



HAL
open science

Accélération d'atomes ultrafroids ; mesure de h/M

Rémy Battesti

► **To cite this version:**

Rémy Battesti. Accélération d'atomes ultrafroids ; mesure de h/M . Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. NNT: . tel-00003972

HAL Id: tel-00003972

<https://theses.hal.science/tel-00003972>

Submitted on 12 Dec 2003

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

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



LABORATOIRE KASTLER
BROSSEL



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

Spécialité
OPTIQUE ET PHOTONIQUE

présentée par
Rémy BATTESTI

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

Sujet de la thèse :

Accélération d'atomes ultrafroids ; mesure de h/M .

soutenue le : 26 septembre 2003

devant le jury composé de : André CLAIRON, rapporteur

Christoph WESTBROOK, rapporteur

Jacques VIGUÉ, président du jury

Denis COTE

François NEZ

François BIRABEN, directeur de thèse

Le travail de thèse décrit dans ce mémoire a été effectué au Laboratoire Kastler Brossel de 2000 à 2003.

Je remercie ses directeurs successifs Michel Leduc, Élisabeth Giacobino et Franck Laloë de m'avoir accueilli et offert d'excellentes conditions de travail pour débiter dans le monde de la recherche.

En premier lieu, je remercie vivement Chris Westbrook et André Clairon d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail de thèse et d'y avoir porté autant d'attention. Je remercie également Jacques Vigué d'avoir été membre du jury et de l'avoir présidé, ainsi que Denis Cote dont le domaine des atomes froids n'est pas la spécialité mais qui s'est malgré tout beaucoup intéressé à ce travail.

Je voudrais également dire quelques mots sur l'équipe dirigée par François Biraben dans laquelle j'ai travaillé.

J'y ai débuté lors de mon stage de DEA sur l'expérience de spectroscopie de la transition $1S-3S$ dans l'atome d'hydrogène sur laquelle Gaëtan Hagel était alors en thèse. C'est lui qui me conseilla de venir travailler dans cette équipe, non seulement pour ses qualités scientifiques reconnues, mais aussi et surtout pour ses qualités humaines remarquables. Comme toujours Gaëtan fut de très bon conseil et je le remercie de m'avoir orienté vers ce choix. C'est à ses côtés que j'ai débuté dans la recherche et ce fut une expérience très enrichissante. Gaëtan est un ami très cher, et, la paternité approchant, je lui souhaite plein de bonheur dans cette nouvelle aventure.

Ensuite, je voudrais remercier François Nez, formidable expérimentateur d'une rigueur à toute épreuve. Il m'a guidé pendant ces trois années à travers les méandres des asservissements, des lasers, des radiofréquences... Sa volonté à chaque instant de faire les choses "proprement", de toujours tendre vers l'optimum d'un réglage m'a sans cesse poussé vers l'avant. Cet aspect que je comparais quelques fois à du "pinailage" me semble aujourd'hui l'essence même d'une expérience de métrologie dont on veut obtenir, non pas un résultat, mais le meilleur résultat possible. François est quelqu'un de très attachant que j'ai appris à connaître peu à peu lors de nos traditionnels retours en RER B. Encore merci François pour ces superbes années.

J'aimerais ensuite dire quelques mots sur le "chef". Ses interventions sont toujours déterminantes. Son savoir-faire est impressionnant, tant sur le plan expérimental que sur le plan théorique. François a toujours répondu présent lorsque j'avais des doutes sur tel ou tel choix expérimental ou bien lorsque j'ai dû faire des calculs de T_q^k dont je n'avais quasiment jamais entendu parler. Sa patience, son écoute, ses explications claires et précises en font un directeur de thèse que je souhaite à tous.

Je voudrais également remercier Saïda, Catherine et Benoît qui m'ont accueilli très chaleureusement dans l'équipe et qui ont aussi guidé mes premiers pas de chercheur. Leur disponibilité et leur aide m'a permis de me familiariser rapidement avec l'expérience et ce malgré leurs nombreuses sollicitations. Nos discussions m'ont éclairé sur de nombreux sujets, et ce travail de thèse en est le résultat.

Merci également à Pierre Cladé, arrivé en stage de DEA en 2002, avec qui j'ai travaillé pendant ma dernière année de thèse. Ce fut une année très productive durant laquelle l'équipe a obtenu les premières mesures de h/M . Son aide fut précieuse et je lui souhaite de faire progresser les résultats d'ici à la fin de sa thèse.

Nos journées furent souvent rythmées par une pause "thé" vers cinq heures. Nous retrouvions alors Lucile, qui apparaissait entre dix réunions, trois cours et la manip en Suisse...Sa bonne humeur et sa gentillesse me faisaient souvent oublier les tracas quotidiens. Je la remercie pour nos discussions ainsi que pour ses conseils avisés à propos des spectacles de danse qui me firent découvrir Jiri Kilian que je conseille à tous!

Enfin, je n'oublie pas Olivier Arnoult, dernier arrivé dans l'équipe, en thèse sur l'hydrogène, avec qui je partage la passion du rugby. Pauvre François Biraben...encore un rugbyman!

Ce travail de thèse n'aurait pas pu avancer de la sorte sans la contribution des mécaniciens. Je les remercie, Bernard Rodriguez, Pascal Travers, Chris Lelong et Christophe Rafaillac pour leur travail remarquable et pour leur disponibilité. Ils ont entre autres pièces fabriqué les collimateurs de fibres optiques, les supports de diodes lasers, la nouvelle cellule ultravide en titane de la zone de détection, et d'innombrables autres pièces avec toujours beaucoup d'efficacité.

Francis Tréhin, désormais à la retraite, fut également très présent durant ma thèse. Ses conseils sur l'ultravide ou sur les conceptions de pièces me furent très utiles et je tiens à le remercier pour son aide.

Je remercie également les électroniciens, Philippe Pace, Jean-Pierre Opkisz et Mohammed Boujrad pour leur aide précieuse. Entre les asservissements des lasers, le lambda-mètre ou les boîtiers de commande des VCO, ils ont largement contribué à cette expérience.

Le secrétariat fait également partie de ces lieux incontournables. De notre jour d'arrivée à notre jour de départ, nous passons tous par cette pièce. Que dire de la patience de Christelle Sansa, Laëtitia Morel et Monique Bonnamy quand on revient pour la dixième fois leur demander dans quel sens on met le fax ou si notre ordre de

mission est bien rempli? Je tiens à leur adresser un immense merci.

Durant ma thèse, j'ai effectué mon enseignement à l'Université d'Évry Val d'Essonne. Je remercie les enseignants avec qui j'ai travaillé et qui m'ont aidé à débiter dans ce métier passionnant : Frédéric Pincet, Tap Ha-Duong, Jean Libert, Jean-Marc Schiffmann, Jean Foissy, et Nicolas Billy ainsi que mes collègues Jean-Noël Fuchs, Christophe Prigent, Senem Kilic, Thibaut Jonckheere et Stephane Ustaze.

Enfin, les excellentes conditions de travail dont j'ai bénéficié sont dues pour beaucoup à la bonne humeur de l'ensemble des membres du laboratoire. Merci aux nombreux thésards et chercheurs que j'ai côtoyés à la partie "Jussieu" du laboratoire : Olivier A., Augustin B., Alberto B., Tristan B., Thomas C., Pierre-François C., Thomas C., Jean-Michel C., Aurélien D., Vincent D., Dominique D., Claude F., Sylvain G., Cyriaque G., Antoine H., Jean-Pierre H., Laurent H., Paul I., Francesco I., Vincent J., Jean-Philippe K., Astrid L., Brahim L., Julien L., Julien L.B., Eric-Olivier L.B., Laurent Lopez, Laurent Longchambon, Agnès M., Bruno M., Isabelle M., Amaury M., Michel P., Serge R., Marco R., Olivier S., Martino T., Nicolas T., Laurent V.

Mes derniers remerciements vont à Karine qui m'a toujours soutenue au cours de ces trois années et sans qui les atomes, chauds ou froids, auraient eu bien peu de saveur...

Table des matières

Table des matières	i
1. Introduction	1
A Les différentes mesures de α	2
B Mesure de la vitesse de recul de l'atome de rubidium	8
C Étapes expérimentales	11
2. Les outils pour manipuler les atomes	13
A Transitions Raman stimulées	14
A.1 Condition de résonance	15
A.2 Étude de la probabilité de transition dans le cadre d'un modèle à trois niveaux	16
A.3 Étude plus générale de la probabilité de transition	21
B Accélération cohérente d'atomes ultrafroids	28
B.1 Introduction	28
B.2 Configuration horizontale	29
B.3 Étude d'une particule plongée dans un potentiel périodique et soumise à une force constante	30
B.4 Application à notre système	34
B.5 Limitations expérimentales	38
B.6 Configuration verticale	40
3. Dispositif expérimental	45
A Piège magnéto-optique	46
A.1 Les lasers du piège magnéto-optique	47
A.2 L'enceinte ultravide	49
A.3 Le champ magnétique	50
A.4 Les caractéristiques du piège	52

A.5	Les premiers signaux	57
A.6	La séquence temporelle	59
B	Les faisceaux Raman	62
B.1	Asservissement en phase	62
B.2	La chaîne RF de la boucle à verrouillage de phase	64
B.3	Intensité des faisceaux Raman	66
C	Les faisceaux servant à faire les oscillations de Bloch	66
C.1	Production des faisceaux Bloch à partir des MOPA	67
C.2	Production des faisceaux Bloch à partir d'un laser titane-saphir	67
D	Contrôle informatique	77
4.	Résultats expérimentaux	79
A	Caractérisation des impulsions Raman	80
A.1	Étude d'une impulsion Raman simple	80
A.2	Double impulsion Raman	88
B	Accélération des atomes en géométrie horizontale	93
B.1	Première génération d'expérience : MOPA	93
B.2	Deuxième génération d'expérience : laser Ti-Sa et double accélération	102
B.3	Détermination de v_r	109
B.4	Interférométrie atomique : franges de Ramsey	115
B.5	Commentaires	120
C	Comparaison avec l'expérience de S. Chu	120
5.	Conclusion	123
A	Conclusion	124
B	Perspectives	126
Annexe		129
A	Données numériques	130
A.1	Données générales	130
A.2	L'atome de rubidium 87	130
B	Schéma des niveaux d'énergie du rubidium 87.	131
C	Schéma des niveaux d'énergie du rubidium 85.	132
D	Calcul des règles de sélection	133
E	Probabilité de transition à un photon	136

E.1	Notations	136
E.2	Intensité de saturation	136
F	Calcul de l'intégrale de convolution de la double impulsion Raman.	139
	Bibliographie	141
	Références	141

Chapitre 1

Introduction

La constante de structure fine α a été introduite en 1916 par A. Sommerfeld afin de décrire la structure fine des raies spectrales de l'atome d'hydrogène. Elle s'écrit

$$\alpha = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}, \quad (1-1)$$

où q représente la charge de l'électron, \hbar la constante de Planck réduite, et c la vitesse de la lumière.

De nos jours, l'interprétation de α a changé mais elle reste l'une des constantes fondamentales les plus importantes. En effet, c'est la constante de couplage qui caractérise l'intensité de l'interaction électromagnétique, l'une des quatre interactions fondamentales avec les interactions gravitationnelle, faible et forte.

Le propos de ce travail de thèse est de tester expérimentalement une méthode originale de mesure de la constante de structure fine. Avant d'en décrire le principe, nous dressons ici un rapide aperçu des différentes méthodes qui permettent actuellement de mesurer α .

Comme nous allons le voir, la détermination de cette constante a été réalisée dans différents domaines de la physique. Ces mesures contribuent à la détermination de la valeur de α recommandée par le CODATA lors du dernier ajustement des constantes fondamentales de 1998 ([1]) donnée par :

$$\alpha^{-1} = 137,035\,999\,76 \quad (50).$$

A Les différentes mesures de α

1. Une première catégorie de mesures est obtenue à partir d'effets de physique du solide.

- effet Hall quantique, R_K .

L'effet Hall quantique est caractérisé par la constante de Von Klitzing, R_K .

Cette constante s'exprime sous la forme :

$$R_K = \frac{h}{q^2} = \frac{\mu_0 c}{2\alpha}. \quad (1-2)$$

Les dispositifs à effet Hall constituent les étalons primaires de résistance. La valeur de α^{-1} issue de la moyenne pondérée des valeurs de R_K vaut ([1]) :

$$\alpha_{R_K}^{-1} = 137,036\,003\,0 \quad (27) \quad (2 \times 10^{-8})$$

- effet Josephson.

L'effet Josephson permet de déduire le rapport $K_J = 2q/h$ (K_J est appelée constante de Josephson). En combinant cet effet avec la mesure du rapport gyromagnétique du proton γ , on a la relation ([1]) :

$$\gamma_{mes} = f(K_J, R_K) = f(R_\infty, \alpha, h),$$

où R_∞ désigne la constante de Rydberg, α la constante de structure fine, et h la constante de Planck. La valeur de α^{-1} déduite de ces mesures faites au National Institute of Standards and Technology (NIST) et au KRISS (Korean Research Institute of Standards and Science) / VNIM (D.I.Mendeleyev All-Russian Research Institute for Metrologie) vaut :

$$\alpha_\gamma^{-1} = 137,035\,987\,1 \text{ (43)} \quad (3,2 \times 10^{-8})$$

2. Nous pouvons ensuite classer certaines mesures dans le cadre de l'électrodynamique quantique dont elles nécessitent l'emploi pour déterminer la valeur de la constante de structure fine.

- structure hyperfine du muonium $\Delta\nu_{Mu}$.

Des mesures très précises de la structure hyperfine du muonium ont été réalisées à Los Alamos pendant plusieurs années ([2]). $\Delta\nu_{Mu}$ peut s'écrire en fonction des trois variables R_∞ , $\frac{m_e}{m_\mu}$ et α , (m_e/m_μ représente le rapport des masses de l'électron et du muon) les deux premières étant connues avec une grande précision ([2], [3]) :

$$\Delta\nu_{Mu} = f(R_\infty, \frac{m_e}{m_\mu}, \alpha)$$

La valeur de α^{-1} déduite est :

$$\alpha_{Mu}^{-1} = 137,035\,995\,2 \text{ (79)} \quad (5,7 \times 10^{-8})$$

- structure fine de l'hélium $\Delta\nu_{He}$.

Deux groupes ([4] et [5]) mesurent l'intervalle de structure fine $2^3P_0 - 2^3P_1$ de l'hélium. La fréquence de cette transition s'exprime selon une relation de la forme :

$$\Delta\nu_{He} = f(R_\infty, \frac{m_e}{m_{He}}, \alpha),$$

où $\frac{m_e}{m_{He}}$ représente le rapport des masses de l'électron et du noyau He^{++} . La valeur de α^{-1} issue de la mesure du groupe de Hessels à Toronto est :

$$\alpha_{He}^{-1} = 137,035\,986\,4 \text{ (31)} \quad (2,3 \times 10^{-8})$$

- moment magnétique anormal de l'électron et du positron.

L'expérience a lieu à l'université de Washington ([6]). Des électrons ou des positrons individuels sont piégés dans un piège de Penning plongé dans un bain d'hélium à 4,2 K et soumis à un champ magnétique B de l'ordre de 5 T. Le principe est de mesurer la différence de fréquence $f_a = f_s - f_c$, où $f_c = eB/2\pi m_e$ est la fréquence cyclotron et $f_s = g_e \mu_B B/h$ est la fréquence de précession du spin (m_e est la masse de l'électron, g_e le facteur de Landé de l'électron, μ_B le magnéton de Bohr, et h la constante de Planck). On définit alors l'anomalie a_e selon l'expression

$$a_e = \frac{f_a}{f_c} = \frac{g_e - 2}{2}.$$

a_e peut être également calculé à l'aide de l'électrodynamique quantique et se développe en série de puissance de $\frac{\alpha}{\pi}$:

$$a_e = f\left(\frac{\alpha}{\pi}\right).$$

Cette détermination conduit à la valeur de α^{-1} la plus précise jusqu'à présent ([1]) :

$$\alpha_{a_e}^{-1} = 137,035\,999\,58\ (52) \quad (3,8 \times 10^{-9}).$$

Très récemment, ces calculs d'électrodynamique quantique ont été réévalués et la valeur de α^{-1} obtenue a été modifiée ([7]) :

$$\alpha_{a_e}^{-1} = 137,035\,998\,76\ (52) \quad (3,8 \times 10^{-9}).$$

3. Enfin, le dernier type d'expériences a pour objectif la mesure du rapport de la constante de Planck à la masse d'une particule X , h/M_X .

De la relation bien connue, notamment dans notre groupe,

$$R_\infty = \frac{\alpha^2 m_e c}{2h},$$

où m_e est la masse de l'électron, on peut tirer

$$\alpha^2 = \frac{2R_\infty}{c} \frac{M_p}{m_e} \frac{M_X}{M_p} \frac{h}{M_X},$$

avec M_p/m_e le rapport de la masse du proton à la masse de l'électron, et M_X/M_p le rapport de la masse de la particule X à la masse du proton. Les rapports de masses sont mesurés très précisément ([8], [9]) si bien que cette méthode conduit à

une mesure de α indépendante des calculs d'électrodynamique quantique ($\Delta\nu_{Mu}$, $\Delta\nu_{He}$, a_e) et de la matière condensée (R_K , K_J).

Cette méthode a été appliquée à différentes particules comme le neutron ou l'atome (hydrogène, sodium, césium, rubidium) :

- le neutron

L'idée de base de l'expérience ([10]) réside dans la relation de De Broglie $p = m_n v = h/\lambda$, où la vitesse v est mesurée par temps de vol. Le faisceau de neutrons issu d'une rétro réflexion sur un cristal "parfait" de silicium (angle de Bragg de 90°) est monochromatique. On a la relation

$$\frac{h}{m_n} = \lambda \times v.$$

Le point critique de cette mesure est la détermination de la distance entre deux plans réticulaires d_{220} du cristal de silicium de référence. La valeur de α^{-1} obtenue en prenant en compte les différentes valeurs de d_{220} est ([1]) :

$$\alpha_{h/m_n}^{-1} = 137,036\,008\,4 \text{ (33)} \quad (2,4 \times 10^{-8})$$

- le sodium

Très récemment une nouvelle méthode d'interférométrie atomique pour mesurer h/M_X avec l'atome de sodium a été proposée par Pritchard ([11]). Cet interféromètre à contraste de phase possède trois bras. Le schéma de principe est présenté sur la figure (1.1).

Une onde de matière issue d'un condensat de Bose-Einstein de sodium est diffractée par un réseau "mince" (diffraction en régime de Raman-Nath) à l'instant $t = 0$ créant ainsi trois états atomiques cohérents $|+2\hbar k\rangle$, $|0\hbar k\rangle$, $|-2\hbar k\rangle$. A l'instant $t = T$ les ondes de matières sont diffractées dans le deuxième ordre par un réseau épais (diffraction en régime de Bragg). A l'instant $t = 2T$, le recouvrement et l'interférence des états ($|+2\hbar k\rangle$, $|0\hbar k\rangle$) et ($|-2\hbar k\rangle$, $|0\hbar k\rangle$) forment deux réseaux d'onde de matière en mouvement l'un par rapport à l'autre. La position des maximas et des minimas a un comportement oscillatoire, et le contraste général oscille selon une fonction proportionnelle à

$$S(T, t) = C(T, t) \sin^2 [8\omega_{rec}T + 4\omega_{rec}(t - 2T)], \quad (1-3)$$

où $C(T, t)$ représente une fonction enveloppe, et ω_{rec} la pulsation de recul égale à $\hbar k^2/2M_{Na}$. La réflexion d'une onde lumineuse très faible sur cette

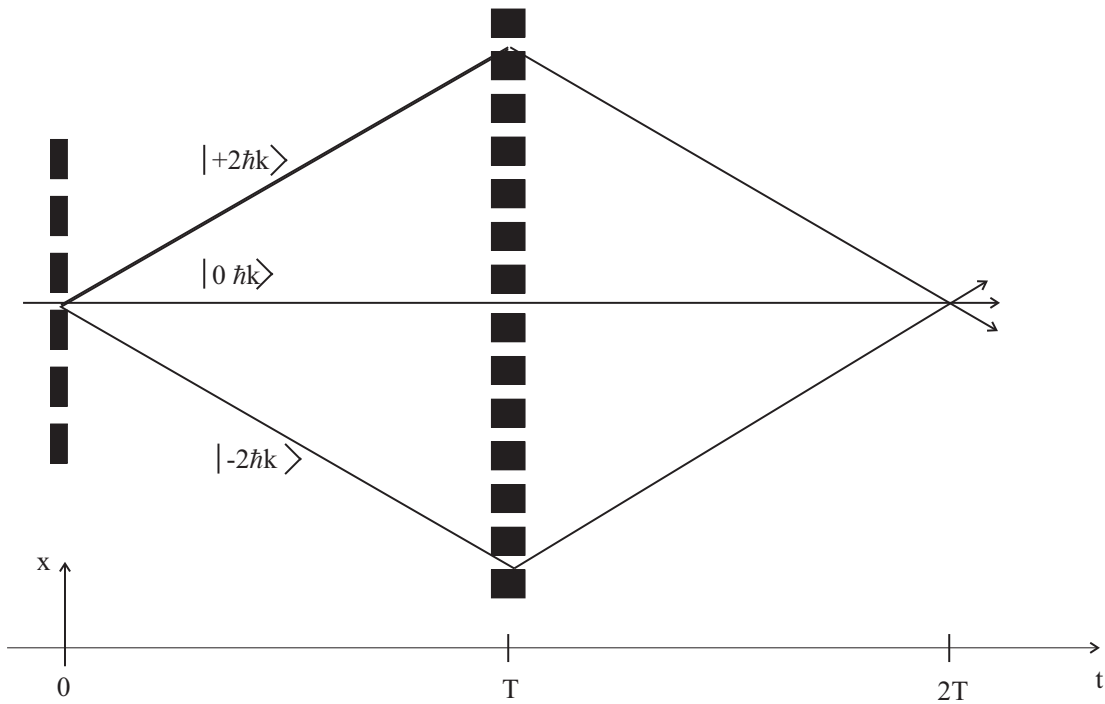


Fig. 1.1 – Schéma de principe d'un interféromètre à contraste de phase. Dans le plan (x, t) , on représente les chemins suivis par les paquets d'onde dans l'interféromètre : diffraction par un réseau mince à $t = 0$, puis diffraction par un réseau épais à $t = T$. La détection a lieu au temps $t = 2T$ où les chemins $|+2 \hbar k\rangle$, $|0 \hbar k\rangle$ et $|-2 \hbar k\rangle$, $|0 \hbar k\rangle$ interfèrent entre eux pour former deux réseaux en mouvement l'un par rapport à l'autre. De ce fait, le contraste global du signal est une fonction oscillante proportionnelle à $\sin^2 [8\omega_{rec}T + 4\omega_{rec}(t - 2T)]$. La mesure du contraste donne alors accès à ω_{rec} et donc à h/MNa .

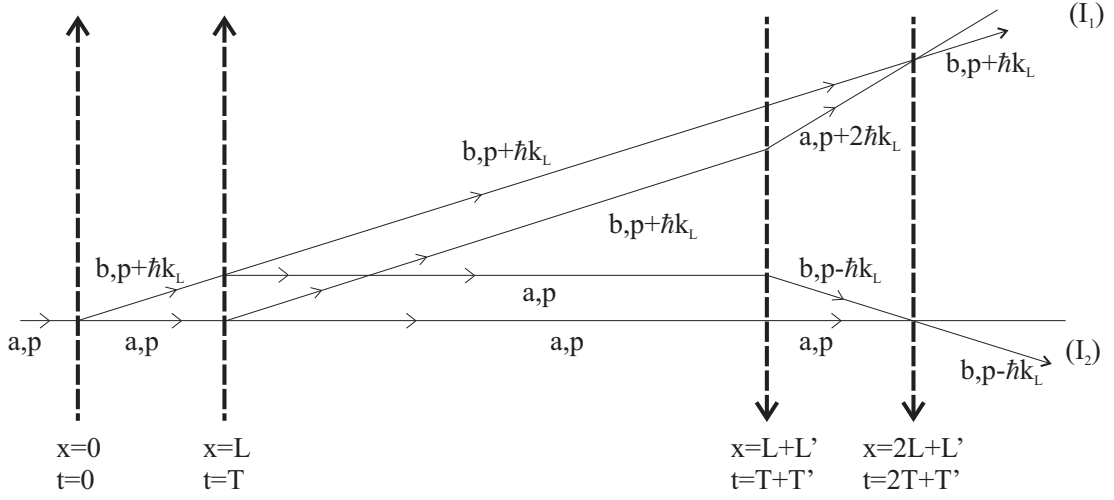


Fig. 1.2 – Diagramme schématisant des états atomiques après la traversée de quatre ondes progressives. Seuls quelques chemins possibles sont représentés.

interférence d'onde de matière donne accès à ce signal et à la mesure de ω_{rec} donc à la mesure de h/M_{Na} . Le premier résultat de cette expérience, donné dans la référence ([11]) est :

$$\frac{\omega_{rec,Na}}{2\pi} = 24,9973 \text{ kHz } (1 \pm 6,7 \times 10^{-6})$$

Toutefois, les auteurs signalent que ce résultat est décalé de 2×10^{-4} en dessous de la valeur calculée à partir des données du CODATA. Cet effet systématique est attribué à une grande différence de population entre le bras central et les deux autres ([11]).

– l'hydrogène

Cette expérience fait appel également à l'interférométrie atomique pour mesurer h/M_H ([12]). Une séquence d'impulsions $\pi/2 - \pi - \pi/2$ permet de réaliser cet interféromètre de type "écho de photon" ([13], [14]). Des franges ont été observées mais aucun résultat n'a été publié à ce jour.

– le césium

Depuis 1991, S. Chu à Stanford a entrepris une expérience d'interférométrie atomique sur l'atome de césium pour mesurer h/M_{Cs} ([15]). L'interféromètre de base est du type Ramsey-Bordé ([16]).

Dans cette expérience, on considère des atomes à deux niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$

séparés par l'énergie $\hbar\omega_A$. Les atomes placés dans un état $|a\rangle$ subissent deux paires d'interactions $\pi/2$ séparées par un temps T (figure 1.2). Lorsqu'on regarde la probabilité pour l'atome de changer d'état interne après la traversée des quatre ondes, il apparaît deux systèmes interférométriques (I_1) et (I_2). Finalement, la probabilité $P(b)$ de trouver l'atome dans l'état $|b\rangle$ après la traversée de l'interféromètre s'écrit ([17]) :

$$P(b) = \frac{1}{2} - \frac{1}{8} [\cos 2(\omega_L - \omega_A + \omega_R)T + \cos 2(\omega_L - \omega_A - \omega_R)T],$$

où $\omega_R = \hbar k_L^2 / 2M_{Cs}$ représente le déplacement de fréquence dû au recul de l'atome lors de la transition, k_L le vecteur d'onde associé au faisceau laser, T le délai entre deux impulsions $\pi/2$. On obtient donc deux systèmes de franges de Ramsey centrés en $\omega_L = \omega_A + \omega_R$ et $\omega_L = \omega_A - \omega_R$ qui permettent alors de remonter au rapport h/M_{Cs} . La sensibilité de l'interféromètre à ω_R est grandement améliorée en ajoutant entre les deux séquences d'impulsions $\pi/2$ une séquence de N impulsions π qui allongent les deux chemins optiques. L'expérience, commencée il y a une dizaine d'années, a débuté en une géométrie horizontale ([15], [18]). Le résultat de la mesure était alors décalé de la valeur attendue de $8,5 \times 10^{-7}$. Ensuite, S.Chu est passé en géométrie verticale et a publié un résultat préliminaire en 2001 ([19]) :

$$\alpha^{-1} = 137,036\,000\,3 \quad (7,4 \times 10^{-9})$$

Ce tour d'horizon des différentes mesures de la constante de structure fine (figure 1.3) montre une dispersion des résultats relativement élevée puisqu'elle est de $2,4 \times 10^{-7}$.

B Mesure de la vitesse de recul de l'atome de rubidium

Nous nous proposons d'effectuer une mesure de α par une méthode nouvelle avec une précision de l'ordre de 3×10^{-8} qui permettrait de comparer notre mesure à celles déjà établies. L'idée de base, comme dans l'expérience de S. Chu, est la mesure précise du recul d'un atome.

Lorsqu'un atome absorbe ou émet un photon de quantité de mouvement $\hbar k$, il subit un effet de recul caractérisé par la vitesse qu'il acquiert appelée vitesse de recul et notée

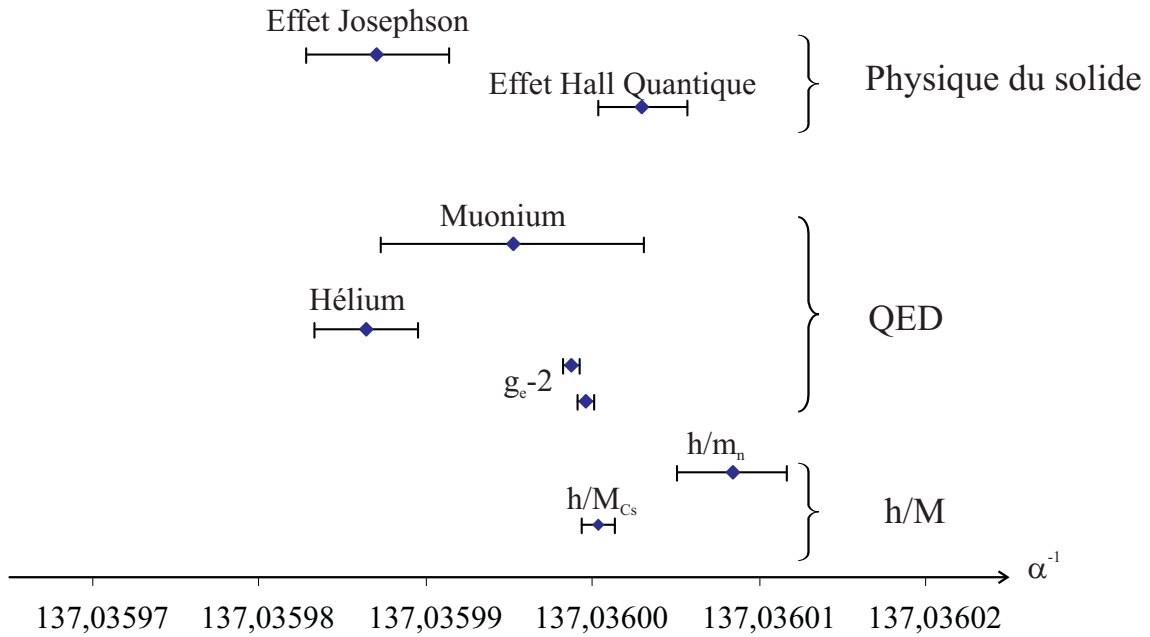


Fig. 1.3 – Mesures de la constante de structure fine dans différents domaines de la physique. La dispersion de l'ensemble des mesures est de $2,4 \times 10^{-7}$.

v_r . Celle-ci est liée au rapport h/M par la relation :

$$v_r = \frac{\hbar k}{M}.$$

C'est cet effet qui est responsable du dédoublement des raies d'absorption saturée qui a été observé pour la première fois en 1976 sur la molécule de méthane ([20]). Pour le rubidium, la vitesse de recul est de l'ordre de 6 mms^{-1} , pour le césium elle est de l'ordre de $3,5 \text{ mms}^{-1}$.

Ainsi notre mesure, basée sur la détermination du rapport h/M , est indépendante des calculs d'électrodynamique quantique, et son principe est relativement simple.

A partir d'un nuage d'atomes froids, nous sélectionnons une classe de vitesse subrecul à l'aide d'une transition Raman (figure 1.4). Ensuite, nous accélérons les atomes de manière cohérente à l'aide d'une onde stationnaire dans le référentiel de l'atome. Cet effet, analogue aux oscillations de Bloch en physique du solide, a déjà été observé dans notre laboratoire par C. Salomon et M. Dahan ([21]). Enfin, nous mesurons la vitesse finale des atomes par une nouvelle transition Raman. La connaissance des vitesses finale et initiale nous permet de remonter à la quantité de mouvement transférée et donc à la vitesse de recul de l'atome.

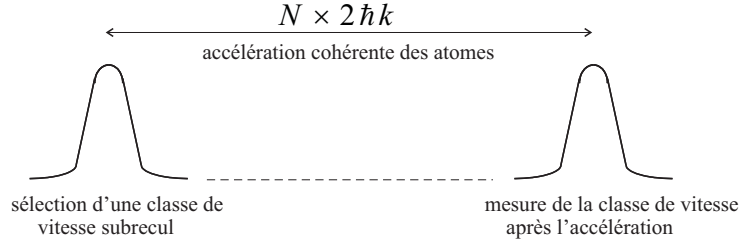


Fig. 1.4 – Principe de mesure de la vitesse de recul. Nous sélectionnons une classe de vitesse subrecul parmi le nuage d'atomes froids initial puis, nous accélérons cette classe de vitesse en lui transférant la quantité de mouvement $N \times 2\hbar k$ à l'aide de N cycles absorption-émission stimulée et enfin nous mesurons la vitesse finale. Nous mesurons ainsi la quantité $\hbar k/M$ qui désigne la vitesse de recul de l'atome.

Nous projetons de sélectionner une classe de vitesse de largeur $v_r/100$ dont la fréquence centrale est définie au centième, puis, en effectuant $N = 1000$ cycles d'absorption-émission, nous obtiendrons une incertitude sur v_r , donc sur \hbar/M , de l'ordre de

$$\frac{v_r/100}{100} \times \frac{1}{2Nv_r} = 5 \times 10^{-8}.$$

Pour notre expérience nous avons choisi l'atome de rubidium. L'un de ses avantages est de posséder deux isotopes stables, le ^{85}Rb et le ^{87}Rb . De plus, les fréquences des lasers nécessaires au piégeage de ces deux isotopes étant proches les unes des autres, il est assez aisé de passer d'un isotope à l'autre avec la même source. Nous avons commencé par travailler sur le ^{87}Rb , et nous avons tout d'abord réalisé l'accélération d'atomes en configuration horizontale.

Dans cette géométrie, l'onde "stationnaire" est réalisée au moyen de deux faisceaux contrapropageants de fréquence ν . L'atome au repos peut alors absorber un photon d'une onde et le réémettre de manière stimulée dans la seconde. Son énergie interne ne varie pas, mais sa quantité de mouvement se décale de $2 \hbar k$ à chaque cycle d'absorption-émission stimulée (soit $2 v_r$ en termes de vitesse). Cet effet est analogue aux résonances induites par le recul analysées par G. Grynberg et al dans la référence ([22]). Pour rester en résonance avec l'atome, il suffit alors de décaler linéairement la fréquence d'un des lasers en gardant la seconde fixe. On transfère alors de la quantité de mouvement à l'atome de manière cohérente.

L'inconvénient de cette géométrie est que le transfert maximal d'impulsion est limité par la gravité, les atomes finissant par sortir des faisceaux laser.

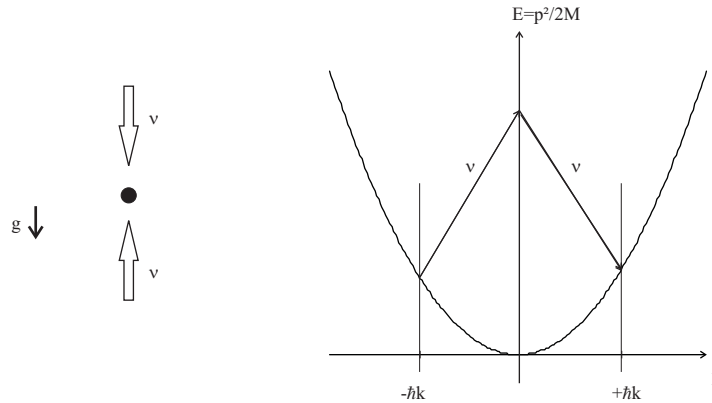


Fig. 1.5 – Schéma représentant la parabole énergie-impulsion de l'atome. L'atome est placé dans une onde stationnaire verticale. Lorsque sa quantité de mouvement atteint la valeur $-\hbar k$, il effectue une transition en Λ pour se retrouver dans l'état de quantité de mouvement $+\hbar k$.

L'idée originale qui constituera la deuxième étape de l'expérience et qui sera développée ultérieurement, est d'utiliser cette gravité. On place l'atome initialement au repos dans une onde stationnaire verticale (fig. 1.5). Sous l'action de la pesanteur, celui-ci accélère jusqu'à atteindre une quantité de mouvement $-\hbar k$. Il absorbe un photon de l'onde montante puis réémet de manière stimulée un photon dans l'onde descendante. Sa quantité de mouvement est alors $+\hbar k$. On observe donc une oscillation de l'impulsion de l'atome, et le cycle peut recommencer indéfiniment.

C Étapes expérimentales

Ma thèse a commencé lors des débuts de cette expérience. Le piège magnéto-optique (PMO) était en partie monté, les programmes de pilotage de l'expérience (Labview) bien avancés, les diodes laser utilisées pour les transitions Raman étaient également opérationnelles, ainsi, entre autres, que le système radiofréquence servant à l'asservissement en phase des deux diodes.

La progression s'est faite en plusieurs étapes.

Le premier objectif a été d'obtenir une phase de refroidissement correcte. L'optimisation de cette étape (PMO et mélasse) s'est faite à l'aide de la technique de temps de vol. Nous avons "fibré" les diodes produisant les faisceaux du piège, et nous avons monté un système de détection semblable à celui des horloges atomiques. Finalement,

la largeur de la distribution de vitesses obtenue en fin de phase mélasse est de l'ordre de 2 ou 3 v_r . Ce résultat correspond à la limite théorique de cette technique de refroidissement atomique.

Ensuite, nous sommes passés à la seconde phase, c'est-à-dire à l'obtention et à l'optimisation des transitions Raman. Il s'agit de transitions à deux photons entre les deux sous-niveaux hyperfins $5S_{1/2}(F = 1)$ - $5S_{1/2}(F = 2)$ de l'état fondamental. Pour éviter toute émission spontanée à partir des niveaux excités les plus proches ($5P_{3/2}$) et pour s'affranchir au mieux des déplacements lumineux dus aux faisceaux laser, il faut se placer loin de cette résonance, typiquement entre 50 et 300 GHz au-dessous de celle-ci. De ce fait, les transitions Raman nécessitent une forte intensité lumineuse. Pour cela nous utilisons des MOPA (Master Oscillator Power Amplifier), qui sont des amplificateurs semi-conducteurs, délivrant 400 mW. De plus, la largeur des niveaux mis en jeu lors des transitions Raman étant infiniment étroite, les lasers doivent avoir une différence de fréquence parfaitement définie à tout instant et être asservis en phase. Finalement, nous sommes parvenus à sélectionner puis à mesurer des classes de vitesses de largeur $v_r/30$.

Enfin, nous sommes passés à l'étape de réalisation des oscillations de Bloch (accélération des atomes) en géométrie horizontale au moyen de transitions Raman dans le sous-niveau hyperfin $5S_{1/2}(F = 1)$. Au départ nous utilisons des MOPA : nous pouvions alors observer de quatre à cinq oscillations [23].

Nous avons ensuite monté un laser titane-saphir continu afin de découpler les longueurs d'ondes des lasers Raman et Bloch et pour disposer de plus d'intensité lumineuse. Celui-ci délivre 850 mW à 780 nm. Après avoir développé la chaîne hyperfréquence nécessaire pour caler entre elles les différentes fréquences des lasers, nous avons observé jusqu'à 70 oscillations de Bloch, soit un transfert de 140 v_r en 5 ms.

Ce manuscrit s'articule autour de trois étapes. Dans le chapitre 2 nous étudions les transitions Raman comme moyen, d'une part de sélectionner et mesurer une classe de vitesse atomique, d'autre part d'accélérer cette classe de vitesse de manière cohérente.

Dans le chapitre 3, nous décrivons la partie expérimentale de ce projet : tout d'abord le montage permettant le piégeage et le refroidissement des atomes (piège magnéto-optique, mélasse optique, zone de détection) puis celui concernant la sélection, l'accélération et la mesure d'une classe de vitesse atomique.

Enfin, nous donnons dans le chapitre 4 les premiers résultats obtenus sur cette expérience en analysant autant que possible les éventuels effets systématiques pouvant intervenir dans la mesure.

Chapitre 2

Les outils pour manipuler les atomes

La mesure de la vitesse de recul d'un atome nécessite de pouvoir sélectionner des classes de vitesses atomiques subrecul. Les transitions Raman sont un outil performant pour sélectionner et mesurer les classes de vitesses atomiques. Cette partie décrit le mécanisme des transitions Raman en explicitant notamment la probabilité de transition et les règles de sélection associées. Elle se poursuit par l'étude de l'accélération cohérente des atomes qui s'effectue également à l'aide de transitions Raman.

A Transitions Raman stimulées

Les transitions Raman stimulées permettent de sélectionner des distributions de vitesses atomiques. C'est en effet un outil très intéressant pour réaliser un nuage atomique dont la distribution de vitesse est inférieure à la vitesse de recul d'un atome.

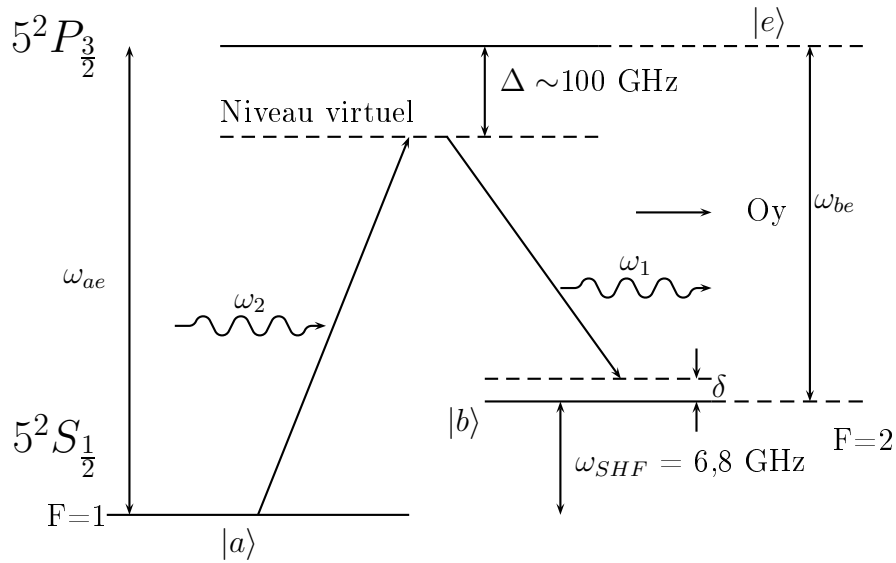


Fig. 2.1 – Schéma des niveaux d'énergie utilisés lors d'une transition Raman entre les deux sous-niveaux hyperfins $5S_{1/2}(F = 1)$ et $5S_{1/2}(F = 2)$ du rubidium 87. Sur le schéma, δ représente la différence de pulsation $\omega_2 - \omega_1 - \omega_{SHF}$.

A.1 Condition de résonance

Considérons un atome à trois niveaux d'énergie. Deux états stables notés $|a\rangle$ et $|b\rangle$ et un état excité noté $|e\rangle$. Dans notre expérience, les états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ correspondent aux deux niveaux hyperfins de l'état fondamental $5S_{1/2}(F = 1)$ et $5S_{1/2}(F = 2)$ du rubidium 87. L'état excité est l'état $5P_{3/2}$. L'écart de fréquence entre les deux niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$ correspond à l'écart de fréquence de la structure hyperfine ω_{SHF} des deux niveaux considérés. L'atome de vitesse v est soumis à deux ondes lasers de vecteurs d'ondes \vec{k}_1 et \vec{k}_2 et de pulsations ω_1 et ω_2 . Sous certaines conditions, l'atome peut absorber un photon d'une onde et en réémettre un dans la seconde de manière stimulée. La conservation de l'énergie et de l'impulsion au cours de cette transition permet d'écrire la condition de résonance suivante :

$$\delta_R = \omega_2 - \omega_1 - \omega_{SHF} - \delta_a + \delta_b + (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{v} - \hbar \frac{(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)^2}{2M}, \quad (2-1)$$

où δ_a et δ_b sont les déplacements lumineux des niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$, et M la masse de l'atome. L'avant dernier terme dépend de la distribution de vitesse atomique et correspond à l'effet Doppler ; le dernier terme représente l'énergie cinétique de recul apportée à l'atome au cours de la transition. Dans notre situation, nous pouvons raisonnablement considérer l'égalité des normes des vecteurs d'ondes et écrire $\|\vec{k}_1\| \simeq \|\vec{k}_2\| \simeq k$. Nous pouvons alors observer deux situations très différentes :

faisceaux co-propageants : $\vec{k}_1 \simeq \vec{k}_2 \simeq \vec{k}$. La condition de résonance $\delta_R = 0$ s'écrit :

$$\omega_2 - \omega_1 - \omega_{SHF} \sim 0. \quad (2-2)$$

La distribution de vitesse n'intervient pas, la condition de résonance n'est sensible qu'à l'énergie de l'atome ([24]).

faisceaux contra-propageants : $\vec{k}_1 \simeq -\vec{k}_2$. La condition de résonance $\delta_R = 0$ s'écrit :

$$\omega_2 - \omega_1 - \omega_{SHF} \sim 2k(v + v_r), \quad (2-3)$$

où $v_r = \hbar k/M$ désigne la vitesse de recul de l'atome.

L'effet Doppler est ici prédominant. Les transitions Raman sont sélectives en vitesse ([25]). De plus, cette sélectivité peut être rendue arbitrairement étroite car la largeur de la sélection n'est pas affectée par la largeur radiative quasi nulle des niveaux mis en jeu.

La largeur de la distribution de vitesse est en fait déterminée par le temps d'interaction des atomes dans l'onde laser comme nous le verrons plus loin. Notons enfin que le décalage Doppler vu par un atome dont la vitesse change de v_r est égal à $2v_r/\lambda$ soit environ 15 kHz pour le ^{87}Rb , ou $4E_R$ en unité d'énergie de recul ($E_R/h = \hbar k^2/(4\pi M)$).

A.2 Étude de la probabilité de transition dans le cadre d'un modèle à trois niveaux

A.2.1 Probabilité de transition approchée

Lorsque l'écart d'énergie $\hbar(\omega_2 - \omega_1)$ est proche de l'écart d'énergie des deux niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$, le système peut être assimilé à un système atomique à deux niveaux. On se place également dans le cas simple où le couplage entre l'onde 2 et la transition $|a\rangle \rightarrow |e\rangle$ est négligeable ainsi que celui entre l'onde 1 et la transition $|b\rangle \rightarrow |e\rangle$.

La probabilité de transition de passer de l'état $|a\rangle$ à l'état $|b\rangle$ est alors celle d'un atome à deux niveaux :

$$P(t) = \frac{(\Omega_{a \rightarrow b}^{eff})^2}{(\Omega_{a \rightarrow b}^{eff})^2 + \delta_R^2} \sin^2 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\delta_R}{\Omega_{a \rightarrow b}^{eff}} \right)^2} \frac{\Omega_{a \rightarrow b}^{eff} t}{2} \right) \quad (2-4)$$

où δ_R représente l'écart à la résonance (éq. 2-1) (selon les configurations contra ou copropageantes, δ_R dépend ou non de la vitesse), t la durée de l'impulsion Raman et $\Omega_{a \rightarrow b}^{eff}$ la pulsation de Rabi effective du système qui s'écrit en fonction des pulsations de Rabi de chaque onde Ω_1 et Ω_2 :

$$\Omega_{a \rightarrow b}^{eff} = - \frac{\Omega_2 \Omega_1^*}{2\Delta}. \quad (2-5)$$

L'efficacité du transfert de la population du niveau $|a\rangle$ vers le niveau $|b\rangle$ dépend du produit $\Omega_{a \rightarrow b}^{eff} t$. Dans le cas d'une impulsion π ($\Omega_{a \rightarrow b}^{eff} t \sim \pi$), on transfère, à résonance, la totalité des atomes d'un niveau vers l'autre.

En condition d'impulsion π , les transitions Raman contrapropageantes nous permettent donc de sélectionner une classe de vitesse de largeur quelconque (éq. 2-3) en la transférant intégralement vers un autre état atomique (éq. 2-4).

A.2.2 Etude plus détaillée des transitions Raman

A.2.2.a Position du problème

La formule de probabilité de transition (2-4) donnée dans le modèle d'un atome à deux niveaux constitue une excellente approximation très largement utilisée. Toutefois,

il est possible de décrire l'évolution du système de manière plus précise. La description que nous en faisons suit le calcul effectué par S. Chu ([26]). Toutefois, les conditions expérimentales ne sont pas tout à fait les mêmes. Le désaccord Δ entre la fréquence des ondes excitatrices ω_1 et ω_2 et le niveau excité $|e\rangle$ est très nettement supérieur à la structure hyperfine de l'état fondamental. De ce fait, les deux états fondamentaux sont couplés à chacune des deux ondes excitatrices.

