Expériences d'interférométrie atomique avec le lithium. Mesure de précision de la polarisabilité électrique

Alain Miffre

▶ **To cite this version:**

Alain Miffre. Expériences d'interférométrie atomique avec le lithium. Mesure de précision de la polarisabilité électrique. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2005. Français. NNT : . tel-00010300v2

HAL Id: tel-00010300

https://theses.hal.science/tel-00010300v2

Submitted on 7 Oct 2005

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

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

THÈSE

présentée

DEVANT L'UNIVERSITÉ PAUL SABATIER DE TOULOUSE (SCIENCES)

en vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ

Spécialité : Physique Quantique

par

Alain MIFFRE

EXPÉRIENCES D'INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE AVEC LE LITHIUM. MESURE DE PRÉCISION DE LA POLARISABILITÉ ÉLECTRIQUE.

Soutenue le 23 juin 2005 devant la commission d'examen :

J.A. BESWICK, Professeur, Univ. Paul Sabatier, Toulouse	Président
M. BÜCHNER, Chargé de Recherches, L.C.A.R., Toulouse	Examinateur
R. KAISER, Directeur de Recherches, I.N.L.N., Nice	Rapporteur
C. SALOMON, Directeur de Recherches, L.K.B., Paris	Rapporteur
P. VERKERK, Directeur de Recherches, Ph.L.A.M., Lille	Examinateur
J. VIGUÉ, Directeur de Recherches, L.C.A.R., Toulouse	Directeur de thèse

Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité, UMR 5589, CNRS
IRSAMC, Université Paul SABATIER, TOULOUSE, FRANCE

THÈSE

présentée

DEVANT L'UNIVERSITÉ PAUL SABATIER DE TOULOUSE (SCIENCES)

en vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ

Spécialité : Physique Quantique

par

Alain MIFFRE

EXPÉRIENCES D'INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE AVEC LE LITHIUM. MESURE DE PRÉCISION DE LA POLARISABILITÉ ÉLECTRIQUE.

Soutenue le 23 juin 2005 devant la commission d'examen :

J.A. BESWICK, Professeur, Univ. Paul Sabatier, Toulouse	Président
M. BÜCHNER, Chargé de Recherches, L.C.A.R., Toulouse	Examinateur
R. KAISER, Directeur de Recherches, I.N.L.N., Nice	Rapporteur
C. SALOMON, Directeur de Recherches, L.K.B., Paris	Rapporteur
P. VERKERK, Directeur de Recherches, Ph.L.A.M., Lille	Examinateur
J. VIGUÉ, Directeur de Recherches, L.C.A.R., Toulouse	Directeur de thèse

Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité, UMR 5589, CNRS
IRSAMC, Université Paul SABATIER, TOULOUSE, FRANCE

Résumé

La construction d'interféromètres atomiques permet d'envisager la mesure très précise de quantités physiques. Cette étude présente une mesure de la polarisabilité de l'atome de lithium par interférométrie atomique. Le résultat obtenu, $\alpha = (24{,}33 \pm 0{,}16) \times 10^{-30}$ m^3, améliore la connaissance de cette grandeur physique d'un facteur trois par rapport aux mesures les plus précises recensées dans la littérature.

Ce travail présente de manière détaillée le réglage puis l'utilisation d'un interféromètre atomique de Mach - Zehnder. Les deux bras de l'interféromètre sont séparés spatialement par diffraction élastique de l'onde atomique par une onde stationnaire laser, quasi résonante avec la première transition de résonance du lithium. Un ensemble de techniques expérimentales souvent complexes dans leur mise en oeuvre est nécessaire pour construire l'interféromètre. Après une étude détaillée de la source d'atomes de lithium (un jet supersonique ensemencé dans de l'argon), nous présentons nos signaux d'interférence atomique, d'excellente visibilité, allant jusqu'à 84,5 % au premier ordre de diffraction. Une grande variété de signaux a été enregistrée, par diffraction de l'isotope fermionique dans des ordres supérieurs ou par diffraction de l'isotope bosonique minoritaire. La qualité des signaux d'interférence obtenus est ensuite mise à profit pour réaliser des mesures de phase d'une grande précision. Une première expérience permet d'évaluer la sensibilité de l'interféromètre atomique aux gradients de champ magnétique. Une mesure absolue de la polarisabilité électrique du lithium est ensuite proposée par application d'un champ électrique sur un seul des deux chemins atomiques, distants de seulement 90 micromètres. La construction d'un tel condensateur, son alignement par rapport au jet atomique, et son utilisation sont détaillées dans cette thèse, et conduisent à une mesure très précise du déphasage induit par effet Lo Surdo - Stark (précision de 0,07 %). Pour cette première mesure, l'incertitude finale sur la polarisabilité du lithium est de seulement 0,66 %, et elle est dominée par l'incertitude sur la vitesse moyenne des atomes, ce qui laisse espérer des possibilités d'un gain de précision supplémentaire.

Abstract

Atom interferometers are very sensitive tools to make precise measurements of physical quantities. This study presents a measurement of the static electric polarizability of lithium by atom interferometry. Our result, $\alpha = (24.33 \pm 0.16) \times 10^{-30}$ m^3, improves by a factor of three the most accurate measurements of this quantity.

This work describes the tuning and the operation of a Mach - Zehnder atom interferometer in detail. The two interfering arms are separated by elastic diffraction of the atomic wave by a laser standing wave, almost resonant with the first resonance transition of lithium atom. A set of experimental techniques, often complicated to implement, is necessary to build the experimental set-up. After a detailed study of the atom source (a supersonic beam of lithium seeded in argon), we present our experimental atom signals which exhibit a very high fringe visibility, up to 84.5 % for first order diffraction. A wide variety of signals has been observed, by diffraction of the bosonic isotope at higher diffraction orders and by diffraction of the fermionic less abundant isotope. The quality of these signals is then used to do very accurate phase measurements. A first experiment investigates how the atom interferometer signals are modified by a magnetic field gradient. An absolute measurement of lithium atom electric polarizability is then achieved by applying a static electric field on one of the two interfering arms, separated by only 90 micrometers. The construction of such a capacitor, its alignment in the experimental set-up and its operation are fully detailed. We obtain a very accurate phase measurement of the induced Lo Surdo - Stark phase shift (0.07 % precision). For this first measurement, the final uncertainty on the electric polarizability of lithium is only 0.66 %, and is dominated by the uncertainty on the atom beam mean velocity, so that a further reduction of the uncertainty can be expected.

Remerciements

Ce travail de recherche a été effectué au Laboratoire Collisions, Agrégats, Réactivité de l'Institut de Recherche sur les Systèmes Atomiques et Moléculaires Complexes, à l'Université Paul Sabatier de Toulouse.

Monsieur Juan Alberto BESWICK, Professeur de l'Université, m'a fait l'honneur de présider le jury de thèse. Qu'il trouve ici l'expression de mon très grand respect et de toute ma gratitude.

J'adresse des remerciements très appuyés à l'égard de Monsieur Christophe SALOMON, Directeur de Recherches au C.N.R.S. au Laboratoire Kastler - Brossel, Département de Physique de l'Ecole Normale Supérieure de Paris, et de Monsieur Robin KAISER, Directeur de Recherches au C.N.R.S. à l'Institut Non Linéaire de Nice. Malgré un emploi du temps très chargé, ils ont accepté d'examiner et de juger le travail proposé. Qu'ils trouvent ici l'expression de mes remerciements sincères pour l'intérêt qu'ils ont manifesté pour ce travail.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur Philippe VERKERK, Directeur de Recherches au C.N.R.S. du Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules de Lille, pour sa lecture détaillée et constructive de ce mémoire.

Je remercie très vivement Monsieur Jacques VIGUÉ, Directeur de Recherches au C.N.R.S., pour m'avoir accueilli au sein du Laboratoire Collisions, Agrégats, Réactivité, et pour avoir accepté de diriger cette thèse. J'ai beaucoup apprécié son goût pour le partage des connaissances. Sa grande expérience et les nombreuses références bibliographiques qu'il a su me proposer ont été très formatrices. J'ai particulièrement tiré bénéfice de nos discussions, notamment sur la méthode de rédaction d'un article et d'un manuscrit de thèse. Je l'en remercie chaleureusement.

J'exprime de vifs remerciements à l'égard de Monsieur Matthias BÜCHNER, Chargé de Recherches au C.N.R.S, avec qui j'ai partagé l'expérience au quotidien. J'ai beaucoup apprécié sa disponibilité et la confiance qu'il a su témoigner à un chercheur débutant. Qu'il trouve dans ce mémoire les différentes expériences menées en commun.

J'adresse également des remerciements appuyés à l'égard de Monsieur Gérard TRÉNEC, Ingénieur de Recherches au C.N.R.S., pour sa disponibilité, son savoir - faire et son attention.

J'adresse enfin un message amical à Rémi DELHUILLE avec qui j'ai passé les quatre premiers mois de cette thèse et qui m'a accueilli sur Münich lors de ma visite en décembre 2003. Je souhaite bonne chance à Marion JACQUEY qui a la tâche de poursuivre, et je remercie les stagiaires avec qui j'ai travaillé, en particulier Thomas NIRRENGARTEN et Pierre GENEST.

Ces années de thèse ont aussi été l'occasion de cotoyer et d'apprécier les autres personnes du Laboratoire. J'exprime ici de vifs remerciements à l'égard de Arnaud Le PADELLEC, Aziz BOUCHENE, Carlo RIZZO, Renaud MATHEVET, Patrick MORETTO - CAPELLE, et je garde de très bons souvenirs de mes échanges avec Gaétan LÉVÊQUE, Arnaud DUPAYS, Nicolas NIEWJAER et Arnaud RENTENIER. Je remercie l'ensemble du personnel administratif et technique du Laboratoire, et notamment Marie - France ROLLAND, Laurent POLIZZI et Michel GIANESIN, dont l'aide précieuse aura permis de mener ce travail dans de bonnes conditions.

L'étude qui va maintenant vous être proposée a été rendue possible par l'affection et la confiance totale de certaines personnes. Ce mémoire leur est par conséquent dédié : à mes chers parents donc, à mes deux soeurs Marie et Joëlle et leur famille respective, et à l'amitié solide qui me lie à Max, Lydia et Eric, et Els de Tolosà.

" Ce qui fait le prix de la science, de la connaissance abstraite,
c'est qu'elle est communicable."

Le monde comme volonté et comme représentation,
Arthur SCHOPENHAUER

Table des matières

Introduction **v**

1 Le dispositif expérimental **1**
1.1 Le système de vide . . . 1
1.1.1 Système de pompage . . . 2
1.1.2 Difficultés rencontrées . . . 4
1.2 L'interféromètre atomique . . . 6
1.2.1 La source laser . . . 6
1.2.2 Le banc de l'interféromètre . . . 9
1.2.3 Procédures d'alignement . . . 11
1.3 Détection des atomes de lithium . . . 13
1.3.1 Principe . . . 13
1.3.2 Temps de réponse du détecteur . . . 14
1.3.3 Analyse des signaux détectés . . . 14
1.4 Informatique d'acquisition . . . 16
1.5 Conclusions . . . 17

2 Le jet atomique de lithium **19**
2.1 Introduction . . . 19
2.2 Expansion supersonique d'un gaz pur monoatomique . . . 21
2.2.1 Le jet supersonique en régime hydrodynamique . . . 21
2.2.2 Le modèle de Toennies et Winkelmann (TW) . . . 25
2.2.3 Le modèle de Beijerinck et Verster (BV) . . . 27
2.2.4 Température parallèle terminale du gaz pur monoatomique . . . 30
2.3 Généralisation au mélange de deux gaz monoatomiques . . . 32
2.3.1 Approximations réalisées pour résoudre l'équation de Boltzmann . . . 32
2.3.2 Equations couplées décrivant les températures du gaz porteur . . . 33
2.3.3 Equations couplées décrivant les températures du gaz ensemencé . . . 33
2.3.4 Refroidissement longitudinal des atomes de lithium dans l'argon . . . 36
2.3.5 Discussion des hypothèses effectuées . . . 37
2.3.6 Un phénomène de refroidissement très général . . . 38
2.4 Etude expérimentale . . . 39
2.4.1 Le four de lithium . . . 39
2.4.2 Mesure de la distribution de vitesse du jet atomique . . . 43
2.4.3 Mise en évidence du refroidissement de l'espèce ensemencé . . . 47
2.4.4 Conclusions . . . 49
2.5 Brillance du jet atomique . . . 49

2.5.1 Intensité du jet d'atomes de lithium . . . 50
2.5.2 Brillance du jet d'atomes de lithium . . . 50
2.5.3 Flux disponible après collimation . . . 52
2.6 Conclusions . . . 53

3 Diffraction de l'onde atomique 55
3.1 Interaction d'un atome avec une onde laser stationnaire . . . 56
3.1.1 Rappels et notations . . . 56
3.1.2 Equation de Schrödinger . . . 58
3.1.3 Les états de Bloch . . . 58
3.1.4 Relations avec l'équation de Mathieu . . . 60
3.1.5 Traitement de la diffraction par les états de Bloch . . . 61
3.2 Diffraction dans le régime de Bragg . . . 62
3.2.1 Principe de la diffraction de Bragg . . . 62
3.2.2 Traitement par la théorie des perturbations . . . 63
3.2.3 Phases associées à la diffraction de l'onde atomique . . . 66
3.2.4 Sélectivité en vitesse de la diffraction de Bragg . . . 67
3.2.5 Probabilité d'émission spontanée . . . 69
3.3 Diffraction d'une onde atomique de lithium . . . 69
3.3.1 Paramètres expérimentaux pour une onde atomique de lithium . . . 69
3.3.2 Observation de l'oscillation de Rabi . . . 71
3.3.3 Profils de diffraction . . . 75
3.3.4 Miroirs et séparatrices d'ordre p . . . 79
3.3.5 Phases de diffraction à l'ordre p . . . 81
3.4 Conclusions . . . 82

4 Interférences atomiques 83
4.1 L'interféromètre de Mach - Zehnder à trois réseaux . . . 83
4.1.1 Interféromètre optique de Mach - Zehnder à trois réseaux . . . 84
4.1.2 Interféromètre atomique de Mach - Zehnder à trois réseaux . . . 87
4.2 Interférences atomiques . . . 89
4.2.1 Interférences atomiques au premier ordre de diffraction . . . 89
4.2.2 Interférences atomiques au second et troisième ordre de diffraction . . . 97
4.2.3 Visibilité des franges atomiques et ordre de diffraction . . . 100
4.2.4 Interférences atomiques avec l'isotope ^6Li . . . 107
4.3 Optimisation de la sensibilité en phase de l'interféromètre . . . 108
4.3.1 Sensibilité à l'orientation des miroirs à ondes stationnaires . . . 109
4.3.2 Influence d'une inégalité de distance entre réseaux consécutifs . . . 111
4.3.3 Sensibilité en phase et largeur des fentes . . . 114
4.3.4 Influence de la pression du gaz porteur argon . . . 116
4.4 Conclusions . . . 117

5 Interactions avec un champ magnétique 119
5.1 Effet Zeeman de l'état fondamental du lithium . . . 120
5.1.1 Introduction . . . 120
5.1.2 Déplacement en énergie d'un niveau hyperfin (F,M_F) . . . 120
5.1.3 Effet Zeeman quadratique . . . 121

5.2 Interférences en présence d'un champ magnétique . . . 122
5.2.1 Traversée de la zone d'interaction avec le champ magnétique . . . 122
5.2.2 Perturbation induite par le champ magnétique appliqué . . . 123
5.2.3 Déphasage d'un niveau hyperfin (F,M_F) donné . . . 125
5.2.4 Prise en compte des différents sous - niveaux hyperfins (F,M_F) . . . 126
5.2.5 Influence de la distribution de vitesse du jet atomique . . . 129
5.3 Etude expérimentale . . . 131
5.3.1 Dispositif expérimental . . . 132
5.3.2 Simulation du champ magnétique appliqué . . . 133
5.3.3 Jet atomique de lithium 7 pompé optiquement dans le niveau $F = 1$ . . . 136
5.3.4 Jet atomique de lithium 7 non pompé optiquement . . . 139
5.3.5 Jet atomique de lithium 6 non pompé optiquement . . . 142
5.4 Conclusions . . . 143

