintes sur l'existence d'une déviation à la loi de Newton à courtes distances obtenues de cette façon sont plus faibles que celles obtenues à partir des méthodes présentées précédemment [30].

Comme nous venons de le voir pour chacune de ces expériences, il est nécessaire d'avoir une bonne connaissance théorique de la force de Casimir si l'on veut tester avec précision la loi de Newton à faibles distances. Une alternative est de se débarrasser de la force de Casimir en effectuant des mesures différentielles et de mesurer ainsi directement l'interaction gravitationnelle. C'est le choix qui a été fait à Stanford [31]. Le dispositif expérimental qu'ils ont développé, basé sur un système de micro-poutres, a permis des mesures très compétitives qui, pour des distances de l'ordre de la dizaine de μm , ont surpassé les pendules de torsions [32]. Les masses utilisées sont plus petites. L'une d'elle, la masse test, est placée sur une micro-poutre et l'autre sur un support piézoélectrique alimenté en AC. Cette dernière est constituée d'une juxtaposition de matériaux de masses différentes si bien que son mouvement induit une force gravitationnelle périodique sur la masse test. La valeur de la force gravitationnelle est alors déduite de la mesure de l'amplitude d'oscillation de la micro-poutre par interférométrie optique. Un tel processus de mesure dynamique, ainsi que l'utilisation d'une membrane de protection électrostatique située entre les deux masses, permet de s'affranchir de nombreux biais statiques comme notamment la force de Casimir et de mesurer directement une force de type gravitationnelle. La dernière mesure est représentée par la courbe noire Geraci (2008) sur la figure (I.1).

I.1.4 La force de Casimir-Polder

Les différentes difficultés rencontrées par les expériences présentées précédemment, notamment l'existence de forces parasites électrostatiques induites par la pollution des surfaces, laissent penser qu'il serait très intéressant de tester la loi de Newton à faibles distances avec des objets « purs » comme des atomes par exemple. Malheureusement, mesurer l'interaction gravitationnelle entre deux atomes, vu la petitesse de leur masses, relève probablement de l'impossible. En revanche mesurer l'interaction gravitationnelle entre un atome et une surface massive est plus abordable, même si là encore ce n'est pas l'interaction qui prédomine.

En effet, Hendrik Casimir et Dirk Polder prédisent en 1948 que les mêmes fluctuations quantiques du vide à l'origine de la force de Casimir sont responsables d'une interaction équivalente entre un atome neutre et une surface métallique [33]. Cette force, appelée force de Casimir-Polder, peut s'expliquer comme le résultat de l'interaction du dipôle électrique atomique avec les modes du champs du vide modifiés par la présence de la surface. Une autre interprétation est de considérer cette force comme une force de type dipôle-dipôle, entre un atome et son reflet par la surface. Dans ce cas, deux régimes sont à considérer. Pour une distance atome-surface d petite devant la longueur d'onde de la transition atomique principale λ_{at} , l'interaction peut être considérée comme instantanée. Il s'agit du régime d'interaction de van der Waals. En revanche, pour $d \gg \lambda_{at}$, la finitude de la vitesse de la lumière est à l'origine d'une baisse de l'intensité de l'interaction et doit donc être prise en compte. La force s'écrit [34] :

$$F_{CP} = -\frac{3\hbar c \alpha_0}{2\pi d^5} \quad (\text{I.6})$$

où α_0 est la polarisabilité statique de l'atome. L'interaction de Casimir-Polder est donc souvent considérée comme étant l'homologue retardée de l'interaction de van der Waals. La différence des comportements en $1/d^3$ et $1/d^4$ caractéristiques des potentiels respectifs de van der Waals et de Casimir-Polder est illustrée figure (I.3).

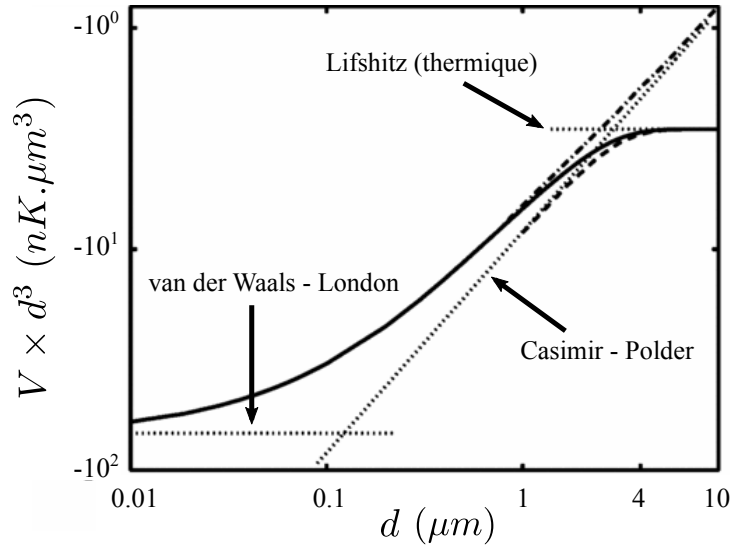


FIGURE I.3 – Evolution du potentiel d'interaction V entre un atome neutre et une surface diélectrique en fonction de la distance de séparation d . Calculs réalisés par M. Antezza & al [35] pour un condensat d'atomes de rubidium et un substrat en Saphir à 300 K.

C'est la dépendance en $1/d^3$ du potentiel de van der Waals qui fut vérifiée la première en 1992 [36]. Dans cette expérience, un jet d'atomes de sodium traverse une cavité faite de deux miroirs plans dorés. Le décalage en fréquence induit par le potentiel de van der Waals sur une transition de Rydberg est alors mesuré, pour différentes tailles de la cavité, en balayant la fréquence d'un des lasers excitateurs. L'astuce consiste ici à utiliser des atomes de Rydberg, dont la longueur d'onde de transition atomique principale est de l'ordre de 50-150 μm ce qui permet ainsi de sonder le régime de van der Waals pour des distances de l'ordre du μm . L'année suivante, la même équipe décide donc d'utiliser les même atomes de sodium, mais dans leur état fondamental cette fois, afin de pouvoir mesurer l'interaction de Casimir-Polder pour des tailles de cavité similaires, comprises entre 0.7 et 1.2 μm [37].

Quelques années plus tard, une expérience menée à l'Institut d'Optique en 1996 a permis de mesurer le potentiel de van der Waals avec des atomes froids de rubidium [38]. Ceux-ci étaient tout d'abord refroidis dans un piège magnéto-optique, puis lâchés au dessus d'un « miroir à atomes ». Il s'agit d'un miroir diélectrique dans lequel se propage une onde évanescente désaccordée dans le bleu de la transition atomique. Pour une puissance laser donnée, l'ajustement du désaccord pour lequel les atomes sont repoussés du miroir permet de déduire l'intensité de l'interaction de van der Waals.

Une autre approche, utilisant le principe de réflexion quantique (ou réflexion spéculaire) a elle aussi été très efficace pour sonder chacun des régimes de van der Waals et de Casimir-Polder. Ce phénomène étonnant provient du caractère ondulatoire de la matière. Un atome lent ayant une énergie incidente suffisamment faible peut être réfléchi par un potentiel attractif. F. Shimizu parvient ainsi en 2001 à mesurer le potentiel de Casimir-Polder à l'aide de la mesure de la réflexion quantique d'un jet d'atomes de néon par une surface plane [39]. Deux années plus tard V. Druzhinina et M. DeKieviet montrent que le phénomène de réflexion quantique apparaît aussi à des énergies mille fois plus importantes [40]. Ils mettent notamment en évidence le fait que c'est, pour les énergies considérées, le potentiel de van der Waals qui est responsable de la réflexion quantique de leur jet d'atomes d'hélium.

Enfin, en 2004, une mesure reprenant le même principe a été réalisée à l'aide d'un condensat d'atomes de sodium [41]. Si cette mesure, tout comme les précédentes, n'a malheureusement pas permis de contraindre l'existence d'une nouvelle interaction fondamentale, elle a eu le mérite de montrer que la manipulation toujours plus aboutie, de gaz d'atomes froids, peut constituer un atout majeur dans la mesure de forces à courtes distances. C'est d'ailleurs la même année que Antezza & al [35] font une proposition théorique séduisante qui implique elle aussi un condensat de Bose-Einstein. Elle consiste à approcher le condensat près d'une surface et à mesurer la perturbation de la fréquence d'oscillation d'un des modes du condensat, induite par les différentes interactions atomes-surface. L'expérience fut réalisée en 2005 par le groupe d'Eric Cornell⁵ avec un condensat d'atomes de rubidium [42]. Ces mesures ayant été réalisées entre 6 et 12 μm , explorent un régime de l'interaction atome-surface différent du régime en $1/d^4$. En effet, à température finie et à une distance supérieure à la longueur d'onde thermique du photon ($\lambda_T = \hbar c/k_B T = 7.6 \mu\text{m}$ à 300 K), l'interaction de Casimir-Polder doit être corrigée des effets de radiations du corps noir. Le potentiel montre alors une dépendance en $k_B T/d^3$ (voir figure (I.3)). La sensibilité atteinte par l'expérience n'a pas permis de discriminer entre

5. Prix Nobel de physique avec C. Wieman et W. Ketterle en 2001 pour avoir réalisé le premier condensat de Bose-Einstein, E. Cornell a aussi été le premier à mettre en évidence l'existence d'ondes de spin dans un gaz d'atomes froids non-dégénéré. Il est aussi à l'origine de l'expérience test de la fameuse controverse du « facteur 2 ». Nous discuterons tout cela en détails dans les chapitre IV et V de ce manuscrit.

une interaction de Casimir-Polder à 0 K ou à 300 K ni d'imposer de meilleures contraintes sur la quête de nouvelles interactions fondamentales. En 2007 cependant, l'expérience a permis, en chauffant par laser la surface d'intérêt, de mesurer la dépendance thermique de la force de Casimir-Polder pour trois températures différentes de 310, 479 et 605 K, ce qui constitue la première mesure hors-équilibre de cette interaction [43]. Une des principales sources d'erreurs systématiques provient de la contamination de la surface par l'adsorption d'atomes de rubidium. Ce processus est en effet inévitable lorsque le condensat est approché à quelques μm de la surface. Les atomes adsorbés se comportent comme des dipôles électriques et génèrent des forces parasites au voisinage de la surface. Ces forces peuvent toutefois être caractérisées ou légèrement compensées à l'aide d'un champ électrique statique externe perpendiculaire à la surface [44]. En 2007 notamment, l'équipe parvient même à cartographier un tel champ électrique parasite en appliquant un champ électrique externe AC. Ce champ externe induit des oscillations forcées du condensat dont l'amplitude est proportionnelle à l'amplitude du champ électrique parasite [45].

Aujourd'hui les mesures de la force de Casimir-Polder restent moins précises que les mesures de la force de Casimir. Toutefois l'enrichissement des méthodes de manipulation et de piégeage d'atomes froids, en particulier l'utilisation de potentiels périodiques, ouvre la voie vers une pléiades de nouveaux dispositifs expérimentaux. Par exemple l'utilisation d'un réseau optique créé par retro-réflexion d'un laser de longueur d'onde λ_L au niveau d'un miroir diélectrique, permet de piéger des atomes à une distance de la surface $d = \lambda_L/2$ très bien connue. C'est l'esprit de la proposition théorique de S. Dimopoulos et A. Geraci qui utilise un condensat piégé dans une superposition cohérente de deux puits d'un réseau optique [15]. Les deux paquets d'ondes, situés à des distances $d = \lambda_L/2$ et $d = \lambda_L$ de la surface accumulent une différence de phase proportionnelle à la différence de potentiel auquel ils sont soumis. La différence de phase peut être déduite des franges d'interférences obtenues lors du recouvrement des deux paquets d'ondes après extinction du réseau. D'autres propositions s'inspirent des horloges à réseaux et utilisent le fait qu'il est possible de mesurer avec une extrême précision un décalage de fréquence induit par exemple par une interaction atome-surface. C'est le cas de la proposition de A. Derevianko & al [46] pour laquelle le réseau est horizontal et la fréquence mesurée est une fréquence d'horloge ; c'est aussi le cas de la proposition de I. Carusotto & al [47] pour laquelle le réseau est vertical et la fréquence mesurée est la fréquence de Bloch. Différentes méthodes peuvent être utilisées pour mesurer la fréquence de Bloch. La plus simple, proposée par I. Carusotto & al consiste à observer en temps de vol, l'évolution de la quasi-impulsion. Une preuve de principe avait déjà été réalisée un an auparavant loin de la surface réfléchissante [48]. En 2006, une autre équipe du LENS a reproduit ce type de mesures à une distance de 15 μm de la surface, mais sans toutefois atteindre une sensibilité suffisante pour pouvoir mesurer le potentiel de Casimir-Polder [49, 50]. Une autre méthode, proposée par I. Ivanov en 2012 consiste à moduler le réseau optique afin d'induire des transitions d'atomes de puits en puits par effet tunnel résonnant [51]. Dans une première expérience, les auteurs modulent la phase du réseau et mesurent l'expansion du nuage [52]. Celle-ci est maximale pour des multiples de la fréquence de Bloch. Enfin, des transitions de puits en puits peuvent être induites de façon similaire en modulant l'amplitude du réseau optique. Une telle méthode a notamment permis à cette équipe d'obtenir une meilleure sensibilité sur la mesure de la fréquence de Bloch [53, 54].

Le projet ForCa-G, dans le cadre duquel j'ai effectué ce travail de thèse, prévoit de mesurer la fréquence de Bloch, près du miroir de rétro-réflexion, par interférométrie Raman, en induisant des transitions *cohérentes* d'atomes entre puits voisins. Cette approche, proposée en 2007 par Peter Wolf & al [55], combine donc à la fois l'avantage du réseau, une distance atome-surface bien connue, et la précision redoutable des mesures interférométriques. Les contraintes expérimentales

que nous espérons ainsi imposer sur l'existence de nouvelles interactions sont représentées sur la figure (I.1). La courbe noire discontinue suppose une exactitude de 0.1 mHz sur la mesure de la fréquence de Bloch et une connaissance théorique du potentiel de Casimir-Polder à 1%. La courbe rouge correspond à une mesure différentielle entre deux isotopes du Rb pour laquelle la contribution de la force de Casimir-Polder est annulée par le fait que les polarisabilités des atomes de ^{87}Rb et ^{85}Rb sont quasi-identiques.

I.2 Principe de l'interférométrie atomique

I.2.1 Historique

L'interférométrie atomique est née de la découverte, dans les années 1920, de la dualité onde-corpuscule de la matière. C'est Louis de Broglie qui à l'âge de 31 ans, inspiré par les travaux de Max Planck et d'Albert Einstein sur la théorie des quanta, postule en 1923 le caractère ondulatoire de la matière. Il déduit de la fameuse formule $E = h\nu$ introduite par Max Planck pour expliquer le rayonnement du corps noir, qu'il est possible d'associer un phénomène périodique à n'importe quel morceau *isolé* d'énergie ou de matière. Il propose notamment une relation entre la longueur d'onde λ_{dB} d'une particule et sa quantité de mouvement p [56] :

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (\text{I.7})$$

où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière, m la masse de la particule considérée et v sa vitesse. Il ne faudra pas plus de quatre ans pour que cette relation soit vérifiée expérimentalement à partir de l'observation du phénomène de diffraction d'électrons par un cristal [57]. La mise en évidence de la nature ondulatoire de la matière offrit à Louis de Broglie, le prix Nobel de physique, et à la physique, de nombreuses perspectives nouvelles. Comme il l'avait pressenti, la mécanique classique vivait alors le même bouleversement que l'optique géométrique trois siècles auparavant lorsque Christian Huygens introduisait sa théorie ondulatoire de la lumière. Les fondements de la mécanique quantique étaient posés. Plusieurs expériences similaires suivirent, avec en 1930 l'observation de la diffraction d'atomes et de molécules par un cristal de lithium [58] puis en 1936 avec l'observation de la diffraction de neutrons en France et aux Etats-Unis [59, 60].

Quelques années plus tard, les premiers interféromètres à ondes de matière voient le jour. En 1952, L. Marton propose un schéma d'interféromètre à électrons de type Michelson utilisant une série d'aimants et un cristal de diffraction [61]. L'année suivante, les premières franges d'interférences étaient observées [62]. En 1962 le premier interféromètre à neutrons est réalisé [63]. Là encore, le schéma d'interféromètre est emprunté à l'optique physique. Malheureusement, la séparation des deux bras de cet interféromètre de type Mach-Zehnder n'étant que de 60 μm , les auteurs ne parviennent pas à modifier la différence de chemin optique sans détruire la cohérence. C'est donc en 1974 que sont réalisées avec des neutrons les premières véritables mesures interférométriques [64].

Il faudra attendre les années 1990 pour que soient développés les premiers interféromètres atomiques. Deux approches sont alors adoptées. La première, inspirée des interféromètres à neutrons, utilise pour séparatrices des réseaux matériels et demande un grand savoir-faire en matière de nano-lithographie. En effet, toutes ces expériences réalisées sur des jets d'atomes chauds né-

cessitent l'utilisation de réseaux matériels de périodes comparables à la longueur d'onde de de Broglie, c'est à dire de l'ordre de quelques centaines de nm. Un interféromètre atomique de type Mach-Zehnder, utilisant trois réseaux de périodes de 400 nm est ainsi démontré en 1991 [65]. Les auteurs montrent qu'un tel interféromètre peut être utilisé pour mesurer des effets inertiels comment notamment l'effet Sagnac. La deuxième approche, inspirée des travaux de L. Kapitza et P. Dirac [66], utilise des réseaux optiques pour séparer et recombinaer les paquets d'ondes atomiques par diffraction de Bragg [67, 68].

I.2.2 La transition Raman à deux photons

En 1989, Christian Bordé combine les idées de séparatrices optiques et de spectroscopie par *résonance magnétique nucléaire*. Il propose un nouveau type de séparatrices utilisant directement le couplage électromagnétique entre un atome et un champs laser [69].

La résonance magnétique nucléaire (I)

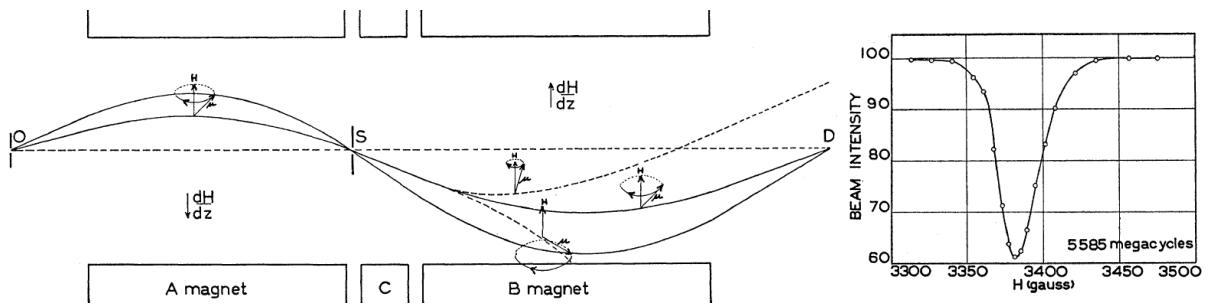


FIGURE I.4 – A gauche : Schéma de l'expérience de 1938. Un jet de molécules de moment magnétique $\mu \neq 0$ provenant d'une source située en O est dévié successivement par deux champs magnétiques non-homogènes avant d'être détecté en D . Seules les molécules conservant leur moment magnétique tout le long de la traversée du dispositif sont détectées en D . Au niveau de la région C , les molécules sont soumises à un champ magnétique homogène statique $\mathbf{H}_0$ et précessent autour de celui-ci à la fréquence de précession de Larmor $\omega_0/2\pi$. L'application d'un champ radio-fréquence, perpendiculaire à $\mathbf{H}_0$ et de pulsation ω , induit une rotation d'un angle θ du moment magnétique des molécules. Celles-ci ne parviennent donc plus jusqu'au point D . L'angle θ étant maximal lorsque $\omega = \omega_0$, un tel dispositif permet de mesurer la fréquence de précession de Larmor par effet de résonance magnétique. A droite : courbe de résonance obtenue en balayant l'amplitude du champ statique H_0 pour une pulsation radio-fréquence donnée ω . Il s'agit là de la première mesure de spectroscopie par résonance magnétique nucléaire. Figures tirées de [70].

Un système de moment magnétique $\mu \neq 0$ et de moment angulaire J , lorsqu'il est soumis à un champ magnétique statique $\mathbf{H}_0$, précesse autour de ce dernier à une fréquence $\omega_0/2\pi = \mu H_0/J\hbar$ appelée fréquence de précession de Larmor. Si un champ magnétique radio-fréquence $\mathbf{H}_1$ est appliqué perpendiculairement à $\mathbf{H}_0$, le moment magnétique du système subit une rotation d'un angle θ par rapport à $\mathbf{H}_0$. Cet angle est maximal pour un champ $\mathbf{H}_1$ résonant avec la fréquence

de précession de Larmor. Ce phénomène, appelé phénomène de résonance magnétique nucléaire sera mis en évidence en 1938 par I. Rabi [71] à partir de l'expérience présentée figure (I.4). Il obtiendra le prix Nobel de physique en 1944.

Une dizaine d'années plus tard, N. Ramsey montre par le calcul qu'il est possible d'obtenir une courbe de résonance magnétique nucléaire plus *utile* (i.e. plus fine spectralement) en utilisant deux champs radio-fréquences séparés spatialement [72, 73]. Aujourd'hui, cette méthode, appelée spectroscopie Ramsey a été réinterprétée comme étant un interféromètre manipulant les niveaux internes d'une particule [74].

Couplage électromagnétique et « étiquetage » des états externes

De façon similaire aux expériences de spectroscopie RMN, il est possible d'utiliser le couplage électromagnétique entre le moment dipolaire électrique $\mathbf{d}$ d'un atome et un champ laser $\mathbf{E}$, afin de manipuler non seulement les degrés de liberté internes de l'atome mais aussi ses degrés de liberté externes. Considérons pour cela un atome à deux niveaux internes $|g\rangle$ et $|e\rangle$ ayant une impulsion $\mathbf{p}$. Appliquons-lui une impulsion électromagnétique de vecteur d'onde $\mathbf{k}$ et de fréquence ω résonante avec la transition atomique $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$. Lors de sa transition, l'atome absorbe un photon et gagne une impulsion $\hbar\mathbf{k}$. Le couplage électromagnétique permet donc de créer une superposition cohérente de deux états $|g, \mathbf{p}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}\rangle$. Notons que la séparation spatiale de ces deux paquets d'ondes étant d'autant plus importante que le vecteur d'onde est grand, l'utilisation d'une transition optique constitue une meilleure séparatrice ($v_{rec} = \hbar k/m \approx 5.9$ mm/s pour le ^{87}Rb) qu'une transition micro-onde ($v_{rec} \approx 10^{-7}$ m/s) ou encore radio-fréquence. La correspondance entre les états internes et externes de l'atome permet « l'étiquetage » [69] de l'état externe de l'atome par son état interne. Une telle propriété est très intéressante car elle facilite la détection des ports de sortie de l'interféromètre. En effet, si les deux paquets d'ondes sont difficilement identifiables par leur état externe, ils le sont facilement par leur état interne.

Oscillations de Rabi

La propriété d'étiquetage décrite précédemment n'est utile que si la durée de vie τ^* de l'état excité est grande devant le temps de l'interféromètre. C'est pourquoi ce type de séparatrice a d'abord été réalisée en 1991 avec un jet de Calcium (un atome alcalino-terreux) [75]. En effet, dans le cas d'un alcalin, la durée de vie de l'état excité d'une transition optique est malheureusement très courte car fortement limitée par le processus d'émission spontanée ($\tau^* = 1/\Gamma \approx 26$ ns pour la raie $D2$ du ^{87}Rb). Une astuce intéressante, proposée par Christian Bordé en conclusion de son article de 1989, consiste alors à utiliser une transition à deux photons, permettant de coupler deux niveaux métastables d'un atome (par exemple deux niveaux hyperfins) tout en transmettant une impulsion optique totale de $2\hbar\mathbf{k}$. Le premier interféromètre utilisant des transitions Raman stimulées fut ainsi réalisé en 1991 par M. Kasevich et S. Chu à Stanford [76].

Le schéma d'un tel processus est représenté figure (I.5). Considérons ici un atome à trois niveaux $|g\rangle, |e\rangle, |c\rangle$ illuminé par deux faisceaux laser de vecteurs d'onde $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ et de pulsations ω_1, ω_2 . Supposons que l'atome soit initialement dans l'état $|g\rangle$. Après absorption d'un photon du champ laser 1, l'atome acquiert une impulsion $\hbar\mathbf{k}_1$. Il se désexcite et diffuse alors un photon dans le mode du champ laser 2 par émission stimulée et acquiert ainsi une impulsion $-\hbar\mathbf{k}_2$. Au total il gagne une quantité de mouvement $\hbar\mathbf{k}_{eff} = \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$ qui dépend de l'orientation des deux faisceaux laser : i) $\|\mathbf{k}_{eff}\| = \|\mathbf{k}_1\| - \|\mathbf{k}_2\|$ en configuration co-propageante, ou ii) $\|\mathbf{k}_{eff}\| = \|\mathbf{k}_1\| + \|\mathbf{k}_2\|$ en configuration contra-propageante.

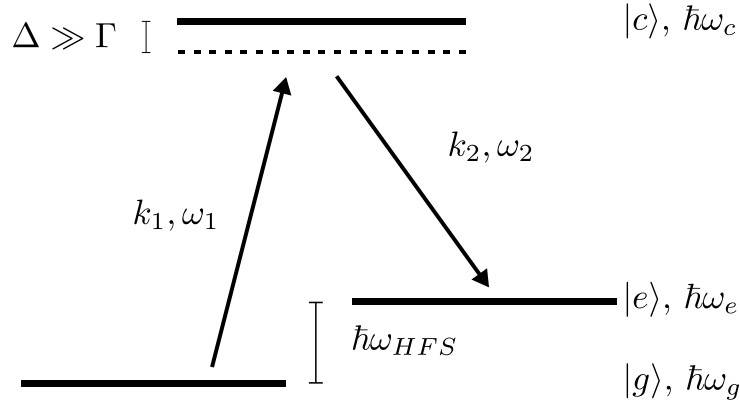


FIGURE I.5 – Schéma du processus de transition Raman à deux photons. Le désaccord de chacun des deux faisceaux laser par rapport au niveau $|c\rangle$ est noté Δ .

Nous allons maintenant présenter les étapes de calculs principales permettant d'obtenir l'évolution de ce système en fonction du temps d'interaction. Le calcul détaillé et plus général se trouve dans la thèse de P. Cheinet [77]. Si l'on néglige le désaccord Doppler et la pulsation de recul associée à la transition Raman à deux photons, la condition de résonance s'écrit :

$$\omega_R = \omega_1 - \omega_2 = \omega_e - \omega_g \quad (\text{I.8})$$

Notons Δ le désaccord de chacun des deux faisceaux vis à vis de la transition optique⁶. Δ étant grand devant la largeur naturelle Γ du niveau excité $|c\rangle$, ce dernier est très peu peuplé et l'on peut négliger l'émission spontanée. Dans ces conditions, l'état $|c\rangle$ peut être éliminé adiabatiquement et le système ainsi considéré se réduit à un système à deux niveaux couplés par un champ électromagnétique avec une pulsation de Rabi effective :

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega_{g1}\Omega_{e2}^*}{2\Delta} \quad \text{où} \quad \Omega_{ik} = -\frac{2E_{0,k}}{\hbar} \langle c | \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{e}}_k | i \rangle \quad (\text{I.9})$$

est la pulsation de Rabi entre les niveaux internes $|i\rangle$ et $|c\rangle$ résultant de l'interaction avec le champ électromagnétique $\mathbf{E}_k = E_{0,k} \hat{\mathbf{e}}_k e^{i(\omega_k t - \mathbf{k}_k \cdot \mathbf{r})}$ du laser Raman k . Le Hamiltonien décrivant le système s'écrit alors :

$$H = H_{at} + H_{int} = \hbar\omega_g |g\rangle\langle g| + \hbar\omega_e |e\rangle\langle e| + \hbar\Omega_{eff} \cos(\omega_R t - \mathbf{k}_{eff} \cdot \mathbf{r}) |e\rangle\langle g| + c.c. \quad (\text{I.10})$$

et la fonction d'onde atomique peut s'écrire à tout instant comme une combinaison linéaire des états $|g\rangle$ et $|e\rangle$:

$$|\Psi(\mathbf{r}, t)\rangle = c_g(t) e^{-i\omega_g t} |g\rangle + c_e(t) e^{-i\omega_e t} |e\rangle \quad (\text{I.11})$$

Après injection de la fonction d'onde atomique (I.11) dans l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial |\Psi(\mathbf{r}, t)\rangle}{\partial t} = H |\Psi(\mathbf{r}, t)\rangle \quad (\text{I.12})$$

on obtient le système d'équations couplées :

$$\begin{cases} \dot{c}_g = -i \left(\Omega_g^{AC} c_g + \frac{\Omega_{eff}^*}{2} e^{i(\delta t + \phi)} c_e \right) \\ \dot{c}_e = -i \left(\frac{\Omega_{eff}}{2} e^{-i(\delta t + \phi)} c_g + \Omega_e^{AC} c_e \right) \end{cases}$$

6. $\Delta = \omega_{1,2} - \omega_{at} < 0$, les deux lasers sont désaccordés dans le rouge de la transition

I.2. PRINCIPE DE L'INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE

où ϕ , Ω_g^{AC} , Ω_e^{AC} sont respectivement la différence de phase des deux lasers Raman et les déplacements lumineux de chacun des deux niveaux hyperfins $|g\rangle$ et $|e\rangle$. Ces derniers s'écrivent :

$$\Omega_g^{AC} = \frac{|\Omega_{g1}|^2}{4\Delta} + \frac{|\Omega_{g2}|^2}{4(\Delta - \omega_{HFS})} \quad (I.13)$$

$$\Omega_e^{AC} = \frac{|\Omega_{e1}|^2}{4(\Delta + \omega_{HFS})} + \frac{|\Omega_{e2}|^2}{4\Delta} \quad (I.14)$$

On définit alors les déplacements lumineux différentiel δ^{AC1} et total $AC1$ à un photon ainsi que la pulsation de Rabi généralisée Ω_R :

$$\delta^{AC1} = \Omega_e^{AC} - \Omega_g^{AC} \quad (I.15)$$

$$AC1 = \Omega_e^{AC} + \Omega_g^{AC} \quad (I.16)$$

$$\Omega_R = \sqrt{\Omega_{eff}^2 + (\delta - \delta^{AC1})^2} \quad (I.17)$$

avec $\delta = \omega_R - (\omega_e - \omega_g)$. La résolution de ce système d'équations conduit à l'évolution temporelle du système à deux niveaux décrit par la matrice de transfert $M(t_0, \tau, \Omega_R, \delta, \phi)$:

$$\begin{pmatrix} C_g(t_0 + \tau) \\ C_e(t_0 + \tau) \end{pmatrix} = M(t_0, \tau, \Omega_R, \delta, \phi) \begin{pmatrix} C_g(t_0) \\ C_e(t_0) \end{pmatrix} \quad (I.18)$$

avec :

$$M(t_0, \tau, \Omega_R, \delta, \phi) = \quad (I.19)$$

$$\begin{pmatrix} \left[\cos\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) - i \frac{\delta - \delta^{AC1}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \right] e^{-i(AC1 - \delta + 2\omega_g)\frac{\tau}{2}} & -i \frac{\Omega_{eff}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) e^{-i((AC1 - \delta + 2\omega_g)\frac{\tau}{2} - (\omega_{HFS} + \delta)t_0 - \phi)} \\ -i \frac{\Omega_{eff}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) e^{-i((AC1 + \delta + 2\omega_e)\frac{\tau}{2} + (\omega_{HFS} + \delta)t_0 + \phi)} & \left[\cos\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) + i \frac{\delta - \delta^{AC1}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \right] e^{-i(AC1 + \delta + 2\omega_e)\frac{\tau}{2}} \end{pmatrix}$$

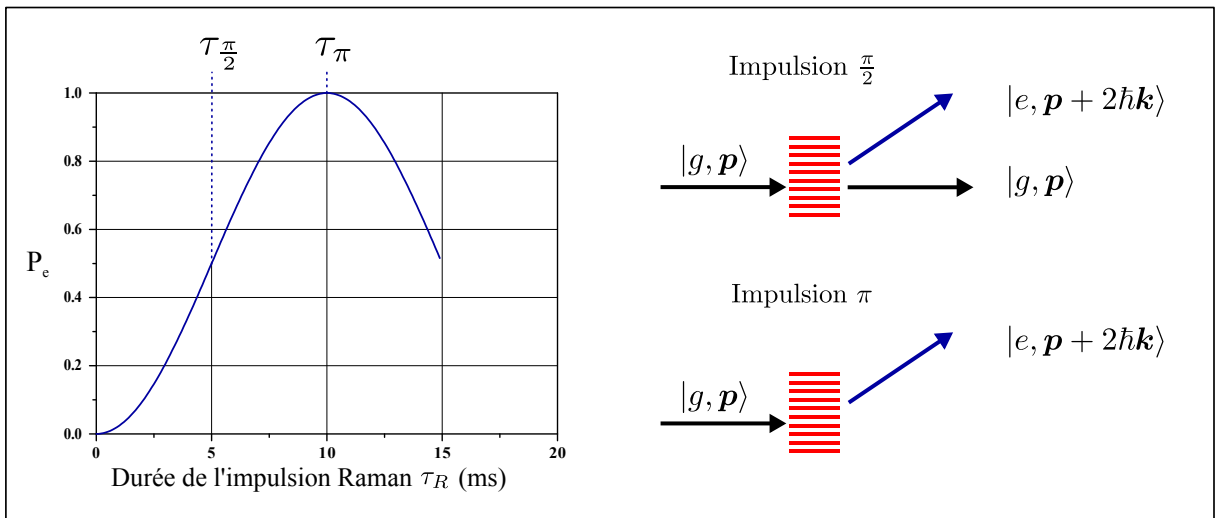


FIGURE I.6 – Probabilité de transition en fonction de la durée de l'impulsion Raman τ_R avec $\Omega_R = \Omega_{eff} = 2\pi \times 50$ Hz.

Partant initialement de l'état $|g\rangle$, les probabilités de présence de chacun des deux états hyperfins après une impulsion de durée τ s'écrivent :

$$\begin{cases} P_g(\tau) = |C_g(\tau)|^2 = 1 - \frac{\Omega_{eff}^2}{\Omega_R^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \\ P_e(\tau) = |C_e(\tau)|^2 = \frac{\Omega_{eff}^2}{\Omega_R^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \end{cases} \quad \begin{matrix} (I.20) \\ (I.21) \end{matrix}$$

et l'on retrouve le phénomène bien connu des oscillations de Rabi. A résonance ($\delta = \delta^{LS1}$), on a $\Omega_R = \Omega_{eff}$ et l'amplitude des oscillations vaut 1. Les oscillations de Rabi sont représentées sur la figure (I.6). Une superposition équiprobable des deux états s'obtient pour $\tau \times \Omega_{eff} = \frac{\pi}{2}$. On parle d'impulsion- $\pi/2$. Un transfert total vers l'état $|e\rangle$ s'obtient lorsque $\tau \times \Omega_{eff} = \pi$. On parle alors d'impulsion- π .

I.2.3 L'interféromètre de Ramsey-Raman

Dans la section précédente, nous avons montré qu'il était possible de manipuler à la fois les états internes et externes de notre système à deux niveaux, et ceci de façon similaire à la méthode de Rabi en RMN. Nous allons maintenant adapter la technique de spectroscopie Ramsey à notre système. Dans notre cas, la séparation des champs oscillants n'est pas spatiale mais temporelle. Elle consiste à appliquer successivement deux impulsions- $\pi/2$ séparées d'un temps d'évolution libre appelé temps Ramsey et noté T_R .

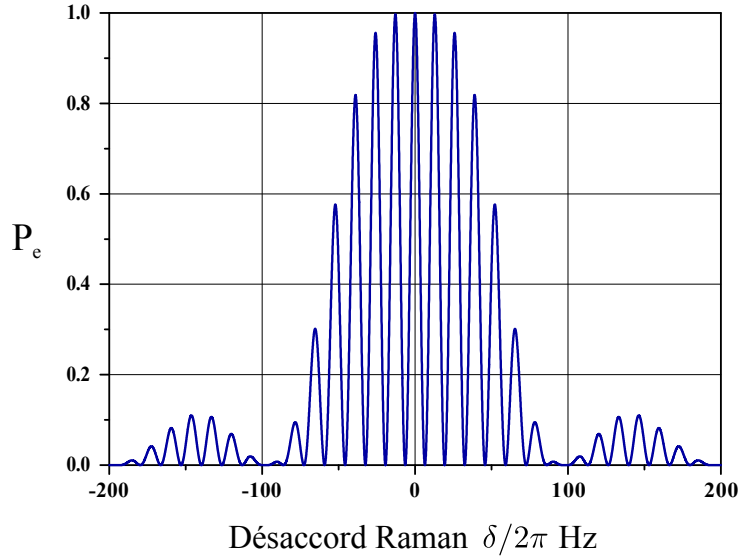


FIGURE I.7 – Probabilité de transition en sortie d'un interféromètre de Ramsey-Raman en fonction du désaccord δ . Calcul réalisé pour $\Omega_R = \Omega_{eff} = 2\pi \times 25$ Hz et $T_R = 75$ ms. La largeur à mi-hauteur de l'enveloppe de Rabi vaut environ $2\Omega_R/\pi = 100$ Hz. L'interfrange est donnée par $1/T_R = 13$ Hz et permet donc des mesures spectroscopiques dix fois plus sensibles.

L'évolution du système s'écrit facilement à l'aide de la matrice (I.19). En définissant $t_0 = 0$, on a :

$$|\Psi_f\rangle = M(\tau_{\frac{\pi}{2}} + T_R, \tau_{\frac{\pi}{2}}, \Omega_R, \delta, \phi) \cdot M(\tau_{\frac{\pi}{2}}, T_R, 0, \delta, \phi) \cdot M(t_0 = 0, \tau_{\frac{\pi}{2}}, \Omega_R, \delta, \phi) |\Psi_0\rangle \quad (I.22)$$

où l'on a défini $\tau_{\frac{\pi}{2}} \times \Omega_R = \frac{\pi}{2}$. La probabilité de transition vers l'état $|e\rangle$ s'écrit alors :

$$P_e = |\langle e | \Psi_f \rangle|^2 = \frac{1}{2}(1 - \cos(\Delta\Phi)) \quad (\text{I.23})$$

où $\Delta\Phi$ est la différence de phase accumulée pendant le temps d'évolution libre T_R donnée par :

$$\Delta\Phi = (\omega_R - \omega_{HFS})T_R = \delta T_R \quad (\text{I.24})$$

On obtient donc des franges d'interférences dans le domaine fréquentiel, situées dans l'enveloppe de Rabi centrée sur la résonance de la fréquence hyperfine. Ces franges d'interférences sont représentées sur la figure (I.7) pour $\delta^{LS1} = 0$ et $T_R = 75$ ms. Une remarque importante est que l'interfrange étant inversement proportionnel à T_R (d'après (I.24)), augmenter le temps d'évolution libre permet donc d'augmenter la sensibilité de l'interféromètre.

I.2.4 Application aux capteurs de forces

Le premier capteur de forces utilisant des transitions Raman a été réalisé en 1991 par M. Kasevich et S. Chu à Stanford [76]. Depuis, vingt-cinq ans se sont écoulés et les transitions Raman restent encore les séparatrices les plus utilisées pour la mesure de forces inertielles par interférométrie atomique.

Capteurs inertiels

Suivant la configuration des faisceaux laser Raman, il est possible de mesurer ou un signal de rotation (l'interféromètre constitue alors un *gyromètre*), ou un signal d'accélération. Les développements récents des gyromètres atomiques sont présentés dans [78]. Récemment, le gyromètre à atomes froids de notre équipe a démontré une sensibilité record de 1 nrad/s après 2h45 de mesures [79].

Si les gyromètres atomiques ne rivalisent pas encore avec les gyromètres optiques, les *gravimètres* à atomes froids en revanche, qui mesurent l'accélération de la pesanteur g , ont dépassé les gravimètres optiques [80]. Ils ont démontré des performances excellentes aussi bien en sensibilité court terme ($\Delta g/g = 4.3 \times 10^{-9}$ à 1 s [81]) que long terme ($\Delta g/g = 5 \times 10^{-11}$ après 1 jour et 3h de mesures [82]). Cette technologie est d'ailleurs aujourd'hui assez mature pour être industrialisée. Elle est notamment commercialisée par une *start-up* française MUQUANS, *spin-off* de l'Observatoire de Paris et de l'Institut d'Optique.

Des gravimètres à atomes froids aux capteurs de forces à courtes distances

Tous les capteurs de forces cités précédemment utilisent des atomes en chute libre et ne permettent donc pas de mesurer une force de manière locale. Une mesure locale implique en fait de diminuer la distance parcourue par les atomes et par conséquent, dans le cas de ces interféromètres, de diminuer la séparation spatiale des deux paquets d'ondes au détriment de la sensibilité de la mesure. Cependant, il a été démontré qu'une configuration de gravimètre *semi-piégé* permettait une mesure de g plus locale [83] et toujours relativement sensible ($\Delta g/g = 4.8 \times 10^{-8}$ après 4 minutes de mesures [84]). Une telle configuration utilise des oscillations de Bloch et permet de faire léviter les atomes afin d'augmenter le temps d'évolution libre T_R . Les

distances parcourues étant malgré tout de plusieurs mm, ces interféromètres ne peuvent donc pas non plus servir à des mesures de forces à faibles distances.

Finalement, les configurations de capteurs inertiels à atomes piégés, comme les gravimètres piégés du LENS ou le notre, semblent être les plus susceptibles d'imposer des limites sur l'existence de nouvelles interactions. En 2014, leur performances en terme de sensibilité était :

- LENS : Sensibilité court terme : $\delta g/g = 1.5 \times 10^{-6}$ à 1 s ; Sensibilité long terme 5×10^{-8} après 15 minutes de mesures [54]
- SYRTE : Sensibilité court terme : $\delta g/g = 3.9 \times 10^{-6}$ à 1 s ; Sensibilité long terme 3.8×10^{-7} après 200 s de mesures [85].

Comme nous pouvons le voir, les performances de ces gravimètres piégés ne sont pas comparables à celles des gravimètres en chute libre. En effet, si les temps d'évolution libre démontrés dans les gravimètres piégés sont d'un ordre de grandeur plus importants (quelques s contre quelques centaines de ms), ils ne suffisent pas à « compenser » la très faible séparation spatiale des deux paquets d'ondes, qui est de l'ordre du μm . La difficulté à augmenter T_R provient des différents effets délétères induits par les lasers de piégeages. Aussi, après avoir discuté en détails de ces effets au chapitre (III), nous verrons notamment comment nous sommes aujourd'hui parvenus à gagner un facteur deux sur notre sensibilité à la mesure de g .

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le dispositif expérimental présenté dans ce chapitre est le fruit des sept longues années de travail qui ont suivi la conception de l'expérience ForCa-G. En effet, sans les multiples implémentations et améliorations apportées à ce dispositif depuis 2009, aucun des résultats présentés dans ce manuscrit n'aurait pu être obtenu. A mon arrivée au laboratoire, l'équipe travaillait déjà sur la deuxième version de l'expérience ForCa-G. Le vide de la nouvelle enceinte principale, inférieur à 10^{-10} mBar, était bien meilleur que celui de l'ancienne et le système de détection par temps de vol avait été amélioré. L'installation des lasers de piégeage et d'interrogation sur la nouvelle table optique, bénéficiant de l'expertise acquise par l'équipe avec la première version de l'expérience, nous permis rapidement de faire de l'interférométrie piégée dans un régime dilué. Si durant ma thèse j'ai été amené à réaliser plusieurs modifications mineures du dispositif expérimental déjà existant, l'essentiel de mon travail a été la mise en place d'un système de refroidissement évaporatif permettant de travailler avec des échantillons atomiques plus froids mais aussi plus denses afin notamment d'augmenter le nombre d'atomes par puits du réseau optique.

II.1 Atteindre le μK

Le dispositif expérimental permettant de refroidir les atomes à des températures de quelques μK est un montage classique des expériences d'atomes froids. Il utilise la combinaison d'un piège magnéto-optique 3D (PMO-3D) et d'une mélasse optique. Le PMO-3D est chargé par un PMO-2D lui même alimenté par une vapeur d'atomes de ^{87}Rb . Celle-ci est obtenue en chauffant un échantillon liquide de rubidium placé dans une réserve sous pression de vapeur saturante.

II.1.1 Le nouveau banc de refroidissement

Deux arguments ont motivé la réalisation d'un nouveau banc de refroidissement. Le premier était la nécessité de charger fortement et efficacement le piège dipolaire. Le deuxième était d'anticiper l'intégration de nouveaux lasers accordés sur les transitions du ^{85}Rb qui seront plus tard indispensables à la mesure différentielle de forces à courtes distances. Pour ce dernier point, nous avons prévu d'utiliser deux coupleurs fibrés à maintien de polarisation qui superposeront d'une part les « refroidisseurs » ^{85}Rb et ^{87}Rb et d'autre part les « repompeurs » ^{87}Rb et ^{85}Rb .

L'amplificateur optique

Afin de satisfaire à la première exigence, nous avons remplacé l'amplificateur optique évasé (TA pour Tapered Amplifier) qui délivrait une puissance de sortie de 500 mW par un TA plus

performant dont la puissance maximale est de 2 W (modèle Thorlabs TPA780P20¹). Ce modèle étant muni d'une entrée fibrée, son injection est particulièrement aisée et reste stable dans le temps. Son mode de sortie est aussi de bien meilleure qualité que celui d'un TA « de base » mis en forme par nos soins. Après un léger filtrage spatial par un diaphragme et une fois adapté à l'aide d'un télescope, il permet un couplage dans la fibre du PMO-3D de plus de 80% (voir schéma (II.2)). En utilisant l'amplificateur à une intensité de 1.8 A (~ 1 W en sortie d'isolateur optique), nous travaillons avec environ 650 mW en entrée des fibres des PMO-2D et 3D. En revanche, il nous a fallu ajouter un deuxième ventilateur afin de dissiper correctement toute la chaleur émise par ce TA. Ce ventilateur étant source de vibrations supplémentaires, il impose à nos systèmes d'asservissements lasers d'être plus robustes.

Le laser « refroidisseur » et ses fonctions

Nous avons aussi fait le choix de remplacer le laser dit « refroidisseur » par une diode laser plus intense de quelques centaines de mW (modèles Thorlabs LD785-SE400 ou SE300). Une fois montée en cavité étendue, cette nouvelle technologie, délivrant une puissance utile en sortie d'isolateur optique d'environ 60 mW pour un courant de 200 mA, nous permet désormais de satisfaire confortablement les demandes en puissances des différentes fonctions du laser qui sont : l'injection du TA, l'injection du faisceau de détection et celle du faisceau dit de « dépompeur ». A posteriori, la durée de vie de ce modèle de diode laser (~ 1 an) ou sa tendance à rapidement devenir multi-mode nous incitent aujourd'hui à chercher de nouvelles solutions.

Afin d'affiner sa largeur de raie, la diode laser comme toutes celles que nous utilisons, est placée dans une cavité étendue (DLCE). Le dispositif, décrit dans [86] permet de réduire la largeur de raie intrinsèque à quelques kHz seulement et d'accorder le laser à l'aide d'un filtre interférentiel placé au milieu de la cavité. De plus, le miroir de la cavité étant monté sur une céramique piézo-électrique, il est possible de contrôler assez rapidement et précisément la fréquence du laser sur une plage de fréquence de l'ordre de 1 GHz. Le laser refroidisseur est accordé sur la transition cyclante $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$ (voir figure (II.1)). Il est asservi à partir de son battement optique avec le laser « repompeur » qui joue le rôle de laser maître (voir schéma (II.2)). Le battement est amplifié puis mélangé avec un oscillateur local à 7 GHz. On obtient alors, suivant le point de fonctionnement du laser, un signal radio-fréquence compris entre 100 et 500 MHz. Ce signal est divisé puis ensuite converti à l'aide d'un convertisseur fréquence-tension et comparé aux tensions de consignes délivrées par les cartes analogiques de l'ordinateur de commande. L'asservissement est réalisé par rétroaction à la fois sur le courant du laser (pour des corrections rapides) et sur le piézo (pour des corrections plus lentes).

En plus de sa fonction de laser refroidisseur, cette diode est aussi utilisée pour la détection des atomes par temps de vol au bas de l'enceinte à vide (voir section (II.2.2)). Le faisceau est séparé à l'aide du coupleur fibré ① et envoyé d'une part vers le TA et d'autre part à la fois vers le système de détection et vers un faisceau « dépompeur » (voir annexe (B)). Ce dernier faisceau est accordé sur la transition $F = 2 \rightarrow F' = 1$.

1. Attention celui-ci n'est pas vendu avec le module d'asservissement en température : LDC2500B qui est pourtant indispensable à son fonctionnement.

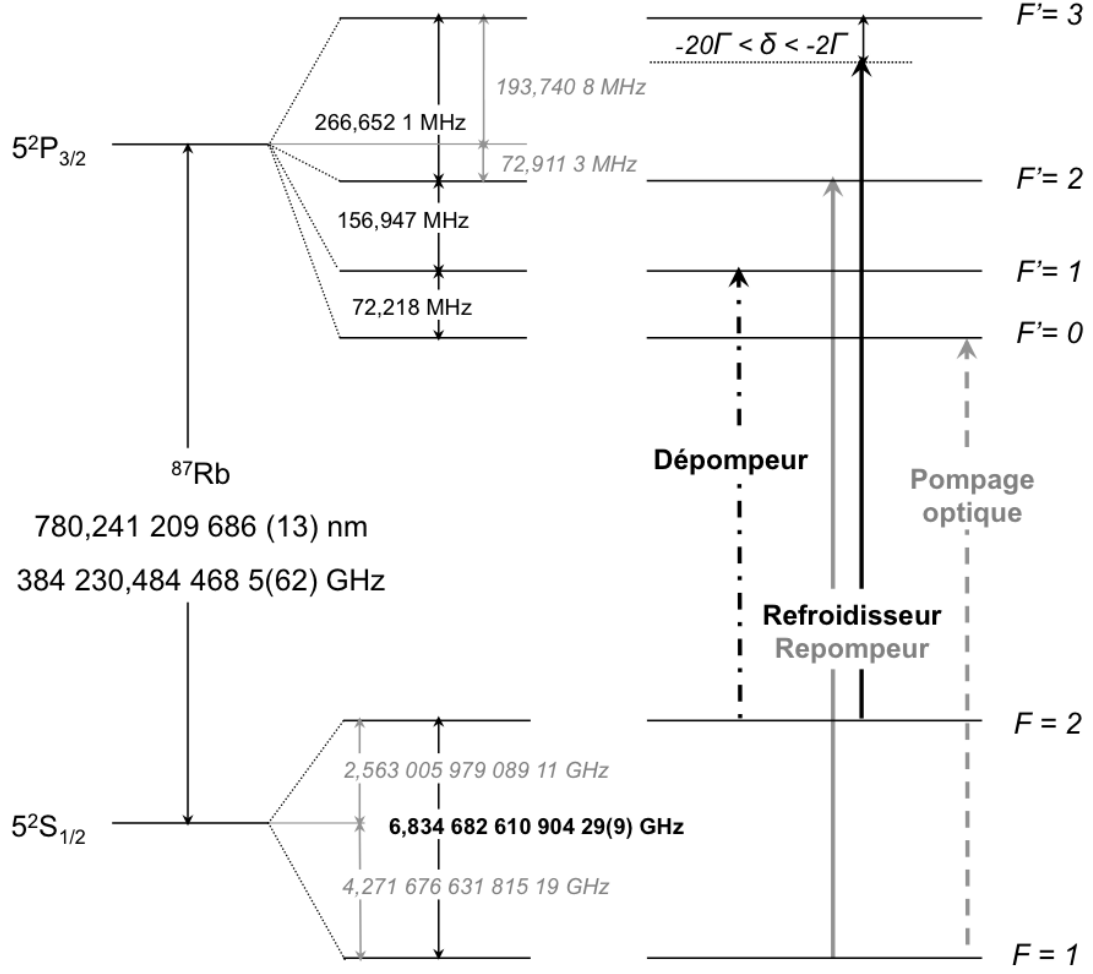


FIGURE II.1 – Niveaux d'énergie du ^{87}Rb et transitions utilisées pour le refroidissement et la préparation de l'échantillon atomique.

Le laser « repompeur » et ses fonctions

Le laser appelé laser « repompeur » est une diode Eagleyard (modèle EYP-RWE-0790-04000-0750-SOT01-0000) placée en cavité étendue. Elle délivre une puissance nominale de 50 mW qui est suffisante pour une pléiade de fonctions. Ce laser est asservi sur la raie $|5^2S_{1/2}, F=1\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F'=2\rangle$ à l'aide d'un montage de spectroscopie par transfert de modulation [87]. Par manque de place, ce montage (similaire à celui décrit dans [88]) est désormais installé sur une petite table optique indépendante. Le faisceau lumineux y est transporté à l'aide de la fibre ②.

La fibre ③ amène le faisceau repompeur sur une autre table optique. Une partie du faisceau y est prélevée et sert à produire le faisceau de repompeur de la détection (voir schéma en annexe B). Une deuxième partie du faisceau est prélevée afin de créer le faisceau de pompage optique et une troisième partie sert de « dark repompeur ». Le faisceau de pompage optique est accordé sur la transition $F=1 \rightarrow F'=0$ à l'aide d'un modulateur acousto-optique à 80 MHz (AOM pour acousto-optic modulator). La polarisation en sortie de fibre étant choisie linéaire et perpendiculaire à l'axe de quantification des sous-niveaux Zeeman², elle se décompose en

2. L'axe de quantification est imposé dans l'expérience par un champ magnétique statique vertical d'environ

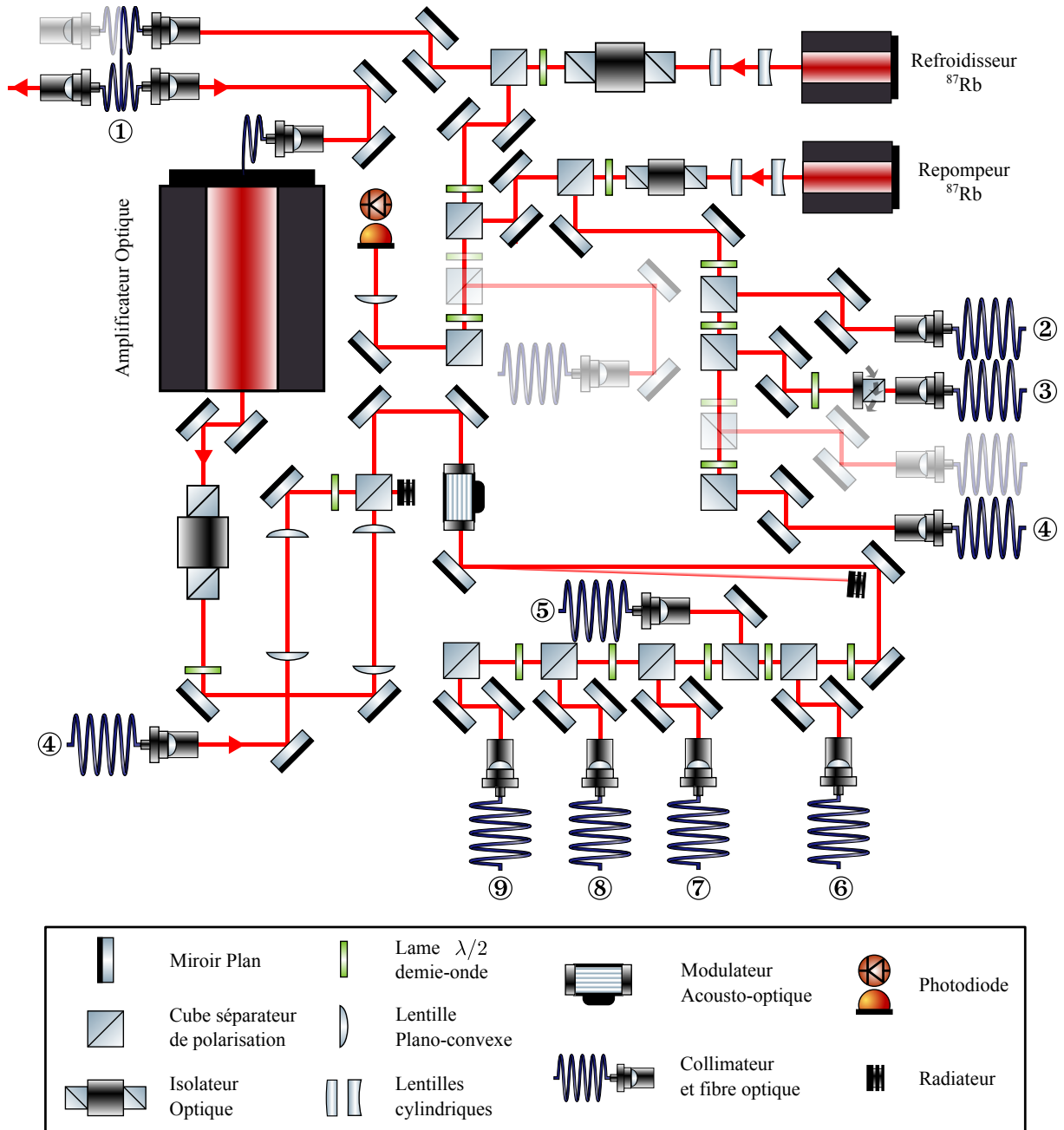


FIGURE II.2 – Schéma du nouveau banc de refroidissement. L'intégration anticipée de lasers accordés sur les transitions du ^{85}Rb est représentée ici par des optiques transparentes.

polarisations σ_+ et σ_- . Les atomes se retrouvent alors polarisés dans l'état noir $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Le faisceau de « dark repompeur » qui joue un rôle important pour le chargement du piège de refroidissement évaporatif sera décrit en détail dans le prochain sous-chapitre.

II.1.2 Les pièges magnéto-optiques

Durant la dernière année de ma thèse, le vide du PMO-2D s'est très fortement dégradé et ne permettait plus d'obtenir un flux d'atomes suffisant. Il a donc été remplacé par un autre PMO-2D dont les caractéristiques étaient similaires. Une étude du temps de chargement du PMO-3D par ce nouveau PMO-2D est présentée sur la figure (II.3). Ces courbes ont été obtenues en mesurant la fluorescence des atomes du PMO-3D à l'aide d'une photodiode. Afin de ne pas avoir à corriger du désaccord du PMO qui est de -2.4Γ , nous avons choisi de mesurer également la fluorescence des atomes à résonance. Pour ce faire, une fois la phase de chargement terminée, c'est à dire pendant le régime stationnaire, le laser refroidisseur est rapidement accordé sur la transition atomique. En supposant que celle-ci est saturée, le nombre d'atomes est alors directement relié à la puissance détectée à résonance P_{det} par :

$$P_{det} = N \frac{h\nu\Gamma}{2} \frac{\Omega}{4\pi} \quad (\text{II.1})$$

avec $\Omega = S/d^2$ l'angle solide du système de collection où S est la surface de la photodiode et d sa distance au nuage. Pour une intensité totale dans les six faisceaux du PMO-3D de $I_{max}/2 \simeq 17 \text{ mW/cm}^2$, le taux de chargement vaut $7 \times 10^8 \text{ at/s}$ (courbe noire). Pour une intensité $I_{max} \simeq 35 \text{ mW/cm}^2$ deux fois plus importante, le taux de chargement est multiplié par un facteur quatre et vaut environ $2.5 \times 10^9 \text{ at/s}$ (courbe rouge). Ces résultats illustrent l'importance de travailler avec un nouvel amplificateur optique plus performant.

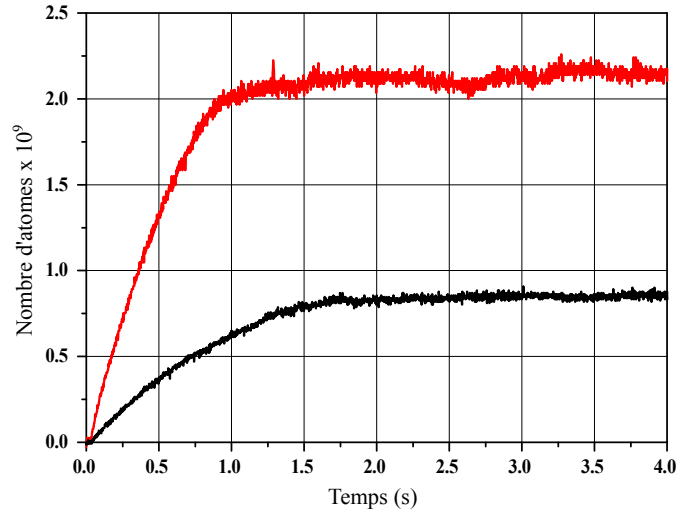


FIGURE II.3 – Evolution du nombre d'atomes piégés dans le PMO-3D en fonction du temps de chargement. En rouge pour une intensité lumineuse totale de $I_{max} \simeq 35 \text{ mW/cm}^2$, en noir pour une intensité de $I_{max}/2$. L'intensité dans le PMO-2D est la même et vaut $I_{2D} \simeq 22 \text{ mW/cm}^2$.

Enfin, une mesure de la taille du nuage à l'aide de notre système d'imagerie³ permet d'estimer la densité atomique moyenne dans le PMO à environ 10^{10} at/cm³. Nous verrons dans la prochaine partie que le processus de refroidissement évaporatif permet non seulement de refroidir le gaz à quelques centaines de nK, mais aussi de gagner jusqu'à deux ordres de grandeur sur la densité atomique.

II.2 Atteindre les 100 nK

Au courant des années 80-90, la course à la réalisation de condensats de Bose-Einstein a fait naître de nombreux pièges à atomes neutres, comme par exemple les pièges magnétiques TOP [89] (pour Time-averaged Orbiting Potential) et Ioffé-Pritchard [90]; ou encore les pièges dipolaires QUEST [91] (pour Quasi-Electrostatic Trap) et FORT [92] (pour Far-Off Resonance optical Trap). Si la condensation de Bose-Einstein fut observée pour la première fois en 1995 dans des pièges magnétiques [93, 94, 95], il fallut attendre les années 2000 pour que soit réalisé le premier condensat tout optique [96]. Aujourd'hui nombreuses sont les équipes qui utilisent des pièges dipolaires pour refroidir par évaporation un gaz d'atomes à des températures de quelques centaines de nK. Ces pièges permettant d'une part une évaporation plus rapide et d'autre part d'éviter l'utilisation de champs magnétiques intenses qui auraient été incompatibles avec une mesure de forces à courtes distances, c'est aussi le choix que nous avons fait.

II.2.1 Le refroidissement évaporatif : considérations théoriques

Tous ces pièges ont comme point commun d'être des pièges conservatifs. Contrairement aux pièges dissipatifs tel le PMO, ce type de piège peut être décrit par un hamiltonien.

Description qualitative

Considérons un ensemble de N atomes piégés dans un potentiel harmonique de profondeur U_0 . Chaque atome a une énergie moyenne $3k_B T$ faible devant U_0 . A la suite de collisions élastiques entre les atomes du piège, il peut arriver que l'un d'entre eux acquiert, au détriment d'un autre, une énergie plus grande que la profondeur du piège. Celui-ci est alors éjecté du piège (voir figure (II.4)). Après thermalisation, l'énergie moyenne et donc la température des atomes restants a diminué.

Introduisons le paramètre $\eta = U_0/k_B T$ qui compare la profondeur du piège à la température moyenne du gaz. Supposons maintenant que dN atomes ($dN \ll N$) s'échappent du piège. Chacun de ces atomes a par conséquent une énergie supérieure à la profondeur du piège, que l'on écrit $(\eta + \kappa)k_B T$ où κ est très petit devant η . Au total, ils ont donc gagné une énergie :

$$dE = dN(\eta + \kappa - 3)k_B T \quad (\text{II.2})$$

qui leur a été cédée par les $N - dN$ particules restantes qui initialement avaient une énergie totale $(N - dN)3k_B T$. Après thermalisation, leur température a baissé de $T - dT$. Par conservation de l'énergie on a :

$$(N - dN)3k_B T - dE = (N - dN)3k_B (T - dT) \quad (\text{II.3})$$

3. Le système d'imagerie est présenté en section II.2.2.

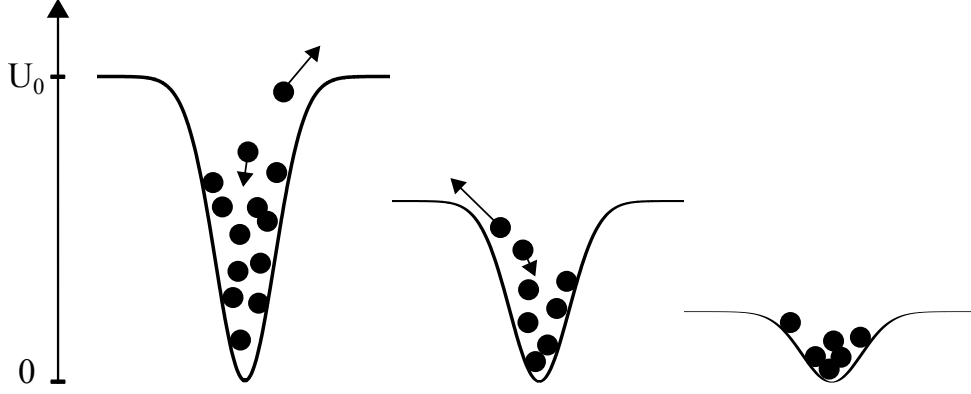


FIGURE II.4 – Schéma du principe d'évaporation forcée dans un piège optique. Au fur et à mesure que la profondeur du piège diminue, la température du nuage diminue mais la courbure du potentiel aussi.

en négligeant le terme du deuxième ordre en $dNdT$ on obtient :

$$\alpha \frac{dN}{N} = \frac{dT}{T} \quad (\text{II.4})$$

et donc :

$$\left(\frac{T_f}{T_i}\right) = \left(\frac{N_f}{N_i}\right)^\alpha \quad (\text{II.5})$$

où $\alpha = \frac{\eta + \kappa}{3} - 1$. Pour $\alpha \gg 1$, une perte d'atomes d'un facteur dix induit une diminution de la température d'un facteur 10^α . Le refroidissement évaporatif peut donc être très efficace.

Cinétique du processus d'évaporation et système en quasi-équilibre

Notre modèle qualitatif précédent laisse penser que plus α (et donc η) est grand, plus le refroidissement évaporatif est efficace. Ce n'est pas le cas en réalité. En effet, plus le piège est profond ($\eta \gg 1$) plus la probabilité pour un atome de s'échapper est faible. Le processus d'évaporation est alors très long et limité par différentes sources de pertes d'atomes, comme par exemple les collisions avec le gaz résiduel. De plus, une évaporation lente, allonge fortement le temps de cycle de notre expérience (i.e le temps entre deux mesures consécutives) qui est un paramètre important dont dépend la sensibilité de notre capteur de forces. Une étude de la cinétique du processus de refroidissement évaporatif est donc nécessaire afin d'en déduire une valeur optimale de η .

Deux temps caractéristiques doivent être considérés, le taux d'évaporation Γ_{ev} et le taux de collisions élastiques γ_c . Γ_{ev} gouverne l'évolution des valeurs macroscopiques comme l'énergie, la température et le nombre d'atomes. Il est raisonnable de penser que cette évolution est très lente devant le temps de collisions entre particules, si bien qu'il est possible de considérer que le système est à tout instant dans un état de quasi-équilibre. Dans ces conditions, on peut décrire le gaz à chaque instant à l'aide de la fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann tronquée en U_0 [97] :

$$f(\epsilon) = n_0 \lambda_{dB}^3 e^{-\epsilon/k_B T} \Theta(U_0 - \epsilon) \quad (\text{II.6})$$

où $\lambda_{dB} = \sqrt{2\pi\hbar^2/mk_B T}$ est la longueur d'onde thermique de Broglie et $\Theta(U_0 - \epsilon)$ est la fonction créneau qui vaut 1 pour $U_0 > \epsilon$ et 0 sinon. Enfin n_0 est une grandeur qui a pour dimension

l'inverse d'un volume et qui sera discutée plus loin. La densité d'état, elle aussi tronquée s'écrit :

$$g(\epsilon) = \frac{1}{(\hbar\omega)^3} \frac{\epsilon^2}{2} \Theta(U_0 - \epsilon) \quad (\text{II.7})$$

on en déduit l'expression de la fonction de partition :

$$\xi(T) = \int_0^\infty g(\epsilon) e^{-\epsilon/k_B T} d\epsilon = \xi_\infty(T) \times P(3, \eta) \quad (\text{II.8})$$

où $P(3, \eta)$ la fonction gamma incomplète tracée en rouge sur la figure (II.5). Pour $\eta \gg 1$, c'est à dire pour une profondeur du piège infinie, on retrouve $\xi(T) = \xi_\infty(T)$ qui est la fonction de partition pour un potentiel harmonique *non-tronqué*.

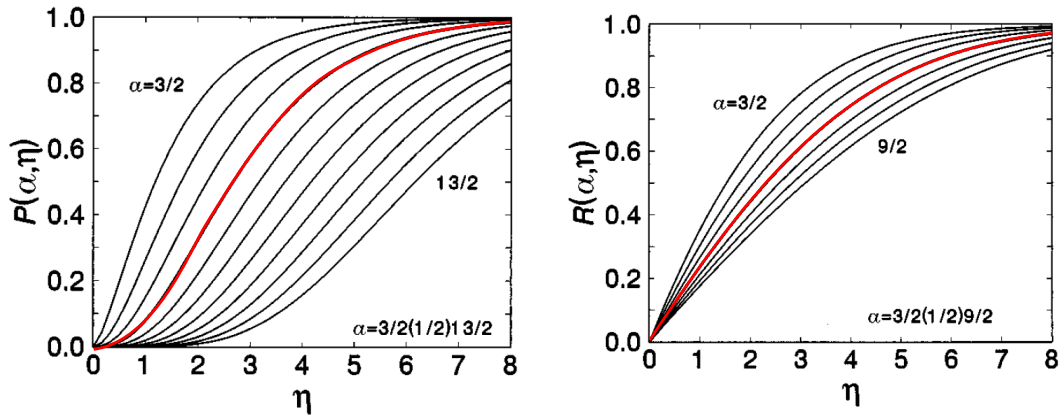


FIGURE II.5 – A gauche : en rouge fonction gamma incomplète en fonction de η pour un piège harmonique. A droite : en rouge $R(\alpha, \eta) = P(\alpha + 1, \eta)/P(\alpha, \eta)$. Figures tirées de [97].

Pour un piège conservatif de potentiel $U(\mathbf{r})$, on a :

$$\epsilon = U(\mathbf{r}) + \frac{\mathbf{p}^2}{2m} \quad (\text{II.9})$$

En substituant (II.9) dans (II.6) et en intégrant sur l'impulsion $\mathbf{p}$, on obtient la densité spatiale du gaz :

$$n(\mathbf{r}) = n_0 e^{-U(\mathbf{r})/k_B T} \times P(3, \eta(\mathbf{r})) \quad (\text{II.10})$$

où l'on a défini $\eta(\mathbf{r}) = (U_0 - U(\mathbf{r}))/k_B T$. On reconnaît ici n_0 comme étant la densité au centre du piège pour une distribution *non-tronquée*. Le nombre d'atomes s'écrit :

$$N = \int_0^{U_0} g(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon = n_0 \lambda_{dB}^3 \xi(T) \quad (\text{II.11})$$

Il est alors possible de déduire une expression pour Γ_{ev} à partir du calcul de l'évolution du nombre d'atomes :

$$\dot{N} = -\Gamma_{ev} N \quad (\text{II.12})$$

où :

$$\Gamma_{ev} = 2\gamma_c e^{-\eta} (\eta - 4R(3, \eta)) \quad (\text{II.13})$$

On remarque que l'hypothèse de quasi-équilibre (i.e. $\Gamma_{ev}/\gamma_c \rightarrow 0$) est vérifiée si η est « suffisamment » grand. Ce critère qui semble plutôt qualitatif, peut être défini de manière plus quantitative

à partir de la figure (II.5). En choisissant par exemple $\eta > 6$, on a déjà $\Gamma_{ev}/\gamma_c < 0.01$. Enfin, l'énergie totale du gaz s'obtient elle aussi à partir de la fonction de partition :

$$E = Nk_B T \frac{d \ln(\xi)}{dT} = 3Nk_B T \times R(3, \eta) \quad (\text{II.14})$$

où la fonction $R(3, \eta) = P(4, \eta)/P(3, \eta)$ est représentée en rouge sur la figure (II.5).