Pour décrire le système, nous repérons les états atomiques par le nombre quantique de leur état interne et par leur quantité de mouvement parallèle aux faisceaux lasers. Ainsi, l'état initial $|a\rangle$ s'écrit $|a, p - \hbar k_2\rangle$. Il est couplé à l'état final $|b\rangle = |b, p + \hbar k_1\rangle$ par l'intermédiaire du niveau $|e, p\rangle$. Dans cette expression, $|a\rangle$ et $|b\rangle$ représentent les états fondamentaux hyperfins $F = 1$ et $F = 2$. Le passage de l'état initial à l'état final se fait par absorption d'un photon de l'onde laser Raman 2 de quantité de mouvement $\hbar k_2$ suivi de l'émission stimulée d'un photon de quantité de mouvement $\hbar k_1$ dans le second faisceau laser. Si on néglige les processus d'émission spontanée (ce qui est très largement vérifié car $\Delta \gg \Gamma$), ces trois états $|a, p - \hbar k_2\rangle$, $|b, p + \hbar k_1\rangle$, $|e, p\rangle$ forment une famille $\mathcal{F}(p)$ qui reste stable sous l'effet du couplage (processus d'absorption et d'émission stimulée).

Le système est donc parfaitement décrit par l'évolution temporelle de la fonction d'onde

$$|\psi(t)\rangle = C_1(p, t)|a, p - \hbar k_2\rangle + C_2(p, t)|b, p + \hbar k_1\rangle + C_3(p, t)|e, p\rangle. \quad (2-6)$$

A.2.2.b Hamiltonien du problème

Pour décrire le système atome+laser, il faut tenir compte de l'hamiltonien atomique H_A et de l'hamiltonien d'interaction atome-laser V_{AL} .

En prenant l'état $|a\rangle$ comme origine de l'énergie, l'hamiltonien atomique s'écrit :

$$H_A = H_A^{ext} + H_A^{int} = \frac{p^2}{2M} + \hbar\omega_{SHF}|b\rangle\langle b| + \hbar\omega_{ae}|e\rangle\langle e| \quad (2-7)$$

où ω_{ae} est l'écart de fréquence entre le niveau $|a\rangle$ et le niveau $|e\rangle$. On négligera l'émission spontanée dans tout le problème car on se place très loin de la résonance à un photon vers le niveau $|e\rangle$. L'hamiltonien d'interaction s'écrit :

$$V_{AL} = -\vec{d}\cdot\vec{E}, \quad (2-8)$$

où \vec{d} est l'opérateur moment dipolaire électrique et \vec{E} le champ électrique résultant des deux ondes contrapropageantes qui s'écrit sous la forme :

$$\vec{E}(z, t) = \frac{1}{2}\vec{E}_1 e^{i(-k_1 y - \omega_1 t)} + \frac{1}{2}\vec{E}_2 e^{i(k_2 y - \omega_2 t)} + c.c., \quad (2-9)$$

où c.c désigne le complexe conjugué de l'expression.

Nous définissons alors les pulsations de Rabi Ω_i associées à chaque faisceau de la manière suivante :

$$\Omega_1 = -\frac{\langle b|\vec{d}\cdot\vec{E}_1|e\rangle}{\hbar}, \quad (2-10)$$

$$\Omega'_1 = -\frac{\langle a|\vec{d}\cdot\vec{E}_1|e\rangle}{\hbar}, \quad (2-11)$$

$$\Omega_2 = -\frac{\langle a|\vec{d}\cdot\vec{E}_2|e\rangle}{\hbar}, \quad (2-12)$$

$$\Omega'_2 = -\frac{\langle b|\vec{d}\cdot\vec{E}_2|e\rangle}{\hbar}. \quad (2-13)$$

Ainsi, on peut écrire l'hamiltonien complet du système dans l'approximation tournante :

$$H = \begin{pmatrix} \frac{(p-\hbar k_2)^2}{2M} & 0 & \frac{\hbar\Omega_2}{2}e^{i\omega_2 t} + \frac{\hbar\Omega'_1}{2}e^{i\omega_1 t} \\ 0 & \frac{(p+\hbar k_1)^2}{2M} + \hbar\omega_{SHF} & \frac{\hbar\Omega_1}{2}e^{i\omega_1 t} + \frac{\hbar\Omega'_2}{2}e^{i\omega_2 t} \\ \frac{\hbar\Omega_2^*}{2}e^{-i\omega_2 t} + \frac{\hbar\Omega_1^*}{2}e^{-i\omega_1 t} & \frac{\hbar\Omega_1^*}{2}e^{-i\omega_1 t} + \frac{\hbar\Omega_2^*}{2}e^{-i\omega_2 t} & \frac{p^2}{2M} + \hbar\omega_{ae} \end{pmatrix}. \quad (2-14)$$

A.2.2.c Les équations du mouvement

La détermination des coefficients $C_i(t)$ est donnée par l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar\frac{d|\psi(t)\rangle}{dt} = H|\psi(t)\rangle. \quad (2-15)$$

Ce système se simplifie si on se place en représentation d'interaction. On définit les coefficients $B_i(p, t)$ selon les expressions suivantes :

$$B_1(p, t) = C_1(p, t)\exp\left[i\frac{(p-\hbar k_2)^2}{2M\hbar}t\right], \quad (2-16)$$

$$B_2(p, t) = C_2(p, t)\exp\left[i\left(\frac{(p+\hbar k_1)^2}{2M\hbar} + \omega_{SHF}\right)t\right], \quad (2-17)$$

$$B_3(p, t) = C_3(p, t)\exp\left[i\left(\frac{p^2}{2M\hbar} + \omega_{ae}\right)t\right]. \quad (2-18)$$

On définit également les désaccords suivants :

- δ_R qui désigne le désaccord entre $\omega_2 - \omega_1$ et la transition $|a, p - \hbar k_2\rangle \rightarrow |b, p + \hbar k_1\rangle$, c'est-à-dire :

$$\delta_R = (\omega_2 - \omega_1) - \left[\frac{(p+\hbar k_1)^2}{2M\hbar} + \omega_{SHF} - \frac{(p-\hbar k_2)^2}{2M\hbar}\right] \quad (2-19)$$

- Δ_{a_2} qui désigne le décalage entre la fréquence de la transition $|a, p - \hbar k_2\rangle \rightarrow |e, p\rangle$ et l'onde de fréquence ω_2 qui est défini par :

$$\Delta_{a_2} = \left[\frac{p^2}{2M\hbar} + \omega_{ae} - \frac{(p - \hbar k_2)^2}{2M\hbar} \right] - \omega_2 \quad (2-20)$$

- Δ_{a_1} qui désigne le décalage entre la fréquence de la transition $|a, p - \hbar k_2\rangle \rightarrow |e, p\rangle$ et l'onde de fréquence ω_1 qui est défini par :

$$\Delta_{a_1} = \left[\frac{p^2}{2M\hbar} + \omega_{ae} - \frac{(p - \hbar k_2)^2}{2M\hbar} \right] - \omega_1 = \Delta_{a_2} + (\omega_2 - \omega_1) \quad (2-21)$$

- Δ_{b_1} qui désigne le désaccord entre la fréquence de la transition $|b, p + \hbar k_1\rangle \rightarrow |e, p\rangle$ et la fréquence ω_1 qui s'écrit :

$$\Delta_{b_1} = \left[\frac{p^2}{2M\hbar} + \omega_{ae} - \frac{(p + \hbar k_1)^2}{2M\hbar} - \omega_{SHF} \right] - \omega_1, \quad (2-22)$$

soit

$$\Delta_{b_1} = \Delta_{a_2} + \delta_R \quad (2-23)$$

- Δ_{b_2} qui désigne le désaccord entre la transition $|b, p + \hbar k_1\rangle \rightarrow |e, p\rangle$ et la fréquence de l'onde ω_2 qui s'écrit :

$$\Delta_{b_2} = \left[\frac{p^2}{2M\hbar} + \omega_{ae} - \frac{(p + \hbar k_1)^2}{2M\hbar} - \omega_{SHF} \right] - \omega_2 = \Delta_{a_2} + \delta_R - (\omega_2 - \omega_1) \quad (2-24)$$

Les équations du mouvement se réécrivent alors

$$\frac{dB_1}{dt} = -i\frac{\Omega'_1}{2}e^{-i\Delta_{a_1}t}B_3 - i\frac{\Omega_2}{2}e^{-i\Delta_{a_2}t}B_3, \quad (2-25)$$

$$\frac{dB_2}{dt} = -i\frac{\Omega_1}{2}e^{-i\Delta_{b_1}t}B_3 - i\frac{\Omega'_2}{2}e^{-i\Delta_{b_2}t}B_3, \quad (2-26)$$

$$\frac{dB_3}{dt} = -i\frac{\Omega_2^*}{2}e^{i\Delta_{a_2}t}B_1 - i\frac{\Omega_1^*}{2}e^{i\Delta_{a_1}t}B_1 - i\frac{\Omega_2^*}{2}e^{i\Delta_{b_2}t}B_2 - i\frac{\Omega_1^*}{2}e^{i\Delta_{b_1}t}B_2. \quad (2-27)$$

La résolution des équations est simplifiée par le fait que l'on se place très loin de la résonance à un photon. On est dans les conditions telles que :

$$\Delta_{a_1}, \Delta_{a_2}, \Delta_{b_1}, \Delta_{b_2} \gg |\Omega_1|, |\Omega_2|, \delta_R, \omega_{SHF}.$$

On suppose que l'évolution temporelle des termes B_1 et B_2 est beaucoup plus lente que B_3 . Par conséquent, (2-27) peut être intégrée en ignorant les dépendances temporelles de B_1 et B_2 . On substitue alors le résultat dans les deux autres équations. Enfin, on ne

garde dans les équations que les termes quasi-résonnants qui oscillent en δ_R . Les autres termes oscillent en effet beaucoup plus rapidement et leur valeur moyenne donnera une contribution minime aux coefficients B_1 et B_2 . On obtient donc :

$$\begin{aligned}\frac{dB_1}{dt} &= i \left(\frac{|\Omega'_1|^2}{4\Delta_{a_1}} + \frac{|\Omega_2|^2}{4\Delta_{a_2}} \right) B_1 + i \left(\frac{\Omega_2 \Omega_1^*}{4\Delta_{b_1}} \right) e^{i\delta_R t} B_2 \\ \frac{dB_2}{dt} &= i \left(\frac{\Omega_2^* \Omega_1}{4\Delta_{a_2}} \right) B_1 e^{-i\delta_R t} + i \left(\frac{|\Omega_1|^2}{4\Delta_{b_1}} + \frac{|\Omega'_2|^2}{4\Delta_{b_2}} \right) B_2\end{aligned}$$

Ce système d'équations est l'analogie de celui qui décrit l'oscillation de Rabi d'un atome à deux niveaux. Je présente ici rapidement la résolution de ce calcul.

On effectue le changement de variable

$$B_1 = B'_1 e^{i\delta_a t},$$

$$B_2 = B'_2 e^{i\delta_b t},$$

avec

$$\begin{aligned}\delta_a &= \frac{|\Omega'_1|^2}{4\Delta_{a_1}} + \frac{|\Omega_2|^2}{4\Delta_{a_2}}, \\ \delta_b &= \frac{|\Omega_1|^2}{4\Delta_{b_1}} + \frac{|\Omega'_2|^2}{4\Delta_{b_2}}.\end{aligned}\tag{2-28}$$

On pose aussi

$$\begin{aligned}\gamma_1 &= \frac{\Omega_2 \Omega_1^*}{4\Delta_{b_1}}, \\ \gamma_2 &= \frac{\Omega_2^* \Omega_1}{4\Delta_{a_2}}.\end{aligned}$$

On obtient alors un nouveau système d'équations différentielles que l'on peut résoudre à l'aide des conditions initiales $B'_1(t=0) = 1$ et $B'_2(t=0) = 0$:

$$\begin{aligned}\frac{d^2 B'_1}{dt^2} - (\delta_R + \delta_b - \delta_a) i \frac{dB'_1}{dt} + \gamma_1 \gamma_2 B'_1 &= 0 \\ \frac{d^2 B'_2}{dt^2} - (\delta_a - \delta_b - \delta_R) i \frac{dB'_2}{dt} + \gamma_1 \gamma_2 B'_2 &= 0.\end{aligned}$$

Les solutions de ces équations sont de la forme

$$\begin{aligned}B'_1 &= e^{i(\delta_R + \delta_b - \delta_a)t/2} \left[P e^{i\sqrt{A}t/2} + M e^{-i\sqrt{A}t/2} \right] \\ B'_2 &= e^{i(\delta_a - \delta_b - \delta_R)t/2} \left[Q e^{i\sqrt{A}t/2} + R e^{-i\sqrt{A}t/2} \right].\end{aligned}$$

A l'aide des conditions initiales, on obtient les coefficients P, M, Q et R. Puis, en revenant aux variables $B_1(t)$ et $B_2(t)$ on obtient :

$$B_1(t) = \exp \left[i(\delta_R + \delta_a + \delta_b) \frac{t}{2} \right] \left[\cos(\sqrt{A} \frac{t}{2}) + \frac{i}{\sqrt{A}} \left((\delta_b - \delta_a - \delta_R) \sin(\sqrt{A} \frac{t}{2}) \right) \right],$$

$$B_2(t) = \exp \left[i(-\delta_R + \delta_a + \delta_b) \frac{t}{2} \right] \left[2\gamma_2 \frac{i}{\sqrt{A}} \sin(\sqrt{A} \frac{t}{2}) \right],$$

avec

$$A = (\delta_R + \delta_b - \delta_a)^2 + 4\gamma_1\gamma_2.$$

On reconnaît dans l'expression de A le déplacement lumineux différentiel ($\delta_b - \delta_a$). De plus, à proximité de la résonance on peut raisonnablement considérer que $\Delta_{a_2} \simeq \Delta_{b_1} \simeq \Delta$. On reconnaît alors la pulsation de Rabi effective (éq. 2-5) :

$$4\gamma_1\gamma_2 = \left| \Omega_{a \rightarrow b}^{eff} \right|^2 = \frac{|\Omega_1|^2 |\Omega_2|^2}{4\Delta^2}. \quad (2-29)$$

Finalement, la probabilité de transition pour le système atomique de passer de l'état $|a\rangle$ à l'état $|b\rangle$ au bout d'un temps t s'écrit :

$$P_{a \rightarrow b}(t) = |C_2(p, t)|^2, \quad (2-30)$$

soit

$$P_{a \rightarrow b}(t) = \frac{\left| \Omega_{a \rightarrow b}^{eff} \right|^2}{\left| \Omega_{a \rightarrow b}^{eff} \right|^2 + (\delta_R - (\delta_a - \delta_b))^2} \sin^2 \left(\sqrt{\left| \Omega_{a \rightarrow b}^{eff} \right|^2 + (\delta_R - (\delta_a - \delta_b))^2} \frac{t}{2} \right). \quad (2-31)$$

Cette expression est similaire à l'équation (2-4), mais elle fait apparaître les déplacements lumineux δ_a et δ_b .

A.3 Étude plus générale de la probabilité de transition

A.3.1 Règles de sélection

Dans la partie précédente, nous avons calculé la probabilité de transition de l'état $|a\rangle$ vers l'état $|b\rangle$ dans le cas d'un atome à trois niveaux. Nous allons dans cette partie étudier les règles de sélection en tenant compte de la multiplicité des niveaux internes.

Nous devons pour cela étudier l'amplitude de probabilité de transition pour l'atome d'absorber un photon de polarisation $\vec{\epsilon}$ de l'onde laser 2 et d'en réémettre un second de polarisation $\vec{\epsilon}'$ dans l'onde laser 1.

Nous considérons les deux sous-niveaux hyperfins $|a\rangle = |F m_F\rangle$ et $|b\rangle = |F' m_{F'}\rangle$ de l'état fondamental.

Le couplage effectif $\Omega_{a \rightarrow b}^{eff}$ entre les deux sous-niveaux s'écrit ([27]):

$$\hbar\Omega_{a \rightarrow b}^{eff} = \sqrt{\frac{\hbar\omega_1 n_1}{2\varepsilon_0 V}} \sqrt{\frac{\hbar\omega_2 n_2}{2\varepsilon_0 V}} \sum_{F_e, m_{F_e}} \frac{\langle b | \vec{\epsilon}' \cdot \vec{d} | F_e, m_{F_e} \rangle \langle F_e, m_{F_e} | \vec{\epsilon} \cdot \vec{d} | a \rangle}{\hbar\Delta} \quad (2-32)$$

où la somme porte sur l'ensemble des niveaux relais (F_e, m_{F_e}) , Δ est l'écart entre la fréquence excitatrice du laser et les niveaux (F_e, m_{F_e}) , $n_i (i = 1, 2)$ est le nombre de photons de l'onde i , et V le volume d'un mode du champ. Il est alors possible de développer et de simplifier l'expression en faisant l'approximation que Δ est indépendant du niveau intermédiaire considéré (c'est le cas dans lequel on se place : Δ est toujours supérieur à 100 GHz alors que la structure hyperfine s'étale sur moins de 500 MHz).

Le détail du calcul de la somme est présenté en annexe (D). On développe l'expression (2-32) sur la base des opérateurs tensoriels A_Q^k . L'opérateur (2-32) étant le produit d'opérateurs de rang 1, il se décompose sur des opérateurs de rang 0, 1, ou 2. Or, la transition a lieu entre deux niveaux $S (J = 1/2)$. Par conséquent, il ne peut pas s'agir d'un opérateur d'ordre 2. De plus, la transition couple deux états de niveaux hyperfins différents. Il ne peut donc pas non plus s'agir d'un opérateur de rang 0. Finalement, il s'agit d'un opérateur de rang 1.

Dans le cas du ^{87}Rb , l'amplitude de transition est égale au coefficient suivant (annexe D):

$$\hbar\Omega_{a \rightarrow b}^{eff} = \sqrt{\frac{\hbar\omega_1 n_1}{2\varepsilon_0 V}} \sqrt{\frac{\hbar\omega_2 n_2}{2\varepsilon_0 V}} \sum_Q \epsilon'_{-q'} \epsilon_q (-1)^Q \begin{pmatrix} 1 & 1 & k=1 \\ -q' & q & -Q \end{pmatrix} \sqrt{3} (-1)^{F' - m_{F'}} \begin{pmatrix} F' & k=1 & F' \\ -m_{F'} & Q & m_{F'} \end{pmatrix} \langle F' || A^1 || F \rangle, \quad (2-33)$$

où ϵ'_{-Q} et ϵ_Q sont les composantes sphériques des polarisations¹ avec $k = 1$.

Dans le cas général, les règles de sélection sont donc : $\Delta m_F = 0, \pm 1$. Ceci correspond en tout à neuf transitions possibles. Comme les deux facteurs de Landé des états $F = 1$ et $F' = 2$ sont opposés, la position d'une raie décalée par effet Zeeman ne dépend que de $m_F + m_{F'}$ qui peut prendre sept valeurs ($\pm 3, \pm 2, \pm 1, 0$).

Dans le cas particulier où les deux faisceaux ont la même polarisation linéaire, on peut choisir l'axe de quantification selon cette direction. Il apparaît alors dans

1. En utilisant les conventions du Messiah [28]: $\epsilon_0 = \epsilon_y$ et $\epsilon_{\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_x \pm i\epsilon_z)$

l'expression (2-33) le coefficient $\begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$ qui est nul. Pour observer les transitions Raman, les polarisations doivent donc être perpendiculaires.

Notons que cette remarque ne s'applique pas au cas de l'accélération cohérente d'atomes où les transitions Raman sont effectuées d'un sous-niveau vers lui-même ($F' = F$) comme nous le verrons dans le prochain chapitre. Dans ce cas, les polarisations peuvent tout à fait être parallèles.

On considère désormais les deux faisceaux polarisés linéairement l'un suivant l'axe (Ox), l'autre suivant l'axe (Oz). L'axe horizontal (Oy) est selon la direction des faisceaux Raman. On ajoute un champ magnétique directeur selon (Oy) afin de définir la direction de quantification. Cette configuration correspond à notre expérience en géométrie horizontale.

Les composantes de la polarisation du champ électrique s'écrivent en fonction des composantes standards :

$$\epsilon_x = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_1 - \epsilon_{-1}), \quad (2-34)$$

et

$$\epsilon_z = \frac{i}{\sqrt{2}}(\epsilon_1 + \epsilon_{-1}), \quad (2-35)$$

q et $-q'$ peuvent donc prendre les valeurs ± 1 . $Q = q - q'$ est donc égal à $\{0, \pm 2\}$. Or, le coefficient $\begin{pmatrix} 1 & 1 & k \\ \pm 1 & \pm 1 & \mp 2 \end{pmatrix}$ est nul car l'opérateur tensoriel est de rang $k=1$. Par conséquent, l'amplitude de transition est proportionnelle au coefficient :

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ -1 & 1 & 0 \end{pmatrix} (-1)^{F'-m_{F'}} \begin{pmatrix} F' & 1 & F' \\ -m_{F'} & 0 & m_F \end{pmatrix} \\ - & \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} (-1)^{F'-m_{F'}} \begin{pmatrix} F' & 1 & F' \\ -m_{F'} & 0 & m_F \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2-36)$$

Dans ce cas particulier où l'axe de quantification est parallèle aux faisceaux Raman, seules les transitions vérifiant $\Delta m_F = 0$ sont autorisées. Nous obtenons donc seulement 3 valeurs pour $m_F + m_{F'}$ (fig. 2.2).

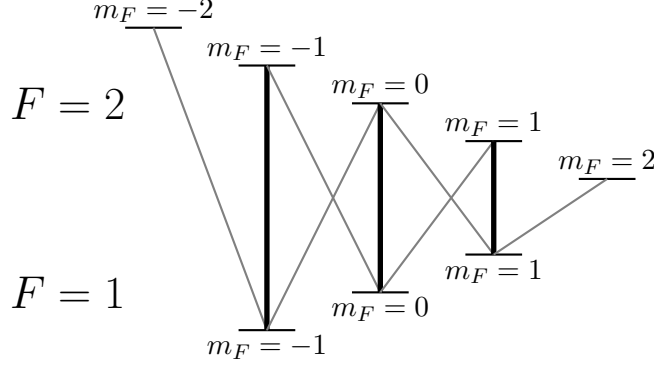


Fig. 2.2 – Schéma des sous-niveaux Zeeman de l'état $^2S_{1/2}$ du ^{87}Rb . Nous avons représenté les neuf transitions Raman permises. En plus foncé figurent les trois transitions autorisées dans le cas où les faisceaux Raman sont parallèles au champ magnétique directeur et à l'axe de quantification, situation dans laquelle nous nous placerons.

Le couplage s'écrit :

$$\hbar\Omega_{a \rightarrow b}^{eff} = \sqrt{\frac{\hbar\omega_1 n_1}{2\varepsilon_0 V}} \sqrt{\frac{\hbar\omega_2 n_2}{2\varepsilon_0 V}} \quad (2-37)$$

$$(-i) \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \sqrt{3} (-1)^{F' - m_{F'}} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -m_{F'} & 0 & m_F \end{pmatrix} \langle F' || A^1 || F \rangle,$$

soit en exprimant l'élément de matrice réduit

$$\hbar\Omega_{a \rightarrow b}^{eff} = \sqrt{\frac{\hbar\omega_1 n_1}{2\varepsilon_0 V}} \sqrt{\frac{\hbar\omega_2 n_2}{2\varepsilon_0 V}} \quad (2-38)$$

$$(-i) \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \sqrt{3} (-1)^{F' - m_{F'}} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -m_{F'} & 0 & m_F \end{pmatrix}$$

$$(-1)^{F - J + I} \frac{1}{\hbar\Delta} \sqrt{3(2F + 1)(2F' + 1)} |\langle J_e || D^1 || J \rangle|^2$$

$$\begin{Bmatrix} 1 & J & J' \\ J_e & 1 & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1 & J & J' \\ I & F' & F \end{Bmatrix}.$$

Pour une transition de $F = 1$ vers $F' = 2$ entre sous-niveaux $m_F = m_{F'} = 0$ on obtient :

$$\hbar\Omega_{a \rightarrow b}^{eff} = \sqrt{\frac{\hbar\omega_1 n_1}{2\varepsilon_0 V}} \sqrt{\frac{\hbar\omega_2 n_2}{2\varepsilon_0 V}} \frac{i}{12} \frac{1}{\hbar\Delta} |\langle J_e || D^1 || J \rangle|^2$$

On peut écrire cette expression en fonction de la force d'oscillateur f_{ge} pour une transition $J_g - J_e$ que l'on définit en absorption par :

$$f_{ge} = \frac{2m_e\omega_{ge}}{3\hbar q^2} \frac{|\langle J_e || D^1 || J_g \rangle|^2}{(2J_g + 1)}, \quad (2-39)$$

et du rayon classique de l'électron r_0 qui s'exprime :

$$r_0 = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}. \quad (2-40)$$

Dans ces expressions, q désigne la charge de l'électron et m_e sa masse. De plus, on fait apparaître l'intensité I des faisceaux lasers selon la relation :

$$\frac{n\hbar\omega}{V} = \frac{I}{c} \quad (2-41)$$

On considère des faisceaux d'égale intensité. L'élément de matrice $\Omega_{a \rightarrow b}^{eff}$ est un imaginaire pur. Son module vaut :

$$\left| \Omega_{a \rightarrow b}^{eff} \right| (\text{rad.s}^{-1}) = I \times f \times r_0 \times \lambda \times \frac{1}{4\hbar\Delta},$$

où f désigne la force d'oscillateur de la transition $J - J_e$. Le calcul s'effectue avec les valeurs numériques suivantes :

$$f = 2/3$$

$$r_0 = 2,82 \times 10^{-15} \text{ m}$$

$$\lambda = 780 \text{ nm}$$

On obtient la relation numérique

$$\Omega_{a \rightarrow b}^{eff} (\text{rad.s}^{-1}) = \frac{I}{\Delta} \times 3,48 \times 10^{13} \quad (2-42)$$

avec I qui désigne l'intensité par faisceau exprimée en mW/cm^2 et Δ en rad.s^{-1} . On peut également écrire le couplage effectif en fonction de l'intensité de saturation de la transition I_S définie dans l'annexe E selon l'expression :

$$\Omega_{a \rightarrow b}^{eff} (\text{rad.s}^{-1}) = \frac{I}{I_S} \times \frac{\Gamma^2}{16\Delta}. \quad (2-43)$$

A.3.2 Déplacements lumineux

Le calcul général des déplacements lumineux doit lui aussi tenir compte de l'ensemble des niveaux excités. Nous considérons de nouveau le cas d'une onde polarisée

linéairement suivant (Ox) et d'une autre polarisée perpendiculairement suivant (Oz). L'axe de quantification est suivant l'axe (Oy).

Le déplacement lumineux dû à l'onde polarisée suivant (Ox) s'écrit en suivant le même raisonnement que précédemment :

$$\delta\nu_{dl} = \frac{1}{2\pi\hbar} \frac{n_1\hbar\omega_1}{2\varepsilon_0V} \left\langle 5S, F, m_F \left| \frac{1}{\sqrt{2}}(D_{-1} - D_1) \frac{1}{\hbar\Delta} \frac{1}{\sqrt{2}}(D_{-1} - D_1) \right| 5S, F, m_F \right\rangle \quad (2-44)$$

où $D_{\pm 1}$ représente l'opérateur standard associé au dipôle électrique. La suite du calcul est identique à celui effectué pour l'amplitude de probabilité de transition (2-33).

Nous obtenons alors :

$$\begin{aligned} \delta\nu_{dl} = & \frac{1}{2\pi\hbar} \frac{1}{\hbar\Delta} \frac{n_1\hbar\omega_1}{2\varepsilon_0V} \frac{1}{2} \sum_{k,Q} (-1)^Q (-1)^{F-m_F} \begin{pmatrix} F & k & F \\ -m_F & Q & m_F \end{pmatrix} (2k+1) \\ & \left[\begin{pmatrix} 1 & 1 & k \\ -1 & -1 & -Q \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 1 & 1 & k \\ -1 & 1 & -Q \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 1 & 1 & k \\ 1 & -1 & -Q \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 1 & k \\ 1 & 1 & -Q \end{pmatrix} \right] \langle F || A^k || F \rangle \end{aligned}$$

La transition a lieu entre niveaux de $J = 1/2$, k ne peut pas être égal à 2 donc k est égal à 0 ou 1 et seuls les trois-j du milieu de l'expression précédente sont non nuls. Pour $k = 1$, les deux termes restants $\begin{pmatrix} 1 & 1 & k \\ 1 & -1 & -Q \end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix} 1 & 1 & k \\ -1 & 1 & -Q \end{pmatrix}$ sont de signes opposés, il ne peut pas y avoir de transition. Nous avons donc $k = 0$. L'opérateur de déplacement lumineux est un scalaire.

Une autre manière de retrouver ce résultat consiste à remarquer que l'opérateur de déplacement lumineux est symétrique. De ce fait, il se décompose uniquement sur des opérateurs de rang 0 ou 2. Or, il couple deux états de moment cinétique $J = 1/2$ et il ne peut donc pas être de rang 2. C'est donc bien un opérateur scalaire.

Nous pouvons alors écrire le déplacement lumineux :

$$\begin{aligned} \delta\nu_{dl} = & \frac{1}{2\pi\hbar} \frac{1}{\hbar\Delta} \frac{n_1\hbar\omega_1}{2\varepsilon_0V} (-1)^{F-m_F} \begin{pmatrix} F & 0 & F \\ -m_F & 0 & m_F \end{pmatrix} \\ & \left[(-1) \begin{pmatrix} 1 & 1 & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \right] \langle F || A^k || F \rangle, \end{aligned}$$

où $k=0$.

On exprime ensuite l'élément de matrice réduit selon (D-8), annexe (D). On obtient alors

$$\delta\nu_{dl} = \frac{1}{2\pi\hbar} \frac{n_1\hbar\omega_1}{2\varepsilon_0V} \frac{1}{3(2J+1)} |\langle J_e || D^1 || J \rangle|^2 \frac{1}{\hbar\Delta},$$

On peut écrire cette expression en fonction de la force d'oscillateur f de la transition $J - J_e$ et du rayon classique de l'électron r_0 . On obtient alors

$$\delta\nu_{dl} = \frac{1}{2\pi} \times I \times f \times r_0 \times \lambda \times \frac{1}{2\hbar\Delta}, \quad (2-45)$$

ou en utilisant l'expression de l'intensité de saturation donnée dans l'annexe (E), éq.(E-8) :

$$\delta\nu_{dl} = \frac{1}{2\pi} \times \frac{I}{I_S} \times \frac{\Gamma^2}{8\Delta}. \quad (2-46)$$

Le calcul s'effectue avec les valeurs numériques suivantes :

$$f = 2/3$$

$$r_0 = 2,82 \times 10^{-15} \text{ m}$$

$$\lambda = 780 \text{ nm}$$

On obtient la relation numérique

$$\delta\nu_{dl} \text{ (Hz)} = \frac{I}{\Delta} \times 1,1 \times 10^{13} \quad (2-47)$$

avec I l'intensité par faisceau exprimée en mW/cm^2 et Δ exprimé en rad s^{-1} .

Pour calculer le déplacement lumineux total dans notre expérience, nous devons tenir compte des déplacements lumineux des deux sous-niveaux hyperfins et calculer le déplacement lumineux différentiel entre ceux-ci. Ce calcul est effectué dans le Chapitre 4, *Résultats expérimentaux*.

B Accélération cohérente d'atomes ultrafroids

B.1 Introduction

Comme nous l'avons vu précédemment, les transitions Raman transfèrent de manière parfaitement définie de la quantité de mouvement des photons aux atomes.

Lorsqu'on effectue ces transitions d'un état atomique vers lui-même, l'énergie interne de l'atome est inchangée. En revanche, sa quantité de mouvement varie de $2\hbar\vec{k}$ par transition, où $\hbar\vec{k}$ représente la quantité de mouvement associée au photon. Par conséquent, ces transitions permettent d'accélérer les atomes de manière cohérente sans changer leur état d'énergie interne. Ce paragraphe est dédié à l'étude de l'accélération des atomes. Nous verrons que celle-ci peut-être réalisée aussi bien avec des faisceaux horizontaux qu'avec des faisceaux verticaux.

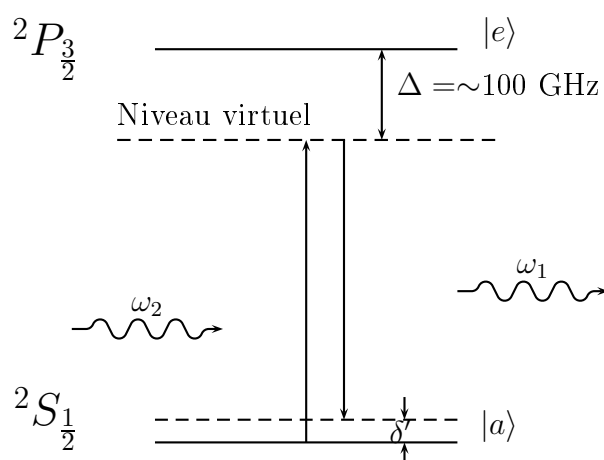


Fig. 2.3 – Transition Raman stimulée d'un niveau $|a, p\rangle$ vers le niveau $|a, p + 2\hbar k\rangle$. L'état atomique interne reste inchangé après une telle transition, mais la quantité de mouvement de l'atome diffère de $2\hbar k$. Il est alors possible d'accélérer les atomes de manière cohérente.

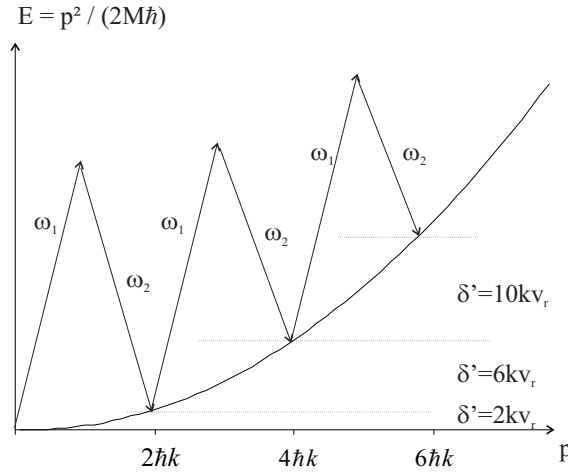


Fig. 2.4 – Afin de respecter la condition de résonance sur la parabole énergie-impulsion de l'atome, la fréquence ω_1 reste fixe et la fréquence ω_2 varie linéairement dans le temps.

B.2 Configuration horizontale

Nous considérons un atome à deux niveaux de vitesse v . Un niveau fondamental stable $|a\rangle$, et un niveau excité $|e\rangle$ de durée de vie $\tau_R = \Gamma^{-1}$. Cet atome est placé au milieu de deux ondes horizontales contrapropageantes de fréquences ω_1 et ω_2 . L'atome peut alors effectuer une transition Raman stimulée du niveau $|a, p\rangle$ vers le niveau $|a, p + 2\hbar k\rangle$ si la condition de résonance $\delta' = \omega_2 - \omega_1 = 2k(v + v_{rec})$ est remplie (avec $k = 2\pi/\lambda_1 \sim 2\pi/\lambda_2$ le vecteur d'onde associé aux faisceaux, et v_r la vitesse de recul associée à la transition).

Prenons un atome de rubidium 87 initialement au repos. Lorsque l'écart de fréquence entre les deux lasers atteint la valeur $\delta' = 2kv_{rec} \sim 2\pi \times 15$ kHz, l'atome effectue une première transition Raman. Sa vitesse passe de 0 à $2v_{rec}$. Pour que cet atome continue à être accéléré, la condition de résonance doit suivre l'évolution de la distribution de vitesse. Par exemple, pour effectuer une deuxième transition, l'écart de fréquence des deux lasers doit vérifier :

$$\delta' = 2k(2v_{rec} + v_{rec}) = 2\pi \times 45 \text{ kHz} \quad (2-48)$$

Finalement, pour accélérer un atome de distribution de vitesse initiale donnée dans le référentiel du laboratoire, l'écart de fréquence δ' entre les deux lasers doit être balayé linéairement de manière à suivre l'évolution de la quantité de mouvement. Nous pouvons illustrer ce principe à l'aide d'un diagramme représentant l'énergie en fonction

de l'impulsion ($E = p^2/2M\hbar$)(fig. 2.4). Pour rester sur la parabole au cours des N transitions Raman, l'écart δ' doit suivre la variation :

$$\delta' = 2kv_{rec}(2N - 1) \quad (2-49)$$

ou

$$\delta' = 4\frac{E_R}{\hbar}(2N - 1) \quad (2-50)$$

en termes d'énergie de recul.

Dans le référentiel du laboratoire, l'atome est donc soumis à une accélération constante a :

$$a = \frac{1}{M} \frac{dp}{dt} = \frac{1}{M} \times (2\hbar k) \frac{dN}{dt} = \frac{1}{2k} \frac{d\delta'}{dt}. \quad (2-51)$$

Nous pouvons également considérer le mouvement de l'atome dans le référentiel où l'onde est au repos. Ce référentiel est uniformément accéléré par rapport au référentiel du laboratoire. L'atome est donc soumis à une force d'inertie d'entraînement constante qui s'écrit :

$$\vec{F}_{ie} = -M\vec{a}_e, \quad (2-52)$$

et il "voit" une onde stationnaire. Dans ce référentiel, le problème est identique à celui posé en physique du solide par des électrons plongés dans un potentiel périodique et soumis à une force constante. Une étude détaillée de ce problème a été faite lors de la thèse de Maxime Dahan ([21], [29]).

Les paragraphes suivants constituent un bref rappel de physique du solide et montrent comment on peut décrire le mouvement d'une particule plongée dans un potentiel périodique et soumise à une force constante.

B.3 Étude d'une particule plongée dans un potentiel périodique et soumise à une force constante

B.3.1 Théorème de Bloch

On considère une particule de masse m plongée dans un potentiel périodique $V(\vec{r})$ tel que $V(\vec{r} + \vec{R}) = V(\vec{r})$. L'hamiltonien du système s'écrit

$$H = \frac{p^2}{2m} + V(\vec{r}). \quad (2-53)$$

Le théorème de Bloch nous indique que les états propres de l'hamiltonien peuvent s'écrire sous la forme ([30]) :

$$\psi_{\vec{q}}(\vec{r}) = e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} u_{\vec{q}}(\vec{r}), \quad (2-54)$$

où \vec{q} désigne la quasi-impulsion de la particule. $u(\vec{r})$ est une fonction qui possède la périodicité du potentiel et qui vérifie l'équation de Schrödinger :

$$H_{\vec{q}}u_{\vec{q}}(\vec{r}) = E(\vec{q})u_{\vec{q}}(\vec{r}) \quad \text{avec} \quad H_{\vec{q}} = \frac{(\vec{p} + \hbar\vec{q})^2}{2m} + V(\vec{r}). \quad (2-55)$$

Les états propres $u_{n,\vec{q}}$ de l'hamiltonien, d'énergie $E_n(\vec{q})$, sont appelés états de Bloch.

L'indice n représente l'indice de bande et ne prend que des valeurs entières. De plus, le vecteur \vec{q} peut toujours être confiné à la première zone de Brillouin puisque pour tout vecteur \vec{q}' qui n'est pas dans la première zone de Brillouin, il existe \vec{K} appartenant au réseau réciproque tel que $\vec{q}' - \vec{K}$ soit dans la première zone de Brillouin.

Enfin $V(\vec{r})$ étant une fonction périodique, elle se décompose en série de Fourier en prenant comme base le réseau réciproque :

$$V(\vec{r}) = \sum_{\vec{K}} v_{\vec{K}} e^{i\vec{K}\cdot\vec{r}}, \quad (2-56)$$

avec

$$v_{\vec{K}} = \frac{1}{\mathcal{V}} \int_{\text{maille}} V(\vec{r}) e^{-i\vec{K}\cdot\vec{r}} d^3r, \quad (2-57)$$

où \vec{K} est un vecteur du réseau réciproque et \mathcal{V} le volume d'une maille élémentaire. On suppose par la suite que $V_{\vec{K}=\vec{0}} = 0$.

B.3.2 Particule dans un potentiel périodique "faible"

On considère que le potentiel est suffisamment faible pour le traiter comme une perturbation au mouvement des particules libres.

On utilisera par la suite les notations suivantes :

- l'état d'une particule libre $|\vec{q}\rangle$,
- l'énergie associée à cet état $E_{\vec{q}}^0 = \frac{\hbar^2 q^2}{2m}$.

Dans le cas où la perturbation au potentiel périodique est petite, sa contribution peut être calculée comme une perturbation aux ondes planes. Le vecteur propre et l'énergie d'un état de Bloch peuvent alors être décrits par la théorie des perturbations selon les deux expressions suivantes :

$$|\psi_{\vec{q}}\rangle = |\vec{q}\rangle + \sum_{q' \neq q} |\vec{q}'\rangle \frac{\langle \vec{q}' | V | \vec{q} \rangle}{E_{\vec{q}}^0 - E_{\vec{q}'}^0} \quad (2-58)$$

$$E_{\vec{q}} = E_{\vec{q}}^0 + \langle \vec{q} | V | \vec{q} \rangle + \sum_{\vec{q}' \neq \vec{q}} \frac{|\langle \vec{q}' | V | \vec{q} \rangle|^2}{E_{\vec{q}}^0 - E_{\vec{q}'}^0} \quad (2-59)$$

Évaluons le terme $\langle \vec{q}' | V | \vec{q} \rangle$.

$$\langle \vec{q}' | V | \vec{q} \rangle = \frac{1}{\mathcal{V}} \sum_{\vec{K}} v_{\vec{K}} \int_{\text{maille}} e^{-i\vec{q}' \cdot \vec{r}} e^{i\vec{K} \cdot \vec{r}} e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} d^3r \quad (2-60)$$

Or, l'intégrale est nulle sauf pour $\vec{K} = \vec{q}' - \vec{q}$ et elle vaut alors $v_{\vec{K}}$.

Le potentiel périodique ne couple donc que les ondes planes dont les vecteurs d'ondes vérifient $\vec{K} = \vec{q}' - \vec{q}$ où \vec{K} est un vecteur du réseau réciproque.

L'énergie s'écrit alors

$$E_{\vec{q}} = E_{\vec{q}}^0 + \sum_{\vec{K}} \frac{|v_{\vec{K}}|^2}{E_{\vec{q}}^0 - E_{\vec{q}-\vec{K}}^0}. \quad (2-61)$$

Toutefois, cette expression n'est valable que lorsque la condition

$$|E_{\vec{q}}^0 - E_{\vec{q}-\vec{K}}^0| \gg |v_{\vec{K}}| \quad (2-62)$$

est satisfaite. Ce n'est pas le cas au voisinage des points tels que $\vec{q}^2 \simeq (\vec{q} - \vec{K})^2$ qui définissent le plan médiateur de \vec{K} appelé plan de Bragg. Ce plan correspond à la limite de la zone de Brillouin définie par \vec{K} . Pour évaluer le comportement en limite de cette zone, on regarde l'évolution de la fonction

$$|\psi\rangle = a_{\vec{q}}|\vec{q}\rangle + a_{\vec{q}-\vec{K}}|\vec{q} - \vec{K}\rangle, \quad (2-63)$$

qui est une combinaison linéaire des deux ondes couplées en ces points.

En résolvant l'équation aux valeurs propres

$$H|\psi\rangle = E|\psi\rangle, \quad (2-64)$$

on obtient les niveaux d'énergie d'un état de Bloch en bord de zone de Brillouin :

$$E_{\vec{q}}^{\pm} = \frac{1}{2} (E_{\vec{q}}^0 + E_{\vec{q}-\vec{K}}^0) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(E_{\vec{q}}^0 - E_{\vec{q}-\vec{K}}^0)^2 + 4|v_{\vec{K}}|^2}. \quad (2-65)$$

Ainsi, l'effet du potentiel est de lever la dégénérescence de l'énergie en bord de zone. Il apparaît une bande d'énergie interdite de largeur $2|v_{\vec{K}}|$ (fig. 2.5).

Dans le cas d'une onde stationnaire de longueur d'onde λ , le pas du réseau est $\Lambda = \lambda/2$. Le vecteur du réseau réciproque s'écrit donc $2\pi/\Lambda = 4\pi/\lambda = 2k$ et la première zone de Brillouin s'étend alors de $] -k, k[$. Enfin, le potentiel lumineux couple uniquement les ondes planes de vecteur d'onde \vec{q} et $\vec{q} + 2l\vec{k}$ avec l entier.

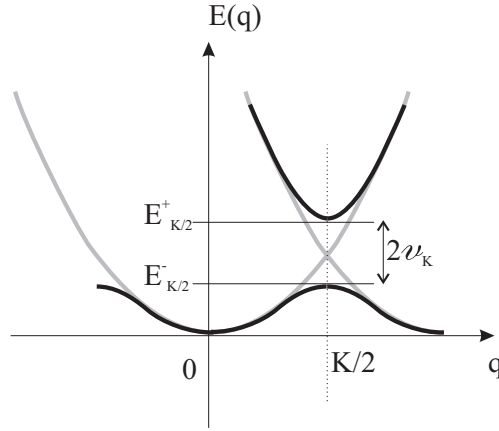


Fig. 2.5 – Le couplage en bord de zone de Brillouin créé une bande d'énergie interdite de largeur $2|v_{\vec{K}}|$.

B.3.3 Particule soumise à un potentiel périodique faible et à une force constante

Les effets de la dynamique des particules plongées dans un potentiel périodique peuvent être compris à l'aide d'un modèle semi-classique. Ce modèle est fondé sur l'hypothèse qu'il n'y ait pas de transitions interbandes et que les champs soient lentement variables sur l'échelle de la maille élémentaire. On a alors les deux relations suivantes ([30]):

$$\vec{v}_{n,\vec{q}} = \frac{1}{\hbar} \overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{q}} E_{n,\vec{q}}, \quad (2-66)$$

$$\hbar \frac{d\vec{q}}{dt} = \vec{F}, \quad (2-67)$$

où $\vec{v}_{n,\vec{q}}$ désigne la vitesse de la particule et \vec{F} une force constante quelconque qui lui est appliquée.

L'évolution de la quasi impulsion de la particule est donc linéaire au cours du temps :

$$\vec{q}(t) = \vec{q}(0) + \frac{\vec{F}t}{\hbar}. \quad (2-68)$$

Ainsi, l'évolution de la vitesse au cours du temps est donnée par

$$\vec{v}(t) = \frac{1}{\hbar} \overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{q}} [E_n(\vec{q})]_{\left(\vec{q}(0) + \frac{\vec{F}t}{\hbar}\right)}. \quad (2-69)$$

On constate que le comportement de la vitesse en fonction du temps est identique à son comportement par rapport à \vec{q} . On obtient alors le résultat très important énoncé

par F. Bloch : la structure de bande impose à la vitesse de rester bornée au cours du temps. On ne peut pas accélérer indéfiniment les particules placées dans un potentiel périodique, elles effectuent des oscillations appelées oscillations de Bloch.

Si on se place à une dimension, avec un réseau de pas Λ , le temps τ_B mis pour parcourir la première zone de Brillouin (c'est-à-dire la période de Bloch) est tel que

$$\frac{2\pi}{\Lambda} = \tau_B \frac{F}{\hbar}. \quad (2-70)$$

B.4 Application à notre système

B.4.1 Atome dans une onde stationnaire désaccordée

Notre système peut être assimilé à celui d'un atome à deux niveaux ($5S_{1/2} - 5P_{3/2}$) soumis à deux ondes contrapropageantes de fréquences ω_1 et ω_2 . Cette approximation est valable car l'écart de fréquence Δ entre les fréquences des deux lasers et la fréquence de la transition est très supérieur à la structure hyperfine de l'état $5P_{3/2}$ (typiquement Δ vaut 100 GHz à comparer à 500 MHz pour la structure hyperfine). On se ramène donc à une transition $|J = 1/2\rangle \rightarrow |J = 3/2\rangle$.

L'onde stationnaire à laquelle est soumis l'atome est créée par l'interférence des deux ondes laser contrapropageantes. Le champ électrique résultant est alors modulé spatialement :

$$\vec{E}(z, t) = 2E_0 \cos(kz) \cos(\omega t) \vec{e} \quad (2-71)$$

où E_0 désigne l'amplitude maximale du champ électrique, et \vec{e} représente sa polarisation.