6 Polarisabilité de l'atome de lithium 145
6.1 Introduction . . . 146
6.1.1 Action d'un champ électrique statique et uniforme sur un atome . . . 146
6.1.2 Aspect historique . . . 148
6.2 Principe de la mesure interférométrique . . . 151
6.2.1 Déphasage induit par un champ électrique . . . 151
6.2.2 Polarisabilité de l'atome de sodium par interférométrie atomique . . . 152
6.3 Le condensateur électrostatique . . . 154
6.3.1 Conception du condensateur . . . 154
6.3.2 Calcul du champ électrique créé par le condensateur . . . 155
6.3.3 Construction du condensateur . . . 160
6.3.4 Défauts résiduels du condensateur . . . 164
6.3.5 Résumé des dimensions du condensateur . . . 166
6.3.6 Alignement du condensateur par rapport au jet atomique . . . 166
6.4 Mesure du déphasage induit par effet Lo Surdo - Stark . . . 169
6.4.1 Point de sensibilité en phase maximal . . . 169
6.4.2 Observation du déphasage induit par le champ électrique . . . 169
6.4.3 Extraction du déphasage des données expérimentales . . . 169
6.4.4 Interprétation : effet de la distribution de vitesse du jet atomique . . . 174
6.5 Mesure de la vitesse moyenne u des atomes de lithium . . . 177
6.5.1 Méthodes de mesure de la vitesse en interférométrie atomique . . . 177
6.5.2 Mesure de u par diffraction de l'onde atomique . . . 178
6.5.3 Mesure de u par effet Doppler . . . 179
6.5.4 Estimation de u par la théorie des jets supersoniques . . . 181
6.5.5 Conclusions sur la mesure de la vitesse moyenne u . . . 181
6.6 Polarisabilité électrique de l'atome de lithium . . . 182
6.7 Conclusions . . . 184

7 Conclusions 187

A L'atome de lithium **193**
A.1 Structure énergétique des niveaux . . . 193
A.2 Données numériques relatives à la diffraction du lithium . . . 195
A.2.1 Pulsation de recul du lithium . . . 195
A.2.2 Dipôle de transition . . . 195
A.2.3 Intensité de saturation de la transition résonante . . . 196
A.3 Tableau récapitulatif . . . 196

B Collisions entre deux atomes **197**
B.1 Définition des sections efficaces de collision . . . 197
B.2 Angle de déflexion d'une collision . . . 198
B.3 Sections efficaces de collision $Q^{(l)}$ . . . 202
B.4 Intégrales de collision $\Omega^{(l,s)}$ . . . 203

C Calcul de $\mathcal{F}_{\parallel,2}$ et $\mathcal{F}_{\perp,2}$ **205**
C.1 Notations et géométrie . . . 205
C.2 Calcul de $\Delta E_{X,2}$ . . . 206
C.3 Intégration sur les vitesses et l'angle solide . . . 206

D Effet de la dispersion de vitesse sur le signal interférentiel **209**
D.1 Distribution de vitesse . . . 209
D.2 Expression du déphasage en fonction de la vitesse . . . 209
D.3 Signal interférentiel et dispersion en vitesse du jet . . . 210

Introduction

La première observation du phénomène d'interférence de deux ondes lumineuses est due aux travaux séparés de R. Boyle (1627 - 1691) et R. Hooke (1635 - 1703). Dans ce montage, aujourd'hui connu sous le nom d'anneaux de Newton (1673 - 1727), des franges d'interférence ont été observées à partir d'une lentille sphérique convexe posée sur une lame de verre plane [1]. Il fallut attendre le début de XIX^{eme} siècle et les travaux de T. Young pour interpréter l'interférence d'ondes lumineuses comme une manifestation du caractère ondulatoire de la lumière. Le sujet suscita d'emblée un intérêt particulier, probablement en raison de la possibilité d'observer l'obscurité en certains points de l'espace par superposition de deux ondes lumineuses. D'abord objet de curiosité, l'interférence d'ondes lumineuses devient rapidement un outil de choix pour mesurer de petites quantités physiques, comme la longueur d'onde d'une source lumineuse, mesurée pour la première fois par interférométrie par A. Fresnel [2, 3]. Suite à cette découverte, de nombreux interféromètres optiques ont vu le jour dans le courant du XIX^{eme} siècle avec des applications variées. Vers les années 1810, A. Fresnel et F. Arago construisent un interféromètre dans lequel l'interférence s'opère par modification de la polarisation de l'onde lumineuse à partir de lames de tourmaline. La figure (1) ci-dessous (partie gauche) donne le schéma de principe de ce type d'interféromètre à deux sorties complémentaires S_1 et S_2, adapté à l'étude des propriétés des lames biréfringentes.

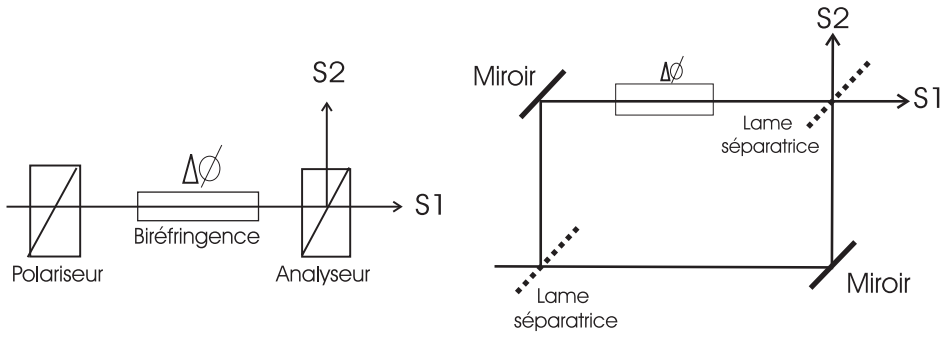


FIG. 1 – *Les deux principaux types d'interféromètre: à gauche, l'interféromètre de polarisation de Fresnel et Arago, à droite, l'interféromètre à division d'amplitude de Mach et Zehnder.*

La partie droite de la figure (1) schématise l'interféromètre construit par L. Mach et L. Zehnder (L. Zehnder (1891,[4]), L. Mach (1892,[5])), formé de deux lames séparatrices et de deux miroirs. L'interférence résulte de la division de l'amplitude de l'onde incidente sans que l'on utilise son état de polarisation, différence notable avec l'interféromètre de A. Fresnel et F. Arago. L'appareil possède deux sorties complémentaires S_1 et S_2 dont les signaux sont en opposition de phase. Il a été largement utilisé pour mesurer l'indice optique de matériaux transparents disposés sur l'un des deux chemins optiques.

La fin du XIX^{eme} siècle a vu se développer de nombreux interféromètres à division d'amplitude comme celui de A. Michelson et E. Morley (1886, [6, 7]) utilisé pour établir l'invariance de la vitesse de la lumière dans le vide ou celui de M. Sagnac (1913, [8, 9]) dans lequel deux ondes parcourent en sens inverse des chemins optiques identiques, ce qui permet d'envisager la mesure de rotations.

L'interférence d'ondes multiples a été étudiée par C. Fabry et A. Pérot pour analyser des spectres atomiques [10, 11]. Les interféromètres à ondes multiples sont nombreux : l'exemple le plus connu est le réseau de diffraction mais il existe également des dispositifs historiques plus ou moins usités comme la lame de Lummer - Gehrcke [12]. De nos jours, l'interférence d'ondes lumineuses est encore largement utilisée dans l'industrie pour mesurer des contraintes et des déformations [13] et reste un outil de choix dans les laboratoires de recherche pour construire des cavités Fabry - Pérot de grande finesse, comme référence de fréquence pour les lasers.

1. Naissance de l'interférométrie atomique

En 1924, L.V. De Broglie propose d'associer à toute particule matérielle un comportement ondulatoire caractérisé par une longueur d'onde $\lambda_{dB} = h/p$, p désignant l'impulsion de la particule [14]. Cette découverte, fondée sur un raisonnement théorique, sera confirmée dès 1927 par les expériences de C. Davisson et H. Germer portant sur la diffraction d'électrons sur le réseau cristallin de la surface d'un métal [15]. En 1930, I. Estermann et O. Stern observent la diffraction d'un faisceau d'hélium sur la surface d'un cristal de chlorure de sodium [16]. Ces premiers travaux ont ouvert la voie à la construction d'interféromètres à ondes de matière, mais il a fallu beaucoup de temps pour surmonter deux difficultés essentielles :

- La longueur d'onde des ondes de matière est en général bien inférieure au nanomètre, ce qui rend l'observation des phénomènes ondulatoires plus délicate qu'avec la lumière visible
- Les séparatrices et miroirs utilisés pour diffracter les ondes lumineuses, ne sont pas adaptés aux ondes de matière, la surface des solides étant en général trop rugueuse par rapport à la longueur d'onde atomique, qui est très petite.

En 1952, L. Marton et ses collaborateurs mettent au point le premier interféromètre à ondes de matière. Il s'agit d'un interféromètre à électrons utilisant la géométrie de Mach - Zehnder dans lequel les séparatrices et miroirs sont des réseaux de diffraction formés de cristaux de quelques centaines de couches atomiques d'épaisseur [17]. Des travaux ont ensuite été menés pour observer l'interférence de neutrons. Ces travaux ont abouti en 1974 à la mise au point d'un interféromètre à neutrons thermiques dans l'équipe de H. Rauch [18]. Dans cet interféromètre de type Mach - Zehnder, les neutrons sont diffractés sur des réseaux cristallins épais, ce qui impose une condition de Bragg à la diffraction. Lorsque la condition de Bragg est vérifiée, un seul faisceau diffracté apparaît, en plus du faisceau direct, et cet absence de faisceaux parasites se traduit par des franges d'interférence de très bonne visibilité. Les applications de l'interférométrie de neutrons sont toutefois limitées par les faibles flux disponibles et par la complexité du montage, les sources de neutrons thermiques n'existant que dans des laboratoires spécialisés.

Les atomes sont de meilleurs candidats pour les expériences d'interférométrie. Par rapport aux neutrons, les sources d'atomes sont plus intenses, de plusieurs ordres de grandeur, et sont plus faciles à manipuler. Quantiquement, un atome est décrit par un état formé d'un vecteur d'onde $\mathbf{k}$ et de nombres quantiques décrivant son état interne, notamment son état de structure fine et

hyperfine. L'état interne de l'atome joue un rôle analogue au vecteur de polarisation $\vec{\varepsilon}$ d'une onde lumineuse, mais alors que le photon n'a que deux états propres, l'atome peut en avoir beaucoup plus, même en se limitant aux seuls niveaux de l'état fondamental. Dans l'approximation non relativiste, l'énergie cinétique de l'atome est donnée par $E_c = \hbar^2\mathbf{k}^2/(2m)$. Le vide est dispersif pour les ondes de matière : la vitesse de groupe $\partial\omega/\partial\mathbf{k} = \mathbf{k}/m$ n'est pas constante comme c'est le cas pour les photons, et cette propriété a pour conséquence l'élargissement des paquets d'ondes atomiques durant leur propagation. D'un point de vue pratique, la quantité physique importante est la longueur d'onde de De Broglie λ_{dB} donnée par :

$$\lambda_{dB} = \frac{2\pi}{k} = \frac{h}{mv} \simeq \frac{4\times10^{-7}}{Av} \text{ mètre} \tag{1}$$

où A désigne le nombre de masse de l'atome animé de la vitesse v exprimée en mètres par seconde. Pour des atomes aux énergies thermiques, la longueur d'onde atomique se situe dans la gamme qui va de 30 à 300 picomètres, alors qu'avec des atomes froids, il est possible d'atteindre des longueurs d'onde supérieures au micromètre. La masse des atomes les rend très sensibles aux effets inertiels comme les effets de rotation ou d'accélération. Les interactions entre atomes sont nettement plus importantes que les interactions entre photons qui sont pratiquement négligeables. Les atomes sont également sensibles aux champs électriques et magnétiques ce qui permet une grande variété d'expériences incluant la diffraction par laser. La sensibilité des atomes aux champs magnétiques (effet Zeeman) et électriques (effet Lo Surdo - Stark) sera l'objet des chapitres 5 et 6 de cette thèse. En toute rigueur, les premières franges d'interférence atomique ont été observées par N.F. Ramsey dès 1950 en étudiant la spectroscopie des atomes et des molécules d'un jet thermique [19]. Toutefois, elles ne furent interprétées comme telles qu'en 1989 par Ch. Bordé [20]. Les premières expériences d'interférométrie avec des atomes remontent au début des années 1990, la principale difficulté à surmonter concernant la mise au point d'outils pour manipuler les atomes de manière cohérente que nous détaillerons au paragraphe suivant. Une première génération d'interféromètres à atomes apparaît ainsi en 1991 :

- O. Carnal et J. Mlynek réalisent une expérience de fentes d'Young avec un jet atomique d'hélium métastable [21]
- D. Pritchard et ses collaborateurs construisent un interféromètre de Mach-Zehnder, utilisant un jet atomique de sodium et la diffraction par des réseaux matériels [22]
- Suivant une idée de Ch. Bordé [20], le groupe de J. Helmcke qui a mis au point un interféromètre basé sur les franges de Ramsey en absorption saturée avec un jet de calcium [23], utilise cet interféromètre pour mettre en évidence l'effet Sagnac pour des ondes atomiques
- M. Kasevich et S. Chu construisent un interféromètre de Mach-Zehnder fonctionnant avec des atomes froids de sodium et la diffraction par laser [24] et l'utilisent pour mesurer l'accélération locale de la pesanteur g avec une incertitude relative voisine de 10^{-6} [24].

2. La manipulation cohérente des atomes

Nous allons voir dans ce paragraphe que l'on peut manipuler des atomes de manière cohérente en utilisant des techniques variées. J'insisterai surtout sur l'apport de la diffraction atomique qui permet de construire des séparatrices et des miroirs à atomes, mais il existe d'autres techniques de manipulation cohérente comme le polariseur à atomes par exemple.

2.1 Le polariseur

Historiquement, le premier élément construit en optique atomique est le polariseur à atomes, élément clé pour la construction d'un interféromètre atomique de polarisation, analogue à celui construit par A. Fresnel et F. Arago à partir d'ondes lumineuses. Un polariseur à atomes fonctionne selon le principe de l'expérience de Stern et Gerlach [25, 26]: des atomes de nombre quantique M_F différent sont déviés sous l'action de gradients de champ magnétique et cette expérience permet de sélectionner un seul état dont la composante M_F du moment cinétique est fixée, la direction de quantification étant celle du champ magnétique.

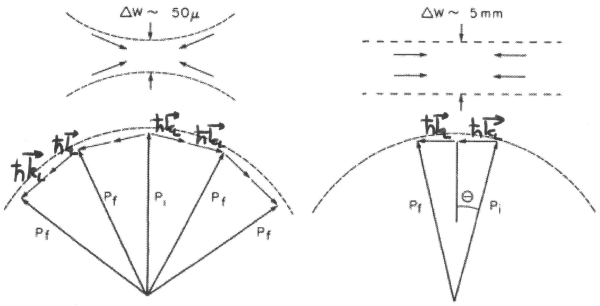
2.2 La diffraction atomique

La diffraction d'une onde de matière peut s'effectuer en utilisant des structures matérielles ou par action d'une onde laser. La diffraction d'atomes est très intéressante car elle permet de disposer de l'équivalent d'une lame séparatrice ou d'un miroir pour les atomes, deux éléments qui interviennent dans la construction d'un interféromètre à division d'amplitude.

Diffraction par des structures matérielles La structure la plus élémentaire est une fente et des expériences de diffraction atomique ont été réalisées dès 1991 avec des fentes d'Young dans le groupe de J. Mlynek [21]. La diffraction par un réseau est également possible et des réseaux de très haute qualité avec des périodes inférieures à 100 nm, peuvent être obtenus par des techniques de nanolithographie dans des membranes très minces [16, 27]. De tels réseaux permettent de diffracter des atomes, de petites molécules ou des agrégats comme l'ont souligné W. Schöllkopf et J.P. Toennies [28]. La diffraction de petites molécules a été observée dans le groupe de D. Pritchard avec des dimères de sodium [22] ou dans celui de J.P. Toennies avec de petits agrégats d'hélium [29, 30]. L'interaction de Van Der Waals de l'atome avec la surface joue un rôle important lorsque les fentes sont de largeur inférieure à 50 nanomètres. La diffraction d'une onde atomique par des réseaux matériels permet d'utiliser la même structure diffractante quel que soit l'atome choisi. Toutefois, l'interaction de Van Der Waals restreint la diffraction aux atomes aux énergies thermiques et les risques d'obturation sont importants.

Diffraction par une onde stationnaire laser En 1933, Kaptiza et Dirac proposèrent de diffracter un faisceau d'électrons sur une onde lumineuse stationnaire, afin de prouver l'existence de l'émission stimulée du rayonnement. Cette expérience n'était pas réalisable, et même avec des lasers, elle reste difficile [31]. En 1966, Altshuler et ses collaborateurs [32] proposèrent d'étendre cette idée à la diffraction d'atomes, en montrant que la probabilité de diffraction serait plus importante si la fréquence du laser était choisie proche d'une transition résonante.