Lois d'échelle pour un piège harmonique dipolaire

Pour un système en quasi-équilibre permanent, nous avons pu écrire chacune des grandeurs que nous avons considérées en fonction de η . Afin de simplifier considérablement notre problème, nous allons donc supposer une évaporation à η constant. Toutes les grandeurs présentées sont alors indépendantes du temps et il est possible d'obtenir une expression analytique de l'évolution de E , N et de T . En différenciant l'équation (II.14), on écrit :

$$\dot{E} = 3\dot{N}k_B T + 3Nk_B \dot{T} \quad (\text{II.15})$$

D'autre part la variation d'énergie liée au processus d'évaporation peut s'écrire en fonction de la variation du nombre d'atomes à l'aide de notre raisonnement qualitatif présenté au paragraphe précédent : $\dot{E}_{ev} = \dot{N}(\eta + \kappa)k_B T$. On montre que pour le cas d'un potentiel harmonique : $\kappa = (\eta - 5)/(\eta - 4)$ [98]. De plus, puisque $k_B T$ est petit devant U_0 , les atomes évoluent dans un potentiel harmonique dont l'énergie potentielle moyenne est $E/2$. Ainsi une variation de U_0 induit une variation de E . Comme dans le cas d'un piège optique l'évaporation forcée est réalisée en modifiant U_0 , la variation d'énergie totale liée à l'évaporation s'écrit :

$$\dot{E}_{ev} = (\eta + \kappa)\dot{N}k_B T + \frac{E}{2} \frac{\dot{U}_0}{U_0} \quad (\text{II.16})$$

En combinant (II.15) et (II.16), en négligeant les collisions inélastiques ainsi que les pertes dues au gaz résiduel, on trouve finalement comme première loi d'échelle :

$$\frac{N_f}{N_i} = \left(\frac{U_f}{U_i} \right)^{\frac{3}{2(\eta + \kappa - 3)}} \quad (\text{II.17})$$

$$\frac{N_f}{N_i} = \left(\frac{T_f}{T_i} \right)^{\frac{1}{2\alpha}} \quad (\text{II.18})$$

où l'on a utilisé l'identité $\dot{T}/T = \dot{U}_0/U_0$ à η constant. La différence de facteur 2 des exposants des équations (II.18) et (II.5) s'explique par le fait que la décompression du piège dipolaire pendant le refroidissement forcé induit elle aussi une diminution de la température. La densité dans l'espace des phases étant proportionnelle à $N\omega^3/T^3$, on obtient :

$$\frac{\rho_f}{\rho_i} = \left(\frac{U_f}{U_i} \right)^{\frac{3}{2} \frac{\eta + \kappa}{\eta + \kappa - 3}} = \left(\frac{N_i}{N_f} \right)^{\eta + \kappa - 4} \quad (\text{II.19})$$

Enfin le taux de collisions élastiques étant proportionnel à $N\omega^3/T$, on en déduit :

$$\frac{\gamma_f}{\gamma_i} = \left(\frac{U_f}{U_i} \right)^{\frac{\eta + \kappa}{2(\eta + \kappa - 3)}} \quad (\text{II.20})$$

Une remarque importante s'impose alors. Dans la limite étudiée $\eta > 6$, $\frac{\eta + \kappa}{2(\eta + \kappa - 3)} < 1$, le taux de collisions élastiques diminue systématiquement pendant l'évaporation. Contrairement au cas

du piège magnétique, il est donc impossible d'atteindre un régime « d'emballlement » de l'évaporation dans un piège dipolaire classique⁴. Cette complication peut toutefois être contournée par l'utilisation d'une géométrie de piège bien particulière. En tirant profit du croisement imparfait de deux faisceaux lasers de largeurs de cols très différentes, Clément & al ont montré qu'ils étaient capables de contrôler indépendamment la profondeur et les fréquences de leur piège dipolaire. Ils ont ainsi pu atteindre le régime d'emballlement de l'évaporation [99].

A partir des deux lois d'échelles (II.20), (II.17) et de la relation (II.12), il est possible de déterminer une loi d'évolution temporelle de la profondeur du piège pour une évaporation à η constant [100] :

$$P(t) = P_0 \left(1 + \frac{t}{\tau_{ev}}\right)^{-\beta} \quad (\text{II.21})$$

où $1/\tau_{ev} = (\eta + \kappa)\Gamma_{ev}/3$ et $\beta = -2\frac{\eta+\kappa-3}{\eta+\kappa}$.

II.2.2 Protocole expérimental

Caractéristiques du piège dipolaire croisé

La géométrie de piège que nous avons choisie est très similaire de celle utilisée dans [100] ou encore dans [101]. Elle consiste en l'intersection dans un plan horizontal, de deux faisceaux lasers de largeurs de cols très différentes. Le col w_b du faisceau que nous appelons le « gros bras » est cinq à six fois plus large que le col w_s du « petit bras ». Cette configuration permet de satisfaire deux conditions essentielles au refroidissement évaporatif : le petit bras permet un confinement toujours conséquent pour une évaporation efficace et le gros bras permet d'avoir un volume de capture important en début d'évaporation. Ce dernier permet aussi d'assurer un confinement selon l'axe mou du petit bras facilitant ainsi la fin de l'évaporation.

Dans le référentiel du laboratoire $\{x, y, z\}$, les deux bras sont contenus dans le plan $\{x, y, z = 0\}$. Chacun d'eux est tourné d'un angle θ_b, θ_s par rapport à l'axe x (voir figure (II.6)). Pour des distances x^2, y^2, z^2 petites devant leurs longueurs de Rayleigh $z_{R,b}^2, z_{R,s}^2$, il est possible de négliger la dépendance axiale de chacun des faisceaux. Le potentiel total s'écrit :

$$U(\mathbf{r}) = U_s e^{-2\frac{(\cos(\theta_s)y - \sin(\theta_s)x)^2 + z^2}{w_s^2}} + U_b e^{-2\frac{(\cos(\theta_b)y - \sin(\theta_b)x)^2 + z^2}{w_b^2}} + mgz \quad (\text{II.22})$$

où g est l'accélération de pesanteur terrestre. Le centre du piège est situé en $\mathbf{r}_0$ tel que $\nabla U(\mathbf{r}_0) = 0$. Si on trouve rapidement $x_0 = y_0 = 0$, il n'existe pas d'expression analytique de z_0 . Le centre du piège selon l'axe vertical s'obtient par calcul numérique. Puisqu'il dépend de la contribution du potentiel du piège dipolaire vis à vis du potentiel gravitationnel, z_0 se déplace de quelques μm pendant le processus d'évaporation. Afin de connaître, dans l'approximation harmonique, les fréquences propres ν_i de notre piège croisé, il est très commode de calculer la matrice Hessienne du potentiel $U(\mathbf{r})$. Celle-ci s'écrit :

$$M = \frac{1}{m} \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 U(\mathbf{r}_0)}{\partial x^2} & \frac{\partial^2 U(\mathbf{r}_0)}{\partial x \partial y} \\ \frac{\partial^2 U(\mathbf{r}_0)}{\partial y \partial x} & \frac{\partial^2 U(\mathbf{r}_0)}{\partial y^2} \end{pmatrix} = \sum_{i=s,b} \frac{\omega_i^2}{2} \begin{pmatrix} 2 \sin(\theta_i)^2 & -\sin(2\theta_i) \\ -\sin(2\theta_i) & 2 \cos(\theta_i)^2 \end{pmatrix} \quad (\text{II.23})$$

4. Dans un piège magnétique, l'évaporation est réalisée à l'aide d'un « couteau » radio-fréquence, ce qui permet de travailler à confinement constant.

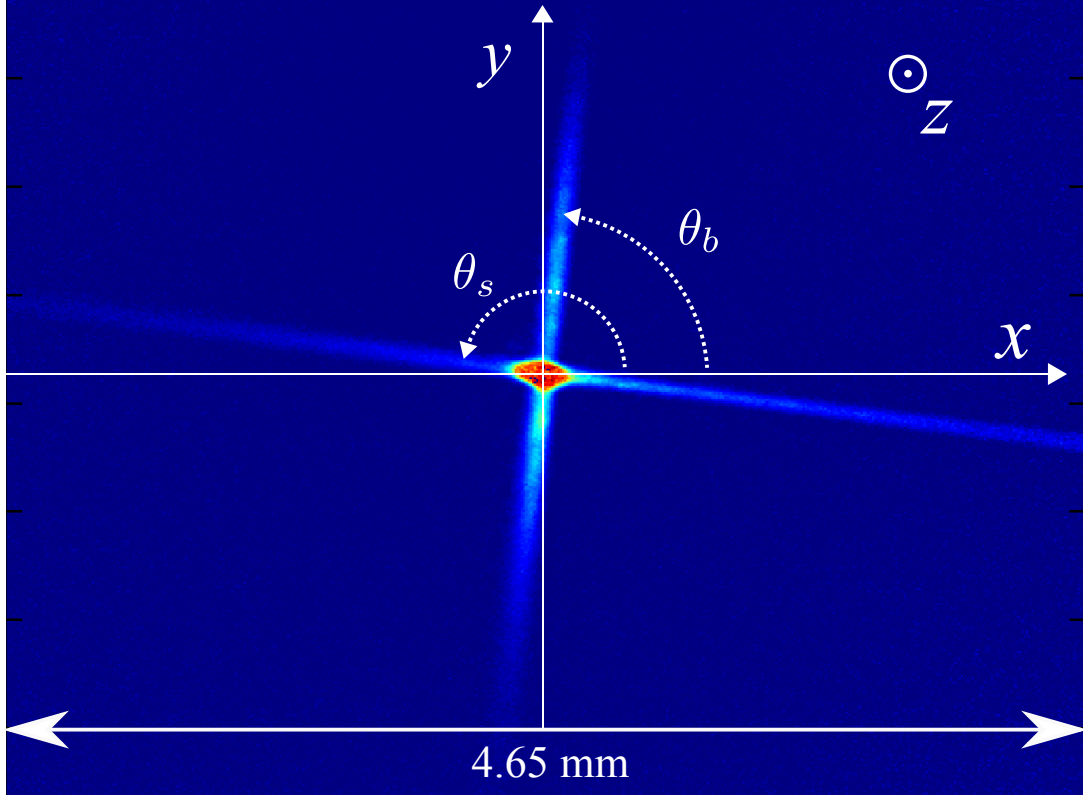


FIGURE II.6 – Piège dipolaire croisé avant l'évaporation forcée et après 100 ms de maintien.

où

$$\omega_i = \sqrt{4U_i/mw_i^2} = 2\pi\nu_i \quad (\text{II.24})$$

est la pulsation propre associé au faisceau i . Les fréquences propres du piège croisé sont alors les valeurs propres de M , on obtient :

$$\omega_1^2 = \frac{1}{2}(\omega_s^2 + \omega_b^2 - \sqrt{\omega_s^4 + \omega_b^4 + 2\omega_s^2\omega_b^2 \cos(2(\theta_s - \theta_b))}) \quad (\text{II.25})$$

$$\omega_2^2 = \frac{1}{2}(\omega_s^2 + \omega_b^2 + \sqrt{\omega_s^4 + \omega_b^4 + 2\omega_s^2\omega_b^2 \cos(2(\theta_s - \theta_b))}) \quad (\text{II.26})$$

Enfin, en négligeant l'influence de la gravité, la fréquence propre selon l'axe vertical est donnée par :

$$\omega_z = \sqrt{\omega_1^2 + \omega_2^2} = \sqrt{\omega_s^2 + \omega_b^2} \quad (\text{II.27})$$

La présence du potentiel gravitationnel diminue cette fréquence propre de moins de 10% en fin d'évaporation.

Le banc de refroidissement évaporatif

Le banc de refroidissement évaporatif a fait l'objet de nombreuses transformations depuis le commencement de ma thèse. Si certaines consistaient à améliorer la géométrie de notre piège afin de rendre notre évaporation plus efficace, la plupart de ces modifications étaient motivées par le remplacement de diverses optiques qui se sont dégradées sous l'intensité considérable du laser. Au total trois cubes et deux lentilles ont du être remplacés.

Nous utilisons un laser fibré IPG-YLR-100-1064-LP-AC-Y12 de puissance maximale 100 W et de longueur d'onde 1070 nm. Son spectre en fréquence est caractéristique des lasers de puissance : il est très large et s'étale sur quelques nm (voir figure (II.7) de gauche). Il a été montré dans [100] qu'une telle largeur de raie peut être à l'origine de pertes d'atomes dues à des processus de diffusion à deux photons. Ceci peut donc constituer un problème important pour le refroidissement évaporatif.

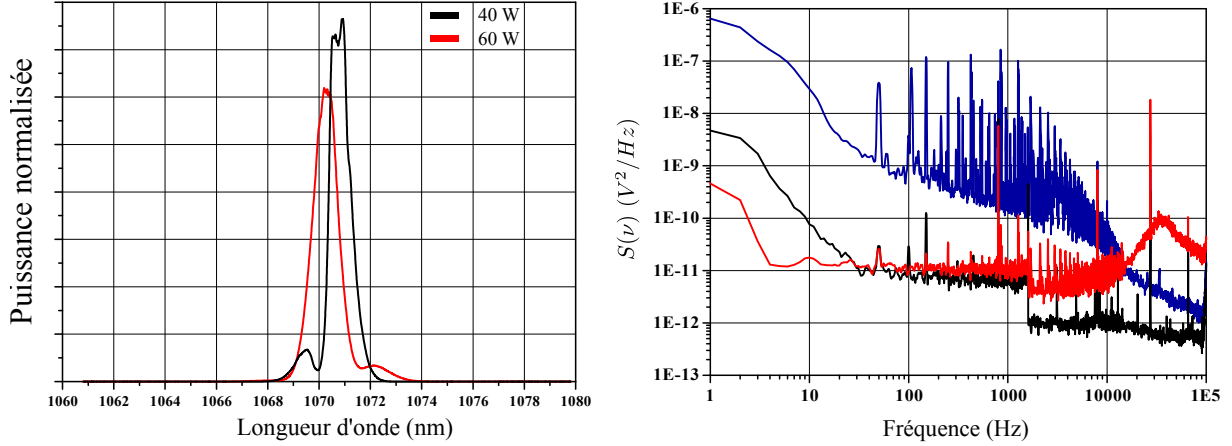


FIGURE II.7 – A gauche : Spectre du laser IPG-YLR-100-1064-LP-AC-Y12 servant au refroidissement évaporatif. En rouge : pour une puissance de pompe de 60% et une puissance de sortie de 60 W environ. En noir : pour une puissance de pompe de 40% et une puissance de sortie de 40 W environ. A droite : spectre du bruit d'intensité du laser avec (courbe rouge) et sans asservissement de la puissance (courbe bleue). En noir : spectre du bruit de la photodiode.

Le schéma « final » du banc de refroidissement évaporatif est présenté sur la figure (II.8). Un premier couple $\{\lambda/2\text{-cube}\}$ est utilisé en sortie du collimateur pour nettoyer la polarisation du laser. Il permet aussi de diminuer la puissance totale transmise et donc de faciliter l'alignement du montage optique sans pour autant devoir changer le courant de pompe du laser. Un deuxième couple $\{\lambda/2\text{-cube}\}$ divise le faisceau laser en deux trajets optiques distincts sur chacun desquels se trouve un AOM (modèle AA Opto-electronic MCQ40-A2.5-L1064-Z42-C47Bc). Une telle configuration permet de contrôler la puissance de chacun des deux bras de manière indépendante. Les AOMs étant conçus pour diffracter des faisceaux de diamètre à $1/e^2$ inférieurs à 2.5 mm, chacun des deux faisceaux est préalablement mis en forme à l'aide de deux télescopes⁵ de grandissement $\sim 1/3$. A la traversée des AOMs leur diamètre à $1/e^2$ vaut environ 1.2 mm. Afin de se prémunir d'éventuels effets d'interférences entre les deux bras de notre piège dipolaire croisé, nous utilisons deux ordres de diffraction posés.

Pour chacun des deux bras, la séparation de l'ordre diffracté ± 1 avec l'ordre 0 est critique. En effet, la lumière parasite provenant des ordres 0 induit d'importants gradients d'intensité au niveau des atomes. De ce fait, chaque atome ressent selon sa position une force différente et voit donc sa condition de résonance décalée d'une quantité différente. Ceci se traduit sur l'ensemble du nuage par de fortes inhomogénéités de couplage et de résonance Raman. Nous avons donc choisi d'allonger chacun des deux trajets optiques en aval des AOMs, à l'aide d'une série de miroirs supplémentaires. Il a fallu enfin ajouter deux diaphragmes et aussi deux obturateurs

5. Dans notre premier montage, un seul télescope était utilisé en amont du deuxième cube. L'intensité laser traversant la deuxième lentille du télescope était alors trop importante et la lentille due être remplacée à deux reprises.

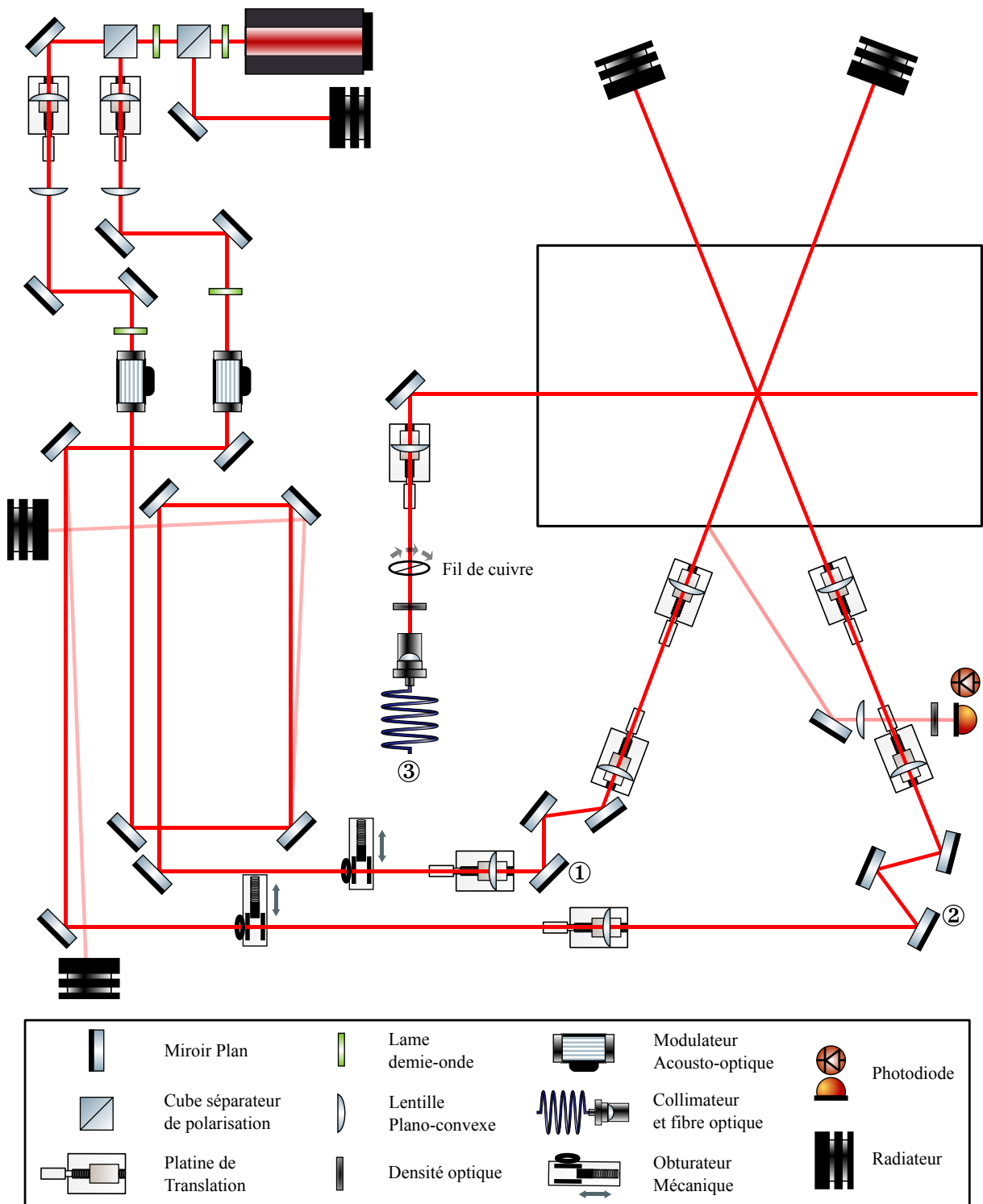


FIGURE II.8 – Schéma du banc de refroidissement évaporatif.

mécaniques afin de pouvoir s'affranchir totalement de toute lumière résiduelle pendant nos séquences interférométriques. En effet, comme le montre la figure (II.9), le couplage Raman est très affecté par la lumière parasite du piège dipolaire croisé. Sans obturateurs mécaniques, les oscillations de Rabi sont très fortement amorties et l'efficacité de couplage Raman reste inférieure à 50%. En présence des obturateurs mécaniques on retrouve un bon couplage d'environ 80%.

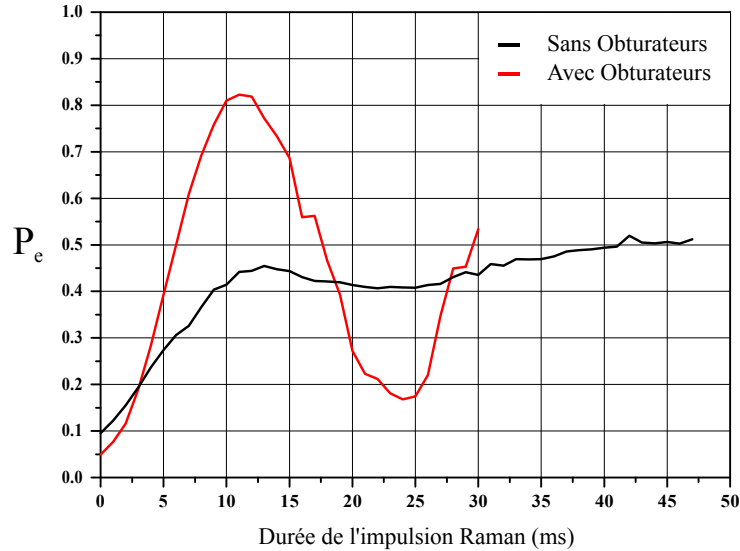


FIGURE II.9 – Oscillations de Rabi avec et sans obturateurs mécaniques. La lumière diffusée par les ordres 0 des deux bras du piège dipolaire induit de forts gradients d'intensité au niveau des atomes et diminue l'efficacité du couplage Raman.

La mise en forme des deux bras du piège dipolaire repose sur deux montages identiques. Tout d'abord une première lentille de focale 50 mm (300 mm) focalise le faisceau du petit (gros) bras dans son plan focal à un rayon à $1/e^2$ de 30 μm (176 μm)⁶. Le col de chacun de ces deux faisceaux est ensuite transporté au niveau des atomes à l'aide d'un montage dit « $4f$ » constitué de deux lentilles de focale $f = 150$ mm et espacées de $2f$. L'angle entre les deux faisceaux vaut environ $\theta_b - \theta_s = 36^\circ$.

Afin de caractériser le piège ainsi constitué, il est possible de mesurer les fréquences propres de celui-ci par excitation paramétrique. Ceci consiste à moduler la profondeur du piège afin d'exciter les atomes et de mesurer ou le taux de chauffage ou la perte d'atomes. Celle-ci est maximale lorsque la fréquence d'excitation (fréquence de modulation) correspond au double de la fréquence propre du piège. Dans le cas d'un piège dipolaire, il est notamment possible d'en déduire la valeur du col de chacun des faisceaux au niveau des atomes à l'aide de la relation (II.24). La figure (II.10) montre les courbes d'excitations paramétriques que nous avons obtenues pour le montage optique décrit précédemment. Les fréquences propres de chacun des deux bras ont été mesurées séparément en allumant un seul faisceau à la fois. Pour une puissance moyenne dans le petit bras de 3.2 W et une modulation de 10%, on observe une forte diminution du nombre d'atomes pour une fréquence d'excitation de 3.7 kHz. On en déduit $\omega_b/2\pi = 1.85$ kHz et un rayon à $1/e^2$ de 30,5 μm . La fréquence propre du gros bras seul pour une puissance moyenne de 23.3 W est de 150 Hz ce qui correspond à un rayon à $1/e^2$ de 176 μm .

6. J'ai utilisé durant ces trois années plusieurs lentilles différentes. Les valeurs de focales et de col des faisceaux sont ici données à titre indicatif. Elles correspondent à celles utilisées pour les mesures de la section (IV.2.1).

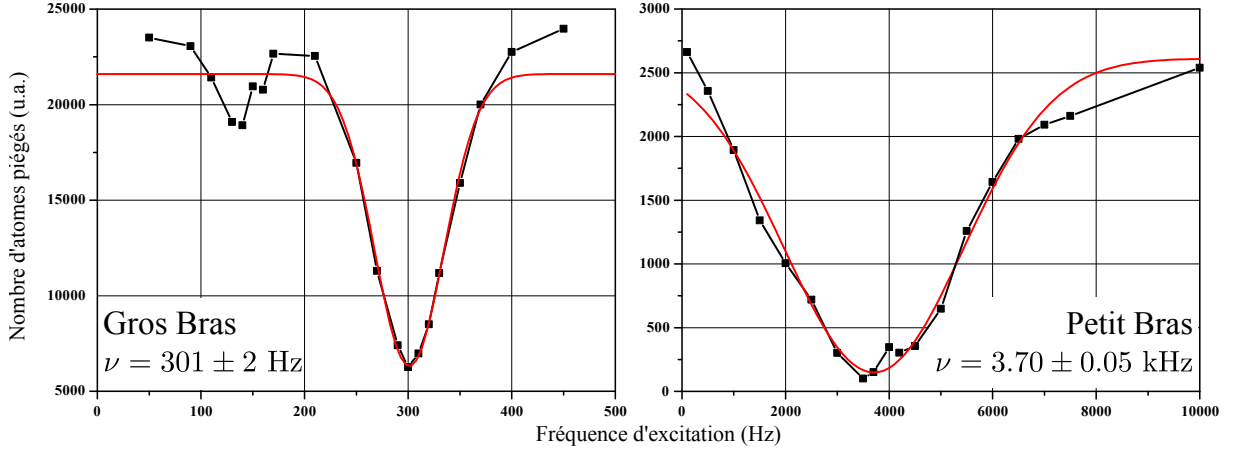


FIGURE II.10 – Evolution du nombre d’atomes en fonction de la fréquence de modulation du gros bras (figure de gauche) et du petit bras (figure de droite). En rouge : ajustement des courbes à l’aide d’une fonction gaussienne.

Afin de diminuer le bruit d’intensité des deux faisceaux qui, pour des fréquences proches des fréquences propres du piège est susceptible de chauffer les atomes, nous avons mis en place un système d’asservissement de puissance par rétro-action sur les AOMs. Nous avons tenté dans un premier temps de mesurer la puissance de chacun des deux bras en transmission des miroirs ① et ②. Malheureusement nous avons observé que la transmission dépendait du temps et de l’intensité lumineuse incidente sur les miroirs. Ce phénomène d’ordre thermique induit en effet des fluctuations de la puissance transmise de l’ordre de 10 à 20% et ce, sur des temps plus ou moins courts qui dépendent de la valeur de l’intensité lumineuse incidente. Il rend donc impossible un tel schéma d’asservissement. L’alternative a été d’utiliser les réflexions de chacun des deux bras sur la fenêtre d’entrée de l’enceinte principale (voir figure (II.8)). Le résultat de notre asservissement est représenté sur la figure (II.7) de droite. L’asservissement a permis de gagner jusqu’à deux ordres de grandeurs sur le bruit d’intensité des faisceaux lasers et ce sur la totalité de la gamme de fréquence balayée par les fréquences propres du piège pendant le refroidissement (i.e. 10 Hz à 5 kHz). Le taux de chauffage est donné par [102] :

$$\Gamma_{ch} = \pi^2 \nu^2 \frac{S(2\nu)}{V_0^2} \quad (\text{II.28})$$

où $V_0 = 2.4$ V est la constante de tension mesurée en sortie de la photodiode. Au vu de notre mesure de bruit après asservissement, la densité spectrale de puissance $S(2\nu)$ est à peu près constante sur la gamme de fréquence explorée et vaut $S(2\nu) \simeq 10^{-11}$ V²/Hz. Ceci correspond à un taux de perte de 5×10^{-4} s⁻¹, ce qui est négligeable devant la durée de la séquence de refroidissement évaporatif.

Les systèmes de détection

Détection par temps de vol

Notre système de détection principal a été initialement développé pour les fontaines atomiques [103]. Une description détaillée se trouve dans [88]. Ce dispositif est composé de trois nappes de lumières horizontales situées au bas de l’enceinte à vide, qui permettent de mesurer

après un temps de vol d'environ 150 ms les populations de chacun des deux états hyperfins. En tirant parti de l'étiquetage Raman des niveaux internes et externes des atomes, on déduit de ces mesures de populations la transition de probabilité P_e vers l'état excité :

$$P_e = \frac{N_2}{N_1 + N_2} \quad (\text{II.29})$$

Après extinction des lasers de piégeage, les atomes, alors en chute libre, rencontrent une première nappe de lumière accordée sur la transition cyclante $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$.⁷ Les photons de fluorescence diffusés par les atomes dans $|F = 2\rangle$ lors des multiples cycles d'absorption-émission sont collectés par deux systèmes optiques dont l'efficacité de collection totale est de 8.6%. Ces atomes sont ensuite poussés. Au cours de leur chute les atomes restants (ceux dans l'état $|F = 1\rangle$), traversent une deuxième nappe, de faisceau repompeur cette fois, qui les transfère vers l'état $|F = 2\rangle$. Enfin ces mêmes atomes traversent une dernière nappe de faisceau refroidisseur. Les photons de fluorescence sont collectés par le même système optique ce qui permet de compter le nombre d'atomes qui étaient initialement dans l'état $|F = 1\rangle$.

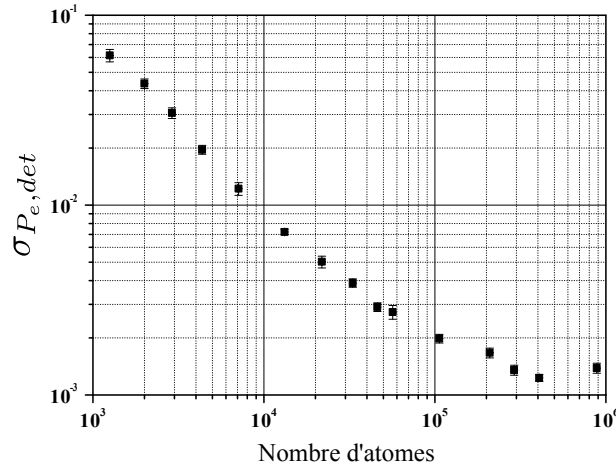


FIGURE II.11 – Bruit de probabilité de transition en fonction du nombre d'atomes induit par notre système de détection par temps de vol. $\sigma_{P_e, det}$ correspond à l'écart type de la transition de probabilité mesurée après une impulsion- $\pi/2$ micro-onde.

Le bruit de probabilité de transition induit par notre système de détection par temps de vol a déjà fait l'objet d'une étude détaillée dans [104]. Je rappelle ici qu'il est la somme des contributions du bruit électronique ($\propto 1/N$), du bruit de projection quantique ($\propto 1/\sqrt{N}$) et d'un bruit technique indépendant du nombre d'atomes, appelé bruit de plateau. La figure (II.11) montre la dépendance de ce bruit de détection en fonction du nombre d'atomes. Elle nous permettra au chapitre (III) de connaître la contribution de celui-ci sur notre sensibilité à mesurer la fréquence de Bloch.

Détection in-situ

Afin de pouvoir mesurer la température du gaz pendant le processus de refroidissement évaporatif, il est nécessaire de disposer d'un deuxième système de détection permettant d'imager

7. La lumière de la première et dernière nappe de détection est prélevée du laser refroidisseur au niveau du coupleur ① présenté sur la figure (II.2). La lumière de la deuxième nappe est prélevée du faisceau repompeur au niveau de la fibre de ③. Voir aussi la figure en annexe (B.1).

les atomes au niveau du piège dipolaire croisé. Nous avons donc mis en place en système optique simple composé de deux doublets achromatiques conjuguant la position du nuage avec une caméra CCD (modèle Hamamatsu C9100-02S1). Le premier doublet (modèle Thorlabs AC254-150-B) de diamètre 1" et situé à une distance $f_1 = 150$ mm du nuage, projette son image à l'infini. Le deuxième doublet (modèle Thorlabs AC508-250-B) de diamètre 2" et de distance focale $f_2 = 250$ mm est placé à une distance d (discutée plus loin) du premier doublet et conjugue les positions des atomes et de la caméra CCD. Le grandissement de ce système optique est donc en principe de $\gamma_g = f_2/f_1 = 1.67$. Une mesure de l'accélération des atomes lors de leur chute libre à l'aide de la caméra CCD nous a permis de déduire le grandissement réel qui est de 1.72.

Nos mesures sont faites par imagerie d'absorption. Un faisceau laser est prélevé par la fibre ⑤ (figure (II.2)) et envoyé au niveau des grands hublots de l'enceinte à vide. Sa polarisation est rendue circulaire à l'aide d'une lame quart-d'onde placée juste en sortie de collimateur (modèle Thorlabs F810-APC-780 de rayon à $1/e^2$ de 3.75 mm). Ce choix est motivé par le fait que la section efficace d'absorption est plus importante pour une lumière polarisée circulairement. Elle vaut $\sigma_0^{\sigma^\pm} \simeq 0.3 \mu\text{m}^2$ [105]. Le faisceau d'imagerie est aligné de manière à traverser le nuage et le système optique décrit précédemment (voir figure (II.12)). En choisissant $d = f_1 + f_2$, celui-ci reste collimaté en sortie du système optique. Trois images sont enregistrées. Le temps d'exposition est de 2 ms. Une première image est prise avec le faisceau d'imagerie allumé pendant 40 μs et accordé sur la résonance de la transition atomique. Après quelques cycles d'absorption-émission les atomes sont rapidement poussés. Puis juste après (20 ms), une deuxième image est prise avec le faisceau d'imagerie seul (les atomes ont été chassés). Enfin une troisième image, sans faisceau d'imagerie et sans atomes, donc une image du fond lumineux, est enregistrée. La soustraction de l'image de fond et de l'image du faisceau sans atomes à l'image prise avec atomes, donne directement accès à la densité optique (OD) du nuage. Le nombre d'atomes se déduit de :

$$N = \frac{2\pi\sigma_x\sigma_y}{\gamma_g^2\sigma_0^{\sigma^\pm}} OD \quad (\text{II.30})$$

où σ_x, σ_y sont les tailles du nuage dans le plan image du système d'imagerie. Bien que le faisceau d'imagerie contienne de la lumière provenant à la fois du laser refroidisseur et du laser repompeur, la durée très rapide des impulsions d'imagerie (typiquement 40 μs) ne permet pas d'imager les atomes dans $|F = 1\rangle$. Une impulsion de repompeur plus longue précède donc la séquence d'imagerie d'absorption. Pour des températures proches de la température de recul $T_r = 362$ nK, cette méthode de repompage chauffe les atomes. Pour ne pas fausser nos mesures de température nous utilisons donc à la place du repompeur une impulsion- π micro-onde accordée sur la transition hyperfine $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$. Cependant celle-ci transfère uniquement les atomes qui sont initialement dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$, soit environ 1/3 des atomes quand l'échantillon n'est pas préparé dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Afin de déterminer le nombre d'atomes dans $|F = 1\rangle$ de façon précise, il est donc nécessaire de réaliser une mesure supplémentaire en utilisant ou une impulsion de repompeur ou la détection par temps de vol.

La résolution du système optique est d'environ 7 μm et la résolution du système d'imagerie total est limitée pour ce grandissement par la taille des pixels de la caméra CCD. En effet, bien que celle-ci soit composée d'une matrice de 1000×1000 pixels de côté 8 μm , la résolution de la carte graphique de notre ordinateur nous impose d'apparier les pixels deux par deux. La résolution de notre système d'imagerie in situ est donc de $16/\gamma_g = 9.3 \mu\text{m}$.

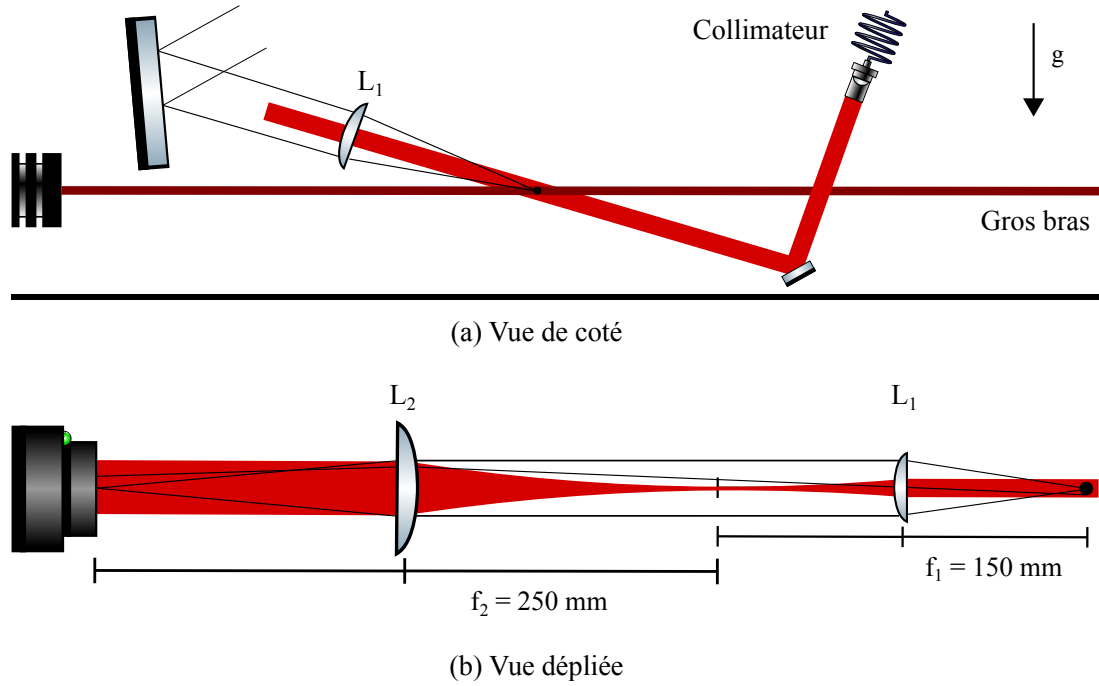


FIGURE II.12 – (a) Système de détection in situ vu de côté. (b) Système d'imagerie déplié.

Le refroidissement évaporatif : mise en pratique

Maintenant que nous connaissons les caractéristiques de notre piège dipolaire croisé, nous pouvons appliquer les notions de bases de refroidissement évaporatif que nous avons acquises précédemment, et refroidir notre nuage d'atomes à des températures de quelques centaines de nK. Ici, contrairement aux pièges magnétiques, la principale difficulté concerne le chargement du piège. Même si l'utilisation d'un gros bras permet un meilleur volume de capture, deux aspects limitants doivent être considérés. Tout d'abord le déplacement lumineux induit par les faisceaux du piège dipolaire vaut environ -15 MHz ⁸. Les atomes capturés dans ce piège ne peuvent donc plus être refroidis par les faisceaux de PMO-3D dont le désaccord est de $-2.4\Gamma \sim -14.5 \text{ MHz}$. De plus, la densité atomique initiale dans un piège dipolaire croisé et donc le taux initial de collisions élastiques, dépendent de la densité atomique au centre du piège magnéto-optique. Or celle-ci est fortement limitée par les processus d'absorption et de ré-émissions de photons.

Chargement du piège dipolaire croisé

Plusieurs méthodes ont donc été développées afin de contourner ce problème. La plus simple consiste à augmenter le gradient de champ magnétique du PMO-3D afin de comprimer le nuage. On parle de piège magnéto-optique comprimé. Une autre méthode très efficace est de diminuer les forces répulsives induites par les processus d'absorption et de ré-émissions de photons, en augmentant le désaccord du laser de refroidissement. Enfin et surtout, il est possible, après une phase de PMO standard, de diminuer la puissance du laser repompeur afin d'augmenter le nombre d'atomes dans l'état noir $|F = 1\rangle$. Ces atomes ne voient plus les faisceaux de refroidissement ce qui permet d'augmenter la densité du nuage [106]. On parle de piège magnéto-optique

8. Le déplacement lumineux total de la transition $D2$ du ^{87}Rb pour un laser de longueur d'onde 1064 nm vaut $\alpha = -30 \text{ mHz}/(\text{mW}/\text{cm}^2)$ (voir section (III.2))

sombre. Cependant un compromis doit être trouvé. Une puissance minimale est requise si l'on souhaite que les atomes restent piégés dans le PMO. Une méthode astucieuse consiste à ne diminuer la puissance du repompeur qu'au centre du piège dipolaire croisé. Ceci peut se faire de façon relativement simple en plaçant un obstacle sur le trajet d'un faisceau de repompeur [107]. Pour notre expérience, nous avons combiné chacune de ces techniques. Après notre phase de PMO habituelle, nous utilisons une phase appelée phase de DSCMOT (pour Dark Spot Compressed Magneto-Optical Trap) qui nous permet d'augmenter de plus d'un facteur deux la densité au centre du nuage et d'obtenir, suivant la taille des cols des faisceaux, entre 1 et 5 millions d'atomes à 50 μK dans notre piège dipolaire croisé après 100 ms de maintien. Le nombre d'atomes initialement chargés dans notre piège est certainement plus important. Malheureusement, il est difficilement possible de mesurer le nombre d'atomes initial ou encore leur température, car lors de leur chute libre, ces atomes sont masqués par les atomes qui étaient piégés dans les bras des deux faisceaux.

Le faisceau de « repompeur sombre » utilisé pour faire le DSCMOT, est prélevé du laser repompeur au niveau de la fibre ③ de la figure (II.2). Il est mis en forme à l'aide d'un fil de cuivre situé en travers d'un faisceau de repompeur et que l'on image à l'aide d'une lentille de focale 400 mm au niveau des atomes. Le schéma est représenté sur la figure (II.8).

Rampes d'évaporation

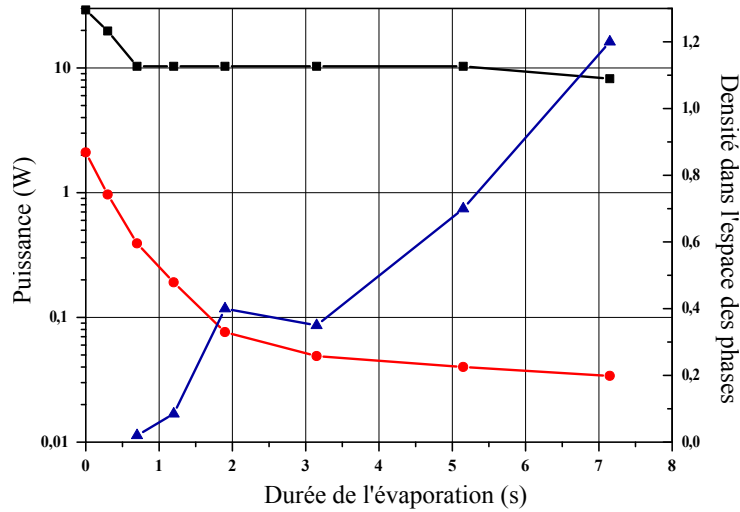


FIGURE II.13 – Rampes de puissances utilisées pour une optimisation du refroidissement à η constant. En rouge : évolution de la puissance du petit bras en fonction du temps. En noir : évolution de la puissance du gros bras en fonction du temps. Les rayons à $1/e^2$ du petit et du gros bras sont respectivement de 28 et 210 μm . En bleu : évolution de la densité dans l'espace des phases.

Une fois le piège dipolaire chargé, le gradient de champ magnétique ainsi que les faisceaux du PMO-3D sont éteints. L'évaporation forcée peut commencer. La profondeur du piège est alors abaissée en diminuant à l'aide des AOMs, la puissance de chacun des deux bras du piège dipolaire croisé. Dans un premier temps nous avons cherché à évaporer à η constant en utilisant des rampes d'évaporation affines par morceaux. L'optimisation de ces rampes portait à la fois sur les valeurs de ρ et η qui pouvaient être estimées à partir de la mesure, à la fin de chaque morceau de rampe, du nombre d'atomes et de la température du gaz. Les résultats présentés sur la figure (II.13)

correspondent à une évaporation à $\eta = 9 \pm 1$. Pour ces mesures, le rayon à $1/e^2$ du petit bras était de 28 μm , environ sept fois plus mince que celui du gros bras qui était de 210 μm . La cinétique du processus de refroidissement est donc largement dominée par la profondeur du petit bras. Maintenir la puissance du gros bras constante et à une valeur relativement élevée s'est aussi avéré être bénéfique. Pour une puissance de 10 W, la fréquence propre minimale du piège est seulement de 40 Hz. Une profondeur du gros bras encore plus faible conduit à un net ralentissement de l'évaporation selon une des trois directions du piège. Expérimentalement nous avons aussi et surtout observé une perte du nombre d'atomes. Au cours de cet évaporation, la densité dans l'espace des phases croît de manière quasi-exponentielle. En l'espace de 7 secondes elle augmente de 0.02 à 1.2 soit environ un gain de près de deux ordres de grandeur. Une telle efficacité est propre au refroidissement évaporatif dans des pièges dipolaires, pour lesquels les taux de collisions initiaux sont entre 100 et 1000 fois plus importants que dans les pièges magnétiques. Malgré nos estimations qui indiquent une densité dans l'espace des phases de l'ordre de 1 en fin d'évaporation, nous n'avons observé aucune signature de l'existence d'une fraction condensée. Deux jours plus tard nous observions que les modes spatiaux de nos faisceaux de refroidissement dipolaire s'était fortement dégradés. Des mesures effectuées au plan focal des lentilles ont montré qu'il s'agissait d'un mode de Laguerre-Gauss (0,1), appelé plus communément par notre équipe un « doughnut ». Le premier cube séparateur de polarisation a du être changé, l'alignement était à refaire ainsi que l'optimisation de nouvelles rampes d'évaporation.

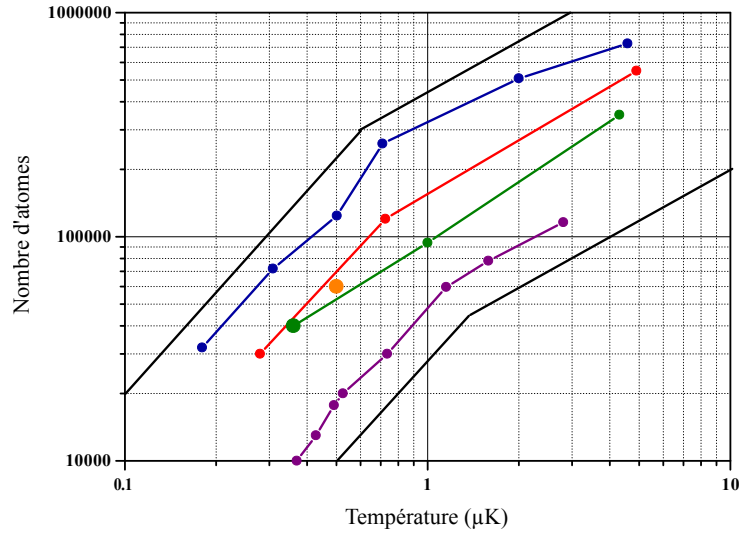


FIGURE II.14 – Dépendance du nombre d'atomes en fonction de la température lors du refroidissement évaporatif. En bleu : mesures obtenues avec les rampes d'évaporation de (II.13). En violet : mesure pour laquelle nous avons observé l'existence d'une fraction condensée d'atomes. Disque orange : nombre d'atomes et température du gaz utilisé pour les résultats de la section (IV.2.1). Disque vert : nombre d'atomes et température du gaz utilisé pour les résultats de la section (IV.2.2). Toutes nos mesures semblent suivre deux lois d'échelle (II.5) pour $\alpha = 0.7$ et $\alpha = 0.3$ qui sont ici représentées par les deux paires de droites noires.

La figure (II.14) montre après optimisation de quatre rampes d'évaporations, l'évolution du nombre d'atomes en fonction de la température. Les mesures repérées par les points bleus correspondent à celles obtenues à l'aides des rampes affines par morceaux présentées figure (II.13). Celles repérées par les points violets correspondent à des mesures réalisées en juillet 2013 pour lesquelles nous avons observé l'existence d'une fraction condensée après 7 s de refroidissement évaporatif [104]. Depuis, comme en témoignent l'ensemble de nos mesures, les multiples amé-

liorations de notre dispositif expérimental ont permis un gain important sur le rapport N/T . Une remarque intéressante est que toutes nos rampes (obtenues pour différents cols de faisceaux et différents types de chargement) semblent vérifier à peu près la même évolution du nombre d'atomes en fonction de la température. Celle-ci montre deux tendances représentées par les deux paires de droites noires. En se rappelant la loi d'échelle (II.18), le début d'évaporation correspondrait à $\alpha \sim 0.7$ et la fin d'évaporation à $\alpha \sim 0.3$. La valeur de cet exposant est nettement plus faible que celle attendue pour une évaporation à $\eta = 9$ et qui vaut 2.2. Ceci peut s'expliquer très certainement par la présence de processus de collisions inélastiques qui sont à l'origine de pertes d'atomes supplémentaires. Le fait qu'en fin d'évaporation α diminue peut être attribué à une augmentation de la perte d'atomes due à une décompression du piège trop rapide. Au vu de ces résultats, seul le chargement initial du piège dipolaire semble vraiment critique. Nous avons donc cherché une méthode rapide d'optimisation des rampes d'évaporation permettant d'obtenir rapidement un échantillon dense d'atomes ultra-froids. En l'occurrence, puisque nous ne souhaitons pas travailler avec des nuages dégénérés, nous n'avons plus cherché à optimiser ρ ou encore η mais simplement le rapport N/T .

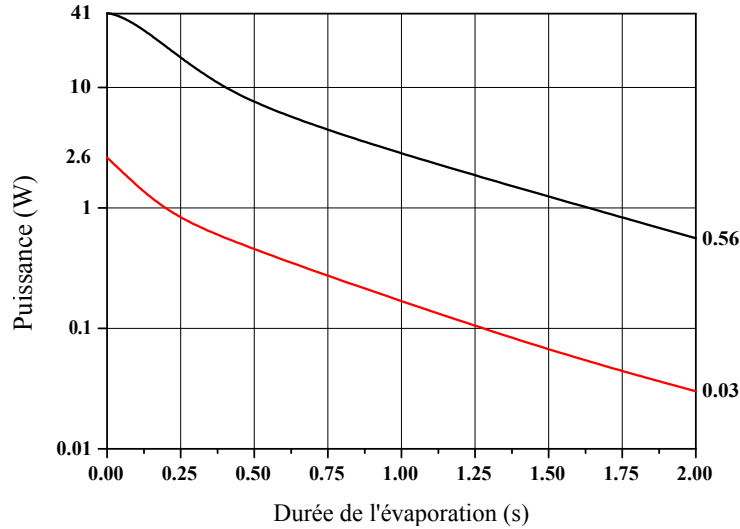


FIGURE II.15 – Rampes de puissances de la forme de l'équation (II.31) obtenues après optimisation du rapport N/T en ajustant $\tau_{ev,s} = \tau_{ev,b} = 1.3$ s, $\beta_s = 4$, et $\beta_b = 5$.

En ajustant la courbe rouge (figure (II.13)) de l'évolution de la puissance du petit bras en fonction de la durée de l'évaporation avec l'équation :

$$P(t) = P_f + P_0 \left(1 + \frac{t - t_0}{\tau_{ev}} \right)^{-\beta} \quad (\text{II.31})$$

qui n'est pas sans rappeler (II.21), on obtient $\tau_{ev} \simeq 2$ et $\beta \simeq 6$. La valeur de l'exposant β est nettement supérieure à la valeur attendue de 1.4. Ceci s'explique certainement par le fait que nous avons obtenu (II.21) sans tenir compte des collisions inélastique. En effet, pour des puissances laser importantes, le taux de collisions à deux corps assistées par la lumière est très élevé [100]. Une diminution rapide de l'intensité des deux bras (et donc β grand) permet donc à priori de réduire la perte d'atomes associée à ce processus. L'accord relativement bon entre l'équation (II.31) et notre courbe expérimentale, nous a incité par la suite à implémenter sur chacun des deux bras des rampes de puissances vérifiant la forme de (II.31). En choisissant la durée totale de l'évaporation (~ 2 s) et les fréquences finales de notre piège croisé (définies par P_f), il est très efficace d'optimiser N/T en ajustant uniquement les paramètres τ_{ev} et β . La figure

(II.15) représente les rampes qui nous ont permis d’obtenir en 1.5 s d’évaporation, un nuage de 6×10^4 atomes à 500 nK⁹ avec lequel nous avons réalisé les mesures discutées en section (IV.2.1).

II.3 Séquences expérimentales

Toutes nos séquences expérimentales sont composées d’une phase de refroidissement suivie d’une phase d’interférométrie. Les différents dispositifs associés à la phase de refroidissement ont été décrits dans les deux sections précédentes. Nous avons vu que nous étions capables de produire ou un gaz dilué à des températures de l’ordre du μK , ou un gaz dense à des températures de quelques centaines de nK. L’objet de cette partie est, après avoir introduit le dispositif utilisé pour la phase d’interférométrie, de présenter les deux séquences expérimentales complètes associées à ces deux régimes de densité.

II.3.1 Schéma des lasers

La figure (II.16) illustre de façon schématique la configuration et l’alignement des différents lasers utilisés dans notre expérience. Par souci de simplicité, les lasers de PMO n’ont pas été représentés.

Le piège mixte

Le réseau optique vertical (en vert sur la figure (II.16)) est créé par réflexion d’un laser de longueur d’onde $\lambda_L = 532$ nm et de puissance maximale 12 W (modèle Coherent Verdi-V12). Le banc optique a déjà été présenté dans [104] et n’a pas subi de modifications majeures. Je donne ici ses deux caractéristiques principales : un AOM est utilisé pour contrôler la profondeur du réseau vu par les atomes et un télescope a été ajouté pour mettre en forme le faisceau. Une mesure du rayon à $1/e^2$ de ce laser au niveau des atomes n’est pas possible. Il peut néanmoins être grossièrement estimé à partir de mesures réalisées avant et après son passage au travers de l’enceinte principale. De telles mesures sont particulièrement délicates car nous soupçonnons fortement l’existence d’effets thermiques et d’indices non-linéaires à la fois au niveau des hublots de l’enceinte principale et de l’AOM. En effet, le laser étant réflexion, l’AOM est traversé par une puissance totale de $2 \times 9 = 18$ W environ. Ainsi, pour ne pas fausser nos mesures nous avons utilisé un « beam sampler » afin de ne prélever qu’une faible proportion de la puissance totale du faisceau laser. Le trajet optique complet et donc l’intensité lumineuse ressentie par chaque élément optique restent ainsi inchangés. Cependant, le banc optique étant très encombré, nous avons dû nous contenter de trois mesures du col du faisceau à trois positions différentes de son trajet optique. Le rayon à $1/e^2$ du col du faisceau serait d’environ 700 ± 100 μm .

Ce laser étant désaccordé dans le bleu, les atomes ne sont pas confinés transversalement. Il est donc nécessaire de superposer au réseau optique un deuxième laser désaccordé dans le rouge (en rouge bordeaux sur la figure (II.16)). Pour cela nous utilisons un laser de longueur d’onde 1064 nm et de puissance totale 20 W (modèle Manlight ML20-CW-P-TKS). Le banc optique dont je vais présenter ici les caractéristiques principales, est similaire à celui qui a déjà été décrit en détails dans [104]. Nous utilisons là encore un AOM pour contrôler la puissance vue par les atomes et une série de trois lentilles pour mettre en forme le faisceau. Les deux premières

9. Point orange sur la figure (II.14)

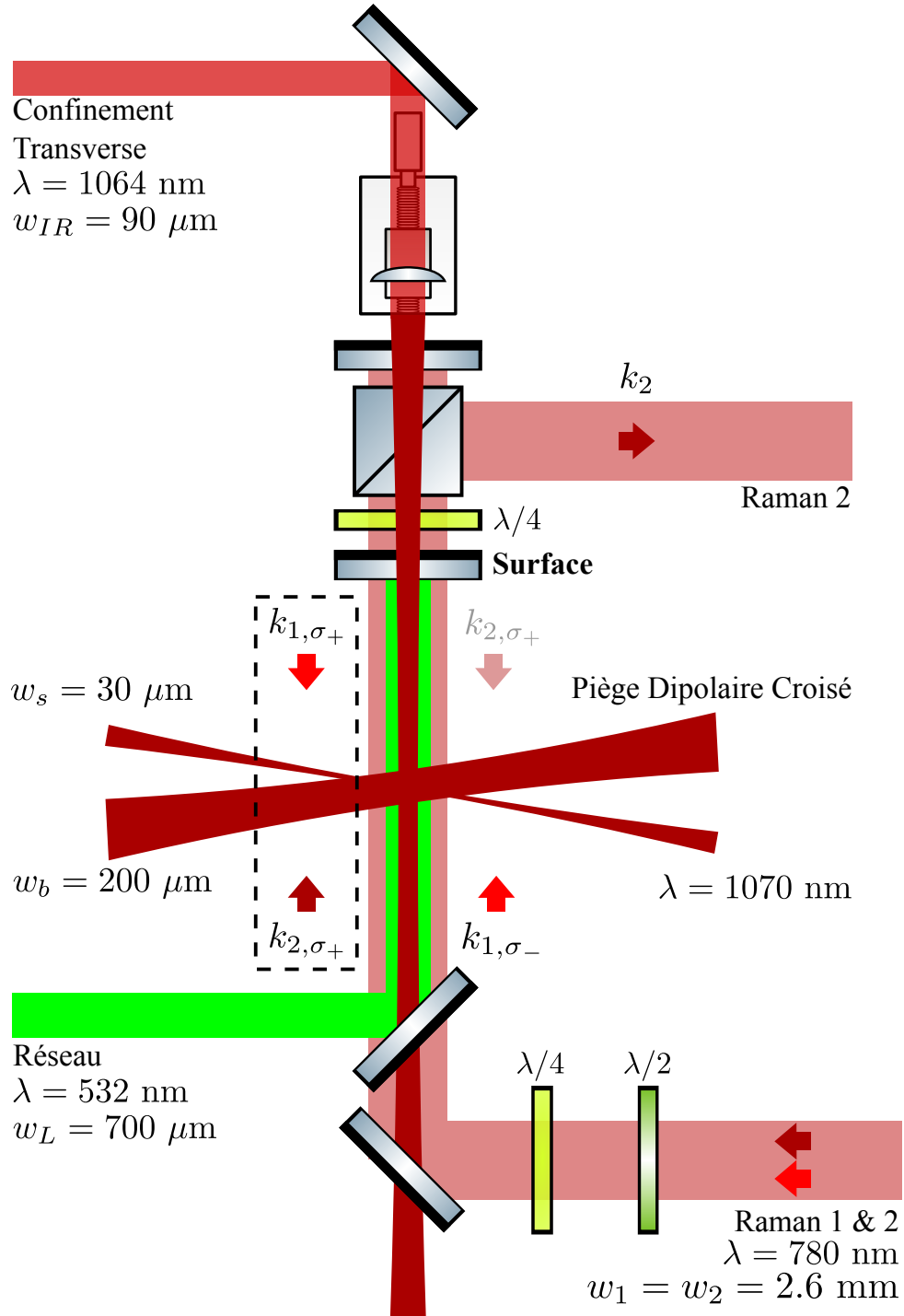


FIGURE II.16 – Schéma de l'expérience ForCa-G.

lentilles forment un télescope et permettent de choisir la taille du col du faisceau au niveau des atomes. La troisième possède une grande focale de 400 mm et permet de focaliser le faisceau laser au niveau des atomes. Cette lentille étant placée sur une platine de translation, il est aisé de déplacer le col du faisceau selon la verticale (voir figure (II.16)). Le rayon à $1/e^2$ au niveau des atomes se déduit de la mesure de déplacement lumineux différentiel induit par ce laser (voir section (III.2.1)). Au cours de mon travail de thèse j’ai utilisé des tailles de faisceaux allant de 90 à 175 μm .

L’ensemble du réseau optique vertical et du laser de confinement transverse constitue le « piège mixte » .

Le champ de quantification

Les niveaux hyperfins $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ et $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ sont dégénérés et ne constituent donc pas un système à deux niveaux. Un champ magnétique de quantification est donc nécessaire afin de lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman $|m_F\rangle$ pendant la phase d’interférométrie (voir figure (II.18) de droite). Celui-ci est créé à partir de trois bobines en configuration Helmholtz régulièrement espacées. Son amplitude est d’environ 100 mG, ce qui permet de séparer par effet Zeeman linéaire les niveaux $|m_F\rangle$ d’environ 40 kHz. Afin de minimiser la sensibilité de nos interféromètres aux champs magnétiques parasites, nous travaillons avec le système à deux niveaux $\{|F = 1, m_F = 0\rangle - |F = 2, m_F = 0\rangle\}$ qui est insensible à l’effet Zeeman du premier ordre. Rappelons que ces deux niveaux sont toutefois sensibles à l’effet Zeeman quadratique et que le champ de quantification induit notamment un biais sur nos mesures d’environ 5 Hz.

Les faisceaux d’interrogation

Les lasers Raman 1 et Raman 2 sont deux diodes Sharp (modèle GH0781JA2C) placées en cavités étendues. Afin de diminuer leur déplacement lumineux différentiel ainsi que ses inhomogénéités (voir section (III.2)), les deux lasers Raman sont chacun désaccordés de 300 GHz par rapport à la transition $D2$ du ^{87}Rb . L’asservissement en phase de ces deux lasers, indispensable aux mesures interférométriques, est décrit dans [88]. La rétro-action sur le courant de Raman 1 permet une bande passante de l’ordre de 4 MHz. Le rayon à $1/e^2$ de chacun des faisceaux est de 2.6 mm. Il est très large devant le col du faisceau de confinement transverse et assure donc un éclairage homogène sur la totalité du nuage. Le montage optique est décrit en détail dans [104]. Je rappelle ici ses caractéristiques principales. Les faisceaux sont superposés à l’aide d’un cube séparateur de polarisation puis diffractés par un AOM. La puissance totale contenue dans l’ordre +1 est d’environ 9 mW¹⁰.

Nous utilisons pour nos interféromètres une paire de faisceaux Raman contra-propageants (voir section (III.1.2)). Après leur superposition, les polarisations des deux faisceaux Raman sont orthogonales. Une lame quart-d’onde est alors utilisée pour obtenir deux polarisations circulaires orthogonales $\sigma_{\pm}$ (voir figure (II.16)). Afin de compenser les défauts de polarisations induits par la traversée des miroirs dichroïques/trichroïques, une lame demie-onde est aussi ajoutée. Pour ne garder qu’une seule paire de faisceaux contra-propageante, un ensemble $\{\lambda/4 - \text{cube}\}$ est utilisé en amont du miroir de rétro-réflexion des Raman. Le faisceau Raman 1, transmis par

10. Si cette valeur peut sembler faible aux connaisseurs des gravimètres en chute libre, elle est largement suffisante pour un gravimètre piégé. En effet les atomes étant piégés, la dispersion de leur fréquences liée à l’effet Doppler est négligeable. Il est donc possible d’utiliser des pulses Raman long (i.e fin dans l’espace des fréquences) et donc de travailler avec des puissances de quelques mW.

le cube est réfléchi par le miroir. Il est polarisé σ_+ à son deuxième passage au travers de la lame quart-d'onde et constitue avec le faisceau k_{2,σ_+} , la paire Raman contra-propageante. Le faisceau Raman 2 est réfléchi par le cube et stoppé. Une partie de ce faisceau peut néanmoins être réfléchi si sa polarisation n'est pas parfaite. Dans ce cas les atomes voient un résidu de paire de faisceaux co-propageants.

II.3.2 Chargement depuis la mélasse

La séquence temporelle qui nous a permis d'obtenir les résultats présentés au chapitre (III) est représentée sur la figure (II.17). Le piège mixte, allumé dès le début de la séquence expérimentale, est chargé en continu à partir d'une phase de PMO suivie d'une phase de mélasse optique. La phase de PMO dure environ 500 ms après quoi le gradient de champ magnétique est coupé. 100 ms plus tard, à la fin de la phase de mélasse, le laser refroidisseur est éteint quelques ms avant le laser repompeur. Les atomes sont alors pompés dans l'état $|F = 2\rangle$, tous m_F confondus. Le champ de quantification est allumé et il s'ensuit une phase dite de préparation durant laquelle le gaz est soigneusement polarisé dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Celle-ci consiste en la succession d'une impulsion de dépompeur suivi d'une impulsion de pompage optique. L'efficacité de pompage optique est excellente et permet de transférer dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ jusqu'à 99% des atomes initialement piégés dans le piège mixte. Après l'interféromètre, le piège mixte est éteint et les atomes détectés environ 150 ms plus tard au bas de l'enceinte principale.

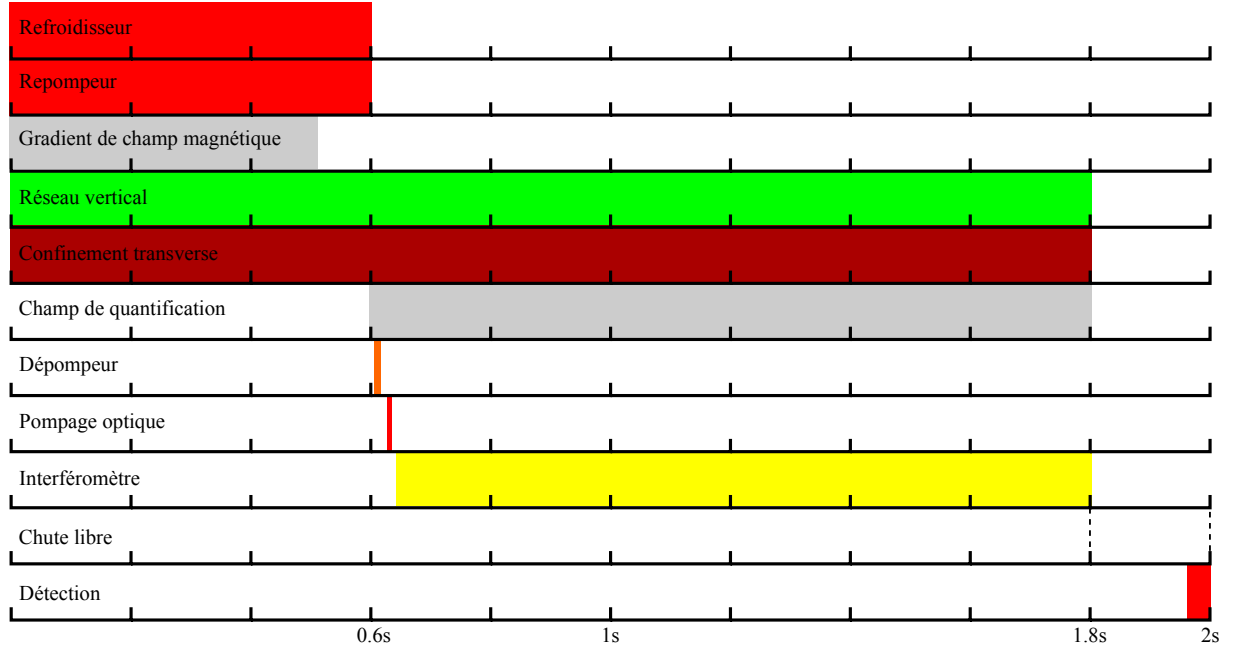


FIGURE II.17 – Séquence temporelle pour un chargement du piège mixte par mélasse optique.

II.3.3 Chargement depuis le piège dipolaire

La figure (II.19) représente la séquence temporelle qui permet de travailler avec un échantillon dense d'atomes ultra-froids et avec laquelle nous avons obtenu les résultats présentés aux chapitres (IV) et (V). Le piège dipolaire croisé est allumé dès le début de la phase de refroi-

dissement et la phase de PMO dure environ 700 ms. Elle est suivie d'une phase de DSCMOT d'environ 100 ms à la fin de laquelle le faisceau de repompeur sombre est coupé 10 ms avant les faisceaux de refroidisseur. Les atomes se retrouvent donc tous dans l'état $|F = 1\rangle$ ce qui permet de limiter le taux de pertes liés aux collisions inélastiques avec changement d'état hyperfin. Le champ de quantification est allumé au milieu de la séquence de refroidissement évaporatif, juste avant l'impulsion de pompage optique.

L'efficacité du pompage optique est limitée à 70% et dépend fortement du moment de l'impulsion. En fin de refroidissement évaporatif le pompage optique est plus efficace, mais il contribue à la fois à un chauffage du gaz et à une perte d'atomes. Les causes susceptibles de limiter son efficacité en début de refroidissement évaporatif sont multiples. Tout d'abord, il est possible que la densité optique soit trop importante et que tous les atomes ne voient pas la même intensité du faisceau de pompage optique. Une deuxième explication est que différents phénomènes de relaxation de spins soient à l'origine d'une redistribution homogène des atomes dans chacun des états $|m_F\rangle$, annulant ainsi l'effet du pulse de pompage optique (voir plus loin).

Afin de compenser ce pompage imparfait, nous purifions notre échantillon atomique à l'aide d'une série d'impulsions optiques et micro-ondes supplémentaires. Une première impulsion de 2 ms et résonnante avec les atomes de $|F = 2\rangle$ est utilisée comme pousseur. Elle est immédiatement suivie d'une impulsion- π micro-onde permettant de transférer uniquement les atomes de $|F = 1, m_F = 0\rangle$ vers $|F = 2, m_F = 0\rangle$. Les atomes restants dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ sont alors chassés à leur tour par une impulsion longue de 7 ms qui les chauffe fortement, provenant du faisceau de pompage optique.

Relaxation de spin

Pour des densités atomiques moyennes de l'ordre de 10^{12} at/cm³, nous avons observé, après avoir polarisé notre échantillon atomique dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$, une redistribution des atomes dans les différents $|m_F\rangle$. Ce phénomène appelé relaxation de spin [108] s'explique par l'existence de collisions inélastiques du type :

$$|m_F = 0\rangle + |m_F = 0\rangle \rightarrow |m_F = -1\rangle + |m_F = +1\rangle \text{ ou} \quad (\text{II.32})$$

$$|m_F = 0\rangle + |m_F = 0\rangle \rightarrow |m_F = -2\rangle + |m_F = +2\rangle \quad (\text{II.33})$$

La figure (II.18) représente en fonction du temps de piégeage t l'évolution des populations des états $|m_F\rangle$ pour une densité initiale de 2×10^{12} at/cm³. Le temps $t_0 = 0$ correspond à la fin de la phase de préparation. Pour des temps compris entre 0 et 1 s nous avons induit des transitions micro-ondes entre différents états $|m_F\rangle$ et déduit leur population à partir de la mesure de la probabilité de transition. Nous avons donc accordé successivement la fréquence de notre champ micro-onde sur les transitions :

$$|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle \quad (\text{II.34})$$

$$|F = 2, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 1\rangle \quad (\text{II.35})$$

$$|F = 2, m_F = -1\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = -1\rangle \quad (\text{II.36})$$

qui sont séparées d'environ 40 kHz. Nous avons observé une augmentation des populations des états $|m_F \neq 0\rangle$ au dépend d'une diminution de la population de l'état $|m_F = 0\rangle$. Au bout d'une seconde, 40% des atomes ont quitté l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$. Dans un deuxième temps nous avons polarisé les atomes dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ à $t_0 = 0$, et cherché à induire des transitions du

type :

$$|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle \quad (\text{II.37})$$

$$|F = 1, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 1\rangle \quad (\text{II.38})$$

Le probabilité de transition (II.38) restant très faible, nous avons ainsi vérifié que le phénomène de relaxation de spin était nettement plus faible pour des atomes de $|F = 1\rangle$ [108].

Si les atomes peuplant des états différents de $|F = 1, m_F = 0\rangle$ et $|F = 2, m_F = 0\rangle$ ne participent pas à nos interféromètre, ils sont tout de même comptés par notre système de détection par temps de vol. Ces atomes « spectateurs » sont donc responsables d'une diminution du contraste de nos interféromètres. Pour résoudre ce problème nous utilisons donc, juste après la séquence de préparation décrite plus haut, une dernière impulsion- π micro-onde afin de transférer à nouveau tous les atomes vers $|F = 1, m_F = 0\rangle$ et de limiter le phénomène de relaxation de spin. A la fin de cette séquence de préparation, nous obtenons un ensemble de spin hautement polarisé, où 98 ± 1 % des atomes sont dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$, contenant un peu plus du double du nombre d'atomes qui serait obtenu sans préparation (i.e. avec seulement une impulsion- π micro-onde suivie d'un faisceau pousseur).

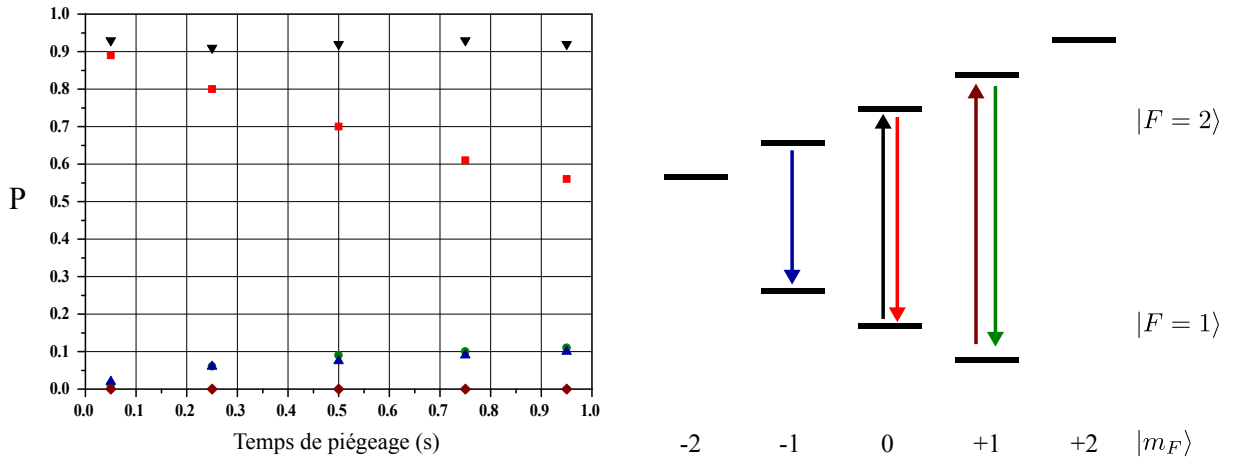


FIGURE II.18 – A gauche : Evolution de la probabilité de différentes transitions entre états $|m_F\rangle$ en fonction de temps de piégeage. A droite : Schéma des transitions correspondantes. La perte d'efficacité du couplage $|F = 2, m_F = 0\rangle$ vers $|F = 1, m_F = 0\rangle$ témoigne du phénomène de relaxation de spin (points rouges). L'efficacité quasi constante du couplage $|F = 1, m_F = 0\rangle$ vers $|F = 2, m_F = 0\rangle$ montre que ce phénomène n'est pas observé lorsque les atomes sont préparés dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$.

La fin de la séquence temporelle est similaire à celle du chargement depuis la mélasse. Les atomes sont relâchés après la séquence interférométrique est détectés par notre système de détection par temps de vol.

Chargement du piège mixte

Une étape importante de la séquence expérimentale concerne le transfert du gaz depuis le piège dipolaire croisé vers le piège mixte. Un allumage brusque du piège mixte en fin de refroidissement évaporatif induit un important chauffage des atomes. Afin de contourner ce problème, la profondeur du piège mixte est donc augmentée progressivement pendant les rampes de puissances des faisceaux du piège dipolaire croisé (voir figure (II.19)).