Le couplage entre la lumière et l'atome provoque un déplacement des niveaux d'énergie de l'état fondamental $\hbar\delta\nu_{dl}$ dont le calcul est présenté dans le paragraphe (A.3.2) pour une onde progressive. Ici, l'amplitude du champ électrique est modulée spatialement et elle est deux fois plus importante que pour une onde progressive. L'atome est donc soumis à un potentiel lumineux $V(z)$ qui s'écrit :

$$V(z) = 2\pi\hbar \times \delta\nu_{dl} = V_0 \cos(kz)^2 = \frac{V_0}{2} (1 + \cos(2kz)) \quad (2-72)$$

avec V_0 qui s'exprime selon la relation :

$$V_0 = \frac{1}{2} (\hbar\Gamma) \left(\frac{I}{I_S} \right) \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right), \quad (2-73)$$

où I désigne l'intensité d'un faisceau et I_S l'intensité de saturation décrite dans l'annexe (E).

Dans la suite, on considère uniquement la partie sinusoïdale du potentiel périodique. Ceci revient à simplement à décaler l'origine des énergies d'une quantité $V_0/2$. Le potentiel périodique peut alors s'exprimer comme dans l'équation (2-56) :

$$V(z) = \frac{V_0}{4} (e^{2ikz} + e^{-2ikz}), \quad (2-74)$$

où K , vecteur du réseau réciproque, prend les valeurs $\pm 2k$. Il en résulte que l'onde plane $|\vec{q}\rangle$ est couplée aux ondes $|\vec{q} \pm 2\hbar\vec{k}\rangle$ avec la constante de couplage $v_{2\vec{k}} = V_0/4$.

B.4.2 Atome dans une onde stationnaire désaccordée en mouvement

Pour accélérer les atomes nous avons vu qu'il fallait balayer la fréquence d'une des deux ondes lasers. Le champ électrique total s'écrit alors :

$$\vec{E}(z, t) = E_0 \vec{\epsilon} (e^{i(kz - \omega t)} + e^{i(-kz - (\omega + \Delta\omega)t)}), \quad (2-75)$$

soit

$$\vec{E}(z, t) = 2E_0 \vec{\epsilon} e^{-i(\omega + \Delta\omega/2)t} \cos(kz + (\Delta\omega/2)t). \quad (2-76)$$

L'onde n'est donc plus une onde stationnaire dans le référentiel du laboratoire mais dans le référentiel se déplaçant à la vitesse $v(t)$ telle que :

$$v(t) = -\frac{\Delta\omega(t)}{2k} = -\frac{\lambda}{2} \frac{\Delta\omega(t)}{2\pi}. \quad (2-77)$$

Conformément à nos remarques précédentes, si le balayage de fréquence $\Delta\omega(t)$ est linéaire en temps, le référentiel dans lequel l'onde est stationnaire est un référentiel uniformément accéléré. Par conséquent, dans ce référentiel, l'atome "voit" une onde stationnaire de pas $\lambda/2$ et il est soumis à une force d'inertie d'entraînement constante

$$F_{ie} = -m \frac{dv(t)}{dt} = m \frac{\lambda}{2} \frac{\Delta\omega/dt}{2\pi}. \quad (2-78)$$

La période de Bloch τ_B s'écrit alors :

$$\tau_B = 2k \times \frac{\hbar}{F} = \frac{4\hbar k^2}{m(\Delta\omega/dt)}, \quad (2-79)$$

et le décalage en fréquence correspondant à une oscillation complète s'écrit :

$$2\pi\delta\nu = 4kv_r, \quad (2-80)$$

c'est-à-dire environ 30 kHz par oscillation pour le ^{87}Rb . On retrouve bien le résultat du paragraphe (B.2).

Toutefois le choix de l'amplitude de l'onde de Bloch ainsi que son balayage en fréquence demandent quelques précautions expérimentales. Les paragraphes suivants présentent plus précisément les conditions expérimentales nécessaires à l'optimisation de ces oscillations. Celles-ci ont été étudiées par M. Dahan et C. Salomon et sont étudiées en détail dans la référence ([29]).

B.4.3 Critères expérimentaux

B.4.3.a Validité de l'hypothèse des liaisons faibles.

Pour se placer dans les conditions de liaisons faibles, il faut que le couplage induit par le potentiel lumineux soit suffisamment faible pour être traité comme une perturbation vis-à-vis des ondes planes. Cette hypothèse impose au couplage entre chaque onde d'être inférieur à la différence d'énergie qui sépare chaque état (éq. 2-62).

Dans le cas de notre potentiel lumineux, l'onde de quasi-impulsion nulle est couplée avec les ondes $\hbar q = \pm 2\hbar k$. Ainsi, si la particule est préparée dans un état de Bloch de la bande fondamentale $n = 0$, l'état initial $|n = 0, q = 0\rangle$ s'écrit au premier ordre des perturbations (éq. 2-58) :

$$|0, 0\rangle = |0\rangle - \left(\frac{V_0}{4}\right) \left(\frac{1}{4E_R}\right) (|2\hbar k\rangle + |-2\hbar k\rangle) \quad (2-81)$$

Le critère d'approximation des liaisons faibles (éq. 2-62) s'écrit alors

$$\left(\frac{V_0}{4}\right) \ll 4E_R,$$

c'est-à-dire

$$V_0 \ll 16E_R. \quad (2-82)$$

B.4.3.b Critère de non transitions interbandes.

Pour que l'atome effectue des oscillations de Bloch dans la bande fondamentale, il faut éviter les transitions interbandes. L'évolution de sa fonction d'onde aux croisements de niveaux (c'est-à-dire en bord de zone de Brillouin) doit donc se faire de manière adiabatique. En d'autres termes, la vitesse de variation des états propres de $H(t)$ doit être suffisamment lente pour ne pas induire de couplages non-diagonaux. Ceci peut s'écrire de manière formelle à l'aide du théorème d'adiabaticité :

$$|\langle u_{n',q(t)} | \dot{u}_{n,q(t)} \rangle| \ll |E_{n',q(t)} - E_{n,q(t)}|/\hbar \quad \forall n' \neq n \quad (2-83)$$

En utilisant les relations $d/dt = (d/dq)(dq/dt)$, et $dq/dt = ma/\hbar$, on peut réécrire la relation² (2-83) suivant :

$$m|a| |\langle u_{n',q} | \frac{d}{dq} | u_{n,q} \rangle| \ll |E_{n',q} - E_{n,q}|. \quad (2-84)$$

Comme $|u_{n,q}\rangle$ satisfait $H_q|u_{n,q}\rangle = E_{n,q}|u_{n,q}\rangle$, on obtient en dérivant cette équation par rapport à q :

$$\hbar \frac{(p + \hbar q)}{m} |u_{n,q}\rangle + H_q \frac{d}{dq} |u_{n,q}\rangle = \frac{dE_n}{dq} |u_{n,q}\rangle + E_{n,q} \frac{d}{dq} |u_{n,q}\rangle \quad (2-85)$$

On projette cette équation sur l'état $|u_{n',q}\rangle$ ($n' \neq n$) :

$$\frac{\hbar}{m} \langle u_{n',q} | (p + \hbar q) | u_{n,q} \rangle + E_{n',q} \langle u_{n',q} | \frac{d}{dq} | u_{n,q} \rangle = E_{n,q} \langle u_{n',q} | \frac{d}{dq} | u_{n,q} \rangle \quad (2-86)$$

Comme $\langle u_{n',q} | (\hbar q) | u_{n,q} \rangle = 0$ pour ($n \neq n'$), le critère d'adiabaticité s'écrit :

$$\hbar|a| |\langle u_{n',q(t)} | p | u_{n,q(t)} \rangle| \ll (E_{n',q} - E_{n,q})^2 \quad (2-87)$$

Nous pouvons expliciter cette inéquation aux points limites qui correspondent, pour une particule préparée dans un état de Bloch de la bande fondamentale $n = 0$, aux points de dégénérescence de l'énergie $\hbar q = \pm \hbar k$. Dans cette situation, l'état

$$\frac{(|\hbar k\rangle - |-\hbar k\rangle)}{\sqrt{2}},$$

d'énergie

$$E_R - \frac{V_0}{4},$$

est couplé à l'état

$$\frac{(|\hbar k\rangle + |-\hbar k\rangle)}{\sqrt{2}},$$

et d'énergie

$$E_R + \frac{V_0}{4}.$$

L'écart d'énergie entre les deux états vaut $V_0/2$, et l'expression (2-87) nous fournit le critère de non transitions interbandes :

$$\hbar|a|(\hbar k) \ll (V_0/2)^2 \quad (2-88)$$

soit

$$\frac{m|a|\lambda/2}{E_R} \ll \frac{\pi}{8} \left(\frac{V_0}{E_R} \right)^2. \quad (2-89)$$

2. Nous omettons par la suite la dépendance temporelle de q pour ne pas alourdir les notations

B.4.3.c Préparation d'un état de Bloch initial $|n = 0, q = 0\rangle$

Pour préparer un état de Bloch initial dans l'état fondamental $|n = 0, q = 0\rangle$, le potentiel lumineux doit être branché de manière adiabatique. Dans le cas de notre potentiel lumineux, un état de quasi-impulsion nulle est couplé avec les ondes $\hbar q = \pm 2\hbar k$ et s'écrit selon l'équation (2-81). Cet état est couplé à l'état

$$\frac{|2\hbar k\rangle + |-2\hbar k\rangle}{\sqrt{2}}. \quad (2-90)$$

La différence d'énergie entre les deux états est de $4E_R$, et le critère de branchement adiabatique du potentiel V_0 s'écrit (éq. 2-83) :

$$2 \times \frac{\dot{V}_0}{16E_R} \frac{1}{\sqrt{2}} \ll 4 \frac{E_R}{\hbar}, \quad (2-91)$$

où \dot{V}_0 désigne la dérivée de V_0 par rapport au temps.

Le branchement du potentiel V_0 est réalisé par une rampe linéaire de tension en un temps T appliquée à l'onde radiofréquence qui pilote les modulateurs acousto-optiques placés sur le trajet des faisceaux lumineux de l'onde de Bloch. Par conséquent, son évolution temporelle est de la forme $V_0 t/T$. Finalement, le critère de préparation d'un état de Bloch $|0, 0\rangle$ s'écrit :

$$\frac{1}{T} \frac{V_0}{E_R} \ll \frac{32\sqrt{2}}{\hbar} E_R. \quad (2-92)$$

B.5 Limitations expérimentales

Outre les conditions de liaisons faibles, de non-transitions interbandes et de préparation d'un état de Bloch atomique, quelques contraintes expérimentales sont à prendre en compte. En première approximation, il paraît nécessaire de se placer le plus loin possible de la résonance à un photon pour minimiser le taux de perte par émission spontanée. Expérimentalement, nous devons toutefois trouver un compromis sur ce désaccord car nous allons voir que d'autres paramètres telle que l'accélération critique des atomes jouent aussi un rôle capital.

B.5.1 Taux d'émission spontanée

On fixe la fréquence des lasers Bloch à un désaccord Δ_B de la fréquence de résonance de la transition. Le taux de transition par émission spontanée (hors résonance) P_t s'écrit (voir Annexe E) :

$$P_t = 2 \times \frac{1}{8} \frac{\Gamma^3}{\Delta_B^2} \frac{I}{I_S} \quad (2-93)$$

où Γ désigne la largeur de la transition du niveau excité le plus proche ($5P_{3/2}$, $\Gamma = 2\pi \times 5,89$ MHz), I l'intensité d'un faisceau laser, et I_S l'intensité de saturation de la transition $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ ($I_S \simeq 2,55$ mW/cm²). On peut aussi exprimer ce taux de transition en fonction du potentiel lumineux V_0 (éq. 2-73) :

$$P_t \simeq \frac{1}{2} \frac{V_0}{\hbar} \frac{\Gamma}{\Delta_B}. \quad (2-94)$$

A titre d'exemple, voici quelques résultats sur le taux de pertes par émission spontanée τ_p en fonction de la profondeur du potentiel si on se place à 200 GHz de la résonance :

V_0	τ_p
E_R	$0,35 \times T$
$2E_R$	$0,70 \times T$
$3E_R$	$1,05 \times T$
$4E_R$	$1,40 \times T$
$5E_R$	$1,75 \times T$

où T est la durée de l'accélération en seconde.

B.5.2 Pertes des atomes aux croisements de niveaux

Les considérations précédentes nous imposent de garder une profondeur de potentiel petite à désaccord Δ_B fixé. Or, lors du passage aux croisements de niveaux, certains atomes ont une probabilité non nulle d'effectuer des transitions interbandes.

Dans la limite d'un potentiel périodique faible, le taux d'atomes par oscillation qui effectuent des transitions interbandes peut être décrit par la formule de Landau-Zener. Dans le cas des oscillations de Bloch, ce taux a été exprimé selon M. Dahan et C. Salomon selon la relation ([29])

$$r = e^{-a_c/a}, \quad (2-95)$$

où a l'accélération subie par les atomes, et a_c l'accélération critique à laquelle les atomes peuvent être soumis sans effectuer de transitions interbandes. Cette dernière est proportionnelle au carré de l'énergie de couplage $V_0/2$ entre les états de la bande fondamentale et le premier état excité (en bord de zone de Brillouin). On a la relation :

$$a_c/a = \frac{\pi}{2} \frac{(V_0/2\hbar)^2}{\dot{\delta}}. \quad (2-96)$$

Cette expression s'écrit aussi en fonction du paramètre $a_0 = kv_R^2 = \hbar^2 k^3 / M^2$:

$$a_c/a_0 = \frac{\pi}{64} \left(\frac{V_0}{E_R} \right)^2. \quad (2-97)$$

On remarque que le taux de transitions interbandes varie selon $\exp(-V_0^2)$. Or, les énergies de couplage deviennent de plus en plus petites au fur et à mesure que l'on se place dans les bandes élevées. Après avoir effectué une première transition interbande, les atomes effectuent donc les transitions interbandes d'ordre supérieur beaucoup plus facilement et ils ne "voient" plus le potentiel périodique. Les atomes qui effectuent une première transition non-adiabatique seront donc accélérés comme des particules libres.

B.5.3 Effet de la gravité

Dans la géométrie horizontale, les atomes sont soumis à la gravité et ils ne peuvent rester au sein des faisceaux de Bloch que pendant un temps T . Si on appelle D le diamètre des faisceaux de Bloch, et si on considère que les atomes sont situés en leur centre, la durée pendant laquelle les atomes vont interagir avec les faisceaux est donnée par la relation :

$$\frac{D}{2} = \frac{1}{2}gT^2, \quad (2-98)$$

où g désigne l'accélération de pesanteur.

Ce modèle simple montre que nous ne disposons que d'une vingtaine de millisecondes pour effectuer les oscillations de Bloch et les impulsions Raman de sélection et de mesure. Par conséquent le nombre d'oscillations que l'on peut effectuer est limité par ce temps d'interaction.

Le paragraphe suivant montre toutefois que cette limitation due à la gravité n'est pas insurmontable si on utilise une géométrie verticale.

B.6 Configuration verticale

B.6.1 Position du problème

Les oscillations de Bloch en configuration horizontale imposent une limitation sur le transfert maximal d'impulsion que l'on peut réaliser. En effet les atomes finissent par sortir des faisceaux sous l'effet de la gravité.

Pour pallier ce problème la solution envisagée est d'effectuer ces oscillations à l'aide de faisceaux verticaux.

Dans cette géométrie les atomes sont soumis à deux forces distinctes. La force de gravité d'une part, celle due aux transitions Raman d'autre part. Le mouvement atomique est alors nettement plus complexe à décrire.

Il est toutefois une situation simple où les deux forces se compensent : les atomes sont placés dans une onde stationnaire réalisée par deux lasers verticaux contrapropageants

de même fréquence, et leur l'accélération est alors due à la force de gravité.

Dans le paragraphe suivant, nous décrivons le mouvement d'un atome placé dans une onde stationnaire verticale à partir du formalisme de l'atome habillé qui convient parfaitement à cette situation.

B.6.2 Description du système "habillé"

L'atome dans un état initial $|a\rangle$ et de quantité de mouvement p_{at} est placé entre deux ondes contrapropageantes : l'onde 1 ascendante de vecteur d'onde \vec{k}_1 ($\vec{k}_1 = k\vec{e}_z$), et l'onde 2 de vecteur d'onde $\vec{k}_2 = -\vec{k}_1$ descendante. Chaque faisceau laser contient respectivement N_1^{ph} et N_2^{ph} photons. On décrit alors un état de l'atome "habillé" par les photons du champ laser par le vecteur $|a, p_{at}, N_1^{ph}, N_2^{ph}\rangle$.

On note $\vec{p} = p\vec{e}_z$ la quantité de mouvement totale associée à cet état qui s'écrit :

$$p = p_{at} + p_{ph} = p_{at} + (N_1^{ph} - N_2^{ph})\hbar k, \quad (2-99)$$

où p_{ph} désigne la quantité de mouvement associée aux photons. En se plaçant dans le cas où $N_1^{ph} = N_2^{ph} = N^{ph}$, l'énergie de l'état habillé s'écrit

$$E = \frac{p_{at}^2}{2M} + 2N^{ph}\hbar\omega = \frac{p^2}{2M} + 2N^{ph}\hbar\omega.$$

Lorsque l'atome effectue une transition Raman du niveau $|a, p\rangle$ vers le niveau $|a, p + 2\hbar k\rangle$, cela se traduit en terme d'échange de photons par l'absorption d'un photon de l'onde montante et par la réémission d'un photon dans l'onde descendante. L'état habillé s'écrit alors $|a, p_{at} = p + 2\hbar k, N_1^{ph} = N^{ph} - 1, N_2^{ph} = N^{ph} + 1\rangle$ et son énergie s'écrit :

$$E = \frac{(p + 2\hbar k)^2}{2M} + 2N^{ph}\hbar\omega,$$

qui est représentée par une parabole centrée en $-2\hbar k$ (fig. 2.6). De plus, le couplage entre les états aux points de dégénérescence de l'énergie (c'est-à-dire aux points $p = (2N + 1)\hbar k$), provoque l'apparition de bandes d'énergie de largeur $V_0/2$ et on obtient un schéma de bandes d'énergie. Ainsi, pour une quantité de mouvement de l'état habillé p (éq. 2-99) égale à $-2\hbar k$, l'atome peut se trouver soit dans l'état de quantité de mouvement $p_{at} = -2\hbar k$ si $N_1^{ph} = N_2^{ph}$ (il se trouve alors dans la première bande d'énergie), soit dans l'état $p_{at} = 0$ si $N_1^{ph} = N^{ph} - 1, N_2^{ph} = N^{ph} + 1$ (il se trouve dans la bande d'énergie fondamentale).

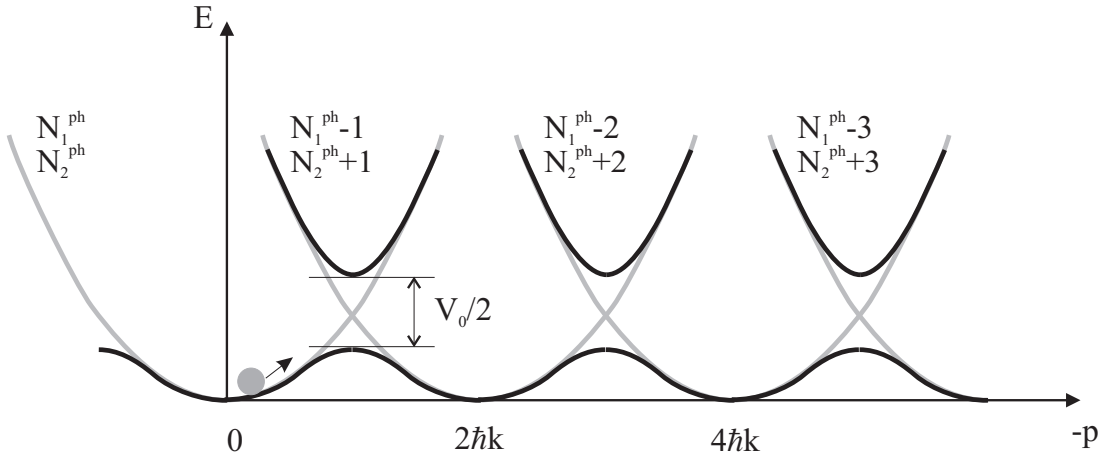


Fig. 2.6 – L'énergie des états habillés est représentée par une parabole centrée en $-p = 2N\hbar k$, où N représente le nombre de transitions Raman effectuées. La levée de dégénérescence aux croisements de niveaux crée un schéma de bandes, et l'atome peut passer adiabatiquement d'un état à l'autre.

B.6.3 Oscillations de Bloch

Le système atome+champ étant soumis à la gravité, l'impulsion totale vérifie

$$\frac{dp}{dt} = Mg,$$

et elle augmente linéairement avec le temps. Mais, si le système évolue assez lentement pour ne pas effectuer de transitions interbandes, le couplage entre le champ laser et l'atome confine l'état atomique dans la bande inférieure de la figure 2.6 et la quantité de mouvement de l'atome oscille entre $\pm\hbar k$: on observe des oscillations de la quantité de mouvement atomique que l'on peut décrire en termes d'oscillations de Bloch.

Dans cette géométrie, l'accélération est fixée. La période τ_B d'une oscillation est alors donnée par la relation :

$$mg\tau_B = 2\hbar k. \quad (2-100)$$

Pour le Rubidium 87, avec une longueur d'onde moyenne d'environ 780 nm, la période de Bloch est de 1,2 ms (soit une fréquence $\nu_B = 830$ Hz). Par conséquent, pour effectuer $N=1000$ transitions il faut garder les atomes dans l'onde stationnaire pendant plus d'une seconde.

B.6.4 Limitations expérimentales

Dans cette géométrie la gravité ne pose plus de problème. En revanche, les atomes peuvent tout de même quitter les faisceaux de Bloch à cause de leur mouvement transverse.

Évaluons par exemple le rayon R du faisceau laser nécessaire pour effectuer 1000 transitions. Celui-ci s'exprime en fonction de la vitesse transverse des atomes, v_t , et du temps T nécessaire pour effectuer ces transitions. On a alors la relation suivante :

$$R = v_t \times T \quad (2-101)$$

Pour une vitesse transverse d'environ $5v_r$, le rayon des faisceaux doit être de 3,6 cm ! Plus raisonnablement, si on prend des faisceaux de rayon 6 mm, on ne détecte à l'arrivée que 3% des atomes.

Pour pallier ce problème, nous étudierons sans doute la possibilité d'utiliser un piège dipolaire pour confiner les atomes au sein des faisceaux.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Ce chapitre concerne le montage expérimental des phases de capture et de refroidissement des atomes. Les atomes sont tout d'abord piégés dans un piège magnéto-optique (six faisceaux lasers et un gradient de champ magnétique) puis refroidis à l'aide d'une mélasse optique. Nous commencerons par décrire les sources lasers et les champs magnétiques nécessaires au fonctionnement du piège, puis nous détaillerons les caractéristiques du piège en terme de nombre d'atomes et de température.

A Piège magnéto-optique

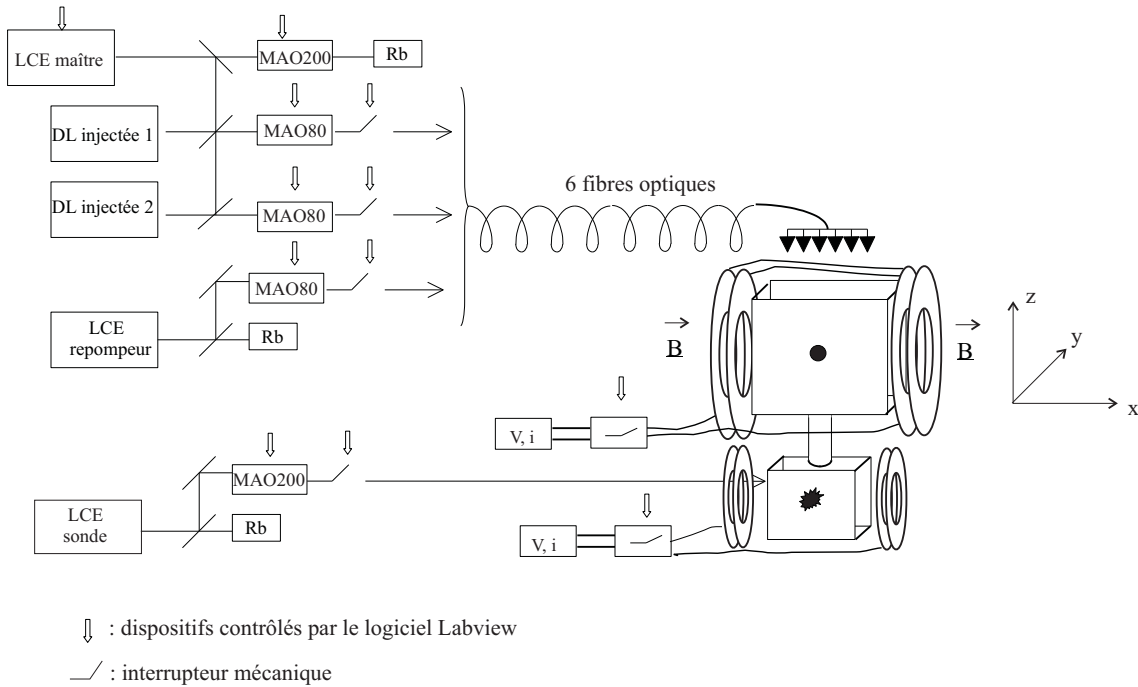


Fig. 3.1 – Dispositif expérimental. Une diode Laser en Cavité Étendue (LCE maître) asservie dans le rouge de la transition $5S_{1/2}(F=2) - 5P_{3/2}(F=3)$ de la raie D_2 du ^{87}Rb injecte deux Diodes Lasers (DL injectée 1 et DL injectée 2). Les faisceaux issus de ces diodes ainsi que celui issu de la diode laser repompeur (LCE repompeur) asservie sur la transition $5S_{1/2}(F=1) - 5P_{3/2}(F=2)$ de la raie D_2 injectent ensuite six fibres optiques qui acheminent la lumière vers l'enceinte ultraviolette. Une troisième diode laser en cavité étendue (LCE sonde) sert à détecter la fluorescence émise par les atomes dans la zone de détection. Les différents modulateurs acousto-optiques (MAO) et l'asservissement de la diode maître sont pilotés de manière informatique à l'aide du logiciel Labview.

A.1 Les lasers du piège magnéto-optique

Les faisceaux pièges sont réalisés à partir d'une diode laser à cavité étendue (LCE). Le principe repose sur l'allongement de la cavité laser en fermant une semi-cavité passive par un réseau de diffraction. En effet, la largeur de raie d'un tel système peut s'exprimer de manière approchée selon l'expression ([31]) :

$$\Delta\nu(kHz) = \frac{K}{P(mW)L^2(cm)} \quad (3-1)$$

où P est la puissance de sortie, L la longueur totale de la cavité et K une constante égale à $1,2 \times 10^5$ pour les diodes AlGaAs. L'allongement de la cavité laser permet donc d'affiner la largeur spectrale de la diode et d'améliorer sa stabilité en fréquence.

Cette diode laser à cavité étendue délivre une puissance d'une dizaine de milliwatts. Ceci est nettement insuffisant pour espérer saturer la transition piégeante après le passage dans les nombreux éléments optiques. On utilise alors deux autres diodes (appelées diodes esclaves), plus puissantes, que l'on injecte avec le faisceau issu de la diode LCE (appelée diode maître). Si les modes de la cavité de la diode esclave ne sont pas trop éloignés de la fréquence de la diode maître, on peut forcer l'émission laser sur le mode particulier du faisceau maître. Le faisceau émis par la diode esclave a alors les mêmes caractéristiques spectrales que la diode maître (fréquence, largeur de raie) tout en délivrant une puissance nettement supérieure. On obtient ainsi deux faisceaux de 50 mW exactement identiques spectralement.

Pour piéger les atomes de rubidium ^{87}Rb (fig. 3.2), la fréquence des lasers doit être légèrement inférieure à celle de la transition fermée $5S_{1/2}(F=2) - 5P_{3/2}(F=3)$ de la raie D_2 (780 nm). La diode maître est asservie 175 MHz en-dessous de cette transition. Ce décalage est réalisé à l'aide d'un modulateur acousto-optique (MAO 200). Cette diode injecte les deux diodes esclaves dont les faisceaux sont à leur tour diffractés par un modulateur acousto-optique à 80 MHz (MAO 80) monté en double passage. Finalement, la fréquence des faisceaux envoyés vers le piège se situe environ 15 MHz en-dessous de celle de la transition piégeante.

Ce montage permet d'une part de modifier la fréquence de l'onde lumineuse en changeant la fréquence de l'onde radiofréquence (RF) qui commande le MAO 200 de la diode maître, d'autre part de modifier l'intensité de la lumière en faisant varier la puissance RF des MAO 80 MHz situés sur le trajet des deux esclaves sans changer la direction des faisceaux pièges. Ces deux aspects sont déterminants pour l'obtention d'une phase de refroidissement optimale.

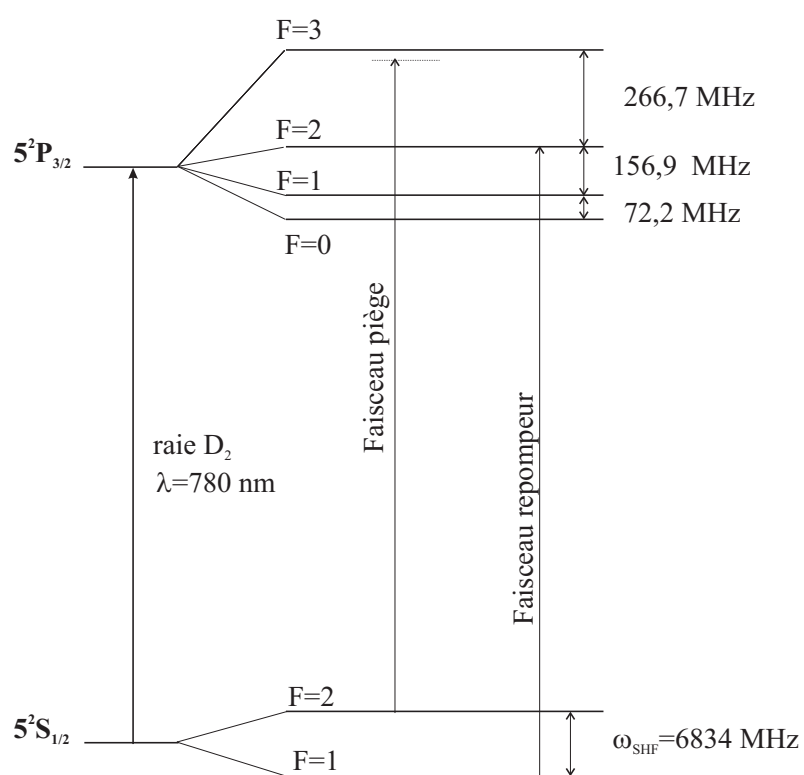


Fig. 3.2 – Niveaux d'énergie du rubidium 87.

Enfin, le faisceau de sortie de chacune des diodes esclaves est envoyé dans trois fibres optiques qui acheminent la lumière jusqu'à la cellule de rubidium.

Ces fibres optiques (FDS-D-PZ-3-S-780-1.5-FC8, Point Source) étaient censées être polarisantes à 780 nm. En fait, il s'avère que le procédé de fabrication de ces dernières n'est pas au point, et qu'elles sont polarisantes à 850 nm. Toutefois, ce sont d'excellentes fibres à maintien de polarisation à notre longueur d'onde. Leur taux de couplage avoisine 75% et le taux de dépolarisation est de l'ordre de -30 dB. La puissance de chacun des six faisceaux après les fibres est d'environ 4 mW.

En sortie de fibre, nous avons monté des collimateurs réalisés au laboratoire. Le faisceau obtenu fait 13 mm de diamètre, ce qui est la taille maximale permise par les fenêtres de notre cellule ultravide comme nous le verrons plus loin. La collimation est réalisée avec un doublet achromatique Melles Griot de focale 40 mm (01 LAO 037) pour minimiser l'aberration sphérique. Ce collimateur est ensuite placé sur une monture de miroir pour pouvoir aligner au mieux les faisceaux. L'alignement est réalisé en optimisant le passage d'une fibre dans l'autre. Le taux de couplage en "aller-retour" (entrée d'une fibre et sortie de la fibre opposée) est de l'ordre de 30 %. Cette méthode permet d'obtenir un alignement extrêmement précis des faisceaux contra-propageants ($< 10^{-3}$ rad).

Le laser repompeur est réalisé avec une diode laser à cavité étendue dont la fréquence est accordée sur la transition $5S_{1/2}(F = 1) - 5P_{3/2}(F' = 2)$. La puissance nécessaire pour repomper les atomes étant assez peu élevée, le faisceau de cette LCE est directement injecté dans deux fibres contra-propageantes servant déjà aux faisceaux du piège (fig. 3.1). La puissance en sortie de fibre est inférieure au milliwatt.

A.2 L'enceinte ultravide

Cette enceinte nous a été prêtée par l'INM. Elle y a servi sur l'expérience de spectroscopie du rubidium à deux photons d'Emmanuel Fretel et Saïda Guellati ([32]). Elle n'est donc pas optimisée pour nos besoins comme nous le verrons par la suite, mais elle nous a tout de même permis de démarrer cette expérience et d'obtenir les premiers résultats.

La cellule est faite en acier inoxydable amagnétique, et différents raccords ultravides (Té, croix) sont fixés dessus. Un vide inférieur à 10^{-9} mbar est maintenu à l'intérieur à l'aide d'une pompe ionique de 25 l/s. Pour éviter qu'elle ne soit polluée par les atomes de rubidium chauds, nous avons placé un tube de graphite en amont de celle-ci. Cette pompe ionique crée un champ magnétique important au niveau du piège ($\sim 10^{-4}$ T).

On s'en affranchit au mieux en la plaçant dans un blindage en mu-métal. De plus, les hublots de la cellule ont reçu un traitement anti-reflet à 780 nm afin de ne pas faire perdre de puissance lumineuse.

Un gramme de rubidium est contenu dans un queusot en verre. Ce queusot est fixé à l'enceinte par deux vannes ultravides. On peut ainsi remettre du rubidium dans le queusot sans trop exposer la cellule à l'air. La pression de vapeur est ajustée en chauffant plus ou moins le queusot. Pour créer une vapeur au centre de la cellule, il faut "guider" les atomes thermiquement. Ce chauffage ($\sim 40^\circ\text{C}$) a pour effet de désaligner les fibres optiques attenantes à la cellule, et il nous faut les réaligner tous les matins. La pression de vapeur de rubidium a été estimée en comparant l'absorption d'un faisceau laser à travers une cellule de rubidium scellée et la cellule ultravide. On l'estime à 4×10^{-9} mbar.

Sous la cellule, une croix ultravide sert de zone de détection des atomes par temps de vol comme nous le verrons plus loin.

Dans la partie haute de la croix, un tube de graphite piège les atomes de rubidium chauds. Le diamètre interne de celui-ci est d'environ dix millimètres, et la distance qui sépare la zone de piégeage de la zone de détection est d'une quinzaine de centimètres. Les collisions entre atomes de rubidium pendant le temps de vol et dans la zone de détection sont ainsi limitées.

A.3 Le champ magnétique

A.3.1 Le gradient de champ magnétique

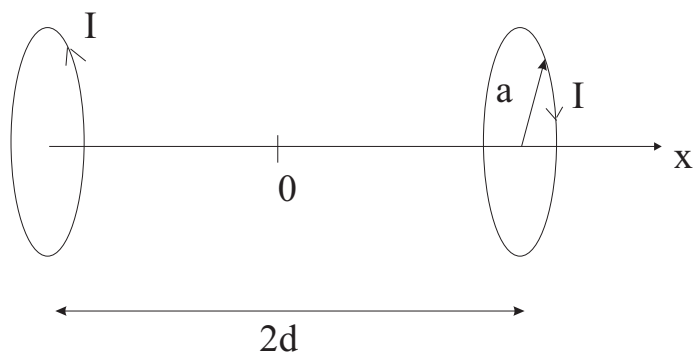


Fig. 3.3 – Schéma des bobines du gradient de champ magnétique en configuration anti-Helmoltz

Le gradient de champ magnétique est réalisé par deux bobines identiques placées en configuration anti-Helmoltz. Les deux bobines de rayon a sont placées à une distance $2d$ l'une de l'autre et sont parcourues par un courant I de même intensité mais de sens opposé. Le champ magnétique créé en tout point de l'axe (Ox) des bobines s'écrit alors :

$$B(x) = \frac{NIa^2\mu_0}{2} \left(\frac{1}{[(x+d)^2 + a^2]^{3/2}} - \frac{1}{[(x-d)^2 + a^2]^{3/2}} \right), \quad (3-2)$$

où N est le nombre de spires de chaque bobine.

Au voisinage de $x = 0$, on a un champ magnétique de la forme $B_x(x) = bx$, avec

$$b = \mu_0 NI \frac{3a^2d}{(a^2 + d^2)^{5/2}}. \quad (3-3)$$

Pour $N=250$ tours, $d=a=6$ cm, on trouve $\frac{b}{I} = 4,6 \text{ Gcm}^{-1}\text{A}^{-1}$ soit, pour un courant typique de 4 ampères, un gradient de 18 Gauss/cm.

A.3.2 Le champ magnétique terrestre

L'effet d'un champ magnétique constant \vec{B}_0 (de coordonnées B_{0x} , B_{0y} , B_{0z}) au niveau du piège a pour effet de déplacer le centre de ce dernier. En effet, le champ magnétique s'écrit alors

$$\vec{B} = b\left(x + \frac{B_{0x}}{b}\right)\vec{e}_x - \frac{b}{2}\left(y - \frac{2B_{0y}}{b}\right)\vec{e}_y - \frac{b}{2}\left(z - \frac{2B_{0z}}{b}\right)\vec{e}_z. \quad (3-4)$$

Le champ magnétique terrestre est de l'ordre de 0,5 Gauss. Le déplacement induit au niveau du piège est donc de l'ordre du millimètre dans chacune des trois directions de l'espace. Pour avoir une expérience reproductible et stable, il est alors nécessaire de compenser le mieux possible les champs parasites (champ magnétique terrestre, champs dus aux appareils présents dans la salle). On utilise pour cela trois paires de bobines en configuration de Helmholtz qui permettent de compenser le champ magnétique résiduel au centre du piège. Ce réglage est loin d'être évident lorsque l'on débute une telle expérience.

Le but du réglage est de faire coïncider le point d'intersection des six faisceaux lasers avec le zéro du champ magnétique. Pour cela, nous visualisons l'explosion du piège lors de la coupure du gradient de champ magnétique à l'aide d'une caméra. Si le champ résiduel n'est pas bien compensé, le nuage d'atomes est violemment expulsé vers l'extérieur des faisceaux. Les premiers réglages consistent à parvenir à l'explosion la plus isotrope possible.

A.4 Les caractéristiques du piège

A.4.1 Le nombre d'atomes

Pour évaluer le nombre d'atomes piégés, on mesure l'intensité de fluorescence qu'ils émettent à l'aide d'une photodiode placée sur l'un des hublots de la cellule.

La tension de sortie de la photodiode est proportionnelle au nombre de photons détectés à la longueur d'onde λ et s'écrit :

$$V_{phot} = (P_{coll} \times S_{\lambda}) \times R_{charge} \times Gain, \quad (3-5)$$

où P_{coll} désigne la puissance lumineuse collectée sur la photodiode, S_{λ} la sensibilité spectrale de la photodiode, et R_{charge} la résistance de charge du montage et $Gain$ le gain du montage amplificateur. La puissance lumineuse collectée par la photodiode s'écrit :

$$P_{coll} = N_{at} \times h\nu \times \Gamma_{fluo} \times \frac{\delta\Omega}{4\pi}, \quad (3-6)$$

où

- N_{at} désigne le nombre d'atomes piégés
- $h\nu$ l'énergie associée à un photon excitateur des faisceaux lasers du piège
- Γ_{fluo} le nombre de photons émis par fluorescence par seconde
- $\frac{\delta\Omega}{4\pi}$ l'angle solide dans lequel la photodiode collecte la lumière émise.

Dans le cadre de l'atome à deux niveaux soumis à une onde laser d'intensité I , le nombre de photons émis par fluorescence par seconde s'écrit :

$$\Gamma_{fluo}^{1, faisce} = \Gamma \times \frac{s}{2(1+s)}, \quad (3-7)$$

où s est le paramètre de saturation et Γ la largeur naturelle de la transition.

Pour une transition cyclante entre les états hyperfins $F = 2$ et $F' = 3$, il faut tenir compte de l'ensemble des sous-niveaux Zeeman et du fait que la polarisation moyenne du champ électrique n'a pas de direction privilégiée sur l'ensemble du nuage. On considère donc les atomes uniformément répartis dans les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental et un champ laser non polarisé. De ce fait, le paramètre de saturation s est pondéré par un coefficient dont le calcul est présenté dans l'annexe (E) et qui s'écrit :

$$c^2 = \frac{(2F' + 1)(2J + 1)}{(2F)(2F + 1)}, \quad (3-8)$$

avec J le moment cinétique du niveau fondamental. On trouve $c^2=3/7$ pour le ^{85}Rb et $c^2=7/10$ pour le ^{87}Rb .

Le paramètre de saturation pour un faisceau s'écrit en fonction du décalage δ entre la fréquence de la transition ω_0 et celle de l'onde excitatrice ($\delta = \omega - \omega_0$) :

$$s = \frac{\Gamma^2}{4} \times \frac{I}{I_S} \times c^2 \times \frac{1}{\delta^2 + \Gamma^2/4}, \quad (3-9)$$

avec I qui désigne l'intensité d'un faisceau, I_S l'intensité de saturation de la transition $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ définit dans l'annexe (E).

Finalement, pour déterminer le nombre de photons émis par fluorescence dans le piège, on tient compte des six faisceaux et on obtient :

$$\Gamma_{fluo} = \Gamma \times \frac{6s}{2(1 + 6s)} \quad (3-10)$$

Application numérique

$I = 4 \text{ mW/cm}^2$ par faisceau

$I_S = 2,55 \text{ mW/cm}^2$

$V_{phot} = 3 \text{ V}$

$R_{charge} = 22 \text{ M}\Omega$

$Gain = 1$

$S_\lambda = 0,6 \text{ A/W}$

$\delta = 2\pi \times 12 \text{ MHz}$

$\Gamma = 2\pi \times 5,89 \text{ MHz}$

Finalement, le nombre d'atomes dans le piège est de l'ordre de $N_{at} = 6 \times 10^6$ atomes. Ce nombre peu élevé est dû à la petite taille de nos faisceaux de capture qui est limitée par le diamètre des accès optiques de l'enceinte (13 mm).

A.4.2 Mesure de la température du nuage atomique

1. Temps de vol

La mesure de température du nuage atomique est réalisée par la technique du temps de vol. A un instant t_0 on coupe tous les faisceaux du piège. Chaque atome se retrouve donc en mouvement de chute libre et suit une trajectoire parabolique dépendant de sa vitesse initiale. Un faisceau résonnant avec les atomes est placé quinze centimètres sous la zone de capture. Lorsque les atomes passent au travers de celui-ci, ils émettent de la lumière de fluorescence qui est alors collectée par une photodiode placée sur le côté de la cellule. Le signal de fluorescence recueilli

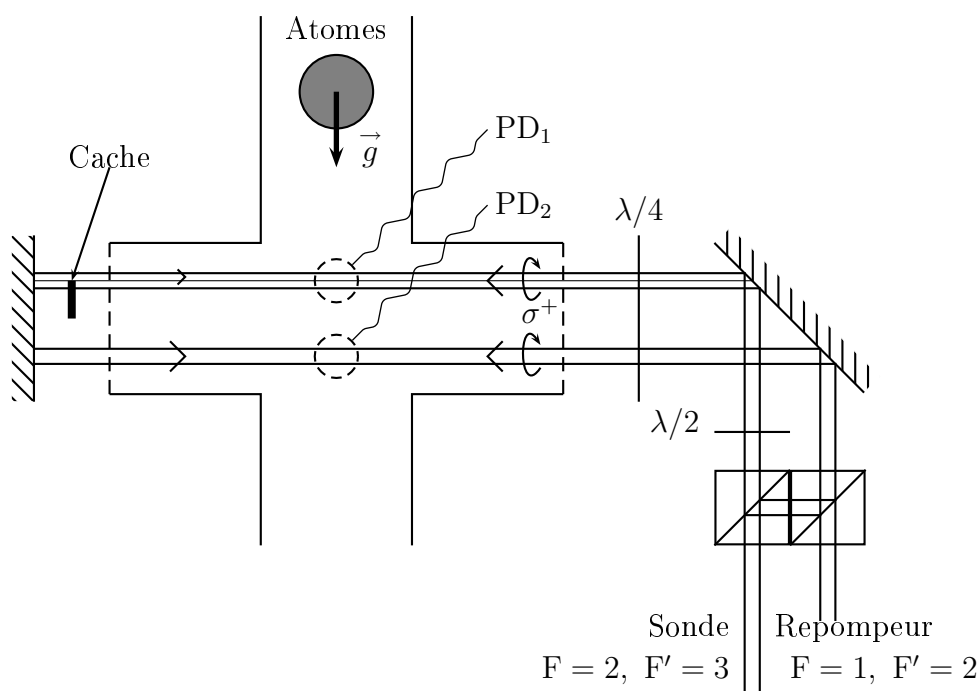


Fig. 3.4 – Schéma de la zone de détection des atomes. Cette zone est constituée de deux nappes lumineuses rétro réfléchies polarisées circulairement. La fluorescence des atomes émise lors de la traversée des nappes de lumière est détectée à l'aide de deux systèmes imageurs identiques (collimateur+photodiodes) placés des deux côtés de la zone de détection.

nous permet ensuite de remonter à la distribution des vitesses initiales du nuage et donc à sa température.

2. La zone de détection

Le principe de cette détection est celui utilisé sur les horloges atomiques du BNM-SYRTE ([33]).

Pour détecter les populations des deux sous-niveaux $F=1$ et $F=2$ (pour le ^{87}Rb), nous utilisons deux nappes de lumière ($10\text{mm} \times 5\text{mm}$) polarisées circulairement distantes l'une de l'autre de 10 mm (fig. 3.4). La première est réalisée avec un faisceau issu d'une diode en cavité étendue asservie 2 MHz en dessous de la transition du piège $F=2-F'=3$. La seconde nappe est constituée de ce même faisceau, auquel est superposé un faisceau issu de la diode laser repompeur.

On détecte d'abord les atomes dans le sous-niveau $F=2$. Le faisceau de détection de la première nappe est rétroréfléchi par un miroir plan et forme une mélasse à une dimension pour ne pas réchauffer les atomes en les détectant. Un petit cache noir placé sur le miroir empêche cette rétroréflexion dans la partie basse du faisceau et permet de pousser les atomes détectés dans le sous-niveau $F=2$. La lumière de fluorescence émise par les atomes est collectée par un condenseur associé à une photodiode (PD_1) placée sur un côté de la zone de détection (premier système imageur).

La seconde nappe détecte les atomes du sous-niveau $F=1$. Les atomes, initialement présents dans l'état $F=1$, sont ramenés dans l'état $F=2$ par le faisceau repompeur puis sont détectés par un second système imageur (condenseur + photodiode PD_2).

L'avantage de cette technique de détection est qu'elle nous permet de normaliser nos mesures puisqu'on a accès indépendamment aux nombres d'atomes dans les sous-niveaux $F=1$ et $F=2$ (respectivement N_1 et N_2). La population relative de l'état $F=1$ s'écrit par conséquent $n_1 = \frac{N_1}{N_1+N_2}$.

A ce schéma, nous avons ajouté un champ magnétique directeur au niveau de la zone de détection. Les champs magnétiques parasites n'étant compensés que dans la zone de piégeage, leurs fluctuations modifient l'efficacité du pompage optique lors de la détection et nuisent à la reproductibilité des enregistrements. Nous avons donc placé deux bobines de part et d'autre des nappes lumineuses. Elles créent un champ magnétique homogène d'environ 1 gauss et réduisent les fluctuations du champ magnétique. Nous avons également ajouté une lame $\lambda/2$ sur une des deux nappes de lumière afin que les polarisations soient identiques dans les deux zones. La figure (3.5) montre un exemple d'enregistrement de temps de vol après une phase mélasse.

3. Nombre d'atomes détectés

Pour estimer le nombre d'atomes détectés, on peut suivre le même raisonnement que pour le nombre d'atomes piégés (voir A.4.1).

Le nombre de photons émis par les atomes (N_{ph}) s'écrit :

$$N_{ph} = N_{at} \times \Gamma_{fluor} \times \tau, \quad (3-11)$$

où N_{at} est le nombre d'atomes présents dans la zone de détection, Γ_{fluor} le nombre de photons émis par fluorescence par seconde (voir partie A.4.1), et τ la durée pendant laquelle les atomes sont soumis aux faisceaux lasers. La charge électrique ainsi créée au niveau du photodétecteur pour N_{at} atomes détectés est donc

$$Q(t) = N_{at} \times \Gamma_{fluo} \times \tau \times \frac{d\Omega}{4\pi} \times \eta \times q, \quad (3-12)$$

où η représente le rendement quantique de la photodiode, q la charge électrique de l'électron.