Les expériences pionnières de manipulation des atomes par laser ont été menées dans les groupes de E. Arimondo [33], V. Grinchuk [34] et P. Moskowitz [35], et confortées par des travaux aussi bien théoriques [36] qu'expérimentaux [37, 38]. La diffraction d'une onde atomique par un laser peut être utilisée pour des atomes aux énergies thermiques ou des atomes ultra - froids. La figure (2) présente les deux cas limites envisagés selon la focalisation du laser : le régime de Kapitza - Dirac [37], obtenu pour un faisceau laser très focalisé, caractérisé par un grand nombre d'ordres de diffraction, et le régime de Bragg [38], pour lequel le faisceau laser est si large que l'onde atomique ne peut être diffractée que dans un seul ordre de diffraction, de manière analogue à la diffraction des rayons X par la structure en plans d'un solide cristallin. Il existe également d'autres régimes, étudiés dans la référence [39].



. Comparison of Kapitza-Dirac and Bragg scattering. A tightly focused waist (left) has a large angular uncertainty in the of its photons, thus allowing energy conservation for many final momentum states p_f—this is the Kapitza-Dirac regime. rvation of Bragg scattering requires a much larger waist for the light where the photons are highly collimated. In this case, process which can conserve energy and momentum is Bragg scattering (right).

FIG. 2 – *Schéma tiré de l'article [38] illustrant les deux régimes de diffraction d'une onde atomique par une onde stationnaire laser quasi-résonante: à gauche, le régime de Kapitza - Dirac, à droite le régime de Bragg,* $\hbar\mathbf{k_L}$ *désignant l'impulsion du photon.*

En régime de Bragg, le réseau diffractant est un réseau de phase dont la période a est déterminée par la longueur d'onde λ_L de l'onde laser stationnaire et $a = \lambda_L/2$. La diffraction s'effectue de manière cohérente lorsque la fréquence du laser est désaccordée par rapport à la fréquence de la transition résonante de l'atome d'une quantité δ_L suffisante pour que la probabilité absorption - émission spontanée d'un photon soit négligeable pendant le temps d'interaction de l'atome avec le laser. En géométrie de Bragg, la diffraction peut être décrite comme l'oscillation de Rabi d'un système quantique à deux niveaux représenté par l'onde atomique incidente et l'onde atomique diffractée. Des séparatrices et des miroirs à atomes peuvent être construits en ajustant la probabilité de diffraction entre 0 et 100 % par modification de la densité de puissance du laser ou du désaccord en fréquence δ_L. La diffraction dans le régime de Bragg permet ainsi de créer une géométrie de Mach et Zehnder sans faisceaux parasites, particulièrement intéressante pour construire un interféromètre atomique.

Autres processus de diffraction par laser La diffraction Raman est un cas particulier de diffraction d'une onde atomique par une onde laser au cours duquel l'atome change d'état interne passant de l'état fondamental $|1\rangle$ à un état excité $|2\rangle$ séparé en énergie de la quantité $\hbar\omega_{12}$. L'onde stationnaire laser est donc remplacée par deux ondes de fréquences différentes ω_{L1} et ω_{L2}, telles que $\omega_{L1} - \omega_{L2} = \omega_{12}$. La diffraction se produit alors par absorption d'un photon ω_{L1} puis émission stimulée d'un photon ω_{L2}. Ce processus est très intéressant car les faisceaux transmis et diffractés sont dans des états internes différents, ce qui permet de détecter séparément ces deux faisceaux. La cohérence du processus est assuré par asservissement du battement de fréquence des deux lasers $(\omega_{L1} - \omega_{L2})$ sur un oscillateur stable.

2.3 Miroirs à atomes et autres dispositifs

Des miroirs à atomes peuvent être construits en utilisant n'importe quel type de potentiel répulsif. Le potentiel de gravitation terrestre est aujourd'hui communément utilisé pour réfléchir un jet d'atomes lancé vers le haut, formant ainsi des fontaines à atomes. D'autres dispositifs ont également permis de construire des miroirs à atomes comme des ondes lasers évanescentes dont

l'écart à résonance est positif [40]. Dans ces expériences, l'atome subit durant sa réflexion l'action conjuguée du potentiel attractif de Van der Waals de la surface et du potentiel dipolaire répulsif dû à l'onde laser évanescente [41]. Une autre technique utilisant la répulsion par une force magnétique a été mise au point avec succès. Des structures magnétiques périodiques peuvent produire un champ magnétique qui décroît exponentiellement en dehors de la structure et il est possible de montrer qu'un tel champ peut être utilisé comme miroir pour des atomes froids possédant un moment magnétique non nul [42, 43, 44]. D'autres dispositifs ont été développés, notamment des guides d'ondes atomiques. Le guidage d'atomes peut être effectué en utilisant des forces optiques ou magnétiques. Le guidage par force optique s'effectue par action d'une onde laser très désaccordée, vers le bleu ou vers le rouge d'une transition atomique. Cette onde joue le rôle d'une surface réfléchissante et en donnant une forme tubulaire au faisceau lumineux, un guide d'ondes atomiques peut ainsi être créé [45]. Le guidage magnétique repose sur l'interaction du moment dipolaire magnétique de l'atome avec un champ magnétique extérieur et ce sujet est décrit dans l'article de revue publié par E. Hinds et I. Hughes [46].

3. Différents types d'interféromètres atomiques

Nous allons classer les différents interféromètres atomiques selon les critères suivants :

- La longueur d'onde de la source d'ondes atomiques, très différente selon que l'on utilise des atomes aux énergies thermiques ou bien des atomes froids, ce qui modifie notablement le temps passé par les paquets d'ondes atomiques dans l'interféromètre.
- La méthode choisie pour manipuler les atomes dans l'interféromètre. Comme en optique traditionnelle, il existe des interféromètres de polarisation et des interféromètres fonctionnant par division du front de l'onde atomique incidente ou par division de son amplitude.

3.1 La source de l'interféromètre

Les performances d'une source atomique ou moléculaire peuvent être définies par analogie avec celle d'une source de photons, en terme de brillance et de monochromaticité. On distingue généralement deux types de sources atomiques, les jets thermiques d'atomes et les nuages d'atomes froids. Les brillances atteintes dans les deux cas sont dans l'ensemble comparables [47]. L'utilisation d'atomes froids et de condensats de Bose - Einstein en particulier, permet de disposer de sources atomiques quasi-monochromatiques. On peut alors appliquer des déphasages importants sans perte notable de la visibilité des franges. Toutefois, les performances obtenues à partir d'interféromètres à atomes thermiques sont remarquables, et de nombreux interféromètres ont été construits avec ce type de source. Nous en dressons la liste en ne citant à chaque fois que la première publication :

- Atome Na, D. Pritchard, 1 991, [22] / Atome Ca, 1991 , F. Riehle, [23]
- Atome Mg, W. Ertmer, 1 992, [48] / Atome Ca, A. Morinaga, 1 993, [49]
- Molécule I_2, Ch. J. Bordé, 1 994, [50] / Molécule Na_2, D. Pritchard, 1 995, [51]
- Atome Ar*, A. Zeilinger, 1 995, [52] / Atome Ne*, Siu Au Lee, 1 995, [53]
- Atome Cs, M. Kasevich, 1 997, [54] / Molécule K_2, E. Tiemann, 2 000, [55]
- Atome He, dimère He_2, J.P. Toennies, 2 001, [30] / Fullerène C_{60}, A. Zeilinger, 2 002, [56]
- Atome H*, T.W. Hänsch, 2 002, [57]

L'utilisation d'atomes froids permet d'envisager des mesures de très grande sensibilité, les temps d'interaction pouvant atteindre des valeurs beaucoup plus élevées. Avec des atomes ou molécules aux énergies thermiques, la vitesse est de l'ordre de 10 à 100 m/s, les interféromètres ont une taille de l'ordre du mètre, ce qui correspond à des temps d'interaction d'au plus quelques millisecondes. Avec des atomes froids lancés par laser à des vitesses voisines de 1 m/s, les temps d'interaction pourraient atteindre 1 seconde environ. Ils sont actuellement limités à environ 0,2 seconde par les questions de vibrations dans les laboratoires [24]. Dans les fontaines atomiques, les durées d'interaction sont limitées par la chute des corps sur Terre à des temps de l'ordre de la seconde et les horloges atomiques embarquées sur satellite (projet Pharao) conduisent à des temps d'interaction de l'ordre de la dizaine de secondes. La source d'atomes est formée en général d'un piège atomique qui, une fois chargé, permet d'accélérer le nuage d'atomes par des faisceaux lasers avant de pénétrer dans l'enceinte de l'interféromètre. Il est également possible d'utiliser des gaz quantiques dégénérés comme des condensats de Bose - Einstein comme source d'atomes. Ces condensats sont analogues aux lasers utilisés couramment en optique photonique de nos jours. Ils sont surtout utilisés dans le domaine de l'optique atomique non linéaire [58].

3.2 La manipulation de l'onde atomique

Nous avons souligné que les dispositifs à division du front d'onde, analogues des expériences de type fentes d'Young ou biprisme de Fresnel pour des atomes, ont avant tout un intérêt historique et conceptuel. La plupart des applications pratiques en interférométrie atomique concerne l'utilisation d'appareils qui peuvent être répartis en deux catégories, et cette classification s'appuie sur l'analogie existant entre les états internes d'un atome et la polarisation d'une onde lumineuse :

- Dans les interféromètres de polarisation, l'onde atomique se propage sans division de l'amplitude de l'onde incidente, le chemin atomique dépendant de l'état interne des atomes.
- Dans les interféromètres à division d'amplitude, l'onde atomique est séparée spatialement en plusieurs faisceaux cohérents entre eux, tout en préservant le même état interne (analogues des interféromètres optiques de Michelson et Mach - Zehnder).

Toutefois, en optique atomique, de nombreux dispositifs modifient simultanément l'impulsion et l'état interne d'un atome par diffraction inélastique (interféromètres de type Ramsey - Bordé). Nous considérerons donc que les interféromètres de polarisation sont ceux qui n'induisent pratiquement pas de modification de la trajectoire des atomes.

Interféromètres atomiques de polarisation Les expériences réalisées par N.F. Ramsey dès 1950 constituent la première réalisation d'un interféromètre de polarisation [59], suivies en 1973 par celle de Y.L. Sokolov, portant sur la mesure du Lambshift de l'atome d'hydrogène dans l'état $n = 2$ [60]. Les horloges atomiques appartiennent à ce type d'interféromètre. Grâce à ces horloges atomiques, l'exactitude sur la mesure des transitions atomiques a été largement améliorée. L'horloge atomique au césium 133 détermine la transition à 9,19 GHz du césium avec une exactitude de $1{,}0 \times 10^{-15}$ [61, 62], celle construite dans l'équipe de F. Riehle au P.T.B. à partir de l'élément calcium fonctionne avec une exactitude de l'ordre de 10^{-15} [63]. Deux fontaines atomiques ont également été construites au BNM - Syrte avec du rubidium ou du césium, et les exactitudes sont tout aussi remarquables : $0{,}8 \times 10^{-15}$ pour l'horloge au césium et $0{,}7 \times 10^{-15}$ pour l'horloge au rubidium [64]. Il est également possible de construire un interféromètre de polarisation analogue à celui conçu par A. Fresnel et F. Arago pour les ondes lumineuses. En 1990, un interféromètre de

ce type a été construit dans l'équipe de J. Baudon. Le polariseur et l'analyseur sont des transitions de Majorana entre sous-niveaux Zeeman de l'hydrogène métastable [65].

Interféromètres atomiques à division du front d'onde Nous avons déjà cité l'expérience des fentes d'Young réalisée avec des atomes dans le groupe de J. Mlynek [21], à partir de fentes de largeur 1 μm séparées de 8 μm. Il existe également une expérience analogue à celle du biprisme de Fresnel réalisée en utilisant un fil chargé [66, 67] et une expérience similaire fut construite à partir d'atomes de néon métastable ultra - froids dans le groupe de F. Shimizu [68].

Interféromètres atomiques à division d'amplitude Des interféromètres équivalents à celui de C. Fabry et A. Pérot ou encore celui de M. Michelson sont délicats à construire avec des ondes atomiques car aucune surface semi - réfléchissante avec des irrégularités très inférieures à la longueur d'onde de De Broglie n'est disponible pour ce type d'ondes. La majorité des interféromètres atomiques actuels possède une géométrie à bras séparés de type Mach - Zehnder. On peut ainsi utiliser une source d'atomes très étendue ce qui améliore l'intensité du signal en sortie de l'appareil. A différence de marche nulle, la visibilité des franges atomiques n'est pas affectée par la distribution de vitesse de la source d'atomes et cette propriété est très importante en interférométrie atomique car les longueurs de cohérence temporelle des sources atomiques sont généralement très petites, allant de quelques dizaines de picomètres pour des atomes aux énergies thermiques à quelques dizaines de nanomètres pour des nuages d'atomes froids. On distingue deux types d'interféromètres de Mach - Zehnder :

- les interféromètres spatiaux, pour lesquels les réseaux de diffraction permettant la construction des miroirs et séparatrices à atomes sont situés en des points de l'espace : $z = 0$, $z = L$ et $z = 2L$, L désignant la distance entre deux réseaux consécutifs. Ces interféromètres sont très similaires à leurs analogues optiques.
- les interféromètres temporels, pour lesquels les réseaux de diffraction se présentent sous la forme de pulses appliqués aux instants successifs $t = 0$, $t = T$ et $t = 2T$, T désignant le temps de parcours entre deux réseaux successifs. Ces interféromètres à diffraction inélastique sont souvent appelés interféromètres de Ramsey - Bordé.

Comme nous l'avons souligné au paragraphe précédent, les miroirs et séparatrices des interféromètres spatiaux peuvent être construits à partir de réseaux matériels [22, 30] ou par diffraction de l'onde atomique par une onde stationnaire laser. Des franges d'interférence atomique ont été observées dans le groupe de A. Zeilinger en 1995 par diffraction de l'onde atomique dans le régime de Kapitza-Dirac [52]. Un interféromètre atomique fonctionnant par diffraction de l'onde atomique dans le régime de Bragg a été construit dans le groupe de S.A. Lee [69].

Dans les interféromètres temporels, les atomes sont initialement placés dans une superposition cohérente de leur état fondamental $|f\rangle$ et de leur état excité $|e\rangle$. La séparation des deux paquets d'onde atomique s'opère par absorption d'un photon, l'état $|e\rangle$ recevant la quantité de mouvement du photon absorbé et les deux chemins sont ensuite recombinés. Suite aux travaux pionniers de J. Helmcke [23] et S. Chu [24], plusieurs interféromètres de ce type ont été construits : avec l'élément calcium, comme dans le groupe de A. Morinaga [70] ou l'élément magnésium [71]. Nous allons voir comment la géométrie de Mach - Zehnder, géométrie à bras séparés, permet d'utiliser l'interféromètre comme appareil de mesure de précision.

Interféromètres fonctionnant par diffraction en champ proche Dans les interféromètres de Mach - Zehnder à réseaux, une étape importante est la collimation du jet (atomique ou moléculaire) caractérisée par l'angle $\theta_{coll} \sim a/L$, a désignant le pas du réseau et L la distance entre deux réseaux successifs. Cette étape limite le flux de sortie de l'appareil. En optique traditionnelle, il est d'usage de distinguer la diffraction en champ proche ou diffraction de Fresnel de la diffraction en champ lointain ou diffraction de Fraunhofer. La diffraction d'une onde atomique est dite à champ proche lorsque la distance séparant deux réseaux consécutifs est inférieure à la longueur $L_T = a^2/\lambda_{dB}$, appelée longueur de Talbot. L'angle de diffraction étant donné par $\theta_D = \lambda_{dB}/a$, la diffraction en champ proche se produit lorsque $\theta_{coll} > \theta_D$. Elle réalise du second réseau une image à des intervalles réguliers, multiples de la longueur de Talbot. Conjugué à l'effet Lau, l'effet Talbot permet d'obtenir un flux important en sortie de l'interféromètre, le premier réseau se comportant alors comme une succession de fentes sources incohérentes. Des réseaux commerciaux de pas élevé, de l'ordre de la dizaine de micromètres, ont ainsi été utilisés dans l'équipe de A. Zeilinger pour observer des franges d'interférence avec des molécules de fullerène C_{60} ou C_{70} [56, 72, 73].

4. Applications de l'interférométrie atomique

Les informations physiques que l'on peut obtenir à partir d'un interféromètre atomique sont très variées et reposent toutes sur la mesure du déphasage du système de franges atomiques. Lorsque les paquets d'ondes atomiques se propagent dans un référentiel qui n'est qu'approximativement galiléen, le déphasage des franges atomiques est d'origine inertielle et l'interféromètre peut servir de gyroscope ou d'accéléromètre [24]. Le déphasage peut également résulter de l'action d'une perturbation appliquée sur un seul des bras de l'interféromètre et de très faibles perturbations peuvent ainsi être mesurées. Etudions l'influence d'une perturbation sur le signal en sortie d'un interféromètre.