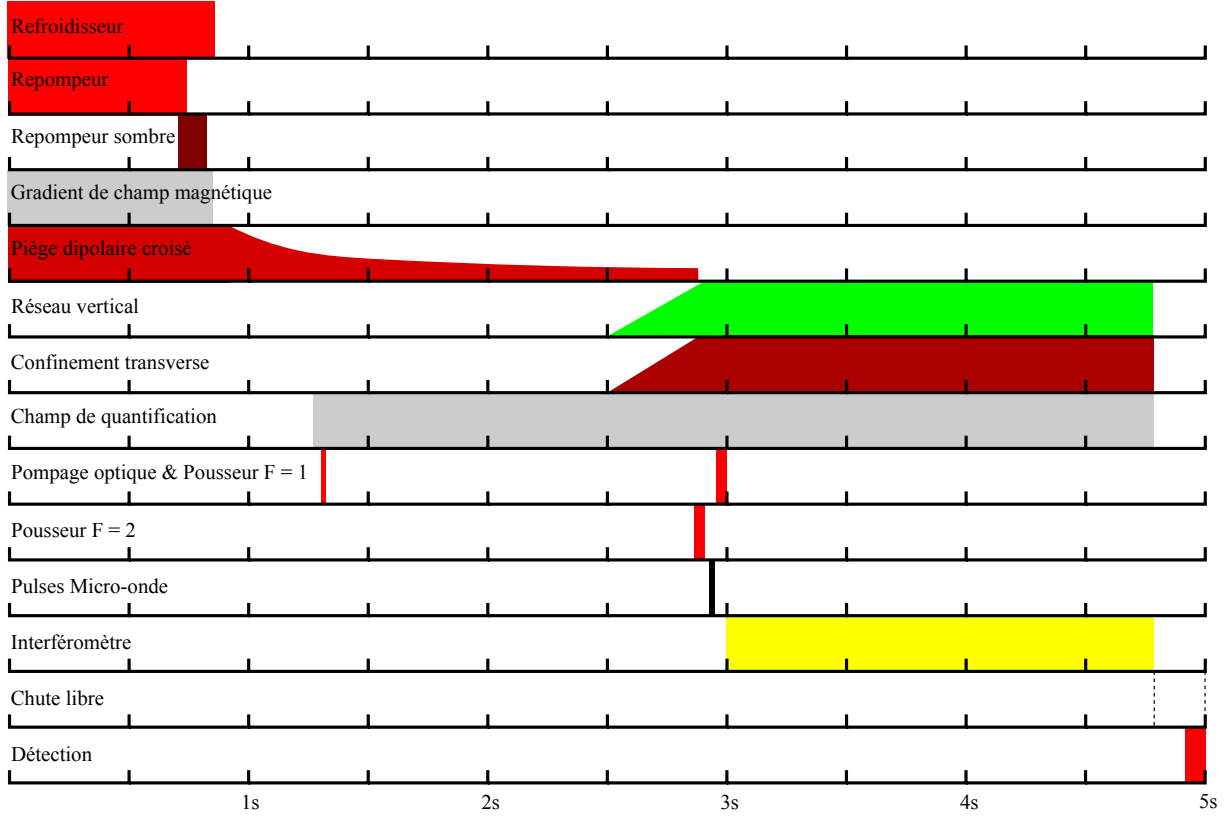


FIGURE II.19 – Séquence temporelle pour un chargement du piège mixte après refroidissement évaporatif.

La durée de cette rampe est optimisée empiriquement et dépend évidemment de la profondeur du piège mixte. Si la profondeur du piège de confinement transverse influence très fortement la température radiale du gaz, elle n'a presque pas d'impact sur la « température » longitudinale. Cette « température » ne semble pas non plus dépendre de la profondeur du réseau. Comme nous le verrons au chapitre suivant, les atomes piégés dans un réseau vertical oscillent périodiquement avec une même période (la période de Bloch T_B). La définition d'une température thermique est donc caduque. Une mesure en temps de vol de la distribution en impulsion dans la direction vertical montre que celle-ci dépend de la profondeur du réseau et correspondrait à un « taux de chauffage » de 40nK/W.

Pour nos mesures présentées dans les chapitres (IV) et (V), la profondeur du piège de confinement transverse est de 1.5 μ K. Cette profondeur étant du même ordre de grandeur que celle du piège dipolaire croisé en fin de rampe d'évaporation, nous avons décidé d'allumer le piège mixte peu après la phase de DSCMOT. Les températures transverse et longitudinale mesurées dans ces conditions dans le piège mixte sont respectivement de $T_r = 280$ nK et $T_z = 470$ nK. En augmentant la profondeur du confinement transverse à 6.5 μ K, ces températures sont alors de 880 nK et 500 nK. Le piège de confinement transverse perturbe le refroidissement évaporatif et ceci principalement selon la direction transverse. Il doit donc être allumé progressivement. Une rampe de 0 à 6.5 μ K en 500 ms nous a permis en effet d'obtenir une température transverse plus faible de 500 nK.

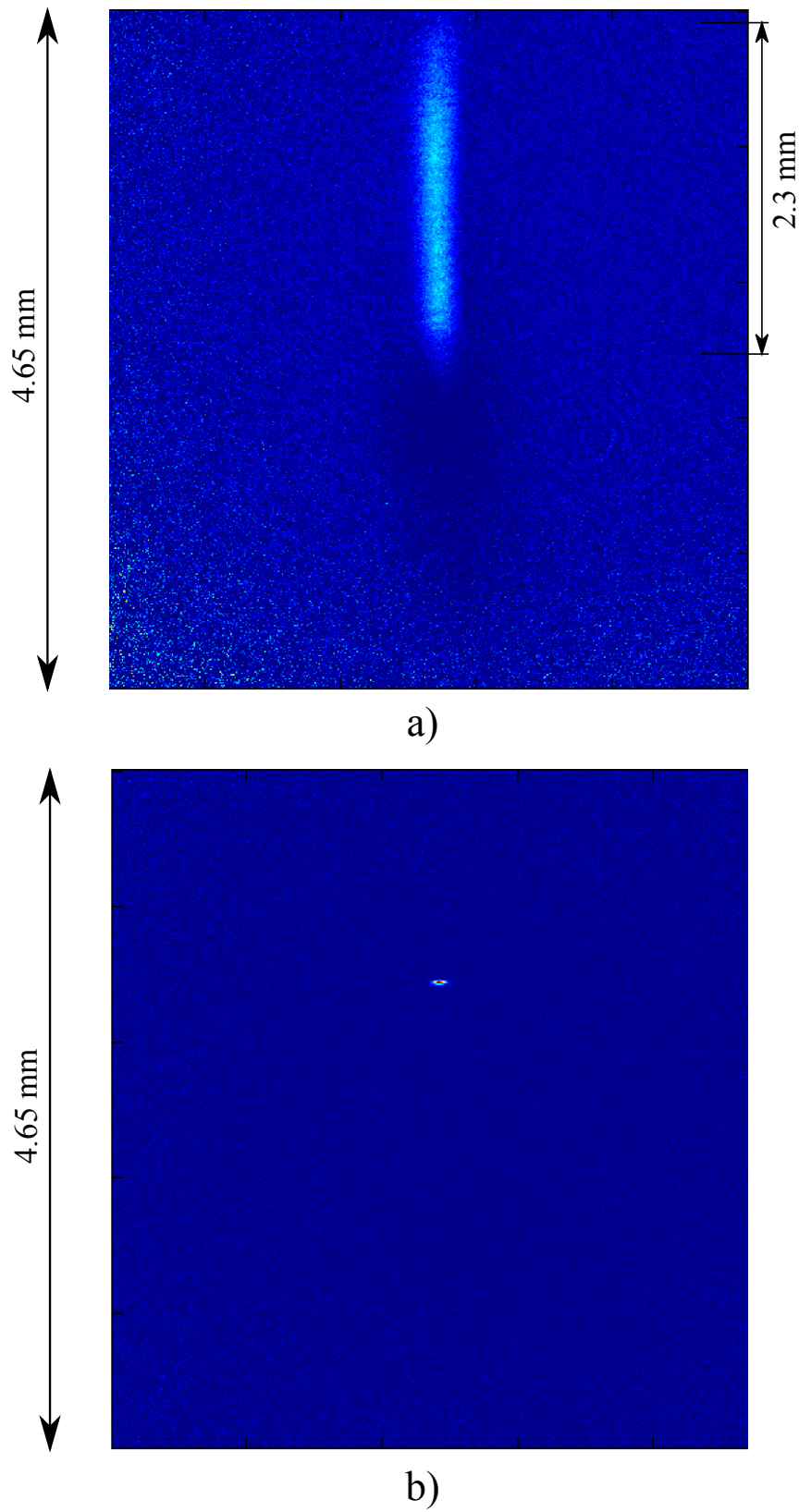


FIGURE II.20 – a) Nuage d’atomes dans le piège mixte après un chargement depuis la mélasse. b) Nuage d’atomes dans le piège mixte après un chargement depuis le piège dipolaire croisé et 100 ms de maintien.

CHAPITRE III

INTERFÉROMÈTRES EN RÉGIME DILUÉ

Maintenant que nous avons introduit et le dispositif expérimental de ForCa-G et les principes de bases de l'interférométrie atomique, nous allons voir comment ceux-ci sont applicables au cas d'atomes piégés dans un réseau optique. Après avoir montré qu'il est possible d'utiliser des transitions Raman pour réaliser un transport cohérent d'atomes entre puits voisins, je présenterai les différents types d'interféromètres piégés que j'ai utilisés durant mon travail de thèse. Enfin, les deux dernières parties de ce chapitre sont consacrées à l'étude des effets systématiques et à la sensibilité de nos interféromètres piégés, dans un régime dilué où le piège mixte est chargé depuis la mélasse optique. Les densités atomiques sont alors de l'ordre de $10^8 - 10^9$ at/cm³.

III.1 Interféromètres piégés

III.1.1 Les états de Wannier-Stark

Loin de toute surface et en l'absence de gradient de gravité, les atomes ne sont soumis qu'au potentiel de piègeage de l'onde stationnaire :

$$V_B(z) = \frac{U_L}{2}(1 - \cos(2k_L z)) \quad (\text{III.1})$$

avec U_L la profondeur du réseau, $k_L = 2\pi/\lambda_L$ le vecteur d'onde du laser réalisant le réseau stationnaire et z la position selon l'axe vertical. Projeté sur cet axe, le hamiltonien du système s'écrit donc :

$$H_B = \frac{\hbar^2}{2m_{Rb}} \frac{d^2}{dz^2} + V_B(z) \quad (\text{III.2})$$

avec m_{Rb} la masse du ⁸⁷Rb. On reconnaît ici le hamiltonien de Bloch dont les états propres sont délocalisés sur l'ensemble du réseau et sont appelés les fonctions d'ondes de Bloch. D'après le théorème de Bloch, elles s'écrivent [109] :

$$\varphi_{b,q}(z) = e^{iqz} u_{b,q}(z) \quad (\text{III.3})$$

où b est l'indice de bande exprimant la multiplicité des solutions de cette équation pour une quasi-impulsion q conséquence de l'existence de conditions aux limites périodiques, et $u_{b,q}(z)$ est une fonction de même périodicité que le potentiel V_B . L'équation de Schrödinger indépendante du temps $H_B|\varphi_{b,q}\rangle = E|\varphi_{b,q}\rangle$ donne :

$$-\left(\frac{\hbar^2}{2m_{Rb}}\left(-i\frac{d}{dz} + q\right)^2 + V_B(z)\right)e^{iqz}u_{b,q}(z) = \epsilon_{b,q}e^{iqz}u_{b,q}(z) \quad (\text{III.4})$$

avec $\epsilon_{b,q}$ l'énergie propre associée à l'état de Bloch $|\varphi_{b,q}\rangle$.

En présence d'un gradient de gravité, comme pour le cas d'un réseau vertical, le hamiltonien est modifié par l'ajout du potentiel de pesanteur terrestre :

$$H_{WS} = \frac{\hbar^2}{2m_{Rb}} \frac{d^2}{dz^2} + V_B(z) - m_{Rb}gz \quad (\text{III.5})$$

où g est l'accélération de la pesanteur. La symétrie par translation du potentiel de Bloch se retrouve alors brisée par ce potentiel linéaire et les états de Bloch ne sont plus états propres du hamiltonien (III.5).

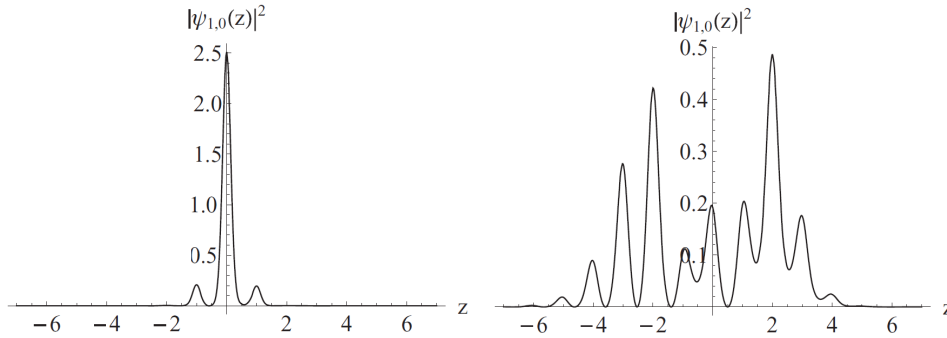


FIGURE III.1 – A gauche : état de Wannier-Stark centré sur le puits $m = 0$ pour une profondeur du réseau $U_L = 10 E_r$. Où $E_r/\hbar = \hbar k_L^2/2m_{Rb} = 2\pi \times 8.1$ kHz est l'énergie de recul. A droite : pour une profondeur typique utilisée dans l'expérience $U_L = 3 E_r$. Figures extraites de [16].

Ce problème est bien connu de la physique des semiconducteurs. En 1928, Félix Bloch montrait que le mouvement des électrons d'un cristal soumis à un champ électrique uniforme était périodique de période T_B [110]. On parle aujourd'hui d'oscillations de Bloch. Trente ans plus tard, Gregory H. Wannier proposa une autre représentation et fit remarquer que la symétrie par translation du cristal engendrait un spectre d'énergies discret, appelé *échelle de Wannier-Stark* [111]. Cette affirmation qui négligeait le couplage inter-bandes (ou effet Landau-Zener [112]) fut pendant longtemps controversée. Il fallut attendre l'année 1986 que J. B. Krieger et G. J. Iafrate mettent fin à la controverse en représentant le champ électrique homogène à l'aide d'un potentiel vecteur [113]. Cette transformation permet d'écrire un hamiltonien dépendant du temps dont le potentiel est périodique, et donc d'appliquer le théorème de Bloch. Dans notre situation où le potentiel linéaire est en fait le potentiel de pesanteur terrestre, cet hamiltonien s'écrit [114] :

$$\tilde{H}_{WS}(t) = \frac{(-i\hbar \frac{d}{dz} - m_{Rb}gt)^2}{2m_{Rb}} + V_B(z) \quad (\text{III.6})$$

Il est possible à l'aide de (III.6) de montrer que les solutions de l'équation de Schrödinger dépendante du temps ont une durée de vie finie et limitée par le couplage inter-bandes. En revanche celle-ci étant grande devant la période des oscillations de Bloch, ces états peuvent être considérés comme métastables. On parle alors de pseudo-états propres de Wannier-Stark. Dans le cas du projet ForCa-G, il a été montré que leur durée de vie est très grande devant les temps caractéristiques de l'expérience [34]. Ces états ont comme autre particularité d'être localisés sur un nombre fini de puits du réseau avec un étalement qui dépend de la profondeur du réseau. Cette remarque aura de l'importance par la suite puisque pour de faibles profondeurs c'est cet étalement qui rend possible le transport cohérent des atomes entre puits voisins. Chacun de ces états étant centré sur un puits, ils sont notés $|WS_m\rangle$ avec m l'indice du puits. La figure (III.1)

représente deux états de Wannier-Stark centrés en $m = 0$ pour deux profondeurs du réseau différentes. Pour une profondeur de $10 E_r$, où $E_r = \hbar^2 k_L^2 / 2m_{Rb}$ est l'énergie de recul, l'état de Wannier-Stark est très localisé alors que pour une profondeur de $3 E_r$, il s'étale sur une dizaine de puits. Les résonances (ou pseudo-énergies) associées à ces états métastables s'écrivent :

$$E_m = \bar{\epsilon} + m \times \frac{m_{Rb} g \lambda_L}{2} = \bar{\epsilon} + m \times \omega_B \quad (\text{III.7})$$

où $\bar{\epsilon}$ est l'énergie moyenne de la bande de Bloch fondamentale intégrée sur q . Chacun des puits est donc espacé de la même différence d'énergie et l'on reconnaît ici l'échelle de Wannier-Stark prédite par Wannier. Celle-ci est représentée sur la figure (III.2). L'incrément en énergie est appelé la fréquence de Bloch $\nu_B = \omega_B / 2\pi$ et correspond à l'inverse de la période de Bloch T_B . Pour les paramètres de notre expérience, $\lambda_L = 532$ nm, on a :

$$\nu_B = \frac{m_{Rb} g \lambda_L}{2h} \approx 568.5 \text{ Hz} \quad (\text{III.8})$$

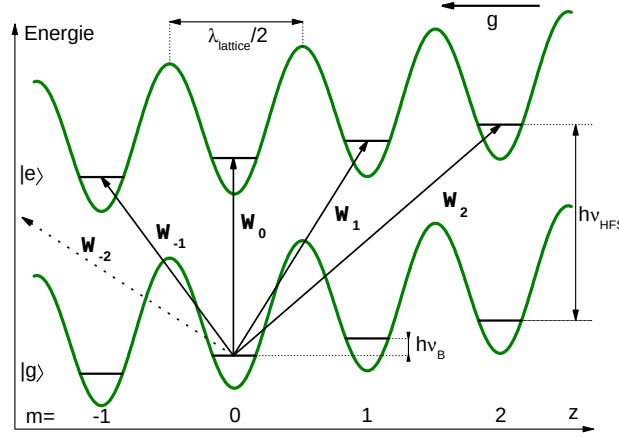


FIGURE III.2 – *Echelle de Wannier-Stark*, où chacun des niveaux d'énergie d'un puits m du réseau est séparé de celui de son voisin par l'incrément d'énergie potentielle de pesanteur entre ces deux puits appelé la fréquence de Bloch ν_B . Les deux niveaux hyperfins $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ de l'état fondamental du ^{87}Rb suivent cette échelle de Wannier-Stark. Le couplage sélectif entre les puits $\Omega_{\Delta m}$ à l'aide de transitions Raman est aussi représenté.

III.1.2 Couplage Raman et transport atomique dans le réseau

En utilisant à la fois l'étalement des fonctions d'ondes de Wannier-Stark et le couplage dipolaire électrique des atomes avec un champ laser, il est possible, pour de faibles profondeurs du réseau, de transporter les atomes d'un puits à l'autre du réseau. Ce transport cohérent est réalisé à l'aide de transitions Raman comme décrites dans le premier chapitre de ce manuscrit. Avec $\omega_R = \omega_1 - \omega_2$ la condition de résonance pour le couplage entre des puits espacés de Δm s'écrit :

$$\omega_R = \omega_{HFS} + \Delta m \times \hbar \omega_B \quad (\text{III.9})$$

L'intérêt principal d'un tel couplage est qu'il est sélectif : en accordant la différence de fréquences des laser Raman sur une transition Δm donnée, il est possible de transporter tous les atomes d'un même nombre de puits Δm (voir figure (III.2))¹.

1. A proximité de la surface et grâce à la levée de dégénérescence des états de Wannier-Stark induite par celle-ci, la sélectivité du couplage Raman nous permettra aussi (dans un premier temps) de transporter les atomes

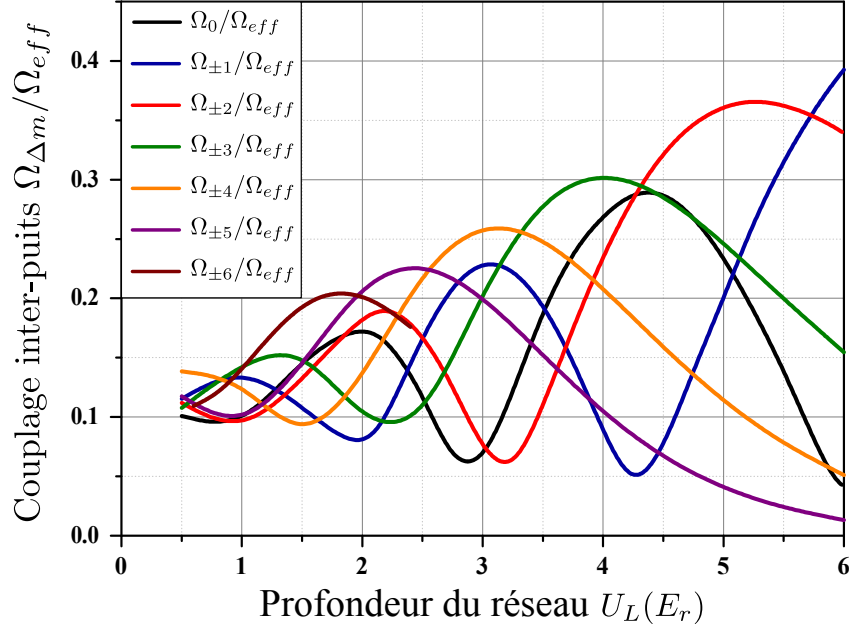


FIGURE III.3 – Pulsation de Rabi normalisée $\Omega_{\Delta m}/\Omega_{eff}$ pour un transport de $\pm\Delta m$ puits en fonction de la profondeur du réseau. Calcul présenté pour le cas de l'expérience ForCa-G avec $\lambda_{Ram} = 780$ nm et $\lambda_L = 532$ nm et extrait de [104].

La pulsation de Rabi entre deux états de Wannier-Stark s'écrit :

$$\Omega_{\Delta m} = \Omega_{eff} \langle WS_m | e^{-ik_{eff}z} | WS_{m+\Delta m} \rangle \quad (\text{III.10})$$

où Ω_{eff} est la pulsation de Rabi pour des atomes en chute libre définie au premier chapitre (voir équation (I.9)) et k_{eff} est le vecteur d'onde effectif des lasers Raman. La base des états de Wannier-Stark $\{|WS_m\rangle\}_{(m \in \mathbb{Z})}$ étant orthonormale, un couplage non nul implique $k_{eff} \neq 0$. Une étude théorique de l'influence du rapport k_{eff}/k_L sur le couplage Raman et donc sur le choix des lasers a été réalisée dans [115]. Celle-ci montre que le couplage est plus efficace si le vecteur d'onde effectif k_{eff} est du même ordre de grandeur que le vecteur d'onde du réseau. Dans le cas de l'atome de rubidium, ceci implique l'utilisation de deux lasers Raman en configuration contra-propageante pour laquelle $k_{eff} = k_1 + k_2 \approx k_L = 2.3 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$. Les longueurs d'ondes retenues pour notre expérience sont $\lambda_{Ram} = 780$ nm et $\lambda_L = 532$ nm. Précisons que dans cette configuration d'interféromètres Raman piégés, contrairement aux interféromètres Raman en chute libre, la transition Raman ne change pas l'impulsion des atomes. La conservation de l'impulsion totale est alors vérifiée par le système complet {atomes + réseau}.

Enfin ce couplage dépend aussi de l'étalement des fonctions d'ondes de Wannier-Stark et donc de la profondeur du réseau. La figure (III.3) représente l'évolution de la pulsation de Rabi normalisée $\Omega_{\Delta m}/\Omega_{eff}$ en fonction de U_L , pour différentes transitions Δm . L'existence sur chacune de ces courbes de maxima locaux est une caractéristique intéressante puisqu'elle permet pour une transition donnée, de choisir une profondeur donnée pour laquelle des fluctuations de profondeur induisent des fluctuations minimales du couplage. Notons que la profondeur correspondant à chacun des deuxièmes maxima locaux diminue pour des transitions Δm croissantes. Ceci se comprend aisément : moins le réseau est profond, plus les fonctions d'ondes sont étalées et meilleur est le couplage entre puits lointains.

depuis un puits unique vers un autre puits unique.

III.1.3 Echo de spin et interféromètres symétriques

Durant mon travail de thèse, j'ai utilisé différents types d'interféromètres de type micro-onde ou Raman combinant écho(s) de spin ou non, et qui m'ont servi parfois à obtenir mes meilleurs résultats, parfois à étudier les différentes causes de pertes de contraste.

La résonance magnétique nucléaire (II) - L'écho de spin

Originellement proposé par E. Hahn en 1950 [116], l'écho de spin fut tout d'abord utilisé dans le contexte de la spectroscopie par résonance magnétique nucléaire (RMN), un domaine de la physique qui vivait alors ses premiers succès. En effet, moins d'une dizaine d'années après la première expérience de RMN réalisée par I. Rabi sur un jet de molécules, E. M. Purcell à Harvard [117] et F. Bloch à Standford [118] démontraient en 1946 le phénomène de RMN dans de la matière condensée (solide et liquide). Ces deux nouvelles expériences, contrairement à celle de I. Rabi où les nucléons étaient chacun isolés des autres et de l'environnement, ouvraient la voie à l'étude par spectroscopie RMN de systèmes dans leur état « naturel », ce qui leur valu le prix Nobel de physique en 1952. Le phénomène de RMN était observé à Harvard dans de la paraffine par absorption du champ électromagnétique exciteur $\mathbf{H}_1$, et à Standford par effet d'induction électromagnétique de la précession des moments magnétiques de molécules d'eau autour de $\mathbf{H}_0$. Dans cette deuxième expérience, une attention bien particulière devait être prêtée à la mesure du signal d'induction qui pouvait être masqué par la présence du champ exciteur $\mathbf{H}_1$. En effet, l'amplitude de ce dernier est environ deux millions de fois supérieure à celle du signal mesuré [119].

Pour contourner ce problème, E. Hahn montrera plus tard que l'utilisation d'une impulsion radio-fréquence intense et courte suffit à elle seule à induire une résonance magnétique et ceci par simple précession libre de Larmor [120]. Considérons un ensemble de spins de magnétisation totale initiale $\mathbf{M}_0$ selon z soumis à un champ électromagnétique exciteur $\mathbf{H}_1 \cos(\omega t)$ désaccordé de $\delta = \omega - \omega_0$. L'équation de Bloch s'écrit :

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\mathbf{\Omega} \times \mathbf{u} \quad (\text{III.11})$$

où $\mathbf{\Omega} \equiv (\Omega, 0, \delta)$ est le torque induit par le champ exciteur et $\mathbf{u} \equiv (u, v, w)$ le vecteur de Bloch. Le challenge en RMN est alors de s'affranchir de différentes sources de relaxation qui tendent à atténuer la résonance magnétique. Celles-ci sont caractérisées par deux temps de relaxation T_1 et T_2' qui interviennent de manière différentes dans les équations de Bloch. Le système d'équations est [116] :

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = \delta v - \frac{u}{T_2'} \\ \frac{dv}{dt} = -\delta u + \Omega w - \frac{v}{T_2'} \\ \frac{dw}{dt} = -\Omega v - \frac{w - M_0}{T_1} \end{cases} \quad (\text{III.12})$$

où T_1 est le temps de relaxation longitudinale qui décrit la relaxation des spins vers la condition d'équilibre pour laquelle la magnétisation totale est parallèle à $\mathbf{H}_0$, et T_2' est le temps de relaxation transverse induite par divers processus incohérents (émission spontanée, collisions, ...) qui affectent tous les spins de façon homogène. Appelé parfois temps caractéristique de déphasage homogène, T_2' se distingue du temps caractéristique de déphasage non-homogène T_2^* qui est dû

au fait que selon leur environnement (ou leur vitesse) les spins précessent à des fréquences différentes et se déphasent les uns par rapport aux autres. L'amortissement de la magnétisation transverse peut alors être caractérisée par un temps de relaxation total T_2 qui s'écrit [121] :

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_2'} + \frac{1}{T_2^*} \quad (\text{III.13})$$

La principale caractéristique du déphasage non-homogène est qu'il est réversible et qu'il peut être annulé par la méthode de l'écho de spin. Considérons deux classes de spins de fréquences de précession différentes ω_a et ω_b autour de $\mathbf{H}_0$ (figure (III.4.a)). Après un temps d'évolution libre T , les spins se sont déphasés de $\Delta\Phi = (\omega_a - \omega_b)T$, induisant une diminution de la polarisation totale $\mathbf{M}$ et donc une atténuation du signal de RMN (figure (III.4.b)). L'application d'une deuxième impulsion selon l'axe $\mathbf{u}$ au temps T , résulte en une rotation des spins de 180° sur la sphère de Bloch, le spin rapide se retrouvant derrière le spin lent (figure (III.4.c)). Après un temps d'évolution libre de T le spin rapide aura alors rattrapé le spin lent créant ainsi une résurgence du signal de RMN que l'on appelle un écho de spin (figure (III.4.d)).

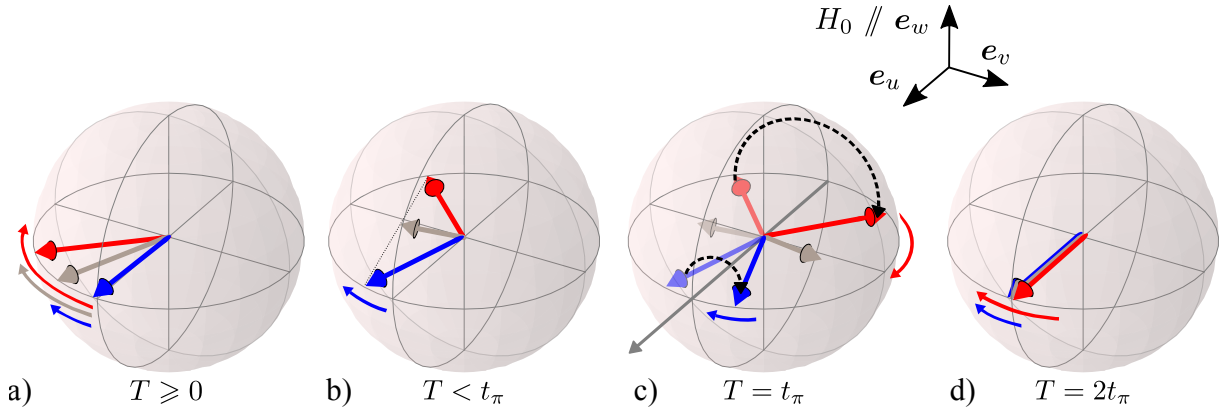


FIGURE III.4 – Illustration du phénomène d'écho de spin sur la sphère de Bloch. a) Deux spins rapide (rouge) et lent (bleu) précessent à des fréquences différentes ω_a et ω_b autour d'un champ statique $\mathbf{H}_0$. b) Après un temps T , la polarisation totale (gris) diminue. c) A $T = t_\pi$, une impulsion- π selon u induit une rotation de 180° des spins. d) A un temps $2t_\pi$, les spins sont alignés de nouveau et l'on observe une résurgence du signal de RMN que l'on appelle un écho de spin.

Interféromètres piégés symétriques

Bien que l'ensemble de spins considéré ne soit pas de même nature qu'en RMN, le formalisme ainsi que les techniques développées en RMN (à commencer par l'utilisation de la sphère de Bloch et bien entendu l'écho de spin) sont directement applicables à l'interférométrie atomique. Dans un gaz d'atomes froids, un écho de spin peut être obtenu à l'aide d'une impulsion π placée au milieu de la séquence interférométrique de Ramsey. Une telle impulsion étant équivalente à un miroir en optique (voir section (I.2.2)), ce nouvel interféromètre s'apparente en fait à l'interféromètre de Mach-Zehnder en optique [122, 123]. Appliqué à l'expérience de ForCa-G, l'utilisation d'un pulse π micro-onde ou Raman permet la symétrisation de l'interféromètre Ramsey micro-onde ou de l'interféromètre Ramsey-Raman. Ces deux interféromètres symétriques notés RMWS et RRS sont représentés sur la figure (III.5).

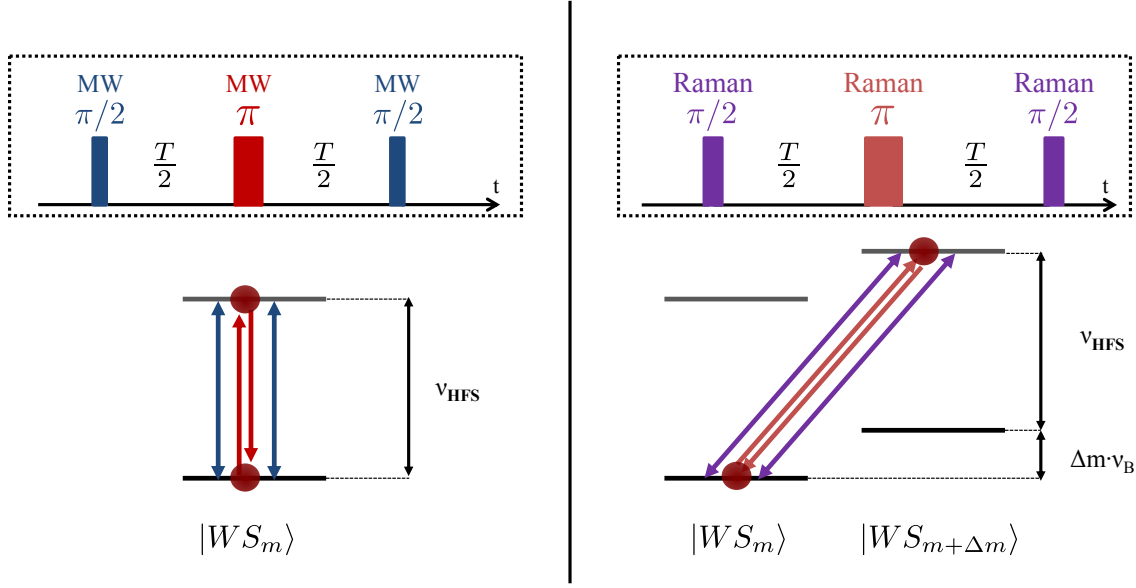


FIGURE III.5 – A gauche : Séquence de l’interféromètre Ramsey micro-onde symétrique (RMWS). A droite : Séquence de l’interféromètre Ramsey-Raman symétrique (RRS). Pour chacun de ces deux interféromètres, les deux paquets d’ondes évoluent pendant le même temps $T/2$ dans chacun des deux états internes et externes. Le déphasage en sortie de l’interféromètre est alors nul.

Afin de connaître quantitativement l’effet d’une telle symétrisation, il est utile de calculer la fonction de sensibilité $g(t)$ de ces interféromètres. Celle-ci est similaire à la fonction de sensibilité bien connue des gravimètres en chute libre. Son calcul ayant déjà été présenté en détail dans plusieurs thèses (voir par exemple [77, 124]), je me contenterai d’en rappeler le résultat à l’aide de la figure (III.6). Le déphasage se calcule à partir de la fonction de sensibilité. Comme celle-ci est antisymétrique, ces interféromètres sont insensibles au déphasage non-homogène car insensibles à la fréquence de précession des spins :

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= \int_{-\infty}^{\infty} g(t) \frac{d\Phi(t)}{dt} dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} g(t) (\omega_a - \omega_b) dt = 0 \end{aligned} \quad (\text{III.14})$$

En conséquence, ces deux interféromètres ne peuvent servir ni à une mesure spectroscopique de la fréquence hyperfine, ni à une mesure de ν_B . Cependant, l’étude du contraste de ces interféromètres sera très utile comme nous le verrons par la suite pour étudier les différentes sources de déphasages non-homogènes et ainsi connaître leur impacts sur la sensibilité de nos mesures de fréquences.

Mesure du contraste d’un interféromètre symétrique

Le contraste d’un interféromètre est défini comme l’amplitude de ses franges d’interférences. Il est parfois appelé « visibilité ». Il caractérise la cohérence de l’ensemble de spin et tient compte à la fois des phénomènes de déphasage homogènes et non-homogènes. Dans le cas des interféromètres symétriques RMWS ou RRS, l’étude du contraste en fonction du temps d’évolution libre T_R donne accès au temps caractéristique de déphasage homogène T_2' . Après comparaison avec le

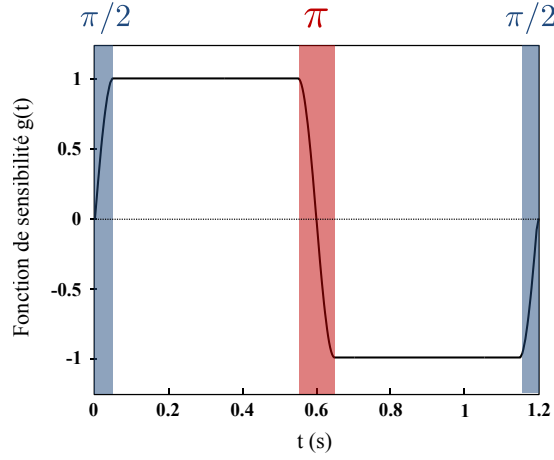


FIGURE III.6 – Fonction de sensibilité de l’interféromètre symétrique RRS, calculée pour des temps caractéristiques de l’expérience : $T_{Ramsey} = 1$ s et $\tau_{R,\pi} = 20$ ms avec $\Omega_{eff}\tau_{R,\pi} = \pi$. La fonction de sensibilité de l’interféromètre RMWS est similaire avec toutefois des durées d’impulsions plus courtes : $\tau_{MW,\pi} = 1$ ms.

contraste d’un interféromètre de Ramsey standard, il est donc possible de connaître la contribution relative de chacun des deux types de déphasage T'_2 et T_2^* . Cependant, le déphasage en sortie d’interféromètres symétriques étant nul (voir équation (III.14)), changer la fréquence du champ exciteur micro-onde ou Raman ne permet pas d’obtenir des franges d’interférences. Il est donc nécessaire de changer la phase du champ exciteur afin d’observer des franges d’interférences en d’en déduire le contraste. Dans le but de mesurer T'_2 en sortie d’interféromètres symétriques nous balayons donc à la fois le temps d’évolution libre T_R et la phase de la micro-onde ou des lasers Raman.

Interféromètre Ramsey-Raman symétrique micro-onde

Il s’agit de l’interféromètre que j’ai le plus souvent utilisé durant ma thèse. La séquence interférométrique est une combinaison de deux séparatrices Raman et de deux pulses π micro-onde de symétrisation (voir figure (III.7)). Cet interféromètre étant symétrique, il permet la mesure de ν_B tout en étant insensible aux effets d’horloge. En effet après la première séparatrice Raman, les deux paquets d’ondes évoluent indépendamment dans deux états externes différents mais pendant un même temps $T/2$ dans chacun des deux états hyperfins. Le déphasage s’écrit [125] :

$$\begin{aligned}\Delta\Phi &= \phi_R(0) - 2\phi_{MW}\left(\frac{T}{4}\right) + 2\phi_{MW}\left(\frac{3T}{2}\right) - \phi_R(T) \\ &= 0 - 2(\omega_{MW} - \omega_{HFS})\frac{T}{4} + 2(\omega_{MW} - \omega_{HFS})\frac{3T}{2} - (\omega_R - (\omega_{HFS} + \Delta m\omega_B)T) \\ &= (\omega_{MW} + \Delta m\omega_B - \omega_R)T\end{aligned}\tag{III.15}$$

et l’on retrouve bien que celui-ci est indépendant de la fréquence hyperfine. Il est de plus remarquable que le déphasage en sortie de cet interféromètre s’écrit en fonction de la différence de fréquences $\omega_{MW} - \omega_R$ des pulses micro-onde et Raman. La position de la frange centrale vérifiant $\Delta\Phi = 0$ ou plutôt $\omega_R = \omega_{MW} + \Delta m\omega_B$, il est ainsi possible de déplacer la frange

centrale d'une quantité ω_{MW} souhaitée. Une telle remarque sera d'importance plus tard lorsque nous chercherons à minimiser des biais parasites sur la mesure de la fréquence de Bloch.

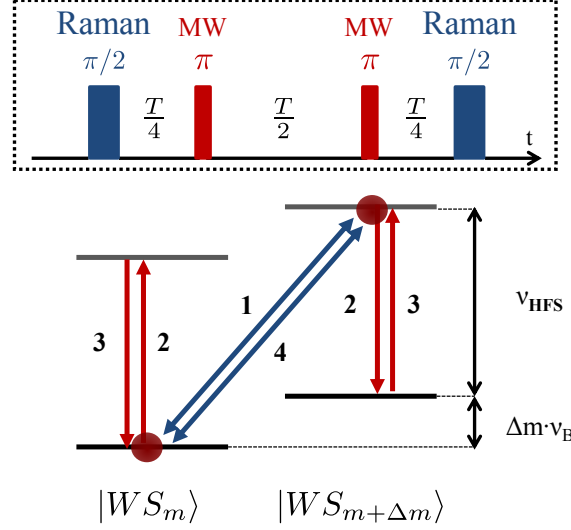
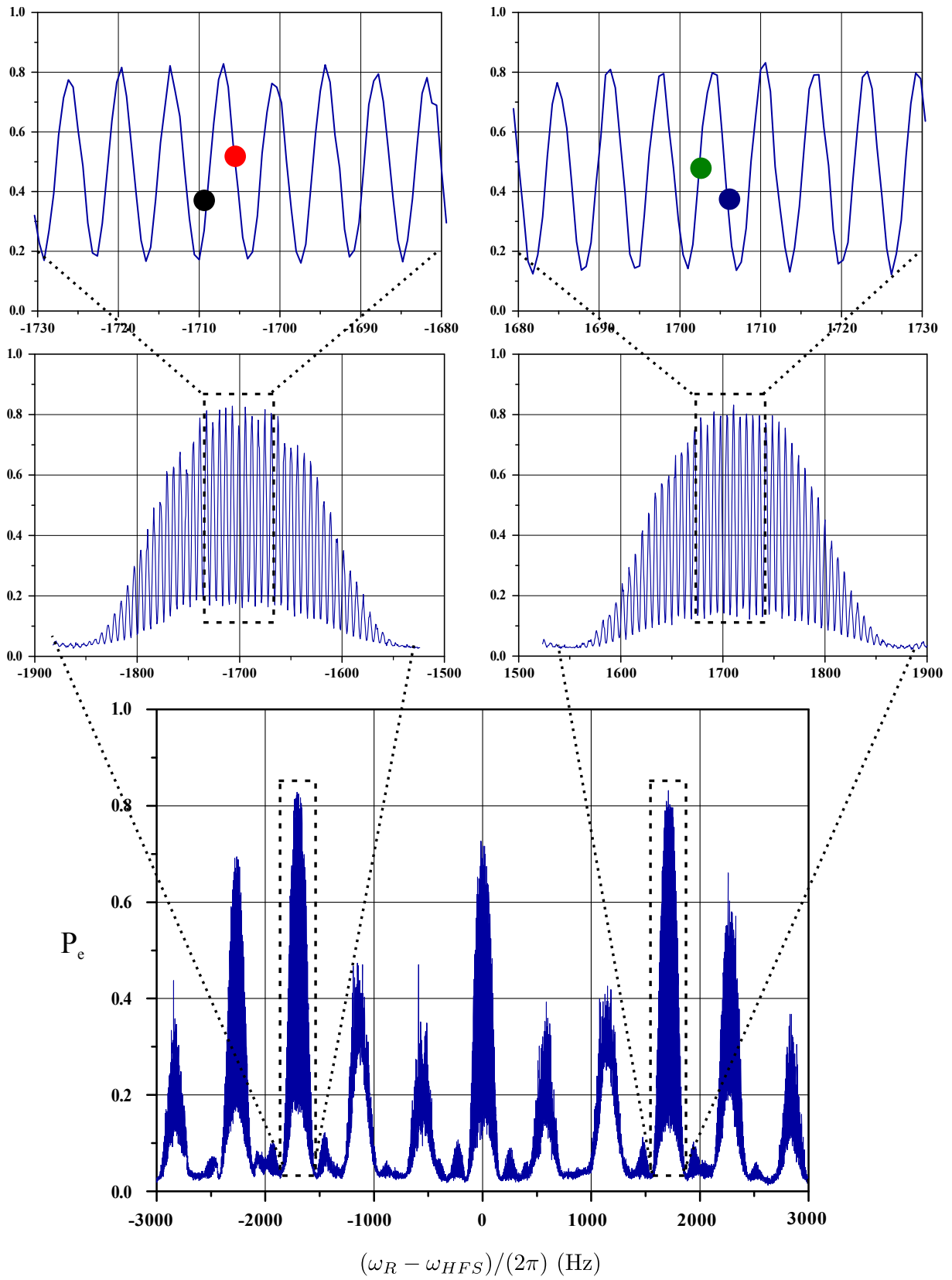


FIGURE III.7 – Séquence de l'interféromètre Ramsey Raman symétrique micro-onde RRSMW. Un tel interféromètre est insensible aux effets d'horloge car chacun des deux paquets d'ondes de l'interféromètre précèdent pendant un même temps $T/2$ dans chacun des deux état hyperfins.

Mesure de la fréquence de Bloch

Avant de nous intéresser aux performances de notre capteur de force, nous allons ici présenter notre protocole de mesure de la fréquence de Bloch. Un interférogramme typique obtenu en sortie d'interféromètre RRSMW est présenté figure (III.8). Pour chaque multiple de la fréquence de Bloch $\nu_B = 568.5$ Hz, on observe une enveloppe de Rabi correspondant au profil d'excitation des impulsions Raman : c'est le spectre de l'échelle de Wannier-Stark. On distingue au sein de chacune de ces résonances des franges d'interférences.

La fréquence de Bloch est mesurée en asservissant, au moyen d'un intégrateur numérique, la différence de fréquence des lasers Raman sur la position des franges centrales d'un couple de résonances $\pm \Delta m$. Pour ce faire, on commence par mesurer la probabilité de transition à mi-hauteur à gauche puis à droite de la frange centrale du pic $-\Delta m$. On déduit de la différence de probabilité de transition entre ces deux points (disques noir et rouge), un signal d'erreur qui nous permet d'asservir la différence de fréquences des lasers Raman sur la frange centrale. On procède ensuite de la même façon sur la frange centrale du pic $+\Delta m$ (disques vert et bleu). La différence de fréquence entre les deux franges centrales vaut $2\Delta m \times \nu_B$. Répéter ces quatre mesures pendant un temps T_i appelé temps d'intégration permet de calculer la moyenne de ν_B sur le temps de mesure et de réduire l'incertitude de mesure. On appelle ce procédé de mesure « l'intégrateur gauche-droite ». Calculer la demi-différence des mesures de ces deux franges centrales permet de s'affranchir des fluctuations d'horloge (déplacements lumineux différentiels, effet Zeeman quadratique, ...). Travailler à mi-frange permet d'optimiser la sensibilité de la mesure. En effet c'est à mi-frange que la dérivée de la transition de probabilité est maximale. Elle est notamment proportionnelle au contraste de l'interféromètre.


 FIGURE III.8 – Spectroscopie Ramsey de l'échelle de *Wannier-Stark*. $T_R = 150$ ms. $\tau_R = 6$ ms.

III.2 Effets systématiques et biais associés sur la mesure de ν_B

III.2.1 Déplacement lumineux différentiel à 1 photon

La première application de l'écho de spin à notre expérience est qu'il permet de s'affranchir du déplacement lumineux différentiel à 1 photon (AC1)² provenant du laser infrarouge de confinement transverse et qui est la principale source de déphasage non-homogène.

AC1 différentiel des lasers de piégeage

L'expression de la force dipolaire exercée par un champ laser sur un atome dépend de son désaccord vis à vis de la transition considérée. En conséquence deux atomes dans deux états hyperfins différents $|F = 2\rangle$ et $|F = 1\rangle$ ne sont pas soumis au même potentiel laser. Cet effet différentiel de potentiel induit alors un déplacement de la fréquence hyperfine qui est appelé déplacement lumineux différentiel [126] dont l'expression est donnée par :

$$\delta_{IR}^{AC1} = (U_{IR}^{F=2} - U_{IR}^{F=1})/h \quad (\text{III.16})$$

où $U_{IR}^{F=i}$ est le potentiel laser vu par les atomes dans $F = i$ ($i \in \{1, 2\}$). Le calcul exact ayant déjà été présenté dans [104], je me contenterai de rappeler que pour un laser désaccordé dans le rouge comme le laser de confinement transverse ou le laser du piège dipolaire croisé, le biais induit sur la mesure de la fréquence hyperfine est négatif. Pour une longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm, le déplacement lumineux différentiel par intensité $\delta\alpha$ vaut environ $-2 \mu\text{Hz}/(\text{mW}/\text{cm}^2)$. Ainsi dans la configuration de notre expérience, le laser de confinement transverse induit un biais sur la mesure de ν_{HFS} de l'ordre de quelques Hz. Or, comme la condition de résonance Raman (III.9) dépend non seulement de la fréquence de Bloch mais aussi de la fréquence hyperfine, cet effet systématique affecte toutes nos mesures de fréquences.

De plus, puisque la distribution d'intensité laser est gaussienne, les atomes selon qu'ils sont au centre ou dans les ailes du faisceau laser, ne voient pas le même potentiel dipolaire et ne sont donc pas soumis au même déplacement lumineux différentiel. Cette distribution n'étant alors pas uniforme sur l'ensemble du nuage, elle est à l'origine d'un déphasage non-homogène. Or, un déphasage non-homogène est réversible. En particulier, il est donc possible de se débarrasser du déphasage non-homogène induit par l'effet AC1 du piège de confinement transverse en utilisant l'interféromètre symétrique RRSMW. Le déphasage en sortie de cet interféromètre étant indépendant de ν_{HFS} (voir équation (III.15)), il permet aussi de s'affranchir du biais associé à cet effet systématique.

AC1 différentiel des lasers Raman

Les lasers d'interrogation Raman sont aussi désaccordés dans le rouge. Bien que leur intensité lumineuse soit très faible, leur désaccord relativement faible de 300 GHz induit un déplacement lumineux différentiel du même ordre de grandeur que les lasers infrarouges de piégeage. Il vaut quelques Hz pour des intensités typiques de quelques dizaines de mW/cm^2 ($\delta\alpha = -0.14 \text{ Hz}/(\text{mW}/\text{cm}^2)$). Cependant leur contribution au signal mesuré est différent. Ces lasers n'étant

2. « Differential AC Stark-Shift » en anglais.

pas allumés pendant la totalité de l'interféromètre, le biais sur la fréquence mesurée est en fait proportionnel à τ_R/T pour des temps Ramsey $T \gg \tau_R$. Pour l'interféromètre RR comme pour l'interféromètre RRSMW, on obtient un biais :

$$\begin{aligned} \Delta\nu &= \frac{1}{2\pi} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \delta_R^{AC1}(t)g(t)dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |g(t)|dt} \\ &= \frac{\delta_R^{AC1}}{1 + \frac{\pi}{4} \frac{T}{\tau_R}} \end{aligned} \quad (\text{III.17})$$

pour deux impulsions- $\pi/2$ Raman ($\Omega_R \tau_R = \frac{\pi}{2}$).

Bien entendu, ce biais dépend de la durée des impulsions Raman τ_R ou de manière équivalente de l'aire de l'impulsion $\cos(\theta)$ où $\theta = \Omega_R \tau_R/2$ (voir section (I.2.2)). On peut montrer, à partir de la multiplication des matrices de transfert (I.19), que cette dépendance est minimale au centre du profil d'excitation Raman. Pour des pulsations de Rabi typiques de l'ordre de $\Omega_R = 2\pi \times 25$ Hz, et un déplacement lumineux différentiel $\delta_R^{AC1} = 8$ Hz, l'effet AC1 Raman induit un déplacement de la frange centrale de plusieurs centaines de mHz/ $\cos(\theta)$. Ce même effet étant de seulement 10 mHz/ $\cos(\theta)$ au centre du profil d'excitation Raman (voir figure (III.9)).

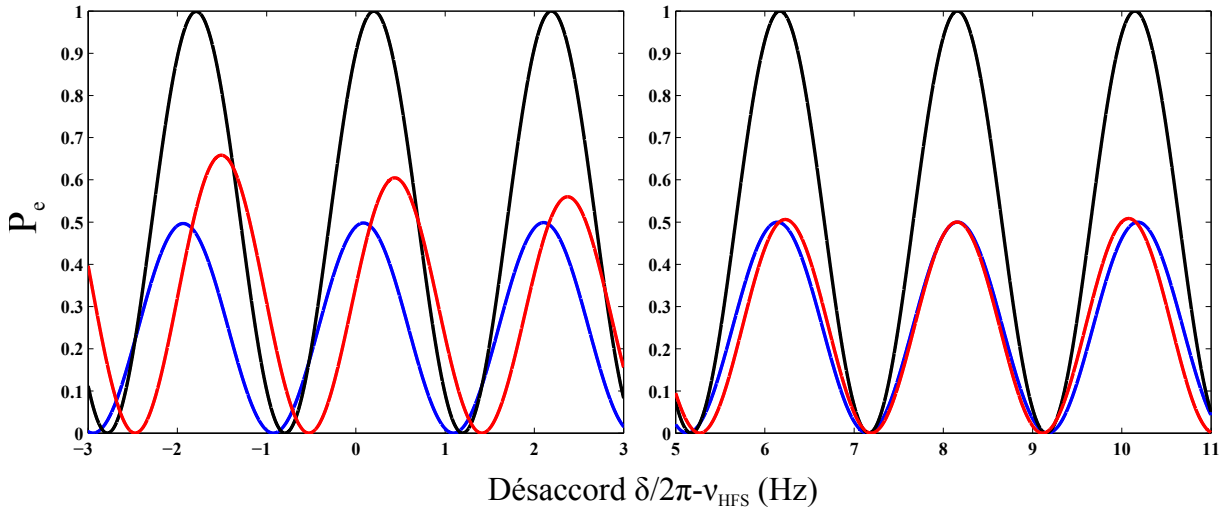


FIGURE III.9 – Influence du déplacement lumineux différentiel induit par les lasers Raman sur les franges de Ramsey. A gauche : au niveau de la frange centrale. A droite : au centre du profil d'excitation. Calcul des franges de Ramsey pour $\Omega_R = 2\pi \times 25$ Hz, $T_R = 0.5$ s, et pour trois impulsions Raman différentes $\tau_{\theta=\frac{\pi}{4}}$, $\tau_{\theta=\frac{\pi}{2}}$, $\tau_{\theta=\frac{3\pi}{4}}$.

Cette remarque aura de l'importance par la suite lorsque l'on s'intéressera à des phénomènes de collisions atomiques et à leur dépendance vis à vis de l'aire de l'impulsion $\cos(\theta)$. Enfin puisque le déplacement lumineux différentiel AC1 Raman induit seulement un décalage de la fréquence hyperfine, c'est tout le spectre de l'échelle de Wannier-Stark qui est décalé de la même quantité $\delta\nu$. Il est donc possible de s'affranchir de cet effet systématique en réalisant nos mesures à la fois sur des transitions $\Delta m = \pm p$ à l'aide de l'intégrateur gauche-droite. Malheureusement il n'en va pas de même du déplacement lumineux différentiel à 2 photons.

III.2.2 Déplacement lumineux différentiel à 2 photons

Lors d'une transition Raman de $\Delta m = p$ puits, les faisceaux Raman induisent des couplages à deux photons supplémentaires non résonnants avec les transitions $\Delta m \neq p$. Ces couplages créent alors un déplacement de la fréquence de la transition considérée $\Delta m = p$ qui est l'équivalent du déplacement lumineux différentiel à 2 photons (AC2) mis en évidence dans les interféromètres en chute libre [127, 128, 129]. Pour des fréquences de Rabi de quelques dizaines de Hz ou plus, on observe un biais de l'ordre de quelques Hz sur la fréquence de Bloch.

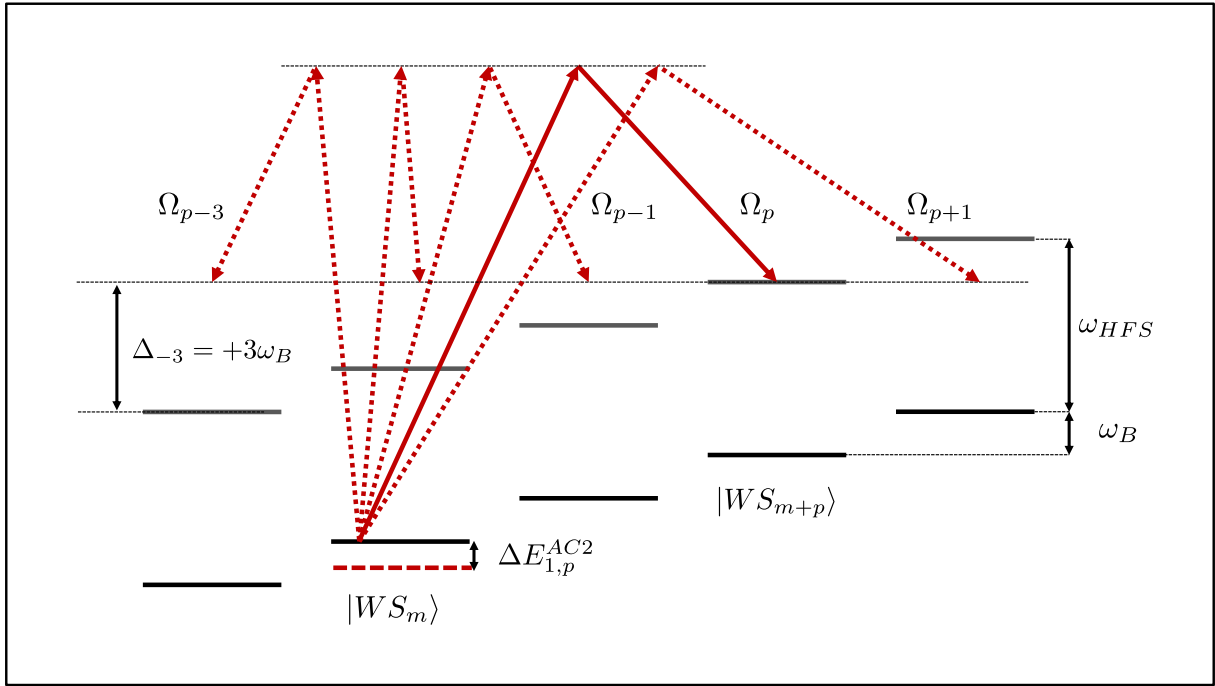


FIGURE III.10 – Déplacement lumineux différentiel à deux photons pour une *échelle de Wannier-Stark*. Lors d'une transition $\Delta m = p$, la paire de faisceaux Raman induit plusieurs couplages non-résonnants avec l'ensemble des états de Wannier-Stark $|WS_i\rangle$ désaccordés de $\Delta = (i - p) \times \omega_B$. La transition résonnante est alors décalée d'une quantité $\Delta E_{1,p}^{AC2}$. Par soucis de simplicité, seul le déplacement de l'état $|WS_m, F = 1\rangle$ a été représenté, l'état $|WS_{m+p}, F = 2\rangle$ étant déplacé d'une même quantité dans le sens opposé.

Dans notre configuration, les atomes sont soumis à une paire de faisceaux contra-propageants ainsi qu'à un éventuel résidu de faisceaux co-propageants que nous allons négliger dans un premier temps. Pour une transition $|WS_m, F = 1\rangle \rightarrow |WS_{m+p}, F = 2\rangle$ donnée, la paire de faisceaux contra-propageants induit un couplage avec l'état $|WS_{m+i}, F = 2\rangle$ ($i \neq p$) désaccordé de $\Delta = (i - p) \times \omega_B$. Le niveau d'énergie de l'état $|WS_m, F = 1\rangle$ est alors déplacé de la quantité :

$$\Delta E_{1,p}^{AC2,i} = -\frac{\Omega_{i,\uparrow\downarrow}^2}{4(i - p) \times \omega_B} \quad (\text{III.18})$$

où $\Omega_{i,\uparrow\downarrow}$ est la pulsation de Rabi associée à la transition $\Delta m = i$ comme définie précédemment (voir équation (III.10)). De la même manière, le couplage avec l'état $|WS_{m+i}, F = 1\rangle$ ($i \neq p$) déplace le niveau d'énergie de l'état $|WS_{m+p}, F = 2\rangle$ d'une quantité $\Delta E_{2,p}^{AC2,i} = -\Delta E_{1,p}^{AC2,i}$ si

bien que le déplacement lumineux total pour une transition $\Delta m = p$ s'écrit simplement :

$$\begin{aligned}\delta_{R,p}^{AC2} &= 2 \sum_{i=-\infty}^{\infty} \Delta E_{1,p}^{AC2,i} \\ &= 2 \sum_{i=-\infty}^{\infty} \frac{\Omega_{i,\uparrow\downarrow}^2}{4(p-i) \times \omega_B}\end{aligned}\tag{III.19}$$

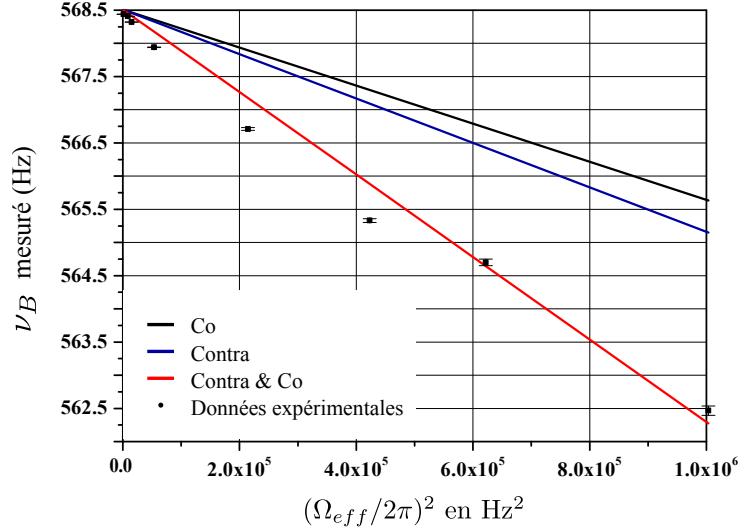


FIGURE III.11 – Biais sur la mesure de la fréquence de Bloch induit par le déplacement lumineux différentiel à 2 photons des lasers Raman. On observe une dépendance linéaire en fonction du carré de la pulsation de Rabi, ce qui est caractéristique de ce type d'effet. La courbe rouge prenant en compte à la fois les couplage co- et contre-propageant reproduit bien la tendance expérimentale. Les courbes noire et bleue correspondant à l'effet AC2 respectif des paires de faisceaux co et contra-propageant ne permettent pas d'expliquer à elles seules le comportement expérimental observé.

Afin de quantifier l'impact de l'effet AC2 sur la mesure de la fréquence de Bloch, nous avons réalisé plusieurs mesures de ν_B pour différentes intensités des lasers Raman. Nous n'avons pas utilisé d'interféromètres mais procédé ici par spectroscopie Raman des transitions $\Delta m = \pm 4$. En ajustant pour chacune de ces mesures la durée de l'impulsion Raman tel que $\Omega_{\Delta m=4} \tau_R = \pi$, on observe comme attendu un biais proportionnel à Ω_{eff}^2 qui est caractéristique d'un déplacement lumineux différentiel à deux photons (voir figure (III.11)). La courbe théorique calculée à l'aide de l'équation (III.19) ne reproduit pas la pente expérimentale (courbe bleue) et nécessite la prise en compte du déplacement lumineux différentiel à deux photons induit par les paires de faisceaux co-propageantes résiduelles. Ces dernières proviennent, comme nous l'avons vu en section (III.1.2), d'un défaut de polarisation du laser Raman 2. Si ce faisceau n'est pas parfaitement polarisé σ_+ , les atomes voient en plus de la paire de faisceaux contra-propageante σ_+/σ_+ , deux paires de faisceaux co-propageantes σ_-/σ_- et σ_+/σ_+ (la paire σ_+/σ_+ étant créée à partir de la réflexion du faisceau 2 sur le miroir de retro-réflexion Raman). L'expression de l'effet AC2 s'écrit alors comme une somme des effets AC2 des paires de faisceaux co- et contra-propageantes (voir équation (III.20)). En incluant dans le modèle l'effet AC2 provenant du résidu de couplage co-propageants mesuré expérimentalement, on obtient alors un bien meilleur accord avec le biais mesuré (courbe rouge). On s'assure que le couplage co-propageant ne suffit pas à

lui seul à expliquer les résultats (courbe noire).

$$\delta_{R,p}^{AC2} = 2 \sum_{i=-\infty}^{\infty} \frac{\Omega_{i,\uparrow\downarrow}^2}{4(p-i) \times \omega_B} - 2 \frac{\Omega_{0,\uparrow\uparrow}^2}{4p \times \omega_B} \quad (\text{III.20})$$

où $\Omega_{0,\uparrow\uparrow}$ est le couplage co-propageant mesuré expérimentalement et qui s'est avéré être particulièrement important lors de ces mesures ($\Omega_{0,\uparrow\uparrow} \approx 2 \times \Omega_{4,\uparrow\downarrow}$).

Dans le cas d'un interféromètre RR ou RRSMW et de façon similaire à l'effet AC1 Raman, l'effet AC2 ne contribue pas sur toute la durée de l'interféromètre au signal mesuré. Ainsi le biais induit par cet effet est lui aussi inversement proportionnel au temps d'évolution libre T . Afin de s'affranchir totalement de celui-ci, il est possible d'utiliser un interféromètre $(\pi/2 - \pi - \pi - 3\pi/2)$, où les impulsions- π sont micro-ondes et où les impulsions- $\pi/2$ et $3\pi/2$ sont des impulsions Raman. Un tel interféromètre est d'ailleurs tout autant insensible à l'effet AC1 des lasers Ramans (voir [104]).

III.2.3 Force parasite du piège de confinement transverse

S'ils ne sont pas piégés au col du faisceau laser de confinement transverse, les atomes ressentent une force dipolaire différente lors de leur transport d'un puits du réseau à un autre. Il en résulte un biais sur la mesure de ν_B qui est proportionnel à la puissance laser P_{IR} :

$$\Delta\nu(P_{IR}, z, \Delta m) = \frac{U_{IR}(P_{IR}, z + \Delta m \times \lambda/2) - U_{IR}(P_{IR}, z)}{\Delta m \times h} \quad (\text{III.21})$$

avec U_{IR} le potentiel de piégeage sur l'axe donné par :

$$U_{IR} \propto I_{IR} = \frac{2P_{IR}}{\pi w_{IR}^2} \left(\frac{w_{IR}}{w_{IR}(z)} \right) \quad (\text{III.22})$$

où w_{IR} est le rayon à $1/e^2$ du col du faisceau laser, $w_{IR}(z) = w_{IR}\sqrt{1 + (z/z_R)^2}$ et $z_R = \pi w_{IR}^2/\lambda_{IR}$ la longueur de Rayleigh du laser.

Afin d'étudier ce biais nous avons réalisé plusieurs mesures de la fréquence de Bloch en fonction de la puissance laser pour trois positions différentes du col du faisceau par rapport aux atomes (voir figure (III.12)). Le déplacement du col du faisceau se fait de manière contrôlée en translatant la lentille de focale $f' = 400$ mm qui focalise le faisceau au niveau du nuage (voir figure (II.16)). Ces mesures ont été obtenues à l'aide d'un interféromètre RRSMW pour un col du faisceau de confinement transverse $w_{IR} = 145$ μm . On retrouve pour chacune des trois positions une tendance linéaire dont la pente nous permet de déterminer la distance atomes-col du faisceau à l'aide de l'équation (III.21).

Comme il sera discuté en conclusion de ce chapitre, l'expérience ForCa-G a pour objectif de mesurer la fréquence de Bloch avec une exactitude de 0.1 mHz. Pour la taille du col de faisceau considérée et pour une puissance de 0.5 W, ceci correspond à une distance atomes-col inférieure à 100 μm , ce qui est difficile à garantir géométriquement. Cependant, des mesures réalisées à différentes puissances du laser de confinement transverse (de façon similaire à celles présentées sur la figure (II.16)) permettent d'évaluer ce biais avec une exactitude suffisante pour pouvoir corriger la valeur de ν_B mesurée.

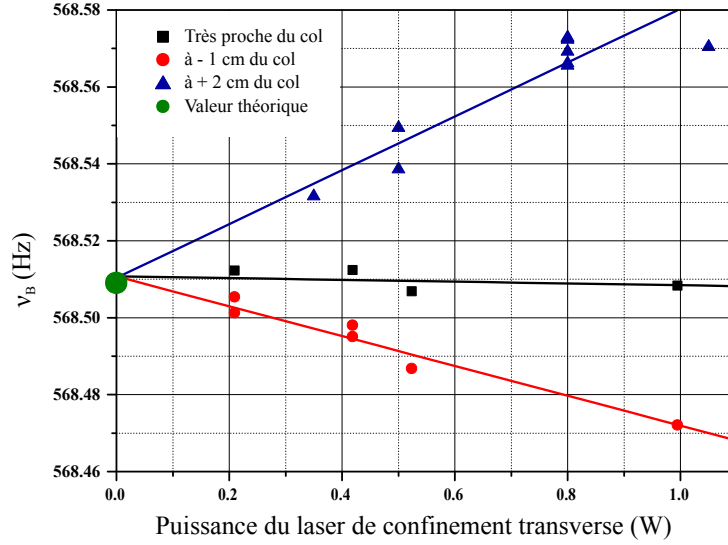


FIGURE III.12 – Mesure de la fréquence de Bloch en fonction de la puissance du laser infrarouge de confinement transverse pour trois positions différentes du col du faisceau par rapport aux atomes. En noir le col du faisceau est 2 cm au-dessous des atomes, en rouge à 1 cm au dessus des atomes. En bleu le col du faisceau est presque au niveau des atomes. Ces mesures ont été réalisées sur la transition $\Delta m = \pm 6$ à l’aide de l’interféromètre RRSMW.

III.3 Sensibilité de la mesure

La sensibilité de notre gravimètre à atomes piégés en régime dilué a déjà fait l’objet d’une étude très détaillée dans la thèse de A. Hilico [104]. Je me contenterai ici de rappeler succinctement la principale source limitant la sensibilité de nos mesures, afin d’expliquer comment à partir de ces résultats et à l’aide de mesures supplémentaires, j’ai pu améliorer la sensibilité à court terme d’un facteur deux.

III.3.1 Influence du piège de confinement transverse

Pour un chargement du piège mixte par mélasse optique, la température du gaz $\sim 1 \mu\text{K}$ est de l’ordre de la profondeur du potentiel de piégeage infrarouge. Par conséquent, les atomes occupent de nombreux niveaux transverses de ce potentiel. Or, puisque le faisceau laser est gaussien, la forme du potentiel dépend de la distance au col du faisceau. Ainsi d’un puits à l’autre du réseau longitudinal, les énergies d’un même état transverse n sont déplacées différemment. Lors d’un interféromètre, cette dispersion des énergies des états transverses est donc à l’origine d’une distribution non-homogène des différences d’énergies transverses entre états de départ $|WS_m, n\rangle$ et états d’arrivée $|WS_{m+\Delta m}, n\rangle$ (voir figure (III.13)). Il en résulte une distribution non-homogène des phases et donc une chute du contraste de l’interféromètre.

Cet effet dépend bien-entendu de la puissance du laser de confinement transverse mais surtout de la position du nuage par rapport au col du faisceau. Ainsi des mesures du contraste en fonction de la puissance laser, réalisées à différentes distances du col du faisceau infrarouge de façon similaire à la section (III.2.3), ont permis de quantifier cet effet. Dans le but de vérifier qu’il s’agisse bien d’un déphasage non-homogène, nous avons aussi réalisé des mesures du contraste

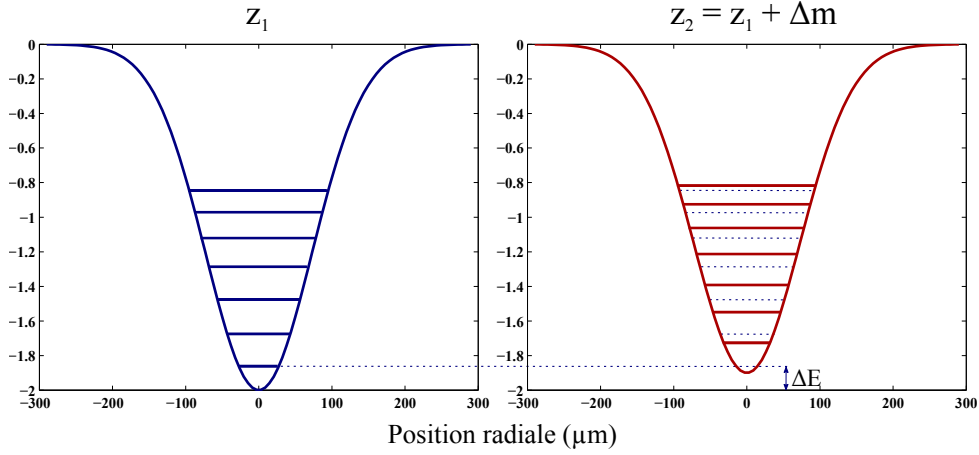


FIGURE III.13 – Dispersion des différences d'énergies transverses liée au profil d'intensité du laser de confinement transverse pour deux positions z et $z + \Delta m$. Cette dispersion induit une distribution non-homogène des phases et par conséquent une chute du contraste de l'interféromètre.

de l'interféromètre symétrique RRS. Chacune des mesures ont été obtenues à la frange centrale en scannant à la fois le temps Ramsey T_R et la phase des lasers Raman comme expliqué en section (III.1.3). Dans le cas de l'interféromètre RRSMW, il est possible d'observer des franges d'interférences en jouant sur la différence de fréquences $\omega_{MW} - \omega_R$ (voir équation (III.15)). Cependant, nous avons préféré comparer nos deux interféromètres en travaillant dans les mêmes conditions. Nous avons donc décidé de scanner ici aussi la phase des lasers Raman. Deux courbes typiques sont présentées figure (III.14) à gauche.

Afin de comparer nos résultats expérimentaux avec un modèle théorique, nous avons choisi de caractériser la chute du contraste de nos interféromètres RRSMW et RRS par un taux d'amortissement exponentiel γ_a extrait de l'enveloppe des franges de nos interféromètres. Ce choix, s'il peut paraître arbitraire, permet un bon ajustement de nos courbes expérimentales et ce, surtout pour des taux $\gamma_a > 0.5 \text{ s}^{-1}$ (voir figure (III.14) à gauche). Les résultats sont présentés sur la figure (III.14) à droite. On observe que le taux d'amortissement croît avec la puissance laser et ceci d'autant plus que les atomes sont loin du col du faisceau. Pour de faibles puissances lasers, on observe une décroissance du contraste non nulle de l'ordre de 0.4 s^{-1} qui correspond aussi au taux d'amortissement du contraste mesuré à l'aide de l'interféromètre RRS. Ce dernier semble donc lié à un déphasage homogène et est indépendant de la puissance du laser de confinement transverse.