D'autre part, on peut déduire la charge électrique totale détectée à l'aide du signal de temps de vol.

$$Q(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} i(t)dt \simeq \frac{V_{max}}{R} \times \tau, \quad (3-13)$$

où τ est la largeur à mi-hauteur du signal expérimental qui correspond au temps de passage des atomes dans les faisceaux lasers.

Finalement, on obtient le nombre d'atomes détectés N_{at} :

$$N_{at} = \frac{V_{max}}{R} \frac{1}{\eta q} \frac{1}{\Gamma_{fluo}} \frac{4\pi}{d\Omega}. \quad (3-14)$$

Le calcul de Γ_{fluo} est effectué avec une intensité du faisceau sonde de l'ordre de $1,3 \text{ mW/cm}^2$, et un décalage de la fréquence du faisceau sonde par rapport à la résonance $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ de $2,5 \text{ MHz}$.

Application numérique

Dans nos conditions expérimentales,

$$\eta = 0,89$$

$$\Gamma = 2\pi \times 5,89 \text{ MHz}$$

$$\frac{d\Omega}{4\pi} = 1,26 \times 10^{-2}$$

$$R = 10^8 \Omega$$

$$V_{max} = 2 \text{ V}$$

$$\delta = 2\pi \times 2,5 \text{ MHz}$$

Nous obtenons $N_{at} \sim 3,5 \times 10^6$ atomes, ce qui montre que nous détectons la quasi totalité des atomes présents initialement.

4. Température du nuage atomique

Pour déterminer la température du nuage atomique, on peut, en première approximation, ajuster le signal obtenu par temps de vol par une gaussienne de la forme

$$S(t) \propto \exp\left(-\frac{(t-\tau)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (3-15)$$

où τ est le temps moyen de chute libre et $\sigma^2 = \frac{k_B T}{Mg^2}$ (k_B est la constante de Boltzman, T la température initiale du nuage atomique, M la masse de l'atome, g l'accélération de pesanteur).

La température T selon la direction verticale s'exprime alors par :

$$T = Mg^2\sigma^2/k_B.$$

Nos signaux ont une demi-largeur typique de 2 ms, qui correspond à une température d'environ $4 \mu K$ soit une dispersion de vitesse de 20 mm/s (fig. 3.5).

Cette dispersion de vitesse est à comparer à la dispersion de vitesse limite, due à l'émission spontanée de photons, que l'on peut atteindre avec une phase de mélasse optique. L'optimum théorique est de 2 fois la vitesse de recul v_R . Dans le cas du rubidium 87, la vitesse de recul vaut 5,87 mm/s. La dispersion de vitesse du nuage atomique mesurée après la phase de mélasse est donc de 3,5 fois la vitesse de recul ce qui est tout à fait correct.

A.5 Les premiers signaux

Le début de ma thèse a été consacré à l'obtention et à l'optimisation de la phase de mélasse optique.

La première étape a donc été d'observer un signal de temps de vol. Or, lorsqu'on n'a jamais travaillé sur les atomes froids, ceci n'est pas immédiat. En effet, beaucoup de paramètres entrent en jeu (fréquence et intensité des lasers, croisement des six faisceaux, extinction des faisceaux, coupure du gradient de champ magnétique, compensation du champ magnétique terrestre...) et lorsqu'aucun signal n'est détecté, le champ d'investigation est relativement vaste. On a donc commencé par observer des signaux de temps de vol quelques millimètres au-dessous du piège, puis on a augmenté progressivement la distance entre les zones de piégeage et de détection en optimisant les différents paramètres à chaque étape jusqu'à détecter les atomes dans la partie basse de notre enceinte située 15 cm plus bas.

Le critère d'optimisation que nous avons choisi était d'obtenir une amplitude de signal A maximale pour une largeur à mi-hauteur minimale. Nous avons donc essayé de maximiser le paramètre $A/\delta t_{1/2}$, où $\delta t_{1/2}$ représente la largeur à mi-hauteur du signal de temps de vol.

Parmi les différentes étapes d'optimisation, je voudrais m'arrêter sur celles qui ont été déterminantes.

La première fut de travailler sur la variation d'intensité des faisceaux pièges lors du passage de la phase piège (phase PMO) à la phase mélasse. L'amélioration fut de diminuer leur intensité de manière lente et non plus par une atténuation brutale. Cette intensité est régulée à l'aide de deux modulateurs acousto-optiques situés après les

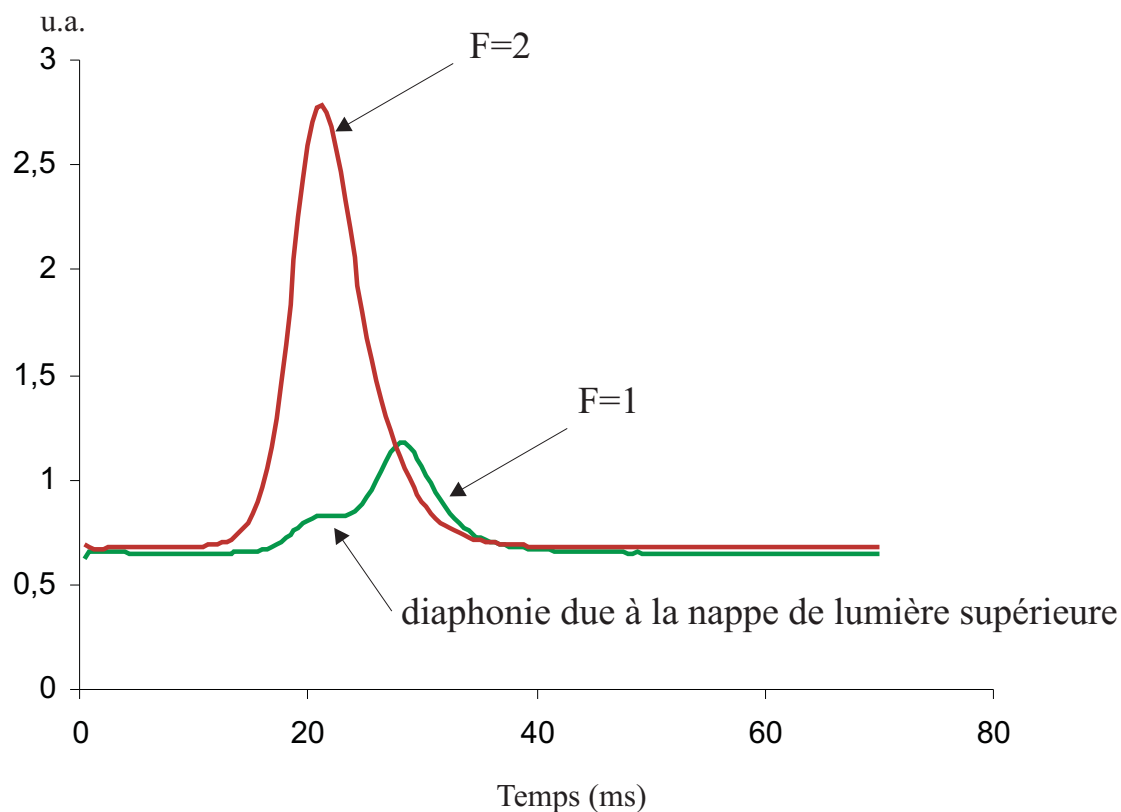


Fig. 3.5 – Signaux expérimentaux de temps de vols (non moyennés). La largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 4 ms, soit une température de l'ordre de 4 μK . Le signal en trait foncé représente le temps de vol effectué par les atomes du niveau $F = 2$, tandis que celui en trait clair représente le temps de vol effectué par les atomes du niveau $F = 1$. Nous remarquons sur ce signal une première bosse qui traduit la diaphonie entre les deux systèmes imageurs. Enfin, l'aire sous les courbes est proportionnelle au nombre d'atomes dans chaque sous-niveau.

diodes injectées. Ces MAO sont commandés par une onde radiofréquence issue d'un VCO (Oscillateur contrôlé en tension). Après le VCO, on place plusieurs atténuateurs (TFAS, minicircuits) pilotés par des impulsions TTL. Ceci nous permet d'allumer, d'atténuer ou d'éteindre la lumière selon une séquence temporelle précise. Nous avons alors ajouté une rampe de tension de pente variable pour diminuer lentement l'intensité des lasers. Dans la configuration actuelle, l'intensité des faisceaux en phase mélasse est tout d'abord atténuée de 0,5 dB par rapport à celle de la phase PMO, puis les faisceaux sont éteints en 20 ms à l'aide de la rampe de tension.

La seconde étape capitale fut l'étude de l'intensité des faisceaux du piège. Notre système optique est tel que nous avons deux parties indépendantes du point de vue de l'intensité des faisceaux. En effet, les faisceaux issus de chaque diode injectée passent par deux MAO pilotés par une même onde RF. Deux problèmes se sont alors posés. Tout d'abord le rendement de chaque MAO dépend du réglage optique et de la puissance RF. De ce fait, si on égalise les intensités de chaque bras en réglant les puissances RF de chaque MAO pendant la phase PMO (intensité maximale), l'égalité des puissances ne sera plus forcément vérifiée si on diminue l'onde RF de 0,5 dB. Il a donc fallu trouver un réglage commun aux deux MAO pour maintenir une égalité des puissances à tout instant. Le deuxième problème majeur est qu'un MAO ne coupe jamais parfaitement la lumière. Même si la puissance RF entrante est atténuée au maximum, il y a toujours de la lumière dans l'ordre diffracté. De ce fait, nous avons dû ajouter des interrupteurs mécaniques pilotés par des pulses TTL afin de couper complètement la lumière. Ces interrupteurs sont réalisés au moyen de petits relais magnétiques qui actionnent un cache noir. L'inconvénient de ces interrupteurs est que leurs temps de coupure sont différents. Pour contrôler ce paramètre, nous avons prélevé une partie de chaque faisceau que nous avons envoyée vers une photodiode. Le temps de réponse de ces interrupteurs est de l'ordre de la milliseconde, et il est sensiblement le même pour chacun. Mais, la coupure effective de la lumière par le cache noir varie notablement d'un interrupteur à l'autre du fait de leurs positions différentes vis-à-vis du faisceau. Ainsi, on avait jusqu'à 3 ou 4 ms de décalage entre la coupure de chaque bras ! Une fois ces paramètres contrôlés, la phase mélasse a bien fonctionné et l'optimisation finale n'a plus été qu'anecdotique.

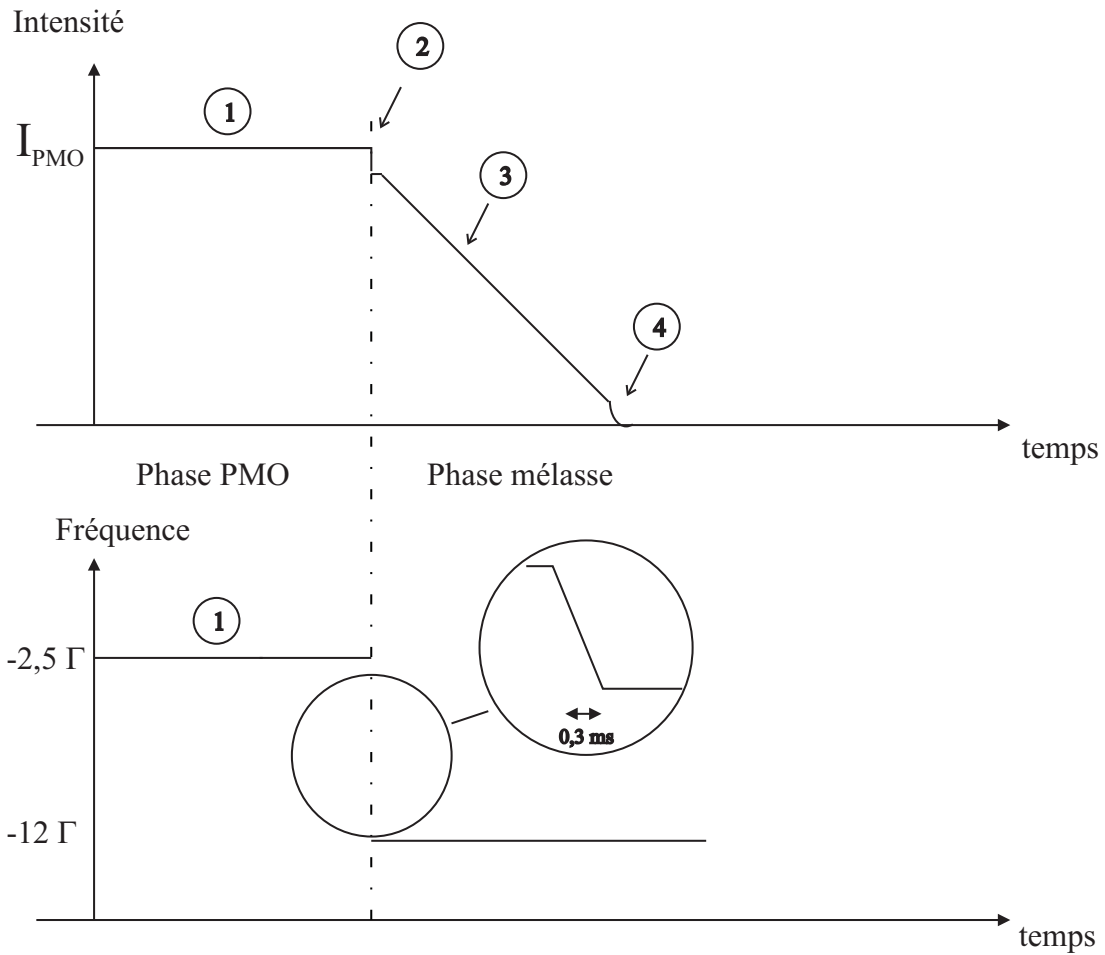
A.6 La séquence temporelle

La séquence temporelle utilisée pour le refroidissement des atomes est la suivante (fig. 3.6).

Nous piègeons les atomes dans un piège magnéto-optique pendant une première phase appelée phase PMO. L'intensité des six faisceaux est alors maximale et vaut $I_{PMO} = 4$ mW par faisceau. La fréquence des faisceaux est accordée à 15 MHz sous la transition $5S_{1/2}(F = 2) - 5P_{3/2}(F' = 3)$ (soit environ $-2,5 \Gamma$, où Γ est la largeur naturelle de la transition). Le temps nécessaire au remplissage du piège est d'environ 4 secondes. A la fin de cette phase, le gradient de champ magnétique est éteint avec un temps caractéristique de l'ordre de la milliseconde afin de refroidir les atomes dans une mélasse optique. Pour passer en phase mélasse, il est nécessaire de réduire l'intensité des faisceaux et de désaccorder davantage la fréquence des lasers pièges par rapport à la résonance. Nous décalons la fréquence de 74 MHz par rapport à la résonance $F=2-F'=3$ (soit -12Γ) à l'aide d'une rampe de tension envoyée sur le VCO qui commande le modulateur acousto-optique de la diode maître (MAO 200). Pour effectuer ce décalage sans faire sauter l'asservissement de la LCE maître, la boucle d'asservissement de celle-ci est ouverte pendant un court instant pendant lequel la fréquence de la diode laser est décalée de la quantité souhaitée par l'intermédiaire de la cale piézoélectrique pilotant le réseau du montage en cavité étendue, puis la boucle est refermée. Ainsi, tout se passe comme si la diode ne voyait pas le saut de fréquence. Ensuite, les faisceaux sont atténués de 0,5 dB. Moins d'une milliseconde après, les six faisceaux sont éteints linéairement en 20 ms. On coupe alors définitivement la lumière à l'aide des relais mécaniques pour réaliser la mesure de la distribution de vitesse par temps de vol. Les atomes sont en chute libre ; on allume enfin le faisceau sonde pour détecter les atomes le plus tardivement possible afin d'éviter toute lumière parasite.

Notons enfin que le déclenchement de la phase de mélasse optique est synchronisé sur le 50 Hz du secteur afin de limiter au mieux les éventuels effets associés à cette fréquence (en autres le champ magnétique).

Le montage de cette première partie de l'expérience a été le travail essentiel du début de ma thèse. L'objectif était d'obtenir une phase de refroidissement optimale et surtout la plus fiable possible. La complexité de cette expérience nécessite une grande fiabilité des points déjà acquis. Lorsque la distribution de vitesse du nuage atomique a été optimisée aux alentours de quelques v_r , nous sommes passés au montage des faisceaux lasers servant à effectuer les transitions Raman et les oscillations de Bloch.



- ① Phase de piégeage: intensité des faisceaux maximale, fréquence des faisceaux 15 MHz sous la résonance
- ② Coupure du gradient de champ magnétique en 1 ms. Atténuation des faisceaux de 0,5 dB
La fréquence des lasers pièges est décalée à 74 MHz sous la résonance
- ③ Atténuation linéaire des faisceaux pièges en 20 ms
- ④ Coupure des faisceaux pièges par les relais mécaniques

Fig. 3.6 – Séquence temporelle concernant les phases de piégeage et de refroidissement des atomes

Les paragraphes suivants sont consacrés à la description des faisceaux Raman et de leur asservissement en phase.

B Les faisceaux Raman

Les transitions Raman s'effectuent entre les deux sous-niveaux hyperfins $F = 1(m_F = 0) - F = 2(m_F = 0)$ du niveau $5S_{1/2}$. Elles sont réalisées par deux lasers dont la fréquence est décalée par rapport à la transition optique à un photon $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ mais dont la différence de fréquence est égale à l'écart hyperfin ($\sim 6,8$ GHz). Pour assurer une parfaite cohérence des deux faisceaux, leur différence de fréquence est également maintenue constante à tout instant. Pour produire ces faisceaux, nous utilisons deux systèmes laser (diode en cavité étendue + MOPA) asservis en phase.

B.1 Asservissement en phase

Un premier laser (LCE maître2) est asservi sur un Fabry-Perot en zérodur de longueur 10 cm à une fréquence non critique située à plusieurs gigahertz de la transition résonnante à un photon. Le second laser (LCE maître1) est asservi en phase sur ce premier laser. Le signal de battement à 6,8 GHz est détecté par une photodiode rapide Newfocus (Modèle 1437)(fig. 3.7). Puis, il est injecté avec un signal de référence à 6,4 GHz (décrit dans le paragraphe (B.2)) dans un mélangeur (dispositif qui fournit en sortie la somme et la différence de fréquences des deux signaux radiofréquences placés en entrée, modèle ZMX 10C). Un filtre passe-bas placé en sortie du mélangeur permet alors de ne garder que le signal dû à la différence de fréquences aux alentours de 400 MHz. Celui-ci est ensuite numérisé puis divisé par quatre afin de réduire les fluctuations de fréquences. Le signal obtenu au voisinage de 100 MHz est envoyé dans un comparateur numérique phase/fréquence pour lequel le quartz à 100 MHz de la chaîne hyperfréquence fournit l'onde de référence. Le signal d'erreur issu du comparateur est envoyé directement sur la diode laser (corrections très rapides) puis en parallèle sur l'entrée modulation de l'alimentation en courant de la diode laser (corrections rapides) et enfin sur la cale piézoélectrique pilotant le réseau de la LCE (corrections lentes). Pour bénéficier d'un temps de réponse rapide, le circuit doit être le plus court possible. Du fait de la disposition des diodes lasers, ce n'est pas tout à fait le cas dans notre expérience. Finalement, le battement de fréquence entre les deux diodes lasers Raman asservi en phase sur la fréquence RF a une largeur inférieure au Hz. Cette valeur n'est

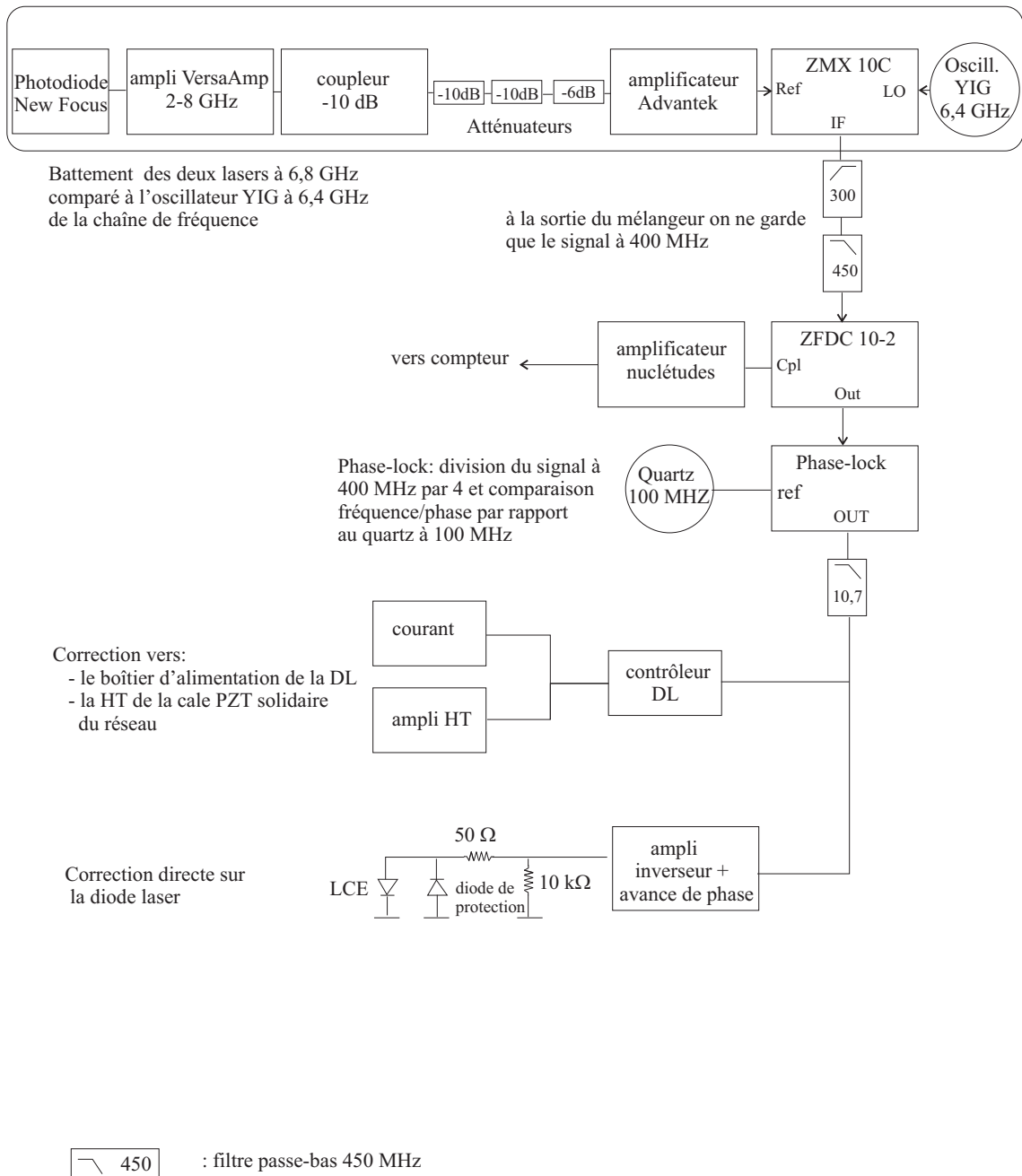


Fig. 3.7 – Schéma de l'asservissement en phase des deux lasers Raman. Le battement à 6,8 GHz des deux diodes lasers Raman est comparé à un signal à 6,4 GHz ajustable et produit par une chaîne de fréquence. Après filtrage, le battement à 400 MHz obtenu entre ces deux signaux est divisé par quatre puis comparé à un quartz à 100 MHz ultrastable. Le signal d'erreur génère alors une correction qui est envoyée soit sur le boîtier d'alimentation ou sur la cale piezoélectrique de la diode pour les corrections lentes, soit sur les pattes de la diode laser pour les corrections plus rapides.

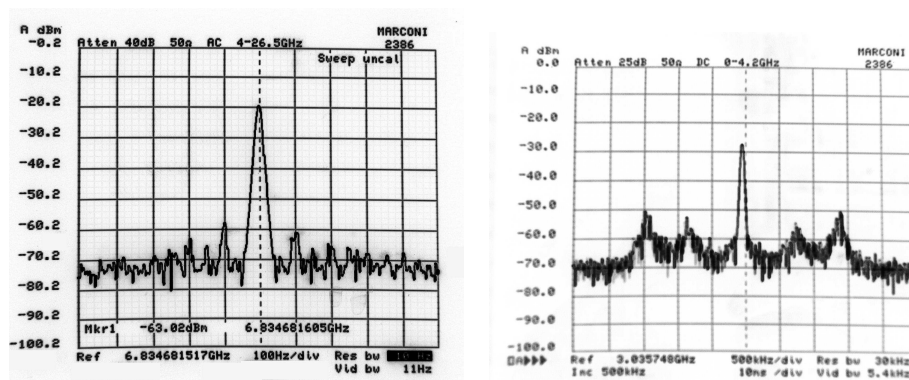


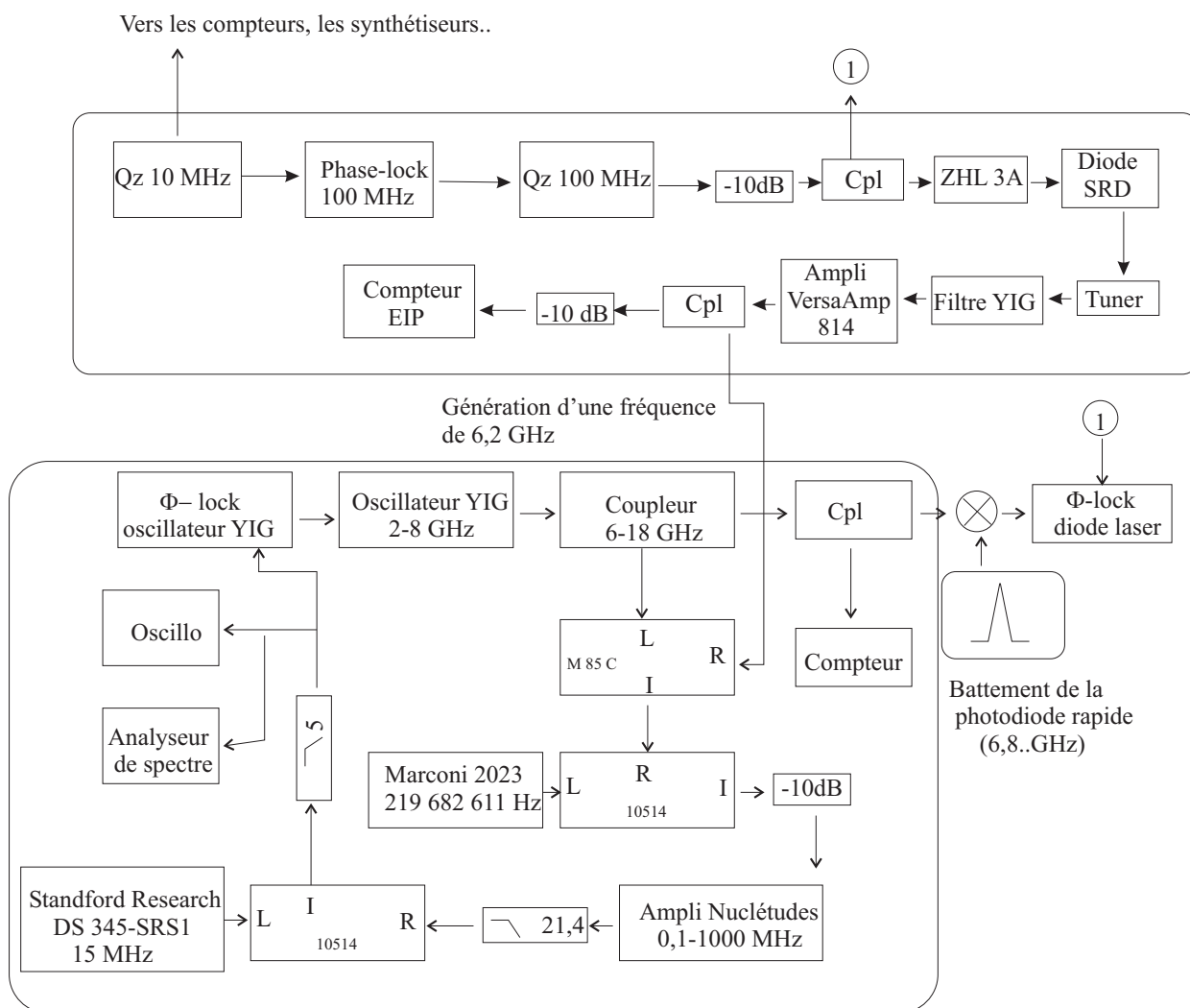
Fig. 3.8 – *Battement des deux diodes lasers asservies en phase. Sur le spectre de gauche la largeur de la bande passante d’analyse est de 10 Hz et le balayage est de 100 Hz/division. A droite, la bande passante d’analyse est de 30 kHz et le balayage est de 500 kHz/division ; on remarque sur ce spectre les bosses secondaires dues aux corrections rapides et lentes des boucles d’asservissements.*

qu’une estimation car la bande passante minimale de notre analyseur de spectre est de 1 Hz (fig. 3.8) .

B.2 La chaîne RF de la boucle à verrouillage de phase

Cette chaîne de multiplication de fréquence fournit une référence de fréquence pour asservir le battement entre les deux diodes Raman. La fréquence de l’onde radiofréquence est donc égale à l’écart hyperfin du niveau fondamental $5S_{1/2}$, soit 6 834 682 611 Hz ([34]), et elle est balayable autour de cette fréquence. La chaîne de fréquence a été réalisée selon le modèle développé au BNM-SYRTE dans l’équipe d’André Clairon et utilisé en 1996 dans notre équipe pour la spectroscopie de l’atome d’hydrogène ([35]). Nous en présentons ici les principaux éléments (fig. 3.9).

La référence de fréquence est un quartz à 10 MHz ultrastable. Un quartz à 100 MHz stable à court terme est asservi sur celui-ci. Ainsi, la stabilité de l’un est transférée à l’autre. Le signal à 100 MHz amplifié est envoyé vers une diode SRD qui génère un peigne de fréquences jusqu’à 18 GHz. Le signal est ensuite filtré à l’aide d’un filtre YIG autour de 6,2 GHz. Grâce à des mélangeurs de fréquence, s’y ajoutent 219 682 611 Hz



On ajoute deux synthétiseurs dans la boucle à verrouillage de phase permettant d'obtenir une fréquence de 6 434 682 611 Hz accordable grâce à l'un ou l'autre des synthétiseurs

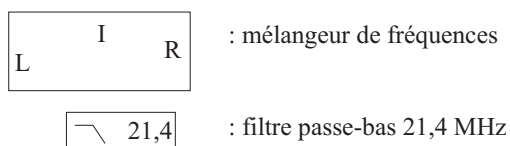


Fig. 3.9 – Chaîne de fréquence de la boucle à verrouillage de phase servant à l'asservissement en phase des deux diodes Raman. Une fréquence à 6,2 GHz est produite à partir d'un quartz à 10 MHz ultrastable. Nous ajoutons ensuite les fréquences des synthétiseurs MARCONI (219 634 611 Hz) puis Stanford Research (15 MHz) afin d'obtenir une fréquence de 6 434 682 611 Hz. Enfin, un oscillateur YIG à 6 434 682 611 Hz est asservi en phase sur cette fréquence afin d'améliorer le filtrage des harmoniques. Cette fréquence détermine alors l'écart de fréquence des deux lasers Raman et elle est contrôlable par GPIB grâce aux différents synthétiseurs qui la composent.

provenant d'un synthétiseur Marconi 2023, puis 15 MHz issus d'un synthétiseur Stanford Research DS 345. Enfin, un oscillateur YIG de fréquence 6 434 682 611 Hz est asservi en phase sur le signal issu de la chaîne de fréquence. L'utilisation de l'oscillateur YIG permet d'améliorer le filtrage préalable des différentes harmoniques. Nous obtenons donc un signal RF à 6,4... GHz pilotable par l'un ou l'autre des deux synthétiseurs, chacun ayant ses spécificités comme nous le verrons. Le battement des deux diodes est comparé à cette fréquence et le signal à 400 MHz obtenu est comparé au quartz à 100 MHz après une division en fréquence par quatre. De plus, tous nos compteurs et synthétiseurs sont référencés par rapport au quartz à 10 MHz.

B.3 Intensité des faisceaux Raman

Les transitions Raman nécessitent une intensité relativement importante. Nous utilisons pour cela des amplificateurs à semi-conducteur (MOPA, Master Oscillator Power Amplifier) injectés par les deux diodes décrites précédemment. Dans les premiers temps, nous disposions d'une puissance proche de 500 mW en sortie de chaque MOPA pour une puissance d'injection de moins de 10 mW. Malheureusement ceux-ci se sont détériorés et la puissance en sortie est actuellement de l'ordre de 350 mW. Chacun des deux faisceaux passe ensuite dans un modulateur acousto-optique à 80 MHz (MAO1 80 et MAO3 80) qui sert d'interrupteur optique et est ensuite envoyé vers la cellule ultravide au moyen d'une fibre optique monomode à maintien de polarisation. En sortie de fibre, les faisceaux ont un diamètre de 7,2 mm et des polarisations rectilignes perpendiculaires entre elles.

De plus, une lame de verre prélève en sortie de fibre une partie des faisceaux Raman afin de les asservir en intensité. Ainsi, nous pouvons conserver la condition d'impulsion π de manière satisfaisante au cours d'une journée.

C Les faisceaux servant à faire les oscillations de Bloch

Dans une première version de l'expérience, les faisceaux utilisés pour réaliser les oscillations de Bloch (que l'on notera faisceaux Bloch par la suite) étaient issus d'un des MOPA utilisé pour les faisceaux Raman. Par la suite nous avons monté un laser titane-saphir afin de disposer d'une source laser plus puissante et surtout indépendante en longueur d'onde des faisceaux Raman. Même si les enregistrements finals n'ont pas

été réalisés dans cette configuration, je vais décrire rapidement le montage dans lequel les MOPA produisent simultanément les faisceaux Raman et Bloch.

C.1 Production des faisceaux Bloch à partir des MOPA

Dans un premier temps, nous avons prélevé une partie du faisceau du MOPA de la diode laser maître (MOPA 2) pour réaliser les oscillations de Bloch (fig. 3.10). Ce faisceau est divisé en deux parties : la première permet d'effectuer les transitions Raman, la seconde de réaliser les oscillations de Bloch. Cette seconde partie est de nouveau séparée en deux et chaque faisceau passe par un MAO80 (MAO2 et MAO3). Ces MAO sont pilotés par deux ondes RF à 80 MHz asservies en phase. Ils servent d'interrupteurs optiques et permettent également de décaler la fréquence des faisceaux. Afin d'allumer les faisceaux de manière adiabatique et ainsi de placer les atomes dans le même état de Bloch, la puissance RF est allumée en 300 μs à l'aide d'une rampe de tension qui pilote un atténuateur variable. Ensuite, pour réaliser l'accélération des atomes dans le référentiel du laboratoire, la fréquence du MAO3 est fixée tandis que celle du MAO2 varie linéairement avec le temps. La chaîne de fréquence qui produit cette variation linéaire et qui pilote les différents modulateurs acousto-optiques est détaillée dans le chapitre 4. Après les MAO, les faisceaux Bloch sont injectés dans les deux fibres utilisées pour les faisceaux Raman. En sortie de fibre, les polarisations des deux faisceaux sont linéaires et parallèles entre elles.

C.2 Production des faisceaux Bloch à partir d'un laser titane-saphir

Les MOPA s'étant détériorés, nous avons recherché une solution alternative pour réaliser les oscillations de Bloch. Notre choix s'est porté sur un laser Ti-Sa. Celui que nous avons utilisé a été construit pendant la thèse de François Nez sur le modèle du laser à colorant développé précédemment par François Biraben. Ce laser est parfaitement décrit dans les thèses précédentes de l'équipe ([35], [36]) et nous ne rappellerons ici que très brièvement son fonctionnement.

C.2.1 Le laser titane-saphir

1. Description du laser

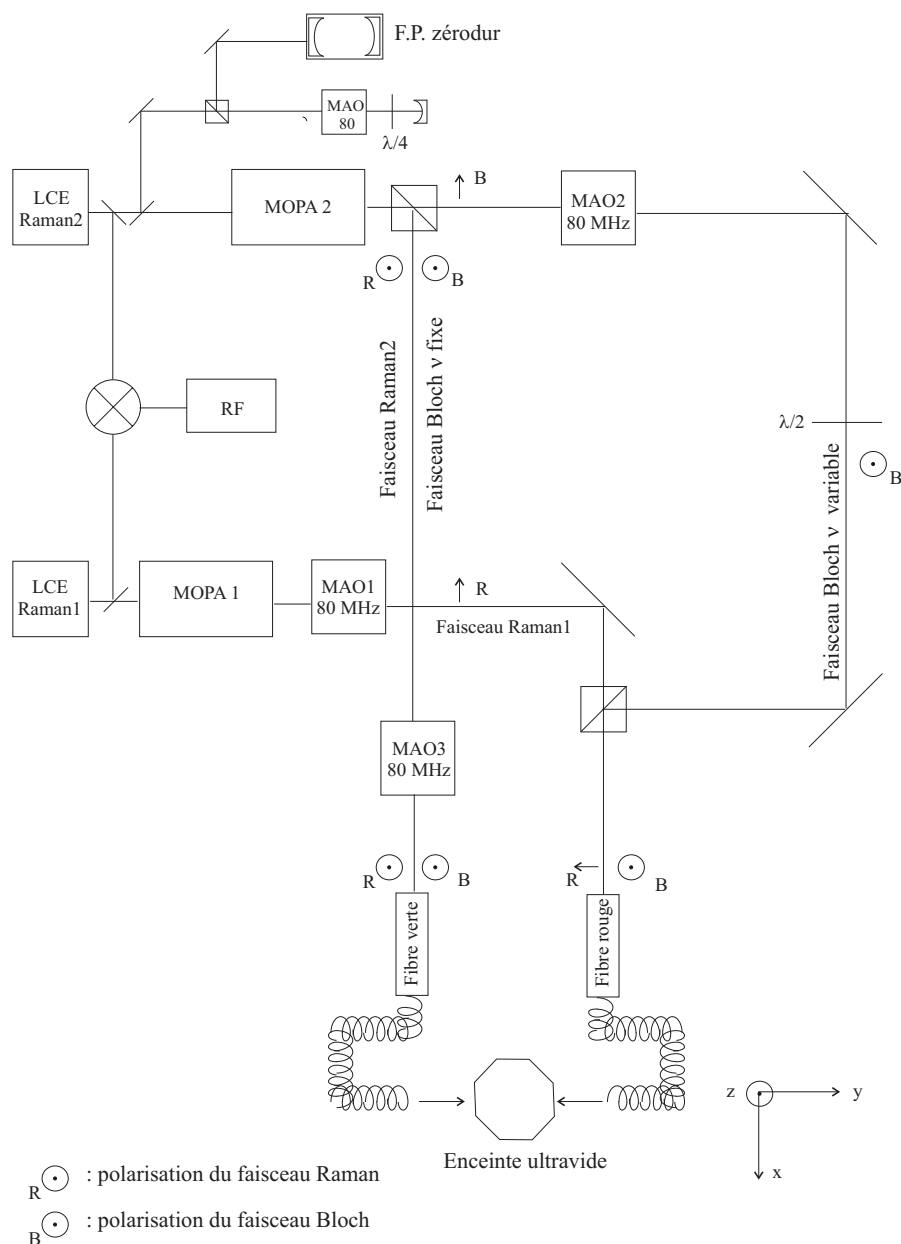


Fig. 3.10 – Production des faisceaux Bloch à partir des MOPA. Les diodes lasers Raman 1 et Raman 2 injectent les MOPA 1 et MOPA 2 puis sont envoyées à travers un modulateur acousto-optique (MAO1 et MAO2) avant d'injecter les fibres rouges et vertes avec des polarisations linéaires orthogonales. Les faisceaux de Bloch sont obtenus à partir du faisceau issu du MOPA 2. Celui-ci est divisé en deux sur un cube polariseur. Une première partie suit le trajet du faisceau Raman 2 pour injecter la fibre verte en polarisation linéaire, tandis que la seconde passe à travers le MAO3 avant d'injecter la fibre rouge avec la même polarisation. Les deux fibres optiques acheminent ensuite la lumière jusqu'à l'enceinte ultravide pour former deux faisceaux contrapropageants horizontaux de diamètre à $1/e$ d'environ 7,2 mm.

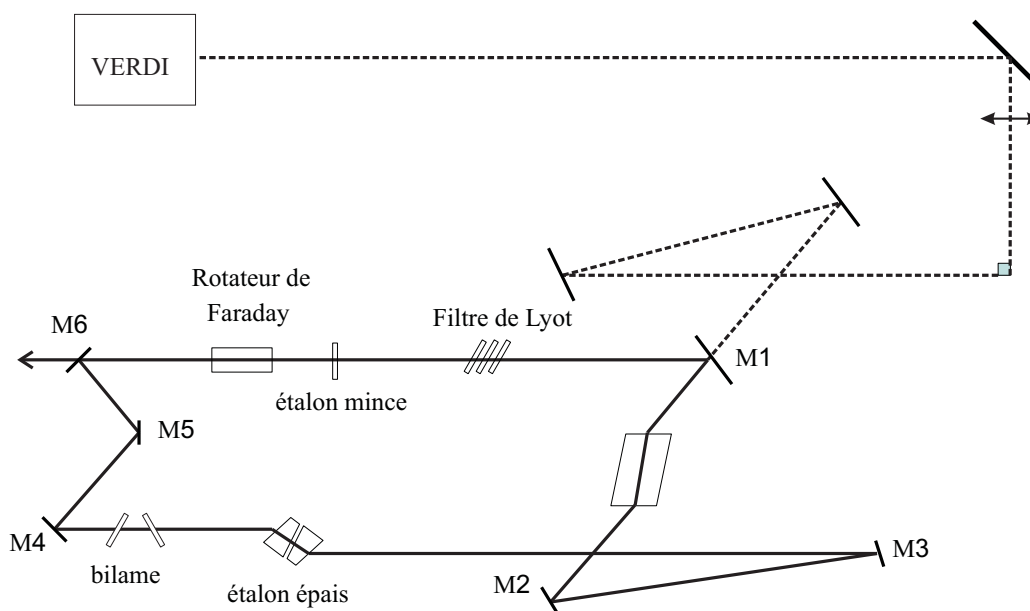


Fig. 3.11 – Laser titane-saphir. Le laser est réalisé par une cavité en anneau comportant plusieurs éléments sélectifs en fréquence. En sortie, nous disposons d'une puissance de 850 mW pour une puissance du laser de pompe de 5 W.

Le milieu amplificateur est un cristal de titane-saphir long de 15 mm et taillé à l'incidence de Brewster pour une radiation à 800 nm. Le laser de pompe est un laser Néodyme-YAG doublé délivrant une puissance de 5 watts à 532 nm (VERDI, Coherent).

La cavité en anneau est composée de six miroirs (fig. 3.11). Deux miroirs sphériques (M_1 et M_2) de rayons de courbure de 15 cm entourent le cristal. Ces deux miroirs sont dichroïques (transmission maximale pour le vert, réflexion maximale à 778 nm) afin de permettre le pompage coaxial du cristal.

Les quatre autres miroirs sont tous plans. Ils définissent une cavité de longueur 1,6 m. Seul le coupleur de sortie M_6 ne présente pas de réflexion maximale dans la gamme de longueur d'onde de fonctionnement du laser. Notons enfin que le miroir plan M_3 est de petit diamètre et est collé sur une petite cale piézo-électrique afin de pouvoir apporter des corrections rapides à la fréquence du laser et le miroir M_4 est collé sur une cale piézo-électrique plus grosse pour asservir ou balayer finement le laser.

En sortie, nous disposons de 840 mW à 780 nm.

2. Sélection du sens de propagation

Le miroir M_5 n'est pas dans le même plan horizontal que tous les autres miroirs. Les normales aux trois miroirs M_4 , M_5 , M_6 sont inclinées par rapport à ce plan. Cette configuration permet de faire tourner la polarisation de la lumière d'un angle dont le signe dépend du sens de propagation de la lumière dans la cavité ([37]).

De plus, une lame biréfringente (verre HOYA) placée à l'incidence de Brewster au milieu d'un aimant créant un champ magnétique intense induit une rotation de la polarisation par effet Faraday identique dans les deux sens de propagation. Les deux rotations se compensent pour un sens de circulation de la lumière dans la cavité, et s'ajoutent pour le second. Cela induit des pertes importantes pour un sens de propagation et favorise donc le sens opposé.

3. Sélection en longueur d'onde

Le laser possède des modes séparés de 187,5 MHz. Nous allons décrire les différents éléments sélectifs en fréquence en partant de l'élément le moins sélectif vers le plus sélectif. La sélection la plus large est réalisée par le filtre de Lyot, composé de quatre lames biréfringentes d'épaisseurs différentes et réalisé au laboratoire. En jouant sur l'orientation des lames, on sélectionne une plage de 0,04 nm de large. Ce filtre est placé à l'incidence de Brewster pour minimiser les pertes.

L'étalon mince (une lame de silice de 0,7 mm d'épaisseur) joue le rôle d'un étalon Fabry-Perot d'intervalle entre ordres égal à 150 GHz. L'orientation de la lame par rapport au faisceau fait varier l'épaisseur apparente du Fabry-Perot et donc la plage de longueurs d'onde sélectionnée.

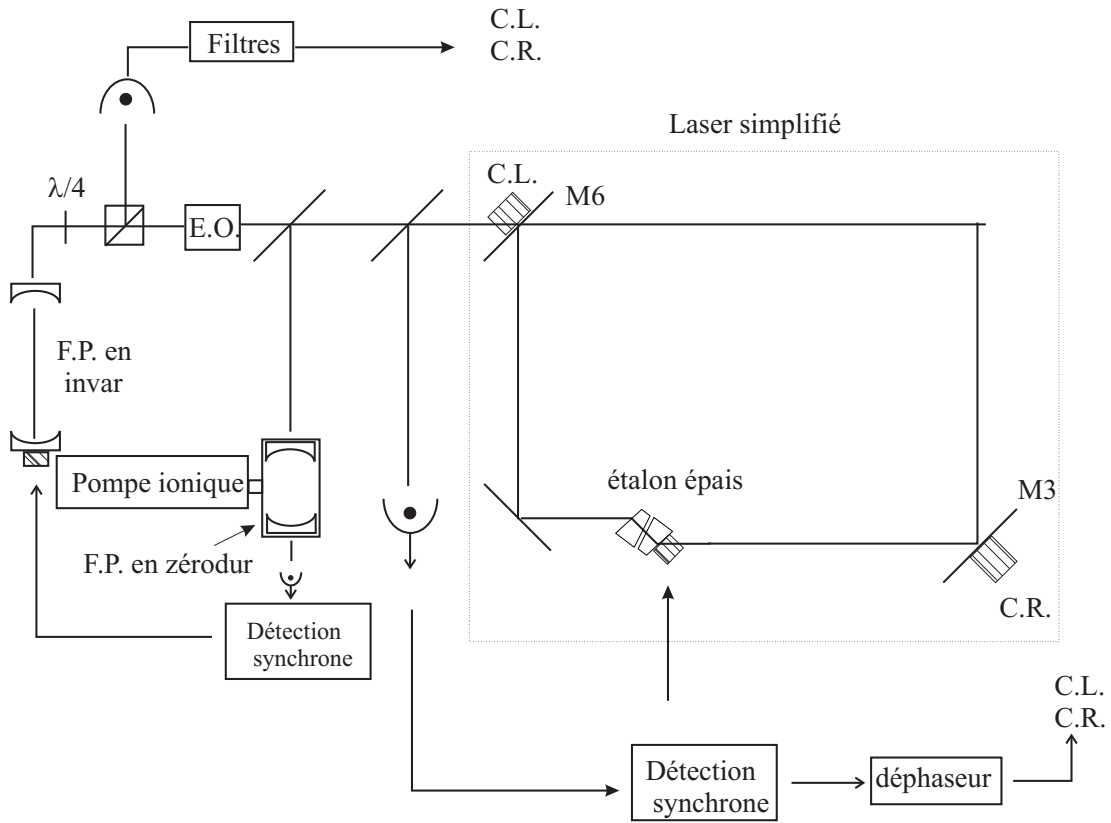
L'étalon épais est constitué de deux prismes en regard distants de 8 mm, définissant un intervalle entre ordres de 19 GHz. Une cale piézo-électrique permet, en faisant varier l'épaisseur de l'étalon, une excursion de fréquence de 400 GHz.