4.1 Principe des mesures interférométriques

Par analogie avec l'optique traditionnelle, l'intensité du signal en sortie d'un interféromètre atomique possédant deux sorties complémentaires **1** et **2** s'écrit sous la forme :

$$I_{\mathbf{1},\mathbf{2}} = I_0[1 \pm \mathcal{V}\cos(\phi_0)] + I_B \tag{2}$$

où I_0 représente le flux moyen d'atomes détecté, I_B désignant le signal de fond sur le détecteur. La phase ϕ_0 est la phase de l'interférogramme utilisée pour balayer les franges atomiques dont la visibilité $\mathcal{V}$ est définie par :

$$\mathcal{V} = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \tag{3}$$

Appliquons une perturbation à l'un des deux chemins atomiques, par exemple un champ électrique ou un milieu dilué dont on souhaiterait connaître l'indice. La figure (3) (partie gauche) schématise la situation dans le cas le plus répandu, celui d'un interféromètre de Mach et Zehnder. La perturbation est appliquée sur une distance L et nous désignerons par e et s l'entrée et la sortie de la zone d'interaction de l'atome avec la perturbation. Soumis à une perturbation, un atome voit l'énergie de son état fondamental modifiée d'une quantité généralement notée U. En général, cette énergie est très faible devant l'énergie cinétique de l'atome, de sorte que la trajectoire classique de l'atome n'est quasiment pas modifiée.

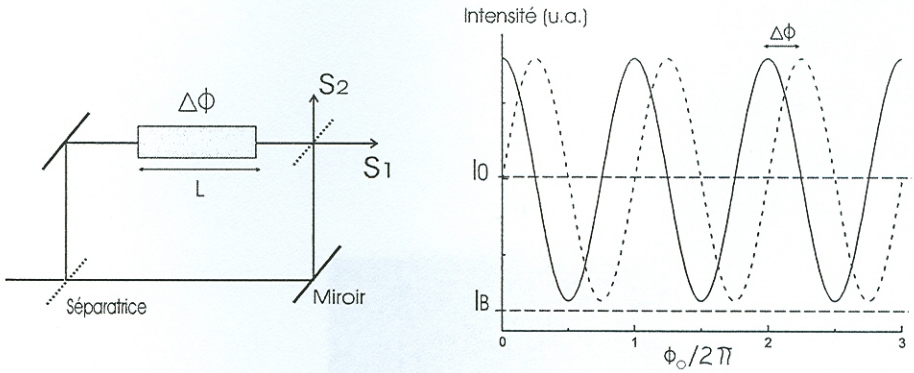


FIG. 3 – *Déphasage $\Delta\phi$ des franges atomiques en présence d'une perturbation appliquée sur une distance L. On a supposé que l'application de la perturbation n'entraîne pas de perte de visibilité, une hypothèse qui peut s'avérer fausse selon que l'on utilise une source monochromatique ou pas.*

Le déplacement d'énergie se traduit par une modification du vecteur d'onde de l'onde atomique :

$$k = \sqrt{k_0^2 - 2mU/\hbar^2} \simeq k_0 - U/(\hbar v) \tag{4}$$

k_0 désignant le vecteur de l'onde atomique en l'absence de la perturbation et v représentant la vitesse de l'atome. La perturbation a alors pour seul effet de déphaser les franges d'interférence atomique d'une quantité ϕ :

$$\phi = \int_e^s (k - k_0) dl \simeq -\int_e^s \frac{U(\ell)}{\hbar v} d\ell \tag{5}$$

ℓ désignant l'abscisse curviligne le long de la trajectoire classique. Lorsque la perturbation est constante le long de la trajectoire de l'atome sur une distance L, la relation (5) montre que le déphasage $\Delta\phi$ s'écrit sous la forme simplifiée :

$$\phi = U\tau/\hbar \tag{6}$$

pour une durée d'interaction $\tau = L/v$ de l'atome avec la perturbation. Avec l'interféromètre construit dans l'équipe de D. Pritchard [22], un temps d'acquisition de 1 minute permet d'atteindre une précision de 10 milliradians. La perturbation est appliquée pendant une durée τ de l'ordre de 100 μs, correspondant à une longueur de la zone d'interaction de l'atome avec la perturbation voisine de $L = 10$ centimètres. Sous ces conditions, la plus petite perturbation mesurable en une minute d'acquisition est de 10^{-15} eV soit encore $U_{min}/h = 16$ Hz, ce qui souligne la possibilité de mesurer de très faibles perturbations par interférométrie atomique. La mesure du déphasage ϕ est effectuée au point où la sensibilité en phase est maximale. Nous avons représenté sur la figure (3) le signal en sortie de l'interféromètre en présence de la perturbation, en supposant que celle-ci n'introduit pas de perte de visibilité. Ce signal s'écrit alors :

$$I_{1,2} = I_0[1 \pm \mathcal{V}\cos(\phi_0 + \phi)] + I_B \tag{7}$$

de sorte que le point de sensibilité maximale est obtenu pour $I = I_0$, lorsque la pente du signal est maximale. En ce point, le signal S en sortie de l'interféromètre (ou son intensité I) s'écrivent

$S = I_0 \mathcal{V} \phi$. Lorsque le bruit de comptage B est Poissonien, il vaut $B = \sqrt{I_0}$ ce qui conduit à un rapport signal sur bruit :

$$\frac{S}{B} = \mathcal{V}\sqrt{I_0}\,\phi \tag{8}$$

La sensibilité en phase de l'appareil est donc déterminée par le facteur $\mathcal{M} = I_0\mathcal{V}^2$, appelé facteur de mérite de l'interféromètre. Avant toute mesure interférométrique, il convient de trouver le meilleur point de fonctionnement de l'appareil, c'est à dire le jeu de paramètres expérimentaux qui assure le facteur de mérite le plus élevé possible. Le tableau (1) ci - dessous rassemble le flux I_0, la visibilité $\mathcal{V}$ et le facteur de mérite $\mathcal{M}$ obtenu dans différents groupes utilisant des atomes aux énergies thermiques. Nous avons fait figurer dans ce tableau la sensibilité en phase de l'interféromètre construit à Toulouse. Ces valeurs sont celles que nous utiliserons au chapitre 6 de cette thèse pour mesurer la polarisabilité électrique de l'atome de lithium. Nous verrons alors que le maximum de sensibilité en phase n'est pas obtenu pour la visibilité la plus élevée (84,5 % dans notre appareil) car il est très important de disposer d'un flux de sortie élevé. Les interféromètres fonctionnant par diffraction inélastique, comme celui de M. Kasevich [24] et S. Chu [74, 75], pour lesquels la collimation transverse du jet atomique n'est pas nécessaire, permettent d'atteindre des flux remarquablement élevés.

TAB. 1 – *Flux I_0, visibilité $\mathcal{V}$, facteur de mérite $\mathcal{M} = I_0\mathcal{V}^2$ et sensibilité en phase σ_ϕ (mrad/$\sqrt{Hz}$) pour les interféromètres utilisant des atomes aux énergies thermiques. Dans l'expérience de M. Kasevich [76], la diffraction de l'onde atomique s'effectue de manière inélastique (gyroscope à diffraction Raman), ce qui permet d'atteindre des flux très élevés.*

Equipe	Zeilinger	Lee	Pritchard	Toennies	Kasevich	Toulouse
Elément	Ar^*	Ne^*	Na	He	Cs	Li
Année	1995	1995	1997	2001	2000	2005
Référence	[52]	[69]	[77]	[30]	[76]	[78]
$I_0(c/s)$	14 000	1 500	200 000	1 000	10^{11}	100 000
$\mathcal{V}(\%)$	10	62	17	71	30	62
$\mathcal{M} = I_0\mathcal{V}^2$	140	576	5 780	504	10^{10}	38440
$\sigma_\phi = 1/\sqrt{I_0\mathcal{V}^2}$	85	42	13	45	0,01	5

4.2 Exemples d'application

Un premier ensemble d'applications concerne la mesure de propriétés caractéristiques des atomes, en particulier l'interaction d'un atome avec son environnement, par exemple un champ électrique, un champ magnétique ou un champ gravitationnel.

Mesure de polarisabilité électrique

La mesure traditionnelle de la polarisabilité d'un atome consiste à défléchir le jet atomique par un gradient de champ électrique. La polarisabilité électrique d'un atome est une quantité particulièrement intéressante à mesurer par interférométrie car les techniques de spectrosopie ne donnent accès qu'à la différence de deux polarisabilités. Pour réaliser une mesure très précise de la polarisabilité électrique d'un atome avec un interféromètre atomique, il faut appliquer un champ électrique

bien défini sur un seul chemin atomique. Lorsque la diffraction s'effectue de manière inélastique (interféromètres de type Ramsey - Bordé), l'appareil permet de mesurer la différence de polarisabilité entre deux états internes distincts de l'atome. Des travaux ont été menés dans ce sens dès 1993 avec les éléments magnésium [79] ou calcium [80]. Lorsque le processus de diffraction est élastique, on mesure la polarisabilité de l'état atomique unique et D. Pritchard et ses collaborateurs ont ainsi mesuré la polarisabilité de l'atome de sodium par interférométrie atomique [77]. Cette expérience consiste à appliquer un champ électrique sur un seul des deux chemins atomiques et nous y reviendrons plus largement au chapitre 6.

Effet d'un champ magnétique

L'application d'un champ magnétique a fait l'objet de nombreuses études comme dans le groupe de D. Pritchard [81] ou celui de J. Baudon pour les interféromètres de polarisation [82]. Toutefois, l'effet Zeeman est déjà mesuré très précisément par résonance magnétique ou par spectroscopie laser et l'apport de l'interférométrie atomique dans ce domaine reste limité. En effet, il est difficile d'appliquer des champs magnétiques qui soient à la fois différents et très bien connus sur les deux trajectoires atomiques, car elles sont très proches l'une de l'autre.

Effets inertiels

La sensibilité des interféromètres atomiques aux effets inertiels, notamment à l'effet Sagnac, permet d'envisager la construction de gyroscopes et d'accéléromètres d'une précision inégalée [74, 75]. Les interféromètres à atomes froids sont particulièrement adaptés à la mesure d'effets inertiels, car l'aire de l'interféromètre, et donc l'effet Sagnac, est ainsi fortement augmentée. De nombreuses études sont actuellement menées dans ce domaine, comme le projet C.A.S.I. (Cold Atom Sagnac Interferometer) dans le groupe de W. Ertmer à Hannovre à partir d'atomes de rubidium 87 refroidis, ou encore le travail entrepris dans le groupe de G. Tino pour déterminer la constante fondamentale de la gravitation universelle $\mathcal{G}$ [83]. L'utilisation d'atomes froids, dont les longueurs d'ondes atomiques sont assez élevées, permet d'envisager la construction de dispositifs très compacts qu'il serait possible d'embarquer à l'horizon 2010 à bord de sondes spatiales pour effectuer des tests fondamentaux (projets L.I.S.A. (Laser Interferometer Space Antenna [84]) et H.Y.P.E.R. (Hyper-precision cold-atom interferometry in space [85])). L'interférométrie atomique peut également être utilisée pour des tests fondamentaux comme une mesure du rapport h/m réalisé par S. Chu dans le cas du césium [86] qui permet de connaître la constante de structure fine avec une grande précision. Nous ne nous étendrons pas sur cette question, bien qu'elle soit l'objet de nombreuses recherches actuelles et très originales.

Autres applications

Enfin, par analogie avec l'optique photonique, on peut envisager d'introduire un milieu transparent sur l'un des bras de l'interféromètre afin de mesurer l'indice de réfraction de ce milieu en présence d'une onde atomique. Pour des questions de transmission, ce milieu ne peut être qu'un gaz dilué. L'équipe de D. Pritchard a ainsi déterminé l'indice de différents gaz dilués en présence d'une onde atomique de sodium [87, 88, 89]. La partie imaginaire de l'indice tient compte de l'atténuation du jet due aux collisions et permet de mesurer la section efficace de collision entre atomes. La méthode interférométrique permet également la mesure de la partie réelle de l'indice, qui tient compte du déphasage subi par l'onde atomique lors de la traversée du gaz cible, une quantité inaccessible par les techniques usuelles de collisions entre atomes.

5. L'interféromètre atomique construit à Toulouse

La construction d'un interféromètre atomique possédant une géométrie de Mach - Zehnder a été entreprise dans notre groupe en 1998 avec pour objectif d'obtenir une séparation spatiale des chemins atomiques suffisante pour pouvoir appliquer une perturbation sur un seul de ces deux chemins. On peut ainsi étudier les interactions de l'onde atomique avec son environnement, notamment en présence de champs électriques ou de gaz dilués.

5.1 La diffraction de l'onde atomique

Nous construisons la géométrie de Mach - Zehnder par diffraction successive de l'onde atomique par trois ondes lasers stationnaires dans le régime de Bragg. L'appareil de mesure possède ainsi une transmission élevée, associée à la diffraction par des réseaux de phase, et un nombre minimal de faisceaux parasites, caractéristique de la diffraction de l'onde atomique dans le régime de Bragg. Le processus de diffraction de l'onde atomique est donc élastique : l'énergie cinétique de l'atome est conservée et son impulsion est modifiée sans changement de son état interne. Nous allons voir que nous pouvons ainsi observer des franges atomiques de visibilité élevée, ce qui donne une grande sensibilité en phase à l'appareil.

La diffraction par laser ne peut s'effectuer qu'à partir d'un atome possédant une transition accessible à partir de lasers continus monofréquence. Si l'on exclut l'utilisation d'atomes dans des états métastables comme l'hydrogène ou les gaz rares, les éléments chimiques privilégiés sont les alcalins. Après diffraction par le premier réseau de phase, les deux chemins atomiques sont séparés spatialement d'un angle θ_D, directement proportionnel à la longueur d'onde atomique:

$$\theta_D = p\ \lambda_{dB}/a \tag{9}$$

$a = \lambda_L/2$ désignant le pas du réseau et p l'ordre de diffraction. Notre choix s'est donc porté sur l'alcalin le plus léger, l'atome de lithium, pour lequel la séparation entre les chemins atomiques est maximale, afin de faciliter l'application d'une perturbation sur l'un des bras de l'interféromètre. L'annexe A rassemble les données dont nous aurons besoin concernant les deux isotopes stables de l'atome de lithium: l'isotope 7, majoritaire (92,4 %) et l'isotope 6 (7,6 % seulement). La première transition résonante de l'atome de lithium correspond à une longueur d'onde de 671 nm. Des atomes animés de la vitese moyenne $u = 1070\ m/s$ possèdent une longueur d'onde de De Broglie de 54 pm, correspondant à un angle de diffraction au premier ordre θ_D = 160 μrad.

5.2 La source atomique

Un des objectifs visés lors de la construction de l'interféromètre est la mesure de l'indice de réfraction des gaz pour une onde de De Broglie, mesure dont nous avons souligné l'intérêt au paragraphe précédent. Un des aspects de cette étude est la dépendance de l'indice avec la vitesse de l'onde atomique de lithium. Cette dépendance n'est observable que si l'onde atomique est animée d'une vitesse moyenne comparable à la vitesse d'agitation thermique des atomes du gaz cible. En utilisant une source d'atomes froids, nous serions amenés à refroidir également chacun des gaz utilisés comme gaz cible, ce qui augmente fortement la complexité du montage. Notre choix s'est donc porté sur un jet thermique d'atomes, pour lequel on distingue généralement deux régimes de fonctionnement : le régime effusif et le régime supersonique.

Nous allons voir que le régime supersonique, caractérisé par un jet plus lent et plus froid que le jet effusif, est plus adapté à l'interférométrie atomique.

Jet effusif Lorsque le jet fonctionne en régime effusif, les atomes sont émis au niveau de la buse du four sans pratiquement subir de collisions. Pour atteindre ce régime, le libre parcours moyen des atomes doit être supérieur au diamètre de la buse et la distribution de vitesse est donnée par [19] :

$$I(v) = 2I_0 \frac{v^3}{\alpha^4} e^{-v^2/\alpha^2} \tag{10}$$

où I_0 désigne l'intensité totale émise par la source atomique, dont la dispersion en vitesse est caractérisée par le paramètre $\alpha = (2k_B T_0/m)^{1/2}$. Pour des atomes de lithium portés à T_0 = 1080 Kelvins, α = 1608 m/s et la vitesse moyenne des atomes est $u = 3\alpha\sqrt{\pi}/4$ = 2138 m/s.