Le modèle théorique utilisé ici et développé par A. Hilico [104] repose sur une approche semi-classique du problème. Le potentiel de piégeage est considéré comme gaussien et le calcul est effectué en deux dimensions. A partir du calcul de la densité d'états en fonction de z et en choisissant une distribution en énergie de Boltzmann, il est possible d'en déduire la distribution du décalage en énergie $\Delta E(N)$ en fonction de z , pour une transition Δm donnée. Le contraste est alors extrait de la simulation des franges de l'interféromètre - obtenues après moyenne de la probabilité de transition sur la distribution $\Delta E(N)$ - pour différents temps de Ramsey, différentes puissances laser et différentes distances atomes-col du faisceau. Le taux d'amortissement théorique est ensuite obtenu par ajustement d'une courbe de décroissance exponentielle aux données simulées, auquel on ajoute le taux caractéristique de déphasage homogène $1/T'_2 = 0.4$

s^{-1} mesuré à l'aide de l'interféromètre RRS. Le modèle est en bon accord avec les mesures expérimentales.

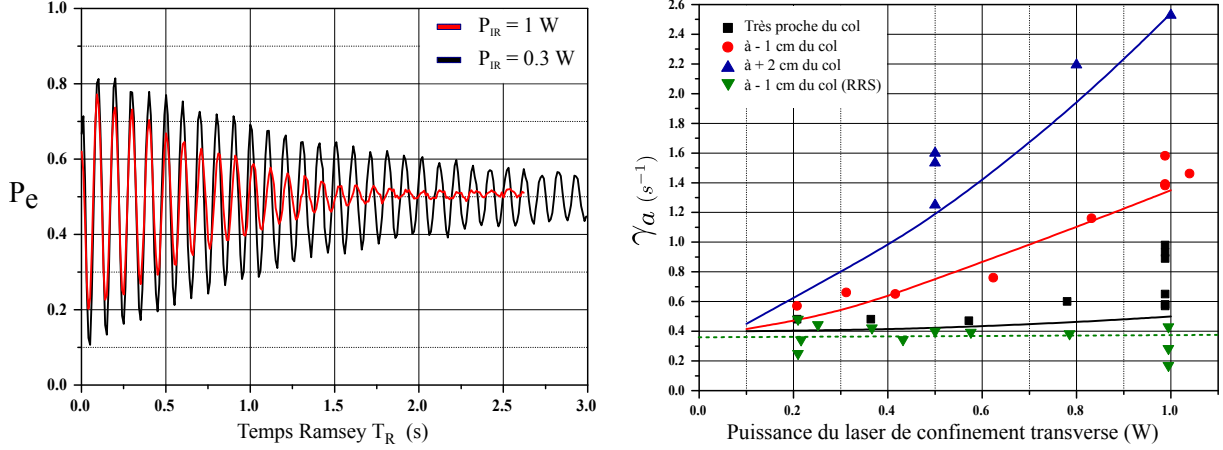


FIGURE III.14 – A gauche : Franges d'interférence en fonction du temps Ramsey T_R pour deux puissances différentes du laser infrarouge de confinement transverse et pour une distance atome-col du faisceau de 1 cm. Plus P_{IR} est important plus la chute du contraste est rapide. Le taux d'amortissement γ_a est extrait à partir de l'enveloppe de ces franges. A droite : Taux d'amortissement γ_a du contraste en fonction de la puissance du laser infrarouge de confinement transverse pour trois positions différentes du col du faisceau par rapport aux atomes. En bleu : le col du faisceau est 2 cm au-dessous des atomes. En rouge : il est à 1 cm au dessus des atomes. En noir : le col du faisceau est très proche des atomes. Ces mesures ont été réalisées sur la transition $\Delta m = \pm 6$ à l'aide de l'interféromètre RRSMW. En vert : taux d'amortissement du contraste de l'interféromètre symétrique RRS pour la même transition. On observe la présence d'un plateau $\gamma = 0.4 s^{-1}$ attribué à un effet du laser créant l'onde stationnaire.

III.3.2 Influence du piège périodique longitudinal

En regardant de plus près la figure (III.14), on observe une dispersion non négligeable de γ_a pour des puissances du laser de confinement transverse de l'ordre de 1 W. Une analyse de ces mesures en fonction de la profondeur du réseau a permis de mettre en évidence une corrélation entre ce nouveau paramètre et la chute du contraste de nos interféromètres. En tirant parti de la faible dépendance du couplage $\Omega_{6,\uparrow\downarrow}$ pour des profondeurs comprises entre 1.2 et 2.4 E_r (voir figure (III.3)), nous avons alors réalisé quelques mesures complémentaires toujours au col du faisceau laser de confinement transverse et pour une puissance $P_{IR} = 1$ W. La figure (III.15) montre que le taux d'amortissement du contraste γ_a augmente linéairement avec la profondeur du réseau mais avec des pentes différentes selon l'interféromètre RRSMW ou RRS. Pour des variations typiques de la profondeur du réseau de $\pm 10\%$, le taux d'amortissement peut varier de $0.3 s^{-1}$, ce qui permet d'expliquer la dispersion des mesures de (III.14).

La différence de comportement du contraste des interféromètres RRSMW et RRS traduit l'existence de deux types de déphasages induits par le réseau. Un déphasage irréversible limite le contraste de l'interféromètre RRS (courbe bleue) tandis qu'un déphasage supplémentaire de type non-homogène contribue aussi à la perte de contraste de l'interféromètre RRSMW (courbe rouge).

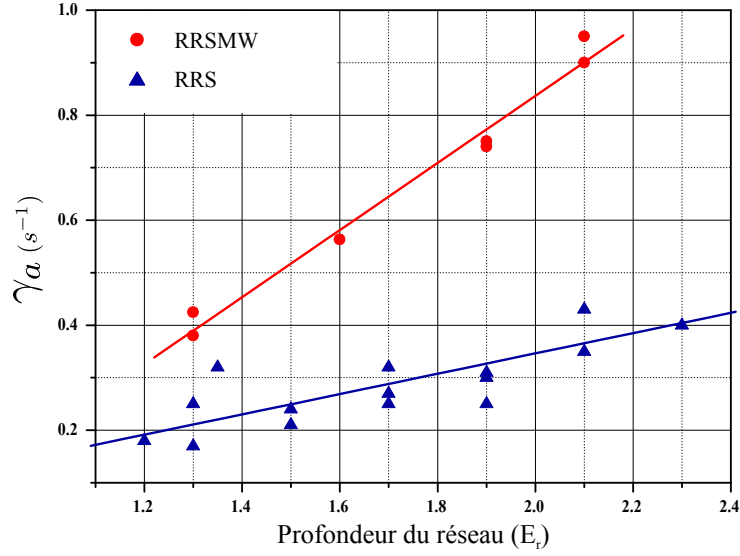


FIGURE III.15 – Chute du contraste des interféromètres RRSMW (en rouge) et RRS (en bleu) en fonction de la profondeur du réseau pour une transition $\Delta m = \pm 6$. Le col du faisceau de confinement transverse est au niveau des atomes et $P_{IR} = 1$ W.

Déphasage non-homogène

Une tentative d'explication de cet effet a été de considérer que le col du faisceau laser créant l'onde stationnaire n'était pas au niveau du miroir de rétro-réflexion créant ainsi une levée de dégénérescence des énergies des états de Wannier-Stark en fonction de z . Cette dispersion des énergies induirait alors une chute du contraste de l'interféromètre RRSMW. Afin d'estimer un tel effet, j'ai calculé l'influence sur le spectre de l'échelle de Wannier-Stark de la présence d'un deuxième réseau de faible amplitude qui serait superposé au Hamiltonien (III.5). Pour cela, j'ai utilisé la théorie des perturbations. L'amplitude du champ laser rétro-réfléchi s'écrit :

$$E(z, z_0, z_m) = \frac{e^{ik_L(z-z_0)}}{w(z-z_0)} - \frac{e^{-ik_L(z+z_0-2z_m)}}{w(z+z_0-2z_m)} \quad (\text{III.23})$$

où z_0 est la position du col du faisceau et z_m la position du miroir de rétro-réflexion. k_L et $w(z) = w_L \sqrt{1 + (z/z_R)^2}$ sont respectivement le vecteur d'onde et le rayon à $1/e^2$ du col du faisceau laser créant l'onde stationnaire. La perturbation s'écrit :

$$H_1 = \frac{U_L}{4} |E(z, z_0, z_m)|^2 - V_B(z - z_m) \quad (\text{III.24})$$

où $V_B(z)$ à été défini en (III.1). Le décalage en énergie au premier ordre de la perturbation est donné par :

$$\Delta E^{(1)}(z, z_0, z_m) = \langle W S_m | H_1 | W S_m \rangle \quad (\text{III.25})$$

La différence d'énergies entre deux états de Wannier-Stark séparés de Δm puits est donc :

$$\Delta \nu(z, z_m, z_0, \Delta m) = \frac{\Delta E^{(1)}(z + \Delta m \frac{\lambda_L}{2}, z_0, z_m) - \Delta E^{(1)}(z, z_0, z_m)}{\Delta m \times h} \quad (\text{III.26})$$

Pour un rayon à $1/e^2$ du col du faisceau $w_L = 750$ μm , et un miroir de rétro-réflexion situé à $z_m = 10$ cm des atomes, on obtient $\Delta \nu < 0.1$ mHz quelque soit la position du col du faisceau

z_0 . La dispersion de ces différences d'énergies sur l'ensemble du nuage étant du même ordre de grandeur et donc $\Delta\nu \ll \gamma_a$, ce phénomène n'explique donc pas la perte de contraste observée sur la figure (III.15).

Une explication plus probable de cette perte de contraste de l'interféromètre RRSMW liée à la profondeur du réseau est que le potentiel total de piégeage n'est en réalité pas séparable. En effet les directions transverse et longitudinale sont couplées, si bien que selon leur énergie transverse $\epsilon_\perp$, les atomes explorent de manière différente le potentiel périodique. Or, ce dernier étant gaussien selon la direction transverse, ils voient donc une profondeur du réseau différente. Ainsi, son énergie longitudinale moyenne $\epsilon_\parallel$ - intégrée sur son mouvement transverse - dépend de $\epsilon_\perp$. En conséquence, si l'un ou l'autre des cols des deux faisceaux de confinement transverse et longitudinal n'est pas situé au niveau des atomes, alors la distributions des différences d'énergies $\delta\nu(\Delta m)$ n'est pas homogène et peut contribuer significativement à l'amortissement du contraste. Un tel effet expliquerait par ailleurs l'accentuation de ce phénomène pour des puissances importantes du laser infrarouge de confinement transverse comme en témoigne la dispersion des carrés noirs obtenus pour $P_{IR} = 1$ W figure (III.14). S'il est difficile numériquement d'ajouter la contribution du réseau dans notre modèle théorique décrit plus haut en section (III.3.1), il serait tout de même intéressant de quantifier cet effet par un calcul indépendant.

Déphasage irréversible

Il existe de nombreuses sources possibles de déphasages irréversibles. Par exemple les fluctuations d'intensité du laser créant l'onde stationnaire peuvent induire des fluctuations de la profondeur du réseau sur des temps de l'ordre du temps d'évolution libre. Dans ce cas, le déplacement lumineux différentiel créé par le réseau n'est pas compensé par la méthode de l'écho de spin et provoque donc une perte de contraste de l'interféromètre RRS. De plus, ces mêmes fluctuations de puissances peuvent aussi induire des couplages entre états de Wannier-Stark et être ainsi responsables d'un amortissement du contraste. Toutefois l'asservissement de la puissance de ce laser n'ayant pas d'influence sur la perte du contraste, nous avons écarté cette hypothèse.

Les fluctuations de pointé du laser pourraient elles aussi être à l'origine de fluctuations homogènes du déplacement lumineux différentiel δ_L^{AC1} induit par le réseau. Celui-ci vaut environ 0.7 Hz pour une profondeur de $U_L = 1.8E_r$. Les fluctuations de pointés ont été mesurées être de l'ordre de $\sigma = 4\%$ du rayon à $1/e^2$ du col du faisceau. Les fluctuations de l'effet AC1 sont alors données par [130] :

$$\sigma_{fp} = \sqrt{2}\sigma\delta_L^{AC1} = 0.04 \text{ Hz} \quad (\text{III.27})$$

Un ordre de grandeur du temps caractéristique de déphasage homogène T'_2 correspond au temps pour lequel le déphasage accumulé vaut 2π . On a $\gamma_{fp} = 1/T'_2 \sim \sigma_{fp}/(2\pi) = 6 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Cette estimation est deux ordres de grandeur inférieure au taux γ_a observé expérimentalement.

Enfin des processus de chauffage pourraient aussi induire une chute du contraste de notre interféromètre RRS. A partir de la mesure du temps de vie $T_v \approx 7$ s des atomes dans le piège mixte, il est possible d'estimer une limite supérieure à cet effet. En considérant une marche au hasard dans l'espace des impulsions, une impulsion initiale de $p = \sqrt{2mE}$ évolue en une distribution gaussienne symétrique centrée sur p . L'écart type du déphasage associé au taux de chauffage peut alors s'écrire [130] :

$$\sigma_{ch} = \frac{1}{h} \frac{\delta\alpha}{\alpha} \sqrt{\frac{1}{2} \dot{E} T k_B T_c} \quad (\text{III.28})$$

où $\delta\alpha$ et α sont respectivement les déplacements lumineux différentiel et total par unité d'intensité laser. Pour le cas du réseau longitudinal : $\frac{\delta\alpha}{\alpha} = 4.92 \times 10^{-5}$. $\dot{E} = U_L/T_v$ est le taux de chauffage en J/s et vaut 100 nK/s. Pour un temps caractéristique de l'expérience $T = 2$ s et une température $T_c = 700$ nK donnée par la profondeur du réseau, on obtient : $\sigma_{ch} = 0.3$ s⁻¹. L'évolution du contraste d'un interféromètre soumis à une distribution gaussienne de déphasages est connue et vaut $C(2t_\pi) = C_0 e^{-\sigma_{ch}^2 t_\pi^2 / 2}$. En définissant ici le temps caractéristique de déphasage homogène T'_2 comme le temps à $1/e$ de la chute du contraste, on obtient $\gamma_{ch} = 1/T'_2 = \frac{\sigma_{ch}}{\sqrt{2}} = 0.2$ s⁻¹. Des processus de chauffage seraient donc susceptibles d'expliquer en partie la chute du contraste de nos interféromètres.

III.3.3 Nouvelle meilleure sensibilité court terme

Résultat

Au vu des résultats des sections (III.3.1) et (III.3.2) il semble critique, afin d'augmenter le contraste de l'interféromètre RRSMW, de réaliser nos mesures de la fréquence de Bloch avec des atomes situés au col du faisceau laser infrarouge de confinement transverse. Il semble aussi préférable de les piéger dans un réseau peu profond et ceci pour de faibles puissances du laser infrarouge. A une puissance infrarouge $P_{IR} = 280$ mW et une profondeur $U_L = 1,3 E_r$, le taux d'amortissement γ_a est de l'ordre de 0.4 s⁻¹ et le contraste à un temps Ramsey $T_R = 2$ s a été mesuré de l'ordre de 40%. Dans ces conditions, une mesure de la fréquence de Bloch à l'aide de l'intégrateur gauche-droite sur les transitions $\Delta m = \pm 6$ a mis en évidence une nette amélioration de la sensibilité de notre capteur de force à atomes piégés. L'écart-type d'Allan du déplacement en fréquence des franges de notre interféromètre est présenté figure (III.16). La décroissance en $1/\sqrt{T_i}$ (où T_i est le temps d'intégration) est caractéristique d'un bruit blanc. La sensibilité équivalente ramenée à 1 s vaut $\sigma_\nu = 6$ mHz (droite rouge). Ceci correspond à une sensibilité relative sur la fréquence de Bloch de $\sigma_\nu / (6\nu_B) = 1.8 \times 10^{-6}$. De plus cette mesure montre aussi une sensibilité maximale meilleure que d'habitude de 8.8×10^{-8} en relatif après 300 s d'intégration.

Commentaires

Afin de caractériser la stabilité de notre capteur de forces, nous avons répété la mesure dans ces mêmes conditions six fois en l'espace de deux semaines. Si la sensibilité court terme nominale est de 3×10^{-6} en relatif, la sensibilité maximale obtenue précédemment n'a pas été reproduite. On observe en effet pour la plupart des mesures une dérive après 100 s d'intégration qui limite notre sensibilité maximale nominale à 3×10^{-7} en relatif. Comme je le montrerai en conclusion, ces performances étant amplement suffisantes pour une mesure de forces à faibles distances, j'ai choisi de ne pas m'attarder sur ce sujet.

Les différentes sources de bruits susceptibles de limiter notre sensibilité court terme avaient déjà fait l'objet d'une étude rigoureuse dans [104]. Aussi, n'ayant pas cherché à les caractériser de nouveau, je me contenterai ici d'une simple discussion qualitative afin d'expliquer l'amélioration de notre sensibilité nominale. Il était ressorti du travail de A. Hilico que dans ses conditions de mesures, le bruit dû aux faisceaux de piégeage, le bruit de détection ainsi que le bruit de vibration limitaient de manière équivalente la sensibilité de notre gravimètre à atomes piégés. Aujourd'hui, à priori, la diminution du taux d'amortissement du contraste de l'interféromètre

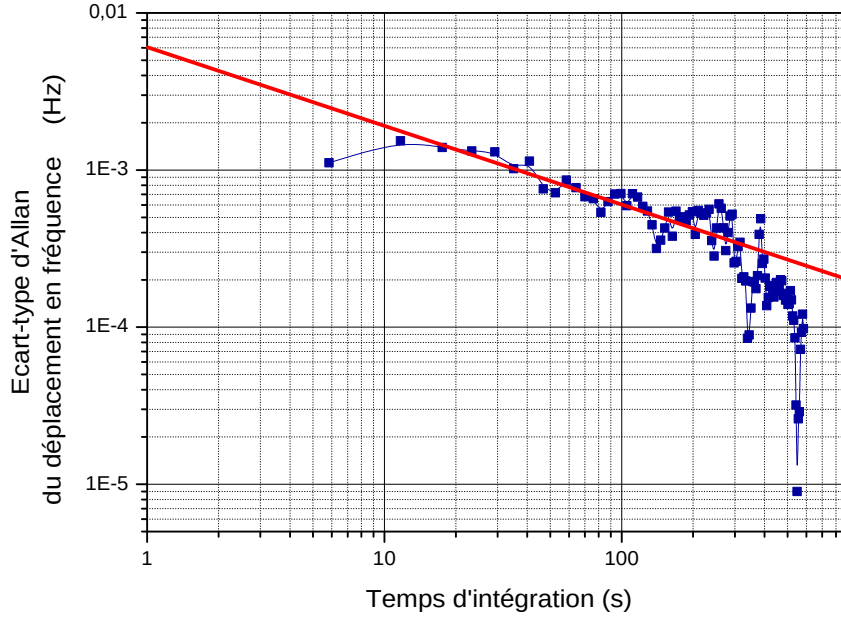


FIGURE III.16 – Ecart-type d'Allan de la demi-différence des fluctuations temporelles de la frange centrale pour des transition $\Delta m = \pm 6$. Mesure effectuée à l'aide d'un interféromètre RRSMW, pour un temps Ramsey $T_R = 2$ s, $\tau_{\pi/2} = 14$ ms, $P_{IR} = 280$ mW, $U_L = 1,3 E_r$. La droite rouge est un guide pour les yeux et permet d'extrapoler une sensibilité court terme de 6 mHz à 1 s sur la demi-différence d'une transition $\Delta m = \pm 6$, soit une sensibilité relative sur la fréquence de Bloch de 1.8×10^{-6} .

(40% à 2 s contre 10% à 900 ms) a permis d'augmenter le temps d'interrogation T_R . Ceci a permis de diminuer significativement la contribution du bruit de détection. La mesure a été réalisée avec ≈ 21000 atomes, ce qui correspond à un bruit de détection sur la probabilité de transition de $\sigma_{P_e, det} = 5 \times 10^{-3}$. Le bruit en fréquence se déduit du bruit sur la probabilité de transition à l'aide de la formule :

$$\sigma_{\delta\nu} = \frac{\sigma_{P_e}}{C\pi T_R} \quad (\text{III.29})$$

et on obtient $\sigma_{\delta\nu, det} = 1.2$ mHz (contre 8.8 mHz auparavant). Le bruit de détection est maintenant négligeable mais sa diminution ne suffit pas à expliquer un tel gain sur notre sensibilité court terme. Une autre différence importante avec les mesures précédentes est l'utilisation de l'interféromètre RRSMW qui filtre mieux les bruits basses fréquences dus aux faisceaux lasers de piégeage. Il permet, tout comme le fait d'avoir allongé le temps d'interrogation à 2 s, une diminution des bruits de déplacements lumineux différentiels. Enfin, il permet aussi de s'affranchir du faisceau de compensation de déplacement lumineux [131] utilisé dans les thèses de A. Hilico et B. Pelle, et donc d'éliminer une autre source de fluctuations.

III.4 Conclusion

Ce travail mené sur notre capteur de forces à atomes piégés en régime dilué s'inscrit dans la continuité du travail de thèse d'Adèle Hilico et a été publié dans [85] et se trouve en annexe (D) de ce manuscrit. En suivant les conclusions de son étude et en réalisant des mesures supplémentaires, il m'a été possible d'améliorer la sensibilité court terme de notre expérience d'un facteur deux. Nous avons démontré une sensibilité nominale sur la fréquence de Bloch de 3×10^{-6} en relatif à 1 s et une sensibilité maximale de 3×10^{-7} après 100 s d'intégration. De telles performances dépassent les attentes de la proposition initiale de l'expérience ForCa-G [55]. Dans cet article, les auteurs considèrent une exactitude de 1 mrad sur le déphasage $\Delta\phi$ accumulé lors de l'interféromètre après $10^3 - 10^4$ s d'intégration. Pour un temps Ramsey T_R de 0.1 s comme supposé dans l'article, cela correspond à un bruit de mesure de 0.8×10^{-4} Hz sur $\nu_{B,eff}$ avec :

$$\nu_{B,eff} = (m_a g \lambda_L + U_{m+1} - U_{m-1})/2h \quad (\text{III.30})$$

où m_a est la masse de l'atome considéré (^{87}Sr dans l'article) et U_m est la perturbation du potentiel de Wannier-Stark au puits m induite par la force de Casimir-Polder ou par une éventuelle cinquième force. Nous avons aujourd'hui démontré qu'il est possible d'obtenir une telle exactitude après seulement 200 s d'intégration soit un à deux ordres de grandeurs plus rapidement.

En supposant pouvoir réaliser nos mesures avec cette même exactitude à proximité du miroir de rétro-réflexion, les contraintes expérimentales que nous espérons imposer sur l'amplitude d'une éventuelle cinquième force ont été calculées par Messina & al en 2011 [16]. Elles sont représentées sur la figure (I.1). Pour des distances suffisamment grandes, de quelques μm , la modélisation du potentiel de Casimir-Polder atteint une exactitude semblable à celle de notre mesure expérimentale [16, 132]. En soustrayant le modèle théorique à des mesures effectuées dans le puits numéro 40 (en comptant depuis le miroir de rétro-réflexion), les contraintes que nous espérons imposer sont représentées par la courbe noire discontinue. Pour des distances plus proches, la modélisation théorique n'est pas suffisante. C'est pourquoi nous prévoyons de nous affranchir de la force de Casimir-Polder en réalisant des mesures différentielles entre deux isotopes du rubidium (^{87}Rb et ^{85}Rb). En effet, ces atomes ayant la même polarisabilité, ils ressentent la même force de Casimir-Polder. La courbe rouge continue représente les contraintes expérimentales que nous espérons imposer en réalisant des mesures différentielles sur une superposition des puits 4 et 6.

Enfin nous avons vu que la source principale de déphasage non-homogène, induite par le laser de confinement transverse, dépend de la température des atomes. Elle peut donc être considérablement réduite en travaillant avec des échantillons d'atomes ultra-froids. Avec les développements toujours plus aboutis des techniques de refroidissement, de nombreuses expériences en interférométrie atomique, souvent limitées par le mouvement transverse des atomes [133], prévoient ou utilisent déjà des nuages d'atomes ultra-froids. Cependant de nouveaux biais sont alors à considérer et font l'objet des deux prochains chapitres.

CHAPITRE IV

INTERFÉROMÈTRES MICRO-ONDES EN RÉGIME DENSE

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié les performances de notre interféromètre à atomes piégés dans un régime dilué où les principales sources de limitations provenaient des lasers de piégeage et d'interrogation. La mise en place du piège dipolaire croisé et du refroidissement évaporatif nous permet désormais de travailler avec un nuage d'atomes beaucoup plus dense. Pour des densités atomiques moyennes $\bar{n}$ de l'ordre de $10^{11} - 10^{12}$ at/cm³, les interactions entre atomes ne sont plus négligeables et peuvent avoir un impact considérable sur les performances de notre capteur de forces. Dans ce chapitre nous allons nous intéresser en particulier à l'impact de ces phénomènes de collisions sur des interféromètres réalisés à partir d'impulsions micro-ondes, c'est à dire sans séparation spatiale des paquets d'ondes.

IV.1 Outils théoriques sur l'effet de rotation des spins identiques

IV.1.1 Brefs rappels sur la théorie de la diffusion

A des températures de l'ordre de quelques centaines de nK, la longueur d'onde thermique de de Broglie $\lambda_{dB} = \sqrt{2\pi\hbar^2/mk_B T}$ est grande devant les portées typiques des potentiels d'interactions inter-atomiques. Dans ces conditions, les collisions entre particules ne sont plus décrites par la mécanique classique et l'on observe des phénomènes de « diffraction » liés au caractère ondulatoire de la matière. Il s'agit du régime de collision quantique. Dans cette première sous-partie nous allons démontrer deux propriétés fondamentales du régime de collision quantique à l'aide de la théorie de la diffusion. La première est qu'à très basse température, seule des collisions isotropes, appelées collisions en onde s , peuvent exister. La deuxième est que l'amplitude de diffusion en onde s notée habituellement f_k se développe comme un polynôme complexe de k qui fait intervenir la longueur caractéristique de diffusion $a_{i,j}$ entre deux particules d'états internes i et j . Une étude plus complète pourra être trouvée dans le chapitre VIII de [134].

Nous considérons ici un processus de diffusion élastique (i.e. sans changement d'états internes) entre deux particules de masses m_1 et m_2 qui interagissent via le potentiel $V(\hat{\mathbf{r}}_1 - \hat{\mathbf{r}}_2)$. Le Hamiltonien du système s'écrit :

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}_1^2}{2m_1} + \frac{\hat{\mathbf{p}}_2^2}{2m_2} + V(\hat{\mathbf{r}}_1 - \hat{\mathbf{r}}_2) \quad (\text{IV.1})$$

L'énergie potentielle d'interaction V ne dépendant que de la position relative des deux particules $\hat{\mathbf{r}} = \hat{\mathbf{r}}_1 - \hat{\mathbf{r}}_2$, il est judicieux de se placer dans le référentiel du centre de masse des deux particules par la transformation :

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{R}}_G = (\hat{\mathbf{r}}_1 + \hat{\mathbf{r}}_2)/2 \\ \hat{\mathbf{P}}_G = \hat{\mathbf{p}}_1 + \hat{\mathbf{p}}_2 \end{cases} \quad \begin{cases} \hat{\mathbf{r}} = \hat{\mathbf{r}}_1 - \hat{\mathbf{r}}_2 \\ \hat{\mathbf{p}} = \hat{\mathbf{p}}_1 - \hat{\mathbf{p}}_2 \end{cases}$$

Le Hamiltonien s'écrit alors :

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{P}}_G^2}{2(m_1 + m_2)} + \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2\mu} + V(\hat{\mathbf{r}}) \quad (\text{IV.2})$$

Dans le référentiel du centre de masse G qui se déplace comme une particule libre de masse $m_1 + m_2$, nous sommes ramenés à étudier la diffusion par le potentiel V d'une particule « relative » de masse réduite μ vérifiant $\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}$. La fonction d'onde $\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ d'un état diffusé vérifie alors l'équation de Schrödinger suivante :

$$\left(\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2\mu} + V(\hat{\mathbf{r}}) \right) \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = E_k \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (\text{IV.3})$$

où $E_k = \hbar^2 k^2 / 2\mu$ est l'énergie de la particule relative. En considérant le cas particulier d'un potentiel de diffusion qui est central, c'est à dire $V(\hat{\mathbf{r}}) = V(r)$ comme vérifié par les processus de collisions qui ont lieu dans notre expérience, notre problème montre une symétrie de révolution évidente autour de l'axe O_z défini par le faisceau incident $\mathbf{k}$. Il est donc approprié de décomposer la fonction d'onde $\psi_{\mathbf{k}}(r)$ sur la base propre commune aux opérateurs $\hat{H}$, $\hat{L}^2$ et $\hat{L}_z$ où $\hat{\mathbf{L}}$ est le moment angulaire relatif. Cette base est appelée base des ondes partielles¹ et ses vecteurs propres $|\varphi_{k,l,m}\rangle$ s'écrivent :

$$\langle r | \varphi_{k,l,m} \rangle = \frac{u_{k,l,m}(r)}{r} Y_l^m(\theta, \varphi) \quad (\text{IV.4})$$

où $u_{k,l,m}(r)$ est une fonction de r pour le moment inconnue et $Y_l^m(\theta, \varphi) = \langle \theta, \varphi | l, m \rangle$ sont les fonctions harmoniques sphériques données par :

$$Y_l^m(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_l^m(\cos(\theta)) e^{im\varphi} \quad (\text{IV.5})$$

où P_l^m sont les polynômes de Legendre. La symétrie autour de l'axe O_z implique que la fonction d'onde est indépendante de l'angle azimutal φ , si bien qu'elle s'écrit simplement comme une combinaison linéaire de $|\varphi_{k,l,0}\rangle$ d'où :

$$\begin{aligned} \psi_{\mathbf{k}}(r) &= \sum_{l=0}^{\infty} c_l \varphi_{k,l,0}(r) \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} c_l \frac{u_{k,l}(r)}{r} Y_l^0(\theta) \end{aligned} \quad (\text{IV.6})$$

$$= \sum_{l=0}^{\infty} c_l \frac{u_{k,l}(r)}{r} \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} P_l^0(\cos(\theta)) \quad (\text{IV.7})$$

1. Dans le cas où $V(r) = 0$, cette base est en réalité la base des ondes sphériques libres $|\varphi_{k,l,m}^{(0)}\rangle$ et $\frac{u_{k,l,m}(r)}{r} = \sqrt{\frac{2k^2}{\pi}} j_l(kr)$ où $j_l(kr)$ sont les fonctions de Bessel sphériques.

IV.1. OUTILS THÉORIQUES SUR L'EFFET DE ROTATION DES SPINS IDENTIQUES

où les coefficients $c_l = i^l \sqrt{4\pi(2l+1)}$ peuvent être calculés à partir de la décomposition d'une onde plane sur la base des ondes sphériques libres (voir chapitre VIII de [134]).

En coordonnées sphériques le laplacien s'écrit : $\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} r - \frac{1}{\hbar^2 r^2} \hat{L}^2$. En substituant (IV.6) dans (IV.3), on obtient que chaque fonction $u_{k,l}(r)$ est solution d'une équation de Schrödinger radiale pour $l \in [0, \infty]$:

$$u_{k,l}''(r) + \left(k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2\mu V(r)}{\hbar^2} \right) u_{k,l}(r) = 0 \quad (\text{IV.8})$$

La résolution de l'équation (IV.8) est loin d'être évidente. Cependant puisque les états diffusés sont fonctions propres du Hamiltonien $\hat{H}$, ces états sont des états stationnaires. Nous allons donc simplement chercher à écrire leur expression asymptotique. Pour des distances r grandes devant la portée du potentiel d'interaction V , c'est à dire $r \gg |a|$, $u_{k,l}(r)$ vérifie :

$$u_{k,l}''(r) + k^2 u_{k,l}(r) \underset{r \rightarrow \infty}{=} 0 \quad (\text{IV.9})$$

avec la condition à l'origine $u_{k,l}(0) = 0$, on obtient l'expression :

$$u_{k,l}(r) \underset{r \rightarrow \infty}{=} C \sin \left(kr - l \frac{\pi}{2} + \delta_l(k) \right) \quad (\text{IV.10})$$

où $\delta_l(k)$ est appelé *déphasage* de l'onde partielle $\varphi_{k,l,m}(r)$. En substituant (IV.10) dans (IV.6), on obtient finalement :

$$\psi_k(r) \underset{r \rightarrow \infty}{=} - \sum_{l=0}^{\infty} i^l \sqrt{4\pi(2l+1)} Y_l^0(\theta) \left[\frac{e^{-ikr} e^{il\frac{\pi}{2}} - e^{-ikr} e^{il\frac{\pi}{2}}}{2ikr} - \frac{e^{ikr}}{r} \frac{1}{k} e^{-il\frac{\pi}{2}} e^{i\delta_l} \sin(\delta_l) \right] \quad (\text{IV.11})$$

où le premier terme est la décomposition d'une onde plane sur la base des ondes sphériques libres (voir chapitre VIII de [134]). D'autre part, l'amplitude de diffusion $f_k(\theta)$ étant définie comme le rapport entre les amplitudes de l'onde sphérique diffusée et de l'onde plane incidente, la fonction d'onde diffusée peut aussi s'écrire :

$$\psi_k(r) \underset{r \rightarrow \infty}{=} e^{ikz} + f_k(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (\text{IV.12})$$

et d'après (IV.11) on identifie l'amplitude de diffusion $f_k(\theta)$:

$$f(k, \theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} \sqrt{4\pi(2l+1)} e^{i\delta_l} \sin(\delta_l) Y_l^0(\theta) \quad (\text{IV.13})$$

Les sections efficaces différentielle et totale s'écrivent :

$$\sigma(k, \theta) = |f(k, \theta)|^2 \quad ; \quad \sigma_T(k) = \int \sigma(k, \theta) d\Omega \quad (\text{IV.14})$$

Les polynômes de Legendre étant orthogonaux (mais pas normalisés) sur l'intervalle $[-1, 1]$, la section efficace totale peut s'écrire :

$$\sigma_T(k) = \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_l(k) \quad (\text{IV.15})$$

où :

$$\begin{aligned} \sigma_l(k) &= \int |f_l(k, \theta)|^2 d\Omega \\ &= \frac{2\pi}{k^2} (2l+1)^2 \sin^2(\delta_l(k)) \int [P_l(\cos(\theta))]^2 \sin(\theta) d\theta \\ &= \frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \sin^2(\delta_l(k)) \end{aligned} \quad (\text{IV.16})$$

avec $\int_{-1}^1 [P_l(x)]^2 dx = \frac{2}{2l+1}$. À partir de (IV.16), il est possible de montrer qu'à très basse température ($k \rightarrow 0$) les sections efficaces de diffusions $\sigma_l(k)$ deviennent négligeables pour $l \neq 0$. Nous allons ici en utilisant le modèle de la sphère dure, montrer en particulier que la section efficace de diffusion en onde p ($l = 1$) est très petite devant celle en onde s ($l = 0$).

Jusqu'à présent nous n'avons pas cherché à connaître l'expression du déphasage $\delta_l(k)$, celui-ci se déduit de la solution de l'équation (IV.8). Dans le cas d'une sphère dure ayant pour rayon la longueur caractéristique de diffusion a , le potentiel V s'écrit :

$$\begin{aligned} V(r) &= 0 & \text{pour } r > a \\ &= \infty & \text{pour } r < a \end{aligned} \quad (\text{IV.17})$$

Pour $l = 1$ et $r > a$, l'équation (IV.8), devient :

$$u''_{k,1}(r) + \left(k^2 - \frac{2}{r^2}\right)u_{k,1}(r) = 0 \quad (\text{IV.18})$$

et la solution s'écrit :

$$u_{k,1}(r) = C \left[\frac{\sin(kr)}{kr} - \cos(kr) + D \left(\frac{\cos(kr)}{kr} + \sin(kr) \right) \right] \quad (\text{IV.19})$$

où D se déduit de la condition à l'origine $u_{k,1}(a) = 0$:

$$D = - \frac{\sin(ka) - ka \cos(ka)}{\cos(ka) + ka \sin(ka)} \underset{k \rightarrow 0}{=} (ka)^3 \quad (\text{IV.20})$$

En comparant (IV.19) pour ($r \rightarrow \infty$) avec (IV.10), on obtient $D = \tan(\delta_1(k))$. Ainsi la section efficace de diffusion en onde p est :

$$\begin{aligned} \sigma_1(k) &= \frac{12\pi}{k^2} \sin(\delta_1(k))^2 \\ &\underset{k \rightarrow 0}{=} 12\pi k^4 a^6 \\ &\underset{k \rightarrow 0}{=} 0 \end{aligned} \quad (\text{IV.21})$$

En suivant le même raisonnement pour les collisions en onde s , on obtient une expression du déphasage $\delta_0(k) = -ka$, et la section efficace de diffusion en onde s est donnée par :

$$\begin{aligned} \sigma_0(k) &= \frac{4\pi}{k^2} \sin(\delta_0(k))^2 \\ &\underset{k \rightarrow 0}{=} 4\pi a^2 \end{aligned} \quad (\text{IV.22})$$

On retrouve bien que $\sigma_1 \ll \sigma_0$ à très basses températures. Le calcul général montrant $\delta_l(k) \sim (ka)^{2l+1}$ et donc $\sigma_l \ll \sigma_0$ pour tout $l \neq 0$ peut être trouvé dans [135]. L'amplitude de diffusion en onde s s'écrit quant à elle :

$$\begin{aligned} f_k(\theta) &= \frac{1}{k} e^{i\delta_0(k)} \sin(\delta_0(k)) \\ &= -\frac{1}{k} e^{-ika} \sin(ka) \\ &\underset{k \rightarrow 0}{=} -(a - ika^2 + \mathcal{O}(k^2 a^3)) \end{aligned} \quad (\text{IV.23})$$

où l'absence de dépendance en θ est caractéristique des collisions en ondes s qui sont isotropes.

IV.1.2 La statistique quantique à l'origine du champ moyen de spin

Equation cinétique pour un gaz d'atomes froids

La dynamique d'un gaz d'atomes froids sans spin peut être décrite par l'équation cinétique de Boltzmann. Cette équation donne l'évolution temporelle de la distribution dans l'espace de phase à un corps $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ pour un gaz dilué, où seuls les processus de collisions à deux corps sont considérés. Cette théorie est aussi applicable en mécanique quantique à l'étude d'un gaz non-dégénéré pour lequel il suffit essentiellement de remplacer les sections efficaces classiques par les sections efficaces quantiques calculées d'après la théorie de la diffusion (voir section (IV.1.1)) et de les multiplier par 2 ou 0 si les particules considérées sont des bosons ou des fermions indiscernables. En revanche, pour un gaz de particules avec spins, l'indiscernabilité des particules n'étant que partielle, il se produit des effets supplémentaires dits « d'échanges » pour lesquels la statistique quantique joue aussi un rôle très important (voir figure (IV.1)). En 1982, C. Lhuillier et F. Laloë, ont proposé une équation cinétique plus générale que l'équation de Boltzmann en y incluant les degrés de liberté internes. En particulier, dans le cas d'une collision entre deux particules de spin-1/2, la théorie cinétique de Lhuillier et Laloë (LL) prédit que les effets d'échanges conduisent à une rotation de chacun des spins des deux particules autour de leur somme. Il s'agit de l'effet de rotation des spins identiques (ISRE pour Identical Spin Rotation Effect).

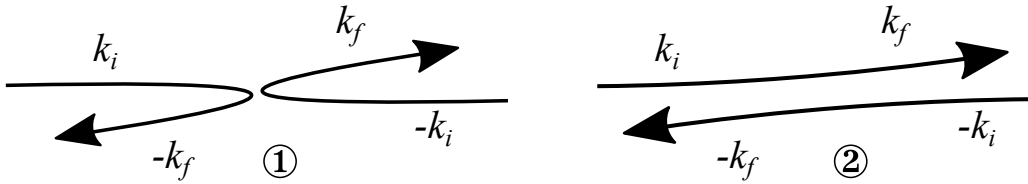


FIGURE IV.1 – Il existe deux trajectoires possibles à l'issue d'une collision binaire que nous notons ① et ②. Dans le cas où les spins des deux particules sont parallèles, les trajectoires ① et ② sont indiscernables. L'issue de la collision est donc donnée, pour des bosons (fermions), par la somme (différence) des amplitudes des deux trajectoires possibles. Il en résulte un phénomène d'interférence constructive (destructive) qui ajoute un facteur 2 (0) à l'énergie de champ moyen. Dans le cas où les spins des deux particules sont anti-parallèles, les trajectoires ① et ② sont discernables. Il n'y a pas d'effet d'interférence. Dans le cas intermédiaire où les spins des deux particules ne sont ni parallèles ni anti-parallèles, le phénomène d'interférences partielles se traduit par une rotation des spins autour de leur somme.

La démonstration de l'équation cinétique de LL est présentée en détail dans [136] et je me contenterai ici d'en donner les principales étapes. La méthode est semblable à celle de Boltzmann dans le sens où l'on étudie ici l'effet de chaque collision binaire, non pas sur la distribution à un corps $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, mais sur l'opérateur densité à un corps $\hat{\rho}_1$. L'équation cinétique s'écrit :

$$\frac{d\hat{\rho}_1}{dt} + \frac{1}{i\hbar} [\hat{\rho}_1, \hat{H}_1] \approx \left. \frac{d}{dt} \right|_{coll} \hat{\rho}_1 \quad (\text{IV.24})$$

où $[A, B] = A.B - B.A$ est le commutateur de A et B , et $\hat{H}_1 = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{V}^{ext}(\mathbf{r})$ est l'hamiltonien

du système. Le problème est ensuite traité de manière semi-classique à l'aide de la transformée de Wigner [137] de l'équation cinétique, par rapport aux variables orbitales $\mathbf{r}, \mathbf{p}$.

Le calcul du terme de collision binaire (terme de droite de l'équation (IV.24)) fait intervenir l'opérateur de symétrisation² ainsi que le produit des deux opérateurs densité à un corps $\hat{\rho}_1$ et $\hat{\rho}_2$ des deux particules en interaction. En distinguant les collisions vers l'avant/arrière ($\mathbf{k}_f = \pm \mathbf{k}_i$) des collisions latérales ($\mathbf{k}_f \neq \pm \mathbf{k}_i$), les termes liés à l'indiscernabilité des particules font apparaître deux commutateurs et deux anticommutateurs de $\hat{\rho}_1$ et $\hat{\rho}_2$. Ces quatre termes de collisions qui sont dus aux effets d'échanges, sont proportionnels à :

$$\sigma_{fwd.}^{ex.}(k)[\hat{\rho}_1, \hat{\rho}_2]_+ \quad (IV.25)$$

$$\sigma^{ex.}(k, \theta)[\hat{\rho}_1, \hat{\rho}_2]_+ \quad (IV.26)$$

$$i\tau_{fwd.}^{ex.}(k)[\hat{\rho}_1, \hat{\rho}_2] \quad (IV.27)$$

$$i\tau^{ex.}(k, \theta)[\hat{\rho}_1, \hat{\rho}_2] \quad (IV.28)$$

où $[A, B]_+ = A.B + B.A$ est l'anticommutateur de A et B . Les quantités réelles $\sigma_{fwd.}^{ex.}(k)$, $\sigma^{ex.}(k, \theta)$, $\tau_{fwd.}^{ex.}(k)$ et $\tau^{ex.}(k, \theta)$ sont appelées sections efficaces généralisées. La contribution des termes en $\sigma^{ex.}(k, \theta)$ et $\sigma_{fwd.}^{ex.}(k)$ peut s'interpréter comme une modification des sections efficaces différentielles et totales $\sigma(k, \theta)$, $\sigma_T(k)$ (calculées en section (IV.1.1)). Les termes en $\tau_{fwd.}^{ex.}(k)$ et $\tau^{ex.}(k, \theta)$ quant à eux contiennent un commutateur. Ils agissent donc sur l'espace interne des particules et peuvent être décrits par deux hamiltoniens effectifs proportionnels à $\tau_{fwd.}^{ex.}(k)\hat{\rho}_2$ et $\tau^{ex.}(k, \theta)\hat{\rho}_2$. Pour des particules de spin-1/2, ceci introduit une rotation du spin autour des deux champs magnétiques effectifs qui y sont associés, d'où le nom de rotation des spins identiques. Enfin, l'effet de l'ensemble de ces processus de collisions binaires sur l'évolution de l'opérateur densité à un corps $\hat{\rho}_1$ s'obtient en intégrant les quantités (IV.25-28) sur $\hat{\rho}_2$. Après intégration, chacun de ces quatre termes s'écrit en fonction du champ moyen. Ceci montre que les champs magnétiques effectifs discutés précédemment sont en fait proportionnels au champ moyen.

Les sections efficaces généralisées peuvent elles aussi s'écrire en fonction des déphasages $\delta_l(k)$ comme il est montré dans [136] :

$$\sigma_{fwd.}^{ex.}(k) - i\tau_{fwd.}^{ex.}(k) = -i\frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (-1)^l (2l+1) e^{i\delta_l} \sin(\delta_l) \quad (IV.29)$$

$$\sigma^{ex.}(k, \theta) - i\tau^{ex.}(k, \theta) = \frac{1}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{l'=0}^{\infty} (-1)^l (2l+1)(2l'+1) e^{i(\delta_l - \delta_{l'})} \sin(\delta_l) \sin(\delta_{l'}) P_l(\cos(\theta)) P_{l'}(\cos(\theta))$$

A basse températures, seules les collisions en ondes s sont pertinentes (voir section (IV.1.1)) et chacune des six sections efficaces généralisées s'écrit à partir de f_k l'amplitude de diffusion en onde s . D'après (IV.29) et (IV.23), on obtient :

$$\begin{aligned} \sigma(k, \theta) &= |f(k)|^2 & \sigma_T(k) &= \frac{4\pi}{k} \mathbf{Im} \{f(k)\} \\ \sigma^{ex.}(k, \theta) &= \mathbf{Re} \{f^*(k)f(-k)\} & \sigma_{fwd.}^{ex.}(k) &= \frac{4\pi}{k} \mathbf{Im} \{f(k)\} \\ \tau^{ex.}(k, \theta) &= \mathbf{Im} \{f^*(k)f(-k)\} & \tau_{fwd.}^{ex.}(k) &= -\frac{4\pi}{k} \mathbf{Re} \{f(k)\} \end{aligned} \quad (IV.30)$$

2. L'opérateur de symétrisation s'écrit $\frac{1}{\sqrt{2}}(1 + \epsilon P_{ex})$ avec $\epsilon = 1$ pour des bosons et $\epsilon = -1$ pour des fermions et P_{ex} l'opérateur échange de particules.

Lorsque $k \rightarrow 0$:

$$\begin{aligned}\sigma_{fwd.}^{ex.}(k) &\sim \sigma_T(k) \sim 4\pi a^2 \\ \sigma^{ex.}(k, \theta) &\sim \sigma(k, \theta) \sim a^2 \\ \tau_{fwd.}^{ex.}(k) &\sim -4\pi a/k \rightarrow \infty \\ \tau^{ex.}(k, \theta) &\sim 2ka^3 \rightarrow 0\end{aligned}\tag{IV.31}$$

Au vu de ces égalités, il est intéressant de remarquer qu'à basse température, le terme dominant est le terme de rotation des spins identiques vers l'avant $\tau_{fwd.}^{ex.}(k)$.

La théorie LL considère les interactions comme étant indépendantes du spin et n'est donc pas directement applicable à l'étude de notre expérience. Nous allons donc utiliser dans ce manuscrit une équation cinétique similaire mais obtenue pour des interactions dépendantes du spin. La démonstration de cette équation se trouve dans la thèse de Jean-Noël Fuchs [138] et se fait de manière très similaire au cas présenté rapidement plus haut. Cette équation cinétique s'écrit après transformation de Wigner et un développement en gradient jusqu'au premier ordre :

$$\frac{d\hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{p})}{dt} + \frac{\mathbf{p}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} \hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) + \frac{1}{i\hbar} [\hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{p}), \hat{U}(\mathbf{r})] - \frac{1}{2} [\nabla_{\mathbf{p}} \hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{p}), \cdot \nabla_{\mathbf{r}} \hat{U}(\mathbf{r})]_+ = I_{coll}[\hat{\rho}] \tag{IV.32}$$

où $I_{coll}[\hat{\rho}]$ ne contient que des termes proportionnels au carré des longueurs de diffusion. En effet, les termes en a_{ij} sont ici contenus dans le potentiel effectif $\hat{U}(\mathbf{r})$ qui tient compte à la fois du potentiel externe $\hat{V}^{ext}(\mathbf{r})$ et du potentiel de champ moyen :

$$\hat{U}(\mathbf{r}) = \hat{V}^{ext}(\mathbf{r}) + \begin{pmatrix} (1 + \epsilon)g_{22}n_2 + g_{12}n_1 & \epsilon g_{12}n_{21} \\ \epsilon g_{12}n_{12} & (1 + \epsilon)g_{11}n_1 + g_{12}n_2 \end{pmatrix} \tag{IV.33}$$

où l'on a défini $g_{ij} = 4\pi\hbar^2 a_{ij}/m$ et $\hat{n}(\mathbf{r}) = \int \hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d^3p$. Ici les termes n_i correspondent donc aux densités de population des états i et les termes $n_{i,j}$ aux cohérences des populations des deux états. On retrouve bien que le potentiel effectif $\hat{U}(\mathbf{r})$, dont l'origine est en partie externe (potentiel de piégeage) et interne (champ moyen), intervient dans le terme de commutateur. Il s'agit donc bien du terme qui contient l'effet de rotation des spins identiques.

IV.1.3 Le régime de Knudsen et l'auto-synchronisation des spins

Equation cinétique pour la densité de spin

Dans la section précédente, nous avons écrit l'équation cinétique vérifiée par l'opérateur densité à un corps $\hat{\rho}$ qui décrit la dynamique d'un gaz d'atomes froids pour des interactions dépendantes du spin. L'opérateur densité à un corps et le champ magnétique effectif peuvent se décomposer sur la base formée par les matrices de Pauli $\hat{\sigma}$ et par la matrice unité $\hat{I}$:

$$\hat{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{1}{2}(f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)\hat{I} + \mathbf{M}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \cdot \hat{\sigma}) \tag{IV.34}$$

$$\hat{U}(\mathbf{r}, t) = U_0(\mathbf{r}, t)\hat{I} + \mathbf{U}(\mathbf{r}, t) \cdot \hat{\sigma} \tag{IV.35}$$

Nous allons à partir de maintenant uniquement nous intéresser à l'équation cinétique vérifiée par la densité de polarisation $\mathbf{M}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$. En remplaçant l'intégrale de collision I_{coll} , dont l'expression est complexe, par un terme de relaxation de temps caractéristique γ_c , celle-ci s'écrit (voir [138]) :

$$\partial_t \mathbf{M} + \frac{\mathbf{p}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} \mathbf{M} - \nabla_{\mathbf{r}} U_0 \cdot \nabla_{\mathbf{p}} \mathbf{M} - \nabla_{\mathbf{r}} \mathbf{U} \cdot \nabla_{\mathbf{p}} \mathbf{M} - \frac{2\mathbf{U}}{\hbar} \times \mathbf{M} \simeq -\gamma_c(\mathbf{M} - \mathbf{M}_{eq}) \tag{IV.36}$$

En principe, comme il existe plusieurs types de collisions qui sont chacun caractérisés par des longueurs de diffusion différentes, on compte plusieurs temps de relaxation. Cependant un seul suffit ici car les longueurs de diffusion de l'atome de rubidium sont du même ordre de grandeur ($a_{12} \sim a_{11} \sim a_{22} \sim a$). S'il n'existe pas d'expression exacte pour γ_c , en revanche on sait qu'il est, comme I_{coll} , proportionnel au carré de la longueur de diffusion. Un bon ordre de grandeur est :

$$\gamma_c \sim 4\pi a^2 \bar{n} v_T \quad (\text{IV.37})$$

où $\bar{n}$ est la densité atomique moyenne du gaz et $v_T = \sqrt{k_B T / m}$ la vitesse thermique moyenne. A partir de (IV.33), on identifie le potentiel de piégeage effectif :

$$U_0(\mathbf{r}, t) = \frac{V_2^{ext} + V_1^{ext}}{2} + \left[\frac{1+\epsilon}{2}(g_{22} + g_{11}) + g_{12} \right] \frac{n}{2} + \frac{1+\epsilon}{2}(g_{22} - g_{11}) \frac{m_{||}}{2} \quad (\text{IV.38})$$

et le champ magnétique effectif :

$$\hat{U}(\mathbf{r}, t) = \frac{\hbar \Omega(\mathbf{r}, t)}{2} \mathbf{e}_w + \epsilon \frac{g_{12}}{2} \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{IV.39})$$

$$\hbar \Omega(\mathbf{r}, t) = V_2^{ext} - V_1^{ext} + \frac{1+\epsilon}{2} \left[(g_{22} - g_{11})n + (g_{22} + g_{11} - 2g_{12})m_{||} \right] \quad (\text{IV.40})$$

où $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \int \mathbf{M}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d^3p$ est la densité de spin locale écrite dans la base de Bloch $\{\mathbf{e}_u, \mathbf{e}_v, \mathbf{e}_w\}$ et :

$$\begin{aligned} n &= n_2 + n_1 & m_{||} &= m_w = n_2 - n_1 \\ m_u &= n_{21} + n_{12} & m_v &= i(n_{21} - n_{12}) \end{aligned} \quad (\text{IV.41})$$

L'écriture du champ magnétique effectif de cette façon est très explicite. Il est la somme d'un champ magnétique parallèle à $\mathbf{e}_w$ (somme des effets différentiels des potentiels de piégeage et de champ moyen *scalaire*), et d'un champ magnétique proportionnel à la polarisation locale du gaz $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ appelé champ moyen *de spin*. Il est ici intéressant de remarquer que cette deuxième contribution dépend de ϵ et donc de la statistique quantique. L'effet de rotation des spins identiques est de sens opposé pour des bosons et des fermions. Une autre remarque importante est que ce sont les éléments non-diagonaux de la matrice $\hat{U}(\mathbf{r}, t)$ qui sont responsables de cette contribution. Autrement dit, ce sont les termes de cohérence qui sont à l'origine du phénomène d'ISRE.

Dans le but d'utiliser l'équation cinétique (IV.36) pour expliquer nos résultats expérimentaux, il est judicieux de faire quelques hypothèses supplémentaires. Tout d'abord, l'énergie différentielle de piégeage ($V_2^{ext} - V_1^{ext}$) est très faible et le terme $\nabla_r \mathbf{U} \cdot \nabla_p \mathbf{f}$ peut être négligé. De plus, l'énergie de champ moyen étant très faible devant l'énergie potentielle de piégeage $(V_2^{ext} + V_1^{ext})/2$, sa contribution à l'équation (IV.38) est négligeable, si bien que :

$$\begin{aligned} U_0(\mathbf{r}, t) &\simeq (V_2^{ext}(\mathbf{r}) + V_1^{ext}(\mathbf{r}))/2 \\ &\simeq \frac{1}{2} \sum_{i=1,2,3} m \omega_i^2 r_i^2 \end{aligned} \quad (\text{IV.42})$$

où ω_i sont les pulsations propres du piège dans l'approximation harmonique (voir chapitre (II)). Ce potentiel étant séparable, nous nous intéressons seulement à la dynamique selon un des axes propres du piège noté x . Enfin pour des raisons de lisibilité, nous définissons la fonction de distribution de spin $\mathbf{S}(x, p, t)$ par $\mathbf{M}(x, p, t) = f^{eq}(x, p) \mathbf{S}(x, p, t)^3$. L'équation (IV.36) devient :

$$\partial_t \mathbf{S} + \omega_x (p \partial_x - x \partial_p) \mathbf{S} - \left(\Delta(x) \mathbf{e}_w + \Omega_{ex}(x) \mathbf{s} \right) \times \mathbf{S} \simeq -\gamma_c (\mathbf{S} - \mathbf{S}_{eq}) \quad (\text{IV.43})$$

3. Nous supposons que la fonction de distribution des particules est à l'équilibre à tout instant et qu'elle s'écrit : $f(x, p, t) = f^{eq}(x, p) = \frac{n(x)}{\sqrt{2\pi} p_T} e^{-p^2/2p_T^2}$ avec $p_T = mv_T = \sqrt{mk_B T}$



où nous avons défini $\Delta(x) = \frac{\hbar\Omega(x)}{2}$ et avons pris $\epsilon = 1$ et $2g_{12} \simeq g_{11} + g_{22}$ comme c'est le cas pour le ^{87}Rb . Dans ces conditions $\hbar\Omega(x) \simeq V_2^{ext} - V_1^{ext} + (g_{22} - g_{11})n$ et le champ magnétique effectif lié au piégeage différentiel est donc uniquement selon $\mathbf{e}_w$. Nous avons aussi défini le taux d'échange local $\Omega_{ex}(x) = \frac{g_{12}n(x)}{2\hbar}$ et la densité de spin :

$$\mathbf{s}(x, t) = \int dp \frac{e^{-p^2/2p_T^2}}{\sqrt{2\pi}} \mathbf{S}(x, p, t) \quad (\text{IV.44})$$

A cette étape de simplification, cette équation cinétique a déjà permis à J.-N. Fuchs d'expliquer les premières manifestations expérimentales de l'ISRE dans un gaz froid piégé, observées en 2002 à JILA dans l'équipe de E. Cornell. Dans cette expérience de spectroscopie Ramsey entre les deux niveaux hyperfins du ^{87}Rb , les auteurs rapportent un phénomène alors incompris de séparation spatiale des spins (anomalous spin-state segregation) [139]. Juste après application de l'impulsion $\pi/2$ qui transfère chacun des atomes dans une superposition $(|1\rangle + |2\rangle)/\sqrt{2}$, les populations des deux états hyperfins semblent se séparer spatialement avant de retourner à une situation d'équilibre. La résolution numérique de l'équation cinétique précédente a montré qu'il s'agissait en réalité de l'observation d'une onde de spin transitoire due à l'ISRE [140]. Cette explication sera confirmée la même année par la mise en évidence dans ce même système d'ondes de spin transverses de faible amplitude [141].

Le régime sans collisions

Si l'expérience de JILA se doit d'être mentionnée, elle se distingue très fortement de notre expérience par le régime collisionnel qu'elle explore. Avec une densité atomique moyenne $\bar{n}$ de l'ordre de 10^{13} at/cm^3 , le taux de collisions latérales γ_c est de environ 100 s^{-1} . La fréquence longitudinale du piège étant de l'ordre de $\omega = 2\pi \times 7 \text{ Hz}$, les atomes subissent de nombreuses collisions avant d'explorer la totalité du potentiel de piégeage : il s'agit du régime hydrodynamique. En revanche, dans le cas de l'expérience de ForCa-G, $\bar{n}$ est de l'ordre de $10^{11} - 10^{12} \text{ at/cm}^3$ et γ_c est inférieur à 5 s^{-1} , si bien que tous les résultats exposés dans ce manuscrit ont été obtenus dans un régime dit « sans collisions », aussi appelé régime de Knudsen. Pour des fréquences de piégeage de l'ordre de la centaine de Hz comme c'est le cas ici, un atome oscille dans le piège au moins une vingtaine de fois entre deux collisions. Dans un tel régime et dans l'approximation harmonique, il est plus aisé d'étudier la dynamique de spin dans l'espace de phase à l'aide des variables énergie-angle E, α que des variables position-impulsion x, p usuelles. Nous transformons :

$$S(x, p, t) \rightarrow S(E, \alpha, t) \quad (\text{IV.45})$$

en écrivant :

$$x(t) = \sqrt{2E} \cos(\alpha(t)) \quad p(t) = -\sqrt{2E} \sin(\alpha(t)) \quad (\text{IV.46})$$

$$E = (x^2 + p^2)/2 \quad \alpha(t) = \arctan(p/x) \quad (\text{IV.47})$$

où par raison de lisibilité, E , x et p sont exprimés en unités de $k_B T$, $x_T = \sqrt{k_B T / m\omega_x^2}$ et p_T respectivement. La principale difficulté consiste à évaluer le produit $\mathbf{s}(x, t) \times \mathbf{S}$ en représentation énergie-angle. Le champ moyen de spin étant local en position il est de longue portée dans l'espace énergie. La portée de cette interaction peut s'écrire à partir du « noyau » d'interaction $K(E, E')$.

Dans le régime de Knudsen, la dépendance temporelle des variables E, α est très différente de celle de x, p . Seules les collisions latérales peuvent affecter l'énergie d'un atome. Ainsi celle-ci

varie lentement devant la variable angulaire α si bien qu'il est possible d'intégrer l'équation cinétique (IV.43) sur α . L'intégration fait disparaître le terme de transport ($p\partial_x - x\partial_p$). Dans le cas où l'énergie différentielle de piégeage domine l'énergie différentielle de champ moyen, le champ magnétique effectif peut s'écrire $\Delta(x) \simeq \Delta_0 x^2$ où Δ_0 est appelée *inhomogénéité caractéristique*. En utilisant (IV.46), l'intégration sur α donne :

$$\begin{aligned}\Delta(E) &= \int_0^{2\pi} \frac{d\alpha}{2\pi} 2E\Delta_0 \cos^2(\alpha) \\ &= \Delta_0 E\end{aligned}\tag{IV.48}$$

Ce qui nous permet d'écrire une équation cinétique pour la distribution de spin dans l'espace des énergies :

$$\partial_t \mathbf{S}(E, t) - \left[\Delta_0 E \mathbf{e}_w + \omega_{ex} \int_0^\infty dE' \frac{E'^2}{2} e^{-E'} K(E, E') \mathbf{S}(E', t) \right] \times \mathbf{S}(E, t) \simeq -\gamma_c [\mathbf{S}(E, t) - \bar{\mathbf{S}}(t)]\tag{IV.49}$$

où $\bar{\mathbf{S}}$ est le spin moyen. Il s'écrit dans le cas 3-D :

$$\bar{\mathbf{S}}(t) = \int_0^\infty dE' \frac{E'^2}{2} e^{-E'} \mathbf{S}(E', t)\tag{IV.50}$$

La fréquence d'échange ω_{ex} est proportionnelle à la densité :

$$\omega_{ex} = \frac{g_{12}}{\hbar} \bar{n} = \frac{4\pi \hbar a_{12}}{m} \bar{n}\tag{IV.51}$$

Pour le cas d'un gaz 1-D, il est possible de trouver une approximation du noyau d'interaction qui s'écrit alors comme $K \simeq \sqrt{2}/(max(E, E')|E - E'|)$. Il est autrement plus difficile de l'évaluer pour un problème 3-D. Nous ferons donc l'approximation d'un noyau de portée infinie (i.e. $K(E, E') = 1$). En conséquence l'équation cinétique que nous utiliserons tout le long de ce manuscrit s'écrit finalement :

$$\partial_t \mathbf{S}(E, t) - [\Delta_0 E \mathbf{e}_w + \omega_{ex} \bar{\mathbf{S}}(t)] \times \mathbf{S}(E, t) \simeq -\gamma_c [\mathbf{S}(E, t) - \bar{\mathbf{S}}(t)]\tag{IV.52}$$

Modèle à deux macrospins

Afin d'illustrer l'influence de l'ISRE sur la dynamique de spin dans le régime de Knudsen pendant un interféromètre de Ramsey, il est très instructif de considérer ici comme en section (III.1.3) deux classes de spins différentes. Pour ce faire, nous divisons la population atomique en deux groupes de tailles égales, chacun symbolisé par un « macrospin » dont on représente la trajectoire sur la sphère de Bloch (voir [142]). Le macrospin rapide (en rouge sur la figure (IV.2)) correspond aux atomes chauds occupant les niveaux de haute énergie du potentiel de piégeage. Le macrospin lent (en bleu) correspond aux atomes froids occupant les niveaux de faible énergie. Juste après une première impulsion $\pi/2$, les deux macrospins se retrouvent alignés dans le plan équatorial. Par souci de simplicité, nous nous plaçons dans le référentiel tournant dans lequel le spin total pointe toujours dans la même direction $\mathbf{e}_u$ (voir aussi [143]). Nous négligeons ici les collisions latérales. Comme nous l'avons déjà vu précédemment, le produit vectoriel dans l'équation (IV.52) est un terme de précession de spin autour de $\Delta(E)\mathbf{e}_w + \omega_{ex}\bar{\mathbf{S}}(t)$.

- En l'absence d'ISRE ($\omega_{ex} = 0$), on retrouve bien que les spins d'énergie E précessent autour de $\mathbf{e}_w$ à une fréquence donnée par l'inhomogénéité $\Delta(E)$ du potentiel de piégeage. Dans le référentiel tournant $\Delta(E)$ est positif (négatif) pour le macrospin chaud (froid) et celui-ci précesse vers la droite (gauche) (voir figure (IV.2a)). Les deux macrospins se déphasent, induisant une diminution de la polarisation totale $\mathbf{S}$ comme nous l'avons au chapitre précédent.
- En présence d'ISRE, le champ magnétique effectif est maintenant la somme de l'inhomogénéité et du champ moyen de spin qui est proportionnel au spin total. En conséquence, le macrospin rapide (lent) précesse autour de ce champ magnétique effectif, représenté sur la figure (IV.2b) par la longue flèche verte (bleue).
- Si bien qu'après une période d'ISRE $T_{ex} = 2\pi/\omega_{ex}$, les deux macrospins se retrouvent alignés selon $\mathbf{e}_w$ dans leur position initiale (voir figure (IV.2c)). Il s'agit du phénomène d'auto-synchronisation des spins (SSR pour Spin-Self Rephasing) qui a été observé pour la première fois dans l'équipe de Peter Rosenbusch au SYRTE [144].

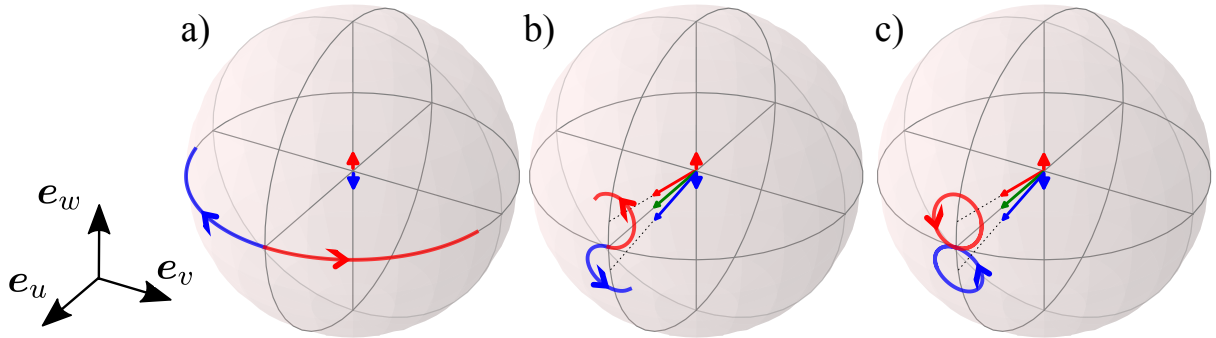


FIGURE IV.2 – Illustration du phénomène d'auto-synchronisation des spins à l'aide de la sphère de Bloch. Deux classes d'atomes froids (bleu) et chauds (rouge) sont symbolisées par leur macrospin dont on représente la trajectoire sur la sphère de Bloch. a) Sans ISRE, l'inhomogénéité des potentiels de piégeage agit comme un torque parallèle à $\mathbf{e}_w$ et de sens opposé pour les deux macrospins (courtes flèches bleue et rouge). Les deux classes d'atomes se déphasent. b) Avec l'ISRE, les deux macrospins précessent désormais autour d'un champ magnétique effectif qui est la somme de l'inhomogénéité et du champ moyen de spin proportionnel au spin total (longue flèche verte). c) Après une demi-période de rotation $T_{ex}/2 = \pi/\omega_{ex}$, les deux macrospins se rephasent, il s'agit de l'auto-synchronisation des spins.

Il est ici important d'insister sur le fait que l'auto-synchronisation des spins résulte de l'effet collectif et cumulatif de l'ISRE. Chaque collision binaire vers l'avant/arrière ne suffit pas à elle seule à resynchroniser les spins, c'est l'accumulation de toutes ces collisions sur plusieurs périodes d'oscillations dans le piège qui est à l'origine du SSR.

IV.2 Compétition entre l'écho et l'auto-synchronisation de spin

Le phénomène d'auto-synchronisation des spins peut augmenter considérablement la cohérence d'un ensemble de spins. En effet, en renversant le déphasage non-homogène, il permet des temps de cohérence très longs de plusieurs dizaines de secondes [144, 145]. D'un autre côté, nous avons vu que la méthode de l'écho de spin est elle aussi efficace pour renverser le déphasage non-homogène si bien que l'on pourrait penser que la combinaison des techniques d'échos de spin et du SSR pourrait constituer un atout majeur pour les capteurs inertiels. Cependant, nous savons aussi que chacun de ces deux phénomènes répond à une chorégraphie très subtile des spins sur la sphère de Bloch. Il est donc essentiel de se demander si ces deux chorégraphies sont compatibles.

IV.2.1 Piège dipolaire croisé

Dans le but d'étudier le phénomène d'auto-synchronisation des spins et plus particulièrement son influence sur nos interféromètres symétriques présentés au chapitre (III), nous avons décidé dans un premier temps de travailler dans une géométrie moins complexe que celle du piège mixte et d'utiliser le piège dipolaire croisé pour réaliser nos premières mesures.

Dispositif expérimental

Le début de la séquence expérimentale utilisée est similaire à celle décrite au chapitre (II). Les cols des faisceaux de chacun des deux bras du piège dipolaire croisé sont de $w_s = 30$ et $w_b = 176 \mu\text{m}$. Après 2 s d'évaporation, au lieu d'allumer le réseau et le laser de confinement transverse, les puissances des deux bras du piège dipolaire croisé sont maintenues constantes à $P_s = 70 \text{ mW}$ et $P_b = 2.3 \text{ W}$. La température du nuage est de l'ordre de 500 nK. La profondeur du piège étant d'environ 4 μK , les atomes évoluent dans un potentiel quasi-harmonique 3D dont les fréquences de piégeage sont $\{\omega_1, \omega_2, \omega_3\} = 2\pi \times \{27, 279, 269\} \text{ Hz}$. Avec des densités atomique moyennes $\bar{n}$ de l'ordre de 10^{12} at/cm^3 , γ_c est inférieur à 5 s^{-1} et le système vérifie donc bien les conditions du régime de Knudsen. Afin d'augmenter le contraste de nos interféromètres tout en préservant une densité atomique maximale, la même séquence d'impulsions micro-ondes et optiques que celle détaillée en section (II.3.3) est utilisée ; non pas dans le piège mixte mais dans le piège dipolaire, ceci juste avant la séquence interférométrique.

Première expérience

Afin d'illustrer l'effet de l'auto-synchronisation de spin sur nos interféromètres Ramsey micro-onde (RMW) et Ramsey micro-onde symétrique (RMWS), nous représentons sur la figure (IV.4) le contraste de chacun des deux interféromètres en fonction de la densité atomique moyenne. Pour changer $\bar{n}$, nous jouons sur le temps de chargement du PMO-3D. Nous avons vérifié que la température en fin d'évaporation ne dépend pas trop de la densité initiale du gaz. Pour $\bar{n} = 2$ et $0.3 \times 10^{12} \text{ at/cm}^3$, on mesure des températures respectives de 450 nK et 650 nK environ. De la même façon qu'en section (III.3.1), les franges d'interférences sont obtenues au centre du profil d'excitation en balayant à la fois le temps Ramsey T_R (autour de 0.35 s) et la phase de la micro-onde. Pour toutes les séries de mesures présentées dans ce chapitre, le contraste est déduit du calcul de l'écart type σ_{P_e} des franges de Ramsey avec $C = \sqrt{2}\sigma_{P_e}$. Les premières

franges d'interférences, obtenues pour deux densités atomiques différentes $\bar{n} = 0.4$ et 1×10^{12} at/cm³, sont présentées à titre d'illustration sur la figure (IV.3). Remarquons que les deux jeux de courbes rouges et noires diffèrent, comme attendu, d'une phase π . Ceci est la conséquence directe de l'impulsion- π de l'interféromètre RMWS.

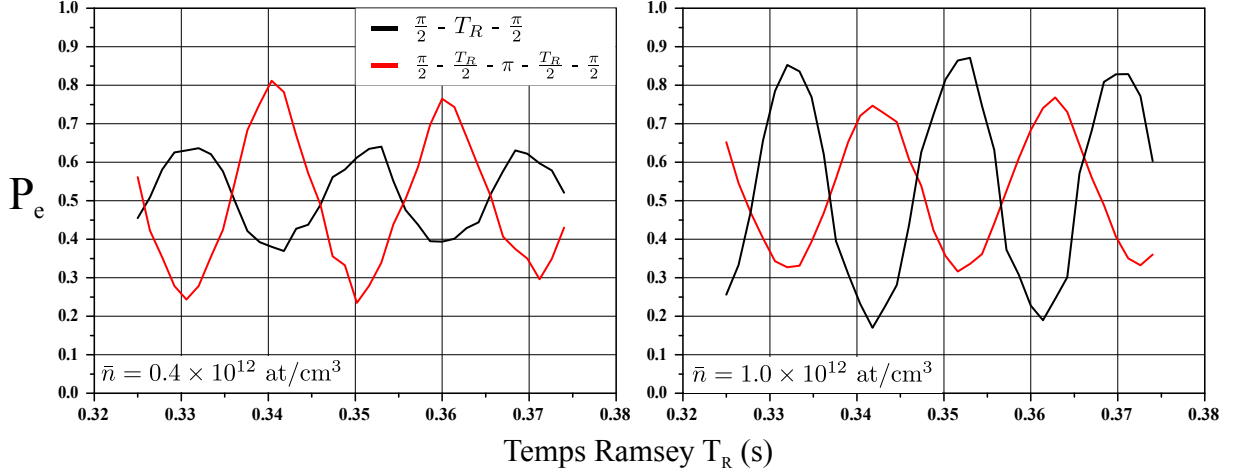


FIGURE IV.3 – Exemple de franges d'interférences à partir desquelles est extrait le contraste pour deux densités atomiques différentes. Conséquence de l'impulsion- π de symétrisation, les franges de l'interféromètre RMWS (en rouge) sont déphasées de π par rapport à celles de l'interféromètre RMW (en noir).