Enfin le bilame, constitué de deux lames de 10 mm d'épaisseur placées au voisinage de l'incidence de Brewster et que l'on fait tourner symétriquement, permet de faire varier la longueur optique de la cavité et donc la longueur d'onde du laser.

Le laser est accordable sur une plage d'une cinquantaine de nanomètres centrée autour de 780 nm. Cette plage est limitée par les coefficients de réflexion des miroirs utilisés.

4. Les asservissements du laser

L'asservissement complet du laser se fait en plusieurs étapes. La première consiste



C.R. : contrôle rapide. Le miroir est collé sur une petite cale piézo-électrique.

C.L. : contrôle lent. Le miroir est collé sur une grosse cale piézo-électrique.

E.O. : électro-optique

Fig. 3.12 – Principe des asservissements du laser titane-saphir. La première étape dans l'asservissement du laser Ti-Sa est de le rendre monomode : on module l'un des prisme de l'étalon épais par une cale piézoélectrique. Cette modulation induit une variation de la puissance de sortie du laser qui est détectée sur une photodiode. Une détection synchrone permet ensuite d'analyser ce signal et d'envoyer des corrections sur la même cale piézoélectrique. L'asservissement de fréquence est réalisé à l'aide de bandes latérales produites par modulateur électro-optique (méthode de Pound Drever) et réfléchies sur une cavité Fabry-Perot en invar. De plus, pour pouvoir déterminer la fréquence absolue du laser, nous asservissons le laser sur une cavité sous vide en zéro-dur que nous avons étalonnée en fréquence.

à le rendre monomode. Pour cela l'épaisseur de l'étalon épais est modulée par l'intermédiaire d'une cale piézo-électrique collée sur l'un des prismes. Cela induit une modulation de puissance qui est détectée en sortie du laser par une photodiode. Une détection synchrone permet de démoduler le signal et de s'asservir au maximum de la puissance de sortie du laser. Pour l'asservissement en fréquence, on utilise une cavité Fabry-Perot externe constituée de deux miroirs sphériques diélectriques de rayons de courbure respectifs $R_C = 4\text{m}$ et $R_C = 1\text{m}$ séparés par un barreau en invar de 25 cm de long. Le miroir de rayon de courbure de 1 m est collé sur une cale piézoélectrique. La finesse de cette cavité est d'environ 300 à 780 nm. La cavité est suspendue dans une boîte en laiton de 2 cm d'épaisseur afin de limiter les vibrations mécaniques. L'asservissement du laser est obtenu par la méthode de Pound Drever ([38] et [39]). Avant d'entrer dans la cavité F.P., le faisceau laser est modulé en fréquence par un modulateur électro-optique (E.O.). On obtient deux bandes latérales décalées de 15 MHz autour de la fréquence centrale. En analysant la lumière réfléchiée par la cavité, on obtient un signal de dispersion avec une pente très raide autour de la fréquence centrale du pic sur lequel on veut s'asservir. Ce signal d'erreur est ensuite filtré électroniquement; sa composante moyenne fréquence (de l'ordre du kHz) est envoyée vers la cale piézo-électrique du miroir M_3 et la partie basse fréquence vers la cale piézo-électrique du miroir M_4 (fig. 3.12).

C.2.2 Cavité Fabry-Perot stable

La boucle d'asservissement précédente n'empêche pas une dérive lente de fréquence du laser. Pour éviter cette dérive, la cavité FP est asservie sur une seconde cavité en zéro-dur constituée d'un miroir plan et d'un miroir sphérique de rayon de courbure de 60 cm. Cette dernière est pompée par une pompe ionique et un vide de 7×10^{-6} Pa y est maintenu. L'intervalle spectral libre a pu être déterminé en calibrant ce Fabry-Perot à l'aide de différentes transitions atomiques.

Cet interféromètre de Fabry-Perot est également utilisé en Suisse sur l'expérience de spectroscopie de l'hydrogène muonique. Le barreau de 10 cm est celui qui a été utilisé pour les mesures interférométriques de notre équipe dans l'hydrogène ([40]). La réflectivité des miroirs diélectriques vaut 99% de 700 nm à 800 nm. La finesse de la cavité est de 312 soit une largeur de pic à mi-hauteur d'environ 4,8 MHz.

L'intervalle spectral libre (ISL) de ce Fabry-Perot ($I = c/2L$) a été remesuré grossièrement en Suisse à l'aide d'un lambdamètre, de sorte qu'avant la calibration, il était

connu à 10^{-5} près. Ceci est malgré tout insuffisant pour déterminer sans aucune ambiguïté le nombre entier N de la condition de résonance :

$$\nu_{laser} = \nu_L = \frac{c}{2L}N \quad (3-16)$$

Pour une calibration plus précise, nous avons utilisé trois transitions atomiques du rubidium :

- $5S_{1/2}(F = 3) - 5D_{5/2}(F = 5)$, ^{85}Rb , $\lambda \simeq 778$ nm, à 2 photons, [35].
- $5S_{1/2} - 5P_{1/2}$, raie $D_1(^{85}Rb)$, $\lambda \simeq 794$ nm, à 1 photon, ([41]).
- $5S_{1/2}(F = 2) - 5P_{3/2}(F = 3)$, raie $D_2(^{87}Rb)$, $\lambda \simeq 780$ nm, à 1 photon, [42].

ainsi que deux autres sources lasers auxiliaires de fréquences ν_a :

- une diode laser en cavité étendue asservie sur la transition à 2 photons $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ (LCE Rb)
- le laser Ti-Sa de l'expérience 1S-3S dans l'hydrogène (Ti-Sa(H)) asservi sur une cavité de référence, elle-même asservie sur un laser étalon He-Ne stabilisé sur l'iode.

Pour les mesures à l'aide du laser Ti-Sa(H), les transitions atomiques observées en cellule permettent de vérifier sans ambiguïté le numéro du pic sur lequel est asservi le laser, l'ISL de la cavité de référence étant bien connu.

La mesure de fréquence du pic ν_{pic} sur lequel est asservi le Ti-Sa produisant les faisceaux Bloch (Ti-Sa Bloch) se fait en comptant sur un fréquencemètre la fréquence de battement ν_{batt} avec l'une ou l'autre des deux sources lasers auxiliaires :

$$\nu_{pic} = \nu_a \pm \nu_{batt} \quad (3-17)$$

En fait, la relation (3-16) reliant la fréquence du laser au numéro du pic de Fabry-Perot n'est pas exacte. Il faut tenir compte :

1. du déphasage lié à la courbure des miroirs (déphasage de Fresnel) :

$$\phi_{Fresnel} = \frac{1}{\pi} \arccos((1 - d/R_1)(1 - d/R_2))^{1/2} \quad (3-18)$$

où R_1 et R_2 sont les rayons de courbure des miroirs et d la distance entre eux

2. du déphasage dû aux miroirs diélectriques dont nous modélisons l'effet par une longueur "apparente" L du Fabry-Perot :

$$L = L_0(1 + \alpha N) \quad (3-19)$$

où L_0 représente la longueur du Fabry-Perot non corrigée, N désigne le numéro du pic sur lequel est asservi le laser, et α décrit la variation de L .

On peut alors réécrire l'intervalle spectral libre selon la relation :

$$I = \frac{c}{2L} \quad (3-20)$$

$$I \simeq I_0(1 - \alpha N) \quad \text{avec} \quad I_0 = c/2L_0 \quad (3-21)$$

La condition de résonance s'écrit donc :

$$\nu_L = NI_0(1 - \alpha N) + I_0\phi_{Fresnel} \quad (3-22)$$

Pour s'affranchir du déphasage de Fresnel, il faut deux lasers de référence. On peut alors écrire :

$$\nu_{L1} - \nu_{L2} = I_0(N_1 - N_2)(1 - \alpha(N_1 + N_2)) \quad (3-23)$$

A l'aide de deux différences de fréquences, les données I_0 et α peuvent être déterminées. Ainsi pour notre cavité Fabry-Perot, nous obtenons :

$$I_0 = 1497,613 \text{ (5) MHz}$$

$$\alpha = 3,459 \text{ (1)} \times 10^{-10}$$

Ces valeurs peuvent être comparées à celles de la cavité de référence à miroirs métalliques de l'expérience 1S-3S :

$$I_0 = 299,590024 \text{ MHz}$$

$$\alpha = 1,40824445 \times 10^{-14}$$

Le "déphasage" dû aux miroirs diélectriques est bien plus important que celui des miroirs métalliques.

Enfin, la stabilité du laser Ti-Sa Bloch asservi sur cette cavité a été mesurée par rapport à la diode laser LCE Rb. Sur une journée, la dérive lente du pic du Fabry-Perot est au plus de 2 MHz.

L'incertitude estimée de la fréquence absolue d'un laser asservi sur un pic de cette cavité au voisinage de 780 nm est d'environ 10 MHz. Cette incertitude relative de 2×10^{-8} est suffisante pour notre expérience actuelle.

C.2.3 Schéma optique pour la production des faisceaux Bloch

Le schéma optique s'est naturellement trouvé modifié lorsque nous avons introduit le laser Ti-Sa. L'une des difficultés est de mélanger dans les fibres optiques les faisceaux Raman aux faisceaux Bloch tout en respectant les polarisations nécessaires au fonctionnement de l'expérience (fig. 3.13).

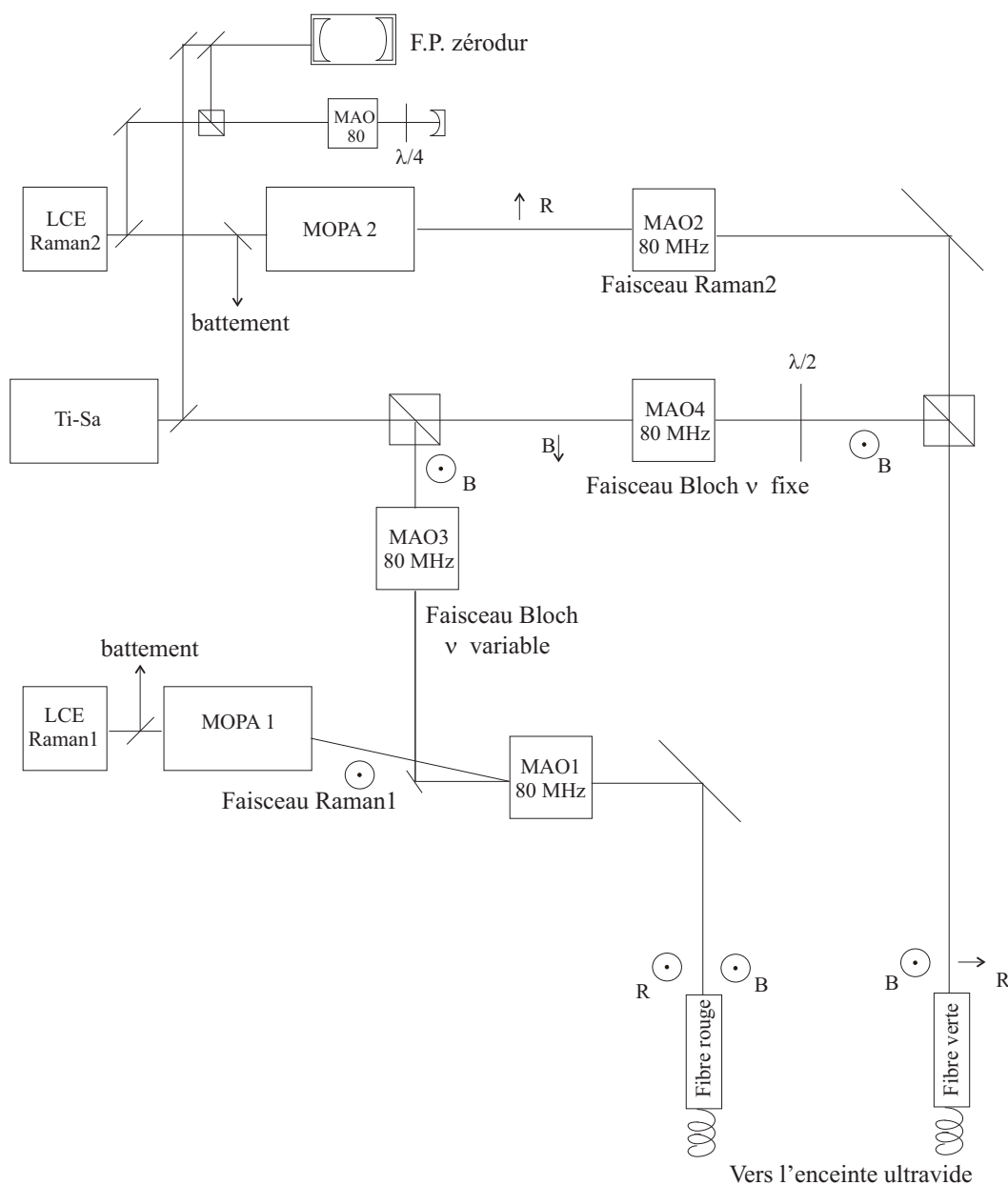


Fig. 3.13 – Schéma optique pour la production des faisceaux Bloch à l'aide du laser Ti-Sa. Les faisceaux Raman sont toujours produits par les MOPA 1 et MOPA 2. Ici, le faisceau Raman 1 injecte la fibre optique rouge et le faisceau Raman 2 la fibre optique verte. Les polarisations des deux faisceaux sont linéaires et orthogonales. Les faisceaux Bloch sont désormais réalisés avec un laser Ti-Sa dont le faisceau de sortie est séparé en deux par un cube polariseur. Une partie traverse le modulateur acousto-optique MAO₄ avant d'être recombinaée au faisceau Raman 2 sur un cube polariseur. La seconde partie traverse le MAO 3 puis est alignée selon le trajet de l'ordre 0 du MAO 1 pour injecter la fibre rouge avec une polarisation identique à celle de l'autre faisceau Bloch.

Les faisceaux Raman passent désormais dans les MAO1 et MAO2 puis sont injectés dans les fibres optiques en polarisations orthogonales l'une par rapport à l'autre.

Les faisceaux Bloch issus du laser Ti-Sa passent dans deux modulateurs acousto-optiques notés MAO3 et MAO4. Ces deux MAO sont pilotés par une onde radiofréquence à 80 MHz. L'onde radiofréquence du MAO4 est fixe tandis que celle du MAO3 est variable linéairement dans le temps afin de réaliser les oscillations de Bloch comme nous l'avons vu précédemment.

Pour injecter la partie du faisceau de Bloch issue du MAO3 dans la fibre avec le faisceau Raman1, on ne peut pas utiliser de cube séparateur car les polarisations ne seraient plus bonnes. Nous utilisons donc l'ordre 0 de diffraction du MAO1. En effet, lorsque l'onde Bloch est allumée, les faisceaux Raman sont éteints. Par conséquent, le MAO3 diffracte mais pas le MAO1. Le faisceau Raman 1 n'est donc pas dévié par ce dernier. Seul le faisceau Bloch est injecté dans la fibre. A contrario, lors d'une impulsion Raman, le MAO3 est éteint et le faisceau Bloch n'entre pas dans la fibre.

D Contrôle informatique

Nous l'avons vu, le déroulement de cette expérience suit une séquence temporelle très précise.

L'ensemble des paramètres est contrôlé depuis un ordinateur. Tout d'abord nous programmons une séquence d'impulsions à l'aide du logiciel Labview. Cette séquence est envoyée à trois cartes compteurs. Dès lors, le logiciel n'intervient plus et ce sont elles qui gèrent la séquence temporelle. La fréquence de travail des horloges internes des cartes est de 20 MHz. Ces cartes envoient des impulsions TTL qui sont alors transmises aux différents appareils concernés. C'est ainsi que nous pilotons les fréquences des différents lasers ou leur intensité en pilotant la fréquence ou la puissance des ondes radiofréquences envoyées aux acousto-optiques.

C'est également par ces cartes que nous commandons le déclenchement des rampes de fréquences des synthétiseurs présents dans les deux chaînes de fréquences.

Parallèlement aux cartes compteurs qui gèrent la séquence temporelle automatiquement, le logiciel enregistre les temps de vol en se synchronisant sur les cartes. De plus, entre chaque acquisition, il reprogramme par GPIB les différents synthétiseurs.

Ainsi, nous parvenons à faire une acquisition toutes les 1,5 s lorsque l'expérience est en fonctionnement normal.

Chapitre 4

Résultats expérimentaux

Cette dernière partie rend compte des résultats expérimentaux obtenus en géométrie horizontale. En effet, bien que la mesure finale soit prévue en configuration verticale, nous avons jugé intéressant de réaliser une première mesure en géométrie horizontale pour laquelle une expérience de démonstration avait déjà été réalisée ([21]).

A Caractérisation des impulsions Raman

Nous présentons dans un premier temps les paramètres expérimentaux concernant les impulsions Raman en configuration co-propageante et contra-propageante, puis nous verrons les résultats concernant l'accélération des atomes et la mesure du rapport h/M . Enfin, nous décrivons une méthode interférométrique de mesure du rapport h/M .

A.1 Étude d'une impulsion Raman simple

A.1.1 Configuration copropageante

Dans cette configuration, la condition de résonance de la transition n'est pas sensible à l'effet Doppler et les atomes de même énergie interne sont tous concernés par la transition.

Nous avons donc testé notre système expérimental dans cette configuration où le signal attendu est de grande amplitude.

A.1.1.a Champ magnétique directeur

Nous effectuons les transitions Raman entre les sous-niveaux hyperfins $5S_{1/2}(F = 2, m_F = 0)$ et $5S_{1/2}(F = 1, m_F = 0)$. Au premier ordre, cette raie n'est pas sensible aux effets du champ magnétique et sa largeur est peu affectée par d'éventuelles variations de champs magnétiques parasites. Pour éloigner les autres transitions permises de la résonance, nous appliquons un champ magnétique directeur d'une centaine de milligauss dirigé suivant l'axe des faisceaux Raman de manière à vérifier les règles de sélection $\Delta m_F = 0$ énoncées dans la partie (A.3.1) du chapitre 2. Le spectre présenté sur la figure (4.1) montre les trois raies permises avec un champ magnétique directeur d'environ 100 mG. On remarque que les raies correspondant aux m_F non nuls sont élargies par les variations du champ magnétique. La raie centrale n'est pas déplacée par l'effet Zeeman du premier ordre. Au deuxième ordre, pour un champ magnétique de 100 mG, le décalage est d'environ 4 Hz.

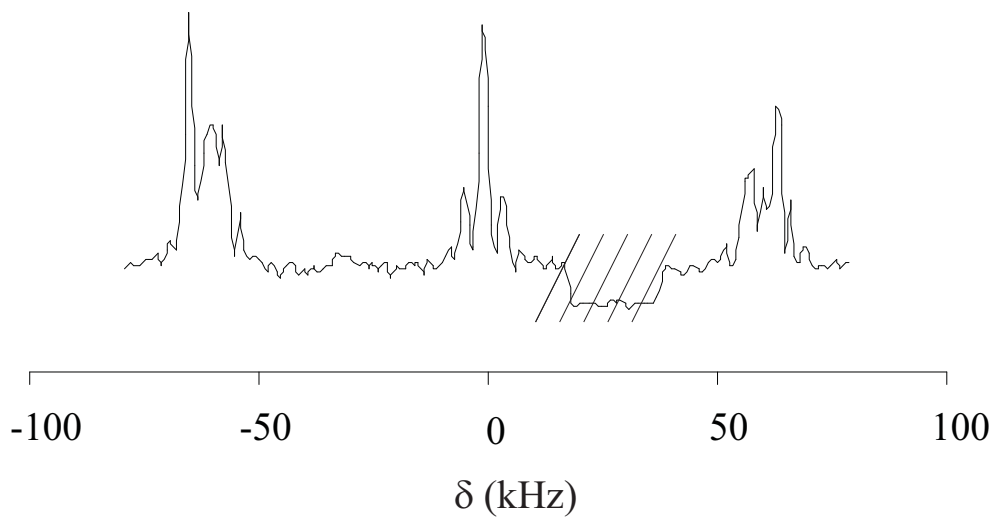


Fig. 4.1 – Spectre des transitions Raman copropageantes avec un champ magnétique directeur placé selon l'axe des faisceaux Raman. Les règles de sélection imposent alors $\Delta m_F = 0$. On observe sur le spectre les 3 raies permises ($m_F = -1 \rightarrow m_{F'} = -1$, $m_F = 0 \rightarrow m_{F'} = 0$, $m_F = 1 \rightarrow m_{F'} = 1$). La partie hachurée n'est pas à prendre en compte car les lasers n'étaient plus asservis.

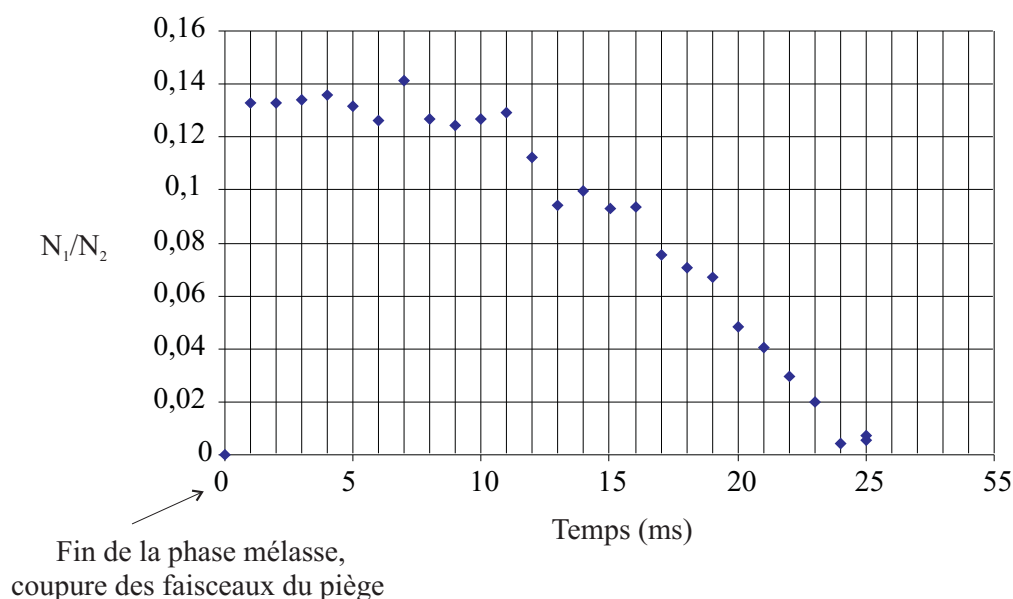


Fig. 4.2 – Pourcentage d'atomes transférés lors d'une impulsion Raman copropageante en fonction du temps. Nous remarquons que le temps disponible pour la réalisation de l'expérience est relativement court. Pour rester dans des conditions optimales, nous disposons de 12 ms après la coupure des faisceaux du piège.

A.1.1.b Durée disponible pour l'expérience

En configuration horizontale, la gravité limite le temps d'interaction des atomes avec l'onde laser. Or, la séquence temporelle finale nécessite entre autres de réaliser une double impulsion Raman (sélection et mesure) et d'accélérer les atomes (onde de Bloch). Pour estimer le temps disponible, nous avons effectué des enregistrements en faisant varier le délai entre la fin de la phase mélasse et l'impulsion Raman. Nous observons sur la figure (4.2) que nous ne disposons que de 12 ms pour avoir une efficacité de détection Raman maximale. Dans la pratique, ce temps s'avère trop court pour réaliser une séquence temporelle complète et nous sommes obligés de le dépasser légèrement. Nous verrons que l'impulsion Raman de mesure a lieu aux alentours du temps $t=15$ ms.

A.1.1.c Oscillations de Rabi

A la fin de la phase de mélasse optique, les atomes refroidis sont dans le sous-état hyperfin $F = 2$. A l'aide d'une transition Raman en créneau, nous cherchons à transférer le maximum d'atomes de $F = 2$ vers $F = 1$. L'étude de la probabilité de transition

montre que le transfert maximal d'atomes a lieu lorsque la condition $\Omega\tau = \pi$ est réalisée. Afin de réaliser cette condition expérimentalement, on enregistre, à désaccord δ_R fixé, le nombre d'atomes transféré en fonction de la durée τ de l'impulsion Raman. On observe alors des oscillations de Rabi (figure 4.3). On remarque sur cette figure une décohérence très nette qui se traduit par une diminution du pourcentage de transfert au cours des oscillations. Cette décohérence est sans doute due au profil d'intensité non uniforme des faisceaux Raman. En effet, lorsque cette courbe a été réalisée, les faisceaux étaient créés par des MOPA, filtrés spatialement et agrandis à l'aide d'un télescope pour enfin être acheminés d'une table optique vers une autre à l'aide de miroirs. Malgré nos efforts, l'intensité des faisceaux dans l'enceinte n'était pas uniforme spatialement. La courbe en trait plein sur la figure correspond à un ajustement réalisé en modélisant une distribution d'intensité gaussienne. Le nombre d'atomes transférés $N(t)$ s'écrit alors :

$$N(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left(\frac{\Omega-\Omega_0}{\sigma}\right)^2} P(\Omega, \delta_R, t) \frac{d\Omega}{\Delta}$$

avec

$$P(\tau) = \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \delta_R^2} \sin^2 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\delta_R}{\Omega}\right)^2} \frac{\Omega\tau}{2} \right) \quad (4-1)$$

où δ_R désigne le désaccord Raman de la transition que l'on a pris nul ici, σ la largeur à $1/e$ de la distribution d'intensité exprimée en pulsation de Rabi, et τ la durée de l'impulsion Raman. L'ajustement présenté sur la courbe (figure 4.3) a été réalisé avec les valeurs :

$$\begin{aligned} \Omega_0 &= 3,68 \text{ kHz} \\ \sigma &= 0,58 \text{ kHz} \\ \delta_R &= 0 \end{aligned} \quad (4-2)$$

On remarque également que le pourcentage maximal de transfert est d'environ 17 %. En fait, le niveau hyperfin $F = 2$ comporte 5 sous-niveaux hyperfins et le taux maximal de transfert théorique lors d'une transition π est de 20 %. Cette différence s'explique en partie par la mauvaise répartition d'intensité dans les deux nappes de la zone de détection. Le pourcentage n'est alors qu'indicatif. Par la suite, nous avons asservi la puissance du faisceau laser de détection de manière à avoir la même intensité lumineuse dans les deux nappes de lumière. Ainsi, la normalisation est plus juste et nous transférons bien la quasi totalité des atomes.

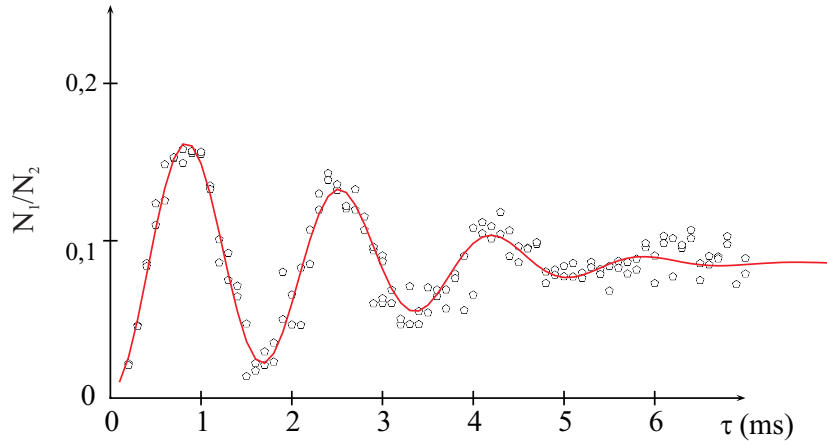


Fig. 4.3 – Pourcentage d'atomes transférés en fonction de la durée de l'impulsion Raman : ce sont des oscillations de Rabi. La diminution du contraste est sans doute due à l'inhomogénéité des faisceaux. La courbe en trait plein correspond à un ajustement des points expérimentaux réalisé en modélisant le profil d'intensité des faisceaux par une distribution gaussienne.

A.1.1.d Enregistrements

L'acquisition des signaux de temps de vol est réalisée à l'aide d'une carte d'acquisition analogique (ATMIO-16-E2). Un traitement informatique permet de calculer l'aire des signaux de temps de vol, proportionnelle à la population des sous-niveaux. Ainsi, à chaque désaccord Raman δ_R correspond un nombre d'atomes transférés. La figure (4.4) montre le signal expérimental correspondant à une impulsion Raman $F = 2(m_F = 0) \rightarrow F = 1(m_F = 0)$ de durée $\tau = 0,3$ ms. Chaque point correspond à la population relative de l'état $F = 1(m_F = 0)$ en fonction du désaccord Raman.

A.1.2 Configuration contrapropageante

A.1.2.a Mesure de la température du nuage atomique

Pour mesurer la température du nuage atomique après la phase de mélasse optique, nous utilisons des impulsions Raman sélectives en vitesse, c'est-à-dire contrapropageantes. Chaque signal enregistré est proportionnel au nombre d'atomes de la classe de vitesse sélectionnée. En balayant le décalage Raman δ (figure 4.5), on peut ainsi décrire la distribution de vitesse du nuage atomique initial.

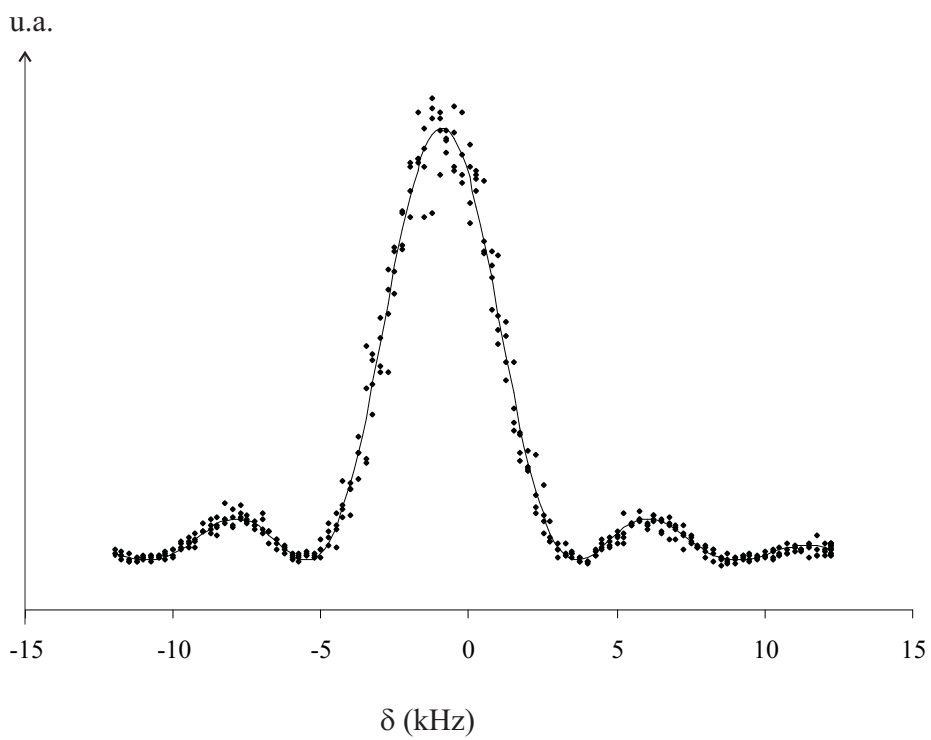


Fig. 4.4 – Transition Raman copropageante de durée $\tau = 0,3$ ms. Le trait plein correspond à l'ajustement par la formule approchée de la probabilité de transition (éq. 4-1) avec comme paramètre $\Omega\tau = 0,89\pi$.

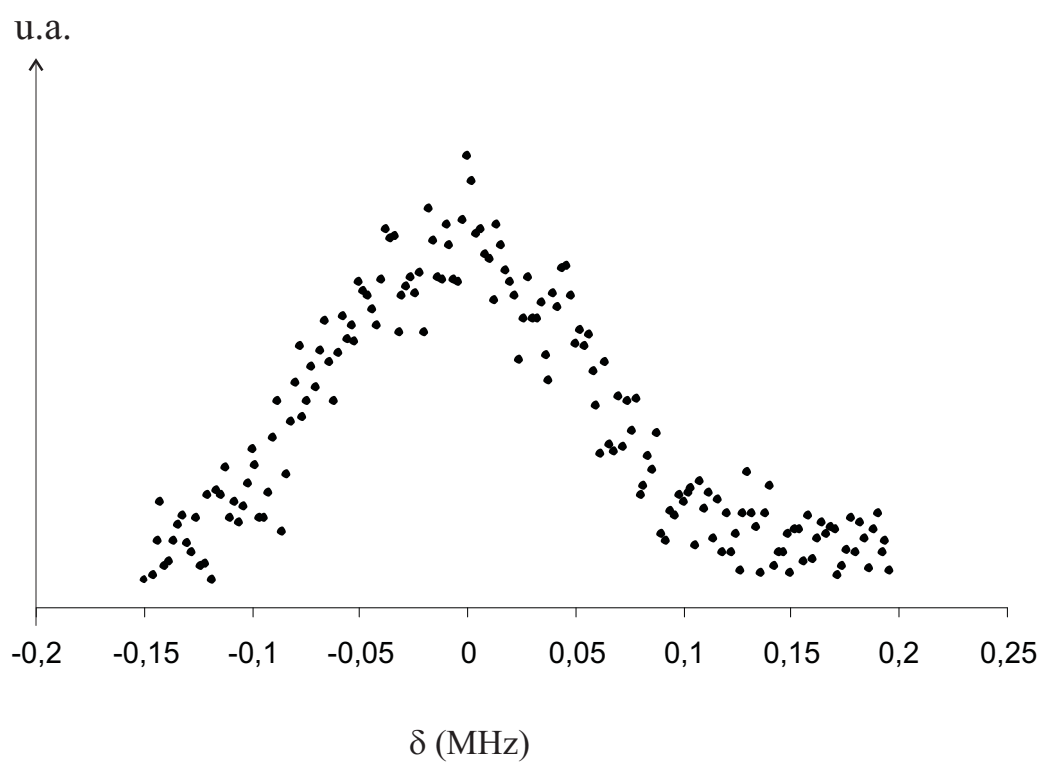


Fig. 4.5 – Mesure de la température du nuage atomique. La demi-largeur à $1/e$ est environ de 55 kHz, ce qui correspond à une température de l'ordre de $5 \mu K$.

La demi-largeur à $1/e$ du signal est de 55 kHz. Cette largeur correspond à une distribution de vitesse de $3,6 v_r$ (soit une température de $4,7 \mu\text{K}$) et confirme ainsi les mesures réalisées par la méthode du temps de vol.

A.1.2.b Faisceau repompeur Zeeman

A l'issue de la phase mélasse, les atomes du niveau $F = 2$ sont équirépartis sur les cinq sous-niveaux hyperfins. Nous avons donc placé un faisceau accordé sur la transition $5S_{1/2}(F = 2) - 5P_{3/2}(F' = 2)$ afin de les repomper vers le niveau $m_F = 0$ (annexe B, fig. 6.1). En effet, en polarisation linéaire, le coefficient de Clebsch-Gordan associé à la transition $m_F = 0 - m_{F'} = 0$ est nul, et les atomes restent piégés dans le sous-niveau $m_F = 0$. Nous avons placé ce faisceau selon l'axe vertical (Oz) polarisé linéairement suivant l'axe (Oy) afin d'être en polarisation π . Il est rétroréfléchi sur un miroir placé sous la cellule, sa puissance est de $500 \mu\text{W}$, son diamètre de 13 mm et sa durée de 0,8 ms.

Nous ne sommes pas parvenus à augmenter le signal du facteur cinq attendu car ce faisceau réchauffe le nuage atomique. Son utilisation permet malgré tout d'augmenter le nombre d'atomes détectés après une transition Raman d'un facteur 2. Cette augmentation du signal est significative, car nous pouvons, de ce fait, allonger d'autant la durée des impulsions Raman et être d'autant plus sélectifs en vitesse.

A.1.2.c Emission spontanée des MOPA

Les MOPA qui fournissent les faisceaux Raman se sont détériorés et la puissance de sortie a nettement diminué en 3 ans. Un autre aspect de cette détérioration est lié à la qualité spectrale des faisceaux. En effet, si le MOPA est mal injecté il apparaît dans le spectre de fréquence du faisceau un large fond d'émission spontanée. Ce fond est responsable de transitions non contrôlées d'émission spontanée et dégrade notablement le rapport signal à bruit.

Pour étudier l'effet de l'émission spontanée, nous avons enregistré le nombre d'atomes "transférés" d'un sous niveau à l'autre, sans asservir les faisceaux Raman, en fonction de la durée de l'impulsion Raman (fig. 4.6). Nous avons alors observé que cette émission spontanée augmente avec le courant d'injection du MOPA. Nous nous plaçons donc au courant minimal correspondant à l'intensité lumineuse nécessaire. L'émission spontanée est liée aux transitions à un photon vers les niveaux excités. Pour tenter de s'en affranchir nous avons placé sur le trajet de chaque faisceau une cellule de rubidium dont nous avons chauffé le queusot à 30°C et le corps à 60°C afin d'absorber le rayonne-

Nombre d'atomes transférés en u.a.

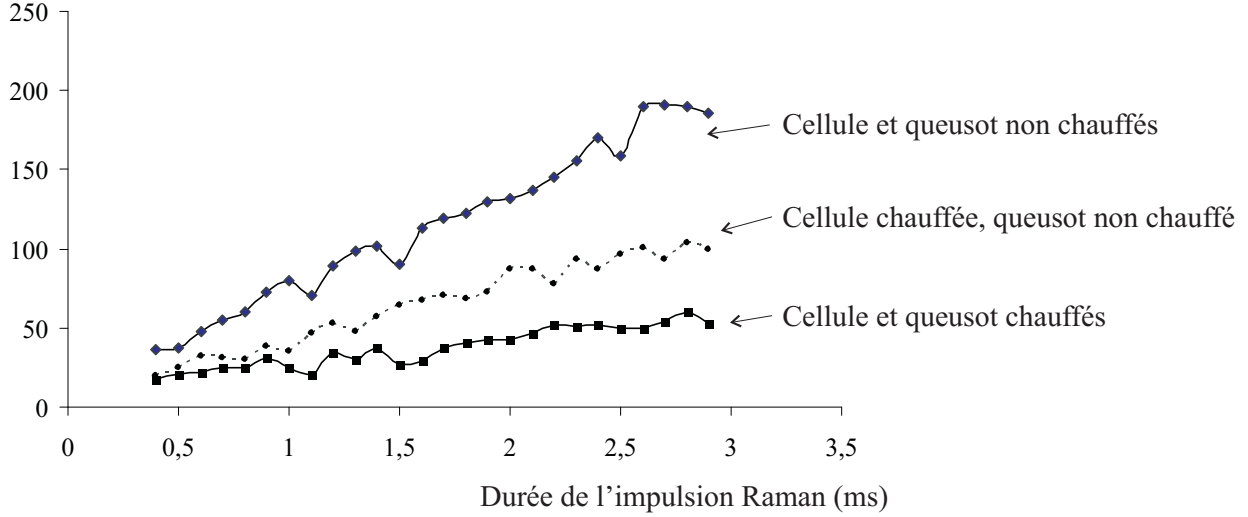


Fig. 4.6 – Nombre d'atomes transférés par émission spontanée en fonction de la durée de l'impulsion Raman. On remarque la décroissance très nette de l'émission spontanée lors de l'ajout d'une cellule de rubidium chauffée sur le trajet du faisceau.

ment résonnant. Nous sommes parvenus à diminuer l'émission spontanée d'un facteur trois ou quatre grâce à l'insertion d'une cellule de rubidium chauffée sur le trajet du faisceau.

A.2 Double impulsion Raman

A.2.1 Séquence temporelle

La sélection puis la mesure de la distribution de vitesse s'effectue par une double impulsion Raman : la première à pulsation δ_{sel} fixée puis la seconde en balayant pas à pas la pulsation $\delta_{mes} = \delta_{sel} + \delta\omega$ pour reconstruire la distribution de vitesse. La séquence temporelle se déroule comme suit (fig. 4.7) : à la fin de la phase mélasse, le champ magnétique directeur est allumé suivant l'axe des faisceaux Raman. Une impulsion du faisceau repompeur Zeeman permet de repomper une partie des atomes dans le sous niveau $m_F = 0$. Ensuite, la première impulsion Raman sélectionne une classe de vitesse. Les atomes non sélectionnés restant dans $F = 2$ sont expulsés à l'aide d'un faisceau "poussoir" résonnant avec la transition $F = 2 - F' = 3$ polarisé circulairement. Puis, la seconde impulsion Raman de mesure a lieu quelques millisecondes plus tard.

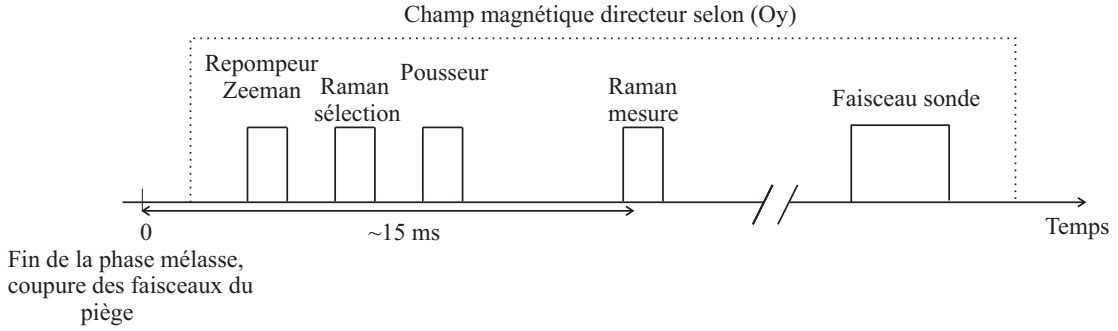


Fig. 4.7 – Séquence temporelle lors de la sélection puis de la mesure d’une classe de vitesse. Après la fin de la phase mélasse et la coupure des faisceaux du piège, une impulsion ($F = 2 - F' = 2$, polarisation π) repompe une partie des atomes vers le sous-niveau hyperfin $m_F = 0$. Puis, la première impulsion Raman de sélection a lieu à une pulsation δ_{sel} . Un faisceau pousseur ($F=2-F'=3$, polarisation σ) éjecte ensuite les atomes non sélectionnés et l’impulsion Raman de mesure a lieu à la pulsation δ_{mes} . Enfin, nous allumons le faisceau sonde ($F = 2 - F' = 3$, polarisation σ) pour détecter les atomes.

A.2.2 Ajustement des courbes

La reconstruction de la distribution de vitesse puis le pointé de la fréquence se font en plusieurs étapes.

Les signaux de temps de vol sont tout d’abord ajustés par la somme de deux exponentielles dont l’aire fournit un signal proportionnel à la population des niveaux hyperfins. Pour chaque valeur de δ_{mes} , le temps de vol fournit un couple de points (fréquence $\delta\omega$, population relative n) qui permet de reconstruire la distribution de vitesse. Ensuite, il faut ajuster la courbe obtenue pour déterminer la fréquence de la transition.

La probabilité $P(t_1, \Omega_1 t_1/2, \delta_R^{2 \rightarrow 1})$ d’effectuer la transition du niveau $F = 2$ vers le niveau $F = 1$ (impulsion Raman de sélection) est une fonction de l’intensité lumineuse, du temps d’interaction, et du désaccord Raman $\delta_R^{2 \rightarrow 1}$ défini pour la première impulsion comme le désaccord entre $(\omega_1 - \omega_2)$ et la transition $|F = 2, p\rangle \rightarrow |F = 1, p + \hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)\rangle$ (paragraphe A.2.2 du chapitre 2) qui s’écrit :

$$\delta_R^{2 \rightarrow 1} = (\omega_1 - \omega_2 + \omega_{SHF}) + 2k(\bar{v}_i^1 - v_r). \quad (4-3)$$

En notant δ_{sel} la quantité $\omega_2 - \omega_1 - \omega_{SHF}$, on obtient alors :

$$\delta_R^{2 \rightarrow 1} = 2k(\bar{v}_f^1 + v_r) - \delta_{sel}$$

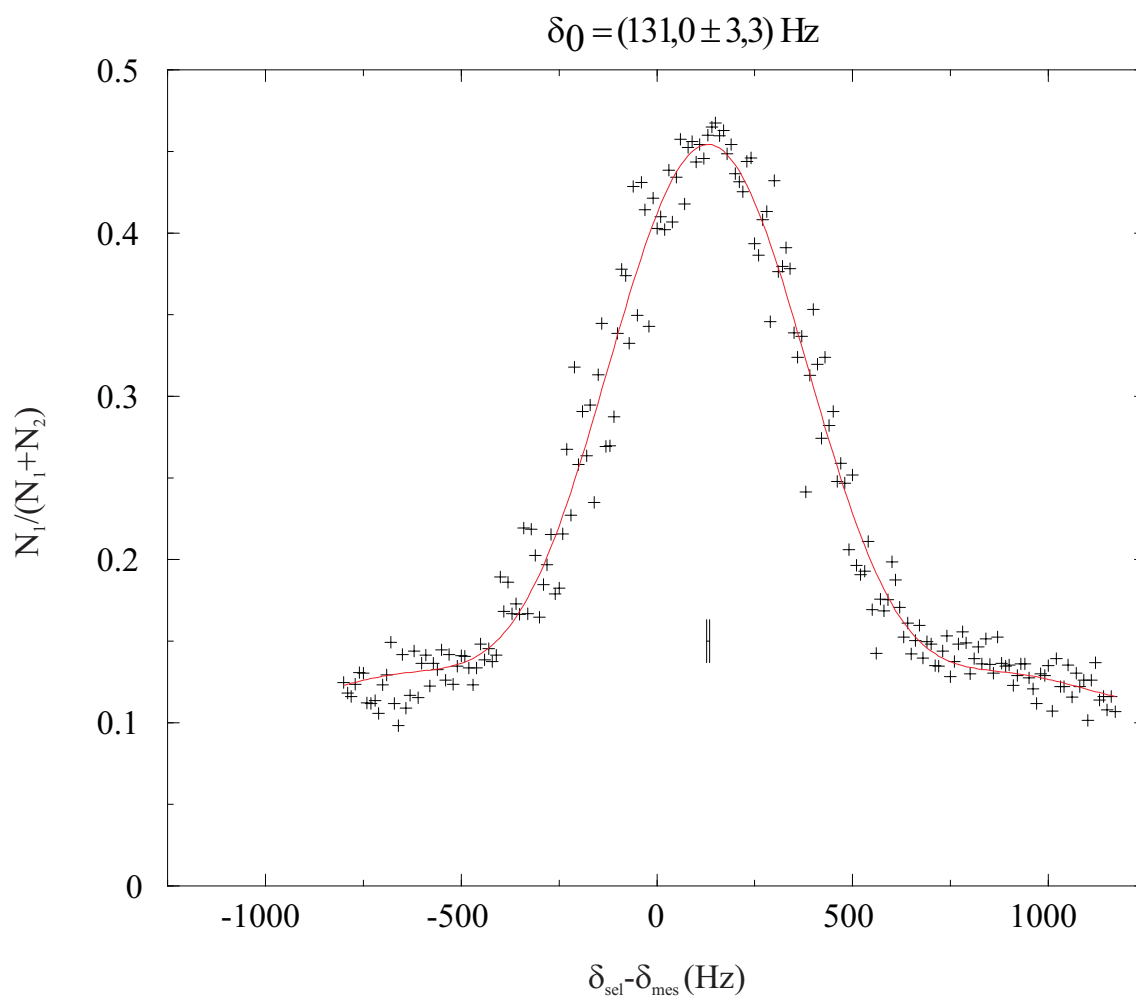


Fig. 4.8 – Mesure d’une classe de vitesse subrecul préalablement sélectionnée. La durée des impulsions Raman de sélection et de mesure est de 1,7 ms. Cela correspond à la sélection et à la mesure d’une distribution de vitesse de largeur $v_r/30$. Le trait plein correspond à l’ajustement des points expérimentaux par la formule (4-8). La raie est centrée à $\delta_0 = 131,0 \pm 3,3 \text{ Hz}$.

où v_r désigne la vitesse de recul, \bar{v}_i^1 la projection suivant l'axe des faisceaux Raman de la vitesse initiale des atomes avant la première impulsion Raman ($\bar{v}_i^1 > 0$ si les atomes se dirigent suivant k_2), $\bar{v}_f^1 = \bar{v}_i^1 - 2v_r$ la vitesse finale après la première impulsion. On note par la suite $\theta_1 = \Omega_1 t_1$ la variable réduite qui lie le temps d'interaction t_1 de la première impulsion à l'intensité lumineuse.