Jet supersonique Dans ce régime, la pression élevée qui règne dans le four augmente le nombre de collisions entre atomes de gaz lors de leur passage à travers la buse du four. Ces collisions ont pour effet de ralentir les atomes les plus rapides, tout en accélérant les atomes les plus lents : le jet atomique tend ainsi à devenir monocinétique. La fonction de distribution des vitesses parallèles d'un jet supersonique est bien décrite par une courbe très piquée [90], de la forme $f(v) = v^3 \exp[-(v-u)^2/\alpha_\parallel^2]$, où $\alpha_\parallel = (2k_B T_\parallel/m)^{1/2}$, $T_\parallel$ désignant la température parallèle des atomes de lithium. Le facteur v^3, sans importance si $\alpha_\parallel \ll u$, permet d'interpoler le cas des jets effusifs et supersoniques et pour $\alpha_\parallel \ll u$, la fonction f prend la forme d'une distribution de type Maxwell-Boltzmann centrée autour de la vitesse la plus probable u. La théorie des jets suspersoniques fera l'objet d'une étude détaillée au chapitre 2. Nous montrerons notamment que la vitesse moyenne des atomes de lithium est déterminée par la nature du gaz porteur de masse m_1 :

$$u = \sqrt{5k_B T_0/m_1} \tag{11}$$

T_0 désignant la température à l'intérieur du four. Ce gaz porteur sera un gaz rare, car il est inerte chimiquement vis à vis du lithium, contrairement au diazote par exemple. Dans un premier temps, nous travaillerons avec de l'argon car son coût reste raisonnable, contrairement au krypton ou au xénon. A titre d'information, le tableau (2) indique la vitesse moyenne des atomes de lithium à 1080 Kelvins pour les différents gaz rares.

Au chapitre 2, nous caractériserons la distribution de vitesse du jet atomique de lithium, porté à la température de 1080 Kelvins, ensemencé sous une pression d'argon de 330 millibars. Dans ces conditions, le paramètre $\alpha_{\parallel Li}$ est voisin de 120 m/s et $u \simeq 1060$ m/s. La figure (4) montre que le régime supersonique est effectivement plus adapté à l'interférométrie atomique : à 1080 Kelvins, la distribution de vitesse obtenue en régime supersonique est plus étroite (jet plus froid) et centrée sur une valeur moyenne plus faible (jet plus ralenti) qu'en régime effusif.

TAB. 2 – *Vitesse moyenne u des atomes de lithium à 1 080 Kelvins pour différents gaz porteurs.*

Gaz rare	He	Ne	Ar	Kr	Xe
Masse molaire (g/mol)	4,00	20,18	39,95	83,80	131,29
Vitesse moyenne u (m/s)	3350	1492	1060	731	585

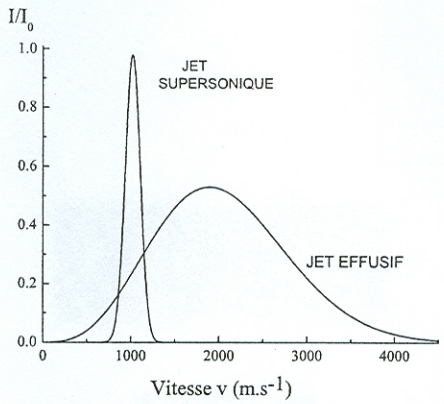


FIG. 4 – *Comparaison de la distribution de vitesse d'un jet effusif avec celle d'un jet supersonique. Pour une même température de 1080 Kelvins, le jet supersonique est plus lent et possède une dispersion de vitesse longitudinale plus étroite.*

5.3 Le dispositif expérimental

La figure (5) présente le schéma de l'interféromètre atomique construit à Toulouse. La source d'atomes est donc un jet supersonique d'atomes de lithium ensemencé dans de l'argon.

Collimation du jet atomique Au premier ordre de diffraction, la condition de Bragg impose que la projection du vecteur k de l'onde atomique dans la direction du laser soit voisine de k_L, vecteur d'onde de l'onde laser. C'est pourquoi nous collimatons transversalement le jet atomique à partir de deux fentes (F_0) et (F_1). Cette collimation doit être suffisante pour que l'incertitude sur le vecteur d'onde atomique soit inférieure à k_L.

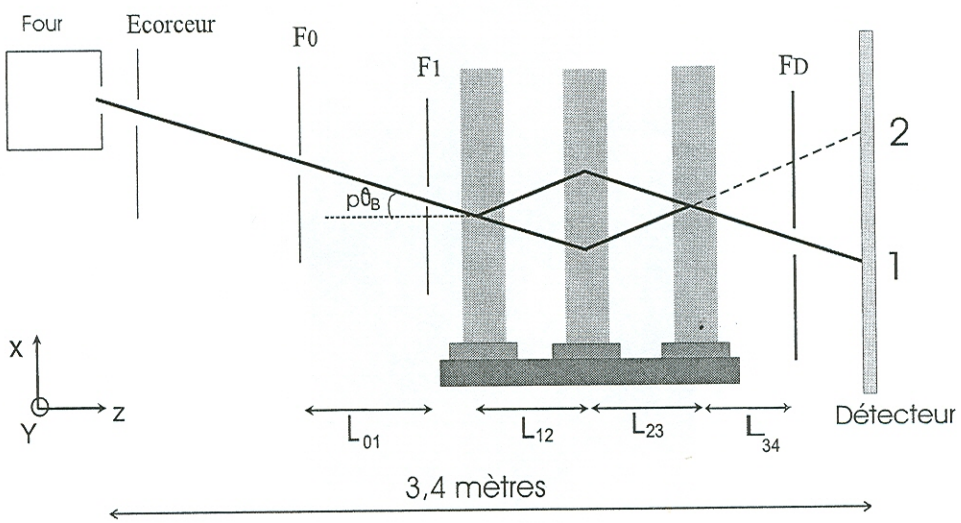


FIG. 5 – *Schéma de l'interféromètre atomique construit à Toulouse. Après collimation par les deux fentes (F_0) et (F_1), l'onde atomique est diffractée dans le régime de Bragg par trois ondes stationnaires laser quasi-résonantes pour construire la géométrie de Mach et Zehnder.*

Diffraction de l'onde atomique Cette collimation subrecul permet de séparer spatialement les deux chemins atomiques par diffraction laser en assurant une divergence du jet atomique inférieure à l'angle de diffraction θ_D. A hauteur du second réseau de lumière, distant du premier d'une distance notée L_{12}, la séparation entre les deux chemins atomiques est maximale. Nous avons choisi $L_{12} = 0{,}605$ mètre, afin que la séparation maximale entre les chemins atomiques soit de 100 micromètres au premier ordre de diffraction, et nous verrons que cette distance est suffisante pour appliquer une perturbation sur un seul des deux chemins atomiques. Une augmentation significative de la distance L_{12} conduirait à un appareil de dimensions très importantes ce qui serait non négligeable en terme de coût et de volume à pomper.

Détection des atomes de lithium Après diffraction de l'onde atomique par trois ondes lasers stationnaires dans le régime de Bragg, l'onde atomique est détectée, soit sur la sortie **1**, soit la sortie **2** de l'interféromètre qui délivrent des signaux complémentaires, c'est à dire des franges d'interférence en opposition de phase. Nous détectons les atomes de lithium en utilisant un détecteur de type Langmuir - Taylor, communément appelé détecteur à fil chaud. Le fonctionnement de ce détecteur est décrit dans un article publié en 2002 [91]. Nous décrirons brièvement son fonctionnement au premier chapitre en donnant un exemple des signaux détectés.

Les dimensions de l'interféromètre La figure (5) précise les axes que nous adopterons au cours de cette thèse : **z** pour la direction de propagation du jet atomique, **x** pour la direction des ondes stationnaires laser et **y** pour la direction verticale. Le tableau (3) indique la distance z de chaque élément par rapport à la buse du four choisie comme origine de l'axe **z**. Les distances caractéristiques de l'interféromètre, exprimées en millimètres, sont $L_{01} = 780$, $L_{12} = L_{23} = 605$, $L_{34} = 400$, et la séparation maximale entre les deux chemins atomiques à l'ordre p vaut $0{,}1 \times p$.

TAB. 3 – *Distance des différents éléments de l'interféromètre à la buse du four : écorceur, fentes (F_0), (F_1) et (F_D), miroirs (M_1),(M_2) et (M_3) et détecteur.*

Elément	Ecorceur	F_0	F_1	M_1	M_2	M_3	F_D	Détecteur
Position z (mm)	20	485	1265	1415	2020	2625	3025	3375

La comparaison de ces dimensions avec celle d'un interféromètre à ondes lumineuses permet de mesurer le gigantisme de l'appareil construit. Le rapport des longueurs d'onde optique et atomique étant d'environ 10000, l'analogue optique de cet interféromètre atomique de lithium serait un appareil dont les bras auraient une longueur de 6 kilomètres chacun, et pour lequel la séparation entre les deux chemins optiques serait de 1 mètre et la hauteur utile des réseaux serait de l'ordre de 10 mètres.

6. Plan de la thèse

Le chapitre 1 fait suite à cette introduction en présentant le dispositif expérimental de manière détaillée. On y décrit le système de vide qui assure la libre propagation des atomes, la source laser utilisée pour la diffraction et les procédures d'alignement des trois miroirs utilisés pour la réalisation des ondes stationnaires laser. Des exemples de signaux enregistrés sur le détecteur sont analysés et les différents programmes informatiques utilisés dans cette thèse sont présentés.

Le chapitre 2 est entièrement consacré à l'étude du jet atomique, un jet supersonique d'atomes de lithium ensemencé dans de l'argon. Après avoir rappelé la théorie des jets supersoniques de gaz purs, nous présentons une extension de cette théorie au cas du mélange de deux gaz monoatomiques dans la limite d'une très grande dilution. Cette étude prévoit une température parallèle terminale des atomes de lithium trois fois inférieure à celle des atomes d'argon. Une vérification expérimentale est proposée et le chapitre se termine par une évaluation de la brillance de notre jet, que nous comparons aux valeurs obtenues dans la littérature. L'explication de l'effet de refroidissement a donné lieu à deux publications : une lettre publiée dans Physical Review A [92] et un article plus détaillé dans le Journal of Chemical Physics [93].

Le chapitre 3 s'intéresse à la diffraction de l'onde atomique de lithium par une onde stationnaire laser. L'étude est menée dans le cadre du formalisme des états de Bloch et l'approche est essentiellement phénoménologique : l'oscillation de Rabi est visualisée au premier ordre de diffraction puis des profils de diffraction de l'onde atomique sont présentés jusqu'au quatrième ordre de diffraction.

Le chapitre 4 présente le fonctionnement de l'interféromètre atomique de Mach - Zehnder à trois réseaux en soulignant les analogies et différences avec son analogue optique [94]. Les signaux expérimentaux obtenus en sortie de l'interféromètre sont ensuite présentés. Notre appareil délivre des signaux de haute visibilité allant jusqu'à 84,5 % au premier ordre de diffraction. Des franges d'interférence au second et au troisième ordre de diffraction ont également été observées et les facteurs limitant la visibilité des franges atomiques dans ce type d'appareil sont présentés. Le chapitre se termine en montrant les franges d'interférence obtenues avec l'isotope ^6Li d'abondance naturelle 7,5 % et en expliquant comment obtenir le point de maximum de sensibilité en phase de l'appareil. L'ensemble de ces résultats est publié dans la revue European Journal of Physics D [95].

Le chapitre 5 étudie la sensibilité de l'appareil à l'application de gradients de champ magnétique. L'effet Zeeman étant par ailleurs très bien mesuré par les techniques de résonance magnétique, cette étude est un premier exemple d'utilisation de l'interféromètre en présence d'une perturbation et ces premières expériences permettent de tester le bon fonctionnement de l'appareil. Les résultats obtenus sont en bon accord avec la théorie et mettent en évidence le rôle de l'effet Zeeman non linéaire dans l'atome de lithium, en particulier l'isotope ^6Li, dont la structure hyperfine de l'état fondamental est particulièrement petite.

Le chapitre 6 est consacré à la mesure de la polarisabilité statique électrique de l'atome de lithium dans son état fondamental. La méthode interférométrique est particulièrement intéressante pour mesurer la polarisabilité d'un atome car les techniques usuelles de spectroscopie ne donnent accès qu'à la différence de deux polarisabilités. Nous avons construit un condensateur permettant d'appliquer un champ électrique sur un seul des deux chemins atomiques et la géométrie de ce condensateur permet de calculer analytiquement l'intégrale du carré du champ électrique appliqué. La visibilité élevée des franges atomiques observées et l'intensité du flux de sortie permettent de mesurer le déphasage induit par l'application du champ électrique avec une précision de 0,07 %. L'incertitude finale sur la polarisabilité statique électrique du lithium est dominée par l'incertitude sur la vitesse moyenne des atomes de lithium. La polarisabilité électrique du lithium est de :

$$\alpha_{Li} = (24{,}33 \pm 0{,}16) \times 10^{-30}\ \mathrm{m}^3 \tag{12}$$

Ce premier résultat améliore la connaissance de cette grandeur physique d'un facteur trois par rapport aux mesures les plus précises recensées dans la littérature [96]. Notre mesure est très voisine d'une large fraction des valeurs théoriques obtenues dans divers travaux récents et permet

déjà d'écarter certains modèles théoriques prévoyant une polarisabilité électrique de l'atome de lithium autour de 25,1 $\times 10^{-30}$ m^3. Ce résultat n'est guère surprenant car ces modèles théoriques sont fondés sur des calculs de type Hartree - Fock, en négligeant les corrélations entre électrons de l'atome. Cette mesure de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium, que nous détaillerons au chapitre 6, est actuellement soumise à publication [78].

Chapitre 1

Le dispositif expérimental

Ce premier chapitre est consacré à la présentation du dispositif expérimental. L'interféromètre atomique est formé d'un jet atomique intense, de trois ondes stationnaires laser permettant de diffracter l'onde atomique dans le régime de Bragg et d'un détecteur d'une grande sensibilité. L'étude du jet atomique sera réalisée au chapitre 2. Ce chapitre débute par la présentation du système de vide permettant la libre propagation des atomes sur toute la longueur de l'appareil. Nous nous intéressons dans une seconde partie à l'interféromètre atomique de Mach - Zehnder en présentant la source laser utilisée pour construire les trois ondes lasers stationnaires, par réflexion sur trois miroirs montés sur un banc rigide disposé à l'intérieur de l'enceinte à vide. Pour observer des phénomènes d'interférence, ces miroirs doivent être alignés entre eux et par rapport au jet atomique avec une très grande précision et nous décrivons dans ce chapitre les procédures d'alignement des miroirs sous air. L'ajustement final, effectué sous vide, sera l'objet du chapitre 4. Une troisième partie montre des exemples de signaux délivrés par notre détecteur à fil chaud, la dernière partie du chapitre indiquant les programmes informatiques utilisés pour l'acquisition des données au cours de cette thèse.

1.1 Le système de vide

Lorsqu'un atome de lithium entre en collision avec un atome de gaz résiduel, il n'a pratiquement aucune chance de contribuer au signal détecté en sortie de l'interféromètre et l'intensité du jet atomique est ainsi atténuée. Pour observer des franges d'interférence atomique, il faut que le libre parcours moyen $\overline{\ell}$ des atomes soit très supérieur à la longueur totale du dispositif. Ce libre parcours dépend de la densité n du gaz résiduel et de la section efficace de collision σ entre les atomes de lithium et les atomes ou molécules du gaz résiduel :

$$\overline{\ell} \sim 1/(n\sigma) \tag{1.1}$$

Le jet atomique étant un jet supersonique d'atomes de lithium ensemencé dans de l'argon, nous allons considérer les collisions de type lithium - argon, car l'argon doit être le constituant principal du gaz résiduel au moins dans l'enceinte contenant le four de lithium. Pour ces collisions, la section efficace est de la forme [97]:

$$\sigma_{Li-Ar} = 7{,}55[C_6(Li-Ar)/(\hbar v)]^{2/5} \tag{1.2}$$

en incluant le pic vers l'avant correspondant aux grands paramètres d'impact b. Dans cette thèse, nous utiliserons le coefficient $C_6(Li-Ar) = 175$ u.a. publié par T. Tang et R. Certain [98].

Des atomes animés de la vitesse $v \simeq 1070$ m/s ont une section efficace de collision $\sigma_{Li-Ar} \simeq 3{,}5 \times 10^{-18} m^2$. Un libre parcours moyen de 10 mètres est obtenu pour une densité d'atomes $n \simeq 2{,}9 \times 10^{16}$ atomes/m^3, correspondant à une pression résiduelle dans les enceintes de $1{,}2 \times 10^{-6}$ millibar à température ambiante. Décrivons le système de pompage utilisé pour y parvenir.

1.1.1 Système de pompage

Notre appareil est formé de cinq enceintes représentées sur la figure (1.1). En dehors de fuites éventuelles, les charges de gaz présentes dans ces différentes enceintes peuvent avoir deux origines : les débits de gaz volontairement introduits (source du jet atomique, cellule de gaz pour des mesures d'indice de réfraction), et les dégazages des parois en acier inoxydable et des joints à vide.