Ici l'inhomogénéité provient à la fois des lasers de piégeage et du champ moyen (voir équation (IV.39)). Comme nous l'avons vu au chapitre (III), dans l'approximation harmonique, le déplacement lumineux différentiel s'écrit :

$$\delta^{AC1}(\mathbf{r}) = \frac{1}{h} \frac{\delta\alpha}{\alpha} U_0 e^{-\sum_{i=1,2,3} \frac{2r_i^2}{w_{i,T}^2}} \quad (\text{IV.53})$$

$$\simeq \frac{1}{h} \frac{\delta\alpha}{\alpha} U_0 \left(1 - \sum_{i=1,2,3} \frac{2r_i^2}{w_{i,T}^2}\right) \quad (\text{IV.54})$$

où $w_{i,T}$ est défini comme le col du potentiel laser dans la base propre de l'oscillateur harmonique 3D. On retrouve bien, comme dans l'équation (IV.48), que le champ magnétique effectif lié à l'énergie différentielle de piégeage est proportionnel à l'énergie : $\Delta^{AC1}(E) = \Delta_0^{AC1} E$ avec $\Delta_0^{AC1} = k_B T / 2h \times \delta\alpha/\alpha$ et E en unité de $k_B T$. Le champ magnétique effectif lié à l'énergie de champ moyen, s'écrit quant à lui :

$$\delta^{MF}(\mathbf{r}) = \frac{1}{h} (g_{22} - g_{11}) n_0 e^{-\sum_{i=1,2,3} \frac{r_i^2}{2r_{i,T}^2}} \quad (\text{IV.55})$$

où n_0 est la densité atomique au centre du nuage. En représentation énergie-angle, on obtient en utilisant (IV.46) :

$$\Delta^{MF}(E) = \frac{1}{h} (g_{22} - g_{11}) n_0 \prod_{i=1,2,3} \int_0^{2\pi} \frac{d\alpha_i}{2\pi} e^{-E_i \cos(\alpha_i)^2} \quad (\text{IV.56})$$

$$= \frac{1}{h} (g_{22} - g_{11}) n_0 e^{-\frac{E}{2}} \prod_{i=1,2,3} I_0\left(\frac{E_i}{2}\right) \quad (\text{IV.57})$$

$$\simeq \frac{1}{h} (g_{22} - g_{11}) n_0 e^{-\frac{E}{2}} \quad (\text{IV.58})$$

où $I_0(\xi)$ est la fonction de Bessel de première espèce. Après avoir vérifié par le calcul numérique que la prise en compte du potentiel de champ moyen différentiel réel induisait un écart aux résultats obtenus plus faible que nos incertitudes de mesure, on linéarise et on obtient finalement :

$$\Delta(E) = \Delta_0 E \quad (\text{IV.59})$$

$$\begin{aligned} \Delta_0/2\pi &= k_B T/2h \times \delta\alpha/\alpha + 2\sqrt{2}\hbar(a_{11} - a_{22})\bar{n}/m \\ &= 0.3 + 0.7\bar{n} \end{aligned} \quad (\text{IV.60})$$

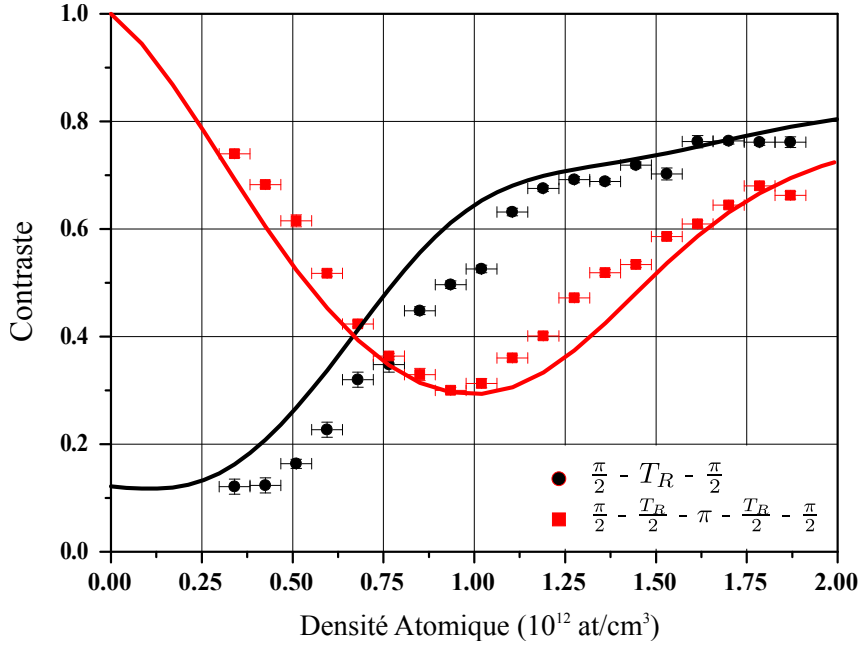


FIGURE IV.4 – Contraste des interféromètres RMW (ronds noirs) et RMWS (carrés rouges) en fonction de la densité atomique moyenne $\bar{n}$ pour un temps Ramsey fixe de 0.35 s. Les courbes noire et rouge correspondent à la résolution numérique de l'équation (IV.52) (voir plus loin). En noir : le contraste augmente avec la densité atomique, ce qui est caractéristique du phénomène d'auto-synchronisation des spins. En rouge : l'impulsion- π de l'interféromètre RMWS est censée annuler le déphasage non-homogène et augmenter le contraste de cet interféromètre par rapport à l'interféromètre RMW. C'est bien ce que l'on observe à faible densité atomique. Chose étonnante, pour des densités supérieures à 0.75×10^{12} at/cm³, l'impulsion- π entraîne une diminution du contraste par rapport à l'interféromètre RMW et atteint un minimum pour une densité intermédiaire de 1×10^{12} at/cm³. Ce comportement non-monotone suggère une compétition entre l'écho de spin et le mécanisme d'auto-synchronisation des spins.

Sans impulsion- π de symétrisation, le contraste RMW augmente avec la densité atomique et révèle l'efficacité de l'auto-synchronisation des spins (voir ronds noirs). On s'attend à ce que l'utilisation d'une impulsion- π au milieu de la séquence interférométrique de Ramsey aide lui aussi à supprimer le déphasage non-homogène. A faibles densités, on observe en effet que l'impulsion- π augmente le contraste RMWS par rapport au contraste RMW (voir carrés rouges). Cependant, son efficacité diminue au fur et à mesure que la densité augmente. En fait pour de fortes densités atomiques, l'impulsion- π accélère le déphasage mais de façon non-monotone si bien que le contraste RMWS atteint un minimum pour une densité de 1×10^{12} at/cm³ avant de croître jusqu'à presque rattraper le contraste RMW. Ce phénomène inattendu traduit une compétition entre les phénomènes d'écho et d'auto-synchronisation de spin.

Modèle à deux macrospins - bis

Ces premiers résultats semblent montrer que les chorégraphies des phénomènes d'écho et d'auto-synchronisation de spin sont difficilement compatibles. En revenant à notre modèle à deux macrospins, nous allons maintenant essayer d'avoir une compréhension qualitative de cette compétition.

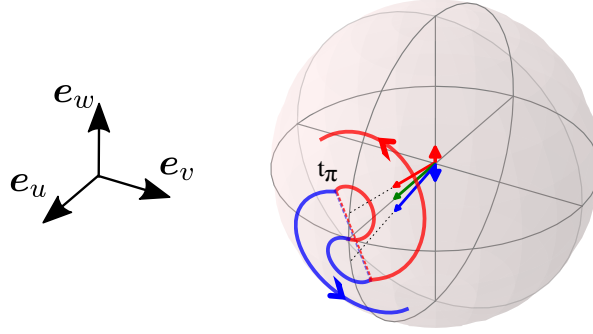


FIGURE IV.5 – Représentation à l'aide de la sphère de Bloch de la compétition entre écho de spin et auto-synchronisation des spins. Une impulsion- π est ici une rotation de π autour de l'axe e_u . L'effet d'une impulsion- π sur la chorégraphie de l'auto-synchronisation des spins dépend du moment de l'impulsion par rapport à la période de SSR. L'effet est pire lorsque les deux macrospins sont maximalelement hors du plan équatorial.

Sur la sphère de Bloch et dans le référentiel tournant, une impulsion- π correspond à une rotation des spins d'un angle π autour d'un axe contenu dans le plan équatorial $\{e_u, e_v\}$. La direction de cet axe n'ayant pas d'importance sur la discussion que nous allons suivre, nous le choisissons, pour des raisons de lisibilité, parallèle à e_u . L'effet d'une impulsion- π dépend du rapport entre t_π (le moment du pulse) et $T_{ex} = 2\pi/\omega_{ex}$ (la période d'échange). Lorsque les deux macrospins se retrouvent alignés selon e_u ($t_\pi = pT_{ex}$ avec $p \in \mathbb{N}$), une impulsion- π n'a aucun effet et l'auto-synchronisation des spins est parfaite. Si une impulsion- π a lieu à un tout autre moment, échangeant la position des deux macrospins sur la sphère de Bloch, alors la trajectoire du macrospin chaud (froid) n'est plus confinée à l'hémisphère nord (sud), si bien que lorsque chacun des deux macrospins a rejoint l'équateur ils ne sont plus alignés : la synchronisation a toujours lieu mais elle n'est plus parfaite (voir IV.5). La perturbation est maximale lorsque les deux macrospins sont maximalelement hors du plan équatorial, c'est à dire pour $t_\pi = (p + \frac{1}{2})T_{ex}$.

Deuxième expérience

Afin de mettre en évidence l'importance du rapport t_π/T_{ex} , nous étudions l'évolution du contraste des interféromètres RMW et RMWS en fonction du temps Ramsey. Les franges d'interférences obtenues pour une densité atomique moyenne de $\bar{n} = 1.7 \times 10^{12}$ at/cm³ sont représentées sur la figure (IV.6). D'après l'équation (IV.60), l'inhomogénéité caractéristique vaut $\Delta_0/2\pi = 1.5$ Hz, ce qui correspond à un temps de déphasage non-homogène $T_2^* = 1/\Delta_0 = 0.1$ s (voir [130]). Si pour chacune de ces deux courbes le temps de cohérence est environ dix fois plus longs (~ 1 s), on distingue aussi des modulations du contraste qui semblent dépendre du type d'interféromètre utilisé. Celles-ci sont malheureusement quelque peu « lissées » par des fluctuations lentes⁴ du nombre d'atomes (et donc de $\bar{n}$) pendant nos mesures.

4. De l'ordre du cycle de climatisation de la salle d'expérience : 20 minutes

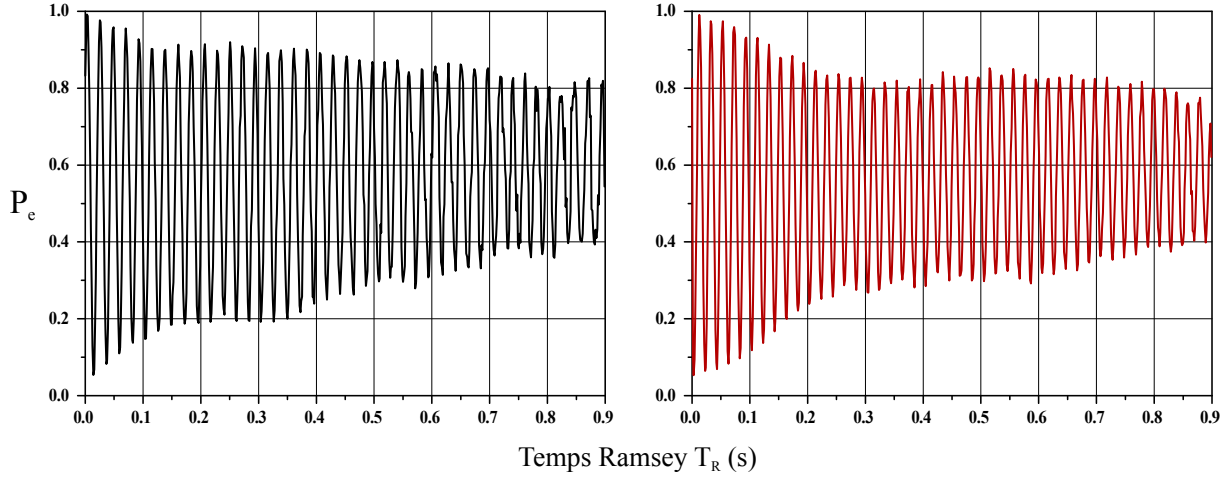


FIGURE IV.6 – Franges d’interférences des interféromètres RMW (à gauche) et RMWS (à droite) pour une densité atomique moyenne de 1.7×10^{12} at/cm³.

Pour un temps de chargement du PMO-3D donné, nous avons donc enregistré trois fois chacune des ces deux courbes, extrait leur contraste, puis calculé sa moyenne sur l’ensemble des trois courbes. Un tel traitement permet de faire la moyenne des effets de fluctuations de densité sur le contraste. Les résultats ainsi obtenus sont représentés sur la figure (IV.7) pour quatre densités atomiques moyennes différentes $\bar{n} = \{0.4, 0.9, 1.7, 2\} \times 10^{12}$ at/cm³. Les ronds noirs correspondent à des interféromètres RMW et sont similaires aux courbes de [144], les triangles rouges correspondent à des interféromètres RMWS.

Pour la plus faible densité $\bar{n} = 0.4 \times 10^{12}$ at/cm³, le déphasage non-homogène induit une chute du contraste à $1/e$ en un temps caractéristique $T_2^* \approx 0.2$ s qui correspond à une inhomogénéité caractéristique de $\Delta_0 \approx 1/T_2^* \approx 2\pi \times 0.8$ Hz. Celle-ci est en bon accord avec l’inhomogénéité caractéristique estimée à $2\pi \times 0.6$ Hz. Dans ce régime, on vérifie que la méthode de l’écho de spin est très efficace, résultant en un temps à $1/e$ de déphasage homogène $T_2' = 0.8$ s.

Pour notre densité maximale de $\bar{n} = 2 \times 10^{12}$ at/cm³, on observe une résurgence du contraste RMW à $T_R = 0.25$ s qui correspond aussi à un minimum local du contraste de l’interféromètre RMWS. Un tel comportement est exactement ce que prédit notre modèle qualitatif à deux macrospins. Pour l’interféromètre RMW, les spins sont complètement resynchronisés à la période d’échange T_{ex} résultant en une réminiscence du contraste à $T_R = 0.25$ s. Pour l’interféromètre RMWS, pour le même temps Ramsey, les atomes ont subi l’impulsion- π à $t_\pi = T_R/2 = 0.125$ s (c’est à dire à la moitié de la période d’échange), entraînant une accélération du déphasage et un minimum du contraste de l’interféromètre RMWS. On observe le même phénomène pour différentes densités atomiques $\bar{n} = \{2, 1.7, 0.9\} \times 10^{12}$ at/cm³ à différents temps de Ramsey $T_0 \approx \{0.25, 0.32, 0.5\}$ s, avec, comme attendu, à peu près le même rapport $\bar{n}T_0 \approx cte$.

Cependant, nous n’observons pas d’autre modulations du contraste pour des multiples $p \neq 1$ de la fréquence d’échange comme le suggère notre modèle à deux macrospins. Ceci s’explique par un taux relativement important de collisions latérales qui amortit les résurgences du contraste.

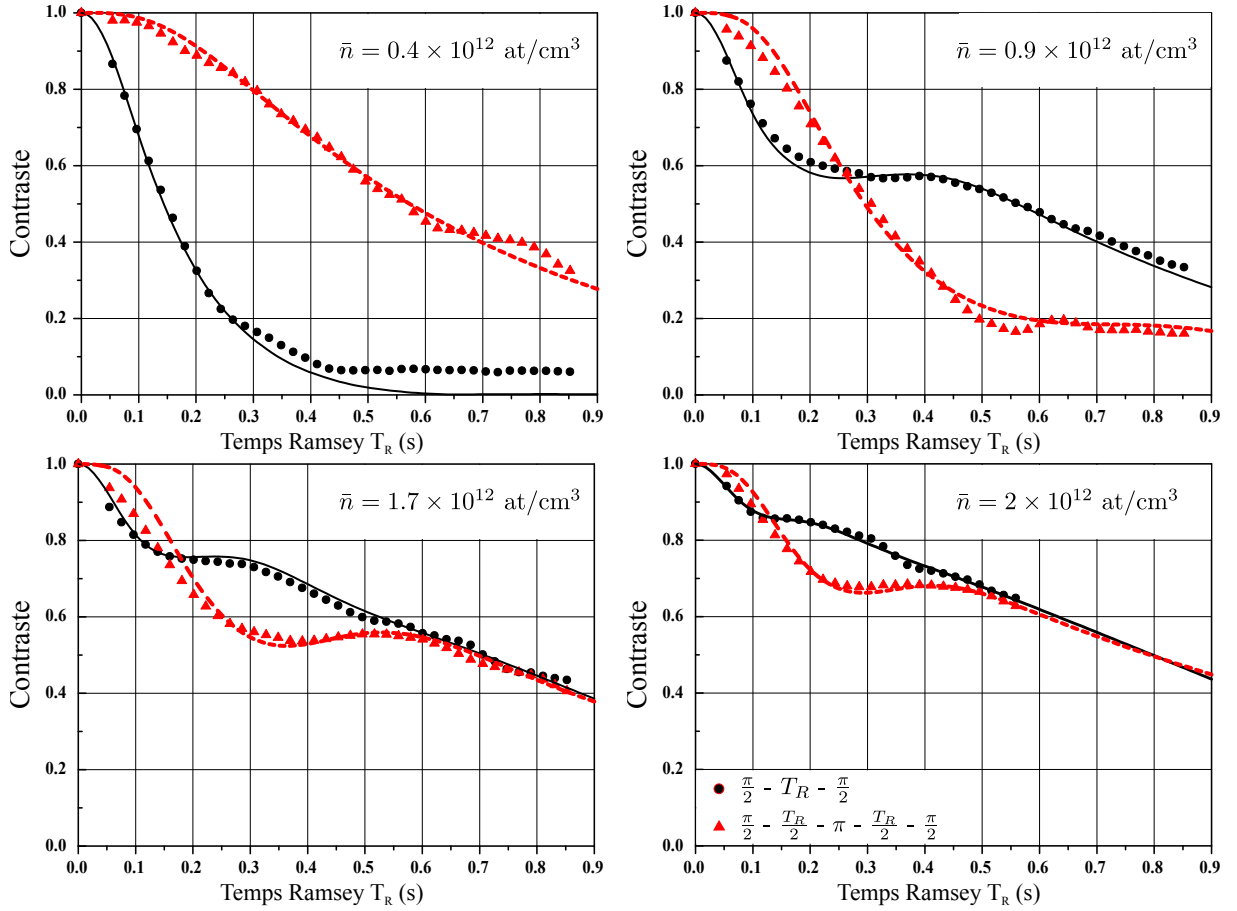


FIGURE IV.7 – Contraste des interféromètres RMW (ronds noirs) et RMWS (triangles rouges) en fonction du temps Ramsey T_R pour quatre densités atomiques différentes. Les lignes noire et rouge correspondent à notre modèle numérique.

Troisième expérience

Dans le but de pousser un peu plus loin notre compréhension de la dynamique des spins et de tester notre modèle numérique sur lequel je donnerai des détails plus loin, nous avons décidé de mesurer l'évolution du contraste après une impulsion- π fixe pour différentes densités atomiques $\bar{n} = \{0.4, 1.1, 2.5, 4.5\} \times 10^{12} \text{ at/cm}^3$. L'impulsion- π a lieu à un temps $t_\pi = 0.125 \text{ s}$, et l'on mesure le contraste de l'interféromètre Ramsey pour différents temps T_R compris entre 0 et 900 ms afin d'observer la formation d'un écho de spin.

Pour la plus faible densité, on observe une nette résurgence du contraste à $T_R = 2t_\pi = 0.25 \text{ s}$. Comme on l'attend lorsque les interactions et donc l'auto-synchronisation des spins sont négligeables, l'impulsion- π renverse le déphasage non-homogène et conduit à un écho de spin (courbe noire figure (IV.8)). Pour une densité intermédiaire de $1.1 \times 10^{12} \text{ at/cm}^3$, un écho de spin plus faible apparaît à un temps $T_R \simeq 0.18 \text{ s} < 2t_\pi$. Un tel comportement est bien reproduit par notre modèle numérique (courbe rouge continue) et se trouve être une conséquence du SSR qui tend à resynchroniser les spins plus rapidement après l'impulsion- π . En augmentant encore la densité, aucun écho n'est observé puisque l'impulsion- π est ici principalement une perturbation du SSR (courbe bleue). Enfin pour la densité atomique maximale de 4.5×10^{12}

at/cm³, l'impulsion- π n'est plus qu'une légère perturbation du SSR qui se manifeste par la rupture nette de la résurgence liée à l'auto-synchronisation des spins qui aurait été maximale vers 0.15 s (courbe verte).

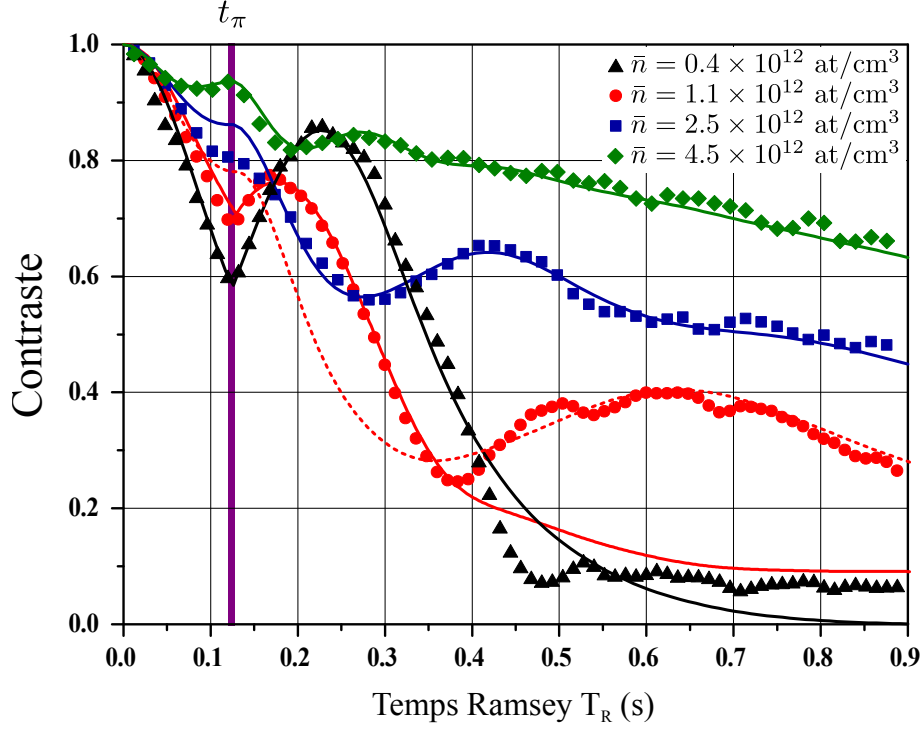


FIGURE IV.8 – Contraste de Ramsey en fonction du temps Ramsey T_R avec une impulsion- π fixe à $t_\pi = 125$ ms (ligne verticale verte). Les triangle noirs, les ronds rouges, les carrés bleus et les losanges verts correspondent aux données expérimentales prises pour différentes densités atomiques. Les lignes noire, rouge, bleue et verte correspondent à nos simulations numériques.

Pour des temps Ramsey $T_R > 2t_\pi$ et pour une densité atomique $\bar{n} = 2.5 \times 10^{12}$ at/cm³, le phénomène de SSR réapparaît à un temps $T_R \approx t_\pi + T_{ex}$ résultant en une vive résurgence du contraste vers 0.4 s. Remarquons que ce même phénomène apparaît pour la densité intermédiaire $\bar{n} = 1.1 \times 10^{12}$ at/cm³ à 0.6 s. Si la simulation numérique échoue à reproduire ce comportement (voir courbe rouge continue), il est tout de même possible de trouver avec la simulation un meilleur accord aux temps longs (voir courbe rouge discontinue) mais au prix d'un moins bon accord aux temps courts. Le plus surprenant est que la courbe pointillée correspond à une fréquence d'échange environ deux fois plus grande que celle permettant d'ajuster la courbe aux temps courts. On aurait pu imaginer le contraire, c'est à dire une fréquence d'échange plus faible pour des temps Ramsey plus longs, qui s'expliquerait par exemple par une perte d'atomes. En revanche le comportement inverse (celui que nous observons) est très surprenant et nous ne savons toujours pas aujourd'hui comment l'expliquer. Je tiens à préciser que cette remarque est aussi valable pour la courbe bleue obtenue pour une densité atomique moyenne de $\bar{n} = 2.5 \times 10^{12}$ at/cm³ (voir à $T_R = t_\pi$). Car si le désaccord avec notre modèle numérique est ici moins flagrant, c'est uniquement parce que les amplitudes des variations de cette courbe sont plus faibles.

Modèle numérique : Paramètres d'ajustement et incertitudes

A priori, la densité atomique moyenne peut se déduire de la géométrie du piège, du nombre d'atomes et de la température. Cependant, la géométrie du piège, qui dépend fortement et de la taille des cols des faisceaux et de leur alignement n'est pas très bien connue. Par exemple une incertitude de 10% sur w_b, w_s ne permet pas de déterminer $\bar{n}$ à un facteur deux près. Nous préférons donc déduire la densité atomique moyenne de la mesure du déplacement collisionnel de la fréquence hyperfine. Pour des interféromètres Ramsey courts⁵ ($T_R < 0.4$ ms), on mesure un biais de $-52.6 (\pm 0.9)$ $\mu\text{Hz/at}$ (voir figure (IV.9a)), à comparer avec l'expression du déplacement collisionnel donnée par l'équation (IV.39). En prenant les valeurs des longueurs caractéristiques de diffusion du ^{87}Rb calculées par C. Williams et trouvées dans [146] : $a_{11} = 101.284 a_0$, $a_{22} = 94.946 a_0$ et $a_{12} = 99.427 a_0$, on trouve un déplacement collisionnel de $-0.49 \text{ Hz}/(10^{12}\text{at}/\text{cm}^3)$.

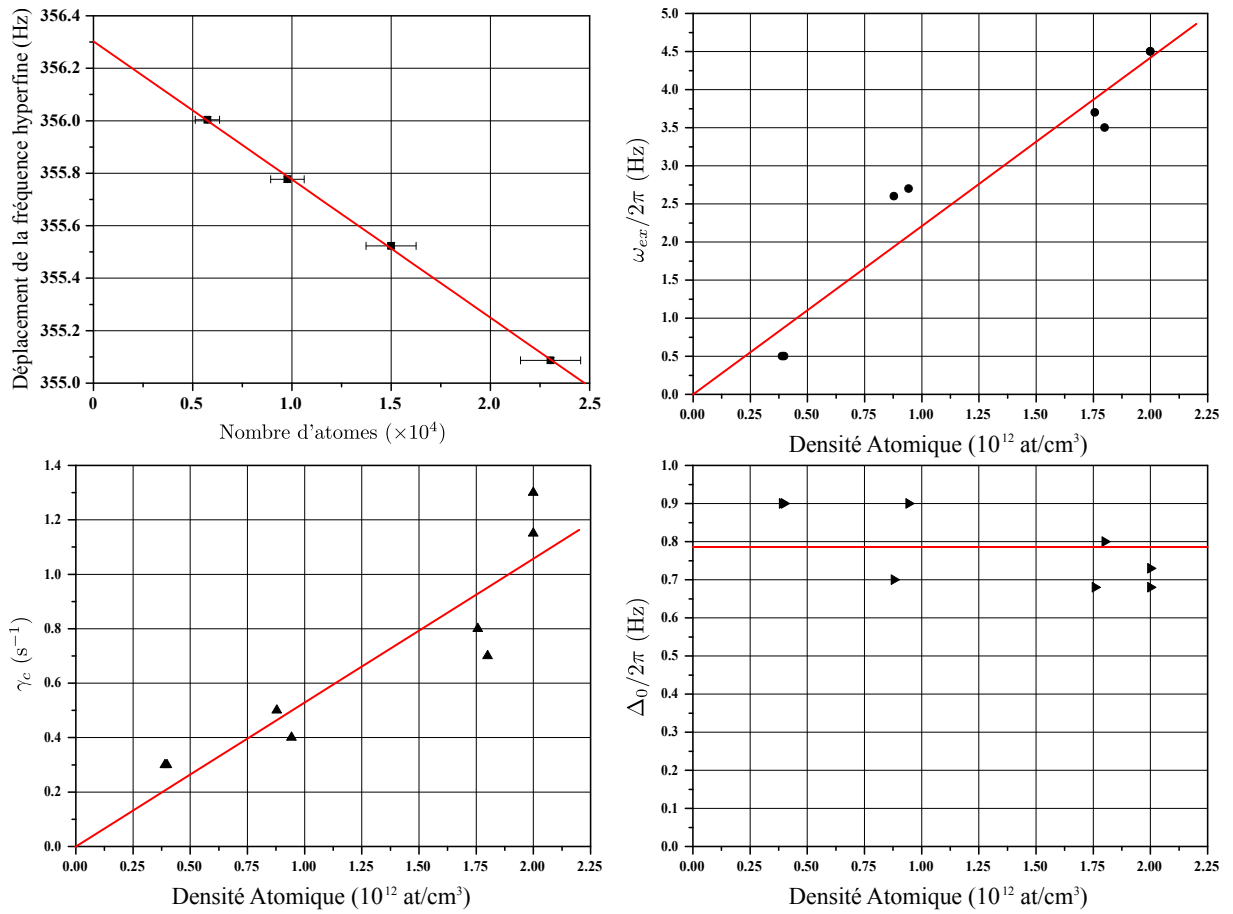


FIGURE IV.9 – a) Déplacement collisionnel de la fréquence hyperfine en fonction du nombre d'atomes. L'ajustement de cette droite permet d'estimer la valeur de la densité atomique en fonction du nombre d'atomes. b) Valeurs de ω_{ex} utilisées pour les ajustements des courbes expérimentales de la figure (IV.7). c) Valeurs de γ_c utilisées. d) Valeurs de Δ_0 utilisées.

Pour résoudre l'équation (IV.52), nous avons utilisé un programme de résolution numérique qui a été écrit originellement par Frédéric Piéchon du Laboratoire de Physique des Solides (LPS) d'Orsay. Il s'agit de la même méthode de résolution qui avait déjà été utilisée pour expliquer

5. L'influence de T_R sur nos mesures de fréquences sera discutée dans la prochaine partie.

les courbes expérimentales des articles [144] et [145]. Frédéric Combes, que je ne remercierai jamais assez, a réécrit une version plus efficace du programme de calcul numérique qui m'a permis d'ajuster plus « rapidement » les paramètres du modèle afin de reproduire nos courbes expérimentales. Les trois paramètres ajustables sont : l'inhomogénéité caractéristique Δ_0 , la pulsation d'échange ω_{ex} et le taux de collisions latérales γ_c . Toutes les valeurs de chacun de ces trois paramètres, utilisées pour ajuster les courbes de la figure (IV.7), sont récapitulées sur les figures (IV.9b),(IV.9c),(IV.9d).

L'absence de barres d'erreurs sur ces figures témoigne du fait que les ajustements des trois paramètres ont été réalisés à la main. Si ce travail peut sembler laborieux, chacun des paramètres étant relativement indépendant, cette méthode a pu converger à chaque fois. La valeur de ω_{ex} détermine le temps de la résurgence du contraste et peut être obtenue avec une incertitude inférieure à 3%. La valeur de γ_c est responsable de l'amortissement du contraste aux temps longs. Ce paramètre peut être trouvé avec une incertitude de $\sim 5\%$. Enfin la valeur de Δ_0 se déduit de la chute initiale du contraste. J'estime l'incertitude sur les valeurs de Δ_0 à $\sim 10\%$.

La dépendance de ces trois paramètres est censée être linéaire en densité $\bar{n}$. Par ajustement des données (droites rouges sur la figure (IV.9)) on obtient :

$$\omega_{ex}/2\pi = (2.2 \pm 1) \times \bar{n} \text{ Hz} \quad (\text{IV.61})$$

$$\gamma_c = (0.53 \pm 0.04) \times \bar{n} \text{ s}^{-1} \quad (\text{IV.62})$$

avec $\bar{n}$ en unités de 10^{12} at/cm^3 . Ces données sont à comparer avec les prédictions théoriques : $\omega_{ex}/2\pi \approx 7.5\bar{n} \text{ Hz}$ et $\gamma_c \approx 2.4\bar{n} \text{ s}^{-1}$. La valeur de ω_{ex} est en accord à un facteur 0.3 près avec sa valeur théorique et γ_c est en accord à un facteur 0.2 près. Le fait qu'il faille choisir des valeurs de ω_{ex} plus faibles qu'attendues a déjà été observé dans [144, 145] et peut être attribué à l'approximation de portée infinie qui tend à surestimer son effet. En revanche, le désaccord de près d'un ordre de grandeur entre les valeurs de γ_c utilisées et notre estimation théorique reste inexploqué. Enfin les valeurs de Δ_0 sont très dispersées et ne semblent pas dépendre de la densité. On obtient expérimentalement :

$$\Delta_0/2\pi = 0.8 \pm 0.1 \text{ Hz} \quad (\text{IV.63})$$

alors qu'on attendrait $\Delta_0/2\pi \approx (0.3 + 0.7\bar{n}) \text{ Hz}$. Ce comportement a aussi été observé dans [144, 145] et reste incompris.

Les ajustements des deux courbes expérimentales de la figure (IV.4a) ont été réalisées pour une valeur de l'inhomogénéité caractéristique $\Delta_0 = 2\pi \times 0.8 \text{ Hz}$ indépendante de $\bar{n}$. Ce choix est justifié par l'allure de la figure (IV.9d). La dépendance de ω_{ex} et γ_c utilisée pour reproduire les données expérimentales est celle déduite des figures (IV.9b) et (IV.9c).

IV.2.2 Piège mixte

Maintenant que nous avons une bonne compréhension du phénomène d'auto-synchronisation des spins, nous allons désormais étudier la compétition entre l'écho et l'auto-synchronisation de spin dans la géométrie qui nous intéresse : celle du piège mixte.

La géométrie du piège

La séquence expérimentale utilisée pour obtenir un échantillon d'atomes ultra-froids et dense dans le piège mixte a été présentée au chapitre (II). La température transverse du nuage est de $T_r = 280$ nK. Nous avons vérifié qu'elle est cette fois largement indépendante de la densité atomique moyenne. Cette observation peut s'expliquer à la fois par l'utilisation de rampes d'évaporations moins optimales ou par l'influence du piège mixte. La « température » longitudinale est de $T_z = 450$ nK environ⁶. La puissance laser est de 145 mW et l'on mesure un déplacement lumineux différentiel moyen de $\bar{\delta}_{IR}^{AC1} = -1.74$ Hz. On en déduit une profondeur du piège de $U_0/k_B = 1.7$ μ K, ce qui correspond à un col du faisceau laser de confinement transverse de $w_r \simeq 90$ μ m. La fréquence radiale du piège est donc de $\omega_R = \sqrt{4U_0/mw_r^2} = 2\pi \times 45$ Hz.

La mesure du déplacement collisionnel de la fréquence hyperfine $-11.3 (\pm 0.5)$ μ Hz/at (voir section (IV.3)) nous permet d'estimer la densité de notre nuage. En explorant des régimes de densité de 1 à 5×10^{11} at/cm³, le taux de collisions latérales γ_c reste inférieur à 0.6 s⁻¹ et les conditions du régime de Knudsen sont bien vérifiées.

Evolution du contraste

De façon similaire à l'expérience 2 de la section (IV.2.1), le contraste des interféromètres Ramsey et Ramsey symétriques est extrait de l'enveloppe des franges de Ramsey obtenues en balayant à la fois T_R et la phase du champ excitateur. Les mesures suivantes ont été réalisées parfois à l'aide de transitions micro-ondes (interféromètres RMW/RMWS), parfois à l'aide de transitions Raman co-propageantes (interféromètres RR/RRS sans changement de puits). L'obtention de résultats similaires pour les deux types de transition est un constat important pour la suite de la discussion au chapitre (V).

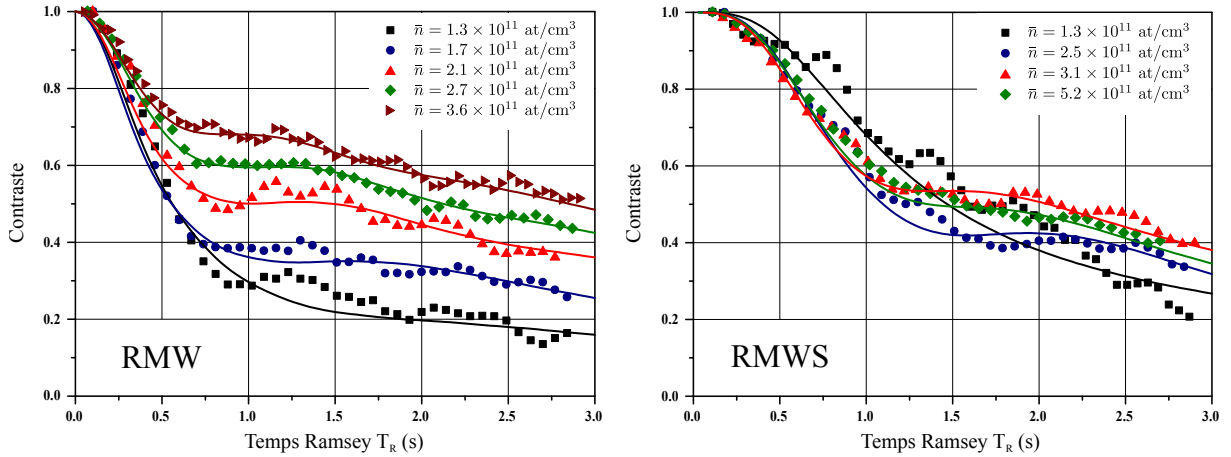


FIGURE IV.10 – a) Contraste des interféromètre Ramsey micro-onde (RMW) et Ramsey-Raman avec $\Delta m = 0$ (RR0). b) Contraste des interféromètres symétriques RMWS et RRS0.

L'évolution du contraste des interféromètres de Ramsey sans impulsion- π de symétrisation est représentée sur la figure (IV.10a) pour différentes densités atomiques moyennes $\bar{n}$. Si l'on constate toujours une nette augmentation du contraste avec $\bar{n}$, aucune résurgence n'est clai-

6. Nous rappelons ici que, comme nous l'avons vu en section (II.3.3), la notion de température dans notre réseau n'est pas bien définie. La quantité donnée ici caractérise en fait la dispersion en impulsion mesurée par temps de vol.

rement observée. On distingue principalement deux régimes : une chute initiale du contraste qui semble s'amortir à densités croissantes et une chute du contraste à temps longs qui semble être indépendante de la densité. Au milieu, il est possible d'entrevoir des plateaux qui témoigneraient d'un aplatissement de résurgences possibles du contraste. Pour la plus faible densité $\bar{n} = 1.3 \times 10^{11}$ at/cm³, on mesure $T_2^* \simeq 0.7$ s ce qui correspond à une inhomogénéité caractéristique de $\Delta_0 = 2\pi \times 0.23$ Hz (carrés noirs). Ce résultat est en bon accord avec l'estimation harmonique 2D : $\Delta_0/2\pi = 0.17 + 0.05\bar{n} = 0.23$ Hz où $\bar{n}$ est en unité de 10^{11} at/cm³.

L'influence d'une impulsion- π de symétrisation sur le contraste est présentée figure (IV.10b). Le comportement semble, ici aussi, différent des mesures effectuées dans le piège dipolaire croisé. A faible densité $\bar{n} = 1.3 \times 10^{11}$ at/cm³, on retrouve quand même bien que la méthode de l'écho de spin est très efficace. Le temps de cohérence de l'ensemble de spin est augmenté d'un facteur trois : $T_2' = 2.25$ s (carrés noirs). Mais pour $\bar{n} = \{2.5, 3.1, 5.2\} \times 10^{11}$ at/cm³, l'effet le plus net d'une impulsion- π de symétrisation semble être de compenser la chute initiale du contraste de l'interféromètre et ce quelque soit la densité atomique. Le deuxième effet concerne l'évolution du contraste à temps longs ($T_R > 1.25$ s). Aucune tendance nette n'est observée et le contraste semble dépendre peu de $\bar{n}$. La compétition entre les phénomènes d'écho et d'auto-synchronisation de spin semble ici lissée.

Modèle numérique : Paramètres d'ajustement et incertitudes

Les différences de comportement observées entre les mesures prises dans le piège dipolaire croisé et le piège mixte découlent de la différence de géométrie de ces deux pièges. Si dans le cas du piège dipolaire croisé, le potentiel de piégeage était bien décrit dans les trois dimensions de l'espace par l'approximation harmonique, il n'en est pas de même pour le potentiel du piège mixte. En effet, alors que le potentiel de confinement radial peut être approché par un potentiel harmonique à deux dimensions ($T_r \ll U_0$), le potentiel de confinement longitudinal est décrit par l'équation (III.1) et, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, chaque atome contenu dans le réseau, que l'on peut décrire comme une superposition d'états de Wannier-Stark, reste assez bien localisé. Or, la différence d'énergie entre les deux *échelles de Wannier-Stark* correspondant aux deux niveaux hyperfins est la même quelque soit z ⁷. Pendant l'interféromètre, les atomes ne ressentent donc pas selon la direction verticale d'autres non-homogénéités que celle due au champ moyen.

La principale difficulté concerne la description de la dynamique du mouvement selon z . Comme nous l'avons vu en section (III.1.1), un réseau vertical est équivalent à un réseau accéléré et notre problème se réduit à celui des oscillations de Bloch. On supposera ici qu'aucun type de collisions n'est susceptible d'affecter le centre d'oscillation d'un atome. L'atome reste alors « coïncé » dans un état propre du mouvement et la dynamique est « gelée » dans la direction z . Le problème est donc essentiellement 2D. C'est l'approximation que nous faisons dans notre modèle numérique où nous considérons un ensemble de puits espacés de $\lambda_L/2$ et peuplés par une distribution gaussienne d'atomes de largeur σ_z . Cette description rend notamment compte de la non-homogénéité de champ moyen selon z . La dynamique de spin dans chaque puits est alors traitée à l'aide du même modèle numérique qu'en section (IV.2.1) mais à deux dimensions. C'est à dire que l'équation cinétique (IV.52) est résolue pour une distribution en énergie 2D et

7. Si en principe le déplacement lumineux différentiel des lasers de piégeages dépend de z , cette dépendance est très faible puisque nous travaillons ici avec des échantillons d'atomes ultra-froids qui sont petits devant la largeur des faisceaux lasers.

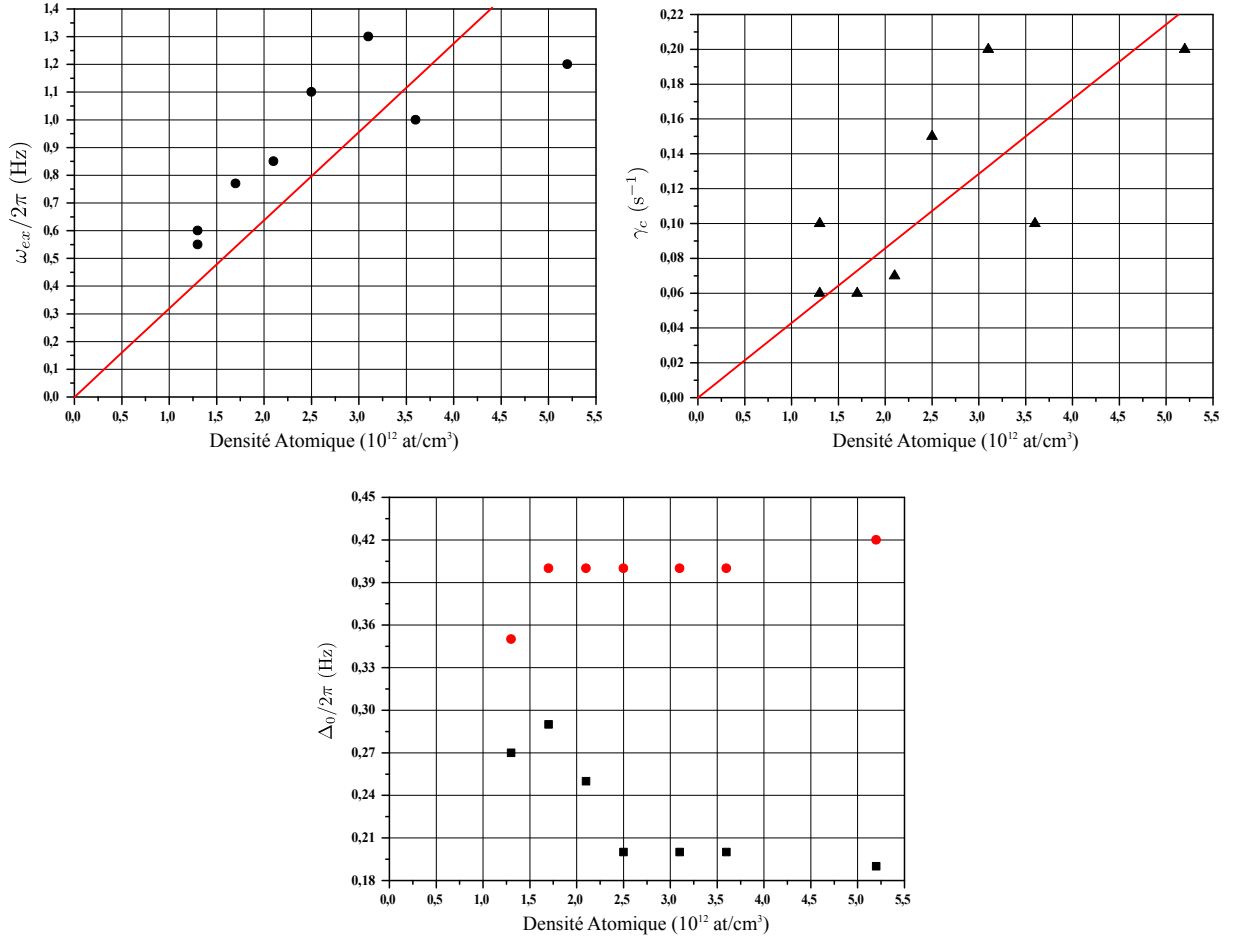


FIGURE IV.11 – a) Valeurs de ω_{ex} utilisées pour les ajustements des courbes expérimentales. b) Valeurs de γ_c utilisées. c) Valeurs de Δ_0^{MF} (points rouges) et de Δ_0^{AC1} (carrés noirs) utilisées.

non pas 3D comme c'était le cas pour le piège dipolaire croisé⁸. Le contraste est ensuite obtenu à partir du calcul de la norme de la somme sur tous les puits de tous les spins.

Au vu des courbes de la figure (IV.10), notre modèle est capable de reproduire la tendance de chacune de nos courbes expérimentales. Cependant cet accord reste discutable. En effet, l'absence de résurgences nettes du contraste rend l'ajustement de notre modèle numérique plus délicat. Les paramètres d'ajustement utilisés ici ne sont plus aussi indépendants que précédemment, si bien que plusieurs jeux de paramètres peuvent expliquer un même comportement.

Quelques vérifications se sont imposées. Tout d'abord le modèle - « à un puits » - que nous avons utilisé pour l'ajustement des courbes du piège dipolaire croisé ne permet pas d'expliquer le comportement observé ici car il ne rend pas compte de l'aplatissement des résurgences du contraste. Ceci s'explique bien par le fait que chacun des puits, ayant une densité atomique différente, contribue de manière différente au contraste : une distribution gaussienne de ω_{ex} reproduit bien l'élargissement du phénomène de résurgence. La valeur de σ_z caractérise la taille du nuage atomique selon la direction du réseau. Malheureusement notre système d'imagerie *in situ* a une limite de résolution de 9 μm qui est bien plus large que la taille en z de notre

8. La distribution de Boltzmann en énergie $g(E)$ s'écrit e^{-E} , Ee^{-E} , $\frac{E^2}{2}e^{-E}$ pour un piège harmonique 1D, 2D et 3D respectivement où E est en unité de $k_B T$.

échantillon atomique (voir section (II.2.2)). Toutefois nous pouvons estimer σ_z à partir de la mesure du déplacement collisionnel moyen. Pour une distribution gaussienne 3D, on a :

$$\langle \delta\nu_0 \rangle = \frac{2\hbar}{m}(a_{22} - a_{11})\bar{n} \quad (\text{IV.64})$$

$$= \frac{2\hbar}{m}(a_{22} - a_{11}) \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_r^2 \sigma_z} \quad (\text{IV.65})$$

où N est le nombre d'atomes et σ_r la taille radiale du nuage. Cette dernière peut se déduire par exemple de la température T_r et de la taille du col du faisceau de confinement transverse. On obtient $\sigma_r = 21 \pm 2 \mu\text{m}$. Elle peut aussi se mesurer *in situ* par imagerie d'absorption. Cette deuxième méthode nous donne un résultat différent $\sigma_r = 32 \pm 3 \mu\text{m}$. Ces deux valeurs correspondent à des tailles en z respectives de 2.6 et 1.2 μm ⁹. Après avoir vérifié que pour $\sigma_z > 1 \mu\text{m}$, ce paramètre n'avait aucun impact sur le résultat du calcul numérique, j'ai choisi $\sigma_z = 1.5 \mu\text{m}$.

La brisure entre les deux régimes décrits plus haut est mieux reproduite si l'on considère l'inhomogénéité de champ moyen « vraie », c'est à dire non linéarisée et donnée par $\Delta^{MF}(E) = 2\pi \times 4\hbar(a_{22} - a_{11})\bar{n}e^{-E/2} = \Delta_0^{MF}e^{-E/2}$. Les incertitudes sur l'obtention des paramètres ω_{ex} , γ_c , Δ_0^{AC1} et Δ_0^{MF} sont environ de 5%, 10%, 20% et 20%. L'ensemble des paramètres utilisés sont récapitulés sur la figure (IV.11). On obtient par ajustement linéaire :

$$\omega_{ex}/2\pi = 0.32 \times \bar{n} \text{ Hz} \quad (\text{IV.66})$$

$$\gamma_c = 0.04 \times \bar{n} \text{ s}^{-1} \quad (\text{IV.67})$$

avec $\bar{n}$ en unités de 10^{11} at/cm^3 . Les facteurs de correction sur ω_{ex} et γ_c sont de 0.6 et 0.3 respectivement.

IV.3 Déphasage, déplacement collisionnel et densité magique

Jusqu'à présent nous nous sommes intéressés uniquement à l'influence de la densité atomique sur le contraste de nos interféromètres. Nous avons vu que dans le régime de collision quantique, le champ moyen de spin était responsable d'un déphasage non-homogène qui s'ajoutait à celui du déplacement lumineux différentiel des lasers de piégeages infrarouge. Nous avons surtout observé l'importance des effets d'échange lors de collisions binaires entre atomes indiscernables, et vu qu'ils étaient responsables, dans le régime de Knudsen, d'un phénomène d'auto-synchronisation des spins. Rappelons que l'expérience de ForCa-G vise à mesurer des différences de fréquences entre différents puits du réseau. Il est donc essentiel de savoir comment ces phénomènes de déphasage et de resynchronisation des spins affectent ces mesures de fréquences.

IV.3.1 Fréquence moyenne et non-homogénéité

Pour commencer nous allons nous intéresser ici à l'évolution de la mesure de la fréquence d'horloge de notre échantillon atomique lorsque celui-ci est soumis uniquement au déphasage non-homogène induit par le déplacement lumineux différentiel du laser de confinement transverse.

9. Ces valeurs ont été calculées dans le cas d'une distribution radiale gaussienne 2D et d'une distribution longitudinale périodique donnée par l'équation (V.24) de la section (V.2.2).

Le cas statique

L'approximation la plus simple consiste à considérer des atomes immobiles et répartis sur l'ensemble du potentiel de piégeage selon une distribution thermique de Boltzmann :

$$\rho(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} x_T y_T z_T} e^{-\frac{x^2}{2x_T^2} - \frac{y^2}{2y_T^2} - \frac{z^2}{2z_T^2}} \quad (\text{IV.68})$$

Le vecteur de Bloch total est alors l'intégrale de l'inhomogénéité de phase sur la distribution du nuage :

$$\mathbf{u}_{tot}(T_R) = \int dx dy dz e^{i\Delta(x,y,z)T_R} \rho(x, y, z) \quad (\text{IV.69})$$

Dans l'approximation harmonique l'inhomogénéité de déplacement lumineux différentiel est parabolique (voir équation (IV.54)) et le calcul du vecteur de Bloch total est analytique :

$$\mathbf{u}_{tot}(T_R) = (1 - i2\Delta_0 T_R)^{-\frac{d}{2}} \quad (\text{IV.70})$$

avec d la dimension du problème et Δ_0 l'inhomogénéité caractéristique. Le contraste et la phase accumulée sont donnés par :

$$C(T_R) = \|\mathbf{u}_{tot}\| = (1 + 4\Delta_0^2 T_R^2)^{-\frac{d}{4}} \quad (\text{IV.71})$$

$$\varphi_{acc}(T_R) = \arg(\mathbf{u}_{tot}) = \frac{d}{2} \arctan(2\Delta_0 T_R) \quad (\text{IV.72})$$

La fréquence de transition mesurée par spectroscopie Ramsey est donnée par $\nu(T_R) = \varphi_{acc}/2\pi T_R$. Ainsi le déphasage induit à la fois une chute du contraste et une dérive de la fréquence mesurée (voir figure (IV.12)). Ceci s'explique par l'asymétrie de la distribution du déphasage non-homogène. Les atomes chauds, en explorant l'ensemble du potentiel, se déphasent plus vite que les atomes froids. Le fait que ces atomes ne contribuent plus au signal Ramsey, résulte en une dérive de la fréquence mesurée vers la valeur de l'inhomogénéité au centre du piège (ici $\Delta(r=0) = 0$). Pour $T_R \rightarrow 0$, la fréquence mesurée correspond à l'inhomogénéité moyenne $\langle \Delta(r) \rangle_{V_d} = d\Delta_0$.

Le régime de Knudsen

Dans le régime de Knudsen, et toujours dans l'approximation harmonique, nous avons vu que la trajectoire des atomes ne dépendait que de leur énergie et que $\Delta(E) = \Delta_0 E$. Le vecteur de Bloch s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{tot}(T_R) &= \int_0^\infty dE e^{i\Delta_0 E T_R} g(E) \\ &= (1 - i\Delta_0 T_R)^{-d} \end{aligned} \quad (\text{IV.73})$$

avec E en unité de $k_B T$ et $g(E)$ la distribution de Boltzmann en énergie¹⁰. L'évolution de la fréquence de transition mesurée est alors donnée par :

$$\nu(T_R) = \frac{d}{2\pi T_R} \arctan(\Delta_0 T_R) \quad (\text{IV.74})$$

Ainsi, si l'inhomogénéité moyenne qui vaut $\langle \Delta(E) \rangle_E = d\Delta_0$ est la même que dans le cas statique, la dérive de la fréquence mesurée est moins forte d'un facteur deux (voir (IV.12)). Il sera donc intéressant de mesurer cette dérive, afin de distinguer lequel de ces deux modèles (statique ou Knudsen) décrit mieux notre expérience.

10. $g(E)$ s'écrit e^{-E} , Ee^{-E} , $\frac{E^2}{2}e^{-E}$ à 1D, 2D et 3D respectivement.

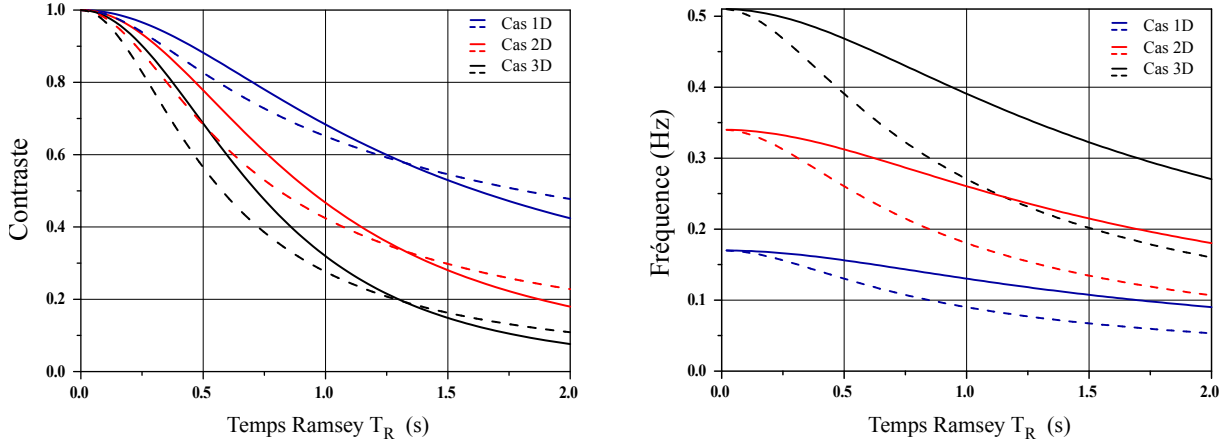


FIGURE IV.12 – a) Evolution du contraste de Ramsey dans l’approximation harmonique avec $\Delta_0 = 2\pi \times 0.18$ Hz pour le cas statique (courbes discontinues) et le cas du régime de Knudsen (courbes pleines). b) Evolution de la fréquence de transition mesurée pour le cas statique et pour le cas du régime de Knudsen. Pour $T_R \rightarrow 0$ la fréquence mesurée est l’inhomogénéité moyenne qui est égale à $d \times \Delta_0$ avec d la dimension de l’inhomogénéité. Pour $T_R \rightarrow \infty$ la fréquence mesurée est l’inhomogénéité maximale, ici $\Delta(r=0)$ est prise égale à 0.

IV.3.2 Densité magique

Afin d’illustrer l’influence des collisions atomiques et de l’auto-synchronisation des spins sur nos mesures de fréquences dans le piège mixte, nous représentons sur la figure (IV.13a), la mesure de la fréquence hyperfine en fonction de la densité atomique moyenne, pour différents temps Ramsey T_R . Pour $T_R < 0.8$ s, on observe, à T_R constant, un décalage de fréquence proportionnel à $\bar{n}$ qui est dû à l’effet de champ moyen différentiel. De façon similaire aux mesures dans le piège dipolaire, c’est le coefficient de proportionnalité (égal à $g_{22} - g_{11}$) qui a permis l’étalonnage de la densité atomique moyenne. L’ajustement linéaire est présenté par la droite noire. L’abscisse à l’origine est la somme du déplacement lumineux différentiel moyen $\langle \Delta_{TR}^{AC1} \rangle_E \simeq -0.7$ Hz et de l’effet Zeeman quadratique $\langle \Delta^{Z^2} \rangle \simeq +5$ Hz (voir section (II.3.1)). A densité $\bar{n}$ fixée, on observe en fonction de T_R une dérive de la fréquence mesurée vers des valeurs de fréquences plus faibles. On retrouve donc bien le comportement présenté au paragraphe précédent.

Pour $T_R > 1$ s, les courbes $\nu_{HFS}(\bar{n})$ ne sont plus monotones. Un tel comportement a aussi pu être observé sur l’expérience TACC de l’équipe de Peter Rosenbusch [147]. Ce régime où $\Delta_0 T_R \gg 1$, correspond au régime de synchronisation des spins pour lequel les calculs numériques de la fréquence d’horloge sont bien approchés par l’expression phénoménologique [148] :

$$\omega_{HFS} = \omega_0 + \frac{1}{\hbar}(g_{22} - g_{11})\bar{n} + \frac{2}{\pi}\Delta_0 \times \text{atan}\left(\frac{\omega_{ex}}{\Delta_0}\right) \quad (\text{IV.75})$$

L’ajustement de l’ensemble de nos points à l’aide de la formule (IV.75) nous permet d’extraire $\omega_{ex}/2\pi = 0.34 \times \bar{n}$ Hz et $\Delta_0/2\pi = 0.31$ Hz. Ces valeurs sont en très bon accord avec les valeurs des paramètres d’ajustement qui nous ont permis de reproduire nos courbes de contrastes (voir (IV.66)). Une remarque très importante est que pour des densités de l’ordre de 1.8×10^{11} at/cm³, la fréquence mesurée est insensible au premier ordre aux fluctuations de densité. Par analogie à la longueur d’onde magique, qui a été proposée et démontrée dans le contexte des horloges optiques [149, 150], on parle alors de « densité magique ». Dans le contexte des horloges à

IV.3. DÉPHASAGE, DÉPLACEMENT COLLISIONNEL ET DENSITÉ MAGIQUE

atomes froids, les effets de collisions atomiques ont toujours été perçus comme étant néfastes à la fois à l'exactitude et à la stabilité des horloges. L'existence d'une densité magique minimisant l'impact du champ moyen différentiel sur un signal d'horloge semble donc nuancer de telles affirmations. Malheureusement l'accord avec notre modèle théorique n'étant pas parfait, il est difficilement possible à l'état actuel, de connaître avec précision le déplacement collisionnel de la fréquence hyperfine dans le régime de synchronisation de spin. En conséquence, une horloge utilisant l'auto-synchronisation des spins serait stable mais nécessairement biaisée.

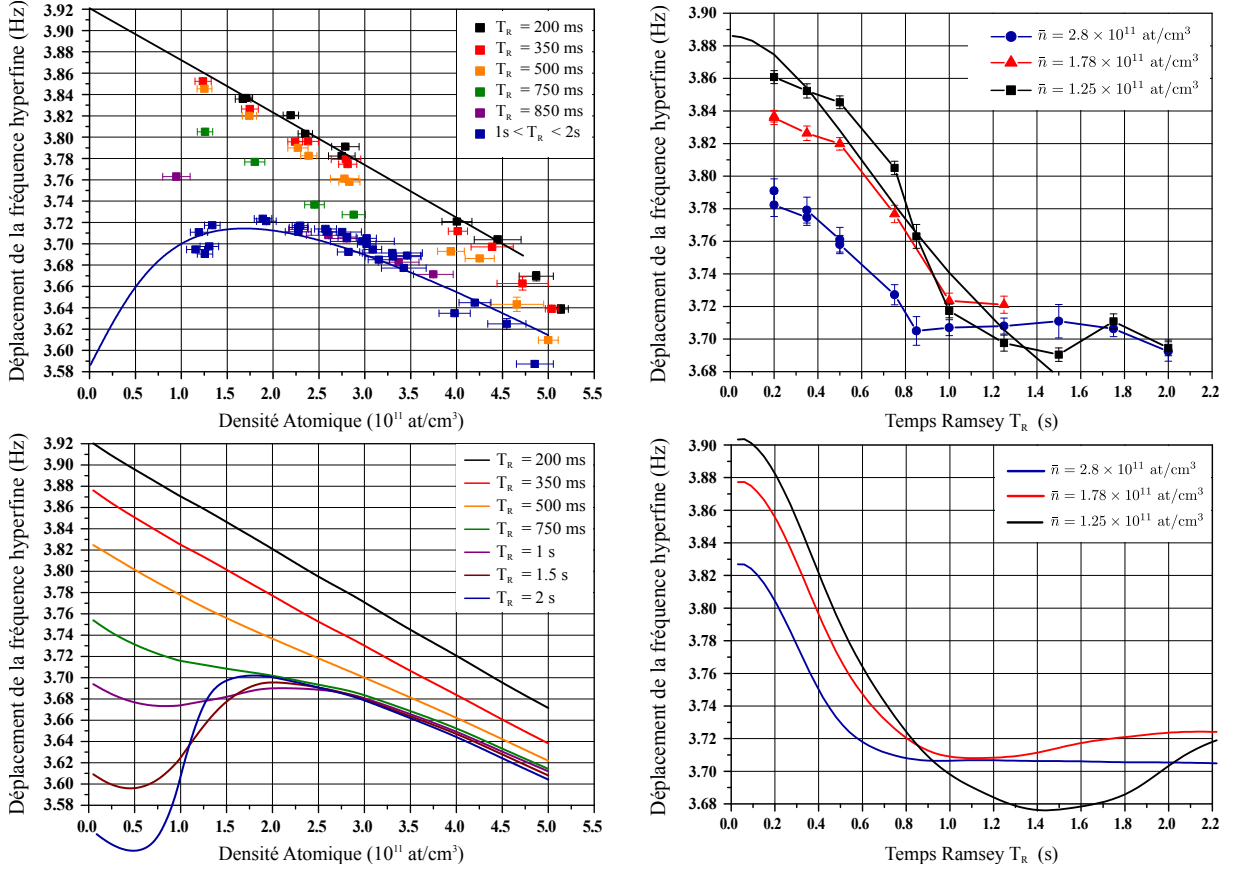


FIGURE IV.13 – a) Fréquence de la transition mesurée en fonction de la densité atomique moyenne pour différentes valeurs de temps Ramsey. La ligne noire est une régression linéaire des huit premiers points noirs dont le coefficient directeur vaut -0.049 Hz/ 10^{11} at/cm 3 et qui a permis l'étalonnage de la densité. b) Fréquence de la transition mesurée en fonction du temps Ramsey T_R pour trois densités atomiques différentes $\bar{n} = \{1.25, 1.78, 2.8\} \times 10^{11}$ at/cm 3 . La courbe noire est un ajustement à l'aide de la formule (IV.74) dans le cas 2D, des six premiers points pris pour une densité atomique de $\bar{n} = 1.25 \times 10^{11}$ at/cm 3 . On trouve $\Delta_0 = 2\pi \times 0.22$ Hz. c) et d) : Courbes théoriques simulées par notre modèle numérique où les dépendances avec $\bar{n}$ des paramètres ω_{ex} , γ_c , Δ_0^{AC} et Δ_0^{MF} ont été fixées.

Afin de discuter plus facilement des différents mécanismes à l'origine de cette densité magique, nous représentons maintenant les mêmes données cette fois en fonction de T_R pour trois tranches de densités différentes (voir figure (IV.12b)). Dans la section précédente nous avons négligé à la fois le déplacement collisionnel et l'auto-synchronisation des spins. Nous avons montré que l'inhomogénéité du déplacement lumineux différentiel était responsable d'une dérive de la fréquence mesurée. Pour notre plus faible densité $\bar{n} = 1.25 \times 10^{11}$ at/cm 3 , un ajustement des six

premiers points (courbe noire) à l'aide de (IV.74) permet d'en déduire l'inhomogénéité caractéristique 2D. On trouve $\Delta_0/2\pi \simeq 0.22$ Hz qui est en bon accord ($\sim 10\%$) avec la valeur attendue de 0.17 Hz. Les effets de champ moyen, qui ne sont pas entièrement négligeables malgré la faible densité atomique, expliquent l'écart à notre modèle. Enfin, l'ajustement à l'aide de la formule obtenue dans le cas statique donne $\Delta_0/2\pi \simeq 0.11$ Hz, soit un accord de 20% environ. Ce constat semble vérifier que nos résultats ont bel et bien été obtenus dans le régime sans collisions de Knudsen.

Pour $T_R \rightarrow 0$ la fréquence mesurée pour chacune des trois densités est décalée par le champ moyen différentiel. L'auto-synchronisation des spins se manifeste quant à elle par l'adoucissement de la dérive de la fréquence mesurée en fonction de T_R . Celle-ci est à chaque fois moins prononcée au fur et à mesure que la densité augmente. C'est la combinaison de ces trois phénomènes qui est à l'origine de points d'intersection des différentes courbes et donc de l'existence d'une densité magique. Pour $T_R > 0.8$ s, on observe la présence de plateaux qui témoignent du phénomène d'auto-synchronisation des spins. Pour ces valeurs de temps Ramsey, le SSR compense le déphasage non-homogène et la fréquence mesurée est indépendante de T_R . On déduit de ce comportement que la condition :

$$\text{signe}(\Delta_0) \neq \text{signe}(g_{22} - g_{11}) \quad (\text{IV.76})$$

est nécessaire à l'existence d'une densité magique. Si pour un piège dipolaire, cette condition est toujours vérifiée, dans un piège magnétique, l'inhomogénéité peut être choisie négative ou positive. L'étude détaillée de l'influence du signe de l'inhomogénéité sur l'existence d'une densité magique peut être trouvée dans la thèse de Christian Deutsch [147].

L'ajustement de ces courbes de fréquence à l'aide de notre simulation numérique est particulièrement délicat. Le comportement de la fréquence n'est pas intuitif et les différents paramètres ω_{ex} , γ_c , Δ_0^{AC} et Δ_0^{MF} sont couplés. De plus, alors que le contraste à l'origine est connu et vaut toujours 1, la fréquence à l'origine est décalée pour chacune des courbes par le champ moyen différentiel. Elle constitue donc un nouveau paramètre d'ajustement. Je n'ai donc pas cherché à ajuster ces courbes mais simplement à obtenir un accord qualitatif avec notre modèle numérique. J'ai donc simulé les courbes théoriques en fixant :

$$\Delta(E) = \Delta_0^{AC} \times E + \frac{9\sqrt{2}}{4}(g_{22} - g_{11})e^{-E/2} \times \bar{n} \quad (\text{IV.77})$$

$$\omega_{ex} = 2\pi \times 0.32 \times \bar{n} \quad (\text{IV.78})$$

$$\gamma_c = 0.04 \times \bar{n} \quad (\text{IV.79})$$

avec pour seul paramètre inconnu Δ_0^{AC} . Le facteur $\frac{9\sqrt{2}}{4}$ provient de l'intégration sur E en 2D puis sur la verticale z lorsqu'on somme les puits. Il vaudrait $2\sqrt{2}$ si l'on avait considéré l'inhomogénéité exacte donnée par l'équation (IV.57), c'est à dire sans omettre les fonctions de Bessel de première espèce. L'accord qualitatif entre nos courbes expérimentales et théoriques est excellent pour $\Delta_0^{AC}/2\pi = 0.3$ Hz. Cette valeur est là encore très similaire à celles obtenues par l'ajustement de nos courbes de contrastes. Les courbes théoriques sont présentées sur les figures IV.13 c) et d). On retrouve les principales tendances expérimentales pour des temps Ramsey longs et notamment l'existence de densités magiques autour de 1.8×10^{11} at/cm³. Pour des temps Ramsey courts, on simule des dérives plus importantes que celles observées expérimentalement. Etant donné qu'un seul paramètre, à savoir l'inhomogénéité de déplacement différentiel, a été ajusté, notre modèle théorique semble capturer toute la physique de notre expérience.

IV.4 Conclusion

La réalisation de mesures interférométriques à partir d'un échantillon dense d'atomes ultra-froids constitue une étape clef vers la mesure de forces à courtes distances. Nous avons donc choisi de nous attarder quelque peu sur le sujet et de caractériser avec soin l'influence de ce nouveau régime de densité sur nos interféromètres. La richesse de la dynamique de spin que nous avons observée semble nous avoir donné raison. Pour des densités atomiques de l'ordre de $10^{11} - 10^{12}$ at/cm³, nous avons constaté l'existence d'un phénomène d'auto-synchronisation des spins et étudié son impact sur différents interféromètres micro-ondes (i.e. des interféromètres sans séparation spatiale). Nous nous sommes notamment intéressés à la compétition entre l'écho de spin et l'auto-synchronisation des spins, à la fois dans une géométrie quasi-harmonique 3D et dans notre réseau. Le modèle théorique développé par nos collaborateurs du LPS reproduit très bien chacun de nos résultats expérimentaux.

Si l'effet de rotation des spins identiques est un mécanisme très général des gaz de Boltzmann polarisés, le processus d'auto-synchronisation, lui, ne s'observe que sous certaines conditions bien particulières. Tout d'abord, le gaz doit être assez dilué pour que les atomes, entre deux collisions, puissent explorer de nombreuses fois l'intégralité du potentiel de piégeage. Le gaz doit donc être dans un régime non-collisionnel appelé régime de Knudsen. Il semble aussi primordial que le potentiel de piégeage soit harmonique afin que l'orientation de chacun des spins ne dépende que de son énergie. De plus, la température du gaz doit être suffisamment basse pour que le taux de collisions latérales soit faible devant le taux de collisions d'échanges : $\sigma/\tau_{fwd.}^{ex.}(k) \sim ak \rightarrow 0$ pour des températures suffisamment basses. Enfin le phénomène d'auto-synchronisation des spins nécessite que le taux d'échange soit plus important que l'inhomogénéité caractéristique :

$$\omega_{ex} > \Delta_0 \quad (\text{IV.80})$$

Il dépend donc fortement des longueurs caractéristiques de diffusions mises en jeu. En effet il apparaît crucial que $a_{12} \gg a_{22} - a_{11}$ afin que l'inhomogénéité de champ moyen scalaire soit petite devant les effets d'échanges. Jusqu'à aujourd'hui, le phénomène d'auto-synchronisation de spin n'a été observé que dans des gaz de Rubidium pour lesquels $a_{12} \sim a_{11} \sim a_{22}$. L'utilisation de résonances de Feshbach pour d'autres espèces atomique permettrait de créer artificiellement ce phénomène d'auto-synchronisation.

La résonance magnétique nucléaire (III) - L'effet Leggett-Rice

Notre étude de la compétition entre écho de spin et auto-synchronisation des spins n'est pas sans rappeler, en RMN, plusieurs travaux réalisés durant la deuxième moitié du XX^{ième} siècle. Notamment le côté inattendu de la dynamique de spin que nous avons observée et le fait que celle-ci soit malgré tout très bien décrite par la théorie de LL, semble faire « écho » à l'article de A. J. Leggett et M. J. Rice publié en 1968 et intitulé :

« Spin echoes in liquid ³He and mixtures : a predicted new effect »

Dans cet article [151], les auteurs montrent que les calculs du coefficient de diffusion de spin « apparent » mesuré à l'aide de la méthode de l'écho de spin¹¹ ne prennent pas en compte le

11. Une vingtaine d'années après la proposition de E. Hahn en 1950, la méthode de l'écho de spin était déjà bien établie en RMN.

« champ moléculaire ». Or ce champ moléculaire, qui n'est rien d'autre que le champ moyen de spin, est dans le cas d'un liquide, comparable au champ magnétique externe. On s'attend donc à ce que le courant de spin précesse en même temps autour du champ magnétique externe et du champ moyen de spin. Les auteurs montrent que dans ce cas, le coefficient de diffusion de spin apparent D_{eff} dépend à la fois de la polarisation initiale du liquide M et de l'angle du premier pulse radio-fréquence. Il s'écrit :

$$D_{eff} = \frac{D_0}{1 + (\mu M)^2} \quad (\text{IV.81})$$

où μ , appelé paramètre de Leggett-Rice (LR), dépend de la température. Avec cette expression, Leggett et Rice montrent que D_{eff} possède un maximum en fonction de la température alors qu'il était supposé diverger lorsque $T \rightarrow 0$. On parle de l'effet Leggett-Rice.