Ensuite, la probabilité $P(t_2, \theta_2/2 = \Omega_2 t_2/2, \delta_R^{1 \rightarrow 2})$ d'effectuer la transition du niveau $F = 1$ vers le niveau $F = 2$ (impulsion Raman de mesure) est une fonction du désaccord $\delta_R^{1 \rightarrow 2}$ défini pour la seconde impulsion selon :

$$\delta_R^{1 \rightarrow 2} = -2k(v_r + \bar{v}_f^1) + \delta_{sel} + \delta\omega \quad (4-4)$$

où $\delta\omega$ représente le décalage de fréquence par rapport à la première transition ($\delta_{mes} = \delta_{sel} + \delta\omega$).

Finalement, la probabilité d'effectuer les deux transitions s'écrit comme le produit de convolution des probabilités d'effectuer chaque transition :

$$P(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dv_f P(t_1, \theta_1, 2k(v_r + \bar{v}_f^1) - \delta_{sel}) \times P(t_2, \theta_2, -2k(v_r + \bar{v}_f^1) + \delta_{sel} + \delta\omega) \quad (4-5)$$

soit en effectuant le changement de variable $X = -\delta_{sel} + 2k(v_r + \bar{v}_f^1)$,

$$P(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dX P(t_1, \theta_1, X) \times P(t_2, \theta_2, -X + \delta\omega) \quad (4-6)$$

On écrit finalement la probabilité de transition décrite au paragraphe (A.2.1) (équation 2-4) en fonction des désaccords X et $X - \delta\omega$ et on obtient un signal proportionnel à l'intégrale I :

$$I(\alpha, \beta, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{\sin^2(\alpha\sqrt{1+x^2})}{1+x^2} \frac{\sin^2(\beta\sqrt{1+(y-x)^2})}{1+(y-x)^2} \quad (4-7)$$

où on a posé $x = X/\Omega$, $y = \delta\omega/\Omega$, $\alpha = \theta_2/2$, $\beta = \theta_1/2$.

Le calcul numérique de cette intégrale est relativement long à cause de ses bornes infinies. Benoît Grémaud a donc transformé cette intégrale en somme de plusieurs intégrales aux bornes finies afin de diminuer considérablement le temps de calcul numérique. L'expression des intégrales est donnée dans l'annexe (F).

Finalement, on ajuste le signal expérimental par la fonction

$$\mathcal{S}^{exp}(\delta\omega) = a + bI\left(\theta, \frac{\delta\omega + \delta_0}{\Omega}\right), \quad (4-8)$$

où on pose $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ (situation correspondant à notre expérience), et où δ_0 est la fréquence du centre de la raie. L'ajustement se fait donc sur les cinq paramètres $(a, b, \delta\omega, \delta_0, \theta)$ par la méthode des moindres carrés. Le principe est de minimiser la fonction

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N (\mathcal{S}_i^{exp} - \mathcal{S}_{théo}(a_i, b_i, \delta\omega_i, \delta_{0i}, \theta_i))^2, \quad (4-9)$$

où N est le nombre de points de mesure ([43]). Lorsque le minimum est atteint, le programme informatique calcule la matrice de covariance (dérivée seconde de χ^2) à l'aide du Jacobien J de la fonction \mathcal{S} (c'est-à-dire les dérivées partielles $\partial\mathcal{S}/\partial\alpha$ pour chaque paramètre α). Cette matrice nous permet alors d'obtenir l'écart type associé à chaque paramètre en prenant la racine carrée de l'inverse de ses éléments diagonaux.

La figure (fig. 4.8) montre un exemple d'enregistrement sans oscillation de Bloch. Il s'agit donc simplement de la sélection et de la mesure d'une classe de vitesse de largeur égale à $v_r/30$.

A.2.3 Décalage du centre de la raie

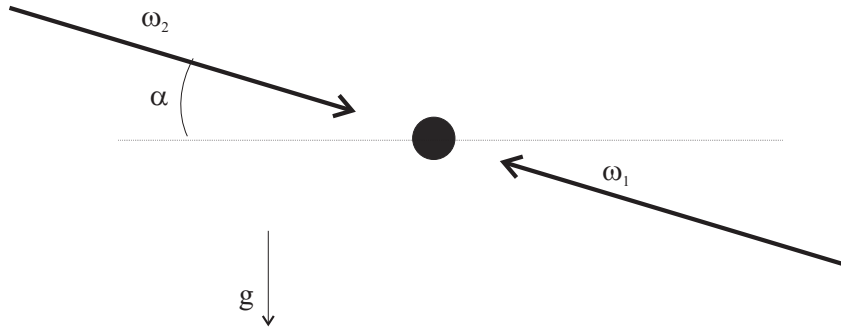


Fig. 4.9 – Du fait de l'effet Doppler, l'atome en chute libre voit une fréquence ω_1 supérieure à la valeur programmée et une fréquence ω_2 inférieure. La fréquence de battement ($\omega_2 - \omega_1$) apparaît donc inférieure à celle programmée et le centre de la raie est décalé vers les δ négatifs.

Nous remarquons sur les courbes obtenues que les transitions ne sont pas nécessairement centrés sur la valeur $\delta_{mes} - \delta_{sel}$ égale à zéro. Ce décalage supplémentaire provient de la mauvaise horizontalité des faisceaux (fig. 4.9). En effet, supposons que les faisceaux Raman ne soient pas parfaitement horizontaux. Les atomes en chute libre sont accélérés par la gravité et ils voient une fréquence, décalée par effet Doppler, différente entre les deux impulsions Raman. Prenons un atome soumis à une onde légèrement

montante de fréquence ω_1 et une seconde contrapropageante de fréquence ω_2 , chacune faisant un angle α avec l'horizontale. La variation de fréquence associée à l'effet Doppler lors de la chute libre de l'atome s'écrit $\Delta\nu = 2 \times \alpha \times g\Delta T \times 1/\lambda$, où ΔT désigne le temps entre les deux impulsions Raman. Pour un angle de 1 milliradian et une durée entre les impulsions de 10 ms par exemple, le décalage est de 250 Hz.

Nous avons étudié la variation du décalage de fréquence induit en fonction de l'angle. En faisant varier l'angle des faisceaux avec l'horizontale, nous avons mesuré le décalage de fréquence induit sur la transition. Ce décalage s'annule pour un angle que l'on considérera ensuite comme l'angle nul (par rapport à l'horizontale) puis le décalage de fréquence change de signe lorsque l'inclinaison des faisceaux s'inverse. Nous nous sommes arbitrairement placés à l'angle correspondant au décalage de fréquence nul entre les deux impulsions Raman. Cependant nous n'avons pas reconduit ce réglage de manière très précise par la suite. En effet, la grandeur pertinente est la variation de la fréquence centrale de la transition Raman de mesure avec et sans l'accélération cohérente. Or, les temps de chute libre entre les deux configurations étant identiques, les décalages induits s'annulent.

B Accélération des atomes en géométrie horizontale

B.1 Première génération d'expérience : MOPA

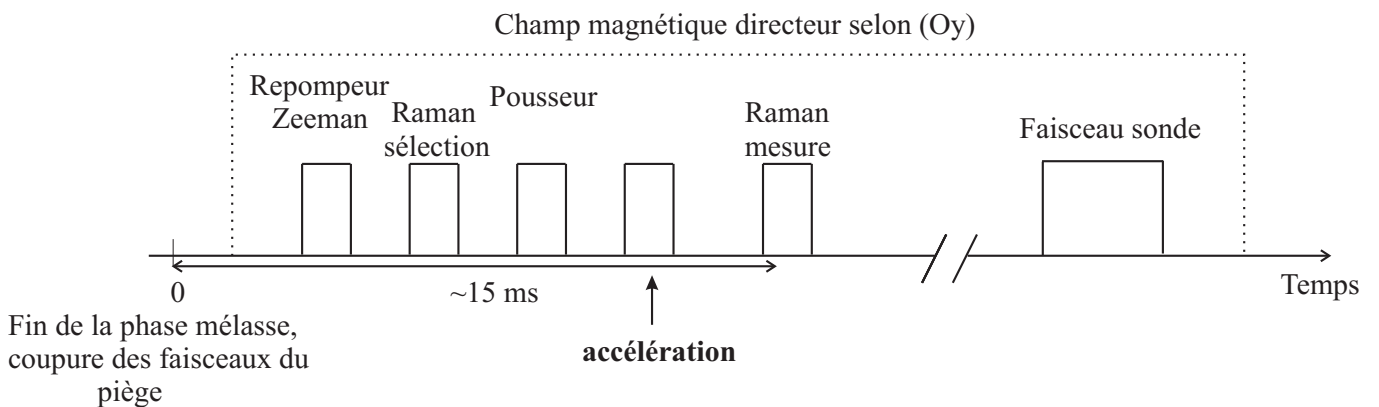


Fig. 4.10 – Pour la phase d'accélération de la classe de vitesse sélectionnée, l'onde de Bloch est allumée entre les deux impulsions Raman de sélection et de mesure.

Nous interposons à présent la phase d'accélération des atomes entre les deux impul-

sions Raman de sélection et de mesure (fig. 4.10). Ceci correspond à la configuration d'enregistrement de spectres servant à la mesure de h/M .

B.1.1 Chaîne de fréquence Raman-Bloch

Les différentes phases de l'expérience (impulsions Raman et Bloch) nécessitent un contrôle précis des fréquences. La chaîne de fréquence que nous avons mise au point permet de piloter les fréquences RF des modulateurs acousto-optiques placés sur le trajet de ces faisceaux.

L'expérience utilise deux chaînes de fréquence. La première pilote la boucle à verrouillage de phase et détermine par conséquent l'écart de fréquence des deux lasers Raman. Elle a été décrite au paragraphe (B.2) du chapitre 3. Rappelons ici que cette fréquence est ajustable à l'aide d'un synthétiseur DS 345 placé dans la boucle à verrouillage de phase. On le note SRS1. La seconde chaîne gère les fréquences RF des MAO des faisceaux servant à réaliser les oscillations de Bloch.

La fréquence de base de cette seconde chaîne est 80 MHz (fig. 4.11). Elle est générée par une multiplication de fréquence par 8 du quartz de référence à 10 MHz.

Le signal à 80 MHz est séparé en deux.

Une partie est envoyée sans modification de fréquence vers un diviseur 50/50 qui commande le MAO1 (sur le trajet du faisceau Raman1, voir (fig. 3.10) chapitre 3) et le MAO3 (faisceau Raman2) via un sommateur (Σ).

L'autre partie du signal à 80 MHz sert aux MAO2 et MAO3 qui sont placés sur le trajet des faisceaux Bloch. Nous séparons donc le signal de nouveau en deux (Cpl Bloch). Une partie est envoyée vers le MAO3 par l'intermédiaire du sommateur (Σ).

La séquence finale envoyée au MAO3 est donc obtenue en sommant ce signal et celui issu du diviseur 50/50. Ainsi, lorsqu'une impulsion Raman est envoyée (interrupteur fermé), la partie RF Bloch est éteinte (atténuation de l'atténuateur maximale) et le MAO3 ne perçoit que la RF Raman2 issue du diviseur 50/50. Inversement lors d'une impulsion Bloch, la RF Raman est éteinte (interrupteur ouvert) et la sortie du sommateur est égale à la RF Bloch (fig. 4.12).

Ensuite, la dernière partie de la chaîne permet de balayer linéairement l'écart de fréquence entre les deux MAO Bloch (MAO2 et MAO3). Cette variation linéaire est réalisée par un second synthétiseur Stanford Research DS 345. Ce synthétiseur, noté SRS2, est réglé pour fournir une fréquence de 15 MHz. Ensuite, il génère une rampe linéaire de fréquence puis revient à sa valeur initiale de 15 MHz. Afin de l'insérer dans

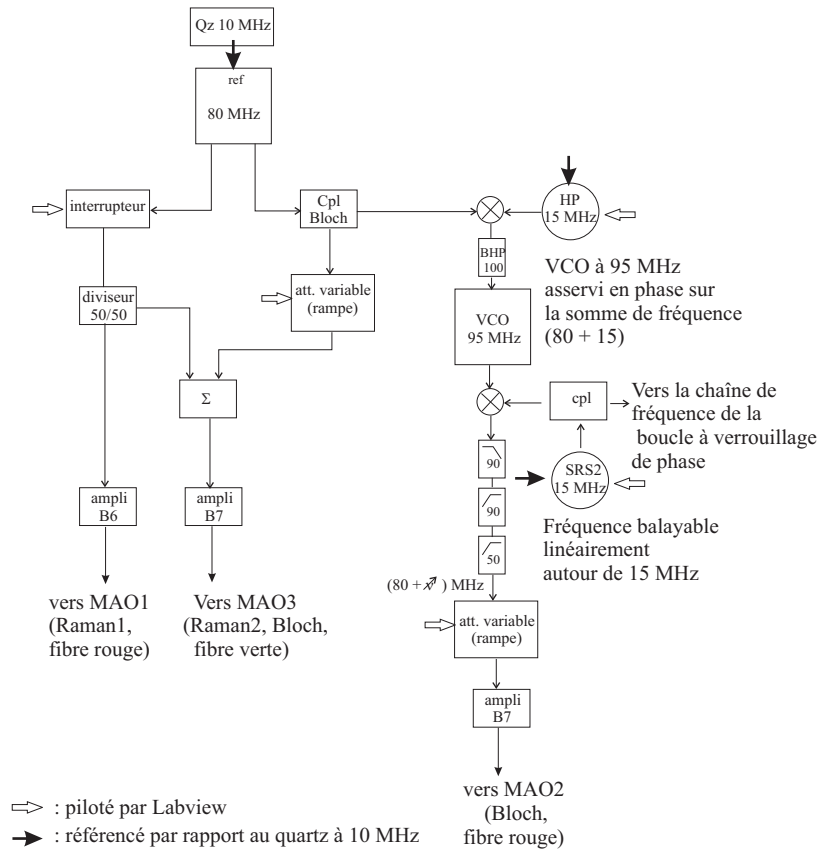


Fig. 4.11 – Chaîne de fréquence qui alimente les modulateurs acousto-optiques (MAO) placés sur les trajets des faisceaux Raman et Bloch. Les MAO sont tous alimentés par une onde RF à 80 MHz asservie en phase sur un quartz à 10 MHz ultrastable. Pour alimenter les MAO1 et MAO3 placés sur le trajet des faisceaux Raman 1 et Raman 2 (voir fig.3.10), une partie du signal à 80 MHz est prélevée puis séparée en deux à l'aide d'un diviseur 50/50. Une partie est envoyée directement au MAO1 et la seconde est envoyée au MAO3 via un sommateur (Σ). Pour les MAO2 et MAO3 placés sur le trajet des faisceaux Bloch, une seconde partie du signal à 80 MHz est prélevée avant d'être de nouveau séparée en deux à l'aide d'un coupleur. L'une des voies est envoyée à travers un sommateur au MAO3. L'autre voie est balayée en fréquence à l'aide d'une somme puis d'une différence de fréquences issues de deux synthétiseurs. Le second synthétiseur (SRS2) permet de faire varier linéairement la fréquence entre les deux MAO des faisceaux de Bloch. Notons enfin que deux boîtiers permettant d'atténuer lentement la puissance RF (att.variable (rampe)) ont été placés sur les trajets des ondes alimentant les MAO de Bloch (MAO2 et MAO3) afin d'allumer les faisceaux de manière adiabatique.

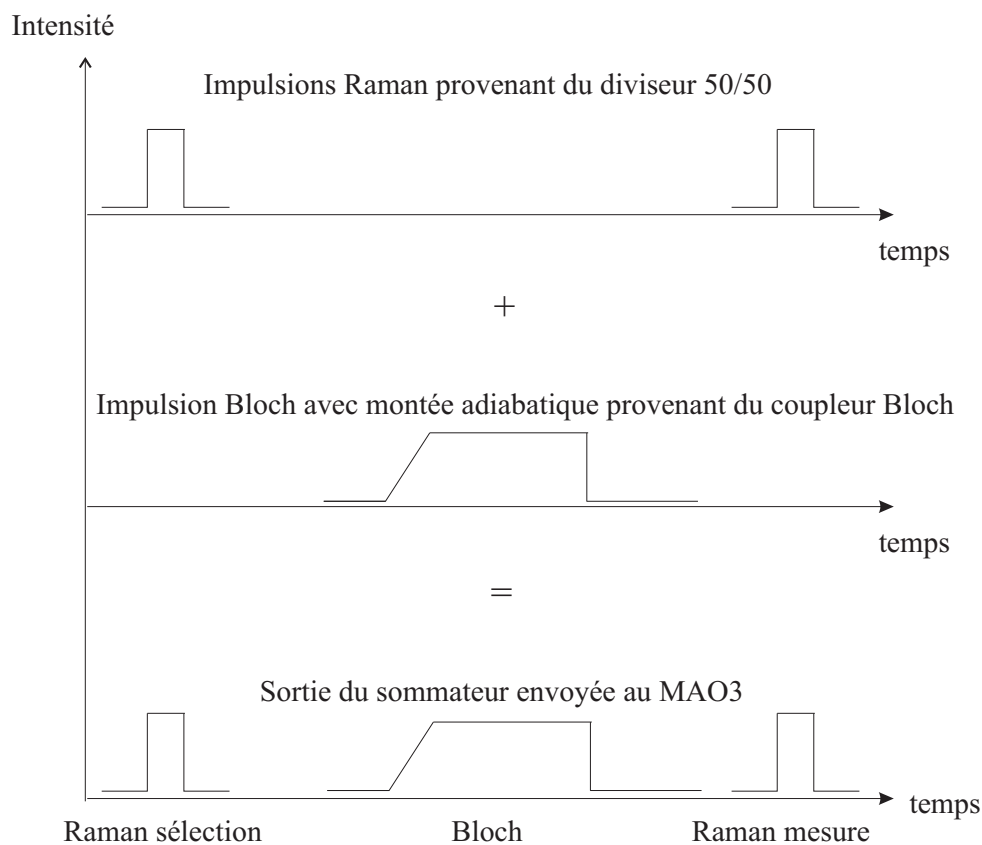


Fig. 4.12 – Séquence temporelle de l'intensité des impulsions envoyées au MAO3. En haut sont représentées les impulsions Raman de sélection puis de mesure déclenchées par une double impulsion TTL sur l'interrupteur de la figure (4.11). Au-dessous est représentée l'impulsion Bloch déclenchée par une impulsion TTL sur l'atténuateur variable (fig. 4.11). Après le sommateur, la séquence d'impulsions envoyée au MAO3 a l'allure présentée sur la figure du bas.

la chaîne de fréquence, nous sommes une première fois le signal à 80 MHz avec un synthétiseur réglé pour une fréquence fixe de 15 MHz (synthétiseur HP). Nous obtenons un signal à 95 MHz. Un VCO à 95 MHz est asservi en phase sur ce signal. Ensuite, nous retranchons à ce signal la fréquence balayable issue du SRS2. Nous obtenons alors une fréquence à 80 MHz que l'on peut faire varier linéairement. Cette partie de la chaîne de fréquence est envoyée vers le MAO2. Au final, nous obtenons bien deux fréquences à 80 MHz pour les MAO de Bloch dont l'écart peut varier linéairement, ces deux fréquences étant par ailleurs asservies en phase l'une sur l'autre.

La séquence temporelle des fréquences n'est toutefois pas si simple. En effet, nous devons effectuer une première transition Raman à une fréquence ν_{sel} déterminée par le SRS1 de la chaîne de fréquence de la boucle à verrouillage de phase (BVP, fig. 3.9). Puis nous accélérons les atomes en balayant la fréquence de l'onde stationnaire de $\Delta\nu_{acc}$ à l'aide du SRS2 de la chaîne de fréquence Raman-Bloch. Enfin nous voulons mesurer la vitesse finale des atomes à la fréquence $\nu_{sel} + \delta\nu_{acc}$ de nouveau avec le SRS1 de la chaîne de la boucle à verrouillage de phase. Or, il n'est pas possible de reprogrammer la fréquence de ce synthétiseur au sein d'une même séquence. La configuration expérimentale est alors la suivante. On place en sortie du SRS2 un coupleur qui envoie une partie du signal vers la chaîne Raman-Bloch et l'autre vers un multiplexeur (figure 4.13).

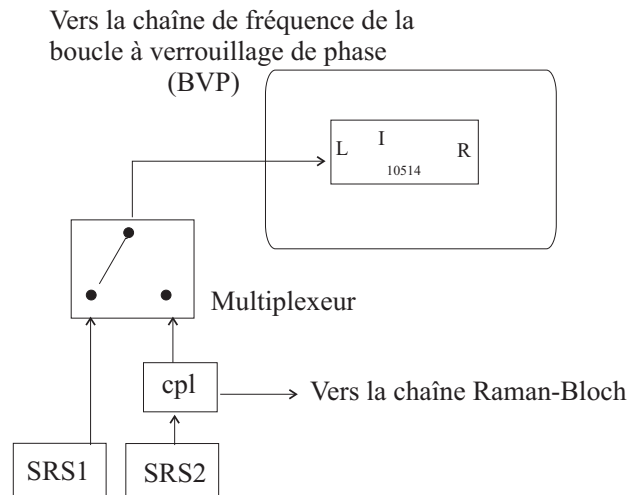


Fig. 4.13 – Un multiplexeur permet de sélectionner l'un ou l'autre des deux SRS au sein de la chaîne de fréquence de la boucle à verrouillage de phase (BVP).

Dans un premier temps, c'est le SRS2 qui est branché sur la chaîne de fréquence

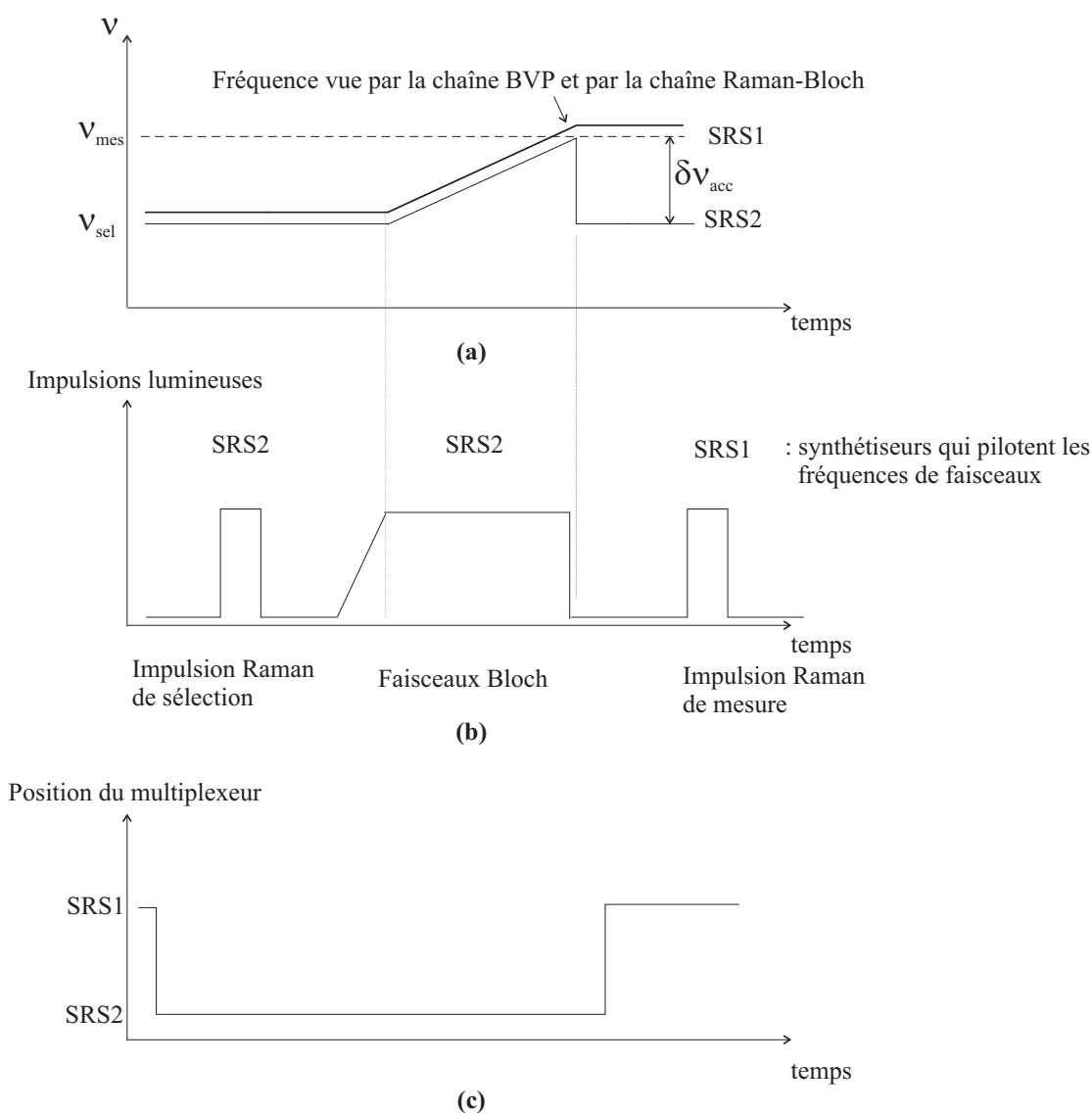


Fig. 4.14 – Séquence temporelle des fréquences des impulsions Raman et Bloch. La figure (a) représente les fréquences des synthétiseurs SRS1 et SRS2 au cours du temps. La figure (b) représente la séquence temporelle des impulsions créées à la sortie du MAO3. La figure (c) représente la position du multiplexeur qui indique le synthétiseur vu par la chaîne de fréquence de la boucle à verrouillage de phase. Finalement, les atomes voient la fréquence dessinée à l'aide du trait en gras sur la figure (a) avec les impulsions lumineuses dessinées sur la figure (b). La première impulsion Raman de sélection a lieu à la fréquence ν_{sel} , pendant la phase d'accélération la fréquence est balayée de $\delta\nu_{acc}$, puis l'impulsion Raman de mesure a lieu à la fréquence $\nu_{mes} = \nu_{sel} + \delta\nu_{acc}$.

BVP (figure 4.14). Sa fréquence est de 15 MHz. Le SRS1 est programmé à une fréquence $\nu_{sel} + \delta\nu_{acc}$ mais n'est pas utilisé. La première impulsion Raman peut donc avoir lieu à la fréquence ν_{sel} désirée en choisissant la fréquence adéquate sur le synthétiseur Marconi 2023 de la chaîne BVP. Ensuite les faisceaux Bloch sont allumés adiabatiquement. Lorsque leur intensité atteint sa valeur maximale, une impulsion TTL de la carte compteur déclenche le balayage de fréquence du SRS2. L'accélération a lieu. Juste avant la fin du balayage de fréquence, les faisceaux Bloch sont éteints. Une autre impulsion TTL aiguille le multiplexeur sur le SRS1. La seconde impulsion Raman peut avoir lieu à la fréquence $\nu_{sel} + \delta\nu_{acc}$ programmée au départ.

B.1.2 Paramètres expérimentaux

B.1.2.a Potentiel lumineux

Dans cette première génération d'expériences, la puissance disponible pour les oscillations de Bloch était d'environ 40 mW par faisceau. Avec un waist de 4 mm, l'intensité maximale de chaque faisceau est de

$$I = \frac{2P}{\pi w_0^2} = 159 \text{ mW/cm}^2.$$

Le désaccord des faisceaux Raman et Bloch étant de 60 GHz, le potentiel lumineux V_0 est de 18,1 kHz, c'est-à-dire $4,8 E_R/h$.

B.1.2.b Préparation d'un état de Bloch $|n = 0, q = 0\rangle$

Le critère d'adiabaticité (paragraphe B.4.3.c du chapitre 2) impose de brancher les faisceaux de Bloch avec un temps de montée $T \gg \hbar V_0 / (32\sqrt{2}E_R^2)$. Avec un potentiel de $5E_R$, cette condition s'écrit $T \gg 5 \mu\text{s}$. Expérimentalement, les faisceaux de Bloch sont allumés en $300 \mu\text{s}$, ce qui remplit très largement le critère d'adiabaticité.

B.1.2.c Accélération critique

L'accélération critique s'exprime selon la formule (2-97). Le paramètre a_0 vaut 278 ms^{-2} pour le rubidium 87 et l'accélération critique dans ces conditions est d'environ 314 ms^{-2} . Pour contrôler nos données, nous évaluons l'accélération critique expérimentalement. Pour cela, nous effectuons N oscillations de Bloch en un temps T variable. La formule de Landau-Zener donne alors la proportion r d'atomes effectuant N transitions lorsque l'accélération vaut a :

$$r = (1 - e^{-a_c/a})^N$$

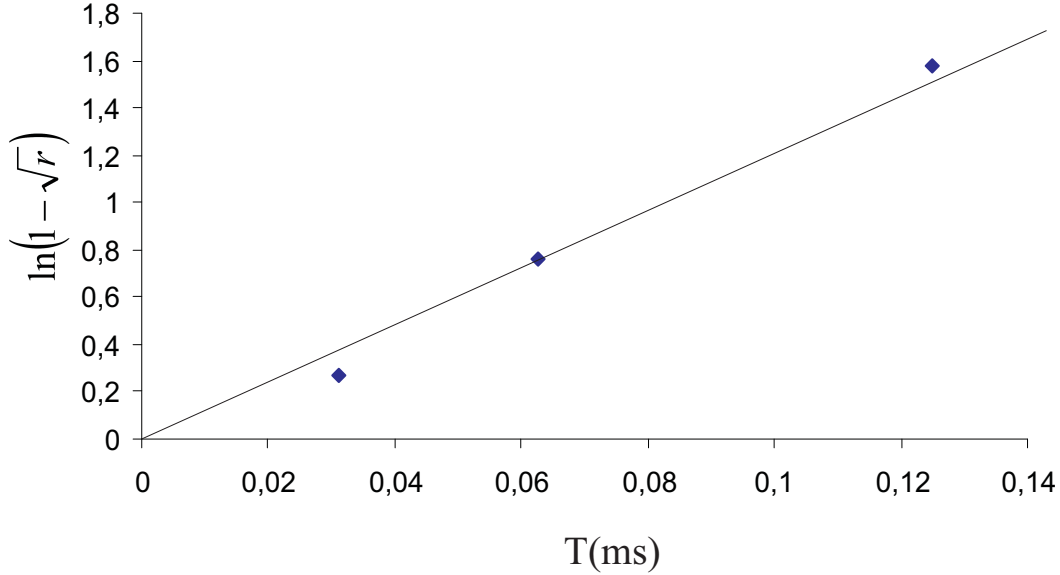


Fig. 4.15 – Détermination expérimentale de l'accélération critique

Dans le cas particulier où l'on effectue 2 oscillations pendant un temps T , cette formule peut être inversée, et on obtient :

$$a_c = -\frac{4v_r}{T} \ln(1 - \sqrt{r})$$

La figure (4.15) présente les résultats pour deux oscillations. La pente de la droite est de $12,9 \text{ s}^{-1}$ soit une accélération critique de 304 ms^{-2} qui conforte l'estimation faite à l'aide de l'intensité des faisceaux.

B.1.3 Premiers signaux expérimentaux

L'accélération cohérente du nuage atomique peut se faire dans un sens ou dans l'autre suivant le signe du balayage de la fréquence. Ainsi nous doublons le nombre d'oscillations de Bloch disponible. Nous avons donc effectué une première série d'enregistrements en transférant 6 ou 8 $\hbar k$ suivi de -6 ou -8 $\hbar k$. Les spectres présentés sur la figure (4.16) sont obtenus pour une accélération "négative" en transférant -2, -4, -6, -8 $\hbar k$.

Nous remarquons que l'amplitude du signal chute lorsque l'on effectue quatre oscillations. A partir de cinq oscillations, il devient presque inexistant puis disparaît pour

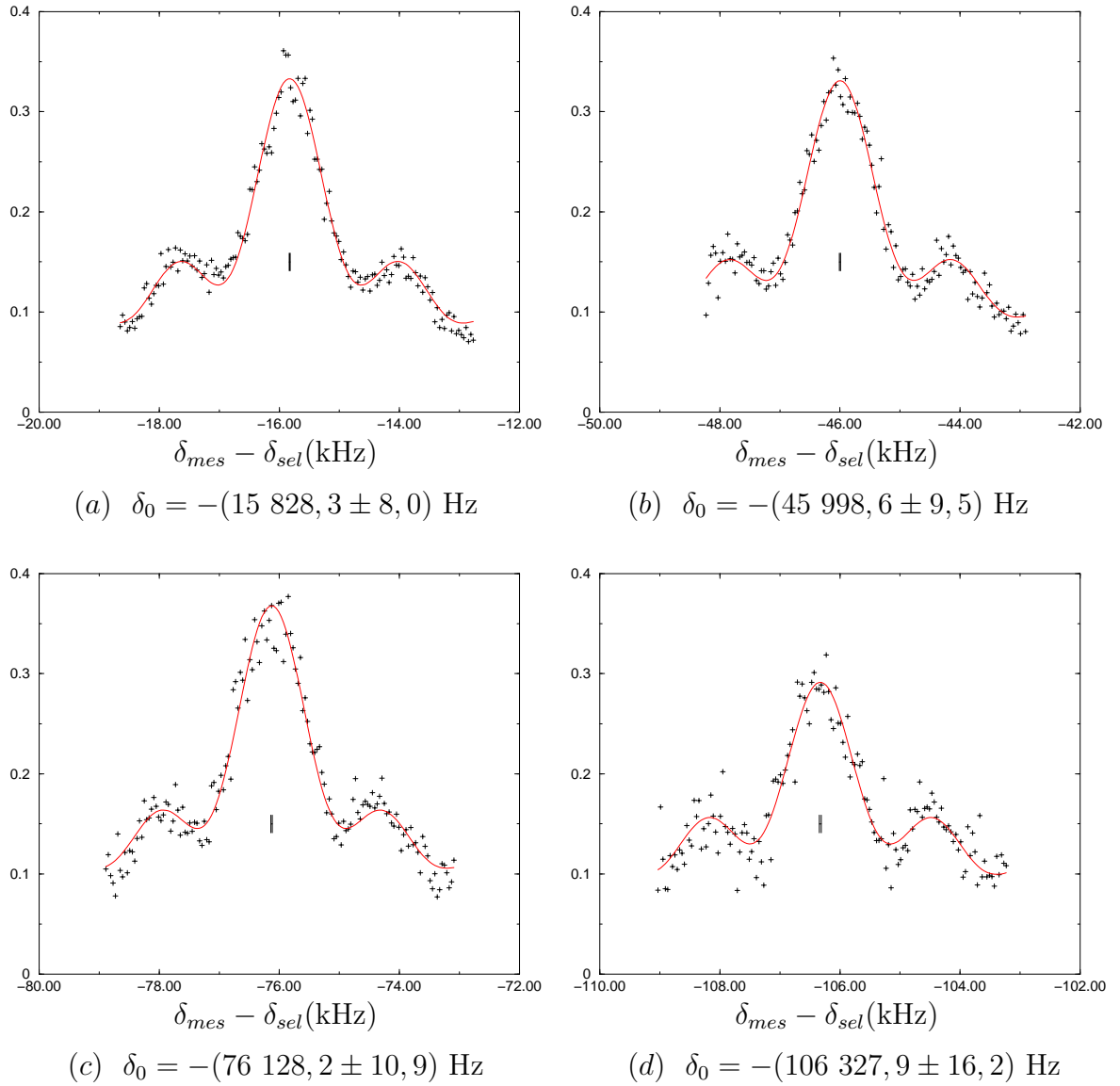


Fig. 4.16 – Spectres après (a) 1 oscillation (b) 2 oscillations (c) 3 oscillations (d) 4 oscillations

un nombre d'oscillations supérieur. Ceci s'explique très bien. Lorsque les atomes sont accélérés pour cinq oscillations par exemple, leur vitesse passe de 0 à $10 v_r$. Ensuite, ils sont en chute libre et suivent une trajectoire balistique. Or, la zone de travail est séparée de la zone de détection par une croix ultravide de diamètre 10 mm. La distance de la croix au centre du piège est de 6 cm, le temps de chute jusqu'à la croix est environ de 100 ms, la distance parcourue par les atomes transversalement est donc de 6 mm ; les atomes ne peuvent pas atteindre la zone de détection !

Nous avons alors trouvé une alternative à cette limitation stricte du nombre d'oscillations en accélérant puis en décélérant les atomes comme nous allons le voir dans la partie ci-dessous.

B.2 Deuxième génération d'expérience : laser Ti-Sa et double accélération

Le principe de cette double accélération est de décélérer les atomes après les avoir accélérés une première fois avant l'impulsion Raman de sélection. Ils sont ainsi quasiment arrêtés avant la seconde impulsion Raman et tombent ensuite à leur verticale. Nous pouvons alors effectuer un plus grand nombre d'oscillations. De plus, les faisceaux Bloch sont désormais réalisés à partir d'un laser Ti-Sa afin de découpler les impulsions Raman des impulsions Bloch et de disposer d'une intensité plus importante.

B.2.1 Chaîne de fréquence de la double accélération

La chaîne de fréquence Raman-Bloch pilote désormais quatre modulateurs acousto-optiques (fig. 3.13).

Le schéma de la chaîne de fréquence (fig. 4.17) reprend partiellement celui évoqué auparavant sur la figure (4.11). Les quelques modifications sont destinées à découpler les signaux radiofréquences envoyés aux modulateurs acousto-optiques Raman ou Bloch.

Pour la partie Raman, la sortie du diviseur 50/50 est envoyée aux MAO1 et MAO2 destinés aux faisceaux Raman 1 et 2. Il n'y a plus de sommateur.

Pour la partie Bloch, une sortie du "coupleur Bloch" est envoyée directement au MAO4, la seconde reste identique au schéma précédent et est envoyée vers le MAO3.

Le principal changement a lieu au niveau des synthétiseurs de fréquence. Nous avons besoin de créer un double balayage linéaire de fréquence. Nous reprenons le précédent schéma (figure (4.14)) auquel nous ajoutons un balayage linéaire de fréquence du SRS1

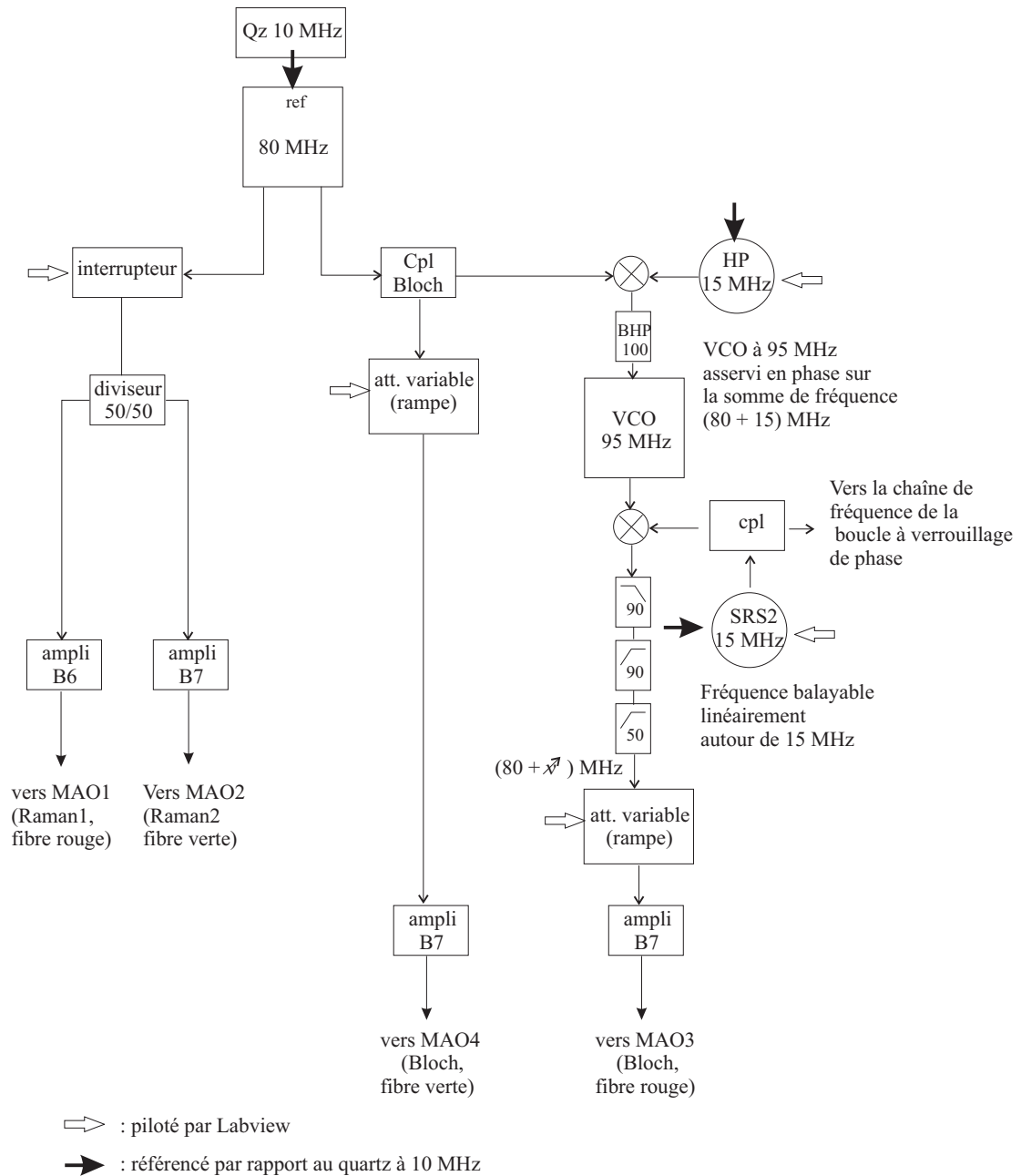


Fig. 4.17 – Chaîne de fréquence qui alimente les modulateurs acousto-optiques placés sur les trajets des faisceaux Raman et Bloch lorsque les faisceaux Bloch sont créés par le laser Ti-Sa. Une partie du signal à 80 MHz de référence est prélevée puis séparée en deux par un diviseur 50/50 avant d'être envoyée aux MAO1 et MAO2 placés sur le trajet des faisceaux Raman 1 et Raman 2. La seconde partie du signal à 80 MHz sert aux faisceaux Bloch. Elle est partagée en deux par un coupleur. Une partie est envoyée directement au MAO4, la seconde est balayée linéairement en fréquence (de la même manière que lors de la simple accélération) avant d'être envoyée au MAO3. Deux atténuateurs variables ont aussi été placés sur le trajet des ondes RF destinées aux faisceaux Bloch afin de pouvoir allumer les faisceaux adiabatiquement.

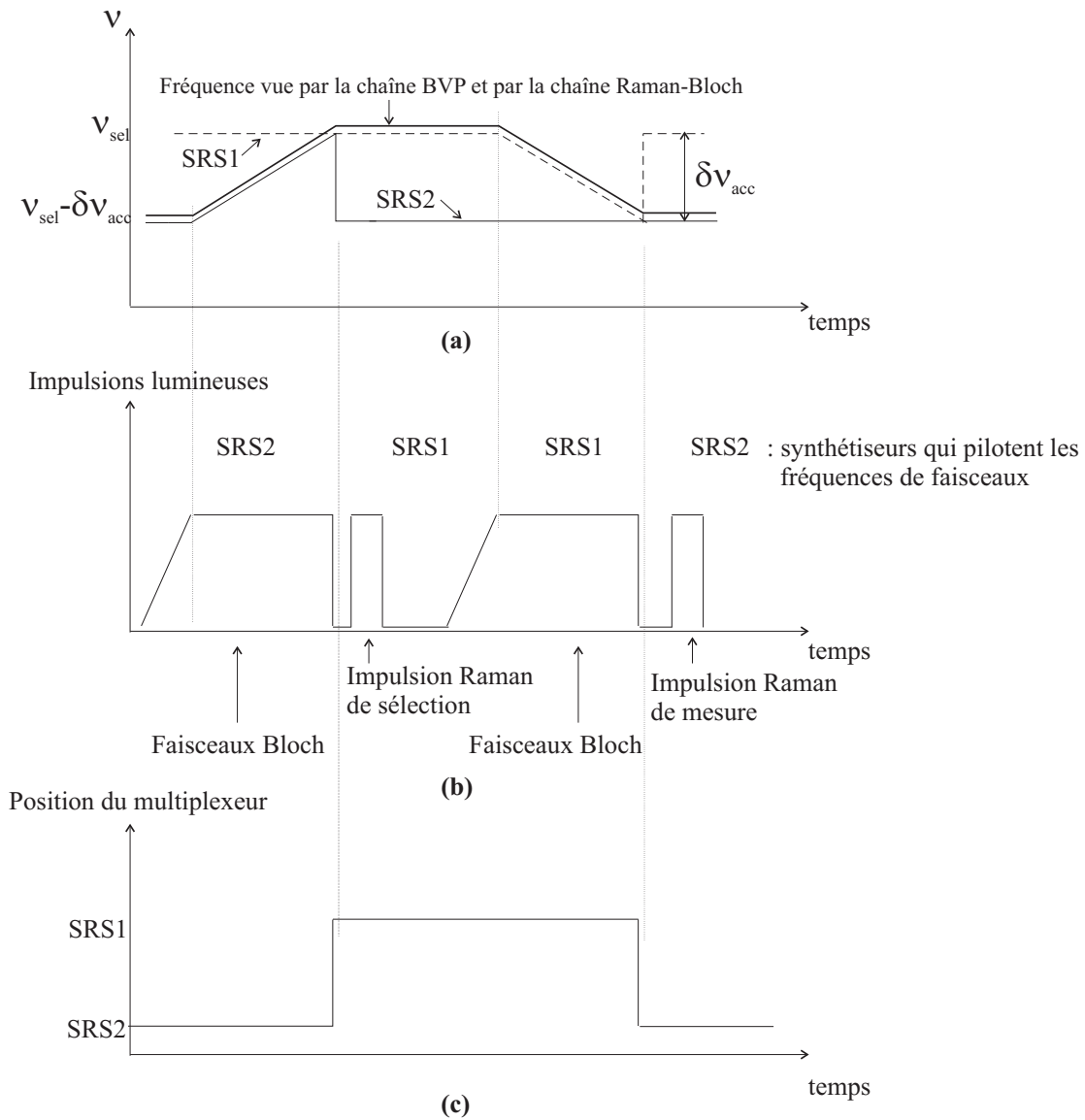


Fig. 4.18 – Séquence temporelle des fréquences des impulsions Raman et Bloch dans le cas de la double accélération. Les synthétiseurs SRS1 et SRS2 génèrent des balayages linéaires de fréquence identiques mais de sens opposés (fig (a)). La figure (b) montre les impulsions lumineuses vues par les atomes. La figure (c) représente la position du multiplexeur qui indique la fréquence vue par les atomes (trait gras de la figure (a)). La séquence est la suivante : la première phase d'accélération est réalisée par le balayage de fréquence du SRS2. On applique ensuite l'impulsion Raman de sélection à la fréquence ν_{sel} du SRS1, puis la deuxième phase d'accélération est réalisée par le balayage de fréquence du SRS1. Enfin, l'impulsion Raman de mesure a lieu à la fréquence $\nu_{mes} = \nu_{sel} - \delta\nu_{acc}$ du SRS2.

dans le sens opposé à celui effectué par le SRS2 (fig. 4.18).

Dans un premier temps, le multiplexeur est orienté vers le SRS2. La fréquence de celui-ci est $\nu_{sel} - \delta\nu_{acc}$. Les faisceaux de Bloch sont allumés adiabatiquement puis le SRS2 génère un balayage de fréquence de $\nu_{sel} - \delta\nu_{acc}$ à ν_{sel} . A la fin de ce balayage, le multiplexeur est orienté vers le SRS1 dont la fréquence est programmée à ν_{sel} et la fréquence du SRS2 revient à sa valeur initiale. L'impulsion Raman de sélection a lieu après l'accélération à la fréquence du SRS1 c'est-à-dire ν_{sel} . Ensuite, le SRS1 génère un balayage de fréquence identique au précédent mais dans le sens opposé. Sa fréquence passe de ν_{sel} à $\nu_{sel} - \delta\nu_{acc}$ puis revient à sa valeur initiale. A la fin de l'accélération, le multiplexeur est orienté vers le SRS2, l'impulsion Raman de mesure peut avoir lieu à la fréquence correspondant à la vitesse du nuage d'atomes. Ainsi, nous parvenons bien à accélérer le nuage atomique entre les deux impulsions Raman, tout en leur communiquant une vitesse nulle pour leur permettre d'atteindre la zone de détection.

B.2.2 Paramètres expérimentaux

Nous avons effectué une série d'enregistrements au mois de mars 2003 qui a conduit à une première détermination de la constante de structure fine. Les premières mesures ont été réalisées sur l'atome de rubidium 87. Nous décrivons ici les conditions expérimentales correspondantes.