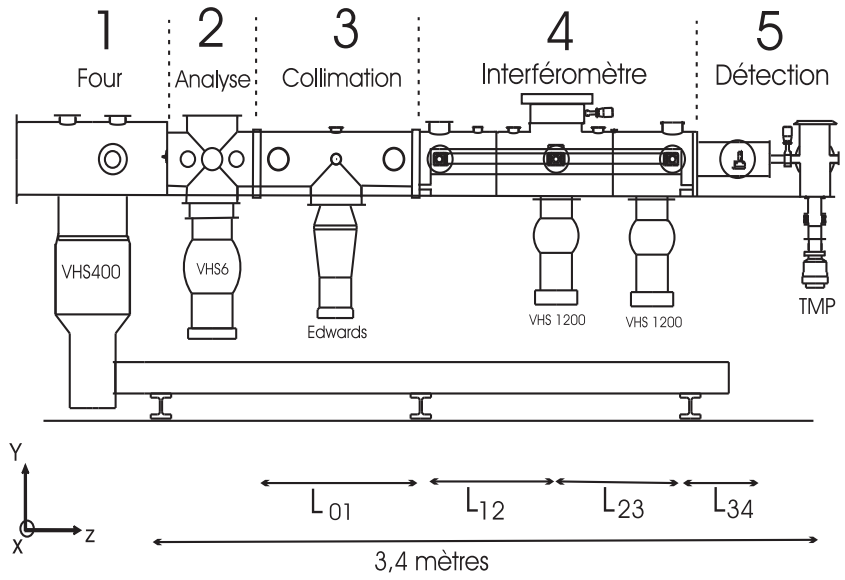


FIG. 1.1 – *Vue d'ensemble des cinq enceintes à vide: les quatre premières enceintes utilisent des pompes à diffusion d'huile, l'enceinte de détection est construite en technologie ultra - vide.*

• La première enceinte contient la source du jet supersonique d'atomes de lithium dont nous ferons une étude détaillée au chapitre 2. La charge de gaz due au jet atomique est de l'ordre de quelques mbar.L.s^{-1} et notre système de pompage est adapté à ce débit élevé. Une pompe à diffusion d'huile Varian $VHS400$ de débit nominal 8000 L.s^{-1} permet d'ajuster la pression d'argon de 100 à 700 millibars. Nous adopterons pour conditions de référence une température de chauffage du lithium de $T_0 = 1080$ Kelvins et une pression d'argon P_0 = 330 millibars, correspondant à une pression résiduelle de quelques 10^{-4} millibar dans la première enceinte. Le jet atomique quitte cette enceinte par un écorceur (diaphragme en forme de chapeau chinois) de longueur 17,0 mm avec un trou de rayon r_s = 0,48 mm, situé à z_s = 20,0 mm de la buse (orifice de sortie du four).

• La seconde enceinte est utilisée pour pomper optiquement le jet atomique (chapitres 5 et 6) ou caractériser sa distribution de vitesse (paragraphe 2.4.2). Le pompage de cette enceinte est assuré par une pompe Varian VHS6 de vitesse nominale 2400 L.s^{-1} munie d'un baffle refroidi. Dans les conditions de référence, la pression résiduelle dans l'enceinte est de 3 $\times 10^{-6}$ millibar. Le jet atomique quitte cette enceinte par une fente source (F_0) de largeur fixe, e_0 = 20 micromètres.

• La troisième enceinte est utilisée pour collimater le jet atomique. La charge de gaz présente dans l'enceinte est dominée par les dégazages des parois et des joints à vide, que nous évaluons à quelques 10^{-5} mbar.L.s^{-1} [99]. Une pompe Edwards160-700, munie d'un baffle interne, de vitesse 700 L.s^{-1}, permet d'assurer une pression résiduelle en dessous de 5×10^{-7} millibar, pratiquement indépendante de la présence du jet atomique. Le jet atomique quitte l'enceinte de collimation par une fente (F_1) de largeur réglable (en général $e_1 = 12\ \mu$m).

• La quatrième enceinte est la chambre de l'interféromètre. Le pompage est assuré par deux pompes secondaires Varian VHS1200, munies de baffles pour limiter les risques de rétrodiffusion d'huile sur les miroirs utilisés pour construire les ondes lasers stationnaires. Dans cette enceinte, comme dans la précédente, l'huile de pompe est une huile de faible pression de vapeur saturante, Santovac 5, qui conduit à une pression résiduelle de 4×10^{-7} millibar. Le jet atomique quitte la chambre de l'interféromètre à travers un trou de diamètre 3 millimètres, situé juste avant une vanne ultra-vide, qui permet d'isoler le détecteur.

• La cinquième enceinte, ou enceinte de détection est construite en technologie ultra - vide afin de réduire les signaux parasites sur le détecteur. Par rapport au montage avant juillet 2001, le vide limite a été amélioré en remplaçant une petite pompe turbomoléculaire munie d'une bride à joint élastomère par une pompe turbomoléculaire Varian V300 à bride UHV et de plus fort débit (300 L.s^{-1} au lieu de 60 L.s^{-1}). La pression résiduelle dans l'enceinte est maintenant de quelques 10^{-9} millibar lorsque la vanne est fermée, et de 2×10^{-8} millibar vanne ouverte.

Le tableau (1.1) rassemble les caractéristiques principales du système de pompage secondaire pour chaque enceinte. Tous nos baffles sont refroidis par la circulation d'un mélange eau - éthylène glycol de température voisine de 5 °C. Le pompage primaire des enceintes est assuré par trois pompes primaires. Une pompe primaire à palettes à deux étages, Leybold D65B de débit 65 m^3.h^{-1}, est consacrée au pompage de l'enceinte du four dont la charge de gaz est élevée. Les autres pompes à diffusion d'huile sont connectées à une pompe primaire commune identique à celle utilisée pour le four. A la sortie de chaque pompe primaire, une vanne à vide à commande électro-pneumatique permet d'isoler les pompes secondaires des pompes primaires. L'enceinte du détecteur, dans laquelle doit régner un vide poussé et propre, utilise sa propre pompe primaire Alcatel de débit 18 m^3.h^{-1} et un piège à zéolithes est disposé sur la conduite menant de la pompe primaire à la pompe turbo-moléculaire. Afin de réduire les vibrations, les trois pompes primaires sont situées dans une pièce séparée. Quant aux vibrations mécaniques dues aux pompes à diffusion d'huile, elles nous semblent négligeables par rapport aux autres sources de vibration (Cf. paragraphe (1.2.2)).

TAB. 1.1 – *Principales caractéristiques du pompage secondaire pour chaque enceinte.*

Enceinte	Modèle	Vitesse (L/s)	Huile utilisée	Pression résiduelle (mbar)
1	VHS400	6000	DC704	5×10^{-4}
2	VHS6	1200	DC704	3×10^{-6}
3	Ed160-700	700	Santovac 5	4×10^{-7}
4	VHS1200	1000	Santovac 5	4×10^{-7}
	VHS1200	1000	Santovac 5	
5	V300	300	×	2×10^{-8}

1.1.2 Difficultés rencontrées

En juillet 2001, une fuite d'eau sous vide s'est produite dans l'enceinte du four, ce qui a endommagé la totalité du dispositif. A mon arrivée en thèse, en septembre 2001, mon premier travail a consisté à reconstruire l'interféromètre dans sa totalité. L'obtention d'un montage de vide fiable a nécessité beaucoup de temps et d'énergie car nous nous sommes heurtés à des difficultés nombreuses et variées, liées à des problèmes de matériel.

– Nous avons constaté que les jauges de vide secondaire de marque Varian donnaient des indications erronées d'un facteur souvent supérieur à 10. Ce manque de fiabilité s'est souvent accompagné de délais anormaux de réparation, lorsque la jauge n'était pas déjà cassée dès sa livraison... Actuellement, le montage fonctionne de manière satisfaisante avec des jauges de marque Leybold.

– Les trois miroirs de la chambre de l'interféromètre ont été recouverts d'huile suite à une coupure accidentelle de l'alimentation en air comprimé, qui a conduit à la fermeture des trois vannes pneumatiques des trois lignes de vide primaire. Cet accident survenu en juin 2003 a encore retardé la mise au point de l'appareil. En particulier, nous avons dû reprendre les procédures d'alignement de l'interféromètre depuis le début (Cf. paragraphe (1.2.3)). Suite à cet incident, nous avons installé un préssostat qui se déclenche dès que la pression d'air comprimé devient inférieure à 4 bars, une bouteille d'azote industriel servant alors d'alimentation relais.

– Nous avons effectué de nombreuses améliorations dans le dispositif en installant beaucoup de nouveau matériel : trois nouvelles pompes primaires, de nouveaux débits-mètres et un écorceur de la firme Beam Dynamics. Le refroidissement des différents baffles s'effectue maintenant grâce à un générateur de liquide froid de marque Vulcanic. La mise en place de ce nouvel appareil a nécessité plusieurs mois : de conception très différente de l'ancien, ce générateur exige un débit de circulation élevé, que notre système ne permettait pas d'obtenir sans modifications. Enfin, la pompe $VHS1200$ de la seconde enceinte a été remplacée en 2004 car nous avons constaté l'apparition de fuites d'eau dans les circuits de refroidissement formés de tuyaux de cuivre.

Fluctuations du jet atomique de lithium

Nous avons constaté une instabilité anormale de l'intensité du jet atomique de lithium, durant de nombreux mois (janvier 2002 - mars 2003), avec des fluctuations d'intensité allant de 10 à 20 %. De telles variations sans structure apparente de l'intensité du jet atomique se sont révélées très fortement handicapantes car elles ont empêché d'effectuer les réglages qui sont nécessaires à l'obtention des franges d'interférence atomique. Nous avons recherché l'origine de ces fluctuations de manière systématique. La piste la plus naturelle consiste à considérer que les fluctuations d'intensité prennent naissance dans le four de lithium, formé d'un jet supersonique d'atomes de lithium. Nous avons construit un jet effusif d'atomes de lithium, que nous avons introduit dans l'enceinte de collimation, seul endroit disponible pour effectuer ce type d'expérience. Les fluctuations d'intensité du jet atomique persistant, nous avons estimé que celles-ci provenaient de notre système de détection des atomes, en l'occurence un détecteur à fil chaud. Nous avons recherché en vain des fluctuations éventuelles des différents potentiels électrostatiques utilisés pour focaliser les ions lithium vers la chaîne de comptage. Les fluctuations d'intensité se sont également révélées indépendantes des paramètres de la chaîne de comptage, comme le seuil de comptage des impulsions ou les différents temps morts des appareils ou du programme d'acquisition.

L'interprétation de ces expériences "tests" est venue tardivement, en mars 2003, lorsque nous finîmes par être convaincus que ni la source ni le détecteur n'étaient à l'origine des fluctuations d'intensité observées. Sur la figure (1.2), on constate que les fluctuations d'intensité du jet atomique

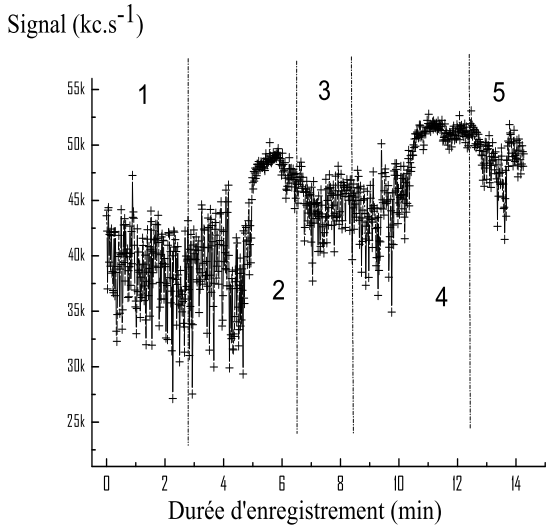


FIG. 1.2 – *Fluctuations d'intensité du jet atomique. La pompe secondaire de l'enceinte de collimation est chauffée dans les zones 1, 3 et 5, son chauffage est éteint dans les zones 2 et 4, alors que le vide reste bon pendant plusieurs minutes.*

disparaissent quelques minutes après l'extinction du chauffage de la pompe secondaire située dans la chambre de collimation. Ainsi l'expérience test menée à partir d'un jet effusif situé dans la chambre de collimation (seul endroit disponible) ne supprimait pas les fluctuations observées sur le jet. Suite à l'accident survenu en juillet 2001, cette pompe secondaire, à l'époque une pompe Alcatel Crystal, avait été abîmée et une pièce de centrage avait été remplacée. Cette réparation, effectuée en mon absence en juillet 2001, s'est en fait révélée inadaptée. Il est vraisemblable que la pompe émettait des bouffées d'huile introduisant des fluctuations dans la pression résiduelle de l'enceinte. Ces fluctuations de pression s'effectuaient autour d'une valeur moyenne assez basse de l'ordre de quelques 10^{-7} millibar et n'étaient pas visibles sur la jauge secondaire de l'enceinte de collimation, ce qui nous a longtemps induits en erreur. En traversant l'enceinte de collimation, le jet atomique était plus ou moins atténué par collision sur ce gaz résiduel de densité fluctuante, ce qui provoquait des fluctuations de son intensité.

Vitesse de la pompe Varian VHS400

Des mesures de vitesse de la pompe secondaire située dans l'enceinte du four ont donné des résultats de l'ordre de 3000 $L.s^{-1}$, bien inférieurs à la valeur nominale de 8000 $L.s^{-1}$. Cette pompe, très ancienne, possédait une chaufferrette déformée ce qui rendait le chauffage de la pompe peu uniforme et insuffisant en son centre notamment, zone de la pompe qui fournit la vapeur d'huile pour l'étage qui a la plus grande vitesse de pompage. Nous avons remplacé les chaufferettes par des modèles de puissance plus élevée (4,8 kW) et utilisé une huile de pompe adpatée à la présence d'alcalins (Dow Corning 704). La figure (1.3) présente les performances actuelles de la pompe.

Le décrochage de la pompe secondaire se produit maintenant pour un débit de 10 mbar.L.s^{-1}. Pour des débits plus faibles, la pompe fonctionne avec une vitesse pratiquement constante, d'environ 6000 L.s^{-1}. Ces mesures ont été réalisées à température ambiante en notant pour différents

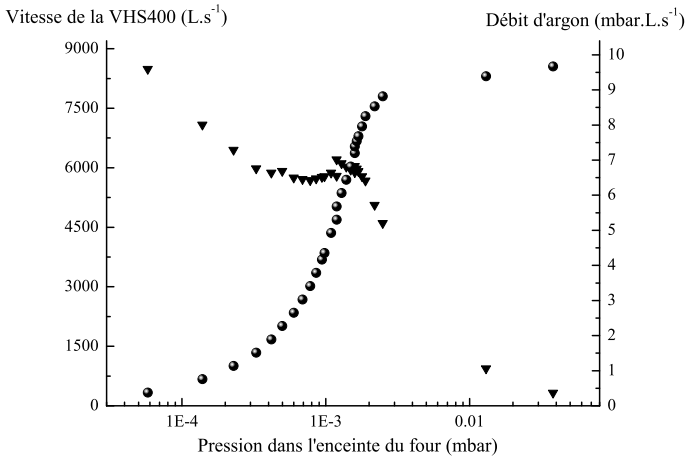


FIG. 1.3 – *Vitesse de la pompe secondaire VHS400 (triangles) et pression dans l'enceinte du four (points) pour différents débits d'argon.*

débits d'argon la pression dans l'enceinte du four pour en déduire la vitesse de la pompe secondaire. Pour les faibles débits d'argon, l'augmentation apparente de la vitesse de la pompe est due à la méthode de calcul du débit d'argon : le débit réel est inférieur à la valeur calculée car l'effet de couche limite réduit le diamètre effectif de la buse et le débit n'est plus proportionnel à la pression dans le four.

1.2 L'interféromètre atomique

L'interféromètre atomique de Mach - Zehnder est formé à partir de trois ondes stationnaires laser qui se comportent comme des réseaux de phase. Chaque onde stationnaire est obtenue par réflexion d'une source laser sur un miroir de diamètre 25 millimètres. Dans ce paragraphe, nous décrivons la source laser permettant la diffraction de l'onde atomique, en insistant sur les modifications apportées au dispositif pour obtenir davantage de puissance et de stabilité, ce qui est très intéressant pour effectuer une mesure de précision. Après une brève présentation du support rigide sur lequel reposent les miroirs, nous détaillons les différentes procédures d'alignement, notamment la procédure d'alignement des miroirs sous air, préalable nécessaire à l'observation de phénomènes de diffraction et d'interférence atomique.

1.2.1 La source laser

Nous utilisons un laser à colorant du modèle développé par F. Biraben [100] pompé par un laser à argon ionisé à 515 nanomètres de marque Spectra-Physics (BeamLok^{TM} 2080). Jusqu'en 2001, le colorant utilisé était du D.C.M. en solution dans du propylène carbonate [101]. Le choix d'un colorant différent, du LD688 de marque Exciton, en solution dans l'E.P.H. (monophényléther), a permis d'améliorer la puissance obtenue en sortie de la cavité laser. Actuellement, après traversée d'un isolateur optique à deux étages, nous obtenons régulièrement plus de 400 milliwatts de puissance laser à partir d'un faisceau pompe de puissance 5 Watts.