Lorsqu'une quinzaine d'années plus tard, en 1982, Lhuillier et Laloë (LL) introduisent l'ISRE et prédisent un caractère oscillatoire de la diffusion de spin dans des gaz polarisés, tous ont le sentiment que l'ISRE et l'effet LR sont intimement liés. En 1985, Miyake & al [152] établissent que le terme responsable de l'ISRE chez LL et le terme de precession dans le champ moyen de spin chez LR sont équivalents pour des systèmes dilués¹². Ils montrent en particulier que le paramètre de LR, à basse température, est lié au taux d'échange par :

$$|\mu| \sim \frac{\tau_{fwd}^{ex}}{\sigma} \quad (\text{IV.82})$$

Il reflète donc la dépendance en température des phénomènes d'échanges, à l'origine d'ondes de spin. Il est parfois appelé « spin-wave quality factor ». Aujourd'hui, l'ISRE est reconnu comme étant le phénomène microscopique à l'origine de l'effet Leggett-Rice. En 1989, la divergence de μ en fonction de la température est vérifiée pour la première fois [153]. Dans ce même article, les auteurs rendent compte de l'existence d'ondes de spin dans le régime hydrodynamique, comme attendu par la théorie LR, mais aussi dans le régime de Knudsen. Enfin, plus récemment Trotzky & al [154] mesurent pour la première fois la valeur du paramètre de LR dans un gaz dégénéré fortement interagissant (au voisinage d'une résonance de Feshbach). Ils observent la précession du courant de spin autour du champ moyen de spin, dans le régime hydrodynamique, à l'aide d'échos de spin.

Et pour le projet ForCa-G ?

Dans ce chapitre nous nous sommes restreints à la caractérisation de nos interféromètres sans séparation spatiale. Nous avons montré d'une part que le phénomène d'auto-synchronisation des spins persistait dans une géométrie plus complexe comme celle d'un réseau optique. Nous avons démontré d'autre part que la méthode de l'écho de spin n'était pas compatible avec l'auto-synchronisation des spins. Qu'en est-il de nos interféromètres à séparations spatiales ? Pouvons-nous tirer profit de l'auto-synchronisation des spins ? Pouvons-nous obtenir des temps de cohérences de plusieurs secondes ou encore travailler avec des densités magiques ?

12. L'équivalence des théories de LL et LR est établie en obtenant des équations hydrodynamiques valables à n'importe quelle température à partir de l'équation de Landau-Silin.

CHAPITRE V

INTERFÉROMÈTRES À SÉPARATION SPATIALE EN RÉGIME DENSE

Dans le chapitre précédent, nous avons discuté de l'influence des phénomènes d'échange dans le régime de collision quantique et étudié leur impact sur nos interféromètres sans séparations spatiales. Nous avons observé le phénomène d'auto-synchronisation des spins (SSR) dans le réseau optique et quantifié son impact à la fois sur l'évolution du contraste de nos interféromètres et sur l'évolution de la fréquence mesurée, c'est à dire la fréquence hyperfine. Nous avons notamment mis en évidence la compétition entre les phénomènes d'écho de spin et de SSR. Si la méthode de l'écho de spin n'a pas d'intérêt pratique dans le contexte des horloges (elle rend l'interféromètre de Ramsey insensible à la fréquence), elle est comme nous l'avons vu très bénéfique à la mesure de forces inertielles et donc dans notre cas à la mesure de la fréquence de Bloch. On s'attend donc à ce que la compétition entre ces deux phénomènes joue un rôle important sur les performances de nos interféromètres Ramsey-Raman symétrique micro-onde (RRSMW) qui utilisent deux impulsions- π de symétrisation. Toutefois, dans ces configurations d'interféromètres pour lesquels les deux paquets d'ondes associés aux deux états internes ne se recouvrent que partiellement, on s'attend à ce que l'effet de rotation des spins identiques, et donc l'auto-synchronisation des spins, soit plus faible. Le sujet de ce chapitre est donc de caractériser l'influence des phénomènes de collisions sur nos interféromètres Raman à bras séparés.

V.1 Etude du contraste

La dépendance du contraste d'un interféromètre vis à vis de la densité atomique constitue, comme nous l'avons déjà remarqué, un bon diagnostic qui permet d'évaluer rapidement l'efficacité du phénomène d'auto-synchronisation des spins. Dans un premier temps nous avons donc procédé de la même façon que dans le chapitre précédent et étudié pour différents jeux de densités atomiques, l'évolution du contraste de nos interféromètres Ramsey-Raman (RR) en fonction du temps d'évolution libre T_R .

V.1.1 Interféromètres Ramsey-Raman

La figure (V.1) représente l'évolution de la probabilité de transition de l'interféromètre RR4 ($\Delta m = 4$) en fonction de T_R , pour deux densités atomiques différentes $\bar{n} = 1.9$ et 4.0×10^{11} at/cm³. Ces courbes sont obtenues au centre du profil d'excitation Raman en balayant à la fois T_R et la phase des lasers Raman. Le comportement observé est ici très différent, en fait inverse, de celui des interféromètres sans séparations spatiales que nous avons étudiés dans le chapitre (IV). En effet, pour des densités atomiques comparables à celles utilisées précédem-

ment, l'amortissement du contraste est plus fort pour la densité atomique la plus importante (courbe de droite). Le phénomène d'auto-synchronisation des spins semble donc absent ou du moins fortement diminué du fait d'avoir séparé spatialement les deux paquets d'ondes de l'interféromètre. Nous avons donc décidé d'étudier la dépendance du contraste des interféromètres de Ramsey-Raman vis à vis de la séparation spatiale Δm .

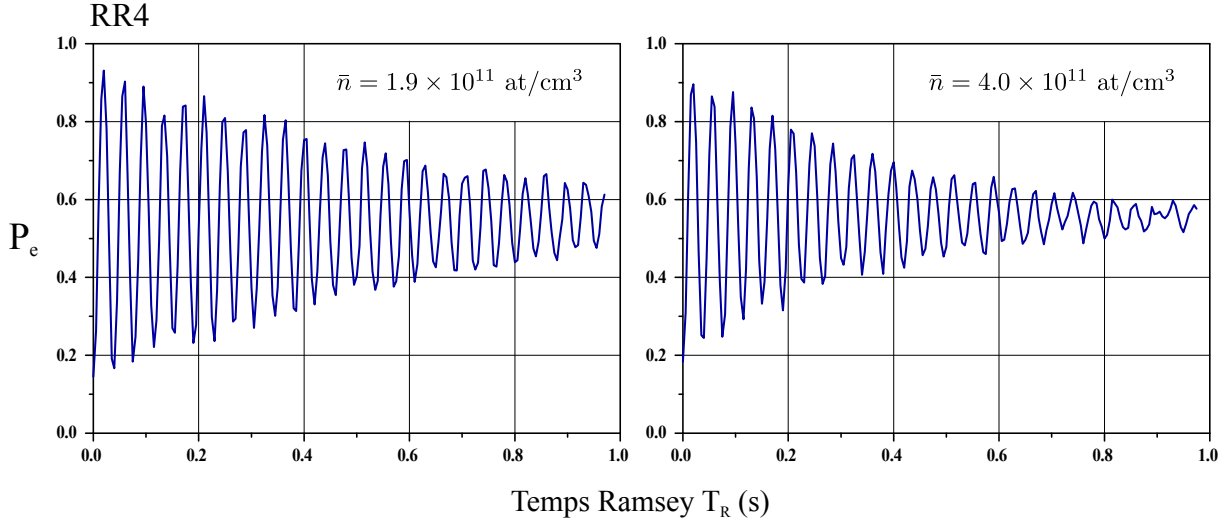


FIGURE V.1 – Evolution de la transition de probabilité en fonction du temps Ramsey pour un interféromètre Ramsey-Raman, avec $\Delta m = 4$. A gauche : pour une densité atomique de $\bar{n} = 1.9 \times 10^{11}$ at/cm³. A droite : pour une densité atomique de $\bar{n} = 4.0 \times 10^{11}$ at/cm³

Comme nous l'avons vu en section (III.3.2), le réseau vertical est responsable d'un amortissement du contraste de nos interféromètres Raman qui dépend de la profondeur du réseau U_L . Il est donc judicieux, afin de comparer l'évolution du contraste pour différentes transitions $\Delta m \neq 0$, de travailler à profondeur constante. Cependant, la pulsation de Rabi d'une transition donnée $\Omega_{\pm\Delta m}$ dépend de U_L et les positions des maxima de couplage de chacune de ces transitions sont différentes (voir figure (III.3)). Il existe heureusement des profondeurs pour lesquelles les maxima de certaines transitions coïncident. C'est notamment le cas, pour $U_L = 3.1E_r$, des transitions $\Delta m = 1$ et $\Delta m = 4$ que nous avons choisi d'étudier.

Afin de quantifier l'amortissement du contraste des interféromètres RR4 et RR1, le contraste est déduit de l'écart type des franges d'interférences, normalisé, puis ajusté à l'aide d'un taux de décroissance exponentielle γ_a de façon similaire à la section (III.3.1). L'ajustement n'est pas toujours très bon et ce principalement pour des amortissements faibles du contraste. Il constitue néanmoins un bon critère de comparaison. L'ensemble des résultats obtenus pour les deux interféromètres RR4 et RR1 est présenté sur la figure (V.2) pour des densités atomiques comprises entre 1 et 6×10^{11} at/cm³. Le taux d'amortissement γ_a augmente avec $\bar{n}$ et confirme la tendance observée plus haut, aussi bien pour les interféromètres RR4 que RR1. Dans le cas de l'interféromètre RR4, le taux d'amortissement dépend linéairement de la densité et vaut $\gamma_a = (0.6 \pm 0.2) + (0.48 \pm 0.06) \times \bar{n} \text{ s}^{-1}$ où $\bar{n}$ est en unité de 10^{11} at/cm³. Dans le cas de l'interféromètre RR1, la forte dispersion des valeurs de γ_a conduit à une incertitude de 25% sur la valeur de la pente : $\gamma_a = (1.4 \pm 0.3) + (0.31 \pm 0.08) \times \bar{n} \text{ s}^{-1}$ et rend la comparaison quantitative des amortissements mesurés pour ces deux interféromètres assez délicate.

Si pour chacun des deux interféromètres RR1 et RR4, le taux d'amortissement du contraste extrapolé à $\bar{n} = 0$ n'est pas nul, c'est parce que ces interféromètres sont soumis à des sources de déphasages qui proviennent des lasers de piégeages et qui sont indépendantes de la densité. Par exemple, nous avons mis en évidence au chapitre (III), que des effets transverses et longitudinaux sont responsables d'un amortissement du contraste de nos interféromètres à bras séparés en régime dilué. Nous avons aussi vu que pour des interféromètres Ramsey-Raman standards, l'amortissement du contraste est dû principalement au déplacement lumineux différentiel du laser de confinement transverse. Dans les conditions de l'expérience, c'est à dire un col du faisceau de $w_{IR} = 90 \text{ } \mu\text{m}$ et une puissance totale de $P_{IR} = 145 \text{ mW}$, celui-ci est responsable d'une chute du contraste avec un taux d'amortissement de $\gamma_a \simeq 0.75 \text{ s}^{-1}$.

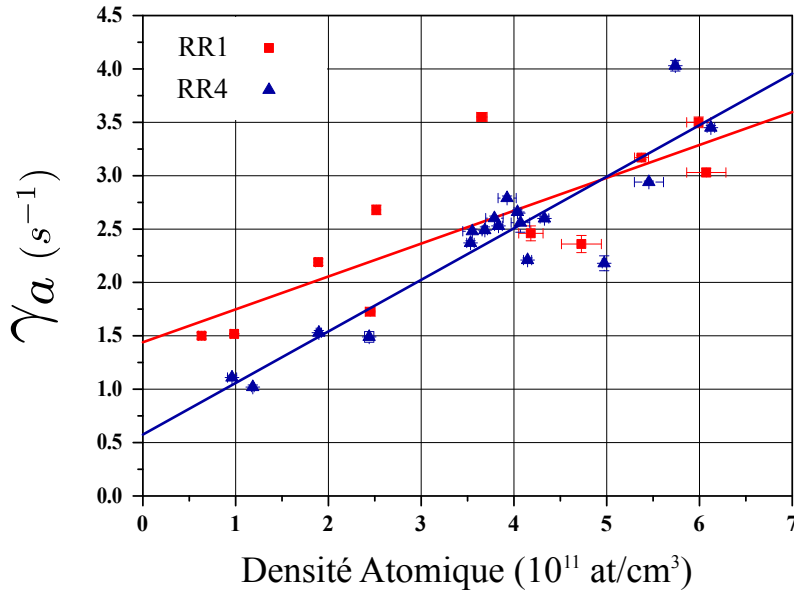


FIGURE V.2 – Taux d'amortissement exponentiel du contraste en fonction de la densité atomique moyenne pour un interféromètre RR4 (en bleu) et RR1 (en rouge).

Cependant, le déplacement lumineux différentiel est le même quelque soit la transition $\Delta m = 1$ ou 4. Or, bien que cette différence ne soit pas très bien résolue, le taux d'amortissement de l'interféromètre RR1 extrapolé à $\bar{n} = 0$ semble deux fois plus important que celui de l'interféromètre RR4. Une source d'amortissement supplémentaire, indépendante de la densité et différente de celles discutées au chapitre (III), semble donc dépendre de la transition Δm . A ce jour, nous ne savons pas expliquer ce résultat. Une différence notable entre ces deux interféromètres concerne le couplage Raman. En effet, le maximum de couplage $\Omega_{\pm 1}$ est plus étroit pour $U_L = 3.1E_r$ que celui de $\Omega_{\pm 4}$. L'interféromètre RR1 est donc soumis, si U_L fluctue, à des fluctuations de couplages plus importantes. Cependant, il n'y a pas de lien immédiat entre les fluctuations ou inhomogénéités du couplage et l'évolution du contraste en fonction de T_R . Dans l'hypothèse où cet amortissement serait quand même lié au couplage, alors celui-ci expliquerait aussi la dispersion des valeurs de γ_a dans le cas très probable où la profondeur du réseau n'est pas restée constante, malgré tous nos efforts, pendant la totalité de cette période de mesure (environ une semaine). Nos efforts consistaient à réaligner les faisceaux du piège mixte entre une et deux fois par jour.

V.1.2 Interféromètres Ramsey-Raman symétrique micro-onde

Comme ces premiers résultats le suggèrent, l'auto-synchronisation des spins ne semble pas compenser les différentes sources de déphasages non-homogènes¹. La méthode de l'écho de spin devrait donc être favorable à la cohérence de nos interféromètres à séparations spatiales non nulles. La figure (V.3) montre l'évolution de la transition de probabilité en fonction du temps d'évolution libre des interféromètres Ramsey-Raman symétrique micro-onde pour une densité atomique moyenne de $\bar{n} = 4 \times 10^{11}$ at/cm³ et pour une séparation de 1 ou 4 puits. Ces interféromètres, appelés respectivement RRSMW1 et RRSMW4, montrent, comme attendu, des temps de cohérences supérieurs à ceux des interféromètres RR1 et RR4 obtenus précédemment. Plus intéressant encore, l'amortissement du contraste RRSMW1 est ici plus faible que celui de l'interféromètre RRSMW4, contrairement à ce que nous observé pour des interféromètres RR.

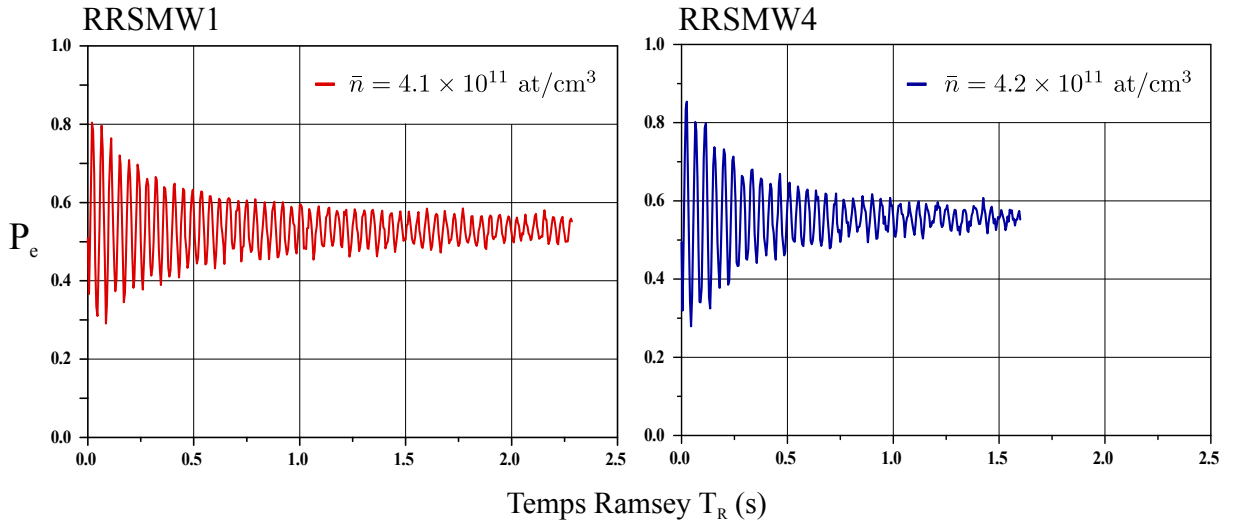


FIGURE V.3 – Evolution de la transition de probabilité en fonction du temps d'évolution libre pour un interféromètre Ramsey-Raman symétrique micro-onde (RRSMW). En rouge : pour une transition $\Delta m = 1$ et $\bar{n} = 4.1 \times 10^{11}$ at/cm³. En bleu : pour une transition $\Delta m = 4$ et $\bar{n} = 4.2 \times 10^{11}$ at/cm³.

Afin de confirmer ce comportement, nous avons réalisé plusieurs mesures supplémentaires pour différentes densités atomiques $\bar{n}$. L'évolution du taux d'amortissement exponentiel γ_a en fonction de $\bar{n}$ est représenté sur la figure (V.4). Tout d'abord, ces données confirment que l'amortissement, lié à la densité, du contraste des interféromètres RRSMW est globalement plus faible que celui des interféromètres RR standards. Ce constat est d'ailleurs plus accentué pour une transition de $\Delta m = 1$ puits. Pour l'interféromètre RRSMW1, un ajustement linéaire (droite rouge) donne : $\gamma_a = (0.5 \pm 0.2) + (0.21 \pm 0.05) \times \bar{n} \text{ s}^{-1}$, soit une pente plus faible de 50% que l'interféromètre RR1. L'ordonnée à l'origine est aussi plus faible. Ainsi, il semblerait que la source d'amortissement du contraste discutée précédemment ait été diminuée par la méthode de l'écho de spin. L'ajustement linéaire des points obtenus dans le cas de l'interféromètre RRSMW4 (droite bleue) donne $\gamma_a = (0.7 \pm 0.1) + (0.33 \pm 0.03) \times \bar{n} \text{ s}^{-1}$.

1. Nous rappelons que les sources de déphasages non-homogènes principales sont le déplacement lumineux différentiel du faisceau de confinement transverse et le champ moyen différentiel.

Les taux d'amortissements extrapolés à $\bar{n} = 0$ sont assez similaires et peuvent être comparés avec ceux obtenus en régime dilué pour un interféromètre RRSMW6 ($\Delta m = 6$) et que l'on a discutés en section (III.3). Les mesures présentées ici ont été obtenues pour un col du faisceau de confinement transverse situé presque au niveau des atomes, pour lequel $w_{IR} = 90 \text{ } \mu\text{m}$ et $P_{IR} = 145 \text{ mW}$. Dans ces conditions, nous avons vu que la source principale d'amortissement du contraste provenait du piège périodique longitudinal². A partir de l'ajustement des données de la figure (III.15), on obtient, pour une profondeur $U_L = 3.1Er$ un taux d'amortissement $\gamma_a = 0.55 \text{ s}^{-1}$ qui est compatible avec les mesures de ce chapitre pour $\bar{n} = 0$.

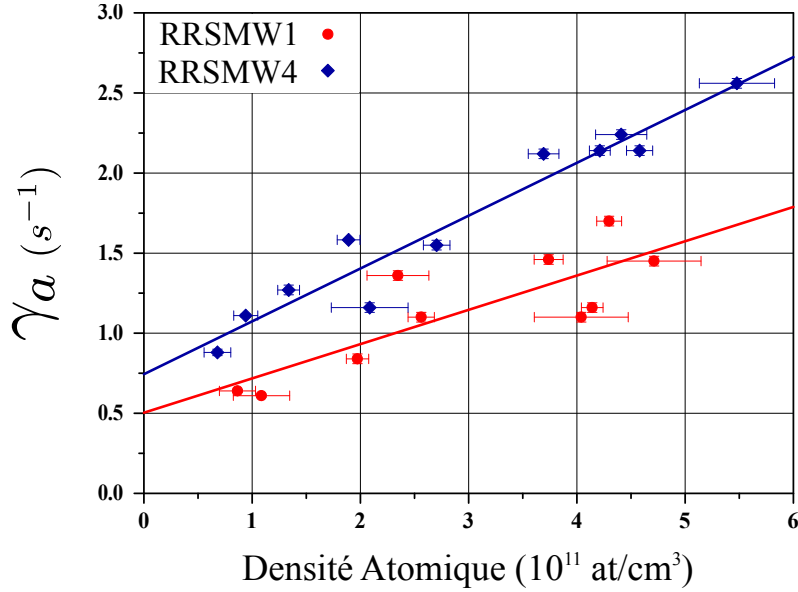


FIGURE V.4 – Taux d'amortissement exponentiel du contraste en fonction de la densité atomique moyenne pour un interféromètre RRSMW1 (en rouge) et RRSMW4 (en bleu).

Enfin, la différence de pente mesurée entre les interféromètres RRSMW1 et RRSMW4 confirme que l'amortissement du contraste en fonction de la densité augmente avec la séparation Δm . On pourrait penser que ce comportement est une conséquence de la diminution du nombre de collisions d'échanges, et donc du phénomène d'auto-synchronisation des spins, due à une séparation spatiale plus ou moins grande des deux paquets d'ondes. Nous allons maintenant montrer, que l'inhomogénéité de champ moyen, augmente elle aussi avec la séparation spatiale et serait donc susceptible d'expliquer à elle seule la différence de comportement observée pour des transitions $\Delta m = 1$ ou 4 .

V.2 Théorie du champ moyen

Dans cette partie, nous supposons, comme le suggère l'étude précédente du contraste de nos interféromètre à séparations spatiales non nulles, que le phénomène d'auto-synchronisation des spins est absent. Ceci revient à négliger les collisions d'échanges ($\omega_{ex} = 0$) et à traiter le problème à l'aide de la théorie du champ moyen.

2. Nous rappelons ici que les interféromètres RRSMW sont insensibles au déplacement lumineux différentiel du laser de confinement transverse. De plus, à cette intensité lumineuse, l'amortissement du contraste lié aux effets transverses discutés en section (III.3.1) est très faible.

V.2.1 Déplacement collisionnel moyen

Interféromètre sans séparation spatiale

Pour commencer, nous traitons le cas simple d'un interféromètre de Ramsey-Raman sans séparation spatiale (i.e. $\Delta m = 0$) et pour lequel les atomes sont supposés statiques. La différence de phase accumulée par les deux paquets d'ondes pendant le temps d'évolution libre T_R s'écrit :

$$\Delta\Phi(\mathbf{r}) = 2\pi\delta\nu_0(\mathbf{r})T_R \quad (\text{V.1})$$

où $\delta\nu_0$ est le déplacement collisionnel différentiel. En théorie du champ moyen il s'écrit [146] :

$$\delta\nu_0(\mathbf{r}) = \frac{2\hbar}{m}[2n_1(a_{12} - a_{11}) + 2n_2(a_{22} - a_{12})] \quad (\text{V.2})$$

où $n_{1,2}$ sont dans notre cas les densités atomiques des états $|F = 1, m_F = 0\rangle$ et $|F = 2, m_F = 0\rangle$. Si les atomes sont tous initialement dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$, en réécrivant les populations en fonction de l'aire du premier pulse $\cos(\theta_1)$, on obtient :

$$\delta\nu_0(\mathbf{r}) = \frac{2\hbar}{m}n(\mathbf{r})[a_{22} - a_{11} + (2a_{12} - a_{11} - a_{22})\cos(\theta_1)] \quad (\text{V.3})$$

qui est l'équivalent du deuxième terme de l'équation (IV.39)³. Après intégration sur le volume, on trouve :

$$\langle\delta\nu_0\rangle = \frac{2\hbar}{m}\bar{n}(\Delta a + \delta a \cos(\theta_1)) \quad (\text{V.4})$$

où l'on a posé $\Delta a = (a_{22} - a_{11})$ et $\delta a = (2a_{12} - a_{11} - a_{22})$. Une remarque importante est que comme $\delta a > 0$, le déplacement collisionnel augmente avec l'aire de la première impulsion $\cos(\theta_1)$. Dans notre cas, la densité atomique peut s'écrire comme le produit d'une distribution radiale gaussienne $\rho(r) = (2\pi\sigma_r^2)^{-1}e^{-r^2/(2\sigma_r^2)}$ et d'une distribution longitudinale notée $\rho(z)$. La densité moyenne $\bar{n}$ s'écrit donc :

$$\begin{aligned} \bar{n} &= 2\pi \int N\rho(r, z)^2 r dr dz = \frac{1}{2} \frac{N}{2\pi\sigma_r^2} \int \rho(z)^2 dz \\ &= \frac{N}{2} \frac{1}{2\pi\sigma_r^2} \langle\rho^2\rangle \end{aligned} \quad (\text{V.5})$$

où N est le nombre d'atomes.

Interféromètres avec séparation spatiale non nulle

On s'intéresse maintenant au cas de l'interféromètre Ramsey-Raman standard pour lequel les deux paquets d'ondes sont séparés spatialement de $\Delta m \neq 0$. Dans le cas statique, les déplacements collisionnels $\delta\nu_1$ et $\delta\nu_2$ des états $|F = 1, m_F = 0\rangle$ et $|F = 2, m_F = 0\rangle$ sont donnés par :

$$\delta\nu_2(\mathbf{r}) = \frac{2\hbar}{m}[2n_2(r, z)a_{22} + 2n_1(r, z + \Delta m \frac{\lambda}{2})a_{12}] \quad (\text{V.6})$$

$$\delta\nu_1(\mathbf{r}) = \frac{2\hbar}{m}[2n_1(r, z)a_{11} + 2n_2(r, z - \Delta m \frac{\lambda}{2})a_{12}] \quad (\text{V.7})$$

3. En effet : $m_{||} = n_2 - n_1 = -\cos(\theta_1)n$ où $n = n_1 + n_2$.

Le déplacement collisionnel différentiel s'écrit alors :

$$\delta\nu_{\Delta m}(r, z) = \frac{2\hbar}{m} N\rho(r) \left[\Delta a \rho + a_{12}(\rho^+ - \rho^-) + (a_{12}(\rho^+ + \rho^-) - 2\bar{a}\rho) \cos(\theta_1) \right] \quad (\text{V.8})$$

où l'on a défini $\bar{a} = (a_{22} + a_{11})/2$, $\rho^+ = \rho(z + \Delta m \frac{\lambda}{2})$ et $\rho^- = \rho(z - \Delta m \frac{\lambda}{2})$. Après intégration sur la distribution atomique, on obtient le déplacement collisionnel moyen :

$$\langle \delta\nu_{\Delta m} \rangle = \frac{2\hbar}{m} \bar{n} \left[\Delta a + (2a_{12} \frac{\langle \rho \star \rho \rangle_{\Delta m \frac{\lambda}{2}}}{\langle \rho^2 \rangle} - 2\bar{a}) \cos(\theta_1) \right] \quad (\text{V.9})$$

où l'on a noté $\langle f \star g \rangle_u = \int f(z - u)g(z)dz$ le produit de convolution. Une remarque intéressante s'impose ici. La dépendance du déplacement collisionnel en fonction de $\cos(\theta)$ dépend de la séparation. On s'attend à ce que la pente du déplacement collisionnel soit négative lorsque les deux paquets d'ondes sont fortement séparés (i.e. $\langle \rho \star \rho \rangle_{\Delta m \frac{\lambda}{2}} \sim 0$).

Enfin, dans le cas de l'interféromètre RRSMW, un calcul similaire montre que la symétrisation de l'interféromètre annule le terme Δa . Le déplacement collisionnel différentiel est alors donné par :

$$\delta\nu_{\Delta m}(r, z) = \frac{2\hbar}{m} N\rho(r) \left[a_{12}(\rho^+ - \rho^-) + (a_{12}(\rho^+ + \rho^-) - 2\bar{a}\rho) \cos(\theta_1) \right] \quad (\text{V.10})$$

Après intégration sur $\rho(r, z)$:

$$\langle \delta\nu_{\Delta m} \rangle = \frac{2\hbar}{m} \bar{n} \left[(2a_{12} \frac{\langle \rho \star \rho \rangle_{\Delta m \frac{\lambda}{2}}}{\langle \rho^2 \rangle} - 2\bar{a}) \cos(\theta_1) \right] \quad (\text{V.11})$$

Le déplacement collisionnel moyen pour un interféromètre RRSMW est donc nul lorsque $\theta_1 = \pi/2$. En revanche l'écart-type de la distribution des fréquences sur l'ensemble du nuage n'est pas nulle, même pour une impulsion- $\pi/2$:

$$\sqrt{\langle \delta\nu_{\Delta m}^2 \rangle} \propto n_0 a_{12} \sqrt{2 \int (\rho^2 \rho^+ - \rho \rho^+ \rho^-) dz} \quad (\text{V.12})$$

L'écart-type permet de caractériser le déphasage non-homogène induit par le champ moyen sur l'ensemble de spins. On remarque qu'il dépend de Δm mais à cette étape du calcul, il est difficile d'en dire plus. Nous allons montrer plus tard avec ce modèle que l'amortissement du contraste est d'autant plus important que la séparation spatiale est grande.

V.2.2 Modélisation de la distribution atomique du nuage

Il est difficilement possible de connaître la distribution longitudinale $\rho(z)$ réelle des atomes dans le réseau car celle-ci dépend notamment du chargement du piège mixte à partir du piège dipolaire. On pourra alors considérer le cas limite d'un chargement brutal pour lequel l'atome se retrouve dans une superposition d'un nombre p d'états de Wannier-Stark qui dépend de la profondeur du réseau et de la température de l'atome.

Modèle gaussien 3D

Cependant, afin d'obtenir une expression analytique du déplacement collisionnel, nous allons tout d'abord faire abstraction du réseau optique et considérer le cas gaussien 3D. On a alors :

$$\langle \rho \star \rho \rangle_{\Delta m \frac{\lambda}{2}} = \langle \rho^2 \rangle e^{-\frac{(\Delta m \frac{\lambda}{2})^2}{4\sigma_z^2}} \quad (\text{V.13})$$

où σ_z est l'écart type de la distribution gaussienne selon la direction verticale. L'équation (V.9) devient :

$$\langle \delta\nu_{\Delta m} \rangle = \frac{2\hbar}{m} \bar{n} [\Delta a + (2a_{12} e^{-\frac{(\Delta m \frac{\lambda}{2})^2}{4\sigma_z^2}} - a_{22} - a_{11}) \cos(\theta_1)] \quad (\text{V.14})$$

Si $\Delta m = 0$ on retrouve bien l'équation (V.4). En revanche si $\Delta m \neq 0$, il est possible d'observer une inversion de la pente $\langle \delta\nu_{\Delta m} \rangle$ vs $\cos(\theta_1)$ en augmentant la séparation Δm . A σ_z fixé, l'inversion de pente s'obtient lorsque $\Delta m > 4\sigma_z \sqrt{\ln(\frac{2a_{12}}{a_{22}+a_{11}})}/\lambda \approx 0.9\sigma_z$ avec σ_z en μm .

Une distribution gaussienne 3D permet aussi d'obtenir une expression analytique de l'écart-type de $\delta\nu_{\Delta m}(r, z)$. Pour une impulsion- $\pi/2$ ($\cos(\theta_1) = 0$), il s'écrit :

$$\sqrt{\langle \delta\nu_{\Delta m}^2 \rangle} \propto n_0 \left[\Delta a + \sqrt{2}a_{12} \sqrt{e^{-\frac{(\Delta m \frac{\lambda}{2})^2}{3\sigma_z^2}} - e^{-\frac{(\Delta m \frac{\lambda}{2})^2}{\sigma_z^2}}} \right] \quad (\text{V.15})$$

Deux remarques s'imposent ici. Tout d'abord, la fonction $e^{-x^2/3} - e^{-x^2}$ étant croissante, on en déduit que l'amortissement du contraste augmente en fonction de la séparation Δm . Deuxièmement, comme $\Delta a/a_{12} \ll 1$, l'amortissement du contraste est dû principalement au second terme de l'équation (V.15) lorsque σ_z est *suffisamment* petit. C'est notamment le cas pour les tailles de nuages considérées ici ($\sigma_z \in [1.5, 2.6] \mu\text{m}$). En négligeant le premier terme, on obtient :

$$\sqrt{\langle \delta\nu_{\Delta m}^2 \rangle} \propto \sqrt{2}n_0a_{12} \sqrt{e^{-\frac{(\Delta m \frac{\lambda}{2})^2}{3\sigma_z^2}} - e^{-\frac{(\Delta m \frac{\lambda}{2})^2}{\sigma_z^2}}} \quad (\text{V.16})$$

qui est aussi l'écart-type de la distribution des fréquences pour un interféromètre RRSMW (voir équation (V.12)). Ainsi, pour les tailles de nuages considérées dans ce chapitre, l'amortissement du contraste d'un interféromètre Ramsey-Raman standard n'est, à priori, pas très différent de celui d'un interféromètre RRSMW.

Modèle gaussien 2D et projection sur la bande fondamentale de Wannier-Stark

Supposons un chargement brutal du piège et un atome décrit par un paquet d'onde « minimal » c'est à dire pour lequel l'inégalité d'Heisenberg est minimale dans la direction longitudinale ($\Delta_z \Delta_p = \hbar/2$). Avant chargement il s'écrit :

$$|\Psi(z, z_0)\rangle = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{4}} \sqrt{\Delta_z(T)}} e^{-\frac{(z-z_0)^2}{4\Delta_z^2(T)}} \quad (\text{V.17})$$

avec $\Delta_z = \hbar/(2\sqrt{k_B T m})$. Juste après le chargement, l'état de l'atome piégé est décrit par la projection du paquet d'onde initial sur les états de Wannier-Stark de la bande fondamentale :

$$|\Psi(z, z_0)\rangle = \sum_m \langle W S_m(z) | \Psi(z, z_0) \rangle |W S_m(z)\rangle \quad (\text{V.18})$$

$$= \sum_m A_m(z_0) |W S_m(z)\rangle \quad (\text{V.19})$$

Les coefficients $A_m(z_0)$ s'obtiennent numériquement et sont représentés sur la figure (V.5.a). Pour une profondeur du réseau $U_L = 3.1Er$, l'atome occupe environ une douzaine d'états de Wannier-Stark. La fonction de distribution d'un atome dans le réseau est une fonction de z et z_0 :

$$\rho_{at}(z, z_0) = \frac{|\Psi(z, z_0)|^2}{\int |\Psi(z, z_0)|^2 dz} \quad (\text{V.20})$$

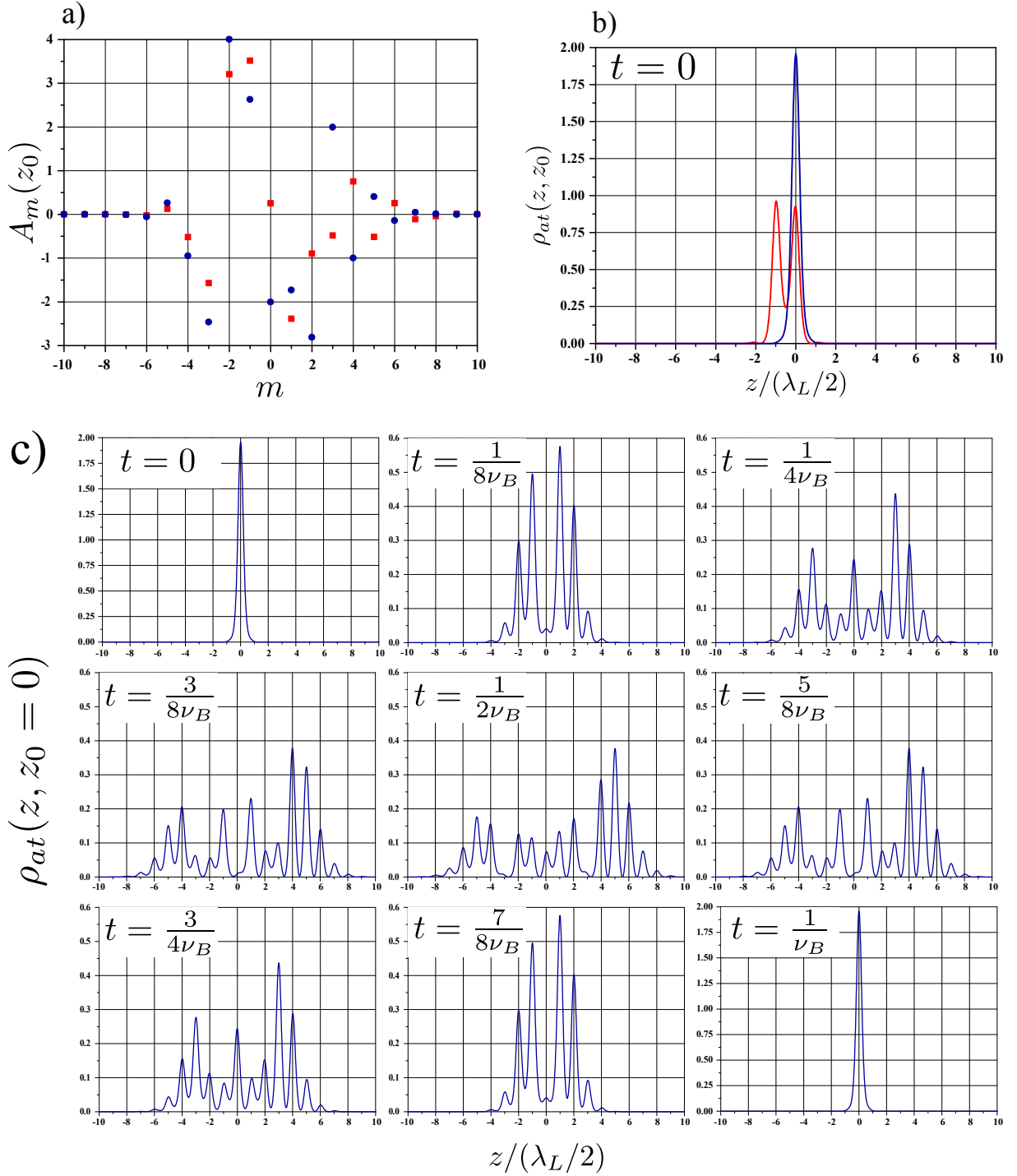


FIGURE V.5 – a) Coefficients de la décomposition du paquet d’onde minimal sur la base des états de Wannier-Stark de la bande fondamentale pour $z_0 = 0$ (bleu) et $z_0 = -\lambda_L/4$ (rouge). b) Densité de probabilité dans le réseau d’un atome centré initialement sur un puits du réseau ($z_0 = 0$ bleu) ou sur un ventre du réseau ($z_0 = -\lambda_L/4$ rouge) juste après le chargement à $t = 0$. Calculs pour $U_L = 3.1E_r$ et une température de 280 nK. c) Evolution en fonction du temps (pendant une période de Bloch) de la densité de probabilité d’un atome initialement centré sur un puits du réseau. Après une demi-période de Bloch, la distribution atomique s’étale sur une vingtaine de puits. Après une oscillation de Bloch complète, on retrouve une distribution similaire à celle de $t = 0$.

et est représentée sur la figure (V.5.b) dans le cas où l'atome est initialement centré ou sur un ventre du réseau (en rouge) ou sur un puits (en bleu). A $t = 0$, la densité de probabilité est localisée sur seulement un ou deux puits. En revanche, après un temps t d'évolution dans le réseau, celle-ci s'étale sur plusieurs puits jusqu'à occuper une vingtaine de puits à une demi-période de Bloch $t = 1/2\nu_B$, avant de retrouver sa forme initiale $t = 1/\nu_B$ (voir figure (V.5.c)). Il s'agit là de la représentation dans l'espace réel des oscillations de Bloch. Cette évolution étant rapide ($T_B \sim 2$ ms) devant les phénomènes de collisions ou de déphasage en général, il est raisonnable de travailler avec une distribution moyenne intégrée sur une période de Bloch :

$$\bar{\rho}_{at}(z, z_0) = \int_0^{T_B} \rho_{at}(z, z_0, t) dt \quad (\text{V.21})$$

$$= \int_0^{T_B} \left| \sum_m A_m(z_0) W S_m(z) e^{2i\pi m \nu_B t} \right|^2 \quad (\text{V.22})$$

$$= \sum_m |A_m(z_0)|^2 |W S_m(z)|^2 \quad (\text{V.23})$$

La distribution atomique totale s'obtient alors en intégrant sur z_0 l'équation (V.23) pondérée par la distribution atomique du nuage :

$$\rho(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} e^{-\frac{(z_0-z)^2}{2\sigma_z^2}} \bar{\rho}_{at}(z, z_0) dz_0 \quad (\text{V.24})$$

où σ_z est la taille du nuage en z .

V.2.3 Non-homogénéité du déplacement collisionnel différentiel

D'après l'équation (V.8), le déplacement collisionnel différentiel dépend de la position $\mathbf{r}$. Il est donc non-homogène sur l'ensemble du nuage. En procédant de façon similaire à la section (IV.3), le vecteur de Bloch total s'écrit dans le cas statique :

$$\mathbf{u}_{tot}(T_R) = 2\pi \int e^{i\Delta(r,z)T_R} \rho(r) \rho(z) r dr dz \quad (\text{V.25})$$

où $\Delta(r, z) = \delta^{AC1}(r) + 2\pi\delta\nu_{\Delta m}(r, z)$ le champ magnétique effectif total et $\delta^{AC1}(r)$ est le déplacement lumineux différentiel exact (hors approximation harmonique) et donné par l'équation (IV.53).

Le contraste, défini comme la norme du vecteur de Bloch, est calculé numériquement dans le cas où la distribution $\rho(z)$ est donnée par l'équation (V.24). La figure (V.6) montre deux distributions atomiques longitudinales séparées de 4 puits du réseau. Elle représente en réalité la distribution en densité des états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ pendant l'évolution libre de l'interféromètre RR4. On remarque que pour chacun des puits du réseau, le rapport des populations n_1 et n_2 est différent. Le déplacement collisionnel est donc différent d'un puits à l'autre et son inhomogénéité augmente avec la séparation Δm . L'amortissement du contraste dû aux inhomogénéités de champ moyen est donc plus fort pour des séparations spatiales plus grandes. Ceci pourrait expliquer les résultats obtenus en section (V.1).

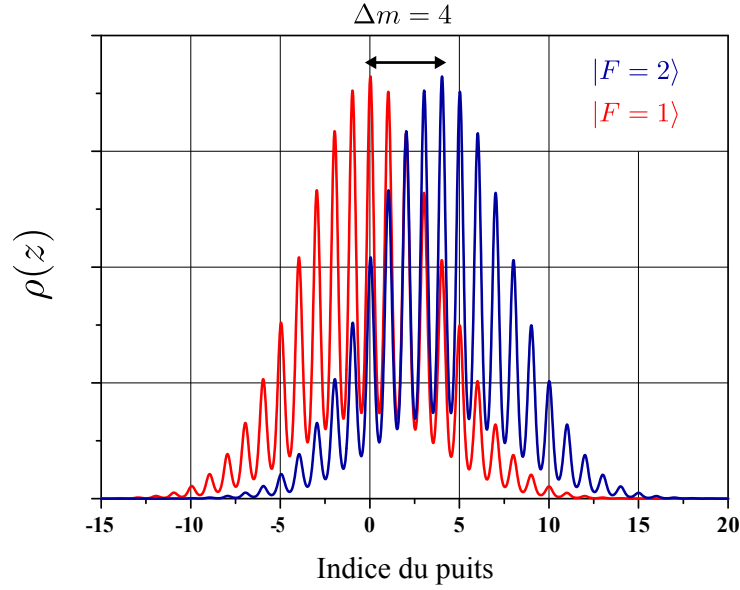


FIGURE V.6 – Distribution atomique longitudinale pendant l'évolution libre d'un interféromètre de Ramsey-Raman pour lequel $\Delta m = 4$. Par souci de lisibilité, la largeur de la distribution $\sigma_z = 1 \mu\text{m}$ est choisie plus petite qu'elle ne l'est en réalité (voir (IV.2.2)). Le rapport des populations de $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ dépend de l'indice du puits. Comme $a_{11} \neq a_{22} \neq a_{12}$, le déplacement collisionnel est donc différent d'un puits à l'autre. Cette inhomogénéité est d'autant plus grande que Δm est grand.

Nous rappelons ici que $\delta^{AC1}(r)$ dépend à la fois de la taille du col du faisceau de confinement transverse $w_{IR} = 90 \mu\text{m}$, et de l'intensité lumineuse $P_{IR} = 145 \text{ mW}$. En choisissant ces deux paramètres conformes à notre expérience⁴, nous calculons $\|\mathbf{u}_{tot}\|$ pour différents jeux de densités atomiques moyennes. La figure (V.7) compare les résultats théoriques ainsi obtenus aux résultats expérimentaux.

La courbe bleue de la figure de gauche correspond au cas sans interactions où seul le déplacement lumineux différentiel est responsable de l'amortissement du contraste. Elle ne rend pas compte de l'allure des courbes expérimentales (carrés noirs et points rouges). Il est donc nécessaire de considérer le déphasage non-homogène induit par le champ moyen. Les courbes noire et rouge, calculées sans paramètres ajustables et pour chacune des deux densités de l'expérience, reproduisent assez bien le comportement du contraste de l'interféromètre RR1. En revanche, dans le cas de l'interféromètre RR4, le contraste théorique sous-estime systématiquement le contraste mesuré expérimentalement. Ce résultat semble indiquer que notre modèle théorique ne capture pas toute la physique du problème.

Il se pourrait que l'effet de rotation des spins identiques ne soit pas complètement négligeable et qu'il soit responsable ici aussi d'une resynchronisation des spins. En effet, comme nous l'avons vu précédemment figure (V.5.c), un atome piégé dans le réseau effectue des oscillations de Bloch sur une distance plus grande que la séparation des bras de l'interféromètre. Ainsi le recouvrement de deux états espacés de Δm puits n'est pas nul. Pour $U_L = 3.1E_r$ et pour une transition de

4. Nous rappelons que dans l'approximation harmonique, l'influence du déplacement lumineux différentiel est bien décrite par son inhomogénéité caractéristique Δ_0^{AC1} qui ne dépend que de la température radiale. Pour $T_r = 280 \text{ nK}$, on avait $\Delta_0^{AC1}/2\pi = 0.17 \text{ Hz}$. Ici, la température intervient dans notre calcul numérique via la taille radiale du nuage.

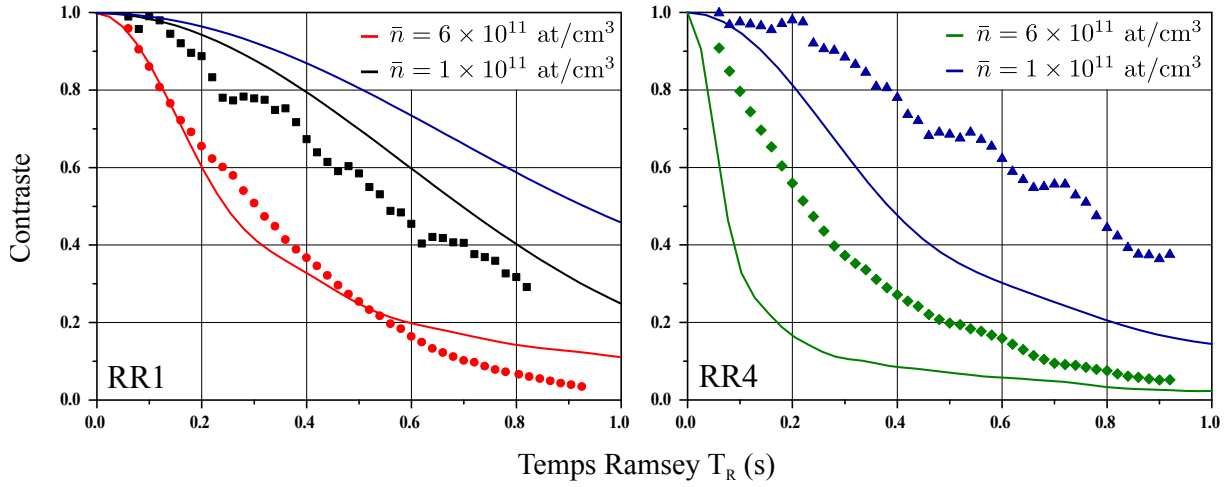


FIGURE V.7 – Evolution du contraste des interféromètres RR1 (à gauche) et RR4 (à droite) pour deux densités atomiques différentes d'environ $\bar{n} = 1$ et 6×10^{11} at/cm³. Les courbes lisses correspondent à notre modèle théorique sans paramètres ajustables. Le contraste est calculé à partir de l'équation (V.25) pour $w_{IR} = 90$ μm, $P_{IR} = 145$ mW, $\bar{n} = 1$ et 6×10^{11} at/cm³.

$\Delta m = 4$, ce recouvrement est de $1/2$. On s'attend *naïvement* à ce que l'ISRE soit donc seulement deux fois plus faible que dans le cas d'un interféromètre sans séparations spatiales. D'un autre côté, le recouvrement de deux états de Wannier-Stark séparés d'un seul puits est de 0.7. On s'attendrait donc à ce que notre modèle théorique de champ moyen sous-estime encore plus le contraste de l'interféromètre RR1 que celui de l'interféromètre RR4, ce qui n'est pas le cas.

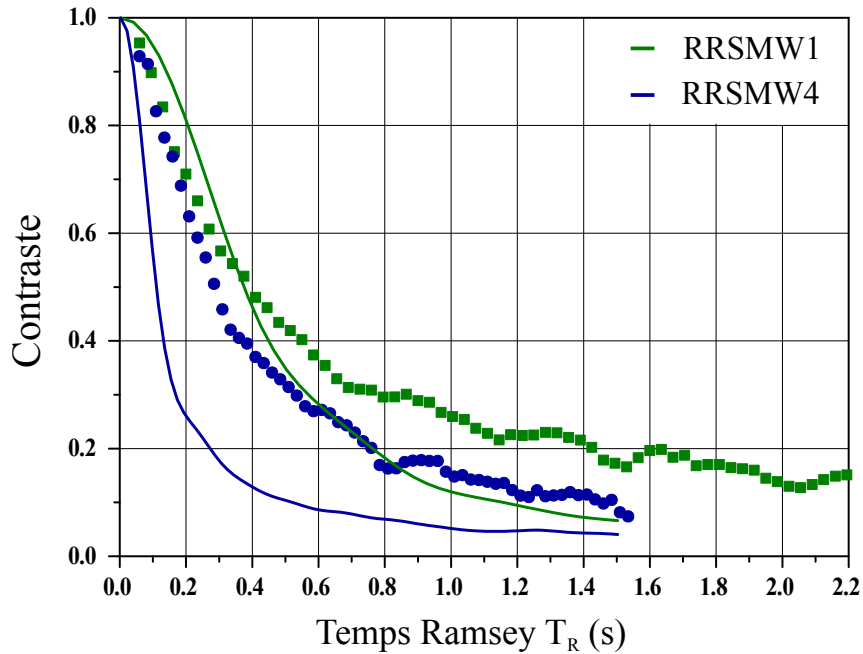


FIGURE V.8 – Evolution du contraste des interféromètres RRSMW1 (en vert) et RRSMW4 (en bleu) pour une densité atomique d'environ $\bar{n} = 4 \times 10^{11}$ at/cm³. Les courbes correspondent à notre modèle théorique sans paramètres ajustables. Le contraste est calculé à partir de l'équation (V.25) pour $w_{IR} = 90$ μm, $P_{IR} = 145$ mW, et $\bar{n} = 4 \times 10^{11}$ at/cm³.

Enfin nous pouvons aussi comparer notre modèle théorique avec le comportement de nos interféromètres RRSMW. La figure (V.8) représente l'évolution du contraste de ce type d'interféromètres pour une densité atomique moyenne de $\bar{n} = 4 \times 10^{11} \text{ at/cm}^3$ et une transition $\Delta m = 1$ (en vert) et $\Delta m = 4$ (en bleu). Sur la même figure sont représentés les résultats de notre calcul. Pour chacun de ces deux interféromètres, ce dernier sous-estime systématiquement le contraste expérimental. Pourtant, nous rappelons ici que notre calcul ne prend en compte que les non-homogénéités de déplacements lumineux différentiels et de champ moyen. Il prédit notamment, dans le cas d'un interféromètre RRSMW, un amortissement nul lorsque $\bar{n} = 0$. Or, ce n'est pas ce que nous observons expérimentalement. Ajouter dans notre modèle une contribution supplémentaire à l'amortissement du contraste induirait donc un désaccord encore plus flagrant avec nos courbes expérimentales. Ces résultats semblent indiquer que le phénomène d'auto-synchronisation des spins n'est peut-être pas négligeable.

V.3 Déplacement collisionnel de la fréquence de Bloch

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié l'impact du phénomène d'auto-synchronisation des spins sur la fréquence mesurée et montré qu'il était à l'origine de l'existence d'une densité magique. L'objectif de cette partie est de voir s'il est possible d'observer le même phénomène sur la mesure de la fréquence de Bloch et dans le cas contraire, de comparer nos mesures de déplacement collisionnel à notre modèle théorique présenté plus haut pour lequel $\omega_{ex} = 0$.

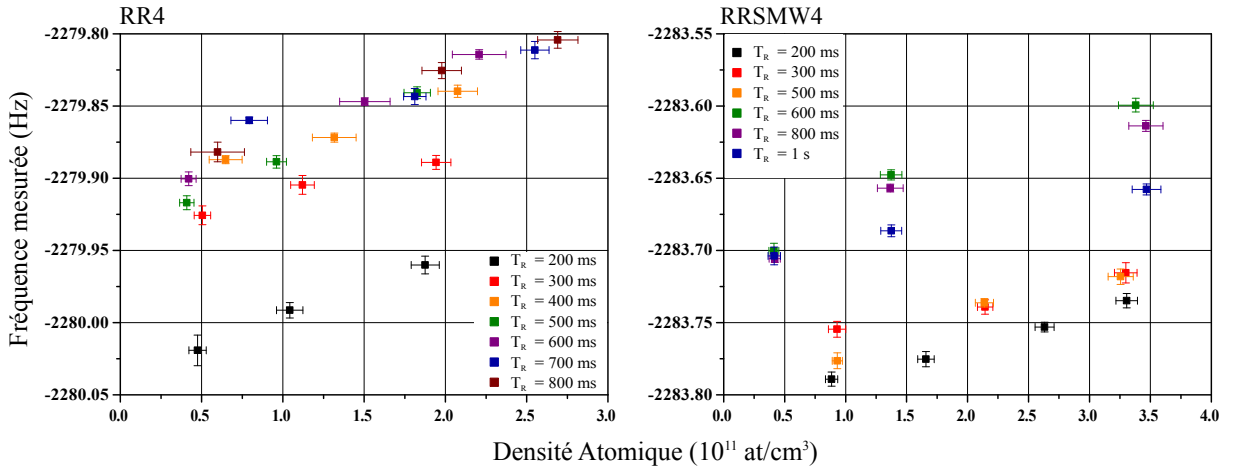


FIGURE V.9 – Fréquence de Bloch mesurée en fonction de $\bar{n}$ pour différent temps d'évolution libre T_R . A gauche pour un interféromètre Ramsey-Raman standard. A droite pour un interféromètre Ramsey-Raman symétrique micro-onde. Ici $\Delta m = -4$.

V.3.1 Influence de la densité

Pour commencer nous avons donc mesuré la fréquence de Bloch à l'aide des interféromètres RR4 et RRSMW4 pour différentes densités atomiques $\bar{n}$ et pour différent temps d'évolution libre T_R . Les mesures de ν_B ainsi obtenues sont présentées sur la figure (V.9). Pour chacun des deux interféromètres, le déplacement collisionnel ne semble pas dépendre du temps d'évolution libre.

Il reste linéaire en fonction de la densité pour chacun des temps T_R . On n'observe donc pas de densité magique.

Remarque : Pour ces jeux de données, l'évolution de la fréquence de Bloch extrapolée à $\bar{n} = 0$ en fonction de T_R ne peut pas être interprétée facilement. En effet ces mesures sont biaisées par des effets de déplacements lumineux différentiels à 1 et 2 photons des lasers Raman (voir section (III.2)) que nous n'avons pas corrigé ici. Ces effets se traduisent par un décalage en fréquence indépendant de $\bar{n}$, mais qui dépend du rapport τ_R/T_R .

Le déplacement collisionnel, qui est extrait de l'ajustement linéaire des données précédentes, est représenté figure (V.10) en fonction de T_R . Chose étonnante, pour chacun des interféromètres RR4 et RRSMW4, le déplacement collisionnel est positif. Or, on s'attend à ce qu'il soit négatif dans le cas de l'interféromètre Ramsey-Raman standard, et nul dans le cas de l'interféromètre symétrique (voir équations (V.9) et (V.11) pour $\cos(\theta_1) = 0$). En fait, pour les interféromètres RR, on s'attend à ce qu'il soit le même que celui mesuré pour un interféromètre sans séparation spatiale : $-0.049 \text{ Hz}/(10^{11} \text{ at}/\text{cm}^3)$, c'est à dire de signe opposé ! Cette différence de comportement avec notre prédiction théorique peut s'expliquer si l'aire de la première impulsion $\cos(\theta_1)$ n'est pas nulle (voir équations (V.9) et (V.11)).

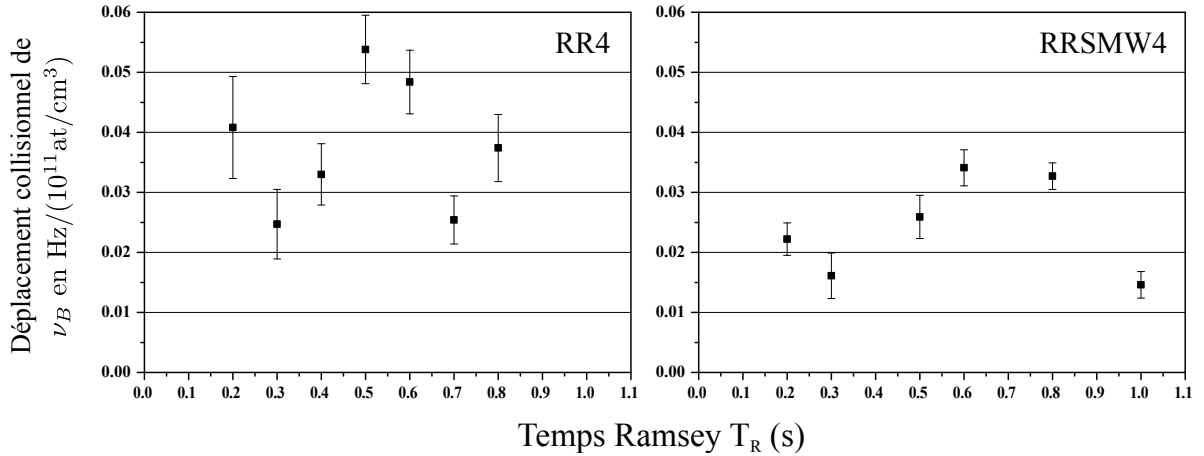


FIGURE V.10 – Déplacement collisionnel d'un interféromètre Ramsey-Raman standard (à gauche) et Ramsey-Raman symétrique micro-onde (à droite) en fonction du temps d'évolution libre et pour une transition $\Delta m = -4$.

V.3.2 Influence de la polarisation

Il semble alors intéressant d'étudier plus en détail l'influence de $\cos(\theta_1)$, ou plutôt de la polarisation $((n_2 - n_1)/n)$, sur nos mesures de fréquences. La figure (V.11) montre les résultats que nous avons obtenus pour deux densités atomiques différentes de $\bar{n} = 1$ et $2.5 \times 10^{11} \text{ at}/\text{cm}^3$. Pour chacune de ces mesures, nous avons varié θ_1 et θ_2 tels que $\theta_1 = \theta_2 = \theta$. Aujourd'hui nous savons qu'il est plus judicieux de varier l'un indépendamment de l'autre. Tout d'abord, lorsque θ_1 varie, garder $\theta_2 = \pi/2$ permet de maximiser le contraste de l'interféromètre. Ensuite, comme nous le verrons plus tard, chacune des deux impulsions peut jouer un rôle très différent dans la mesure de la fréquence moyenne d'un échantillon atomique.

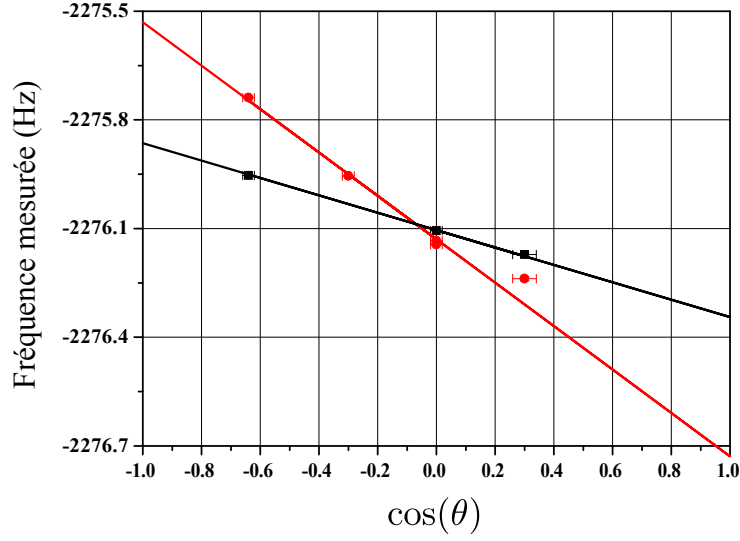


FIGURE V.11 – Fréquence mesurée à l’aide d’un interféromètre RR4 en fonction de l’aire des impulsions Raman $\cos(\theta_1) = \cos(\theta_2)$ pour deux densités atomiques différentes. En noir : $\bar{n} = 1 \times 10^{11}$ at/cm³. En rouge $\bar{n} = 2.5 \times 10^{11}$ at/cm³.

Les mesures présentées ici ont été réalisées après avoir initialement polarisé l’échantillon atomique dans l’état $|F = 2, m_F = 0\rangle$. Afin de pouvoir comparer facilement nos résultats avec la littérature, nous avons ici effectué la transformation $\cos(\theta_{F=2}) \rightarrow 1 - \cos(\theta_{F=1})$ et représenté nos données en fonction de $\cos(\theta_{F=1})$. Ceci explique notamment l’asymétrie des valeurs de $\cos(\theta) \in [-0.7, 0.3]$. En effet, l’efficacité des impulsions Raman n’étant que de 80%, il est difficilement possible d’explorer des régions pour lesquelles $\cos(\theta) \approx 1$.

La fréquence mesurée dépend linéairement de $\cos(\theta)$. Les coefficients directeurs des droites noire et rouge sont de $-0.24(\pm 0.01)$ et $-0.60(\pm 0.02)$ Hz/cos(θ). Comme attendu, le rapport de ces coefficients est égal au rapport des densités. Les déplacements en fréquence observés étant de l’ordre de plusieurs centaines de mHz, une erreur sur θ induit un biais important sur la fréquence mesurée. Ceci expliquerait notamment les valeurs des déplacements collisionnels mesurés figure (V.10). En effet, pour une efficacité Rabi de 80%, une impulsion- $\pi/2$ transfère 40% des atomes et équivaut à $\cos(\theta) = -0.2$, soit à un biais d’environ +40 mHz par rapport à une mesure où $\cos(\theta) = 0$.

V.3.3 Influence de la séparation

Les mesures précédentes réalisées sur la transition $\Delta m = 4$ montrent que la fréquence mesurée décroît avec l’aire de l’impulsion $\cos(\theta)$. Or, dans le cas où $\Delta m = 0$, nous savons que la fréquence mesurée est une fonction croissante de $\cos(\theta)$ (voir équation (V.4)). Comme discuté précédemment, il est donc possible d’observer une inversion de pente $\langle \delta_{\nu_{\Delta m}} \rangle$ en fonction de $\cos(\theta_1)$ (voir équation (V.14)). C’est pourquoi nous avons choisi de mesurer le déplacement collisionnel en fonction de $\cos(\theta)$ pour d’autres transitions Δm . Toujours d’après l’équation (V.14) on s’attend à ce que le biais induit par l’aire de l’impulsion $\cos(\theta)$ dépende de la séparation Δm de façon exponentielle. Les résultats obtenus pour des transitions de $\Delta m = 0, 1, 4$ sont représentés sur la figure (V.12).

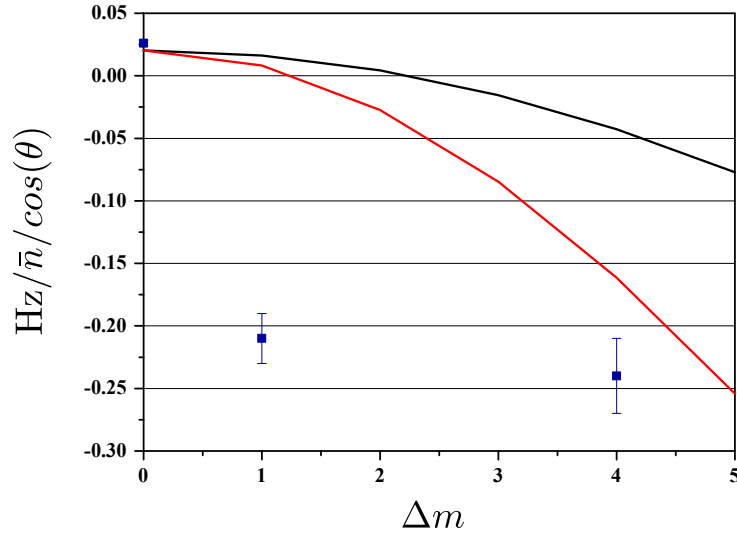


FIGURE V.12 – Déplacement collisionnel $/\cos(\theta)$ en fonction de la séparation de l'interféromètre et estimations théoriques à partir de l'équation (V.14) pour $\sigma_z = 2.6 \mu\text{m}$ (courbe noire) et $\sigma_z = 1.5 \mu\text{m}$ (courbe rouge).

Les courbes rouge et noire correspondent à l'application numérique de l'équation (V.14) pour deux tailles de nuage différentes $\sigma_z = 1.5$ et $2.6 \mu\text{m}$. Le comportement des données expérimentales est très différent de celui attendu. En effet, les résultats obtenus pour des transitions de 1 ou 4 puits sont assez similaires, ce qui est incompatible avec la dépendance exponentielle prédite par la théorie de champ moyen.

V.3.4 Le retour du mystérieux facteur 2

Les déplacements collisionnels mesurés pour une transition de 1 puits sont nettement plus importants que ceux prédits par la théorie de champ moyen. Tout porte à croire que le terme :

$$2a_{12} \frac{\langle \rho \star \rho \rangle_{\Delta m \frac{\lambda}{2}}}{\langle \rho^2 \rangle} = \alpha_{12}^{\Delta m} \times a_{12} \quad (\text{V.26})$$

de l'équation (V.9) est bien plus petit que nous ne le calculons et ceci quelque soit la séparation $\Delta m \neq 0$. Ce résultat surprenant est susceptible de rappeler à certains la controverse du facteur 2 et l'article publié à ce sujet par l'équipe de E. Cornell en 2002 [155]. En effet, supposons $\Delta m = 0$. Le facteur α_{12}^0 de l'équation (V.26) provient alors uniquement de la statistique quantique. Il était supposé valoir 2 pour une superposition cohérente des populations $|F = 2\rangle$ et $|F = 1\rangle$ et 1 pour une superposition incohérente. L'idée de Harber & al était de mesurer la décohérence de leur échantillon atomique en fonction T_R en même temps sur l'évolution du contraste d'un interféromètre Ramsey et sur la dérive de la fréquence mesurée, lorsque α_{12}^0 évolue de 2 vers 1. Par surprise, si les résultats de cette expérience ont effectivement montré un amortissement du contraste en fonction de T_R , celui-ci n'était pas accompagné d'une dérive de la fréquence mesurée. Les résultats ont donc été exposés à ICAP en 2002 dans une présentation intitulée [156] :

« The Mystery of the Ramsey Fringe that Didn't Chirp »

L'erreur de raisonnement consiste à vouloir considérer que la fréquence de précession des spins provient directement de la différence en énergies des états $|F = 2\rangle$ et $|F = 1\rangle$. Ceci est vrai pour un système à deux niveaux *isolé* mais pas pour un ensemble de systèmes en interaction. La résolution de l'équation cinétique de Boltzmann pour la densité de spin, présentée au chapitre (IV), montre en effet que le facteur 2 reste inchangé quelque soit la valeur des termes de cohérences m_u et m_v (voir équation (IV.40)).

Une autre explication a été fournie par Kurt Gibble en 2009 à l'aide d'un modèle à deux atomes [157]. Les interactions y sont étudiées dans la base des états triplet $|d\rangle, |u\rangle, |t\rangle$ et singulet $|s\rangle$. Dans cette base, la décohérence d'un échantillon atomique est décrite comme une précession entre les états $|s\rangle$ et $|t\rangle$, et le facteur α_{12}^0 vaut toujours 2. Ce modèle est très efficace pour discuter et calculer les déplacements collisionnels observés dans des échantillons atomiques *homogènes* pour lesquels la physique à N atomes est correctement décrite par celle à 2 atomes. Il a permis notamment d'expliquer d'autres résultats comme l'existence inattendue de déplacements collisionnels dans un gaz de fermions ultra-froids observés dans l'expérience de G. K. Campbell [158] ou encore de rendre compte de l'effet de l'auto-synchronisation des spins sur les mesures de fréquences réalisées par l'équipe de Peter Rosenbusch au SYRTE [159].

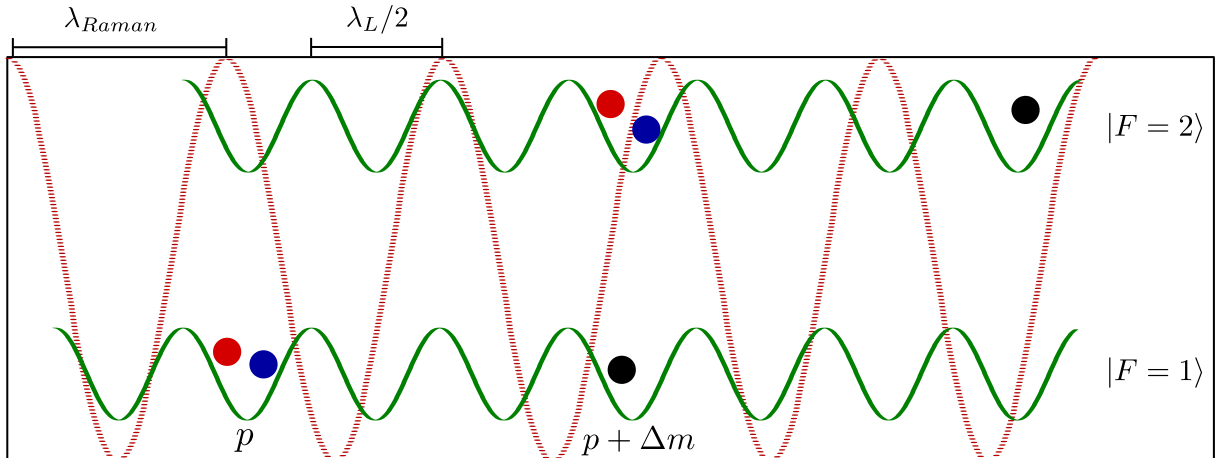


FIGURE V.13 – Illustration du modèle à deux atomes appliqué au cas de notre expérience. La courbe verte continue représente le réseau optique. La courbe rouge discontinue représente le réseau Raman. Deux paires d'atomes différentes sont à considérer. L'une pour laquelle les atomes sont initialement dans le même puits (paire rouge-bleu), l'autre pour laquelle les atomes sont initialement dans deux puits espacés de Δm (paire bleu-noir).

Si dans le cas de l'expérience de G. K. Campbell (une horloge à Strontium fermionique dans un réseau optique), les auteurs ont observé l'existence de déplacements collisionnels inattendus⁵, c'est parce que l'amplitude du champ exciteur n'est pas homogène sur l'ensemble de l'échantillon atomique. Dans le modèle à deux atomes, un champ exciteur non-homogène peuple l'état singulet $|s\rangle$. Or cet état étant anti-symétrique, il est susceptible d'interagir via des collisions en ondes s . Dans le cas de l'expérience TACC du SYRTE, la non-homogénéité du champ exciteur

5. Pour des températures ultra-froides, nous avons montré au chapitre (IV) que seules les collisions en ondes s sont susceptibles d'exister. Considérons maintenant un gaz de fermions polarisé dans un état $|1\rangle$ ou $|2\rangle$, ou dans une superposition de ces deux états. Chaque paire d'atomes est décrite à l'aide d'une superposition des états triplets. Ces états étant symétriques, leur fonction d'onde orbitale se doit donc d'être anti-symétrique. Aucune collisions en onde s peut donc exister. Par conséquent une horloge utilisant des fermions est en principe immunisée des interactions.

était elle aussi responsable de nouveaux biais sur les mesures de la fréquence d'horloge. Les auteurs ont notamment observé une dépendance de la fréquence mesurée en fonction de l'aire de la deuxième impulsion $\cos(\theta_2)$ [159].