B.2.2.a Séquence temporelle

Le tableau ci-dessous détaille la chronologie des différentes impulsions qui interviennent lors d'une séquence. Le temps $t = 0$ correspond à la coupure du gradient de

champ magnétique du piège magnéto-optique.

	début de l'impulsion (ms)	durée de l'impulsion (ms)
coupure des faisceaux du piège	24,34	
champ magnétique directeur	24,34	
repompeur Zeeman	25,34	0,3
1ère impulsion Bloch (intensité)	25,54	4,36
switch SRS2/SRS1	29,884	9,476
impulsion Raman de sélection	31	1,7
Faisceau pousseur	33,04	1,7
2ème impulsion Bloch (intensité)	35	4,36
impulsion Raman de mesure	39,5	1,7

B.2.2.b Longueur d'onde des lasers Raman

Le laser Raman 2 est asservi sur le pic numéro 256383 du Fabry-Perot que nous avons étalonné dont la fréquence est

$$\nu_{pic_2} = 383\,895\,232 \text{ MHz}, \quad (4-10)$$

à laquelle nous retranchons 3×80 MHz des acousto-optiques. Finalement, la fréquence du laser Raman 2 est

$$\nu_{R_2} = 383\,894\,992 \text{ MHz}, \quad (4-11)$$

La fréquence du laser Raman 1 est :

$$\nu_{R_1} = 383\,888\,157,8 \text{ MHz} \quad (4-12)$$

La fréquence de la raie D_2 mesurée par J. Hall ([42]) est de

$$\nu_{D_2}(F = 2 - F' = 3) = 384\,228\,115,2 \text{ MHz}. \quad (4-13)$$

Le décalage Δ par rapport à la résonance pour le laser Raman 2 est donc de $\Delta = 333$ GHz.

B.2.2.c Longueur d'onde des lasers Bloch

Le laser Ti-Sa est asservi sur le pic numéro 256540. Sa fréquence est

$$\nu_{pic_{Bloch}} = 384\,130\,316 \text{ MHz} \quad (4-14)$$

à laquelle on enlève 80 MHz de l'acousto-optique. La fréquence des lasers Bloch est donc de

$$\nu_B = 384\,130\,236 \text{ MHz.} \quad (4-15)$$

Le décalage Δ_B par rapport à la résonance est de $\Delta_B = 98 \text{ GHz}$.

B.2.2.d Durée des impulsions Raman

Les faisceaux Raman sont asservis en intensité de manière à vérifier au mieux la condition d'impulsion π . La durée τ des impulsions Raman est de 1,7 ms.

B.2.2.e Potentiel lumineux

La puissance disponible en sortie de chaque fibre optique est de 160 mW. Le waist étant égal à 4 mm, l'intensité maximale vaut $I=636 \text{ mW/cm}^2$. Le potentiel lumineux vu par les atomes est d'environ 11 E_R .

B.2.2.f Accélération

Nous effectuons typiquement 50 oscillations en 4,3 ms. L'accélération des atomes est de 123 m s^{-2} .

B.2.3 Signaux expérimentaux

La plupart des enregistrements ont été réalisés pour ± 40 et ± 50 oscillations de Bloch. Pour s'affranchir au mieux d'éventuelles dérives de fréquences, d'alignement ou d'intensité, l'alternance des oscillations d'un côté ou de l'autre est réalisée au sein d'un même enregistrement, et est générée par tirage au sort. Ainsi, après un enregistrement d'environ 20 minutes, nous disposons d'une valeur de la vitesse de recul en effectuant la différence de fréquence entre la raie située à +50 oscillations ($\simeq 1,5 \text{ MHz}$) et celle située à -50 oscillations. La figure (4.19) présente un enregistrement typique pour 50 oscillations dans chaque sens. La durée d'un tel enregistrement est d'environ vingt minutes.

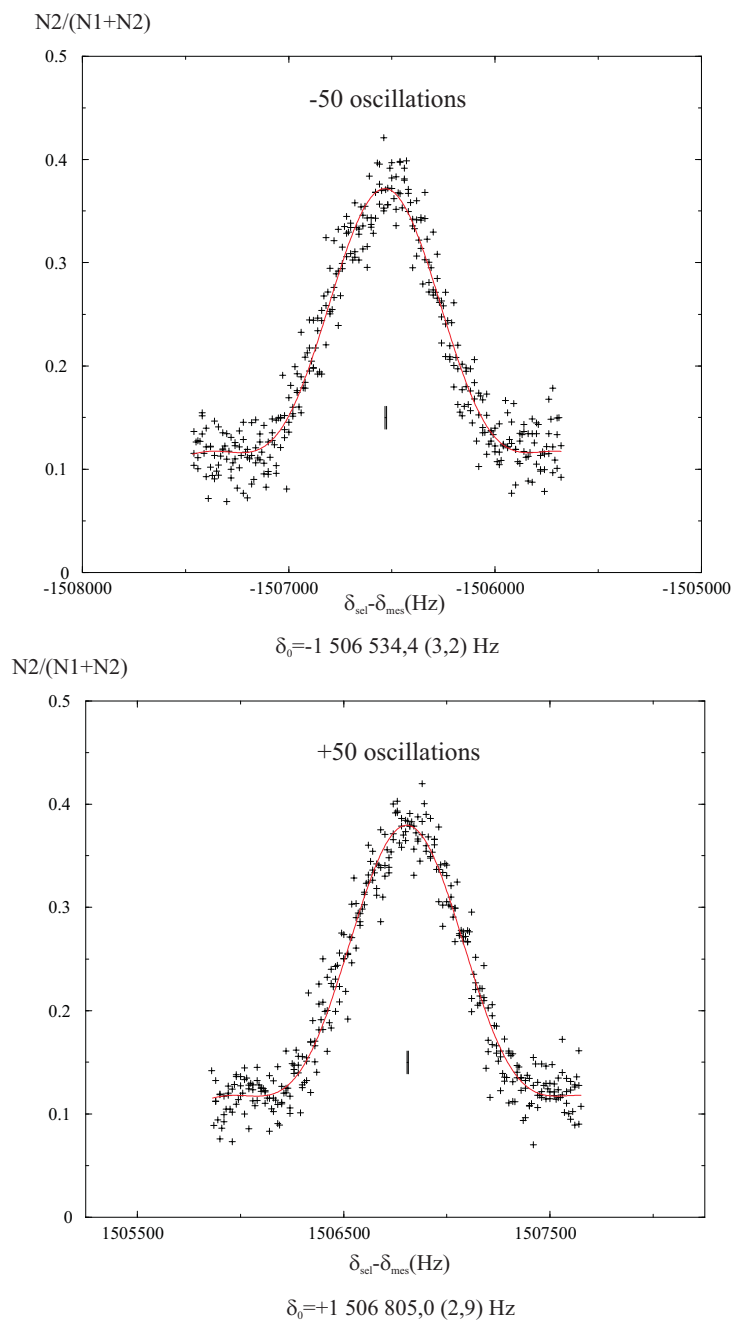


Fig. 4.19 – Résultats d'un enregistrement. Les spectres de la distribution de vitesse sont centrés en $+100v_r$ et $-100v_r$. La valeur de δv_r déduite de cet enregistrement est de $15\ 066,690\ (23)\ \text{Hz}$.

B.3 Détermination de v_r

B.3.1 Calcul de h/M

La vitesse de recul de l'atome s'exprime à l'aide des fréquences des lasers. Rappelons que l'on a accès dans notre expérience à la vitesse de recul (exprimée en fréquence) due aux oscillations de Bloch mesurée à l'aide d'une transition Raman stimulée. La grandeur déduite des enregistrements est la vitesse de recul en unité de fréquence $\delta\nu_r$ qui s'exprime selon la relation :

$$2\pi \times \delta\nu_r = 2\bar{k}^{Raman} \times v_r^{Bloch},$$

où \bar{k}^{Raman} désigne le vecteur d'onde moyen associé aux faisceaux Raman, et v_r^{Bloch} la vitesse de recul induite par les faisceaux de Bloch. En explicitant cette relation en fonction des fréquences des lasers, nous obtenons la relation

$$\delta\nu_r = 2 \times \frac{h}{M} \frac{\bar{\nu}_R \nu_B}{c^2},$$

où $\bar{\nu}_R$ désigne la moyenne des deux fréquences Raman et ν_B la fréquence des lasers Bloch. Le rapport h/M s'en déduit alors aisément.

Nous pouvons également calculer la valeur *attendue* pour h/M ($(h/M)_{87Rb}^{att}$). En effet, le rapport $(h/M)_{87Rb}^{att}$ s'exprime selon l'expression :

$$(h/M)_{87Rb}^{att} = \frac{h}{m_e} \times \frac{m_e}{M_{87Rb}}.$$

En prenant la valeur de la masse de l'atome de rubidium 87 mesurée par Pritchard ([8]) :

$$M_{87Rb} = 86,909\,180\,520(15) u,$$

où u désigne l'unité de masse atomique, avec

$$\frac{h}{m_e} = 7,273\,895\,032(53) \times 10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-1} [1],$$

et

$$m_e = 5,485\,799\,110(12) \times 10^{-4} \text{u} [1],$$

nous obtenons la valeur attendue pour h/M :

$$\left(\frac{h}{M}\right)_{87Rb}^{att} = 4,591\,359\,239(35) \times 10^{-9} \text{m}^2 \text{s}^{-1}.$$

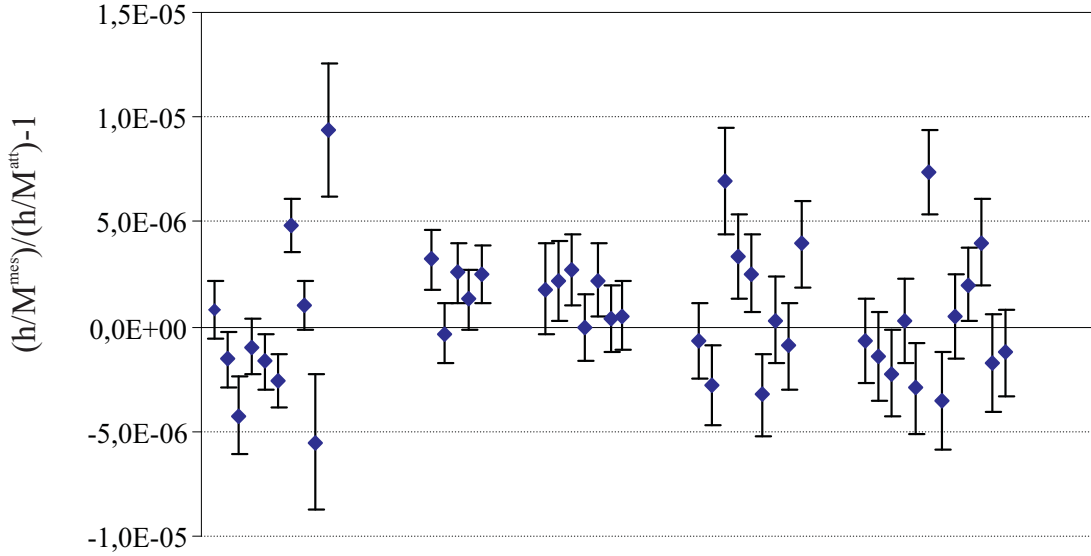


Fig. 4.20 – Mesures du rapport h/M effectuées au mois de mars 2003. L'écart moyen relatif par rapport à la valeur attendue est de $6,1 \times 10^{-7}$ et l'écart type vaut $\sigma = 4,0 \times 10^{-7}$.

De même, pour le rubidium 85 ([8]),

$$M_{85Rb} = 84,911\,789\,732(14) \text{ u}$$

et nous obtenons :

$$\left(\frac{h}{M}\right)_{85Rb}^{att} = 4,699\,362\,364(36) \times 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1}.$$

B.3.2 Rubidium 87

Nous présentons ici les résultats des quarante trois mesures que nous avons effectuées au mois de mars 2003 sur le rubidium 87 (fig. 4.20).

La valeur de h/M issue de cette première série de mesures est de

$$\left(\frac{h}{M}\right)_{87Rb}^{mes} = 4,591\,362\,1(19) \times 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1}.$$

Le χ^2 de cette série de 43 mesures est de 99. L'incertitude sur la valeur finale est ensuite donnée par l'expression :

$$\sigma^2 = \frac{1}{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}} \times \frac{\chi^2}{N-1},$$

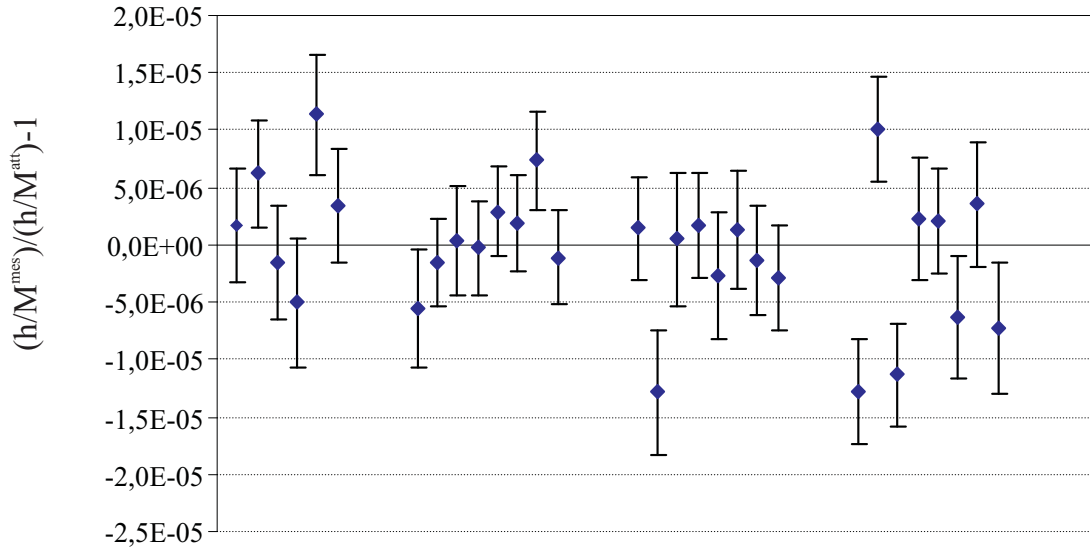


Fig. 4.21 – Mesures du rapport h/M effectuées au mois de juin 2003. L'écart moyen relatif par rapport à la valeur attendue est de $-2,5 \times 10^{-7}$ et l'écart type vaut $\sigma = 1,0 \times 10^{-6}$.

avec σ_i qui désigne l'incertitude sur chaque mesure et N le nombre total de mesures. On obtient alors une incertitude relative de 4×10^{-7} pour un écart à la valeur attendue de l'ordre de 6×10^{-7} .

Nous avons ensuite effectué une deuxième série de mesures en changeant quelque peu le protocole expérimental. Nous n'avons pas repompé les atomes dans le sous-niveau Zeeman $m_F=0$. De plus, nous avons travaillé en effectuant 10 ou 30 oscillations dans un sens et dans l'autre au sein d'un même enregistrement. Les résultats sont regroupés sur la figure (4.21).

La valeur de h/M obtenue lors de cette deuxième série de mesures est de

$$\left(\frac{h}{M}\right)_{87Rb}^{mes} = 4,591\,358\,1(47) \times 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1},$$

avec un χ^2 de 42 pour 30 mesures.

Si l'on tient compte de l'ensemble des 73 mesures effectuées sur le rubidium 87, nous obtenons une valeur de h/M

$$\left(\frac{h}{M}\right)_{87Rb}^{mes} = 4,591\,361\,8(16) \times 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1},$$

avec

$$\chi^2 = 142,$$

soit une incertitude relative sur h/M de $3,5 \times 10^{-7}$ donc une incertitude relative sur α de $1,8 \times 10^{-7}$.

Notre mesure est légèrement décalée par rapport à la valeur attendue. Pour h/M , l'écart à cette valeur est de $5,5 \times 10^{-7}$. Notons que ce décalage est très faible. Pour un enregistrement réalisé avec 50 oscillations dans les deux sens, cela correspond à un décalage de fréquence de 1,5 Hz. Nous n'avons pas encore de certitudes quant à l'explication de cet écart. Il s'agit peut être d'une instabilité de la distribution de vitesse au moment de la sélection. En effet, si la distribution de vitesse initiale varie quelque peu lors de l'impulsion Raman, nous ne sélectionnons pas la classe de vitesse désirée et la mesure de la transition nous donnera une valeur décalée. De plus, le fait d'accélérer les atomes une première fois n'est sans doute pas une solution parfaite et induit peut-être de petites asymétries. En géométrie verticale ce problème devrait disparaître puisque nous effectuerons les oscillations de Bloch au même endroit.

Nous allons désormais passer en revue les éventuels effets systématiques qui peuvent décaler notre mesure.

B.3.3 Budget d'erreur

B.3.3.a Déplacements lumineux

Le déplacement en fréquence de la transition dû aux déplacements lumineux est un effet différentiel entre le déplacement $\delta\nu_{dl_1}$ du niveau $F = 1$ et $\delta\nu_{dl_2}$ du niveau $F = 2$. Ceux-ci sont donnés par les expressions du paragraphe (A.3.2) du chapitre 2 :

$$\delta\nu_{dl_2} \text{ (Hz)} = \frac{1}{2\pi} \times \frac{\Gamma^2}{8I_S} \times \left(\frac{I_1}{\Delta} + \frac{I_2}{\Delta - \omega_{SHF}} \right), \quad (4-16)$$

et

$$\delta\nu_{dl_1} \text{ (Hz)} = \frac{1}{2\pi} \times \frac{\Gamma^2}{8I_S} \times \left(\frac{I_1}{\Delta + \omega_{SHF}} + \frac{I_2}{\Delta} \right). \quad (4-17)$$

En prenant des intensités égales pour les deux faisceaux, on obtient alors le déplacement lumineux différentiel

$$\delta\nu_{dl_2} - \delta\nu_{dl_1} \text{ (Hz)} = 2 \times \frac{1}{2\pi} \times \frac{\Gamma^2 I}{8I_S \Delta} \times \left(\frac{\omega_{SHF}}{\Delta} \right) \quad (4-18)$$

On reconnaît ici la pulsation de Rabi effective Ω^{eff} (équation 2-43). Or nous sommes en condition d'impulsion π , la durée τ des impulsions Raman est donc égale à π/Ω^{eff} . Nous pouvons finalement écrire l'expression du déplacement lumineux :

$$\delta\nu_{dl_2} - \delta\nu_{dl_1} \text{ (Hz)} = \frac{2}{\tau} \times \left(\frac{\omega_{SHF}}{\Delta} \right). \quad (4-19)$$

La durée des impulsions est de 1,7 ms, le décalage Δ de 340 GHz, ce qui induit un déplacement lumineux de 24 Hz correspondant à une erreur relative de 8×10^{-6} sur la mesure de la transition pour un enregistrement typique de ± 50 oscillations. Mais, comme nous calculons une différence de fréquence entre deux transitions effectuées après plus et moins cinquante oscillations, cet effet s'annule en première approximation. De plus nos lasers sont asservis en puissance. Nous avons estimé la répétabilité de l'asservissement en estimant la variation d'intensité des impulsions Raman situées avant et après l'accélération. Celle-ci est inférieure au centième. De ce fait, on peut estimer la variation relative de fréquence due aux déplacements lumineux à 8×10^{-8} .

B.3.3.b Longueur d'onde des lasers

Nous avons évalué l'incertitude sur la mesure des longueurs d'ondes des lasers asservis sur la cavité Fabry-Perot sous vide à 10 MHz. Elle correspond à une incertitude relative de $5,2 \times 10^{-8}$ sur la fréquence de la transition.

B.3.3.c Alignement des faisceaux

Nous pouvons estimer l'angle entre les deux faisceaux lasers à l'aide du diamètre des fibres optiques ($5 \mu\text{m}$) et de la focale des lentilles de collimation (40 mm). En effet, lorsque nous alignons les deux faisceaux lasers, nous maximisons l'injection d'une fibre optique dans l'autre. De ce fait, l'angle α maximal que peuvent faire les deux faisceaux entre eux est environ de $(5 \mu\text{m}/2) \times 40 \text{ mm}$ et cet angle correspond à une variation de fréquence relative proportionnelle à $\alpha^2/2$ soit 2×10^{-9} .

B.3.3.d Courbure des fronts d'onde

Le rayon de courbure des faisceaux est supérieur à 20 m. De plus, la seconde impulsion Raman a lieu 15 ms après l'extinction des faisceaux du piège. Dans cet intervalle de temps, les atomes tombent de 1 mm. A cause de la courbure des fronts d'onde, les atomes voient une variation de la direction des fronts d'onde entre la première et la deuxième impulsion d'un angle θ qui est de l'ordre de 5×10^{-5} radians. La variation de fréquence relative due à l'effet Doppler est alors proportionnelle à $\theta^2/2$ soit $1,3 \times 10^{-9}$.

B.3.3.e Champs magnétiques

Le champ magnétique directeur appliqué suivant l'axe des faisceaux Raman provoque un décalage de la fréquence de la transition qui disparaît lorsqu'on effectue la

différence de fréquence entre la raie obtenue par accélération dans un sens et celle obtenue par accélération dans l'autre sens. Toutefois, il faut tenir compte des fluctuations de la variation du champ magnétique entre l'impulsion Raman de sélection et l'impulsion Raman de mesure pour chaque sens de l'accélération. Si on effectue cinquante oscillations dans chaque sens, il faut estimer la quantité :

$$(B_{sel} - B_{mes})_{+50} - (B_{sel} - B_{mes})_{-50}. \quad (4-20)$$

Cette variation est de l'ordre du milligauss, ce qui correspond à un décalage d'environ 0,17 Hz. L'incertitude relative résultante est donc de $5,7 \times 10^{-8}$.

Les différents effets systématiques que nous venons de décrire ne sont pas, pour le moment, des facteurs limitants de notre mesure. Ils n'expliquent pas non plus l'écart de notre mesure par rapport à la valeur attendue.

Nous avons ensuite effectué des enregistrements sur le rubidium 85.

B.3.4 Rubidium 85

B.3.4.a Structure fine

Les niveaux d'énergie du rubidium 85 sont présentés dans l'annexe (C) (fig. 6.2). Nous avons modifié la chaîne RF de la boucle à verrouillage de phase (BVP) pour l'adapter à la valeur de la structure hyperfine du rubidium 85, soit 3,036 GHz.

Les mesures sur le rubidium 85 se sont avérées plus compliquées que prévu. En effet, la structure hyperfine du niveau $5P_{3/2}$ est beaucoup plus resserrée que pour le rubidium 87. De ce fait, l'action du faisceau pousseur, polarisé circulairement et accordé sur la transition $5S_{1/2}(F=3) - 5P_{3/2}(F'=4)$ est moins efficace car la probabilité d'excitation vers les autres niveaux est plus importante. Nous avons donc été contraints d'augmenter la durée de cette impulsion. Or, nous disposons d'un temps limité pour effectuer la séquence temporelle complète (fig. 4.2). L'allongement de la durée de l'impulsion du faisceau pousseur s'est donc effectuée au détriment de celle des impulsions Raman et donc de la résolution.

Finalement, la précision de nos mesures sur le rubidium 85 est bien moins bonne que sur le rubidium 87. Le tableau ci-dessous récapitule la chronologie des différentes impulsions que nous avons utilisées pour les mesures sur le rubidium 85.

	début de l'impulsion (ms)	durée de l'impulsion (ms)
coupure des faisceaux du piège	24,34	
champ magnétique directeur	24,34	
repompeur Zeeman	25,34	0,2
1ère impulsion Bloch (intensité)	26,51	3,37
switch SRS2/SRS1	29,885	10,505
impulsion Raman de sélection	31	0,9
Faisceau pousseur	32,04	4,5
2ème impulsion Bloch (intensité)	37	3,39
impulsion Raman de mesure	40,5	0,9

B.3.4.b Résultats

Nous avons effectué 29 enregistrements sur le rubidium 85. Ces enregistrements ont été réalisés sans l'apport du faisceau repompeur Zeeman qui nous permet de recycler les atomes dans le sous-niveau hyperfin $m_F = 0$. Le rapport signal à bruit étant plus faible que dans le cas du rubidium 87, nous n'avons pas pu effectuer 50 oscillations. Les enregistrements ont donc été effectués pour ± 30 oscillations. Les résultats sont présentés sur la figure (4.22).

Les 29 mesures sur le rubidium 85 donnent une valeur de h/M égale à

$$\left(\frac{h}{M}\right)_{85Rb}^{mes} = 4,699\,410(12) \times 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1},$$

avec un χ^2 de 96. Cette valeur est très nettement décalée par rapport à la valeur attendue (1×10^{-5}), elle devra être redéterminée en géométrie verticale.

B.4 Interférométrie atomique : franges de Ramsey

B.4.1 Description de l'expérience

Pour mesurer la vitesse de recul, nous pouvons également utiliser une méthode interférométrique à l'aide de franges de Ramsey. Le principe est d'effectuer deux impulsions $\pi/2$ de durée τ séparées d'une durée T_{delai} . Le nombre d'atomes sélectionnés est toujours proportionnel à $1/\tau$ alors que la résolution est proportionnelle à $1/T_{delai}$. La figure (4.23) montre un signal expérimental obtenu en configuration copropageante pour deux impulsions de durée $\tau = 0,75$ ms, séparées d'un temps T_{delai} de 2 ms.

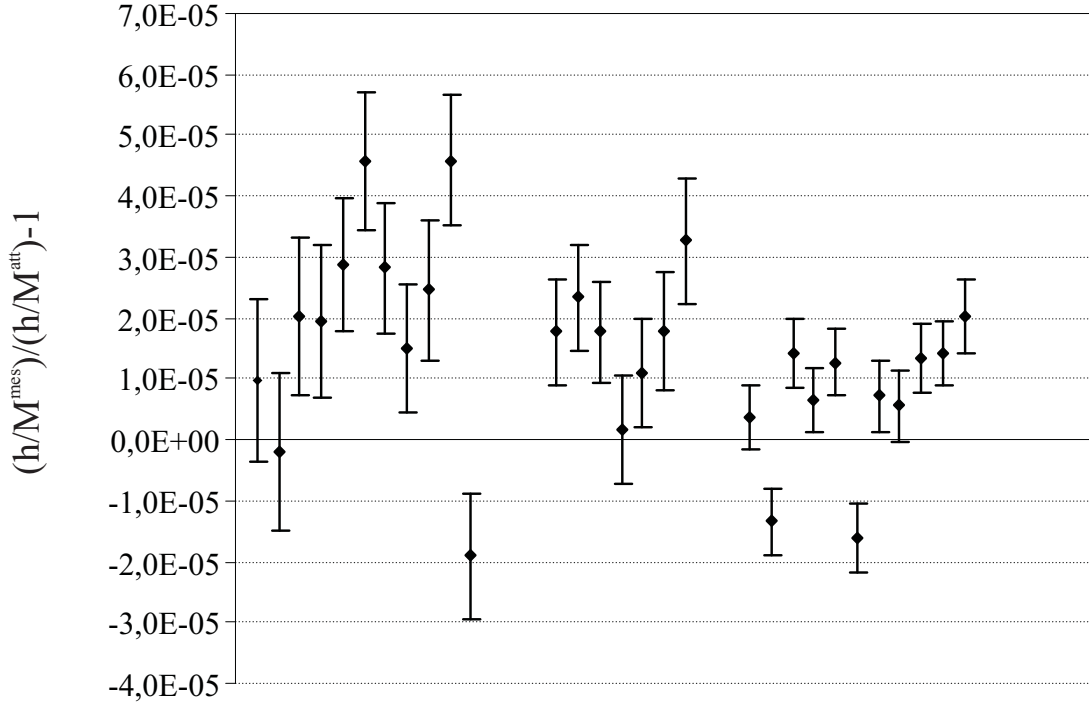


Fig. 4.22 – Résultats des mesures sur le rubidium 85 avec ± 30 oscillations. L'écart à la valeur attendue est de $1,0 \times 10^{-5}$ pour un écart type de $2,5 \times 10^{-6}$.

Pour mesurer ensuite cette distribution de vitesse, nous utilisons de nouveau une paire d'impulsions $\pi/2$ dont nous balayons le désaccord pas à pas pour reconstruire la distribution de vitesse sélectionnée. Le spectre final est alors la convolution de la première distribution par elle-même (figure 4.24).

Pour réaliser les oscillations de Bloch, la séquence temporelle est identique à celle utilisée précédemment. Nous accélérons une première fois les atomes avant de les sélectionner à l'aide d'une double impulsion $\pi/2$ de fréquence ν_{sel} , puis nous poussons les atomes non sélectionnés, nous décélérons les atomes et nous mesurons la distribution de vitesse finale à l'aide d'une seconde paire d'impulsions $\pi/2$ de fréquence ν_{mes} .

Pour ces expériences, les lasers Raman sont placés plus près de la résonance ($\Delta \simeq 150$ GHz) et vérifient la condition d'impulsion $\pi/2$ avec une durée d'impulsion $\tau=0,3$ ms. Le délai entre les deux impulsions est $T_{délai} = 2,1$ ms.

La figure (4.25) montre un spectre réalisé sans faire d'oscillations de Bloch.

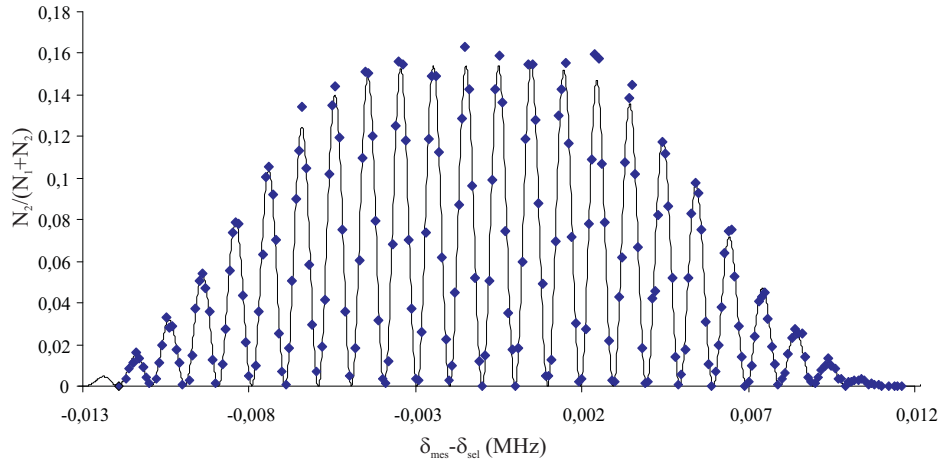


Fig. 4.23 – Transition Raman copropageante observée par la méthode de Ramsey avec deux impulsions $\pi/2$ de durée τ séparées par une durée T_{delai} .

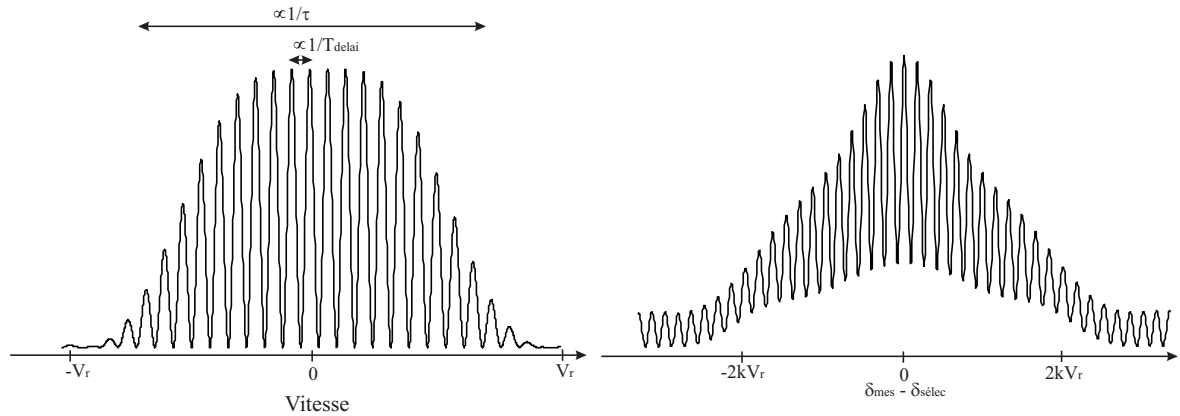


Fig. 4.24 – Cas des faisceaux contrapropageants : (a) Simulation de la distribution de vitesse après deux impulsions $\pi/2$ de durée τ , séparées par une durée T_{delai} . (b) Simulation de la mesure de la distribution de vitesse précédemment sélectionnée. Il s'agit du produit de convolution de la distribution par elle-même.

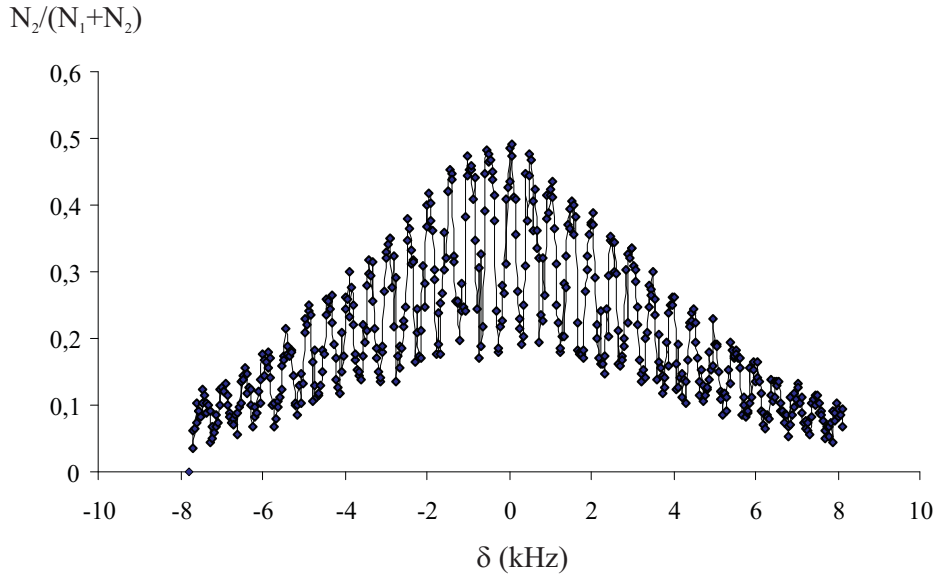


Fig. 4.25 – Mesure de la distribution de vitesse sélectionnée à l'aide des franges de Ramsey.

B.4.2 Signaux expérimentaux

Nous avons effectué une vingtaine de mesures avec ± 40 oscillations.

La fréquence centrale est déterminée en ajustant la frange centrale par une sinusoïde comme le montre la figure (4.26).

B.4.3 Résultats

Les différentes mesures sont regroupées dans le graphe (4.27). Nous avons reporté en ordonnées l'écart à la valeur de h/M attendue.

La valeur de $h/M(^{87}\text{Rb})$ mesurée à l'aide des franges de Ramsey est de

$$\left(\frac{h}{M}\right)_{^{87}\text{Rb}}^{\text{mes}}(\text{Ramsey}) = 4,591\,362\,5(18) \times 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1},$$

avec un χ^2 de 13 pour 19 mesures. L'incertitude relative sur la mesure de h/M est de $2,4 \times 10^{-7}$ et l'écart par rapport à la valeur attendue est de $7,1 \times 10^{-7}$. Ce résultat confirme donc le décalage de l'ordre de 10^{-6} déjà observé précédemment sans utiliser la technique interférométrique.

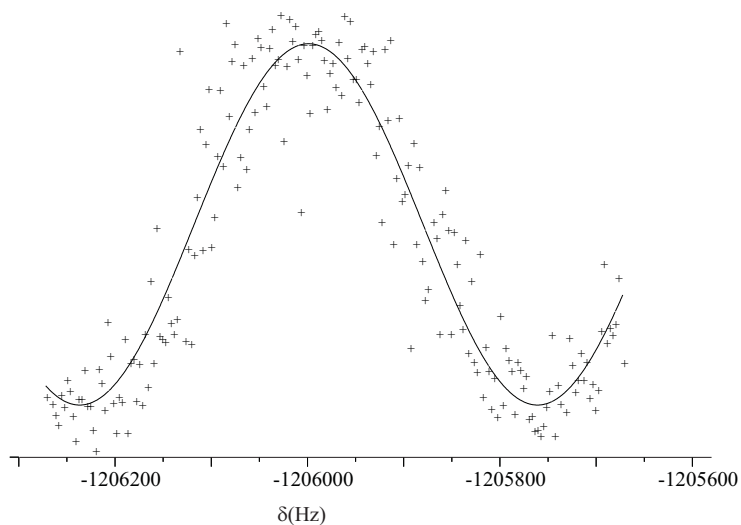


Fig. 4.26 – Ajustement de la frange centrale à l'aide d'un sinus.

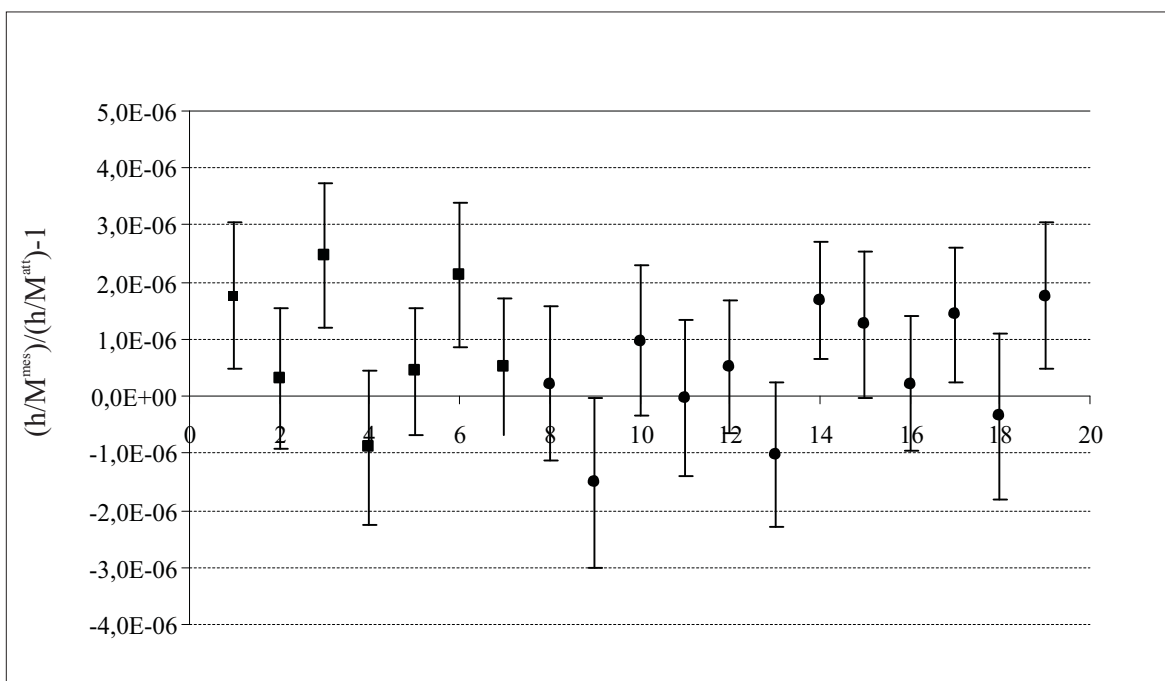


Fig. 4.27 – Mesures interférométriques de h/M avec ± 40 oscillations. Les carrés correspondent à une première journée de mesures et les ronds à une seconde. L'écart à la valeur attendue est de $7,1 \times 10^{-7}$ pour un écart type de 4×10^{-7} .

B.5 Commentaires

Ces premières mesures en géométrie horizontale sont décalées dans leur ensemble de 5 à 7×10^{-7} par rapport à la valeur attendue. Nous avons vu dans le paragraphe (B.3.3) de ce chapitre que les différents effets systématiques n'expliquent pas ce décalage. Nous avons déjà évoqué une explication possible selon laquelle la distribution de vitesse sélectionnée ne correspondrait pas à celle que l'on croit. Je voudrais rappeler ici que ce décalage correspond à quelques hertz sur la fréquence de la transition. En fait, notre précision sur la vitesse de recul est de l'ordre de 10^{-4} , c'est-à-dire que nous parvenons à définir une classe de vitesse atomique lors de nos cycles sélection-mesure à une précision de $v_r/10000$ qui correspond à notre objectif initial. Le premier objectif de l'expérience est donc atteint, et le second, qui est d'effectuer 1000 oscillations de Bloch, devrait l'être grâce au passage à la géométrie verticale et à la construction d'une nouvelle enceinte plus adaptée.

C Comparaison avec l'expérience de S. Chu

Les perspectives de notre expérience sont très prometteuses et nous devrions atteindre notre objectif initial. Nous pouvons alors comparer notre expérience avec celle de S. Chu.

L'expérience de Stanford repose sur un principe interférométrique (fig. 4.28). Deux impulsions $\pi/2$ distantes d'une durée T permettent de sélectionner une classe de vitesse de largeur proportionnelle à $1/T$ (franges de Ramsey).

Cette distribution est ensuite mesurée à l'aide d'une seconde paire d'impulsion $\pi/2$ identique à la précédente.

Pour améliorer la précision de la mesure, des impulsions π transfèrent de la quantité de mouvement aux atomes à l'aide de transitions adiabatiques résonnantes entre la sélection et la mesure de la distribution de vitesse. Lors de chaque transition les atomes passent d'un état hyperfin à un autre et leur quantité de mouvement varie de $2\hbar k$.

Nos deux expériences sont donc très similaires mais nous pouvons noter deux différences notables :

- Dans l'expérience de S. Chu, les franges ont une largeur de 8 Hz ($T = 120$ ms). Dans notre expérience la durée de l'impulsion π est de 1,7 ms qui correspond à une largeur de la distribution de vitesse de 600 Hz. Cette sélectivité en vitesse est, pour l'instant, limitée par le peu d'atomes dont nous disposons au départ ainsi que

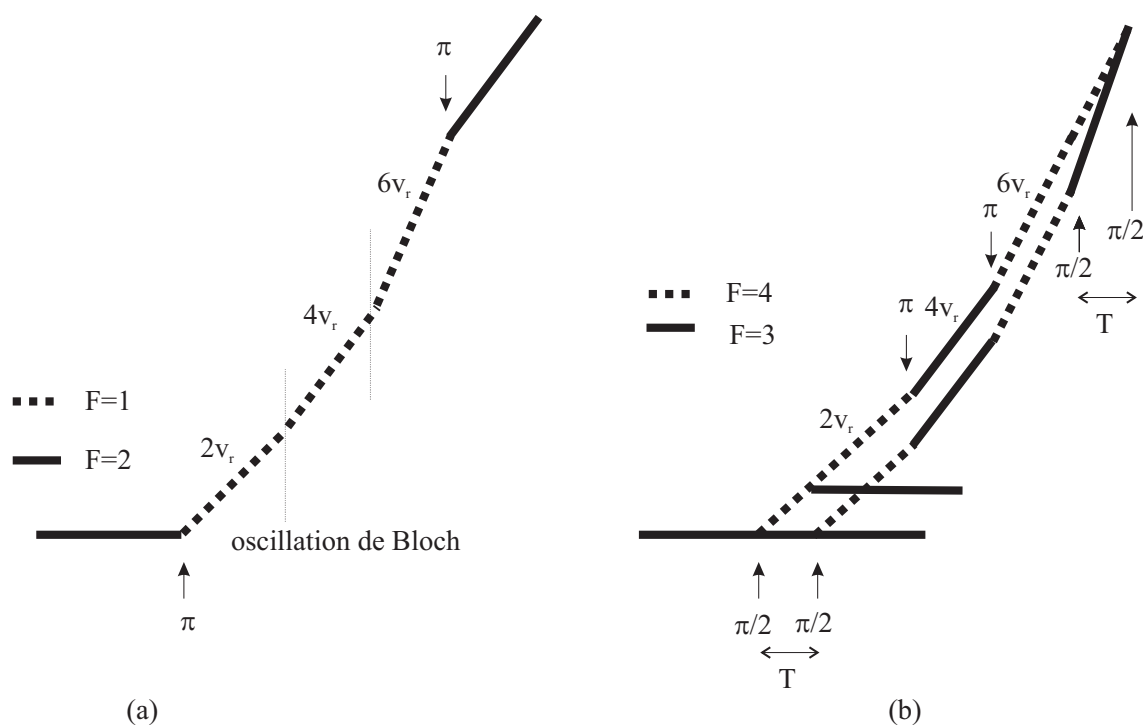


Fig. 4.28 – Comparaison des expériences de Paris et de Stanford. A Paris (a) : nous sélectionnons une classe de vitesse à l'aide d'une impulsion π puis nous accélérons les atomes à l'aide d'oscillations de Bloch. Les atomes effectuent des passages adiabatiques entre les différents états de quantité de mouvement distants de $2\hbar k$ avec un taux de transfert de 99,5 %. A l'arrivée nous mesurons la distribution de vitesse finale avec une seconde impulsion π . A Stanford (b) : ils sélectionnent un peigne de vitesse à l'aide d'une paire d'impulsions $\pi/2$ (franges de Ramsey). Ensuite les atomes effectuent des transitions π entre les sous-niveaux hyperfins $F = 3$ et $F = 4$ afin d'augmenter leur quantité de mouvement de $2\hbar k$ à chaque transition. Le taux de transfert au cours de ces transitions adiabatiques résonnantes est de 94 %. Enfin, la distribution de vitesse finale est reconstituée à l'aide d'une seconde paire d'impulsion $\pi/2$.

par le temps d'interaction limité. Elle ne constitue pas une limite fondamentale et nous devrions pouvoir diminuer très nettement cette largeur en augmentant le nombre d'atomes et en passant en géométrie verticale.

- Nous utilisons des oscillations de Bloch au lieu d'impulsions π pour transférer la quantité de mouvement aux atomes. Ce point constitue un grand avantage pour notre expérience. En effet, le taux d'atomes transférés à chaque oscillation n'est que de 94 % à Stanford contre 99,5 % à Paris. Notre méthode est donc beaucoup plus efficace et nous devrions pouvoir faire beaucoup plus d'oscillations que dans l'expérience de Stanford qui est limitée à 60 oscillations. Si nous regardons le calcul simple d'ordre de grandeur effectué au début du manuscrit,

$$\frac{v_r/100}{100} \times \frac{1}{2Nv_r},$$

nous constatons qu'à paramètres égaux, notre expérience permet d'obtenir une incertitude plus faible du fait du nombre N qui peut être dix fois plus grand.

Enfin lorsque nous passerons en géométrie verticale, les atomes oscilleront "sur place". Notre expérience sera alors moins sensible aux gradients de champ magnétique et d'intensité lumineuse. Par contre, elle sera sensible aux fluctuations de gravité.

Chapitre 5

Conclusion

A Conclusion

Cette expérience qui a démarré en 1998 n'en est qu'à ses débuts. Nous avons décrit dans ce mémoire le montage expérimental préliminaire permettant de mesurer la constante de structure fine α . Celui-ci nous a permis de nous familiariser avec les exigences de cette mesure et d'obtenir des premiers résultats très prometteurs.

Au cours de ces trois années de thèse, nous avons mis en place un dispositif fiable permettant de piéger et refroidir un nuage d'atomes de rubidium pour atteindre une dispersion de vitesse de l'ordre de $3 v_r$, c'est-à-dire une température du nuage atomique de $4 \mu\text{K}$. Ensuite, nous avons mis en place le dispositif permettant de réaliser les transitions Raman et ainsi de sélectionner une classe de vitesse de l'ordre de $v_r/30$. Enfin, nous avons réalisé les oscillations de Bloch en géométrie horizontale ce qui nous a conduit à une mesure préliminaire de h/M sur le rubidium 87 d'une part et sur le rubidium 85 d'autre part.

L'ensemble des mesures effectuées sur le rubidium 87 donne une valeur de h/M de :

$$\left(\frac{h}{M}\right)_{87\text{Rb}}^{\text{mes}} = 4,591\,361\,8(16) \times 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1},$$

pour une valeur attendue de

$$\left(\frac{h}{M}\right)_{87\text{Rb}}^{\text{att}} = 4,591\,359\,239(35) \times 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1}.$$

Pour le rubidium 85, nous obtenons la valeur

$$\left(\frac{h}{M}\right)_{85\text{Rb}}^{\text{mes}} = 4,699\,410(12) \times 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1},$$

pour une valeur attendue de

$$\left(\frac{h}{M}\right)_{85\text{Rb}}^{\text{att}} = 4,699\,362\,364(36) \times 10^{-9} \text{ m}^2\text{s}^{-1}.$$

La figure (5.1) résume les différentes mesures de α présentées dans l'introduction en y intégrant celle que nous avons effectuée sur le rubidium 87.

Désormais, nous travaillons sur l'optimisation des oscillations de Bloch en géométrie verticale en vue d'une première mesure de g dans les mois à venir.