Une partie du faisceau laser est prélevée pour mesurer la fréquence de l'onde laser grâce à un lambdamètre disponible au laboratoire. Grâce à un asservissement en cavité externe utilisant la technique de Hänsch - Couillaud [102], la largeur de la raie laser est de l'ordre de 1 MHz. L'asservissement en fréquence possède une autonomie de une à deux heures entre sauts de fréquence limitée par des dérives thermiques ou par la présence de bulles d'air dans le colorant. Depuis l'été 2003, un dispositif permet de maintenir la température du colorant autour de 17 °C (le point de fusion de l'E.P.H. se situe à 12 °C). La présence de bulles d'air dans le colorant est limitée par le choix d'un filtre adapté au solvant choisi. Nous avons essayé plusieurs filtres commercialisés par la société Enoyl Filtration. Les filtres livrés à l'été 2003 se sont révélés inutilisables car ils se dissolvaient lentement dans l'E.P.H. et il a fallu nettoyer à plusieurs reprises la totalité de la circulation, de fines particules provenant du filtre s'étant infiltrées dans la circulation. Cet incident a immobilisé le laser pendant quatre mois (automne 2003 - février 2004).

L'optique pour la construction des ondes stationnaires laser

Les trois ondes stationnaires laser sont formées par réflexion de l'onde laser sur trois miroirs (M_1), (M_2) et (M_3) possédent un traitement multi-diélectrique qui leur donne un coefficient de réflexion supérieur à 0,999 à la longueur d'onde de 671 nanomètres. Le faisceau laser pénètre dans l'enceinte à vide par des hublots de diamètre 25 mm, très parallèles (quelques secondes d'arc) et possédant un bon traitement anti - reflet de manière à éviter les faisceaux parasites.

La figure (1.4) représente le montage utilisé pour répartir la puissance du laser entre les trois miroirs de l'interféromètre. Un télescope, formé de deux lentilles convergentes traitées anti-reflet à 671 nanomètres, permet de grossir la taille du faisceau laser d'un facteur 2 ou 5, selon le jeu de lentilles utilisé (focales de 50, 100 et 250 millimètres).

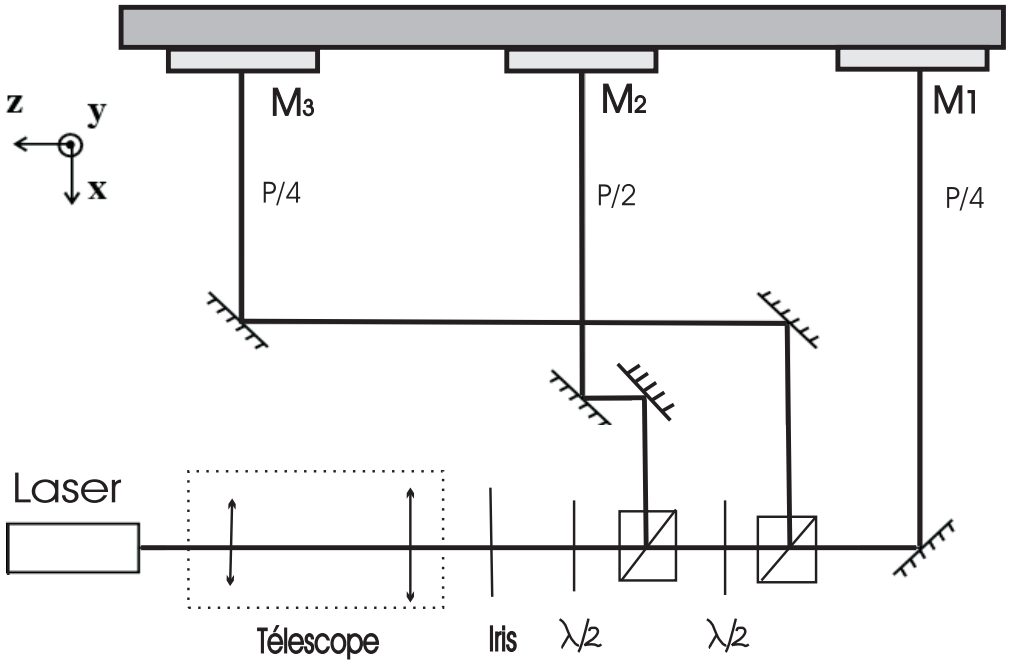


FIG. 1.4 – *Schéma de l'optique actuellement utilisée pour la construction des ondes stationnaires laser. L'iris permet de choisir la taille du faisceau laser.*

Dans un premier montage, la puissance P du laser est répartie entre les trois miroirs en utilisant deux lames séparatrices de transmission nominale 50 % sous incidence de 45 °. Quand on travaille avec le premier ordre de diffraction atomique, la répartition de puissance optimale est $P/2$ sur le miroir à atomes et $P/4$ sur les deux séparatrices. En pratique, la transmission réelle des lames séparatrices diffère de 50 % (réflexion de 45%, transmission de 55 %) et la répartition de puissance est optimale lorsque les deux lames séparatrices s'écartent de l'incidence de 45 °. Pour les ordres de diffraction plus élevés, la répartition de puissance laser entre les trois miroirs diffère de celle utilisée au premier ordre de diffraction (chapitres 3 et 4).

Dans un second montage construit au printemps 2004, la répartition de la puissance laser est réalisée à partir de deux atténuateurs de faisceau à 671 nanomètres, formés par association d'une lame demi-onde et d'un cube polariseur. La plupart des résultats expérimentaux de cette thèse ont été enregistrés dans cette configuration représentée sur la figure (1.4): franges atomiques (chapitre 4), sensibilité de l'interféromètre aux champs magnétiques (chapitre 5), mesure de la polarisabilité de l'atome de lithium (chapitre 6). Seule l'optimisation de la sensibilité en phase de l'interféromètre (paragraphe 4.3) a été réalisée à partir du premier montage et nous n'avons pas noté de différences entre ces deux configurations.

Caractéristiques de l'onde laser

Un profil transverse du faisceau laser peut être enregistré en déplaçant une photodiode grâce à une translation Micro-contrôle de course 25 millimètres pilotée à l'aide d'un moteur pas à pas. La photodiode mesure le flux lumineux I après traversée d'une fente de largeur 40 micromètres et l'enregistrement cesse dès que l'équipage mobile atteint l'une des butées placées en début ou en fin de course. La figure (1.5) montre un exemple de profil transverse obtenu à la sortie d'un télescope de grossissement $G = 5$. Nous déduisons la valeur w_0 du "waist" du faisceau laser de l'ajustement des points expérimentaux selon une loi Gaussienne de la forme $I = I_0 \exp[-2\rho^2/w_0^2]$, ρ désignant la coordonnée cylindrique dans la direction transverse de l'onde laser ($w_0 = 5{,}4 \pm 0{,}1$ mm).

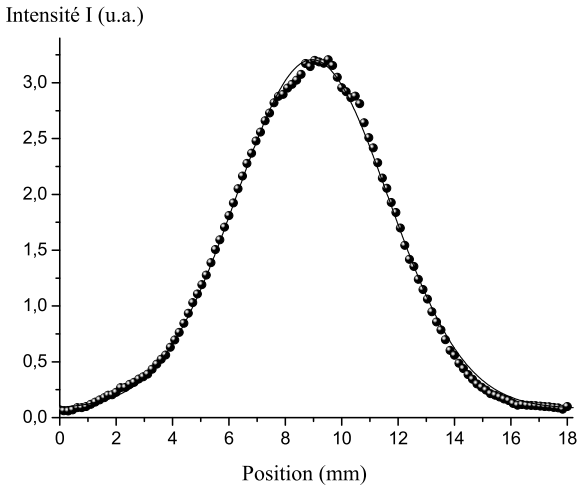


FIG. 1.5 – *Caractérisation de l'onde laser à la sortie du télescope. Un profil d'intensité transverse permet de mesurer le waist du faisceau laser à partir d'un fit Gaussien des points expérimentaux. Sur l'exemple de la figure, $G = 5$ et $w_0 = 5{,}4 \pm 0{,}1$ mm.*

Le rayon de courbure des fronts du laser peut être mesuré à partir d'un interféromètre utilisant une lame étalon. Le principe de la mesure est décrit sur la figure (1.6) (partie *A*). Deux fronts d'ondes réfléchis par la lame interfèrent et la mesure de l'interfrange i donne accès au rayon de courbure R des fronts d'onde :

$$R = i\ \delta h/\lambda \tag{1.3}$$

où l'écartement δh des fronts d'onde, défini sur la figure (1.6), dépend de l'angle d'incidence θ et des caractéristiques de la lame étalon d'épaisseur e = 20,0 millimètres et d'indice optique $n = 1{,}515$ (BK7) de planéité $\lambda/10$. Des calculs d'optique géométrique montrent que δh est donné par la relation :

$$\delta h = \frac{e}{n}\left(\frac{\sin(2\theta)}{\cos(\arcsin(\sin(\theta)/n)}\right) \tag{1.4}$$

Nous enregistrons la figure d'interférence en réalisant un profil transverse de l'onde laser dans la zone d'interférence à l'aide du dispositif décrit ci-dessus (Figure (1.6) (partie *B*)). A 671 nanomètres, pour un angle d'incidence θ = 20 °, nous mesurons i = 1,2 millimètres et calculons δh = 8,7 millimètres. L'ordre de grandeur du rayon de courbure des fronts d'onde du laser à colorant est donc de 16 mètres, fonction du réglage du télescope (ici, G = 5).

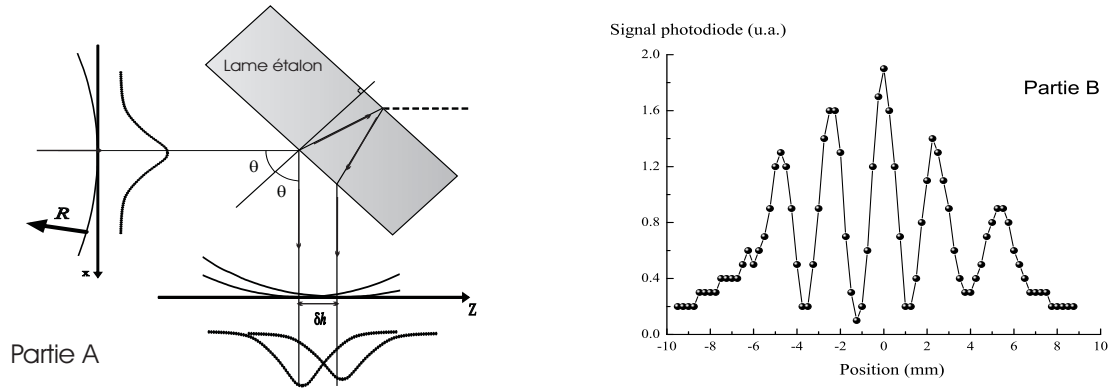


FIG. 1.6 – *Principe de la mesure du rayon de courbure de l'onde laser. Le rayon de courbure des fronts d'onde est déduit de l'interférence de deux fronts d'ondes réfléchis par une lame étalon de planéité* $\lambda/10$ *(partie A), et l'interfrange est mesuré en réalisant un profil transverse du laser dans la zone d'interférence à l'aide du dispositif précédent (partie B).*

1.2.2 Le banc de l'interféromètre

Dans un interféromètre de Mach - Zehnder à trois réseaux, le signal de sortie est de la forme :

$$I = I_0\,[1 + \mathcal{V}\cos(\phi_0)] \tag{1.5}$$

La phase ϕ_0, utilisée pour balayer les franges atomiques de visibilité $\mathcal{V}$, s'exprime en fonction de la position x_i (i = 1-3) des trois miroirs dans la direction **x** des trois ondes laser (chapitre 4) :

$$\phi_0 = \frac{2p\pi}{a}\,(x_1 - 2x_2 + x_3) \tag{1.6}$$

$a = \lambda_L/2$ désignant le pas du réseau diffractant. Cette propriété rend l'interféromètre très sensible aux vibrations environnantes et au bruit sismique ambiant. En l'absence de dispositif de contrôle de la position relative des miroirs, la phase ϕ_0 prend un caractère aléatoire et les franges atomiques sont brouillées.

Dans les interféromètres atomiques construits par D. Pritchard [22] et S.A. Lee [53], le contrôle des vibrations nécessite l'utilisation d'asservissements. Dans notre montage, le rôle des vibrations est minimisé en montant les trois miroirs sur une structure rigide, appelé banc de l'interféromètre, schématisée sur la figure (1.7). Le banc de l'interféromètre est construit à partir d'un matériau choisi pour sa rigidité, le dural, alliage d'aluminium de densité ρ = 2790 kg/m^3 et de module d'élasticité E = 70 GPa, qui conduit à un banc assez massif (M = 56,5 kg). Le rapport E/ρ est sensiblement le même dans le cas de l'acier. Toutefois, l'acier est de densité plus élevée, et il est oxydable, ce qui aurait nuit à la propreté du montage, et ferromagnétique, ce qui perturbe le champ magnétique vu par les atomes (chapitre 5). Le choix du dural par rapport à l'acier s'est donc imposé pour toutes ces raisons.

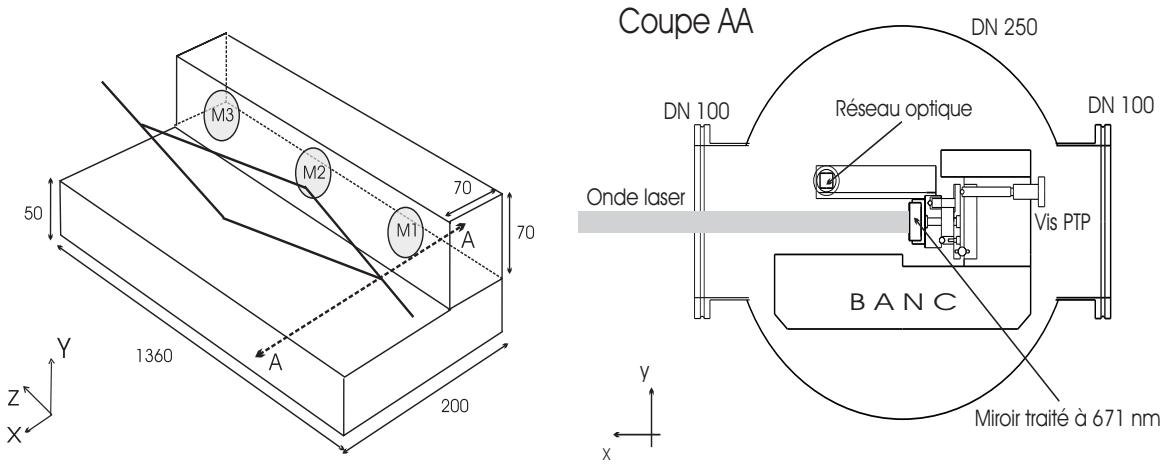


FIG. 1.7 – *Schéma du banc avec les trois miroirs servant à la réalisation des ondes stationnaires laser. Dans la vue en perspective, on a volontairement exagéré la séparation des deux chemins atomiques pour améliorer la visibilité du dessin. Les distances sont exprimées en millimètres.*

La structure est formée de deux parties rigides assemblées mécaniquement : la partie inférieure assure la rigidité de l'ensemble, tandis que la partie supérieure est utilisée pour fixer les miroirs formant les ondes stationnaires. Le banc repose sur l'enceinte à vide en trois points de fixation situés aux extrémités. En ces points, les vibrations sont amorties à l'aide d'un support en caoutchouc d'axe vertical, utilisé dans l'industrie pour positionner les machines outils (modèle SC01, entreprise Paulstra). Chacun des miroirs peut être orienté sous air à l'aide d'un point-trait-plan à base de vis micrométriques, et sous vide par l'intermédiaire de cales piézo-électriques avec une course de $\pm$300 microradians. De plus, le miroir (M_3) est porté par un support Physik - Instrument S310-10 de course 5 micromètres formé de trois cales piézoélectriques montées en parallèle et de sensibilité accordée. Ce support, qui permet de translater le miroir (M_3) selon l'axe **x**, sera utilisé pour balayer les franges d'interférence.