Finalement, de tels phénomènes sont aussi envisageables dans le cas de notre expérience. En effet, dans le cas d'une transition $\Delta m \neq 0$, nous observons un amortissement non négligeable des franges de Rabi qui témoigne donc de la non-homogénéité de nos impulsions Raman. De plus, deux atomes, selon les puits du réseau optique qu'ils occupent, sont aussi soumis à des phases différentes des lasers Raman (voir figure (V.13)). En effet, le réseau Raman et le réseau optique ayant des pas différents, la phase Raman vue par un atome d'un puits p est différente de celle vu par un atome d'un puits $p + \Delta m$ d'une quantité $\Delta\Phi = k_{eff}\Delta m\lambda_L/2 = 2\pi\Delta m\lambda_L/\lambda_{Raman}$. Cette non-homogénéité de phase, couplée aux interactions atomiques, est en réalité elle aussi responsable de nouveaux biais sur la mesure de la fréquence de Bloch. Dans cette vision à deux atomes, deux paires sont alors à considérer pour lesquelles et la différence de phase $\Delta\Phi$ et les interactions interviennent de manières différentes. La paire rouge-bleu de la figure (V.13) interagit via des collisions caractérisées dans le puits p par la longueur de diffusion a_{11} et dans le puits $p+\Delta m$ par a_{22} . La paire bleu-noir de la figure (V.13) interagit quant à elle, uniquement dans le puits $p+\Delta m$ et fait intervenir la longueur caractéristique de diffusion a_{12} . Si aujourd'hui, nous ne savons pas qui d'une non-homogénéité de phase ou d'amplitude prédomine, c'est néanmoins les pistes que nous sommes en train d'étudier.

V.4 Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre final témoignent à la fois de la complexité des effets d'interactions atomiques dans le régime de collision quantique, et de leur importance vis à vis de la mesure de fréquences par interférométrie atomique. En effet, nous avons montré que les collisions atomiques étaient responsables d'une diminution du contraste de nos interféromètres à séparations spatiales, mais aussi de biais importants sur la mesure de la fréquence de Bloch. Le projet ForCa-G a pour objectif de mesurer des différences de fréquences de l'ordre 10^{-4} Hz. Les biais observés peuvent donc représenter un véritable obstacle à la mesure de forces à courtes distances.

Cependant, les effets de champ moyen sont des effets d'horloges dans le sens où ils déplacent les niveaux de la transition hyperfine. Ils décalent ainsi tout le spectre de l'échelle de *Wannier-Stark* de la même quantité. Il est donc possible de s'affranchir de ces effets systématiques en réalisant nos mesures sur des transitions $\pm\Delta m$. Afin de confirmer cette hypothèse, nous avons mesuré ν_B pour deux densités atomiques différentes à l'aide du protocole de mesure détaillé en section (III.1.3). La figure (V.14) montre les résultats que nous avons obtenus pour des densités de 2.9 et 0.9×10^{11} at/cm³. La différence de ν_B mesurée pour ces deux densités atomiques est de $\delta\nu = -0.2 \pm 0.3$ mHz. Ce résultat confirme qu'il est possible de se débarrasser du biais sur la mesure de ν_B associé aux effets de champ moyen. Toutefois, les fluctuations coup à coup du nombre d'atomes, induisent des fluctuations du déplacement collisionnel qui ne peuvent pas être rejetées par l'intégrateur et limitent donc la sensibilité court terme de notre capteur de forces. De plus les contrastes de ces interféromètres étant deux à trois fois plus faibles en milieu dense qu'en milieu dilué, ils contribuent eux aussi à une perte de la sensibilité court terme vis à vis des résultats présentés au chapitre (III). Aujourd'hui une étude de la sensibilité en régime dense reste à faire.

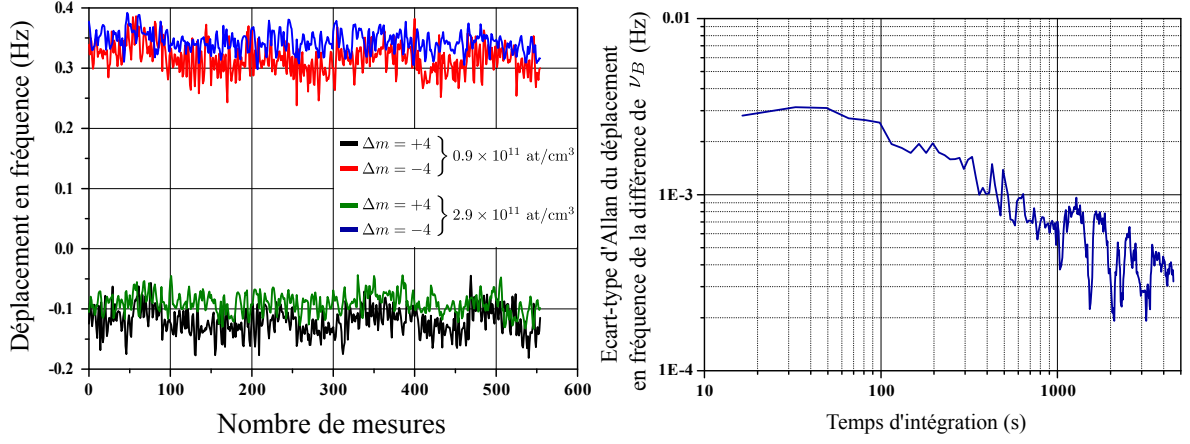


FIGURE V.14 – A gauche : Déplacement de la fréquence de Bloch en fonction du numéro de la mesure pour un interféromètre Ramsey-Raman symétrique micro-onde pour des transitions $\Delta m = \pm 4$ et pour deux densités différentes : $\bar{n} = 2.9$ et 0.9×10^{11} at/cm³. Le temps d'évolution libre est de $T_R = 1$ s. A droite : Ecart-type d'Allan du déplacement en fréquence de la différence des mesures de ν_B pour les deux densités atomiques.

Finalement, les effets de collisions quantiques constituent un sujet très riche qui fait aujourd'hui l'objet de nombreuses études aussi bien théoriques que expérimentales. Cependant, la majorité des recherches s'est portée jusqu'à présent sur la compréhension des phénomènes d'indiscernabilité et d'interrogation Ramsey dans le cas où les paquets d'ondes d'une même superposition d'états se recouvraient totalement. Notre expérience permet de contrôler la séparation des deux paquets d'ondes d'un interféromètre et offre donc de nouvelles perspectives quant à l'étude des effets d'indiscernabilité lors de collisions quantiques.

CHAPITRE VI

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Le travail présenté dans ce manuscrit a été réalisé dans le cadre du projet ForCa-G, dont l'objectif est la mesure de forces à faibles distances par interférométrie atomique. Il s'inscrit dans la continuité des travaux de thèse de Bruno Pelle et d'Adèle Hilico qui ont participé à la construction des deux premières versions de l'expérience et aussi validé notre protocole de mesure, dans un régime dilué où les interactions atomiques étaient négligeables. Durant ces trois années, l'essentiel de mon travail s'est porté à la fois sur l'amélioration des performances de notre capteur de forces dans ce régime dilué, et sur l'étude, dans un régime de fortes densités, de l'influence des phénomènes d'interactions atomiques.

Pour de faibles densités atomiques de l'ordre de 10^9 at/cm³, l'identification et la caractérisation des différentes sources de bruits nous a permis de fortement améliorer la sensibilité de notre capteur de force qui, dans sa configuration actuelle (pour laquelle les atomes sont loin de la surface d'intérêt), mesure l'accélération de la pesanteur g . Nous avons notamment démontré une sensibilité court terme sur la mesure de la fréquence de Bloch de 1.8×10^{-6} en relatif qui correspond à une sensibilité sur g à l'état de l'art des gravimètres atomiques piégés. A cette étape, deux améliorations supplémentaires de notre dispositif sont envisageables : la mise en marche des plateformes anti-vibrations soutenant la table optique et l'asservissement du pointé des différents lasers. Cependant, ces premiers résultats dépassant largement les attentes de la proposition initiale du projet ForCa-G, nous avons décidé de ne pas nous attarder sur ce sujet mais plutôt de franchir une nouvelle étape vers la mesure de forces à faibles distances : le refroidissement évaporatif.

La mise en place du système de refroidissement évaporatif et ses diverses améliorations (ou plutôt ré-itérations) ont constitué l'essentiel de mon travail expérimental. En effet, si nous avons rencontré de nombreuses difficultés liées à la puissance conséquente de chacun de nos lasers de piégeage, celui du piège dipolaire croisé était de loin le plus éprouvant. Avec patience et acharnement, il nous a tout de même permis la réalisation de mesures interférométriques à partir d'un échantillon dense d'atomes ultra-froids. Pour des densités atomiques moyennes de l'ordre de $10^{11} - 10^{12}$ at/cm³, nous avons observé un phénomène d'auto-synchronisation des spins et étudié son impact sur l'évolution du contraste et de la fréquence mesurée d'interféromètres de Ramsey en micro-onde, sans séparation spatiale. Nous avons notamment montré qu'il était à l'origine de l'existence d'une densité magique qui serait bénéfique à la stabilité d'une horloge à atomes piégés dans un réseau optique. Enfin, dans le but de caractériser l'impact de l'auto-synchronisation des spins sur nos interféromètres Ramsey-Raman symétriques micro-ondes nous avons choisi d'étudier la compétition entre les mécanismes d'écho et d'auto-synchronisation de spin.

Pour finir, nous nous sommes consacrés à l'étude de nos interféromètres Raman à séparations spatiales pour des densités atomiques moyennes de quelques 10^{11} at/cm³. Si nos résultats ne permettent pas clairement de conclure quant à l'influence du phénomène d'auto-synchronisation des spins sur le contraste de ces interféromètres, nous avons observé des déplacements collisionnels importants qui ne peuvent pas s'expliquer à l'aide d'un modèle simple de champ moyen. A défaut d'avoir un modèle théorique permettant d'expliquer nos résultats, nous avons tout de même présenté, en perspectives de ce chapitre, les quelques pistes que nous pensons étudier. Enfin, sans perdre de vue les objectifs du projet ForCa-G, nous avons montré qu'il était possible de s'affranchir des biais de fréquences liés aux interactions en réalisant nos mesures à la fois sur des transitions $\pm\Delta m$. Au final de telles interactions limiteront la sensibilité de notre capteur de force mais pas son exactitude.

Vers une mesure de forces à courtes distances

Parallèlement aux études réalisées et présentées dans ce manuscrit, nous avons aussi été amenés à travailler sur les différentes étapes qui seront nécessaires plus tard à la mesure de forces à courtes distances.

Le super-réseau

Aujourd'hui, bien que la taille de notre échantillon atomique selon la direction verticale soit seulement de quelques μm , les atomes peuplent tout de même plusieurs puits du réseau optique. Or, l'échelle de Wannier-Stark étant symétrique par translation, ceci implique que tous les atomes, quelque soit leur position longitudinale, participent de la même façon à nos interféromètres. Il est donc nécessaire, afin de réaliser des mesures locales de la fréquence de Bloch à l'échelle d'un puits, de lever la dégénérescence des états de Wannier-Stark. Pour ce faire, il est possible de superposer deux réseaux optiques de longueurs d'ondes différentes afin de créer un super-réseau de super-période $\lambda_{SL} > 10 \mu\text{m}$. Deux solutions techniques ont alors été envisagées. La première était un laser « fait maison » basé sur l'amplification puis le doublage en fréquence d'une diode laser de longueur d'onde 1083 nm. Nous avons montré une efficacité de doublage de 34%, permettant d'obtenir ainsi une puissance lumineuse de 10 W à 541.5 nm [160]. Malheureusement, dû certainement à un choc thermique, le cristal de doublage s'est brisé durant le processus d'optimisation de la puissance convertie. La deuxième solution était un laser commercial de chez AzurLight Systems (ALS) de longueur d'onde 515 nm et de puissance maximale 10 W. Dû à des effets thermiques dans la fenêtre de sortie du laser, son mode spatial s'est avéré ne pas être gaussien mais de type Laguerre-Gauss (0,1) - soit en forme de « doughnut » - rendant ainsi impossible la création d'un super-réseau. Aujourd'hui, le laser a été réparé et nous comptons bientôt superposer les deux réseaux optiques.

L'ascenseur de Bloch

Comme nous l'avons discuté en introduction, une des principales sources d'erreurs systématiques affectant la mesure de forces à courtes distances, provient de la contamination de la surface d'intérêt par adsorption d'atomes. En effet, ces derniers se comportant comme des dipôles électriques, génèrent des forces parasites au voisinage de la surface. Ainsi, dans le but de limiter les risques de pollution de notre miroir de rétro-réflexion (une fois qu'il sera placé sous vide), nous avons choisi de préparer l'échantillon atomique loin de la surface puis de le transporter à proximité de celle-ci à l'aide d'un réseau optique accéléré, appelé plus communément

un « ascenseur de Bloch ». Le banc optique dédié à celui-ci fut initialement conçu par Gunnar Tackmann [125]. Le dispositif laser est semblable à celui utilisé pour notre laser refroidisseur. Une diode laser de 780 nm est placée en cavité étendue puis amplifiée à l'aide d'un amplificateur optique évasé. On obtient ainsi en sortie d'isolateur optique une puissance totale d'environ 850 mW qui est ensuite répartie entre les deux faisceaux laser constituant le réseau optique. Afin d'accélérer le réseau, la fréquence de chacun des deux faisceaux est contrôlée à l'aide d'un AOM utilisé dans une configuration en double passage. Après optimisation de l'efficacité de diffraction et de l'injection des fibres, nous obtenons environ 90 mW au niveau des atomes. Nos premiers résultats concernant le transport des atomes sont encourageants. Nous avons démontré une efficacité de 80% pour un transport de 5 cm (limité par la hauteur de l'enceinte à vide) et un temps d'accélération de 3 ms [161].

La chambre de science

Enfin, l'étape ultime attendue par tous est l'installation du miroir, ou plutôt *des* miroirs de rétro-réflexion à l'intérieur de l'enceinte à vide. En effet, nous prévoyons d'y placer au moins deux miroirs de deux substrats différents (silice fondue et BK7) qui pourront être déplacés sous vide à l'aide d'un manipulateur spécialement conçu à cet effet. Pour pouvoir contrôler et jouer sur la température des miroirs les supports de miroirs ont été réalisés en céramique. Enfin, quelques dispositions supplémentaires ont été prises afin d'adresser le problème d'adsorption d'atomes sur la surface des miroirs. Tout d'abord, de façon similaire à l'expérience de E. Cornell (voir (I)), des électrodes permettront d'appliquer des champs électriques au niveau des miroirs afin de cartographier les forces parasites induites par les atomes adsorbés. Il est aussi prévu d'essayer de les désorber par flash ultraviolet. Toutes ces fonctions supplémentaires ont impliqué la réalisation d'une nouvelle enceinte à vide, appelée chambre de science, qui sera superposée à l'enceinte actuelle. Une vanne située entre les deux enceintes permettra plus tard d'ouvrir la chambre de science (par exemple pour changer les miroirs), indépendamment de l'enceinte principale. La nouvelle chambre de science, le manipulateur et les électrodes sont actuellement sous vide et pourront bientôt être installés sur l'expérience ForCa-G.

ANNEXE A

GRANDEURS PHYSIQUES UTILES

Grandeur	Symbole	Valeur	Unité
Célérité de la lumière	c	$2,997\,924\,58 \times 10^8$ (exact)	m/s
Perméabilité du vide	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$ (exact)	N/A^2
Permittivité du vide	ϵ_0	$\mu_0 c^2$ (exact)	F/m
Constante de Planck	h	$6,626\,068\,96(33) \times 10^{-34}$	$J.s$
Charge élémentaire	e	$1,602\,176\,487(40) \times 10^{-19}$	C
Magnéton de Bohr	μ_B	$9,274\,009\,15(23) \times 10^{-24}$	J/T
Unité de masse atomique	u	$1,660\,538\,782(83) \times 10^{-27}$	kg
Masse de l'électron	m_e	$9,109\,382\,15(45) \times 10^{-31}$	kg
Constante de Boltzmann	k_B	$1,380\,650\,4(24) \times 10^{-23}$	J/K

TABLE A.0 – Constantes fondamentales [105]

ANNEXE A. GRANDEURS PHYSIQUES UTILES

Grandeur	Symbole	Valeur	Unité
Numéro atomique	Z	37	
Masse atomique	m_{Rb}	86,909 180 520(15) u	kg
	m_{Rb}	$1,443\,160\,60(11) \times 10^{-25}$	kg
Longueur d'onde (raie D2)	λ_{D2}	780,241 209 686(13)	nm
Fréquence (raie D2)	ν_{D2}	384,230 484 468 5(62)	THz
Largeur (raie D2)	Γ_{D2}	$2\pi \times 6,0666(18)$	MHz
Intensité de saturation (raie D2)	$I_{sat_{D2}}$	1,6693 3(35)	$mW.cm^{-3}$
Section efficace d'absorption (raie D2)	$\sigma_{0,D2}^{\parallel}$	$1.937\,795\,291\,814(44) \times 10^{-9}$	cm^2
	$\sigma_{0,D2}^{\pm}$	$2.906\,692\,937\,721(66) \times 10^{-9}$	cm^2
Longueur d'onde (raie D1)	λ_{D1}	794,978 851 156(23)	nm
Fréquence (raie D1)	ν_{D1}	377,107 463 380(11)	THz
Largeur (raie D1)	Γ_{D1}	$2\pi \times 5,7500(56)$	MHz
Intensité de saturation (raie D1)	$I_{sat_{D1}}$	1,4958 4(32)	$mW.cm^{-3}$
Ecart hyperfin $ 5S_{1/2}\rangle$	ω_{HFS}	6,834 682 610 904 29(9)	GHz
Vitesse de recul	v_{rec}	5,9	$mm.s^{-1}$
Effet Zeeman linéaire $ 5S_{1/2}, F=1\rangle$	$\delta\omega/B$	-0,7	$MHz.G^{-1}$
Effet Zeeman linéaire $ 5S_{1/2}, F=2\rangle$	$\delta\omega/B$	0,7	$MHz.G^{-1}$
Effet Zeeman quadratique	$\delta\omega_{HFS}/B^2$	575,15	$Hz.G^{-2}$
Moment dipolaire électrique $\langle J=1/2 \mathbf{D.E} J'=3/2\rangle$	D	$3,584(4) \times 10^{-29}$	$C.m$
Facteur de Landé de spin	g_S	2,002 319 304 362 2(15)	
Facteur de Landé orbital	g_L	0,999 993 69	
Facteur de Landé de la structure fine	$g_J(5^2S_{1/2})$	2,002 331 13(20)	
	$g_J(5^2P_{1/2})$	0,666	
	$g_J(5^2P_{3/2})$	1,3362(13)	
Facteur de Landé nucléaire	g_I	-0,000 995 141 4(10)	
Facteur de Landé de la structure hyperfine	$g_F(F=1)$	-1/2	
	$g_F(F=2)$	1/2	

TABLE A.0 – Grandeurs physiques relatives à l'atome de ^{87}Rb [105]

Grandeur	Symbole	Valeur	Unité
Rayon de Bohr	a_0	$0.529\,177\,208\,3 \times 10^{-10}$	m
Longueurs de diffusions			
$ 5S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$	a_{11}	$101.284\, a_0$	m
$ 5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$	a_{22}	$94.946\, a_0$	m
	a_{12}	$99.427\, a_0$	m
Déplacements collisionnels	$2\hbar/m_{Rb} \times$		
Δa	$a_{22} - a_{11}$	-0.49017	$\text{Hz}/(10^{12}\text{at}/\text{cm}^3)$
δa	$2a_{12} - a_{22} - a_{11}$	$+0.20294$	$\text{Hz}/(10^{12}\text{at}/\text{cm}^3)$
$\bar{a}$	$(a_{22} + a_{11})/2$	$+7.5880$	$\text{Hz}/(10^{12}\text{at}/\text{cm}^3)$

TABLE A.0 – Longueurs caractéristiques de diffusions de l'atome de ^{87}Rb [146]

ANNEXE B

TABLE OPTIQUE RAMAN

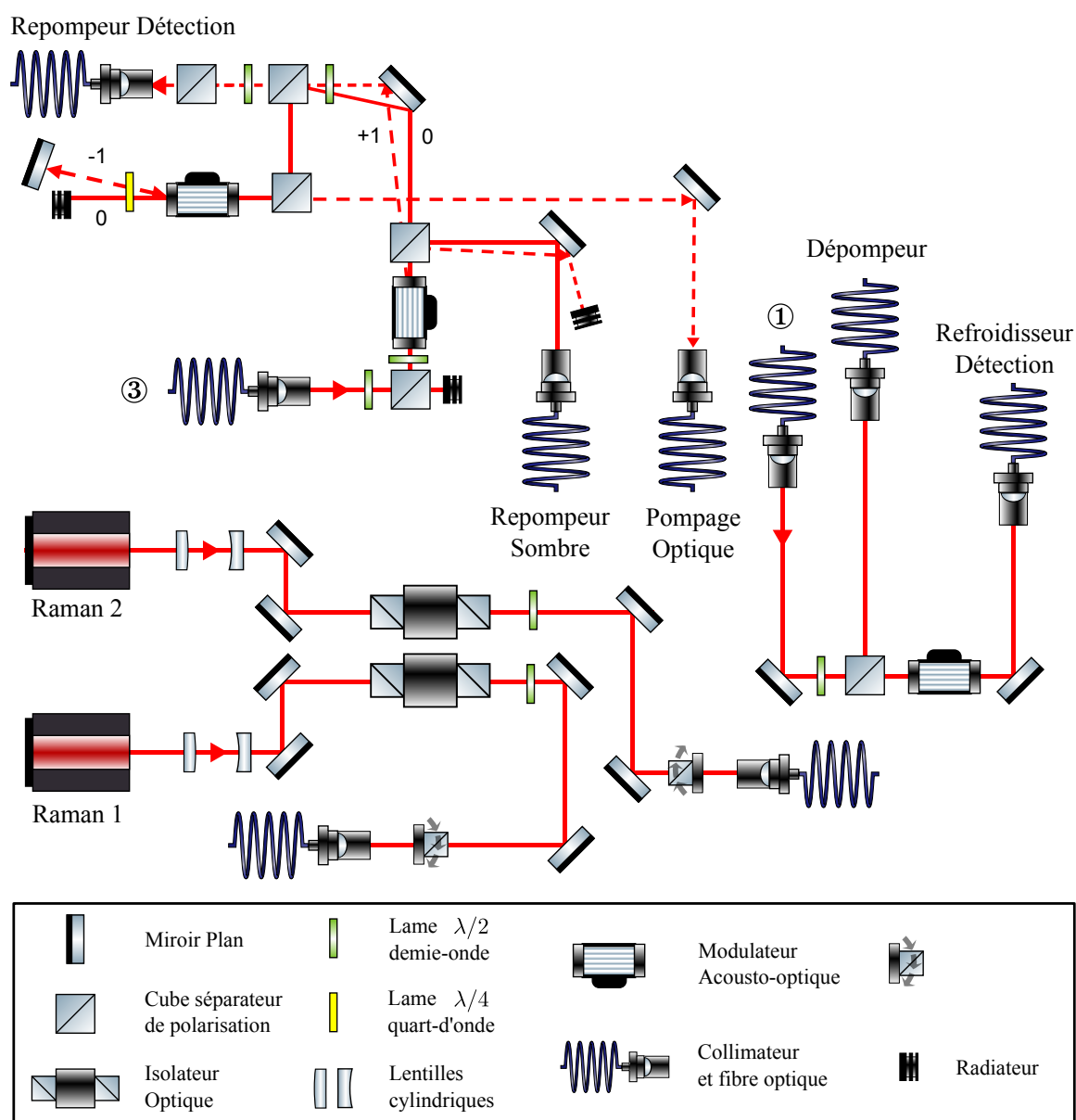
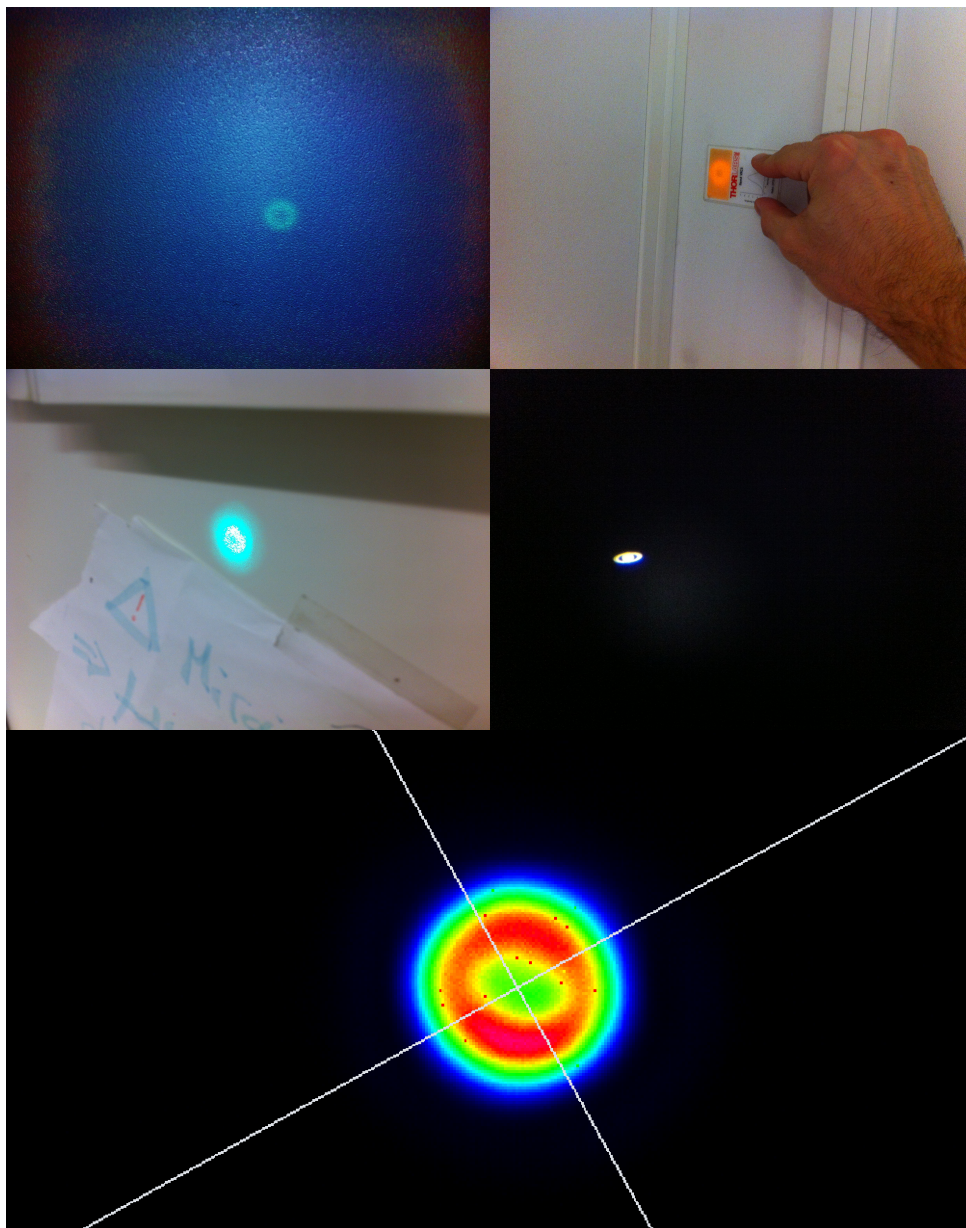


FIGURE B.1 – Schéma du banc Raman. Le laser refroidisseur est amené sur la table optique via le coupleur fibré ①. Le laser repompeur est amené via la fibre optique ③.

ANNEXE C

MODES DE LAGUERRE-GAUSS (0,1)



ANNEXE D

ARTICLES

A. Hilico, C. Solaro, M.-K. Zhou, M. Lopez & F. Pereira dos Santos

« Contrast decay in a trapped atom interferometer »

Physical Review A, vol. 91, p. 053616, 2015

C. Solaro, A. Bonnin, F. Combes, M. Lopez, X. Alauze, J.-N. Fuchs, F. Piéchon & F. Pereira dos Santos

« Competition between spin echo and spin self-rephasing in a trapped atom interferometer »

Physical Review Letters, vol. 117, p. 163003, 2016

Contrast decay in a trapped-atom interferometer

A. Hilico, C. Solaro, M.-K. Zhou, M. Lopez, and F. Pereira dos Santos*

*LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06,
61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France*

(Received 31 October 2014; published 18 May 2015)

A Ramsey-Raman interferometer is used to realize a compact force sensor using cold ^{87}Rb atoms trapped in a vertical optical lattice. The sensitivity and accuracy of the force measurements are discussed and the limits in short-term sensitivity evaluated. We reach a relative sensitivity on the Bloch frequency and thus on the gravity acceleration of 3.9×10^{-6} at 1 s. We perform an experimental study of the influence of the transverse confinement onto the decay of the interferometer contrast and compare the measurements with a simple semiclassical model. It is shown that vertical gradients of the trapping potential can contribute significantly to the loss of contrast.

DOI: [10.1103/PhysRevA.91.053616](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.91.053616)

PACS number(s): 37.25.+k, 32.80.Qk, 37.10.Jk, 05.60.Gg

Inertial sensors based on atom interferometry now reach impressive sensitivities and accuracies, giving rise to new applications in high-precision measurements, particularly gravimeters [1–4], gradiometers [5,6], gyrometers [7–10], and velocity sensors for the measurement of photon recoil and the determination of the fine structure constant [11]. The performances of these atomic interferometers (AI) are competitive with other devices based on other technologies, e.g., optical interferometers [4]. Yet, in most cases, these apparatus remain complex, bulky, and hardly movable. The size of these instruments, when using free falling atoms, scales quadratically with the interferometer time and so does the intrinsic sensitivity. Various miniaturization schemes are currently investigated, with efforts towards simplification [12–15] and in engineering of subsystems [16–18]. As an alternative, the falling distance can be reduced using either semitrapped configurations, based, for instance, on the use of Bloch oscillations to levitate the atoms [19,20], or trapped geometries such as those based on atom chips [21–23] or optical lattices [24,25].

In this paper, we report the characterization of an atomic sensor based on ^{87}Rb atoms trapped in a shallow vertical optical lattice. A so-called Ramsey-Raman interferometer allows for the precise measurement of the energy difference between neighboring lattice sites. After a short review of the measurement principle, we present the performances of our second generation setup in terms of sensitivity and accuracy. Finally, we investigate the influence of the trapping laser's parameters onto the contrast decay.

I. PRINCIPLE OF THE EXPERIMENT

In our system, we consider laser-cooled ^{87}Rb atoms trapped in a vertical one-dimensional (1D) lattice far detuned from resonance. Atoms experience a periodic potential $\hat{H}_l = U_l[1 - \cos(2k_l\hat{z})]/2$, which adds to the gravitational potential $\hat{H}_g = m_a g \hat{z}$ and to kinetic energy represented by $\hat{H}_k = \frac{p^2}{2m_a}$. U_l and k_l represent the lattice depth and wave number, m_a is the atomic mass, and g the gravity acceleration. Restricting the problem to the fundamental Bloch band, the eigenstates of the total

Hamiltonian $\hat{H}_{\text{tot}} = \hat{H}_k + \hat{H}_l + \hat{H}_g$ are given by the Wannier-Stark (WS) states $|W_m\rangle$ [26], where the quantum number m is the well index which labels the different lattice sites. The increment of energy between two consecutive states is equal to

$$h \times \nu_B = m_a g \lambda_l / 2, \quad (1)$$

where $\nu_B \sim 568.5$ Hz is the Bloch frequency and λ_l is the wavelength of the lattice laser. Considering the two internal hyperfine states $|g\rangle = |5^2S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$ and $|e\rangle = |5^2S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle$, one obtains two WS ladders separated by the $h \times \nu_{\text{HFS}}$, where $\nu_{\text{HFS}} \sim 6.834$ GHz is the hyperfine structure frequency (HFS). The corresponding two sets of eigenstates $|g, W_m\rangle$ and $|e, W_m\rangle$ are shown in Fig. 1.

The spread of the atomic wave function depends on the lattice depth [28]. For shallow depths ($U_l < 5E_r$, where $E_r = \hbar^2 k_l^2 / 2m_a$ is the recoil energy of a lattice photon) the wave function extends across a significant number of wells [27,28]. This delocalization allows for resonant tunneling between different lattice sites using coherently driven two-photon stimulated transition with counterpropagating vertical Raman beams [29]. Rabi oscillations between $|g, W_m\rangle$ and $|e, W_{m'}\rangle$ can be induced either in the same well ($m = m'$) or in neighboring wells ($m \neq m'$). By energy conservation, such a transition occurs when the frequency difference of the two Raman beams fulfils $\nu_{R1} - \nu_{R2} = \nu_{\text{HFS}} + \Delta m \times \nu_B$ (where $\Delta m = m - m'$). This resonance yields the value of ν_B .

In this system, we have demonstrated sub-Hz spectroscopy of WS states and various types of AI [24,30], allowing for the measurement of ν_B with a relative sensitivity of 9×10^{-6} at 1 s at best. Using Rabi frequencies larger than ν_B , multiwave interferometers have also been realized [31]. All these measurements were limited by the detection noise.

To overcome this limitation, the experimental setup has been upgraded, improving mainly the number of trapped atoms and the detection efficiency. We first realize in a new vacuum chamber a three-dimensional (3D) magneto-optical trap (MOT) at a base pressure of 10^{-10} mbar, resulting in a lifetime of 40 s. About 10^8 atoms are collected in 500 ms and cooled to 2 μK in a -20 Γ detuned molasses phase. The atoms are then optically pumped into $|5^2S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$ state to reduce the influence from stray magnetic fields. The lattice is created by a vertically retroreflected and single-mode

*franck.pereira@obspm.fr

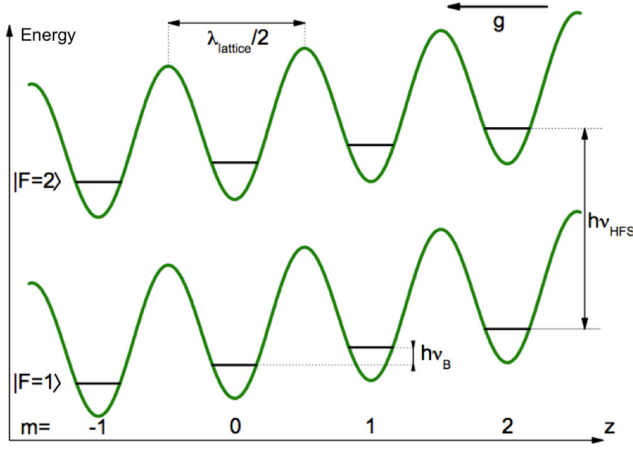


FIG. 1. (Color online) Wannier-Stark ladders of states. The two internal states are separated by the hyperfine transition frequency ν_{HFS} . The increment of energy between neighboring wells corresponds to the increment of gravitational potential energy $h \times \nu_B$, where ν_B is the Bloch frequency.

frequency-doubled Nd : YVO₄ laser ($\lambda_l = 532$ nm, $P = 7.5$ W, and $1/e^2$ radius of ~ 1 mm), leading to a lattice depth of $\sim 1.7 E_r$. This depth can be increased up to $3.9 E_r$ by changing the waist of the laser. Transverse confinement is provided by an additional red detuned progressive wave from a Yb fiber laser ($\lambda = 1064$ nm, $0.3 < P_{\text{IR}} < 2$ W, and $1/e^2$ radius of $145 \mu\text{m}$ on the atoms) aligned along the lattice axis. This infrared (IR) trap induces a large differential light shift (DLS) on the hyperfine states (~ 3.3 Hz/W). An anti-light-shift (ALS) beam well mode-matched is superimposed on this IR laser. To produce the ALS beam, we use a few nanowatts from a laser red detuned from the D2 transition of 3 GHz. This laser creates a DLS of opposite sign, which compensates for the IR DLS and its inhomogeneities [24]. Finally, around 75 000 atoms are distributed in a 1-mm-long cloud (about 4000 adjacent WS states) in the fundamental lattice band. The lifetime of the atoms in the mixed trap is ~ 7 s. This represents an improvement of about 1 order of magnitude both in the atom number and in their lifetime in the trap compared to the previous setup [24,30].

The atoms are interrogated using counterpropagating circularly polarized Raman beams which are carefully aligned onto the lattice. With respect to our previous work [30], Raman detuning has been increased from 3 to 300 GHz from the ^{87}Rb D2 line, enabling the impact of the Raman DLS to decrease by 1 order of magnitude. The maximal total Raman power is ~ 10 mW distributed over a $1/e^2$ radius of ~ 2.6 mm. This leads to a maximum Rabi frequency of 25 Hz for a transition $\Delta m = 7$ at a depth of $1.6 E_r$. Typical interrogation time is around 1 s. The Raman transition changing both the internal and external states, we use a state-selective detection based on a time-of-flight fluorescence. From the measurement of the populations in the two hyperfine states N_g and N_e we compute the transition probability from $|g\rangle$ to $|e\rangle$: $P_e = \frac{N_e}{N_g + N_e}$. The optical system collecting the fluorescence has been changed from a system collecting 1% of the fluorescence with a single photodiode to a symmetrical one collecting 8.6% on two

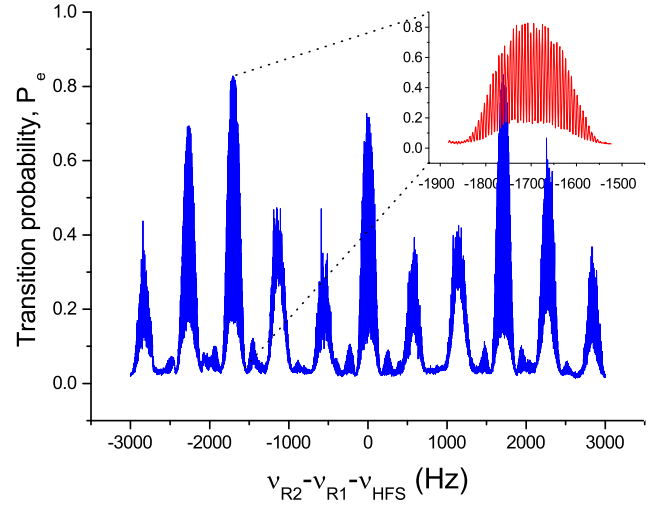


FIG. 2. (Color online) Ramsey-Raman fringes for a lattice depth $U_l = 3.9 E_r$ showing evidence of transitions between up to five neighboring lattice sites. Rabi envelopes are separated by the Bloch frequency $\nu_B \sim 568.5$ Hz and contain interference fringes with an interfringe of $\Delta\nu = 1/T_R$. Here $\tau_{\pi/2} = 10$ ms and $T_R = 150$ ms. The intensities of the Raman lasers and the lattice depth were set to optimize the contrast of the $\Delta m = \pm 3$ fringes. Insert: zoom on the $\Delta m = -3$ transition.

independent photodiodes. With respect to our previous results, we are now dominated by the contribution from quantum projection noise. Combined with the increased number of atoms, it enables us to reduce the detection noise by a factor of 10.

II. SENSITIVITY MEASUREMENT

We report here the measurement of ν_B using an interferometer scheme called a Ramsey-Raman interferometer [24]. This interferometer is composed of two $\pi/2$ pulses of duration $\tau_{\pi/2}$ separated by a free precession time T_R . During this AI, the atomic wave functions are placed in a coherent superposition of two wave packets centered in two different wells. A fringe pattern such as displayed in Fig. 2 is obtained by scanning the frequency difference between the two Raman $\nu_{R1} - \nu_{R2}$ around the HFS frequency. We observe sets of Ramsey fringes in each Rabi envelope corresponding to a given Δm transition. The fringe spacing is $\sim 1/T_R$.

We report here on our best sensitivity measurement realized using a transition $\Delta m = \pm 7$ at a depth $U_l = 1.7 E_r$, with $T_R = 900$ ms and $\tau_{\pi/2} = 10$ ms with a fringe contrast of about 20%. To determine the sensitivity of our measurement, we localize and monitor the fluctuations of the position of the central fringes of our interferometers (displayed in Fig. 3) using the integration scheme described in Ref. [30]. The long-term frequency fluctuations of the $+$ and $-7 \nu_B$ measurements are dominated by a frequency shift of the clock transition ν_{HFS} due to polarization fluctuations in the ALS fiber inducing slow light-shift fluctuations. Computing the half difference of the frequency fluctuations of the two $\Delta m = +7$ and -7 interferometers enables us to get rid of this effect and to recover the intrinsic ν_B fluctuations.

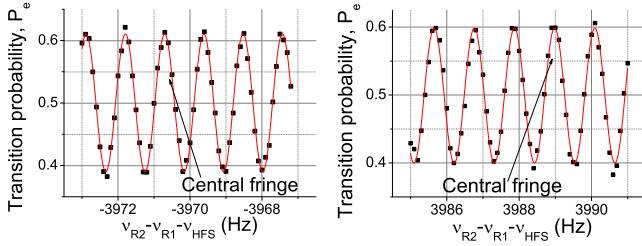


FIG. 3. (Color online) Ramsey-Raman fringes around -7 and $+7 \nu_B$ for a lattice depth of $U_l = 1.7 E_r$ with $T_R = 900$ ms and $\tau_{\pi/2} = 10$ ms. The central fringe of the interferometers is indicated and the red curve is a sinusoidal fit.

To quantify our sensitivity, we compute the Allan standard deviation of this half difference, displayed in Fig. 4. We obtain a relative short-term sensitivity corresponding to $\frac{\sigma_v}{7\nu_B} = 3.9 \times 10^{-6}$ at 1 s. As the short term frequency fluctuations are filtered by the digital integrator locking the Raman frequency difference onto the central fringes, we extrapolate the sensitivity to 1 s, assuming the noise to be white and averaging as $1/\sqrt{T_{\text{meas}}}$ where T_{meas} is the measurement time. The sensitivity decays as a white noise down to 1.5 mHz in 200 s and increases for larger measurement times due to residual frequency fluctuations.

III. NOISE BUDGET

Remarkably, we repeatedly obtain about the same relative sensitivity of $\sim 5 \times 10^{-6}$ at 1 s with other sets of parameters and other interrogation schemes (Rabi spectroscopy or symmetric interferometers [30]). To understand this limit, a noise budget was performed, determining the contributions of the different sources of noise: detection noise, trapping lasers noise, Raman laser noise, and vibration noise.

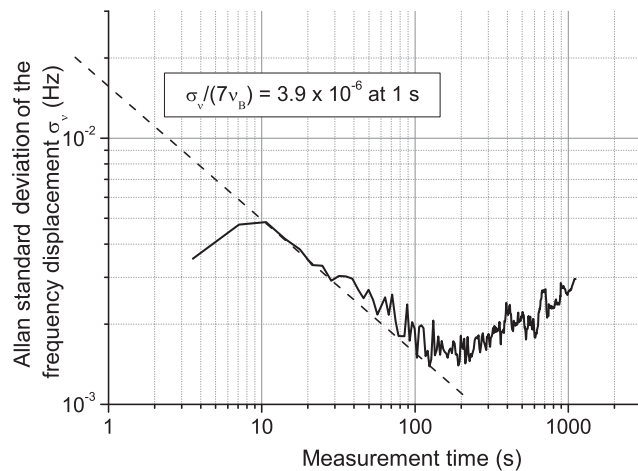


FIG. 4. Allan standard deviation of the half difference of the frequency fluctuations of $\Delta m = +7$ and -7 transition measured with a Ramsey-Raman interferometer with experimental parameters $\tau_{\pi/2} = 10$ ms and $T_R = 900$ ms. The half difference cancels the hyperfine transition fluctuations and decays in $1/\sqrt{T_{\text{meas}}}$. The black dashed line is a guide to the eyes.

TABLE I. Noise budget.

Noise	σ_v at 1 s	$\frac{\sigma_{\delta\nu}}{7 \times \nu_B}$
Trapping lasers noise	13 mHz	3.25×10^{-6}
Raman lasers noise	7 mHz	1.76×10^{-6}
Detection noise for $C = 20\%$	5.9 mHz	1.9×10^{-6}
Vibration noise for $\Delta m = 7$	11.2 mHz	2.8×10^{-6}
Sum	21.9 mHz	$\sim 5.5 \times 10^{-6}$

Using a 0.5-ms-long $\pi/2$ microwave (MW) pulse, we measure the noise on the transition probability due to detection noise: $\sigma_{Pe} = 3.3 \times 10^{-3}$ at 1 s. We deduce the impact of the detection noise onto the frequency noise of the interferometer using

$$\sigma_v = \frac{\sigma_{Pe}}{C\pi T_R}. \quad (2)$$

For a contrast $C = 20\%$ and $T_R = 900$ ms, we find $\sigma_{v,\text{det}} \sim 5.9$ mHz. Using a MW Ramsey interferometer of 80% contrast for $T_R = 900$ ms and $\tau_{\pi/2} = 10$ ms, we measure the noise due to the trapping lasers. We find $\sigma_{Pe} = 2.9 \times 10^{-2}$ at 1 s, which corresponds to a frequency noise $\sigma_{v,\text{lasers}} = 13$ mHz. By shining the Raman lasers (off resonance with respect to the two-photon transition) during the MW pulses, we deduce an additional noise contribution $\sigma_{v,\text{Raman}} = 7$ mHz at 1 s, which we attribute to the Raman DLS fluctuations. Finally, the contribution of the mirror vibration noise is determined from the measurement of a seismometer, whose velocity signal is weighted by the transfer function of our Ramsey-Raman interferometer. For $\Delta m = \pm 7$ we calculate $\sigma_{v,\text{vib}} = 11.2$ mHz at 1 s, which corresponds to an acceleration noise of $2.8 \times 10^{-6} g$ at 1 s, due to ground vibration noise.

Adding up all these noise contributions summarized in Table I, we obtain a total frequency noise $\sigma_{v,\text{tot}} = 19.4$ mHz at 1 s, yielding a relative sensitivity on the Bloch frequency for a measurement of the $\Delta m = 7$ transition of $\frac{\sigma_{v,\text{tot}}}{7\nu_B} = 4.8 \times 10^{-6}$ at 1 s. This short-term sensitivity corresponds to the one we obtain routinely. The trapping laser noise is slightly predominant, though the intensities of all trapping lasers are locked. This noise may come from fluctuations of the differential light shifts seen by the atoms due to laser-pointing fluctuations.

IV. ACCURACY STUDY

The Bloch frequency depends on three quantities that can be determined independently with high accuracy: the wavelength of the lattice laser λ_l , the h/m_a ratio and g . The lattice laser is locked on an iodine line using a frequency modulation transfer spectroscopy (hyperfine transition $a1$ of the 1116/P(52)32-0 line at 532.195951(03) nm [32]). We estimate the relative uncertainty on λ_l to be about 2×10^{-9} , h/m_a is known to one part in 10^9 [11]. Gravity acceleration g has been measured in the laboratory room by atomic and conventional corner-cube gravimeters. From these values, we compute the expected value of the Bloch frequency: $\nu_{B,\text{expt}} = 568.509003(6)$ Hz. It differs from our mean measurement $\nu_{B,\text{meas}} = 568.542(4)$ Hz for an IR laser power of 0.5 W. This corresponds to a well resolved relative difference of 5×10^{-5} . The measured value

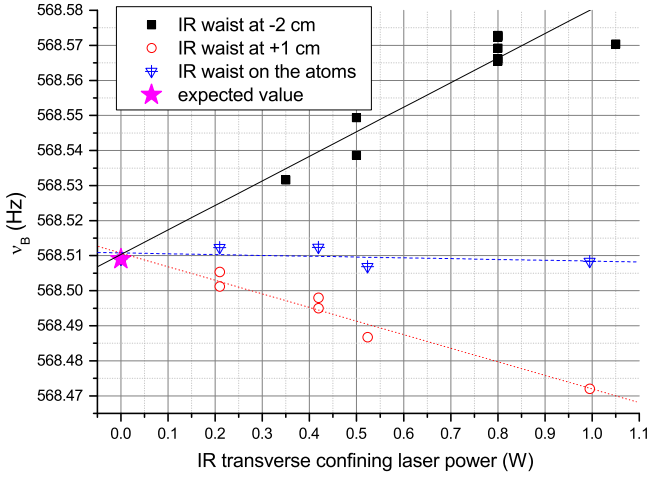


FIG. 5. (Color online) Measurement of the Bloch frequency ν_B versus the IR transverse trap laser power for different IR waist positions. Black squares: waist 2 cm below the atoms. Red circles: 1 cm above. Blue triangles on the atoms. The corresponding curves are linear fits. The measurements have been realized for interferometers at $\Delta m = \pm 7$ and ± 6 transitions at $U_l \sim 1.8 E_R$. The pink star represents the expected value $\nu_{B,\text{ext}}$.

corresponding to an acceleration larger than g , the difference cannot be due to an error of the lattice tilt. Moreover, we estimate our uncertainty on verticality to be 0.5 mrad leading to a relative uncertainty of $\sim 10^{-7}$.

We studied the impact of the IR laser power (P_{IR}) on the measurement of ν_B , depicted by the black squares of Fig. 5. We observed a fairly linear dependence versus the IR power. A linear fit to the data gives $\nu_{B,\text{meas}} = \nu_{B_0} + \beta \times P_{\text{IR}}$ with $\beta = 69.9(7)$ mHz/W and $\nu_{B_0} = 568.510 3(50)$ Hz. The extrapolation at 0 power ν_{B_0} is close to the expected value.

We attribute this effect to a residual dipole force which occurs if the atoms are not at the waist of the IR beam. To estimate this effect, we consider the dependence of the IR laser intensity on z . The on-axis intensity is given by

$$I_{\text{IR}}(P_{\text{IR}}, z) = \frac{2P_{\text{IR}}}{\pi w_{\text{IR}}^2} \left(\frac{w_{\text{IR}}}{w_{\text{IR}}(z)} \right)^2, \quad (3)$$

where $w_{\text{IR}}(z)$ is the $1/e^2$ radius of the IR laser and $w_{\text{IR}} = w_{\text{IR}}(z=0) = 145 \mu\text{m}$ is the waist radius. The trap depth $U_{\text{IR}}(z, P_{\text{IR}})$ being proportional to I_{IR} , atoms that are not at the laser waist feel slightly different potentials while tunneling from Δm wells. This creates a frequency offset, proportional to the IR power:

$$\Delta \nu_{\text{IR}}(P_{\text{IR}}, z, \Delta m) = \frac{U_{\text{IR}}(P_{\text{IR}}, z + \Delta m \times \lambda_{532}/2) - U_{\text{IR}}(P_{\text{IR}}, z)}{\Delta m \times h}. \quad (4)$$

Computing this effect versus P_{IR} and using z as a free parameter, we find that the black squares of Fig. 5 correspond to a waist ~ 2 cm below the atoms, which is comparable to the Rayleigh length but significantly larger than the expected positioning uncertainty of a few mm.

We then performed similar measurements at other positions of the waist with respect to the atoms. The beam waist was

displaced in a controlled way by translating the 400 mm focal length lens that focuses the transverse beam. The results are represented by the red circles and blue triangles of Fig. 5. We observe again linear behaviors, with different slopes, corresponding to a waist positions located approximately 1 cm above and on the atoms. The three extrapolated frequencies at $P_{\text{IR}} = 0$ W match with each other and are in a good agreement with the theoretical prediction.

V. CONTRAST DECAY STUDY

A. Systematic study

We performed a study of the contrast decay of our interferometers versus the free precession time T_R , depending on the separation Δm and the lattice depth U_l . For each measurement, we tuned the lattice depth in order to be at a local maximum of coupling for a given Δm transition [33]. Typical measurements for a waist-atom distance $z = -2$ cm are displayed in Fig. 6. Contrasts decay exponentially, faster when the depth is higher and the separation bigger. For comparison, we measured the contrast decay of a microwave Ramsey interferometer (black squares), which decreases much more slowly with T_R , keeping a contrast as large as 80% for $T_R = 1.8$ s. Fitting the decays with $C_0 \times e^{-\gamma T_R}$, depicted by the black dashed curves of Fig. 6, we observe decay rates γ ranging from 0.8 to 1.6/s for various separations and depths. We do not observe a clear correlation between decay rates and separations or depth, but for these measurements separation and depth are linked, as optimizing the coupling for a given separation requires one to adjust the lattice depth. On the other hand, the dependence of coupling versus the depth exhibits for some separations several maxima. This allows one to perform measurements for the same separation $\Delta m = 3$ at two different

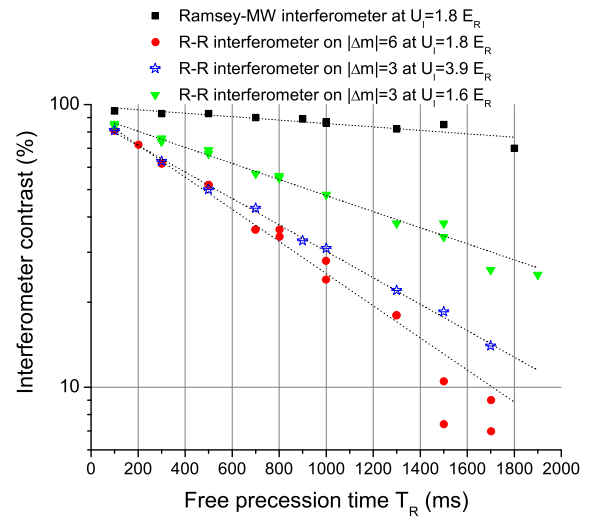


FIG. 6. (Color online) Ramsey-Raman interferometer contrast versus T_R in semilog scale. Red circles correspond to $\Delta m = +6$ and -6 transitions at $U_l = 1.8 E_R$, green triangles correspond to $\Delta m = +3$ transition at $U_l = 1.6 E_R$, and blue diamonds correspond to $\Delta m = +3$ transition at $U_l = 3.9 E_R$. Black squares correspond to the contrast of a Ramsey-MW interferometer. All measurements were performed at $P_{\text{IR}} = 0.5$ W, and at $z = -2$ cm. Black dashed curves correspond to exponential decay fits to the data.

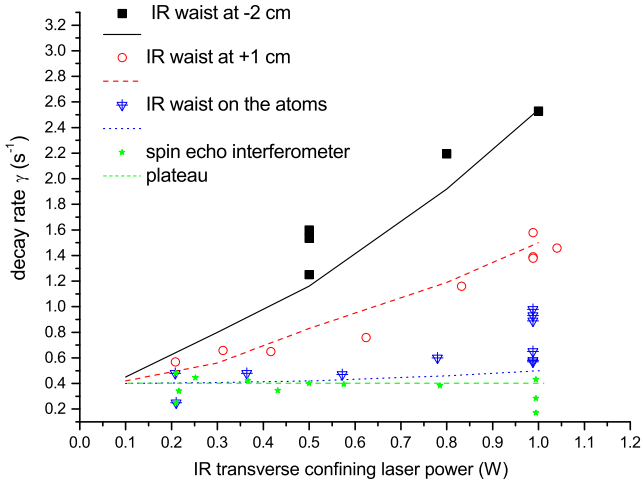


FIG. 7. (Color online) Ramsey-Raman interferometer contrast decay measurements and calculations versus P_{IR} for different IR waist-atoms distances. Measurements have been performed for $\Delta m = +6$ and -6 transitions at $U_l \sim 1.8 E_R$. Black squares correspond to a IR waist-atoms distance of -2 cm, red circles $+1$ cm, and for the blue triangles the waist is approximately on the atoms. Green stars correspond to a spin-echo interferometer with the IR waist on the atoms. The green dashed line represents the plateau at $0.4/\text{s}$. The black, red, and blue curves correspond to decay rate calculations using the model explained in Sec. VB for a waist-atoms distance of, respectively, $z = -2, +1$, and $+0.2$ cm and a waist of $145 \mu\text{m}$.

depths 1.6 and $3.9 E_R$ [33]. The decay rate at $3.9 E_R$ is twice bigger than at $1.6 E_R$.

We also performed a contrast decay study for various P_{IR} and IR waist positions at a given depth $\sim 1.8 E_R$ on the $\Delta m = 6$ transition. For these measurements we used a symmetrical Ramsey interferometer, adding two MW π pulses as for the accordion interferometer described in Ref. [30]. This configuration makes the interferometer insensitive to the IR differential light-shift inhomogeneities, such that the ALS laser is no longer necessary. We checked that the two interferometers (symmetrical or usual Ramsey-Raman with ALS) are equivalent, observing the same contrast behavior for $P_{\text{IR}} = 0.5$ W.

In Fig. 7 are summarized all the extracted decay rates plotted versus the IR power. Though the contrast decays were found for some measurements to deviate from pure exponential decays (especially at small IR power and for the waist closer to the atoms), we chose to quantify the loss of contrast by the rate obtained from an exponential decay fit in order to compare the results with calculations explained in the forthcoming section. We observe that the decay rates increase with the P_{IR} and with the distance between the IR waist and the atoms. Remarkably, the decay rates extrapolated at $P_{\text{IR}} = 0$ W are not null but reach similar values of about $0.4/\text{s}$ for different positions.

As a complementary analysis, we measure the decay rates of a completely symmetric interferometer, that not only exchanges internal but also external states during the interferometer. This is realized using a spin-echo sequence [34] with a Raman π pulse inserted in the middle of the free evolution time of a Ramsey-Raman interferometer. This interferometer configuration is no longer sensitive to the Bloch

frequency and thus to the difference in the frequency between the Raman lasers. A phase shift can be applied between the two last pulses, enabling us to scan the phase and measure the contrast. We observe for this interferometer decay rates that are independent from the IR power: a plateau equal to $0.4/\text{s}$, depicted by the green stars of Fig. 7. This confirms that the (partially) symmetric Ramsey-Raman interferometer suffers from an additional source of contrast loss, independent not only of the IR power but more generally of any inhomogeneity in the trapping potential.

B. Dephasing inhomogeneity

Different processes can lead to such contrast decays: decoherence or dephasing inhomogeneities. Most decoherence processes, such as Landau-Zener tunneling, parametrical heating, and spontaneous emission due to the trapping lasers, are common with the MW Ramsey interferometer. Spontaneous emission from the Raman lasers leads to a negligible loss of contrast of 0.3% and is independent from T_R . Thus these effects cannot explain the contrast decay of the Ramsey-Raman interferometer. We examine now possible sources of dephasing inhomogeneities, due to longitudinal or transverse confinement.

1. Longitudinal effects

The atoms being distributed along 4000 wells due to the initial cloud size, any force gradient along this cloud would cause a spread of the Bloch frequencies. The effect of the gravity gradient of about $3 \times 10^{-7} \text{ g/m}$ is clearly negligible. The effect of the IR laser is calculated to be a 15-mHz/cm displacement with respect to the laser waist for $P_{\text{IR}} = 0.5$ W. The spread over the 1-mm cloud is thus 1.5 mHz and induced a negligible contribution to the contrast decay rate. The lattice beam waist being much larger ($\sim 1 \text{ mm}$), similar effects are even weaker.

2. Transverse effects

For $P_{\text{IR}} = 0.5$ W, the depth of the IR trap is around $1.6 \mu\text{K}$, when the atom's temperature at the end of the molasses phase is around $2 \mu\text{K}$. The atoms will thus occupy all possible transverse states. When displacing the atoms from lattice site to lattice site, the shape of the potential changes and so does the energy of these transverse levels, from a different amount for each level. In the following, we will make the assumption that during the Raman pulses, atoms do not change of transverse state number n . The atom displacement being much smaller than the Rayleigh length, the initial n state and final n' are nearly orthogonal if $n \neq n'$.

To calculate how the different energy levels are shifted, we consider the Gaussian shape of the potential and follow a semiclassical approach. We calculate the density of states and the number of states having an energy lower than a given value E , $g(E)$ and $N(E)$, using equations from [35,36],

$$g(E) = \left(\frac{m_a}{2\pi\hbar^2} \right)^{n/2} \int_{U_{\text{IR}}(r) < E} \frac{[E - U_{\text{IR}}(r)]^{n/2-1}}{\Gamma(n/2)} dr^n, \quad (5)$$

$$N(E) = \frac{\pi^{n/2}}{h^n \Gamma(1 + n/2)} \int_{U_{\text{IR}}(r) < E} \{2m_a[E - U_{\text{IR}}(r)]\}^{n/2} dr^n, \quad (6)$$

where $\Gamma(x)$ is the Riemann gamma function and n the number of dimensions of the integral. $g(E)$ and $N(E)$ are linked by the relation

$$N(E) = \int_{-U_{\text{IR}}}^E g(\epsilon) d\epsilon. \quad (7)$$

Considering the problem as two dimensional, the equations are

$$g(E) = \frac{m_a}{2\pi\hbar^2} \iint_{U_{\text{IR}}(r) < E} dr^2 = \frac{m_a}{\hbar^2} \int_{U_{\text{IR}}(r) < E} r dr. \quad (8)$$

The condition $U_{\text{IR}}(r) < E$ is equivalent to

$$r < \sqrt{\frac{-w_{\text{IR}}(z)^2}{2} \ln\left(\frac{E}{U_0(z)}\right)}, \quad (9)$$

where $U_0(z)$ corresponds to the IR depth at the center of the beam. The quantities $g(E, z)$ and $N(E, z)$ are calculable analytically:

$$g(E, z) = \frac{-w_{\text{IR}}(z)^2}{4} \frac{m_a}{\hbar^2} \ln\left(\frac{E}{U_0(z)}\right), \quad (10)$$

$$N(E, z) = \frac{m_a w_{\text{IR}}^2(z)}{4\hbar^2} \left[E - U_0(z) - E \ln\left(\frac{E}{U_0(z)}\right) \right], \quad (11)$$

and E varies between $U_0(z)$ and 0.

The total number of transverse states N_{tot} is given by $N(0, z)$. For $P_{\text{IR}} = 0.5$ W, $N_{\text{tot}} \sim 2 \times 10^6$, which validates the semiclassical approach. We numerically invert $N(E, z)$ in order to deduce $E(N, z)$. Calculating $E(N, z)$ and $E(N, z + \Delta m \lambda_I/2)$, we can deduce the energy shift of each level $\Delta E(N, z, \Delta m)$.

Having only in between 1 and 10 atoms per lattice site, the atomic density is too small for thermalization to play a role. We thus use a Boltzmann distribution f_B with a temperature $T_{\text{at}} = 2$ μ K, truncated at $E = 0$:

$$f_B(E) = \exp\left(\frac{-E - U_0(z)}{k_B T_{\text{at}}}\right). \quad (12)$$

The mean energy shift is given by

$$\overline{\Delta E}(z, \Delta m) = A \int_0^{N_{\text{tot}}} \Delta E(N, z, \Delta m) f_B(E(N, z)) dN, \quad (13)$$

where A is a normalization constant: $A^{-1} = \int_0^{N_{\text{tot}}} f_B(E(N, z)) dN$. For $z \sim 2$ cm, $P_{\text{IR}} = 0.5$ W and $\Delta m = 6$, we find $\overline{\Delta E} \sim h \times 153$ mHz. The standard deviation of the energy shift is given by $\sigma_{\Delta E}(z, \Delta m)$, where

$$\sigma_{\Delta E}^2(z, \Delta m) = A \int_0^{N_{\text{tot}}} [\Delta E(N, z, \Delta m) - \overline{\Delta E}(z, \Delta m)]^2 \times f_B(E(N, z)) dN. \quad (14)$$

Using the same parameters, we find $\sigma_{\Delta E} \sim h \times 122$ mHz, comparable to the mean energy shift, which indicates a rather large dispersion. We then simulate the interferometer fringe pattern by averaging the transition probability over the energy distribution $\Delta E(N)$ for various free precession times T_R , laser power P_{IR} , and waist-atoms distance z . We extract from the calculation of the contrast versus the free evolution time a decay rate by fitting the calculated data with an exponential

decay law. We determine the decay rates at three different positions: $z = -2, +1$, and 0.2 cm. We add to these decay rates a constant offset of $0.4/s$, corresponding to the observed plateau of Fig. 7. For comparison with experimental data, we plot these calculated decay rates on Fig. 7 as black, red, and blue curves. We find a fair agreement with our measurements, which indicates that the dephasing due to the transverse spread of the dipole force can contribute significantly to the contrast loss when the atoms are not located at the IR waist.

C. Lattice laser effect

Our calculations do not take into account the effect of the lattice laser, when the measurements suggest that increasing the lattice depth increases contrast loss (cf. Fig. 6). We take advantage of the weak dependence of the Raman coupling on the $\Delta m = 6$ transition around its optimal value at $1.8 E_R$ to perform contrast decay measurements for different lattice depths in the range 1.2 – $2.2 E_R$, keeping the IR laser power constant at 1 W. Figure 8 shows that the decay rates linearly increase with the depth in this range, though with slopes that are significantly different for the two kinds of interferometers. In the case of the Ramsey-Raman interferometer, the rate (displayed as red circles) varies by a factor of 2 in the range of depth explored here. For variations of the depth of about $\pm 10\%$ around $1.8 E_R$, which correspond to our estimate of the typical fluctuations during the measurements of Fig. 7, the decay rate can change by up to $0.3/s$. This explains to a significant extent the dispersion we observe on these measurements for a given set of parameters. Moreover, the blue triangles of Fig. 8 indicate that the additional decay that constitutes the plateau is linked to the lattice depth, though we currently have no explanation for this effect. It is also consistent with the dispersion of the green stars on Fig. 7.

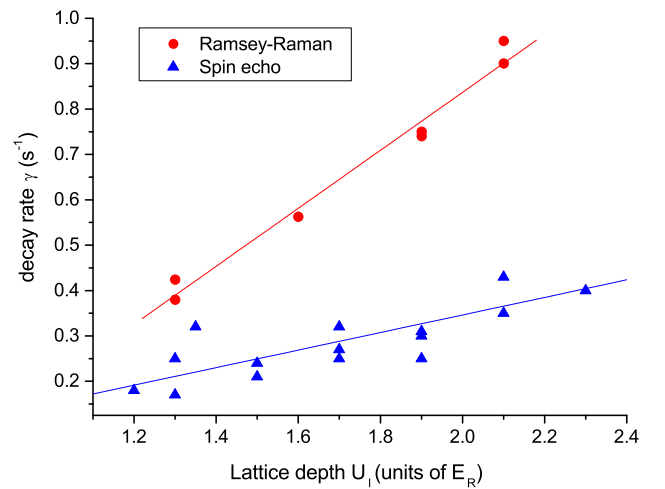


FIG. 8. (Color online) Interferometer contrast decay versus U_l . Red circles: Ramsey-Raman interferometer, blue triangles: spin-echo interferometer. Measurements were performed for $\Delta m = +6$ transition, for $P_{\text{IR}} = 1$ W, the IR waist on the atoms. Red and blue curves are linear fits to the data.

Our calculation does not allow a simple way to include the effect of the lattice laser, as the total potential is not separable and transverse and longitudinal directions are coupled.

VI. CONCLUSION

We have presented here a measurement of the Bloch frequency using a Ramsey-Raman interferometer scheme with atoms trapped in a 1D vertical lattice. Our apparatus allows for the measurement of the Bloch frequency with a relative sensitivity of 3.9×10^{-6} at 1 s for an IR waist 2 cm away from the atoms. Even though this sensitivity is not competitive with free-falling gravimeters reaching relative sensitivities of $\sim 5 \times 10^{-9}$ at 1 s [3,4], this experiment is at the state of the art when compared with another trapped configurations [25] where a relative sensitivity of 1.5×10^{-6} at 1 s was reached. Our sensitivity is limited on one hand by vibration noise and trapping laser noise, which could both be reduced using antivibration platforms, and on the other hand by the detection noise.

A significant influence of the IR laser power onto the value of ν_B has been observed, which indicates an offset of the atom

position with respect to the laser waist. We could reduce this effect by moving the waist to the atom's position.

Finally, a study of the contrast decay as a function of the IR laser parameters was performed. A simple model allows us to quantitatively reproduce the measurements, provided that an additional source of loss is added, which we attribute to the lattice laser.

ACKNOWLEDGMENTS

This research is carried on within the iSense project, which acknowledges financial support from the Future and Emerging Technologies (FET) program within the Seventh Framework Program for Research of the European Commission under FET, Open Grant No. 250072. We also acknowledge financial support from the Ville de Paris Emergence(s) Program, IFRAF, the IDEX PSL (ANR-10-IDEX-0001-02 PSL), and ANR (ANR-13-BS04-0003-01). M.K.Z. thanks the FFCSA, CSC, and CNSF (Grant No. 11205064) for financial support. Helpful discussions with S. Péliisson, B. Pelle, L. De Sarlo, R. Le Targat, C. Guerlin, P. Wolf, and the IACI team are gratefully acknowledged.

-
- [1] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, *Metrologia* **38**, 25 (2001).
 - [2] M. Schmidt, A. Senger, M. Hauth, C. Freier, V. Schkolnik, and A. Peters, *Gyroscopy and Navigation* **2**, 170 (2011).
 - [3] Z.-K. Hu, B.-L. Sun, X.-C. Duan, M.-K. Zhou, L.-L. Chen, S. Zhan, Q.-Z. Zhang, and J. Luo, *Phys. Rev. A* **88**, 043610 (2013).
 - [4] P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, and S. Merlet, *Metrologia* **51**, L15 (2014).
 - [5] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **65**, 033608 (2002).
 - [6] G. Lamporesi, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 050801 (2008).
 - [7] T. L. Gustavson, A. Landragin, and M. A. Kasevich, *Classical Quantum Gravity* **17**, 2385 (2000).
 - [8] A. Gauguier, B. Canuel, T. Lévêque, W. Chaïbi, and A. Landragin, *Phys. Rev. A* **80**, 063604 (2009).
 - [9] J. K. Stockton, K. Takase, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 133001 (2011).
 - [10] G. Tackmann, P. Berg, C. Schubert, S. Abend, M. Gilowski, W. Ertmer, and E. M. Rasel, *New J. Phys.* **14**, 015002 (2012).
 - [11] R. Bouchendira, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 080801 (2011).
 - [12] B. Barrett, P.-A. Gominet, E. Cantin, L. Antoni-Micollier, A. Bertoldi, B. Battelier, P. Bouyer, J. Lautier, and A. Landragin, *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi"*, Atom Interferometry Vol. 188 (IOS Press, Amsterdam, 2014), pp. 493–555.
 - [13] Y. Bidel, O. Carraz, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, and A. Bresson, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 144107 (2013).
 - [14] R. Geiger, V. Ménoret, G. Stern, N. Zahzam, P. Cheinet, B. Battelier, A. Villing, F. Moron, M. Lours, Y. Bidel, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer, *Nat. Commun.* **2**, 474 (2011).
 - [15] Q. Bodart, S. Merlet, N. Malossi, F. Pereira dos Santos, P. Bouyer and A. Landragin, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 134101 (2010).
 - [16] S. Merlet, L. Volodimer, M. Lours, and F. Pereira Dos Santos, *Appl. Phys. B* **117**, 749 (2014).
 - [17] J. Lautier, M. Lours, and A. Landragin, *Rev. Sci. Instrum.* **85**, 063114 (2014).
 - [18] G. Stern, B. Allard, M. Robert-de-Saint-Vincent, J.-P. Brantut, B. Battelier, T. Bourdel, and P. Bouyer, *Appl. Opt.* **49**, 3092 (2010).
 - [19] M. Andia, R. Jannin, F. Nez, F. Biraben, S. Guellati-Khélifa, and P. Cladé, *Phys. Rev. A* **88**, 031605 (2013).
 - [20] R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson, *Phys. Rev. A* **85**, 013639 (2012).
 - [21] L. Huet, M. Ammar, E. Morvan, N. Sarazin, J.-P. Pocholle, J. Reichel, C. Guerlin, and S. Schwartz, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 121114 (2012).
 - [22] C. L. Garrido Alzar, W. Yan, and A. Landragin, *Research in Optical Sciences*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, Washington, DC, 2012), Paper JT2A.10.
 - [23] F. Baumgärtner, R. J. Sewell, S. Eriksson, I. Llorente-Garcia, J. Dingjan, J. P. Cotter, and E. A. Hinds, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 243003 (2010).
 - [24] Q. Beaufils, G. Tackmann, X. Wang, B. Pelle, S. Pelisson, P. Wolf, and F. Pereira dos Santos, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 213002 (2011).
 - [25] M. G. Tarallo, T. Mazzoni, N. Poli, D. V. Sutyryn, X. Zhang, and G. M. Tino, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 023005 (2014).
 - [26] G. Nenciu, *Rev. Mod. Phys.* **63**, 91 (1991).
 - [27] F. Bloch, *Z. Phys.* **52**, 555 (1929).
 - [28] R. Messina, S. Péliisson, M.-C. Angonin, and P. Wolf, *Phys. Rev. A* **83**, 052111 (2011).
 - [29] P. Wolf, P. Lemonde, A. Lambrecht, S. Bize, A. Landragin, and A. Clairon, *Phys. Rev. A* **75**, 063608 (2007).

- [30] B. Pelle, A. Hilico, G. Tackmann, Q. Beaufils, and F. Pereira dos Santos, [Phys. Rev. A **87**, 023601 \(2013\)](#).
- [31] M.-K. Zhou, B. Pelle, A. Hilico, and F. Pereira dos Santos, [Phys. Rev. A **88**, 013604 \(2013\)](#).
- [32] R. Holzwarth, A. Yu Nevsky, M. Zimmermann, Th. Udem, T. W. Hänsch, J. von Zanthier, H. Walther, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. ST. J. Russell, M. N. Skvortsov, and S. N. Bagayev, [Appl. Phys. B **73**, 269 \(2001\)](#).
- [33] S. Pélişson, R. Messina, M.-C. Angonin, and P. Wolf, [Phys. Rev. A **86**, 013614 \(2012\)](#).
- [34] M.-F. Andersen, A. Kaplan, and N. Davidson, [Phys. Rev. Lett. **90**, 023001 \(2003\)](#).
- [35] P. Cvitanović, R. Artus, R. Mainieri, G. Tanner, and G. Vattay, *Chaos: Classical and Quantum* (Niels Bohr Institute, Copenhagen, 2012).
- [36] M. V. Berry and K. E. Mount, [Rep. Prog. Phys. **35**, 315 \(1972\)](#).

Competition between Spin Echo and Spin Self-Rephasing in a Trapped Atom Interferometer

C. Solaro,¹ A. Bonnin,¹ F. Combes,² M. Lopez,¹ X. Alauze,¹ J.-N. Fuchs,^{2,3} F. Piéchon,² and F. Pereira Dos Santos^{1,*}

¹*SYRTE, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Université Paris 06, LNE, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France*

²*Laboratoire de Physique des Solides, CNRS UMR 8502, Université Paris-Sud, Université Paris-Saclay, F-91405 Orsay Cedex, France*

³*Laboratoire de Physique Théorique de la Matière Condensée, CNRS UMR 7600, Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France*

(Received 31 May 2016; published 14 October 2016)

We perform Ramsey interferometry on an ultracold ^{87}Rb ensemble confined in an optical dipole trap. We use a π pulse set at the middle of the interferometer to restore the coherence of the spin ensemble by canceling out phase inhomogeneities and creating a spin echo in the contrast. However, for high atomic densities, we observe the opposite behavior: the π pulse accelerates the dephasing of the spin ensemble leading to a faster contrast decay of the interferometer. We understand this phenomenon as a competition between the spin-echo technique and an exchange-interaction driven spin self-rephasing mechanism based on the identical spin rotation effect. Our experimental data are well reproduced by a numerical model.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.163003

A long coherence time is crucial for the coherent manipulation of quantum systems. In quantum information, high-precision spectroscopy as well as in atom interferometry, preventing pure quantum states from decaying into a statistical mixture is challenging. In particular, when manipulating trapped ensembles, particles experience different trapping potentials and their spins precess at different rates creating a deleterious dephasing of coherences. Several techniques have been developed to overcome this limitation and to extend the coherence of the spin ensemble. The use of a magic wavelength for optically trapped atomic clouds [1,2], the addition of a compensating field [3], or the mutual compensation scheme in magnetically trapped Rb ensembles [4] have been demonstrated. All such techniques, however, only reduce the dephasing that is slowed down but never canceled.