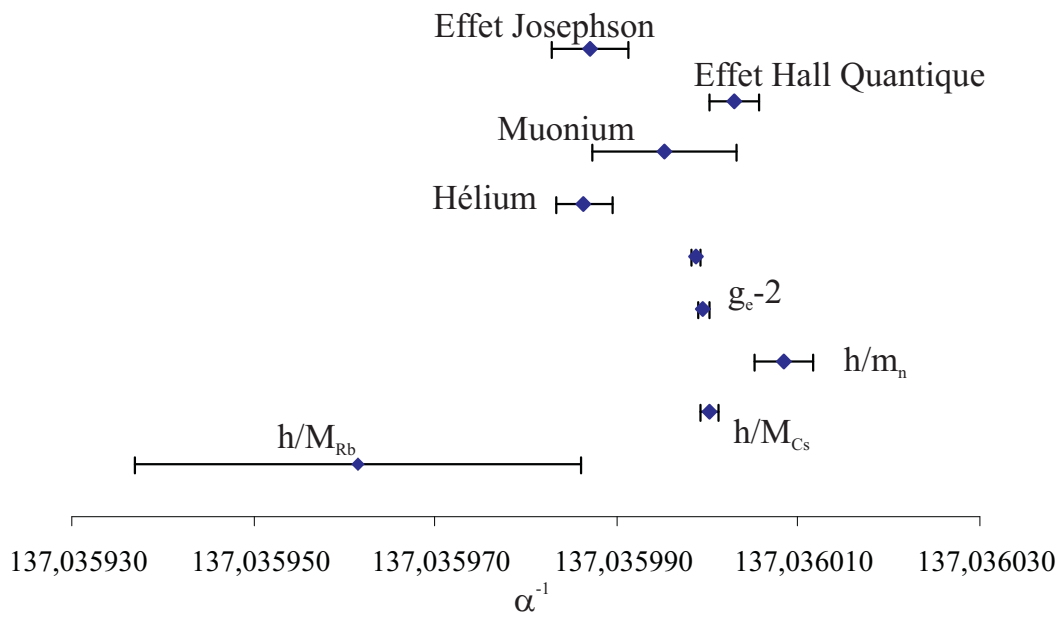


Fig. 5.1 – Mesures de α^{-1} effectuées dans différents domaines de la physique. La valeur notée h/M_{Rb} correspond à notre mesure effectuée sur le rubidium 87.

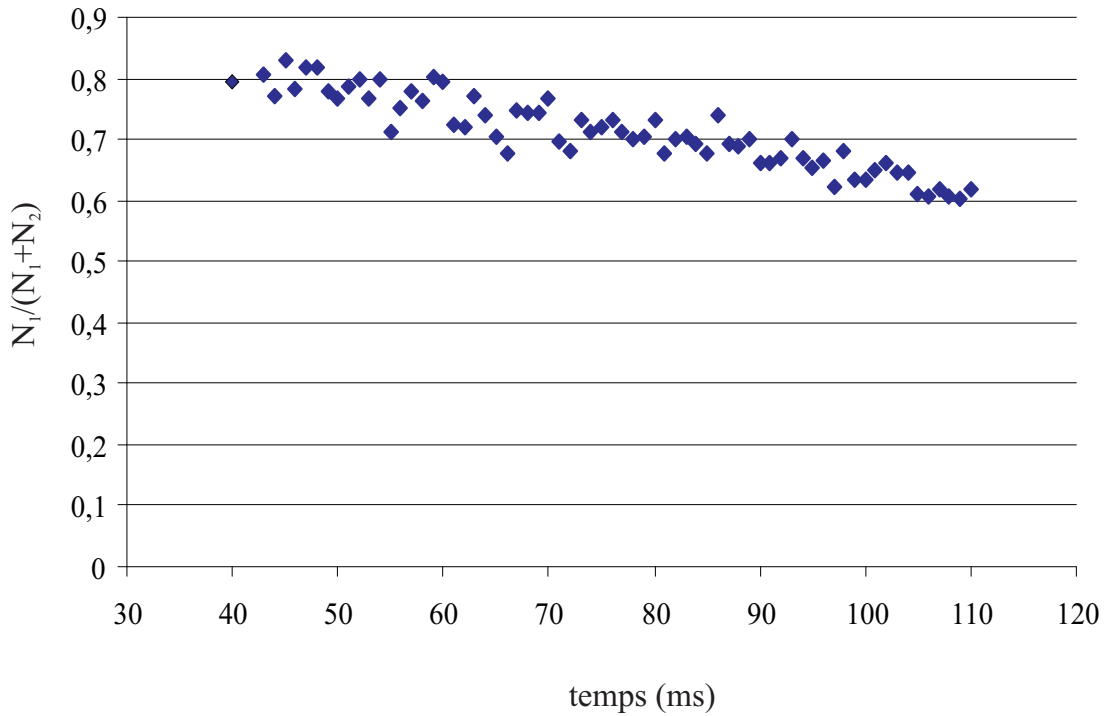


Fig. 5.2 – Nombre d'atomes transférés en fonction du délai entre la coupure des faisceaux du piège et l'impulsion Raman.

B Perspectives

Les perspectives de cette expériences sont multiples.

Nous sommes passés d'ores et déjà en géométrie verticale. L'accélération des atomes est fixée par la gravité, et l'onde Bloch est réalisée par deux faisceaux de fréquence fixe.

Dans cette configuration, nous ne sommes plus limités par la gravité et les atomes restent bien plus longtemps dans les faisceaux lasers. La figure (5.2) montre le nombre d'atomes transférés au cours d'une transition Raman copropageante en fonction du délai entre la coupure des faisceaux du piège et l'impulsion Raman. Elle est à comparer avec la figure (4.2) en géométrie horizontale. Nous observons que le temps disponible pour l'expérience est bien plus long.

De ce fait, pour les franges de Ramsey par exemple, nous pouvons fixer un délai entre les deux impulsions $\pi/2$ bien plus long qu'auparavant et obtenir une résolution beaucoup plus importante. Sur la figure (5.3), le délai entre chaque impulsion $\pi/2$ est de 20 ms et l'interfrange a donc une largeur de 50 Hz.

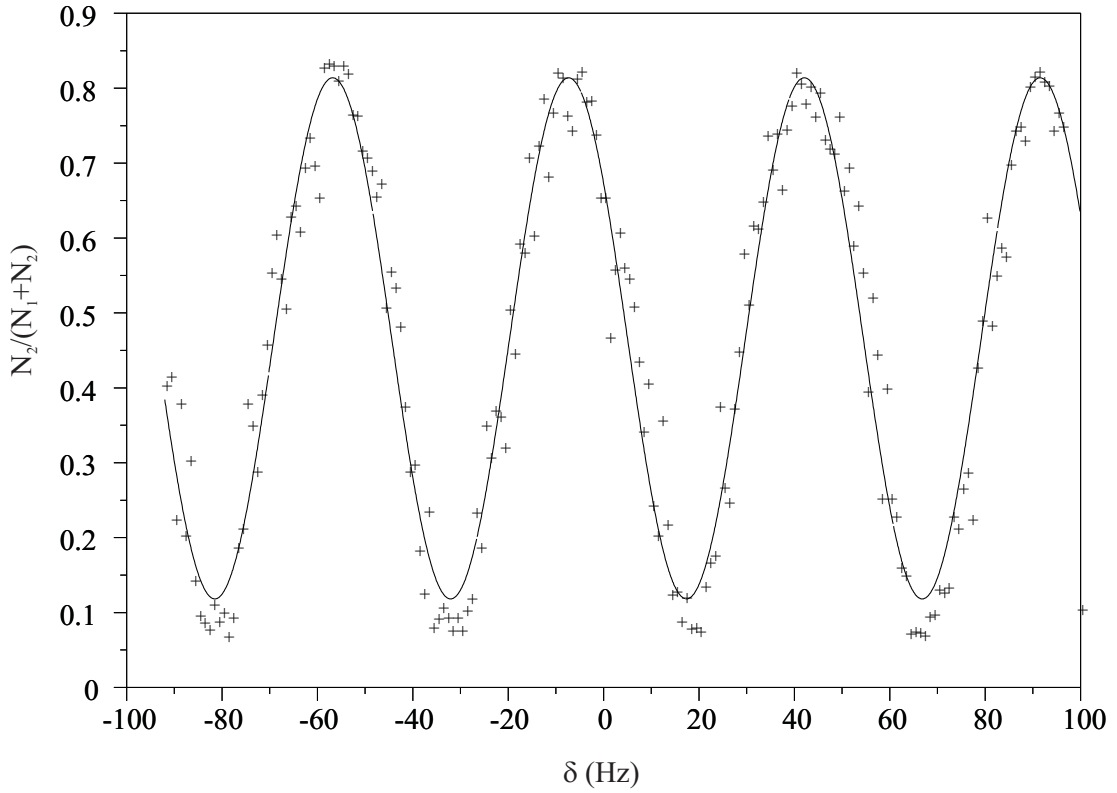


Fig. 5.3 – Signal expérimental des franges de Ramsey en géométrie verticale (+). Le temps entre les impulsions est de 20 ms. La courbe en trait plein correspond à un ajustement par un sinus. La fréquence de la frange centrale est de $\delta_0 = -7,34 \pm 0,16$ Hz.

Nous espérons effectuer prochainement une mesure dans cette nouvelle géométrie afin de valider le principe de l'expérience. En effet, il s'agit de la première expérience d'oscillations de Bloch utilisant une onde stationnaire verticale. Nous devrions réaliser plus d'oscillations dans cette géométrie et améliorer ainsi notre mesure. Toutefois, afin d'atteindre notre objectif de 3×10^{-8} sur la précision de α et surtout d'éliminer au maximum les effets parasites des champs magnétiques extérieurs, nous construisons une seconde version de l'expérience bien mieux adaptée à notre mesure.

Celle-ci est constituée d'une double enceinte. Une première partie, en verre, sert à capturer les atomes de rubidium à l'aide d'un piège magnéto-optique à deux dimensions. Cette cellule de verre est reliée par un capillaire de 8 mm de diamètre à une seconde cellule afin d'y maintenir un meilleur vide différentiel. Celle-ci constituera notre enceinte de travail. Les atomes seront alors recapturés à l'aide d'une mélasse optique ou

d'un piège magnéto-optique puis refroidis. Cette seconde enceinte fabriquée en titane sera blindée des champs magnétiques extérieurs à l'aide d'une ou plusieurs couches de mu-métal. Nous espérons, avec ce nouveau montage augmenter le nombre d'atomes disponibles au départ de l'expérience d'un facteur 100. De plus, la cadence d'enregistrement pourra également être accélérée car le chargement du piège magnéto-optique sera bien plus rapide. Ensuite, les effets parasites des champs magnétiques extérieurs seront bien moindres et la précision de nos mesures devrait être améliorée. Enfin, nous espérons à terme travailler avec un laser Nd-Yag de 10 W (qui sert actuellement sur l'expérience de l'hydrogène) au lieu de 5 W aujourd'hui pour pomper le laser Ti-Sa, et disposer ainsi d'une intensité lumineuse bien plus importante pour réaliser les oscillations de Bloch . Ainsi, nous espérons effectuer dix fois plus d'oscillations afin de parvenir à mesurer α avec la précision de 3×10^{-8} attendue.

Annexe

A Données numériques

A.1 Données générales

quantité	symbole	valeur
vitesse de la lumière	c	299 792 458 m s ⁻¹
constante de Planck réduite	\hbar	1,054 571 596(82) × 10 ⁻³⁴ J s ⁻¹
charge élémentaire de l'électron	q	1,602 176 462(63) × 10 ⁻¹⁹ C
rayon classique de l'électron	r_0	2,82 × 10 ⁻¹⁵ m
constante de structure fine	α	7,297 352 533(27) × 10 ⁻³
constante de Rydberg	R_∞	10 973 731,568 549(83) m ⁻¹
unité de masse atomique	u	1,660 538 73(13) × 10 ⁻²⁷ kg
masse de l'électron (unité de masse atomique)	m_e	5,485 799 110(12) × 10 ⁻⁴ u

A.2 L'atome de rubidium 87

quantité	symbole	valeur
moment cinétique nucléaire	I	3/2
fréquence hyperfine	ω_{SHF}	6 834 682 610,904 335(12) Hz
longueur d'onde, raie D2		780 nm
largeur de raie D2	Γ	5,89 MHz
fréquence optique de la transition 5S _{1/2} (F = 2) – 5P _{3/2} (F = 3)		384 228 115,2 MHz
force d'oscillateur de la transition 5S _{1/2} – 5P _{3/2} (en absorption)	f	2/3
intensité de saturation, raie D2	I_S	2,55 mW/cm ²
masse (unité de masse atomique)	M_{87Rb}	86,909 180 520(15) u
vitesse de recul	v_r	5,89 mm s ⁻¹
déplacement Zeeman d'ordre 1 de la transition $ m_F = 1\rangle \rightarrow m_F = 1\rangle$	$\Delta\nu = K_Z^{(1)} B$	$K_Z^{(1)} = 14, 0194 \text{ Hz nT}^{-1}$
déplacement Zeeman d'ordre 2	$\Delta\nu = K_Z^{(2)} B^2$	$K_Z^{(2)} = 575, 14 \times 10^8 \text{ Hz T}^{-2}$

B Schéma des niveaux d'énergie du rubidium 87.

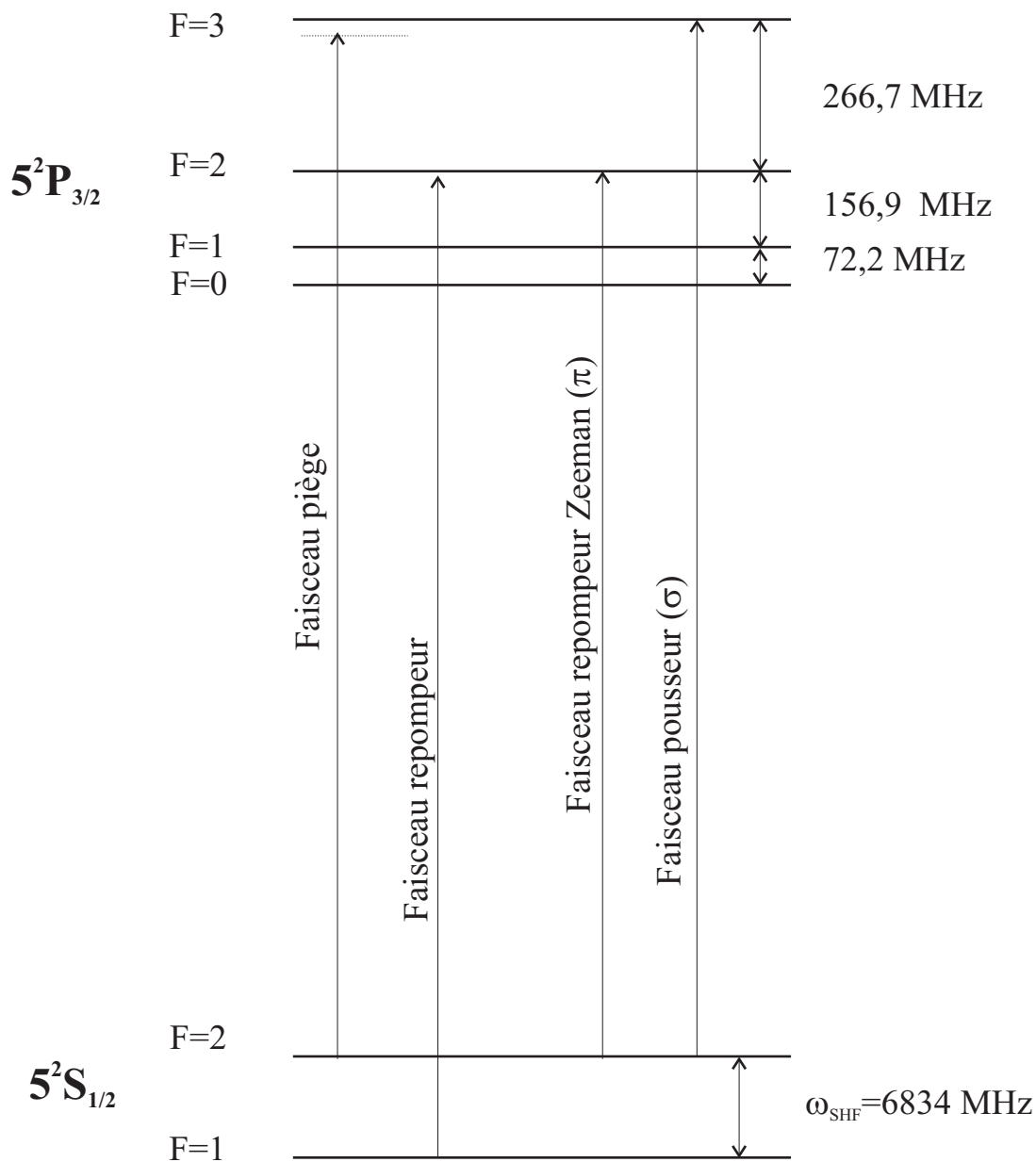


Fig. 6.1 – Niveaux d'énergie du rubidium 87.

C Schéma des niveaux d'énergie du rubidium 85.

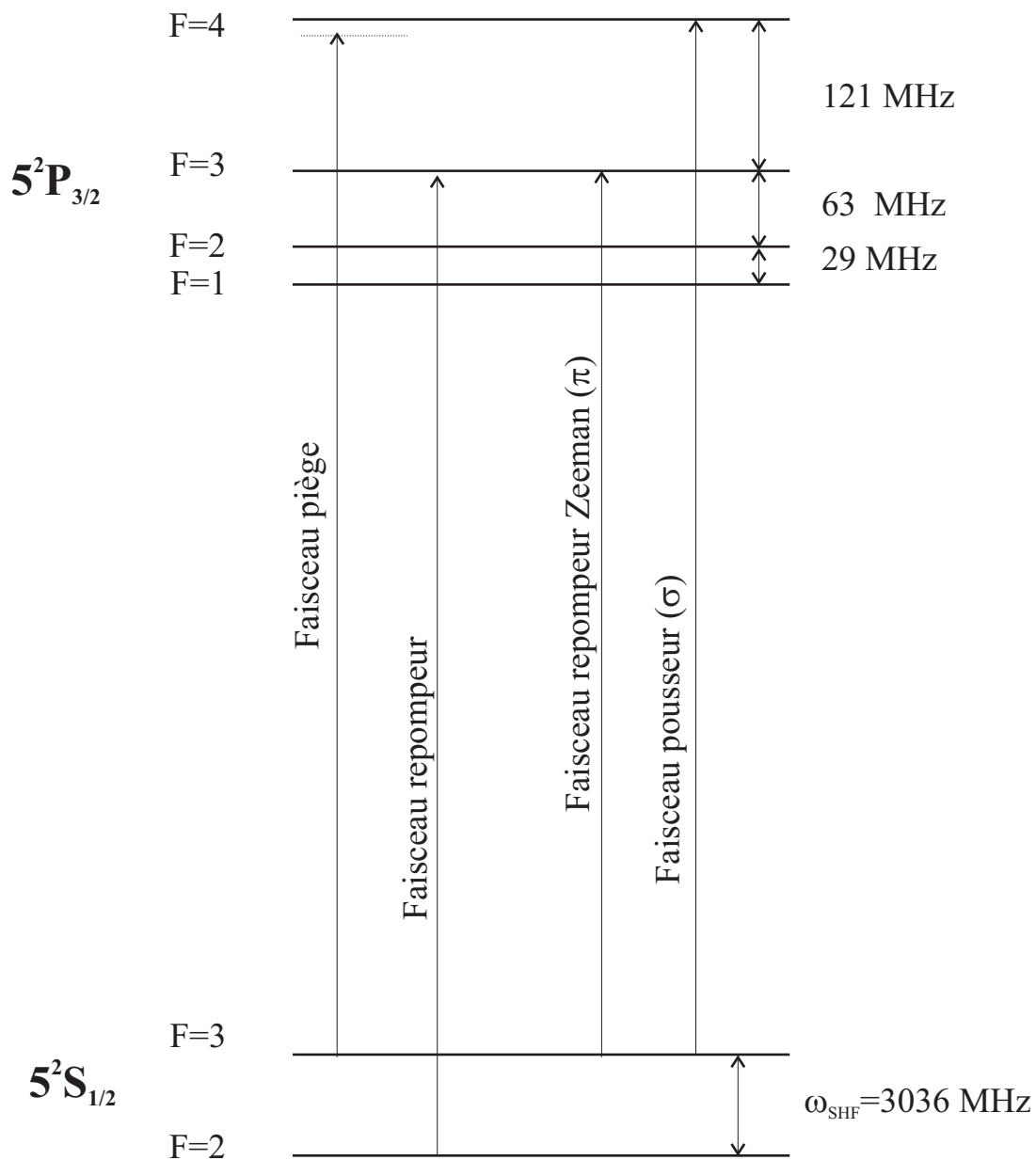


Fig. 6.2 – Niveaux d'énergie du rubidium 85. On remarque que la structure hyperfine du niveau $5P_{3/2}$ est plus serrée que pour le rubidium 87.

D Calcul des règles de sélection

L'objectif de cette annexe est de calculer les éléments de matrice de l'amplitude de transition à deux photons qui apparaît dans le processus Raman. On introduit pour ce calcul le formalisme des opérateurs tensoriels irréductibles. On verra que l'on peut alors en déduire simplement les règles de sélection.

Nous reprenons les notations telles que définies dans la partie (A.3.1). Dans la suite, nous utilisons les notations et les définitions du Messiah Annexe C [28]. Les formules utilisées sont référencées par leur numéro dans cette même référence.

Le schéma fig. 6.3 résume les notations.

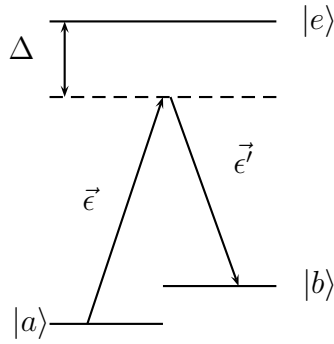


Fig. 6.3 – L'atome absorbe un photon de polarisation $\vec{\epsilon}$ et réémet un photon de polarisation $\vec{\epsilon}'$.

Le terme de couplage effectif, $\hbar\Omega^{eff}$, caractérisant la probabilité de transition de passer d'un niveau $|a\rangle = |F, m_F\rangle$ en absorbant un photon de polarisation $\vec{\epsilon}$ vers un niveau $|b\rangle = |F', m_{F'}\rangle$ en émettant un photon de polarisation $\vec{\epsilon}'$ s'écrit :

$$\hbar\Omega_{a \rightarrow b}^{eff} = \sqrt{\frac{\hbar\omega_1 n_1}{2\varepsilon_0 V}} \sqrt{\frac{\hbar\omega_2 n_2}{2\varepsilon_0 V}} \langle F', m_{F'} | \vec{\epsilon}'^* \cdot \vec{d} \frac{1}{\hbar\Delta} \vec{\epsilon} \cdot \vec{d} | F, m_F \rangle \quad (\text{D-1})$$

On introduit l'opérateur A_Q^k défini par :

$$A_Q^k = \sum_{q_1, q_2} \langle 1 1 q_1 q_2 | k Q \rangle D_{q_1}^1 \frac{1}{\hbar\Delta} D_{q_2}^1 \quad (\text{D-2})$$

où $k = \{0, 1, 2\}$, et $D_{q_2}^1, D_{q_1}^1$ sont les composantes standard de \vec{d} .

On peut inverser cette égalité et écrire :

$$D_{q_1}^1 \frac{1}{\hbar\Delta} D_{q_2}^1 = \sum_{k,Q} \langle k Q | 1 1 q_1 q_2 \rangle A_Q^k \quad (\text{D-3})$$

On cherche alors à calculer l'élément de matrice $\langle F', m_{F'} | A_Q^k | F, m_F \rangle$.

En introduisant la relation de fermeture sur l'ensemble des états excités (F_e, m_{F_e}) , on calcule à l'aide du théorème de Wigner-Eckart ([28]) l'élément de matrice (formule (84)) :

$$\langle F_e, m_{F_e} | D_{q_2}^1 | F, m_F \rangle = (-1)^{F_e - m_{F_e}} \begin{pmatrix} F_e & 1 & F \\ -m_{F_e} & q_2 & m_F \end{pmatrix} \langle J_e, I, F_e || D^1 || J, I, F \rangle$$

De plus, l'élément de matrice réduit $\langle J_e, I, F_e || D^1 || J, I, F \rangle$ s'exprime selon la relation (éq.89) :

$$\langle J_e, I, F_e || D^1 || J, I, F \rangle = (-1)^{F+I+J_e+1} \sqrt{(2F_e+1)(2F+1)} \begin{Bmatrix} J_e & 1 & J \\ F & I & F_e \end{Bmatrix} \langle J_e || D^1 || J \rangle \quad (\text{D-4})$$

On calcule de la même manière les éléments de matrice de $D_{q_1}^1$.

On obtient alors

$$\begin{aligned} \langle F' m_{F'} | A_Q^k | F m_F \rangle &= \frac{1}{\hbar\Delta} \langle J' || D^1 || J_e \rangle \langle J_e || D^1 || J \rangle \times \\ &(-1)^{-Q+F'+J'+2I+F+J_e} \sqrt{(2F+1)(2F'+1)} \sqrt{2k+1} \times \sum_{F_e} (-1)^{2F_e} \times \\ &\left[\sum_{q_1, q_2, m_{F_e}} (-1)^{-(m_{F_e}+q_1+q_2+m_F)} \begin{pmatrix} F_e & 1 & F \\ -m_{F_e} & q_2 & m_F \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 & k \\ -q_2 & -q_1 & Q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & F_e & F' \\ q_1 & m_{F_e} & -m_{F'} \end{pmatrix} \right] \\ &\times (2F_e+1) \begin{Bmatrix} J' & 1 & J_e \\ F_e & I & F' \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J_e & 1 & J \\ F & I & F_e \end{Bmatrix} \quad (\text{D-5}) \end{aligned}$$

La somme entre crochets se calcule à l'aide de la formule (33). On obtient une somme sur un produit de six-j que l'on peut de nouveau calculer (formule 35e). On

obtient finalement :

$$\begin{aligned}
\langle F' m_{F'} | A_Q^k | F m_F \rangle &= \frac{1}{\hbar \Delta} \langle J' || D^1 || J_e \rangle \langle J_e || D^1 || J \rangle \\
&\quad \sqrt{(2F+1)(2F'+1)} \sqrt{2k+1} \begin{pmatrix} k & F' & F \\ Q & -m_{F'} & m_F \end{pmatrix} \\
&\quad (-1)^{-Q+m_{F'}+I-k-J} \\
&\quad \begin{Bmatrix} k & J & J' \\ J_e & 1 & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} k & J & J' \\ I & F' & F \end{Bmatrix} \quad (D-6)
\end{aligned}$$

On reconnaît dans cette expression le théorème de Wigner-Eckart :

$$\langle F' m_{F'} | A_Q^k | F m_F \rangle = (-1)^{F'-m_{F'}} \begin{pmatrix} F' & k & F \\ -m_{F'} & Q & m_F \end{pmatrix} \langle F' || A^k || F \rangle \quad (D-7)$$

Finalement, en identifiant (D-6) à (D-7), on obtient l'élément de matrice réduit

$$\begin{aligned}
\langle F' m_{F'} || A^k || F m_F \rangle &= \frac{1}{\hbar \Delta} \langle J' || D^1 || J_e \rangle \langle J_e || D^1 || J \rangle \\
&\quad \sqrt{(2F+1)(2F'+1)} \sqrt{2k+1} \\
&\quad (-1)^{F-J+I} \\
&\quad \begin{Bmatrix} k & J & J' \\ J_e & 1 & 1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} k & J & J' \\ I & F' & F \end{Bmatrix}. \quad (D-8)
\end{aligned}$$

A l'aide de cette expression, on peut déduire les règles de sélection pour les transitions Raman.

La transition s'effectue d'un niveau $J = 1/2$ vers lui-même. Par conséquent, $J' = J = 1/2$. Le premier six-j de l'expression (D-8) n'est donc non-nul que si (k, J, J) vérifie l'inégalité du triangle. Donc k est différent de 2.

De plus, on a $F \neq F'$. Le triplet (k, F', F) devant lui aussi vérifier l'inégalité du triangle, on a nécessairement $k \neq 0$ et finalement, $k = 1$.

Finalement, le terme de couplage de la transition s'écrit (D-1 et D-3) :

$$\begin{aligned}
\hbar \Omega_{a \rightarrow b}^{eff} &= \sqrt{\frac{\hbar \omega_1 n_1}{2 \varepsilon_0 V}} \sqrt{\frac{\hbar \omega_2 n_2}{2 \varepsilon_0 V}} \\
&\quad \sum_Q \epsilon_{q_1} \epsilon_{q_2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ q_1 & q_2 & -Q \end{pmatrix} (-1)^Q \sqrt{3} (-1)^{F'-m_{F'}} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -m_{F'} & Q & m_F \end{pmatrix} \langle F' || A^1 || F \rangle
\end{aligned}$$

E Probabilité de transition à un photon

E.1 Notations

Nous nous plaçons dans le cas simple d'un atome à deux niveaux d'énergie notés i et f (avec $E_i < E_f$). L'atome est soumis à une onde lumineuse, polarisée suivant $\vec{\epsilon}$, se propageant suivant z :

$$\vec{E}(z, t) = E_0(z)\vec{\epsilon} \cos(\omega t - kz). \quad (\text{E-1})$$

On calcule la probabilité de transition par unité de temps P_t pour que l'atome passe de l'état i à l'état f en absorbant un photon d'énergie $\hbar\omega$ à l'aide des équations de Bloch optiques ([44], p.352). On obtient alors

$$P_t = \Gamma\sigma_f^{st}, \quad (\text{E-2})$$

où $\Gamma = 1/\tau$ désigne la largeur naturelle de l'état f et σ_f^{st} désigne la population de cet état en régime stationnaire. Cette quantité s'écrit :

$$\sigma_f^{st} = \frac{1}{2} \frac{s}{1+s}, \quad (\text{E-3})$$

avec s , le paramètre de saturation défini selon :

$$s = \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4}. \quad (\text{E-4})$$

Dans cette expression on note :

- $\delta/2\pi$ le décalage de fréquence entre l'onde laser et la fréquence de la transition $i \rightarrow f$.
- Ω la pulsation de Rabi définie par

$$\Omega = -\frac{E_0}{\hbar} \langle i | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | f \rangle. \quad (\text{E-5})$$

E.2 Intensité de saturation

On définit l'intensité de saturation I_S pour une transition $J - J'$ et pour une polarisation linéaire par la relation $s = 1$ lorsqu'on se place à résonance ($\delta = 0$). On obtient alors la relation liant la pulsation de Rabi à saturation Ω_S à la largeur naturelle Γ :

$$\Omega_S^2 = \frac{\Gamma^2}{2} \quad (\text{E-6})$$

Dans cette relation, on assimile le facteur $\epsilon_0 |E_0|^2 c/2$ à l'intensité du faisceau lumineux pour une onde plane progressive monochromatique et on exprime l'intensité de saturation par

$$I_S = \frac{\Gamma^2}{4} \frac{\hbar^2 \epsilon_0 c}{\left| \langle J, m_J | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | J', m_{J'} \rangle \right|^2}.$$

On exprime ensuite l'élément de matrice à l'aide du théorème de Wigner-Eckart

$$\left| \langle J, m_J | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | J', m_{J'} \rangle \right|^2 = |\langle J', 1, m_{J'}, q | J, m_J \rangle|^2 \frac{|\langle J' || D^1 || J \rangle|^2}{2J+1} \quad (\text{E-7})$$

avec $D^1 = \vec{d} \cdot \vec{\epsilon}$. Cette expression se simplifie en utilisant la force d'oscillateur f_{if} de la transition $i \rightarrow f$ et le rayon classique de l'électron r_0 (partie (A.3.1), éq. (2-39) et (2-40)). On obtient alors

$$I_S = \frac{\Gamma^2}{4} \times \frac{1}{\lambda} \times \frac{1}{r_0} \times \frac{\hbar}{f_{if}} \times \frac{1}{3 |\langle J', 1, m_{J'}, q | J, m_J \rangle|^2} \quad (\text{E-8})$$

Dans le cas d'une polarisation linéaire ($q = 0$) entre deux niveaux de moments cinétiques $J = 1/2$ et $J' = 3/2$, le carré du coefficient de Clebsch Gordan de l'expression précédente vaut $1/3$ et on obtient pour la transition $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$:

$$I_S = 2,55 \text{ mW/cm}^2, \quad (\text{E-9})$$

avec $f=2/3$, $r_0=2,82 \times 10^{-15}$ m, $\lambda=780$ nm, $\Gamma=2\pi \times 5,89$ MHz. Nous adoptons cette définition de l'intensité de saturation pour la transition $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, définition qui diffère d'un facteur $2/3$ de la valeur traditionnellement admise.

E.2.1 Probabilité de transition à un photon

E.2.1.a Transition $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, polarisation linéaire

A partir des relations (E-2), (E-3), (E-4) et (E-6), on peut écrire la probabilité de transition à un photon en fonction de l'intensité de saturation dans la limite des faibles saturations :

$$P_t = \frac{\Gamma^3}{8} \times \left(\frac{I}{I_S} \right) \times \frac{1}{\delta^2 + \Gamma^2/4}. \quad (\text{E-10})$$

Si on se place loin de la résonance, cette expression devient :

$$P_t = \frac{\Gamma^3}{8} \times \left(\frac{I}{I_S} \right) \times \frac{1}{\delta^2}. \quad (\text{E-11})$$

E.2.1.b Transition $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$, polarisation quelconque

Cette situation correspond au calcul de l'intensité de fluorescence émise par les atomes du piège magnéto-optique. Dans cette situation les atomes sont répartis de manière équivalente sur l'ensemble des sous-niveaux Zeeman. De plus, la polarisation moyenne du champ électrique n'a pas de direction privilégiée sur l'ensemble du nuage. Nous effectuons donc le calcul du nombre de photons émis par fluorescence en effectuant la moyenne de la probabilité de transition d'un niveau (F, m_F) vers un niveau $(F', m_{F'})$ sur l'ensemble des polarisations et pour un sous-niveau hyperfin m_F donné.

Dans cet exemple, le carré de la pulsation de Rabi moyenne s'écrit alors :

$$\Omega_{moy}^2(F', m_{F'}; F, m_F) = \frac{1}{3} \times \left(\frac{-E_0}{\hbar} \right)^2 \sum_{polar} \left| \langle J', I, F', m_{F'} | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | J, I, F, m_F \rangle \right|^2,$$

avec

$$\begin{aligned} \sum_{polar} \left| \langle J', I, F', m_{F'} | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | J, I, F, m_F \rangle \right|^2 &= (2F' + 1)(2F + 1) \left\{ \begin{matrix} J & 1 & J' \\ F' & I & F \end{matrix} \right\}^2 |\langle J' || D^1 || J \rangle|^2 \\ &\times \sum_{q, m_{F'}} \left(\begin{matrix} F & 1 & F' \\ -m_F & q & m_{F'} \end{matrix} \right)^2. \end{aligned}$$

En explicitant la somme sur q et le coefficient six-j à l'aide des tables, nous obtenons alors :

$$\left| \langle J', I, F', m_{F'} | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | J, I, F, m_F \rangle \right|^2 = \frac{(2F' + 1)(2F + 1)}{(2F + 1)(2F)(2F + 1)} \times |\langle J' || D^1 || J \rangle|^2$$

Finalement, on écrit la pulsation de Rabi moyenne en fonction de l'intensité I d'un faisceau et de l'intensité de saturation I_S définie auparavant selon l'expression :

$$\frac{\Omega_{moy}^2}{2} = \frac{\Gamma^2}{4} \times \frac{I}{I_S} \times \frac{(2F' + 1)(2J + 1)}{(2F)(2F + 1)},$$

et on peut écrire la probabilité de transition moyenne selon l'expression

$$\Gamma(t)_{fluo} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s}, \quad (\text{E-12})$$

avec

$$s = \frac{\Gamma^2}{4} \times \frac{I}{I_S} \times \frac{(2F' + 1)(2J + 1)}{(2F)(2F + 1)} \times \frac{1}{\delta^2 + \Gamma^2/4}. \quad (\text{E-13})$$

F Calcul de l'intégrale de convolution de la double impulsion Raman.

Nous explicitons dans cette annexe les résultats du calcul fait par B. Grémaud pour simplifier la détermination numérique de l'intégrale qui décrit la probabilité de transition après deux impulsions Raman contrapropageantes.

La probabilité de transition est proportionnelle à :

$$\begin{aligned} I(\alpha, \beta, y) &= \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{\sin^2(\alpha\sqrt{1+x^2})}{1+x^2} \frac{\sin^2(\beta\sqrt{1+(y-x)^2})}{1+(y-x)^2} \\ &= \frac{1}{2}I_1(\alpha, \beta, y) + \frac{1}{2}I_2(\alpha, \beta, y) + I_3(\alpha, \beta, y) \text{ pour } \alpha \geq \beta \end{aligned} \quad (\text{F-1})$$

avec

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_0^1 \frac{\sin(2\alpha\sqrt{1-x^2})}{1-x^2} \frac{\left[(1+y^2-x^2)(1-\cos(2\beta X)\cosh(2\beta Y)) + 2xy\sin(2\beta X)\sinh(2\beta Y) \right]}{(1+y^2-x^2)^2 + 4x^2y^2} \\ I_2 &= \int_0^1 \frac{\sin(2\beta\sqrt{1-x^2}) - 2\beta\sqrt{1-x^2}}{1-x^2} \frac{1+y^2-x^2}{(1+y^2-x^2)^2 + 4x^2y^2} \\ I_3 &= -\frac{\pi}{4(y^2+4)} \left(2\beta Y_0 - \sinh 2\beta Y_0 \cos 2\beta X_0 + 2\frac{\cosh 2\beta Y_0 \sin 2\beta X_0 - 2\beta X_0}{y} \right) \end{aligned} \quad (\text{F-2})$$

où

$$\begin{aligned} X &= \sqrt{\frac{1}{2} \left((1+y^2-x^2) + \sqrt{(1+y^2-x^2)^2 + 4x^2y^2} \right)} \\ Y &= \sqrt{\frac{1}{2} \left(-(1+y^2-x^2) + \sqrt{(1+y^2-x^2)^2 + 4x^2y^2} \right)} \end{aligned} \quad (\text{F-3})$$

$$i.e. \quad (X - iY)^2 = 1 + (y - ix)^2$$

et où

$$\begin{aligned} X_0 &= \sqrt{\frac{1}{2} \left(y^2 + \sqrt{y^4 + 4y^2} \right)} \\ Y_0 &= \sqrt{\frac{1}{2} \left(-y^2 + \sqrt{y^4 + 4y^2} \right)} \end{aligned} \quad (\text{F-4})$$

$$i.e. \quad (X_0 - iY_0)^2 = y^2 - 2iy.$$

Bibliographie

- [1] Mohr P and Taylor B, *CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 1998*, 2000, *Rev. Mod. Phys.* **72**
- [2] Liu W., Boshier M.G., Dhawan S., van Dyck O., Egan P., Fei X., Grosse Perdekamp M., Hughes V.W., Janousch M., Jungmann K., Kaway D., Mariam F.G., Pillai C., Prigl R., zu Putlitz G., Reinhard I., Schwarz W., Thompson P.A., Woodles K.A., *High precision measurements of the ground state hyperfine structure interval of muonium and of the muon magnetic moment*, 1999, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 711
- [3] Schwob C, Jozefowski L, de Beauvoir B, Hilico L, Nez F, Julien L, Biraben F, Acef O and Clairon A, *Optical frequency measurement of the 2S-12D transitions in hydrogen and deuterium: Rydberg constant and Lamb shift determinations*, 1999, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 4960
- [4] George M.C., Lombardi L.D., Hessels E.A. , *Precision microwave measurement of the $2^3P_0 - 2^3P_1$ interval in atomic helium: A determination of the fine-structure constant*, 2001, *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 173002-1
- [5] Minardi F., Bianchini G., Cancio Pastor P., Giusfredi G., Pavone F.S., Inguscio M., *Measurement of the helium $2^3P_0 - 2^3P_1$ fine structure interval*, 1999, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1112
- [6] Van Dick R.S, Schwinberg P.B and Dehmelt H.G, *New high-precision comparison of electron and positron g factors*, 1987, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 26
- [7] Nio M., Kinoshita T., *Revised α^4 term of lepton g-2 from the Feynman diagrams containing an internal light-by-light scattering subdiagram*, 2003, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 021803-1
- [8] Bradley M.P., Porto J.V., Rainville S., Thompson J.K., Pritchard D.E., *Penning trap measurements of the masses of ^{133}Cs , $^{87,85}\text{Rb}$, and ^{23}Na with uncertainties*, 1999, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4510
- [9] Audi G., Wapstra A.H., *The 1995 update to the atomic mass evaluation*, 1995 *Nucl. Phys. A.*, **595**, 409-480

- [10] Krüger E, Nistler W and Weirauch W, *Re-evaluation of a precise measurement of h/m_n* , 1999, *Metrologia*, **36**, 147
- [11] Gupta S, Dieckmann K, Hadzibabic Z and Pritchard D.E, *Contrast interferometry using Bose-Einstein condensates to measure h/m and α* , 2002, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 140401-1
- [12] Heupel T., Mei, M., Niering M., Gross B., Weitz M., Hänsch T.W., Bordé Ch.J., *Hydrogen atom interferometer with short light pulses*, 2002, *Europhys. Lett.*, **57**, 158.
- [13] Mossberg T.W., Kachru R., Hartmann S.R., Flusberg A.M. 1979, *Phys. Rev. A*, **A120**, 1976.
- [14] T.W.Mossberg, S.R.Hartmann, 1981, *Phys. Rev. A*. **A23**, 1271.
- [15] Weiss D.S., Young C., Chu S., *Precision measurement of the photon recoil of an atom using atomic interferometry*, 1993, *Phys. Rev. Lett.*, **70**, N.18, 2706.
- [16] C Bordé, *Atomic interferometry with internal state labelling*, 1989, *Phys. Lett. A.*, **140**, 10.
- [17] C.Cohen-Tannoudji, 1992-1993, *Cours au collège de France*, Cours 3.
- [18] Weiss D.S., Young C., Chu S., *Precision measurement of h/M_{Cs} based on photon recoil using laser-cooled atoms and atomic interferometry*, 1994, *Appl. Phys. B*, **59**, 217-256.
- [19] Wicht A., Hensley J.M., Sarajlic E., Chu S., *A preliminary measurement of h/M_{Cs} with atom interferometry*, 2001, *Proceedings of the 6th Symposium Frequency Standards and Metrology*, ed.P.Gill, p.193.
- [20] Hall J.L., Bordé C.J., Uehara K., *Direct optical resolution of the recoil effect using saturated absorption spectroscopy*, 1976, *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 1339.
- [21] Peik E., Ben Dahan M., Bouchoule I., Castin Y. and Salomon C., *Bloch oscillations of atoms, adiabatic rapid passage and monokinetic atomic beams*, 1997 *Phys. Rev. A*, **55**, 2989
- [22] Guo J., Berman P., Dubetsky B., Grynberg G., *Recoil-induced resonances in non-linear spectroscopy*, 1992 *Phys. Rev. A*, **46**, 1426
- [23] Battesti R., Cladé P., Guellati S., Schwob C., Grémaud B., Nez F., Julien L., Biraben F., *Acceleration of ultracold atoms : towards a measurement of h/M_{s7Rb}* , 2003, *J. Opt. B.: Quantum Semiclass.*, **5**, S178-S182.
- [24] Thomas J.E., Hemmer P.R., Ezekiel S., Leiby Jr C.C., Picard R.H. and Willis C.R., *Observation of Ramsey fringes using a stimulated resonance Raman transition in a sodium atomic beam*, 1982, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 867

- [25] Kasevich M., Weiss D.S., Riis E., Moler K., Kasapi S., Chu S., Atomic velocity selection using stimulated Raman transitions, 1991, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2297
- [26] Moler K., Weiss D.S., Kasevich M., Chu S., Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions, 1991, *Phys. Rev. A* **45**
- [27] Cagnac B., Gryngerg G., Biraben F., Spectroscopie d'absorption multiphotonique sans effet Doppler, 1973, *Journ. de Phys.* **34**, 845
- [28] Messiah A., *Mécanique quantique*, Ed. Dunod, Appendice C
- [29] Dahan M., *Transport et relaxation d'atomes de césium: oscillations de Bloch et résonance de diffusion*, 1997, *Thèse de doctorat de l'université Pierre et Marie Curie*
- [30] Ashcroft N.W., Mermin N.D., *Solid state physics*
- [31] Henry C.H., *Line broadening of semiconductor lasers*, 1991, *Coherence, amplification and quantum effects in semiconductor lasers* ed. Y. Yamamoto, John Wiley & Sons, New York
- [32] Fretel E., *Spectroscopie à deux photons de l'atome de rubidium dans un piège magnéto-optique*, 1997, *Thèse de doctorat*
- [33] Clairon A., Laurent P., Santarelli G., Ghezali S., Lea N. and Bahoura M., *Recent results of the LPTF cesium fountain primary frequency standard*, 1995, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **44**, 128
- [34] Bize S., Sortais Y., Santos M.S., Mandache C., Clairon A., Salomon C., *High-accuracy measurement of the ^{87}Rb ground-state hyperfine splitting in an atomic fountain*, 1999, *Europhys. Lett.*, 558-564
- [35] de Beauvoir B., *Réalisation d'un étalon de fréquence à 778 nm: mesure absolue des fréquences $2S-8S/D$ des atomes d'hydrogène et de deutérium et détermination de la constante de Rydberg*, 1996, *Thèse de doctorat de l'université Pierre et Marie Curie*
- [36] Bourzeix S., *Laser continu à 205 nm: application à la mesure du déplacement de Lamb dans l'hydrogène*, 1995, *Thèse de doctorat de l'université Pierre et Marie Curie*
- [37] Biraben F., *Efficiency of unidirectional systems used in ring lasers*, 1979, *Opt. Commun.* **29**, 353
- [38] Drever R.W., Hall J.L., Kowalski F.V., Hough J., Ford G.M., Munley A.J., Ward H., *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*, 1983, *Appl. Phys. B*, **31**, 97

-
- [39] Houssin M., 1989, *Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie*
- [40] Garreau J.C., *Mesure de la constante de Rydberg par spectroscopie à deux photons des états de Rydberg de l'atome d'hydrogène*, 1989, *Thèse de doctorat de l'université Pierre et Marie Curie*
- [41] Barwood G.P., Gill P., Rowley W.R.C., *Frequency measurements on optically narrowed Rb-stabilised laser diodes at 780 nm and 795 nm*, 1991, *Appl. Phys. B*, **B53**, 142-147
- [42] Jun Ye, Swartz S., Jungner P., Hall J.L., *Hyperfine structure and absolute frequency of the ^{87}Rb $5P_{3/2}$ state*, 1996, *Optics Letters*, **21**, n° 16, august 15.
- [43] Press W.H., Flannery B.P., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., *Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing* p.523
- [44] Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J., Grynberg G. *Processus d'interactions lumière-matière*, ed. CNRS.

Résumé

Cette thèse décrit une expérience de mesure de la vitesse de recul v_r d'un atome. Cette mesure permet de déduire le rapport h/M_X , où h désigne la constante de Planck et M_X la masse de l'atome considéré, afin d'obtenir la valeur de la constante de structure fine α . Le principe de l'expérience est le suivant. A partir d'un nuage d'atomes froids, nous sélectionnons une classe de vitesse subrecoil à l'aide d'une transition Raman. Ensuite, nous accélérons les atomes de manière cohérente à l'aide d'une onde stationnaire dans le référentiel de l'atome (cet effet est analogue aux oscillations de Bloch en physique du solide). Enfin, nous mesurons la vitesse finale des atomes par une nouvelle transition Raman. La connaissance des vitesses finale et initiale nous permet de remonter à la quantité de mouvement transférée et donc à la vitesse de recul de l'atome. Nous présentons dans ce manuscrit les premiers résultats de ce travail expérimental.

Mots-clés

atomes froids, oscillations de Bloch, transitions Raman, métrologie, constante de structure fine.

Abstract

This work describes an experiment whose purpose is the measurement of the atomic recoil velocity v_r . The ratio h/M_X , where h is the Planck constant and M_X the atomic mass, and then the fine structure constant can be deduced from this measurement. The experiment is made up of three steps. Firstly we select, in a cloud of cold atoms, a subrecoil velocity class with a Raman transition. Then we accelerate the atoms with a standing wave in the atomic frame (in the solid state physics approach, this is known as Bloch oscillations). Finally, we measure the final atomic velocity with a new Raman transition. The determination of the initial and final atomic velocities leads to the determination of the momentum transfer and so, of the atomic recoil velocity. We present in this script the first results of this experimental work.

Key words

cold atoms, Bloch oscillations, Raman transitions, fine structure constant.