A widespread technique that cancels out inhomogeneous dephasing is to create a spin echo via a π pulse as originally thought of for NMR spectroscopy [5] and later on extended to cold gases [6]. The spin-echo technique reverses the inhomogeneous dephasing of a spin ensemble, which significantly increases the coherence time of the quantum system. Especially, inertial atomic sensors highly benefit from spin-echo techniques as, for symmetric interferometers, it cancels out unwanted clock effects [7], enabling unprecedented high sensitivities on the measurement of inertial forces [8–13]. In such configurations, however, dephasing sources originating from atom transverse motion [14,15] can only be tackled by cooling the particles to lower temperatures, suggesting the use of dense ultracold gases. Yet, in such a regime, collisional processes can also lead to inhomogeneous broadening and decoherence of the spin ensemble [16]. The spin-echo technique can in principle

just as well cancel out mean-field shift inhomogeneities which is expected to restore the coherence of a spin ensemble at low temperatures.

However, using Ramsey interferometry and the spin-echo technique on an ultracold ^{87}Rb ensemble confined in an optical dipole trap, we observe the opposite behavior: applying a π pulse in the middle of the Ramsey sequence increases spin dephasing leading to a faster loss of coherence of the spin ensemble. This unexpected phenomenon results from the interplay between the π pulse and a collective spin self-rephasing (SSR) mechanism [17] due to the cumulative effect of the identical spin rotation effect (ISRE) in a trapped collisionless gas. Originating from atomic interactions and indistinguishability, ISRE is responsible for the exchange mean field [18] and is characterized by the exchange rate $\omega_{\text{ex}} = 4\pi\hbar a_{12}\bar{n}/m$, where a_{12} is the relevant scattering length [19], $\bar{n}$ the mean atomic density, and m the atomic mass. In this Letter, we investigate the interplay between the spin-echo technique and SSR, two different rephasing mechanisms that, surprisingly, do not collaborate.

Experimental setup.—In our system, we manipulate laser-cooled ultracold ^{87}Rb atoms trapped in a 3D optical dipole trap red-detuned far from resonance ($\lambda = 1070$ nm). The trap consists of two intersecting beams of 30 and 176 μm waists with maximum powers of 6 and 45 W, respectively. After loading the trap from a magneto-optical trap, we perform 2 s evaporative cooling to reach a cloud temperature of $T \sim 500$ nK with trap frequencies $\{\omega_1, \omega_2, \omega_3\} = 2\pi \times \{27, 279, 269\}$ Hz. With $\bar{n}$ in the range of 10^{12} at/cm^3 , we explore the nondegenerate and collisionless (Knudsen) regime where the trap frequencies are much larger than the rate γ_c of lateral collisions. These

collisions are velocity changing elastic collisions, also known to be responsible for collisional narrowing [20]. The rate γ_c is given by $\sim 4\pi a^2 v_T \bar{n}$, where a is the scattering length [21] and $v_T = \sqrt{k_B T/m}$ the thermal velocity of the atoms. $\gamma_c \sim 2.4\bar{n} \text{ s}^{-1}$ with $\bar{n}$ in 10^{12} at/cm^3 which, in our range of densities, remains lower than 5 s^{-1} . In order to maximize the contrast of our interferometers, while preserving highest atomic densities, the atoms are carefully polarized into the state $|5s^2S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$ to avoid spin relaxation [22] and to minimize their sensitivity to parasitic magnetic fields. During the early stage of evaporation, after switching on our quantification axis, a σ -polarized resonant pulse on the $|5s^2S_{1/2}, F=1\rangle$ to $|5s^2P_{3/2}, F'=0\rangle$ transition pumps 70% of the atoms into the dark state $|F=1, m_F=0\rangle$. A combination of microwave and optical pulses is then used after the evaporation to purify the atomic sample leading to a highly polarized spin ensemble where $98 \pm 1\%$ of the atoms are in the $|F=1, m_F=0\rangle$ state. After this preparation sequence, we use resonant microwave field on the $|F=1, m_F=0\rangle$ to $|F=2, m_F=0\rangle$ transition and perform Ramsey interferometry. We can implement a standard Ramsey interferometer ($\pi/2 - T_R - \pi/2$) or add a π pulse in the interferometric sequence ($\pi/2 - t_\pi - \pi - t_2 - \pi/2$) with $T_R = t_\pi + t_2$. In particular, we can realize a symmetric Ramsey interferometer when $t_2 = t_\pi$. After the interferometer, the atoms are released from the trap and the populations in the two hyperfine states are measured. This state selective detection is based on fluorescence in horizontal light sheets at the bottom of the vacuum chamber [23]. Since this detection system does not resolve the different m_F states, $|F=2, m_F=\pm 1\rangle$ states that are created during the interferometer sequence by spin relaxation contribute as a background, which reduces the contrast by about 15% for $T_R = 1 \text{ s}$ and $\bar{n} = 2 \times 10^{12} \text{ at/cm}^3$.

First experiment.—To illustrate the effect of the spin-echo technique and SSR onto the coherence of the spin ensemble, we display in Fig. 1 measurements of the Ramsey contrast with and without a π pulse for different atomic densities $\bar{n}$. To vary $\bar{n}$, we vary the number of atoms by changing the magneto-optical trap loading time, accessing densities from 0.3 to $2.5 \times 10^{12} \text{ at/cm}^3$ which modulate $\omega_{\text{ex}}/2\pi = 7.5\bar{n} \text{ Hz}$ with $\bar{n}$ in 10^{12} at/cm^3 . The cloud temperature was verified to remain constant within 15%. In this regime, inhomogeneous dephasing originates both from differential light shift induced by the trapping lasers and from mean-field interactions, and has for characteristic inhomogeneity $\Delta_0/2\pi = k_B T/2\hbar \times \delta\alpha/\alpha + 2\sqrt{2}\hbar(a_{11} - a_{22})\bar{n}/m$ using the same definition of Δ_0 as in [17,24]. Here, $\delta\alpha$ and α are the differential and the total light shift per intensity. With $\delta\alpha/\alpha = 5.93 \times 10^{-5}$ and a_{11}, a_{22} the relevant scattering lengths [19] we have $\Delta_0/2\pi \approx 0.3 + 0.7\bar{n} \text{ Hz}$ with $\bar{n}$ in 10^{12} at/cm^3 . The Ramsey time is $T_R = 2t_\pi = 0.4 \text{ s}$ and the Ramsey fringe contrast is

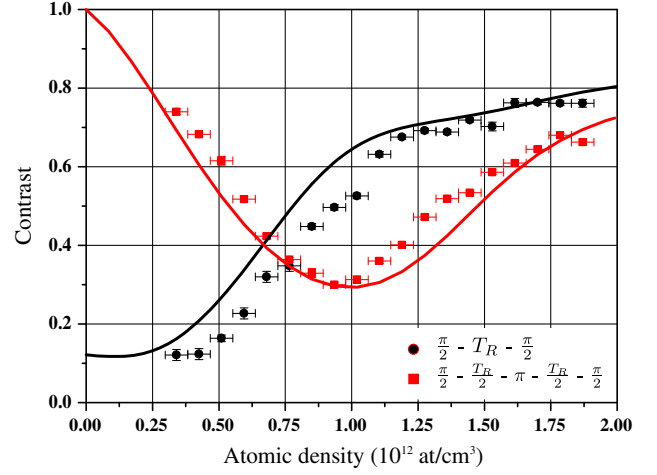


FIG. 1. First experiment: Ramsey fringe contrast as a function of the mean atomic density $\bar{n}$ at a fixed Ramsey time $T_R = 0.4 \text{ s}$. Red squares and black dots correspond to a Ramsey sequence with and without applying a π pulse at $t_\pi = T_R/2$, respectively. Lines correspond to our simulation results [25]. Black line and dots: the contrast increases with the atomic density which is characteristic of the spin self-rephasing mechanism [17]. Red dashed line and squares: the π pulse is expected to help with canceling out the inhomogeneous broadening leading to a much higher contrast. Surprisingly, for densities larger than $0.75 \times 10^{12} \text{ at/cm}^3$, the π pulse leads to a lower contrast which reaches a minimum at an intermediate density $1 \times 10^{12} \text{ at/cm}^3$. This nonmonotonic behavior suggests a competition between spin echo and spin self-rephasing mechanisms.

deduced by scanning the phase of the exciting field. Without any π pulse, the contrast increases with the atomic density (Fig. 1, black dots), revealing the efficiency of the SSR mechanism. Applying a π pulse is expected to help with canceling out the inhomogeneous broadening, thus leading to a much higher contrast. For densities between 0.3 and $0.75 \times 10^{12} \text{ at/cm}^3$ the π pulse indeed increases the contrast with respect to a standard Ramsey interferometer, but its efficiency is diminished as the density increases (Fig. 1, red squares). In fact, for higher densities the π pulse actually accelerates the dephasing, but in a nonmonotonic manner so that the contrast reaches a minimum at an intermediate density $1 \times 10^{12} \text{ at/cm}^3$ and then substantially recovers at highest densities. This behavior traduces an unexpected competition between the individual spin echo and the collective SSR mechanisms.

Two macrospins model.—SSR was first observed in a magnetically trapped ^{87}Rb ensemble [17] and subsequently employed in an optical trap [24] to extend the coherence time of a spin ensemble. This noteworthy collective mechanism extends the coherence time up to several seconds and leads to revivals of the contrast at periods of the ISRE: $T_{\text{ex}} = 2\pi/\omega_{\text{ex}}$. Following the two macrospins model of [26], we divide the atomic population into two groups of equal size, each characterized by a macrospin and

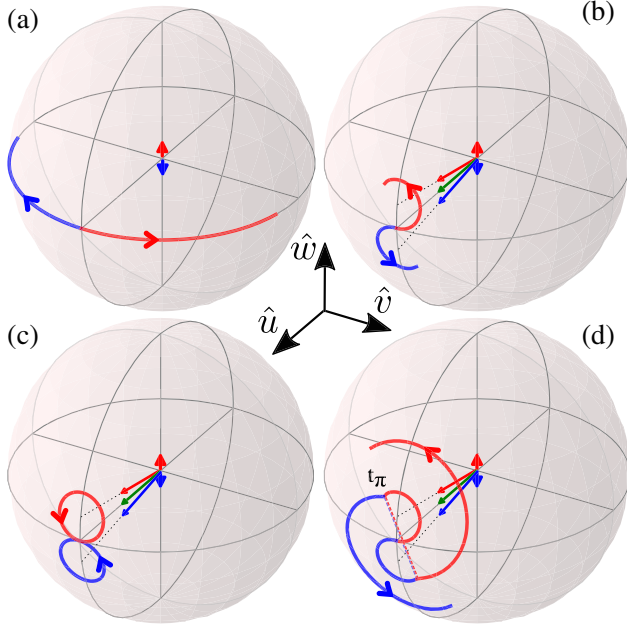


FIG. 2. The atomic population is divided into two equal classes of hot (red) and cold (blue) atoms that are represented by their macrospins trajectories on the Bloch sphere. (a) Inhomogeneous dephasing acts as a torque pointing in the $\hat{w}$ direction that is of opposite sign for the two classes of atoms (red and blue short arrows). (b) With the ISRE, the effective magnetic field seen by the atoms is the sum of the inhomogeneity and the exchange mean field proportional to the total spin (green arrow). As a consequence, the hot (cold) macrospin precesses around the red (blue) long arrow, so that if no π pulse is applied they rephase at time T_{ex} : this is the SSR (c). If one applies a π pulse when the two macrospins are out of the equatorial plane (u, v), the rephasing is degraded (d).

represent them by their trajectory on the Bloch sphere [17,27]. The fast (slow) macrospin corresponds to the hot (cold) atoms which occupy higher (lower) transverse states of the 3D harmonic oscillator. For the sake of simplicity, we consider the dynamics in the rotating frame where the total spin always points in the $\hat{u}$ direction of the Bloch sphere, and the π pulses are rotations of π around this axis. Without

the ISRE, the effective magnetic field seen by the macrospins only consists in the inhomogeneity which points along $\hat{w}$ and in opposite directions for the two macrospins. Hence, the fast macrospin rotates towards the right while the slow macrospin rotates towards the left [Fig. 2(a)]. Applying a π pulse at time t_π would swap the two macrospins, so that at time $2 t_\pi$ the macrospins would resynchronize leading to a spin echo (not shown). With the ISRE, the effective magnetic field is now the sum of the inhomogeneity and the exchange mean field which is proportional to the total spin. As a consequence, the fast macrospin rotates around this effective magnetic field displayed as the long red arrow in Fig. 2(b), staying in the upper hemisphere of the Bloch sphere, while the slow macrospin evolves in the lower hemisphere. If no π pulse is applied, the macrospins reach the equatorial plane again in their initial direction $\hat{u}$ at the exchange period: the synchronization is perfect [Fig. 2(c)]. However, if a π pulse is applied, swapping the two macrospins positions, their trajectories are not confined to the upper (lower) hemisphere anymore [Fig. 2(d)], so that when they reach the equatorial plane again, they are not aligned: synchronization still occurs but is not perfect anymore. The effect of the π pulse on SSR depends on the ratio between t_π and T_{ex} : when the macrospins are back in the equatorial plane the π pulse has no effect ($t_\pi = p T_{\text{ex}}$ with $p \in \mathbb{N}$), while the effect is worst when the macrospins are maximally out of the equatorial plane [$t_\pi = (p + \frac{1}{2}) T_{\text{ex}}$].

Second experiment.—To further investigate the competition, we performed standard and symmetric Ramsey interferometers scanning both the phase and the Ramsey time T_R from 0 to 900 ms. We extract the fringe contrast as a function of time for different atomic densities $\bar{n} = \{0.4, 0.9, 1.7, 2\} \times 10^{12}$ at/cm³ (Fig. 3). Black circles correspond to standard Ramsey interferometers and are similar to the ones in [17], whereas the red triangles correspond to symmetric Ramsey interferometers ($t_2 = t_\pi = T_R/2$). For the lowest density, inhomogeneous broadening results in a $1/e$ dephasing time of $T_2^* \approx 0.2$ s corresponding to an inhomogeneity of $\Delta_0 \approx 1/T_2^* \approx 2\pi \times 0.8$ Hz using the same notations as [28], and agrees within

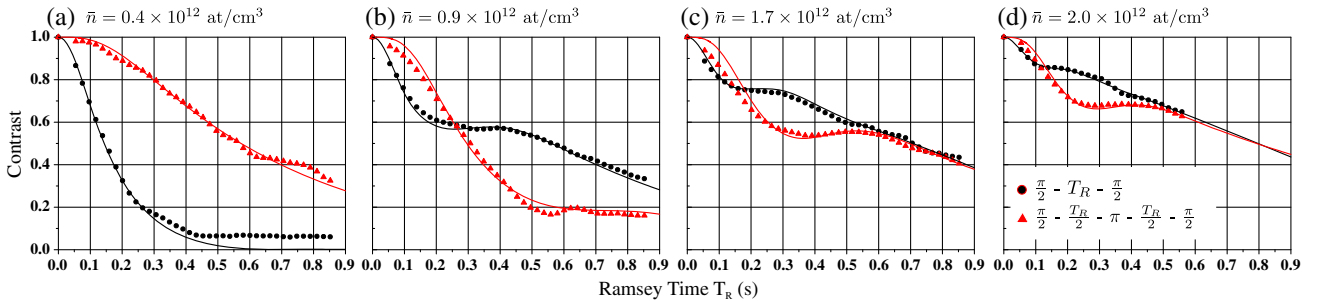


FIG. 3. Second experiment: Ramsey contrast versus Ramsey time T_R for standard Ramsey interferometers (black dots) and symmetric Ramsey interferometers with $t_\pi = T_R/2$ (red triangles). The mean density increasing from (a) to (d) is $\{0.4, 0.9, 1.7, 2.0\} \times 10^{12}$ at/cm³. Lines correspond to numerical simulations. For details regarding our model and the values of fit constants, see [25].

15% of our estimated inhomogeneity. In this regime we verify that the spin-echo technique is very efficient resulting in a $1/e$ coherence time of $T'_2 = 0.8$ s [Fig. 3(a)]. For the highest density, one observes a revival of the standard Ramsey interferometer's contrast at 0.25 s that also corresponds to a local minimum of the symmetric one [Fig. 3(d)]. Such a behavior is what one would expect from the two macrospins model described above. For the standard Ramsey interferometer the spins are fully resynchronized at the exchange period T_{ex} resulting in a revival of the Ramsey contrast at $T_R = 0.25$ s. For the symmetric Ramsey interferometer, for the same Ramsey time, the atoms were swapped by a π pulse at $t_\pi = T_R/2 = 0.125$ s (i.e., at half the exchange period), resulting in an acceleration of the dephasing and the lowest contrast of the interferometer. We observe that same phenomenon for different atomic densities $\bar{n} = \{2, 1.7, 0.9\} \times 10^{12}$ at/cm³ at different Ramsey time $T_0 \approx \{0.25, 0.32, 0.5\}$ s with about the same scaling $\bar{n}T_0 \approx \text{cst.}$ Notice that no such other modulation is clearly observed at multiples $p \neq 1$ of the exchange period as it is expected from our simple model. This can be explained by our relatively high rate of lateral collisions γ_c that perturb SSR, resulting in a damping of the contrast revivals.

Third experiment.—To further understand the spin dynamics and test our numerical model [25], we measured the evolution of the contrast after a fixed π pulse at $t_\pi = 0.125$ s, for three different atomic densities $\bar{n} = \{0.4, 1.1, 2.5\} \times 10^{12}$ at/cm³ (Fig. 4). We scan the Ramsey time T_R between 0 and 900 ms (with t_2 not necessarily equal to t_π) in order to observe the formation of a spin echo. For the lowest density, we observe a net revival

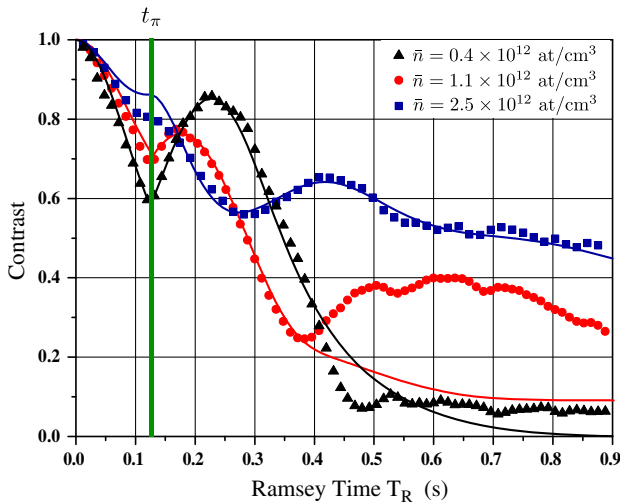


FIG. 4. Third experiment: Ramsey contrast versus Ramsey time T_R with a fixed π pulse at $t_\pi = 125$ ms (green vertical line). Black triangles, red dots, and blue squares correspond to the experimental data for different atomic densities. Lines correspond to numerical simulations [25].

of the contrast at $T_R = 2t_\pi = 0.25$ s. As it is expected when exchange interactions and thus SSR are negligible, the π pulse reverses the inhomogeneous dephasing and leads to a spin echo. For $\bar{n} = 1.1 \times 10^{12}$ at/cm³, a smaller echo occurs at a time $T_R \approx 0.18$ s $< 2t_\pi$. This behavior is well reproduced by our model and is a consequence of SSR which tends to faster resynchronize the spins after the π pulse. Increasing further the density, one cannot see any echo since for such densities the π pulse is now mostly a perturbation of SSR. But, for Ramsey times $T_R > 2t_\pi$, SSR (re)occurs at time $T_R \approx t_\pi + T_{\text{ex}}$ resulting in a net revival of the contrast at ≈ 0.4 s. Note that the same behavior is observed for the intermediate atomic density at $T_R \approx 0.6$ s. It can also be reproduced by the simulation, but with other parameters (in particular, a larger exchange rate), and at the expense of a poorer agreement at short Ramsey times. This behavior remains to be explained.

In summary, we have investigated both experimentally and theoretically the interplay between the spin-echo technique and the spin self-rephasing mechanism in a trapped atom interferometer. In particular, we show that the complex spin dynamics resulting from the competition between these two effects leads to nontrivial evolution of the coherence of the atomic ensemble. We propose a simple two macrospins model to give a qualitative insight into this dynamics. We also find a quantitative agreement between our measurements and the results of a numerical simulation.

Spin echoes have been used in a recent work [29] to observe the effect of the ISRE onto the spin diffusion coefficient of a unitary degenerate gas, allowing for the determination of the Leggett-Rice parameter [30]. Notice that in such a study, by contrast to our situation, SSR is absent as the gas is in the hydrodynamic rather than collisionless regime.

Our results illustrate the crucial role played by atomic interactions, in some cases deleterious, in others beneficial, in the dynamics of quantum sensors based on ultracold atoms. In particular, the spin dynamics and coherence of atom interferometers depend on the geometry of the sensor, through the details of the pulse sequence one uses. Whereas the spin-echo technique is not used in standard Ramsey microwave interferometry for clock spectroscopy and frequency measurements, it is widely used in other interferometer configurations as, for example, for the measurement of inertial forces, where π pulses are used to cancel out all clocks effects. However, in such interferometers, the two partial wave packets associated to the two internal states do not overlap perfectly and ISRE is expected to be weaker. The dependence of SSR with this overlap can be studied in an interferometer using atoms trapped in a lattice, such as [31]. Another interesting perspective would be to investigate if a modified π pulse (e.g., a *mirror* pulse [25]) would allow producing better spin echoes in the presence of ISRE. Similar issues are currently being studied in the context of many-body interacting quantum systems [32].

We thank Peter Rosenbusch, Wilfried Maineult, and Kurt Gibble for useful discussions. We also acknowledge financial support by the IDEX PSL (ANR-10-IDEX-0001-02 PSL) and ANR (ANR-13-BS04-0003-01). A. B. thanks the Labex First-TF for financial support.

*franck.pereira@obspm.fr

- [1] H. Katori, M. Takamoto, V.G. Palchikov, and V.D. Ovsiannikov, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 173005 (2003).
- [2] H. Katori, K. Hashiguchi, E.Y. Ilinova, and V.D. Ovsiannikov, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 153004 (2009).
- [3] A. Kaplan, M. F. Andersen, and N. Davidson, *Phys. Rev. A* **66**, 045401 (2002).
- [4] H. J. Lewandowski, D. M. Harber, D. L. Whitaker, and E. A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 070403 (2002).
- [5] E. L. Hahn, *Phys. Rev.* **80**, 580 (1950).
- [6] M. F. Andersen, A. Kaplan, and N. Davidson, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 023001 (2003).
- [7] M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991).
- [8] I. Dutta, D. Savoie, B. Fang, B. Venon, C. L. Garrido Alzar, R. Geiger, and A. Landragin, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 183003 (2016).
- [9] C. Freier, M. Hauth, V. Schkolnik, B. Leykauf, M. Schilling, H. Wziontek, H.-G. Scherneck, J. Müller, and A. Peters, *J. Phys. Conf. Ser.* **723** 012050 (2016).
- [10] P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. Pereira dos Santos, and S. Merlet, *Metrologia* **51**, L15 (2014).
- [11] Z.-K. Hu, B.-L. Sun, X.-C. Duan, M.-K. Zhou, L.-L. Chen, S. Zhan, Q.-Z. Zhang, and J. Luo, *Phys. Rev. A* **88**, 043610 (2013).
- [12] F. Sorrentino, Q. Bodart, L. Cacciapuoti, Y.-H. Lien, M. Prevedelli, G. Rosi, L. Salvi, and G. M. Tino, *Phys. Rev. A* **89**, 023607 (2014).
- [13] G. W. Biedermann, X. Wu, L. Deslauriers, S. Roy, C. Mahadeswaraswamy, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **91**, 033629 (2015).
- [14] A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet, and F. Pereira dos Santos, *New J. Phys.* **13**, 065025 (2011).
- [15] A. Hilico, C. Solaro, M.-K. Zhou, M. Lopez, and F. Pereira dos Santos, *Phys. Rev. A* **91**, 053616 (2015).
- [16] D. M. Harber, H. J. Lewandowski, J. M. McGuirk, and E. A. Cornell, *Phys. Rev. A* **66**, 053616 (2002).
- [17] C. Deutsch, F. Ramirez-Martinez, C. Lacroûte, F. Reinhard, T. Schneider, J. N. Fuchs, F. Piéchon, F. Laloë, J. Reichel, and P. Rosenbusch, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 020401 (2010).
- [18] C. Lhuillier and F. Laloë, *J. Phys. (Paris)* **43**, 197 (1982).
- [19] We use $a_{11} = 101.284a_0$, $a_{22} = 94.946a_0$, and $a_{12} = 99.427a_0$ as calculated by C. Williams and found in Y. R. P. Sortais, Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie–Paris VI, 2001.
- [20] Y. Sagi, I. Almog, and N. Davidson, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 093001 (2010).
- [21] This expression for γ_c assumes $a_{11} \approx a_{22} \approx a_{12} \approx 100a_0 \approx a$ as for ^{87}Rb .
- [22] A. Widera, F. Gerbier, S. Fölling, T. Gericke, O. Mandel, and I. Bloch, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 190405 (2005).
- [23] A. Clairon, P. Laurent, G. Santarelli, S. Ghezali, S. Lea, and M. Bahoura, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44**, 128 (1995).
- [24] G. K. Büning, J. Will, W. Ertmer, E. Rasel, J. Arlt, C. Klempt, F. Ramirez-Martinez, F. Piéchon, and P. Rosenbusch, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 240801 (2011).
- [25] See Supplemental Material at <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevLett.117.163003> for details regarding our numerical model.
- [26] F. Piéchon, J. N. Fuchs, and F. Laloë, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 215301 (2009).
- [27] K. Gibble, *Physics* **3**, 55 (2010).
- [28] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, I. Dotsenko, Y. Miroshnychenko, A. Rauschenbeutel, and D. Meschede, *Phys. Rev. A* **72**, 023406 (2005).
- [29] S. Trotzky, S. Beattie, C. Luciuk, S. Smale, A. B. Bardon, T. Enss, E. Taylor, S. Zhang, and J. H. Thywissen, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 015301 (2015).
- [30] A. J. Leggett and M. J. Rice, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 586 (1968).
- [31] B. Pelle, A. Hilico, G. Tackmann, Q. Beaufils, and F. Pereira dos Santos, *Phys. Rev. A* **87**, 023601 (2013).
- [32] T. Engl, J. D. Urbina, and K. Richter, [arXiv:1409.5684v3](https://arxiv.org/abs/1409.5684v3).

Supplemental material to: Competition between Spin Echo and Spin Self-Rephasing in a Trapped Atom Interferometer

C. Solaro,¹ A. Bonnin,¹ F. Combes,² M. Lopez,¹ X. Alauze,¹ J.-N. Fuchs,^{2,3} F. Piéchon,² and F. Pereira Dos Santos¹

¹*SYRTE, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités,
UPMC Université Paris 06, LNE, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France*

²*Laboratoire de Physique des Solides, CNRS UMR 8502,
Université Paris-Sud, Université Paris-Saclay, F-91405 Orsay Cedex, France*

³*Laboratoire de Physique Théorique de la Matière Condensée, CNRS UMR 7600,
Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France*

(Dated: October 17, 2016)

MODEL FOR SPIN DYNAMICS SIMULATIONS

Spin dynamics in energy space and π -pulse

For the quantitative understanding of the interplay between spin self-rephasing and the spin-echo technique, we use the same model as described in [1]. We here briefly remind the line of reasoning that leads to this model. The trap is approximated by a 3D harmonic oscillator and the motion of atoms in the trap is treated semiclassically. For the considered atom densities and trap geometry, the rate of lateral collisions is small compared to the trap frequencies $\gamma_c \ll \omega_{x,y,z}$. In this situation, the atoms have time to perform many back and forth periodic motion in the trap before any lateral collision takes place. In such a Knudsen regime, averaging over this fast periodic orbital motion enables to regroup the atoms according to their motional energy E . The effective spin dynamics of the gas can then be described through coupled Bloch equations of motion for energy dependent spin vectors $\mathbf{S}(E, t)$ [1]:

$$\partial_t \mathbf{S}(E, t) \approx [\Delta_0 E \hat{\mathbf{w}} + \omega_{ex} \bar{\mathbf{S}}(t)] \times \mathbf{S}(E, t) - \gamma_c [\mathbf{S}(E, t) - \bar{\mathbf{S}}(t)] \quad (1)$$

with $\bar{\mathbf{S}}$ being the energy-average spin:

$$\bar{\mathbf{S}}(t) = \int_0^\infty dE' \frac{E'^2}{2} e^{-E'} \mathbf{S}(E', t).$$

and $E \geq 0$ in units of $k_B T$. The first term on the righthand side of (1), represents the inhomogeneous precession (dephasing) which originates both from differential light shift induced by the trapping lasers and from mean-field interactions. It is linear in E for a harmonic oscillator and has for characteristic inhomogeneity Δ_0 . The second term represents the exchange mean-field that originates from the identical spin rotation effect (ISRE). It is taken here in the infinite-range approximation. This term is non-linear in spin density and is responsible for the collective spin self-rephasing mechanism [1]. The last term is the effective spin relaxation due to lateral collisions. The initial state, immediately after the first $\pi/2$ -pulse, is taken to be $\mathbf{S}(E, t=0) = \hat{\mathbf{u}}$. In absence of the spin relaxation term, the spin vectors $\mathbf{S}(E, t)$ keep their unit norm at any time. The contrast at time t is given by $C(t) = |\bar{\mathbf{S}}(t)|$.

The π -pulse is implemented by performing the instantaneous transformation $(S_u, S_v, S_w) \rightarrow (S_u, -S_v, -S_w)$ at time $t = t_\pi$, for each $\mathbf{S}(E, t_\pi)$. After this transformation, the spin dynamics is still determined from the equation of motion (1). Consider first the case where both exchange mean-field and relaxation terms are absent. In this situation, it is well known that the forward evolution after the π -pulse is equivalent to a backward evolution from the initial state $\mathbf{S}(E, t = t_\pi)$, such that at time $t = 2t_\pi$ one recovers $\mathbf{S}(E, t = 2t_\pi) = \mathbf{S}(E, t = 0)$ leading to a spin echo. In other words the π -pulse is equivalent to a time reversal operation $t \rightarrow -t$. In the presence of exchange mean-field, the π -pulse is no more a simple time reversal operation. In fact, within the infinite range approximation, it appears now to be equivalent to the transformation $t, \omega_{ex} \rightarrow -t, -\omega_{ex}$. A further complication is that the exchange mean-field is a non linear spin term. The latter two properties makes it hard to anticipate if and how spin echo and spin self-rephasing mechanisms will cooperate or compete.

Interestingly, we note that in the presence of the exchange mean field it is still possible to find a class of instantaneous transformations equivalent to a pure time reversal operation $t \rightarrow -t$. Each of these transformation consists of a *mirror* operation which reverses the effective spin component perpendicular to a mirror plane that contains the $\hat{\mathbf{w}}$ axis. As

an example, for the mirror plane defined by axes $\hat{\mathbf{u}}, \hat{\mathbf{w}}$ the *mirror* transformation consists in reversing the v spin component: $(S_u, S_v, S_w) \rightarrow (S_u, -S_v, S_w)$. Some preliminary simulation results suggest that by performing such a *mirror* transformation at a time $t = t_m$ for each $\mathbf{S}(E, t_m)$, we obtain an almost perfect spin-echo $\mathbf{S}(E, t = 2t_m) = \mathbf{S}(E, t = 0)$ at time $t = 2t_m$, despite the non linearity of the exchange mean field. A more systematic study is needed to confirm and widen these preliminary results. Nevertheless, we stress that these *mirror* transformations are not equivalent to simple rotations and therefore we do not know if it can really be implemented experimentally.

π -pulse effect in the strongly synchronized regime

In order to illustrate how the π -pulse perturbs the spin self-rephasing mechanism we present some typical simulation results obtained in a regime of strong synchronization (i.e. when $\omega_{ex} \gg \Delta_0$) which corresponds to the large density regime of the first experiment (Fig.1 of the main text). To simplify the discussion we take a collision rate $\gamma_c = 0$ (i.e. no lateral collisions) such that the spin dynamics is now determined by only two time scales: the dephasing time $T_0 = 2\pi/\Delta_0$ and the exchange period $T_{ex} = 2\pi/\omega_{ex}$. In the strongly synchronized regime ($T_{ex} \ll T_0$) and in absence of any π -pulse, the time dependent contrast $C(t) = |\tilde{\mathbf{S}}(t)|$ presents periodic maxima at *integer* times of the exchange period ($t = pT_{ex}$) and minima at *half-integer* times ($t = (p + 1/2)T_{ex}$). We can now introduce a π -pulse at a time t_π and examine how the contrast is changed up to a time $t = 2t_\pi$ at which we expect a spin-echo in absence of spin self-rephasing. We consider two extreme cases: (i) the π -pulse occurs at a time $t_\pi = pT_{ex}$ which corresponds to a maximum of the contrast or (ii) the π -pulse occurs at a time $t_\pi = (p + 1/2)T_{ex}$ which corresponds to a minimum of the contrast. More quantitatively, case (i) is implemented by taking $\Delta_0/2\pi = 0.8$ Hz, $\omega_{ex}/2\pi = 4$ Hz and $t_\pi = 250$ ms such that $t_\pi = T_{ex}$. To obtain case (ii), instead of changing the value t_π we choose to change the exchange rate to $\omega_{ex}/2\pi = 6$ Hz such that now $t_\pi = \frac{3}{2}T_{ex}$.

The simulation results for case (i) are shown on figures Fig.1.a (no π -pulse) and Fig.1.b (integer π -pulse). Correspondingly, the results for case (ii) are shown on figures Fig.1.c (no π -pulse) and Fig.1.d (half-integer π -pulse). Let's consider first the black curves which represent the time dependent contrast $C(t)$. Comparing Fig.1.a and Fig.1.b, it seems that the integer π -pulse is a small perturbation only that slightly amplifies the variation of the contrast. On the other hand, when comparing Fig.1.c and Fig.1.d, it is immediate to see that the half-integer π -pulse constitutes a much stronger perturbation. More precisely, in this situation, the π -pulse strongly amplifies the contrast variation. For instance the minima become much deeper. Moreover both the positions of minima and maxima are strongly shifted in time.

In order to gain a deeper understanding on the origin of the contrast variation induced by the π -pulse, it appears instructive to look at the time dependent dynamics of the component $S_w(t)$, separately for cold (blue curves) and hot (red curves) atoms. More precisely, the blue curves are obtained from defining $S_w^{\text{cold}}(t) = \int_0^{E_{\text{half}}} dE' \frac{E'^2}{2} e^{-E'} S_w(E', t)$ and the red curves from defining $S_w^{\text{hot}}(t) = \int_{E_{\text{half}}}^\infty dE' \frac{E'^2}{2} e^{-E'} S_w(E', t)$, where the energy scale E_{half} (obtained from $\int_0^{E_{\text{half}}} dE' \frac{E'^2}{2} e^{-E'} = 1/2$) separates the gas into two equally populated classes of hot and cold atoms. For the considered initial conditions, the hot and cold components verify the identity $S_w^{\text{cold}}(t) = -S_w^{\text{hot}}(t)$ such that their sum vanishes at any time t . Looking at figures Fig.1.(a,b,c,d), we observe that before the π -pulse ($t < t_\pi$) the hot component $S_w^{\text{hot}}(t)$ is positive definite whereas the cold one $S_w^{\text{cold}}(t)$ is negative definite. In addition, for $t < t_\pi$ the hot and cold components of $S_w(t)$ oscillate periodically such that the minima of the contrast $C(t)$ coincide with the maxima of their modulus whereas the maxima of $C(t)$ are located at the minima of their modulus $|S_w^{\text{hot}}(t)| = |S_w^{\text{cold}}(t)| \approx 0$. Consider now the situation on figures Fig.1.(b,d) after the π -pulse ($t > t_\pi$). Since $S_w^{\text{cold}}(t) = -S_w^{\text{hot}}(t)$, it is sufficient to analyze the behavior of the hot component $S_w^{\text{hot}}(t)$ which corresponds to the red curves. For $t > t_\pi$, we observe that $S_w^{\text{hot}}(t)$ still oscillates periodically but now also exhibits changes of sign. Interestingly, the time averaged value of $S_w^{\text{hot}}(t)$ stays the same as before the π -pulse so that the variation amplitude of $S_w^{\text{hot}}(t)$ has necessarily increased. In fact, the minimal (negative) value of $S_w^{\text{hot}}(t)$ appears to exactly corresponds to minus the value of $S_w^{\text{hot}}(t = t_\pi)$ just before applying the pulse. As a consequence, for a half-integer π -pulse, the amplitude of variation of $S_w^{\text{hot}}(t)$ is expected to have been multiplied by a factor three (figure Fig.1.d). Furthermore, we note that the maxima of $S_w^{\text{hot}}(t)$ still coincide with the minima of the contrast $C(t)$ whereas the maxima of $C(t)$ now coincide with the new (negative) minima of $S_w^{\text{hot}}(t)$. The latter property constitutes the most surprising feature of the effect of the π -pulse. It also explains the shift in position of the maxima of $C(t)$ which are now expected to occurs at time $t \approx t_\pi + pT_{ex}$. To conclude, we note that the qualitative picture developed in this last paragraph is largely at the origin of the two macrospins schematic model detailed in the main text of the paper.

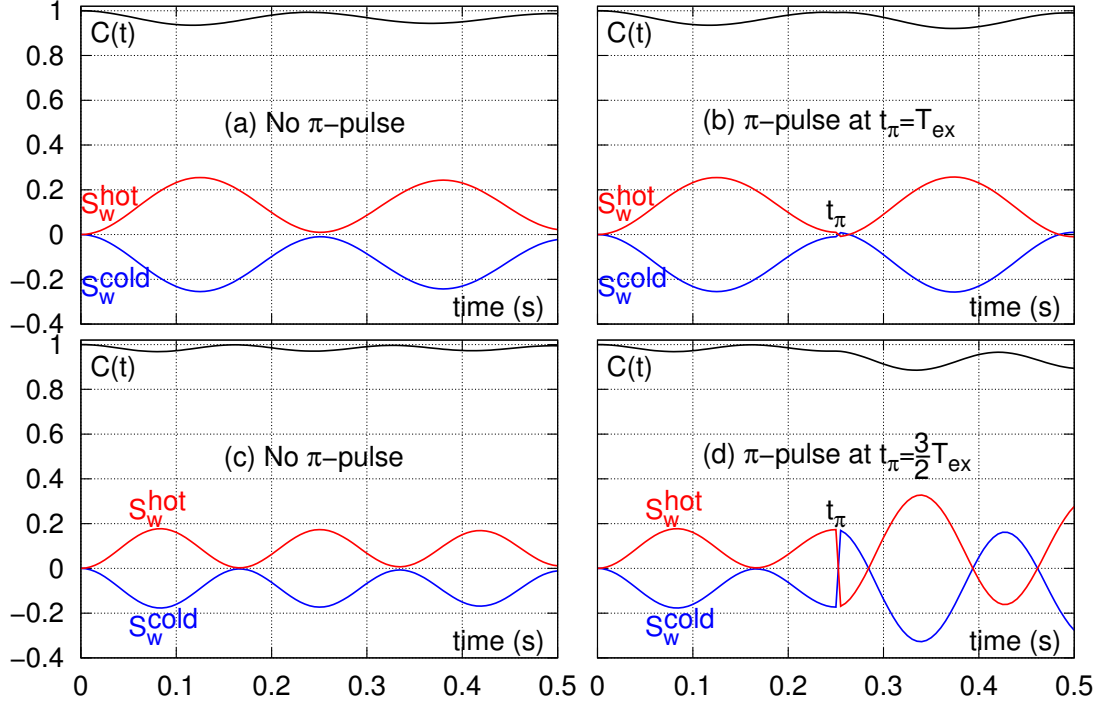


FIG. 1. (Color online). The black curves represent the time dependent contrast $C(t) = |\bar{S}(t)|$. The red curves represent the w component $S_w^{\text{hot}}(t)$ of the hot atoms. The blue curves represent the w component $S_w^{\text{cold}}(t)$ of the cold atoms. The hot and cold components verify the identity $S_w^{\text{cold}}(t) = -S_w^{\text{hot}}(t)$ such that their sum vanishes at any time t (green zero line). For all figures $\Delta_0/2\pi = 0.8$ Hz and $\gamma_c = 0$. Figs 1.(a,b) $\omega_{ex}/2\pi = 4$ Hz. Figs 1.(c,d) $\omega_{ex}/2\pi = 6$ Hz. (a) No π -pulse. (b) π -pulse at $t_\pi = 0.25$. The π -pulse occurs at integer exchange time: $t_\pi = T_{ex}$. (c) No- π -pulse. (d) π -pulse at $t_\pi = 0.25$ s. The π -pulse occurs at half-integer exchange time $t_\pi = \frac{3}{2}T_{ex}$.

FITTING PARAMETERS FOR THE SECOND EXPERIMENT

The equations of motion (1) contains three experimentally tunable parameters: the inhomogeneity Δ_0 , the ISRE rate ω_{ex} and the lateral collision rate γ_c . As explained in the main text, within the considered experimental conditions, their predicted values are respectively $\Delta_0/2\pi \approx (0.3 + 0.7\bar{n})$ Hz, $\omega_{ex}/2\pi \approx 7.5\bar{n}$ Hz and $\gamma_c \approx 2.4\bar{n} \text{ s}^{-1}$ as function of the mean atom density $\bar{n}$ in unit 10^{12} at/cm^3 . In practice, for each density we consider Δ_0, ω_{ex} and γ_c as fitting parameters in order to best fit the experimental data. As typical example, figures Fig.2.a,b,c illustrate the values found for Δ_0, ω_{ex} and γ_c in the case of the second experiment (Fig.3.a,b,c,d of the main text), where data obtained with or without π -pulse are fitted independently. The straight lines on these figures suggest that the best fits are obtained for $\Delta_0/2\pi \approx (0.8 \pm 0.1)$ Hz, $\omega_{ex}/2\pi \approx (2.2 \pm .1)\bar{n}$ Hz and $\gamma_c \approx (.53 \pm .04)\bar{n} \text{ s}^{-1}$. The fitted values for $\Delta_0, \omega_{ex}, \gamma_c$ show the same tendency as in previous experiments [1] and [2]. In particular, we remind that the necessity to take smaller values for ω_{ex}, γ_c can be attributed to the fact that these two contributions are taken in an infinite range approximation in eq.(1); this has a tendency to overestimate their effects. We note however that, in all experiments, the fitted values for Δ_0 appear almost density independent in striking contrast to the prediction. The latter feature still remains to be explained.

-
- [1] C. Deutsch, F. Ramirez-Martinez, C. Lacroûte, F. Reinhard, T. Schneider, J. N. Fuchs, F. Piéchon, F. Laloë, J. Reichel, and P. Rosenbusch, *Physical Review Letters* **105**, 020401 (2010).
 - [2] G. Kleine Büning, J. Will, W. Ertmer, E. Rasel, J. Arlt, C. Klempt, F. Ramirez-Martinez, F. Piéchon, and P. Rosenbusch, *Physical Review Letters* **106**, 240801 (2011).

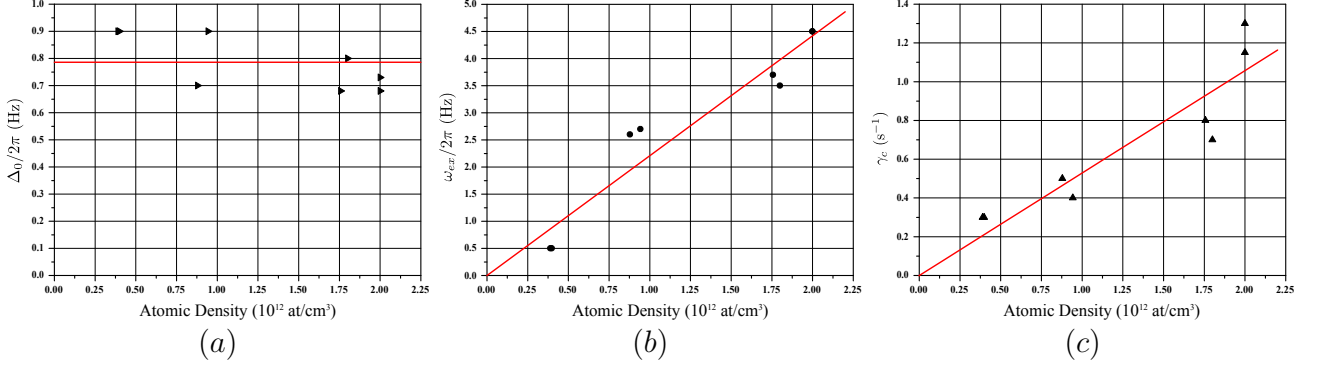


FIG. 2. (Color online). Fitting parameters corresponding to the second set of experiments of the main text: (a) the inhomogeneity Δ_0 , (b) the ISRE rate ω_{ex} , (c) the collision rate γ_c . The straight lines on these figures suggest that the best fits are obtained for $\Delta_0/2\pi \approx (0.8 \pm 0.1)$ Hz, $\omega_{ex}/2\pi \approx (2.2 \pm .1)\bar{n}$ Hz and $\gamma_c \approx (.53 \pm .04)\bar{n} \text{ s}^{-1}$ which are to be compared with predicted values $\Delta_0/2\pi \approx (0.3 + 0.7\bar{n})$ Hz, $\omega_{ex}/2\pi \approx 7.5\bar{n}$ Hz and $\gamma_c \approx 2.4\bar{n} \text{ s}^{-1}$, with $\bar{n}$ the mean atom density in 10^{12} at/cm³ unit.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. G. Riess, A. V. Filippenko, P. Challis, A. Clocchiatti, A. Diercks, P. M. Garnavich, R. L. Gilliland, C. J. Hogan, S. Jha, R. P. Kirshner, B. Leibundgut, M. M. Phillips, D. Reiss, B. P. Schmidt, R. A. Schommer, R. C. Smith, J. Spyromilio, C. Stubbs, N. B. Suntzeff, and J. Tonry, “Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant,” *The Astronomical Journal*, vol. 116, no. 3, p. 1009, 1998.
- [2] S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, P. Nugent, P. G. Castro, S. Deustua, S. Fabbro, A. Goobar, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, J. C. Lee, N. J. Nunes, R. Pain, C. R. Pennypacker, R. Quimby, C. Lidman, R. S. Ellis, M. Irwin, R. G. McMahon, P. Ruiz-Lapuente, N. Walton, B. Schaefer, B. J. Boyle, A. V. Filippenko, T. Matheson, A. S. Fruchter, N. Panagia, H. J. M. Newberg, W. J. Couch, and T. S. C. Project, “Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae,” *The Astrophysical Journal*, vol. 517, no. 2, p. 565, 1999.
- [3] E. Adelberger, B. Heckel, and A. Nelson, “Tests of the Gravitation Inverse-Square Law,” *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, vol. 53, pp. 77–121, dec 2003.
- [4] S. R. Beane *General Relativity and Gravitation*, vol. 29, no. 8, pp. 945–951, 1997.
- [5] R. Sundrum, “Towards an effective particle-string resolution of the cosmological constant problem,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 1999, pp. 001–001, jul 1999.
- [6] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, “The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter,” *Physics Letters B*, vol. 429, pp. 263–272, jun 1998.
- [7] 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, pp. 257–263, sep 1998.
- [8] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, “Phenomenology, astrophysics, and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity,” *Physical Review D*, vol. 59, mar 1999.
- [9] N. Arkani-Hamed and S. Dimopoulos, “New origin for approximate symmetries from distant breaking in extra dimensions,” *Physical Review D*, vol. 65, jan 2002.
- [10] 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.
- [11] S. Dimopoulos and G. Giudice, “Macroscopic forces from supersymmetry,” *Physics Letters B*, vol. 379, pp. 105–114, jun 1996.
- [12] D. B. Kaplan and M. B. Wise, “Couplings of a light dilaton and violations of the equivalence principle,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2000, no. 08, p. 037, 2000.

- [13] T. Damour and A. Polyakov, “The string dilation and a least coupling principle,” *Nuclear Physics B*, vol. 423, pp. 532–558, jul 1994.
- [14] A. Geraci and H. Goldman, “Sensing short range forces with a nanosphere matter-wave interferometer,” *Physical Review D*, vol. 92, sep 2015.
- [15] S. Dimopoulos and A. A. Geraci, “Probing submicron forces by interferometry of Bose-Einstein condensed atoms,” *Physical Review D*, vol. 68, dec 2003.
- [16] R. Messina, S. Pelisson, M.-C. Angonin, and P. Wolf, “Atomic states in optical traps near a planar surface,” *Phys. Rev. A*, vol. 83, may 2011.
- [17] H. Casimir, “On the attraction between two perfectly conducting plates,” *Proceedings of the KNAW*, vol. 51, no. 7, pp. 793–795, 1948.
- [18] M. Sparnaay, “Measurements of attractive forces between flat plates,” *Physica*, vol. 24, pp. 751–764, jan 1958.
- [19] S. K. Lamoreaux, “Demonstration of the casimir force in the 0.6 to 6 μm range,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, pp. 5–8, jan 1997.
- [20] 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, jan 2007.
- [21] M. Masuda and M. Sasaki, “Limits on nonstandard forces in the submicrometer range,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, apr 2009.
- [22] 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, oct 2011.
- [23] A. O. Sushkov, W. J. Kim, D. A. R. Dalvit, and S. K. Lamoreaux, “Observation of the thermal casimir force,” *Nat Phys*, vol. 7, pp. 230–233, feb 2011.
- [24] 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, jun 2005.
- [25] 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,” *Physical Review D*, vol. 75, apr 2007.
- [26] R. S. Decca, D. López, E. Fischbach, and D. E. Krause, “Measurement of the casimir force between dissimilar metals,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, jul 2003.
- [27] U. Mohideen and A. Roy, “Precision measurement of the casimir force from 0.1 to 0.9 μm ,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, pp. 4549–4552, nov 1998.
- [28] A. A. Banishev, G. L. Klimchitskaya, V. M. Mostepanenko, and U. Mohideen, “Demonstration of the casimir force between ferromagnetic surfaces of a ni-coated sphere and a ni-coated plate,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, mar 2013.
- [29] A. A. Banishev, J. Wagner, T. Emig, R. Zandi, and U. Mohideen, “Demonstration of angle-dependent casimir force between corrugations,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, jun 2013.

-
- [30] G. L. Klimchitskaya, U. Mohideen, and V. M. Mostepanenko, “Constraints on corrections to Newtonian gravity from two recent measurements of the casimir interaction between metallic surfaces,” *Physical Review D*, vol. 87, jun 2013.
- [31] 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, apr 2003.
- [32] A. A. Geraci, S. J. Smullin, D. M. Weld, J. Chiaverini, and A. Kapitulnik, “Improved constraints on non-Newtonian forces at 10 microns,” *Physical Review D*, vol. 78, jul 2008.
- [33] 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.
- [34] S. Pelisson, *Étude d’états atomiques à proximité d’une surface massive - Application à l’expérience FORCA-G*. PhD Thesis, Observatoire de Paris, oct 2012.
- [35] 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, nov 2004.
- [36] V. Sandoghdar, C. I. Sukenik, E. A. Hinds, and S. Haroche, “Direct measurement of the van der waals interaction between an atom and its images in a micron-sized cavity,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 68, pp. 3432–3435, jun 1992.
- [37] 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.
- [38] 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.
- [39] F. Shimizu, “Specular reflection of very slow metastable neon atoms from a solid surface,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, pp. 987–990, feb 2001.
- [40] V. Druzhinina and M. DeKieviet, “Experimental observation of quantum reflection far from threshold,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, nov 2003.
- [41] 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, nov 2004.
- [42] 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, sep 2005.
- [43] 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, feb 2007.
- [44] J. M. McGuirk, D. M. Harber, J. M. Obrecht, and E. A. Cornell, “Alkali-metal adsorbate polarization on conducting and insulating surfaces probed with Bose-Einstein condensates,” *Phys. Rev. A*, vol. 69, jun 2004.

- [45] J. M. Obrecht, R. J. Wild, and E. A. Cornell, “Measuring electric fields from surface contaminants with neutral atoms,” *Phys. Rev. A*, vol. 75, jun 2007.
- [46] A. Derevianko, B. Obreshkov, and V. A. Dzuba, “Mapping out atom-wall interaction with atomic clocks,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, sep 2009.
- [47] 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, aug 2005.
- [48] 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, jun 2004.
- [49] 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, aug 2006.
- [50] 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 μm ,” *Phys. Rev. A*, vol. 79, jan 2009.
- [51] V. V. Ivanov, “Study of surface potentials using resonant tunnelling of cold atoms in optical lattices,” *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 45, p. 205004, sep 2012.
- [52] 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, jan 2008.
- [53] N. Poli, F.-Y. Wang, M. G. Tarallo, A. Alberti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, “Precision measurement of gravity with cold atoms in an optical lattice and comparison with a classical gravimeter,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, jan 2011.
- [54] 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, jul 2014.
- [55] 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, jun 2007.
- [56] L. D. Broglie, “Waves and quanta,” *Nature*, vol. 112, pp. 540–540, oct 1923.
- [57] C. Davisson and L. H. Germer, “Diffraction of electrons by a crystal of nickel,” *Phys. Rev.*, vol. 30, pp. 705–740, dec 1927.
- [58] I. Estermann and O. Stern, “Beugung von molekularstrahlen,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 61, pp. 95–125, jan 1930.
- [59] D. P. Mitchell and P. N. Powers, “Bragg reflection of slow neutrons,” *Phys. Rev.*, vol. 50, pp. 486–487, sep 1936.
- [60] H. von Halban and P. Preiswerk, “Recherches sur les neutrons lents,” *Journal de Physique et le Radium*, vol. 8, no. 1, pp. 29–40, 1937.

-
- [61] L. Marton, “Electron interferometer,” *Phys. Rev.*, vol. 85, pp. 1057–1058, mar 1952.
- [62] L. Marton, J. A. Simpson, and J. A. Suddeth, “Electron beam interferometer,” *Phys. Rev.*, vol. 90, pp. 490–491, may 1953.
- [63] H. Maier-Leibnitz and T. Springer, “Ein interferometer für langsame neutronen,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 167, pp. 386–402, aug 1962.
- [64] H. Rauch, W. Treimer, and U. Bonse, “Test of a single crystal neutron interferometer,” *Physics Letters A*, vol. 47, pp. 369–371, apr 1974.
- [65] 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.
- [66] P. L. Kapitza and P. A. M. Dirac, “The reflection of electrons from standing light waves,” *Math. Proc. Camb. Phil. Soc.*, vol. 29, p. 297, may 1933.
- [67] 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.
- [68] 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.
- [69] C. Bordé, “Atomic interferometry with internal state labelling,” *Physics Letters A*, vol. 140, pp. 10–12, sep 1989.
- [70] I. I. Rabi, S. Millman, P. Kusch, and J. R. Zacharias, “The molecular beam resonance method for measuring nuclear magnetic moments. the magnetic moments of $\text{Li } 6\ 3$, $\text{Li } 7\ 3$ and $\text{F } 19\ 9$,” *Phys. Rev.*, vol. 55, pp. 526–535, mar 1939.
- [71] 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.
- [72] N. F. Ramsey, “A new molecular beam resonance method,” *Phys. Rev.*, vol. 76, pp. 996–996, oct 1949.
- [73] N. F. Ramsey, “A molecular beam resonance method with separated oscillating fields,” *Phys. Rev.*, vol. 78, pp. 695–699, jun 1950.
- [74] C. J. Bordé, “Atomic clocks and inertial sensors,” *Metrologia*, vol. 39, pp. 435–463, oct 2002.
- [75] F. Riehle, T. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, and C. J. Bordé, “Optical ramsey spectroscopy in a rotating frame : Sagnac effect in a matter-wave interferometer,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, pp. 177–180, jul 1991.
- [76] M. Kasevich and S. Chu, “Atomic interferometry using stimulated raman transitions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, pp. 181–184, jul 1991.
- [77] P. Cheinet, *Conception and realisation of a cold atom gravimeter*. PhD Thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, mar 2006.

- [78] B. Barrett, R. Geiger, I. Dutta, M. Meunier, B. Canuel, A. Gauguet, P. Bouyer, and A. Landragin, “The sagnac effect : 20 years of development in matter-wave interferometry,” *Comptes Rendus Physique*, vol. 15, pp. 875–883, dec 2014.
- [79] I. Dutta, D. Savoie, B. Fang, B. Venon, C. G. Alzar, R. Geiger, and A. Landragin, “Continuous cold-atom inertial sensor with 1 nrad/sec Rotation stability,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, may 2016.
- [80] P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. P. D. Santos, and S. Merlet, “Stability comparison of two absolute gravimeters : optical versus atomic interferometers,” *Metrologia*, vol. 51, p. L15, jun 2014.
- [81] Z.-K. Hu, B.-L. Sun, X.-C. Duan, M.-K. Zhou, L.-L. Chen, S. Zhan, Q.-Z. Zhang, and J. Luo, “Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter,” *Phys. Rev. A*, vol. 88, oct 2013.
- [82] C. Freier, M. Hauth, V. Schkolnik, B. Leykauf, M. Schilling, H. Wziontek, H.-G. Scherneck, J. Müller, and A. Peters, “Mobile quantum gravity sensor with unprecedented stability,” *J. Phys. : Conf. Ser.*, vol. 723, p. 012050, jun 2016.
- [83] R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson, “Local gravity measurement with the combination of atom interferometry and bloch oscillations,” *Phys. Rev. A*, vol. 85, jan 2012.
- [84] M. Andia, R. Jannin, F. Nez, F. Biraben, S. Guellati-Khélifa, and P. Cladé, “Compact atomic gravimeter based on a pulsed and accelerated optical lattice,” *Phys. Rev. A*, vol. 88, sep 2013.
- [85] A. Hilico, C. Solaro, M.-K. Zhou, M. Lopez, and F. P. dos Santos, “Contrast decay in a trapped-atom interferometer,” *Phys. Rev. A*, vol. 91, may 2015.
- [86] 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.
- [87] D. J. McCarron, S. A. King, and S. L. Cornish, “Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium,” *Measurement Science and Technology*, vol. 19, p. 105601, aug 2008.
- [88] B. Pelle, *Atomic interferometers in an optical lattice*. PhD Thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, oct 2013.
- [89] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, and E. A. Cornell, “Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms,” *Physical Review Letters*, vol. 74, no. 17, p. 3352, 1995.
- [90] D. E. Pritchard, “Cooling neutral atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy,” *Physical Review Letters*, vol. 51, no. 15, p. 1336, 1983.
- [91] T. Takekoshi and R. J. Knize, “CO₂ laser trap for cesium atoms,” *Optics Letters*, vol. 21, p. 77, jan 1996.
- [92] J. D. Miller, R. A. Cline, and D. J. Heinzen, “Far-off-resonance optical trapping of atoms,” *Phys. Rev. A*, vol. 47, pp. R4567–R4570, jun 1993.

-
- [93] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, “Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor,” *Science*, vol. 269, pp. 198–201, jul 1995.
 - [94] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet, “Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, pp. 1687–1690, aug 1995.
 - [95] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, “Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, pp. 3969–3973, nov 1995.
 - [96] M. D. Barrett, J. A. Sauer, and M. S. Chapman, “All-optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 87, jun 2001.
 - [97] O. J. Luiten, M. W. Reynolds, and J. T. M. Walraven, “Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas,” *Phys. Rev. A*, vol. 53, pp. 381–389, jan 1996.
 - [98] K. M. O’Hara, M. E. Gehm, S. R. Granade, and J. E. Thomas, “Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps,” *Phys. Rev. A*, vol. 64, oct 2001.
 - [99] J.-F. Clément, J.-P. Brantut, M. R. 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, jun 2009.
 - [100] A. Couvert, *Production and study of guided atom lasers, and of their interaction with controlled defects*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, Oct. 2009.
 - [101] K. Arnold and M. Barrett, “All-optical Bose-Einstein condensation in a $1.06\mu\text{m}$ dipole trap,” *Optics Communications*, vol. 284, pp. 3288–3291, jun 2011.
 - [102] M. Gehm, K. O’Hara, T. Savard, and J. Thomas, “Dynamics of noise-induced heating in atom traps,” *Physical Review A*, vol. 58, no. 5, p. 3914, 1998.
 - [103] A. Clairon, P. Laurent, G. Santarelli, S. Ghezali, S. Lea, and M. Bahoura, “A cesium fountain frequency standard : preliminary results,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 44, pp. 128–131, apr 1995.
 - [104] A. Hilico, *Force sensor with atoms trapped in an optical lattice, characterisation of the performances*. PhD Thesis, Ecole Normale Supérieure, sep 2014.
 - [105] D. A. Steck, “Rubidium 87 d line data,” 2015.
 - [106] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp, and C. E. Wieman, “Loading an optical dipole trap,” *Phys. Rev. A*, vol. 62, jun 2000.
 - [107] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin, and D. E. Pritchard, “High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 70, pp. 2253–2256, apr 1993.
 - [108] A. Widera, F. Gerbier, S. Fölling, T. Gericke, O. Mandel, and I. Bloch, “Coherent collisional spin dynamics in optical lattices,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, p. 190405, nov 2005.
 - [109] N. Ashcroft and N. Mermin, *Solid State Physics*. Philadelphia : Saunders College, 1976.

- [110] F. Bloch, “Über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern,” *Zeitschrift für physik*, vol. 52, no. 7-8, pp. 555–600, 1929.
- [111] G. H. Wannier, “Wave functions and effective hamiltonian for bloch electrons in an electric field,” *Physical Review*, vol. 117, no. 2, p. 432, 1960.
- [112] C. Zener, “A theory of the electrical breakdown of solid dielectrics,” *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 145, pp. 523–529, jul 1934.
- [113] J. Krieger and G. Iafrate, “Time evolution of bloch electrons in a homogeneous electric field,” *Physical Review B*, vol. 33, no. 8, p. 5494, 1986.
- [114] J. Zapata, A. M. Guzmán, M. G. Moore, and P. Meystre, “Gravity-induced wannier-stark ladder in an optical lattice,” *Phys. Rev. A*, vol. 63, jan 2001.
- [115] G. Tackmann, B. Pelle, A. Hilico, Q. Beaufils, and F. P. dos Santos, “Raman-laser spectroscopy of wannier-stark states,” *Phys. Rev. A*, vol. 84, dec 2011.
- [116] E. L. Hahn, “Spin echoes,” *Phys. Rev.*, vol. 80, pp. 580–594, nov 1950.
- [117] E. M. Purcell, H. C. Torrey, and R. V. Pound, “Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid,” *Phys. Rev.*, vol. 69, pp. 37–38, jan 1946.
- [118] F. Bloch, W. W. Hansen, and M. Packard, “Nuclear induction,” *Phys. Rev.*, vol. 69, pp. 127–127, feb 1946.
- [119] F. Bloch, W. W. Hansen, and M. Packard, “The nuclear induction experiment,” *Phys. Rev.*, vol. 70, pp. 474–485, oct 1946.
- [120] E. L. Hahn, “Nuclear induction due to free larmor precession,” *Phys. Rev.*, vol. 77, pp. 297–298, jan 1950.
- [121] L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*. Dover Publications, 1975.
- [122] L. Zehnder, *Ein neuer Interferenzrefraktor*, vol. 11. Zeitschrift für Instrumentenkunde, 1891.
- [123] L. Mach, *Über einen Interferenzrefraktor*, vol. 12. Zeitschrift für Instrumentenkunde, 1892.
- [124] A. Bonnin, *Simultaneous Interferometry with Two Atomic Species ^{87}Rb / ^{85}Rb and Applications to Inertial Measurements*. PhD Thesis, Université Paris-Saclay, nov 2015.
- [125] G. Tackmann, *Raman interferometry with free-falling and trapped atoms*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI ; Leibniz Universität Hannover, Sept. 2013.
- [126] S. H. Autler and C. H. Townes, “Stark effect in rapidly varying fields,” *Phys. Rev.*, vol. 100, pp. 703–722, oct 1955.
- [127] A. Gauguet, T. E. Mehlstäubler, T. Lévêque, J. L. Gouët, W. Chaibi, B. Canuel, A. Clairon, F. P. D. Santos, and A. Landragin, “Off-resonant raman transition impact in an atom interferometer,” *Phys. Rev. A*, vol. 78, oct 2008.

-
- [128] A. Gauguet, *Cold atoms gyroscope : limits on the stability and the accuracy due to the atomic beam splitters*. PhD Thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, jun 2008.
 - [129] J. Le Gouët, *Study on the performances of an absolute atomic gravimeter : limit sensitivity and preliminary accuracy*. PhD Thesis, Université Paris Sud - Paris XI, feb 2008.
 - [130] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, I. Dotsenko, Y. Miroshnychenko, A. Rauschenbeutel, and D. Meschede, “Analysis of dephasing mechanisms in a standing-wave dipole trap,” *Physical Review A*, vol. 72, p. 023406, Aug. 2005.
 - [131] A. Kaplan, M. F. Andersen, and N. Davidson, “Suppression of inhomogeneous broadening in rf spectroscopy of optically trapped atoms,” *Phys. Rev. A*, vol. 66, oct 2002.
 - [132] A. Maury, M. Donaire, M.-P. Gorza, A. Lambrecht, and R. Guérout, “Surface-modified wannier-stark states in a one-dimensional optical lattice,” *Physical Review A*, vol. 94, nov 2016.
 - [133] A. Louchet-Chauvet, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet, and F. P. Dos Santos, “The influence of transverse motion within an atomic gravimeter,” *New Journal of Physics*, vol. 13, no. 6, p. 065025, 2011.
 - [134] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë, *Mécanique quantique, Tome II*. Hermann, 1973.
 - [135] J. J. Sakurai and J. Napolitano, *Modern quantum mechanics*. Addison-Wesley, 2011.
 - [136] C. Lhuillier and F. Laloë, “Transport properties in a spin polarized gas, i,” *J. Phys. France*, vol. 43, no. 2, pp. 197–224, 1982.
 - [137] E. Wigner, “On the quantum correction for thermodynamic equilibrium,” *Phys. Rev.*, vol. 40, pp. 749–759, jun 1932.
 - [138] J.-N. Fuchs, *Contribution à la mécanique statistique quantique des gaz froids*. PhD Thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, June 2003.
 - [139] H. J. Lewandowski, D. M. Harber, D. L. Whitaker, and E. A. Cornell, “Observation of anomalous spin-state segregation in a trapped ultracold vapor,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, jan 2002.
 - [140] J. N. Fuchs, D. M. Gangardt, and F. Laloë, “Internal state conversion in ultracold gases,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, may 2002.
 - [141] J. M. McGuirk, H. J. Lewandowski, D. M. Harber, T. Nikuni, J. E. Williams, and E. A. Cornell, “Spatial resolution of spin waves in an ultracold gas,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, aug 2002.
 - [142] F. Piéchon, J. N. Fuchs, and F. Laloë, “Cumulative identical spin rotation effects in collisionless trapped atomic gases,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, may 2009.
 - [143] K. Gibble, “Viewpoint : Keeping atoms synchronized for better timekeeping,” *Physics*, vol. 3, p. 55, 2010.
 - [144] 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, jul 2010.

- [145] G. K. 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, jun 2011.
- [146] Y. R. P. Sortais, *Construction d’une fontaine double à atomes froids de ^{87}Rb et ^{133}Cs ; Etude des effets dependant du nombre d’atomes dans une fontaine*. PhD Thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, Dec. 2001.
- [147] C. Deutsch, *Trapped Atom Clock on a Chip Identical Spin Rotation Effects in an Ultracold Trapped Atomic Clock*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2013.
- [148] C. Deutsch, W. Maineult, J. Reichel, and P. Rosenbusch, “Clock fequency of a self-rephasing spin ensemble and observation of a magic density,” *Communication Privée*, 2016.
- [149] H. Katori, M. Takamoto, V. G. Pal’chikov, and V. D. Ovsiannikov, “Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap,” *Physical Review Letters*, vol. 91, p. 173005, Oct. 2003.
- [150] H. Katori, K. Hashiguchi, E. Y. Il’inova, and V. D. Ovsiannikov, “Magic Wavelength to Make Optical Lattice Clocks Insensitive to Atomic Motion,” *Physical Review Letters*, vol. 103, p. 153004, Oct. 2009.
- [151] A. J. Leggett and M. J. Rice, “Spin echoes in liquid he 3 and mixtures : A predicted new effect,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 20, pp. 586–589, mar 1968.
- [152] K. Miyake, W. Mullin, and P. Stamp, “Mean-field and spin-rotation phenomena in fermi systems : the relation between the leggett-rice and lhuillier-laloë effects,” *Journal de Physique*, vol. 46, no. 5, pp. 663–671, 1985.
- [153] N. Bigelow, J. Freed, and D. Lee, “Nuclear-spin waves in polarized atomic hydrogen gas : Temperature and density dependence in the hydrodynamic and knudsen regimes,” *Physical review letters*, vol. 63, no. 15, p. 1609, 1989.
- [154] S. Trotzky, S. Beattie, C. Luciuk, S. Smale, A. B. Bardon, T. Enss, E. Taylor, S. Zhang, and J. H. Thywissen, “Observation of the leggett-rice effect in a unitary fermi gas,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 114, p. 015301, jan 2015.
- [155] D. Harber, H. Lewandowski, J. McGuirk, and E. A. Cornell, “Effect of cold collisions on spin coherence and resonance shifts in a magnetically trapped ultracold gas,” *Physical Review A*, vol. 66, no. 5, p. 053616, 2002.
- [156] D. Harber, H. Lewandowski, J. McGuirk, and E. A. Cornell, “The mystery of the ramsey fringe that didn’t chirp,” *arXiv preprint cond-mat/0209249*, 2002.
- [157] K. Gibble, “Decoherence and collisional frequency shifts of trapped bosons and fermions,” *Physical review letters*, vol. 103, no. 11, p. 113202, 2009.
- [158] G. Campbell, M. Boyd, J. Thomsen, M. Martin, S. Blatt, M. Swallows, T. Nicholson, T. Fortier, C. Oates, S. Diddams, *et al.*, “Probing interactions between ultracold fermions,” *science*, vol. 324, no. 5925, pp. 360–363, 2009.
- [159] 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, jul 2012.

- [160] C. Solaro, “Trapping ultracold atoms in a super-lattice,” Master’s thesis, K ngliga Tekniska H gskolan, Stockholm, 2013.
- [161] X. Alauze, “Transport d’atomes ultra-froids   l’aide d’un réseau optique accéléré,” Master’s thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2015.

RÉSUMÉ

Le travail présenté dans ce manuscrit porte sur l'avancement de l'expérience FORCA-G (FORce de CAsimir et Gravitation à courte distance) dont le but est la mesure par interférométrie atomique de forces à courte distance entre un atome, piégé dans un réseau optique vertical, et une surface. Réalisée à l'aide de transitions Raman stimulées, la séparation spatiale et cohérente des paquets d'onde atomique sur des puits adjacents du réseau permet de mesurer, après recombinaison, la différence d'énergie entre ces puits, liée à l'incrément d'énergie potentielle de pesanteur : la fréquence de Bloch ν_B . Pour de faibles densités atomiques, il est démontré une sensibilité court terme à 1 s de $\frac{\delta\nu}{\nu_B} = 1.8 \times 10^{-6}$ à l'état de l'art des capteurs de forces à atomes piégés. La mise en place d'un système de refroidissement évaporatif, afin d'augmenter le nombre d'atomes par puits, permet désormais d'explorer des régimes de fortes densités atomiques où les interactions ne peuvent être négligées. Pour des densités de $10^{11} - 10^{12}$ at/cm³, il est montré qu'un phénomène d'auto-synchronisation des spins entre en compétition avec le mécanisme d'écho de spin. L'impact de ce phénomène sur le contraste et la fréquence mesurée est étudié dans un interféromètre où les deux paquets d'onde occupent le même puits. Des premières mesures sont ensuite effectuées dans le régime où les paquets d'onde sont séparés. Elles montrent un comportement différent qui reste à modéliser. Enfin, il est montré que le protocole de mesure permet de s'affranchir des biais collisionnels : les interactions atomiques limitent la sensibilité du capteur de force sans limiter son exactitude.

Mots-clés : interférométrie atomique, Casimir-Polder, atomes ultra-froids, capteur inertiel, réseau optique, auto-synchronisation des spins

ABSTRACT

This thesis presents the recent progress on the FORCA-G (FORce de CAsimir et Gravitation à courte distance) experiment which aims at measuring short range forces between an atom, trapped in a vertical optical lattice, and a mirror. Stimulated Raman transitions are used to induce coherent transport between adjacent lattice sites to perform atom interferometry in order to measure with very high sensitivity, shifts in the Bloch frequency ν_B , which is the potential increment between two lattice sites. For low atomic densities, we demonstrate a local force sensor with state-of-the-art relative sensitivity on the Bloch frequency of $\frac{\delta\nu}{\nu_B} = 1.8 \times 10^{-6}$ at 1 s. The recent use of evaporative cooling, in order to increase the number of atoms per well, allows to work the experiment with much denser atomic clouds where atom interactions can not be neglected. At densities of $10^{11} - 10^{12}$ at/cm³, it is shown that a spin self-rephasing mechanism competes with the spin-echo technique. The impact of the former mechanism onto the contrast and the measured frequency is studied in an interferometer where the two partial wave packets perfectly overlap. First measurements are then performed in a regime where the two partial wave packets are spatially separated. They show a different behaviour that remains to be modelled. Finally, it is shown that the measurement protocol allows to greatly reduce collisional shifts: atom interactions limit the sensitivity of the local force sensor without limiting its accuracy.

Key-words : atom interferometry, short-range forces, ultracold atoms, inertial sensor, optical lattice, spin self-rephasing