Nous évaluons les fluctuations de la position relative des trois miroirs à partir d'un interféromètre optique de Mach - Zehnder à trois réseaux. Le fonctionnement de cet interféromètre est

décrit dans un article de vulgarisation que j'ai rédigé en 2002 [94]. Ce fonctionnement sera détaillé au chapitre 4 pour faciliter l'utilisation de son analogue atomique. La figure (1.7) (coupe AA) montre que les réseaux de l'interféromètre optique sont directement liés aux miroirs utilisés pour l'interféromètre atomique. Les fluctuations de position des trois miroirs sont évaluées au point où l'appareil est le plus sensible, c'est à dire pour $\phi_0 \simeq \pm\pi/2$ (modulo π). En mesurant le bruit du signal de sortie, nous avons estimé que le contrôle de la position relative des miroirs s'effectue à 3 nanomètres rms, soit encore $\lambda_L/200$ ($\lambda_L \simeq 671$ nm). Grâce à l'utilisation de ce banc, l'influence des vibrations au premier ordre de diffraction semble complètement négligeable, ce qui évite l'utilisation d'asservissements. Ces vibrations peuvent toutefois s'avérer plus critiques lorsque le pas du réseau sera de l'ordre de la centaine de nanomètres, c'est à dire pour $p \geqslant 2$.

Nous mesurons la température du banc de l'interféromètre à l'aide d'une sonde à résistance de platine. Grâce à un pont de Wheatstone formé de résistances stables en température, nous mesurons la température du banc à 10^{-2} Kelvins près. Nous montrerons les résultats de cette mesure dans le chapitre 6, consacré à la mesure de la polarisabilité électrique du lithium.

1.2.3 Procédures d'alignement

Pour observer la diffraction dans le régime de Bragg, chacun des miroirs doit être aligné par rapport au jet atomique à quelques dizaines de microradians.

Mise en place des différents éléments

Une fois la buse du four franchie, le jet atomique doit parvenir jusqu'au détecteur à fil chaud situé à 3,4 mètres plus loin avec un minimum d'atténuation, en traversant successivement l'écorceur, la fente source (F_0), la fente de collimation (F_1), la fente diffractante (F_D), et le trou de diamètre 3 mm situé avant la chambre de détection.

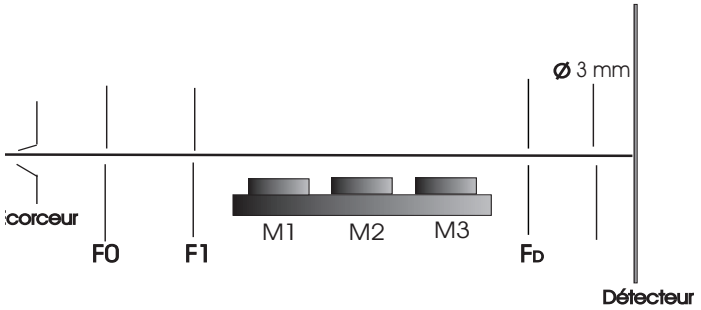


FIG. 1.8 – *Les différents éléments rencontrés par le jet atomique: écorceur, fentes de collimation (F_0) et (F_1), fente de détection (F_D), trou de diamètre 3 mm.*

Pour chaque élément, nous détaillons la procédure de réglage et les précautions à respecter:

• Un seul chargement du four est utilisé pour réaliser la totalité de la procédure d'alignement.

• L'écorceur et le trou de diamètre 3 mm, seuls éléments fixés au centre de leur flasque respectif, déterminent l'axe du jet atomique dans la direction verticale **y**. Nous matérialisons cet axe à l'aide d'un laser He-Ne en superposant le centre de la figure de diffraction de l'écorceur sur le trou de diamètre 3 millimètres.

• Nous affinons notre définition de l'axe du jet atomique en installant la fente de détection (F_D), que nous rendons verticale en utilisant la figure de diffraction créée par le laser He-Ne. La verticalité des fentes (F_0) et (F_1) est ajustée à quelques milliradians près en utilisant un fil à plomb pour des questions d'accessibilité. Il est possible de montrer que l'erreur commise sur la verticalité des fentes se traduit par un élargissement négligeable des ailes du jet atomique. Si h_i désigne la hauteur utile de la fente (F_i), une erreur d'un angle ε sur la verticalité se traduit par un élargissement des ailes de l'ordre εh_i, alors que la largeur totale à mi-hauteur du jet atomique reste inchangée. Le calcul de h_i conduit à 1,3 mm pour (F_0), 1,8 mm pour (F_1) et 2,9 mm pour (F_D), soit un élargissement des ailes du jet atomique de l'ordre de 1 à 3 μm par milliradian, vraisemblablement négligeable pour chacune des fentes. La largeur de la fente (F_0) est fixée (e_0 = 20 μm), contrairement aux deux autres fentes, dont la largeur est ajustable sous vide dans la gamme 0 - 200 μm à l'aide de contrôleurs piézoélectriques de marque Piezosystem Jena. En général nous travaillerons avec e_1 = 12 μm et e_D = 50 μm. Chacune de ces fentes est construite dans un matériau amagnétique car il est très important de ne pas perturber la trajectoire des atomes. Un matériau magnétique induirait un champ magnétique inhomogène dans l'ouverture de la fente, et ce champ pourrait élargir le jet atomique par effet Stern et Gerlach.

Alignement des réseaux de l'interféromètre

Pour construire un interféromètre fonctionnant par diffraction de l'onde atomique jusqu'à l'ordre 3, la précision visée est seulement de quelques microradians. En effet, au premier ordre de diffraction, l'angle de Bragg est de 80 microradians, et la course disponible sous vide est de $\pm$ 300 microradians. La procédure commence par l'alignement des réseaux de l'interféromètre optique [94], pour lesquels une précision de l'ordre du milliradian permet d'observer des franges optiques de très bonne visibilité, jusqu'à 98 %.

L'alignement des réseaux de l'interféromètre atomique, beaucoup plus critique (quelques microradians), nécessite des appareils de mesure d'assez grande sensibilité. Grâce à la gravité terrestre, la surface d'un liquide visqueux (de l'huile de pompe à diffusion par exemple) consitue une surface horizontale de référence. La normale à cette surface fournit un axe de référence vertical. Nous transformons cet axe en référence horizontale à l'aide d'un pentaprisme, système optique qui renvoie la lumière dans une direction perpendiculaire à sa direction incidente. Cette propriété n'est vérifiée que lorsque le faisceau incident est lui-même perpendiculaire à l'arête du pentaprisme. Pour cette raison, le pentaprisme repose maintenant sur un point-trait-plan (PTP), construit au laboratoire, dont nous réglons l'horizontalité à quelques microradians près à l'aide d'un niveau à bulles de précision 20 microradians, de marque Mitutoyo. Nous contrôlons la précision de nos réglages angulaires à l'aide d'une lunette autocollimatrice de résolution 30 microradians de marque Trioptics, avec une lentille objectif de focale 30 centimètres. Faute d'équipements de mesure très performants et très coûteux, comme des lunettes autocollimatrices électriques avec des sensibilités bien inférieures au microradian, nous avons dû faire preuve de beaucoup d'ardeur et d'astuces pour réaliser ces alignements.

Ajustement de la rotation des miroirs autour de l'axe z (verticalité des miroirs) La partie *A* de la figure (1.9) schématise le dispositif utilisé. A l'aide d'un miroir auxiliaire (M_{aux}), on réalise l'autocollimation du faisceau émergeant de la lunette autocollimatrice sur la face avant d'un pentaprisme. Le faisceau émergeant du miroir auxiliaire (M_{aux}) sert de référence horizontale pour régler la verticalité du miroir $(M_i)(i = 1 - 3)$ lorsque l'autocollimation est réalisée simultanément sur la face avant du pentaprisme et pour la réflexion du faisceau à la surface d'un liquide visqueux.

La verticalité du miroir (M_i) est alors ajustée en agissant sur la vis du point-trait-plan provoquant la rotation du miroir autour de l'axe **z**.

Ajustement de la rotation des miroirs autour de l'axe y A l'aide du pentaprisme, nous alignons le miroir (M_3) avec l'axe du jet atomique matérialisé par le laser He-Ne. La précision du réglage est obtenue en superposant le faisceau réfléchi sur la face avant du pentaprisme et sa réflexion sur le miroir (M_3) (observation d'anneaux d'égale inclinaison). Enfin, nous optimisons l'intensité du faisceau réfléchi en intercalant une photodiode sur le trajet retour du faisceau laser. Le réglage de latéralité est ensuite reporté en suivant le schéma exposé sur la partie *B* de la figure (1.9). L'arête du pentaprisme étant rendue verticale à l'aide du support point-trait-plan (PTP), nous récupérons l'axe du jet atomique à l'aide de deux miroirs auxiliaires $(M_{aux,1})$ et $(M_{aux,2})$. Nous reportons ce réglage de latéralité sur le miroir (M_2) puis sur le miroir (M_1) en utilisant le pentaprisme.

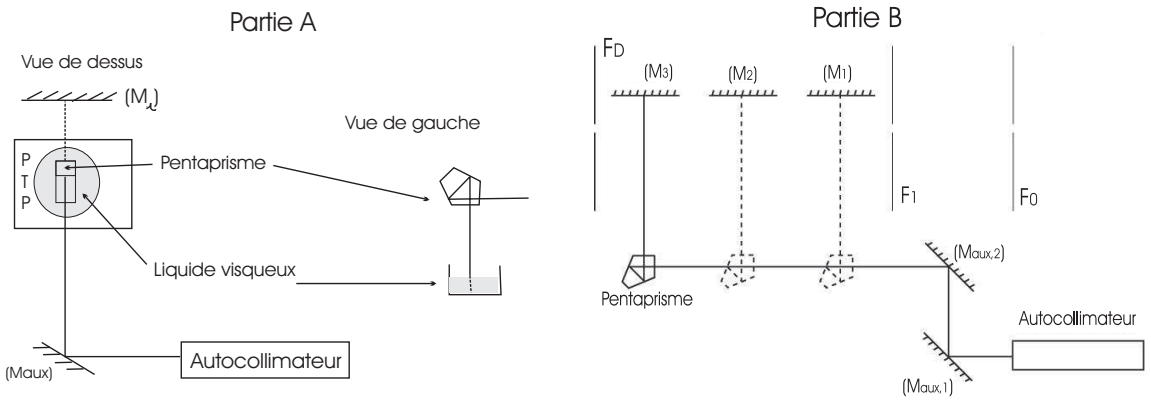


FIG. 1.9 – *Principe du réglage de la rotation des miroirs autour de l'axe z du jet atomique (partie A), et du report de l'alignement du miroir (M_3) avec le jet atomique sur les miroirs (M_1) et (M_2) (partie B).*

1.3 Détection des atomes de lithium

Nous détectons les atomes de lithium à partir d'un détecteur de Langmuir - Taylor ou détecteur à fil chaud, dont le fonctionnement est détaillé dans l'article [91] publié par notre équipe en 2002 en collaboration avec J.P. Gauyacq et H.J. Loesch. Ce détecteur est caractérisé par un bruit assez faible et une probabilité de détection pratiquement indépendante de la vitesse des atomes. Un détecteur à fluorescence induite par laser, dont l'efficacité diminue notablement quand la vitesse des atomes augmente, est peu adapté à la détection d'atomes thermiques.

1.3.1 Principe

Le détecteur est basé sur l'ionisation des atomes de lithium de potentiel d'ionisation $I = 5{,}392$ eV [103, p. E64] à la surface d'un ruban de rhénium, métal réfractaire dont le travail de sortie $W = 4{,}96$ eV [104, 105] augmente très substantiellement par oxydation. La probabilité d'ionisation est donnée par la loi de Saha - Langmuir [91]. Les ions émis par le ruban de rhénium sont focalisés vers

l'entrée d'un channeltron par une optique ionique formée d'une plaque répulsive et d'une lentille électrostatique. Les impulsions en sortie du channeltron, de durée moyenne 20 ns, sont amplifiées puis comptées (Stanford Research 400). L'efficacité totale du détecteur, que nous estimons à 30 %, inclut l'efficacité d'ionisation, de collection et de comptage des ions. Elle varie avec l'oxydation et la température du ruban de rhénium. En sortie du détecteur, le signal atomique s'exprime en coups durant la période choisie pour le comptage. Nous exprimerons souvent les signaux en coups par seconde (c/s), c'est à dire en atomes détectés par seconde, en précisant la période de comptage.

1.3.2 Temps de réponse du détecteur

Dans un détecteur de Langmuir - Taylor, le temps de réponse est fixé par le temps de résidence de l'ion à la surface du métal, qui dépend de l'énergie d'adsorption de l'ion E_{ads} et de la température T du métal :

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E_{ads}}{k_B T}\right) \tag{1.7}$$

où τ_0 est très proche de la période de vibration de l'ion au voisinage de la surface ($\tau_0 \sim 10^{-13}$ s). Dans le cas de la détection d'atomes de lithium sur un ruban de rhénium, les valeurs de τ_0 et E_{ads} données dans la littérature sont incohérentes [106, 107]. Toutefois, les mesures faites par H.J. Loesch s'interprètent bien pour $\tau = 4 \times 10^{-14} \exp(34250/T(K))$, c'est à dire $E_{ads} = 2{,}95$ eV. Le temps de résidence de l'ion lithium à la surface du ruban est donc voisin de la centaine de microsecondes lorsque la température du fil est de 1600 K. Nous portons le ruban de rhénium à cette température en faisant circuler un courant électrique à travers le ruban. On pourrait diminuer le temps de résidence de l'ion en chauffant davantage le fil, mais ce serait au détriment de l'efficacité de détection à cause de l'oxydation réduite. A 1600 K, le temps de résidence de l'ion à la surface du métal est suffisant pour assurer l'équilibre thermodynamique avec la surface et le processus de détection est pratiquement indépendant de l'énergie cinétique des atomes incidents (lorsque celle - ci est faible devant l'énergie d'adsorption) car les atomes se thermalisent sur la surface. Le passage d'un courant électrique dans le ruban de rhénium rend le fil très cassant, ce qui limite sa durée de vie. Toutefois, le même détecteur à fil chaud a été utilisé pour acquérir la totalité des résultats expérimentaux obtenus dans cette thèse.

1.3.3 Analyse des signaux détectés

Dans les conditions d'utilisation, notre détecteur fonctionne avec un signal de fond d'environ 2 000 coups/seconde. Ce signal est le résultat de trois contributions :

• Les molécules du gaz résiduel dont le potentiel d'ionisation est inférieur à 9 eV peuvent s'ioniser à la surface du ruban de rhénium.

• Le ruban de rhénium contient quelques ppm d'atomes alcalins, du potassium notamment, qui diffusent vers la surface du ruban de rhénium, où ils sont ionisés. La quantité de potassium est réduite par un chauffage d'au moins 100 heures, ce qui permet de travailler avec un signal parasite raisonnable, à condition de ne pas trop chauffer le fil.

• Le fil est oxydé et des molécules d'oxyde de rhénium s'évaporent, une fraction indéterminée d'entre elles étant ionisée. Si on augmente la pression d'oxygène, ce signal parasite croît très vite et la statistique associée au bruit de fond est fortement sur - Poissonienne [101].

La figure (1.10) montre un exemple de signal de fond, enregistré avec une période de comptage de 0,1 seconde. L'étude statistique du signal de fond fait apparaître une loi légèrement sur-Poissonienne. Sur l'exemple de la figure, la valeur moyenne du signal est $\overline{N}$ = 224,6 coups et l'écart-type est σ = 20,9 coups soit 1,4 $\times\sqrt{\overline{N}}$. L'histogramme garde une allure Gaussienne.

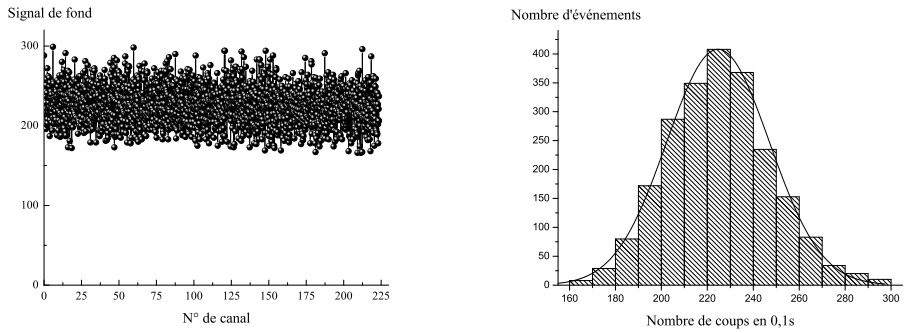


FIG. 1.10 – *Analyse statistique du signal de fond : le graphe de gauche donne un exemple de signal de fond, l'histogramme associé est représenté à droite.*

Dans les conditions usuelles de travail, notre jet collimaté fournit un signal de 80 000 coups/s, en incluant le signal de fond. La figure (1.11) montre le signal total (atomes de lithium + signal de fond) enregistré quelques secondes après l'enregistrement du signal de fond ci-dessus, avec une période de comptage de 0,1 seconde. La valeur moyenne du signal total est $\overline{N}$ = 8197,5 coups et σ = 127,2 coups soit 1,4 $\times\sqrt{\overline{N}}$. Le signal total est donc légèrement sur - Poissonien.

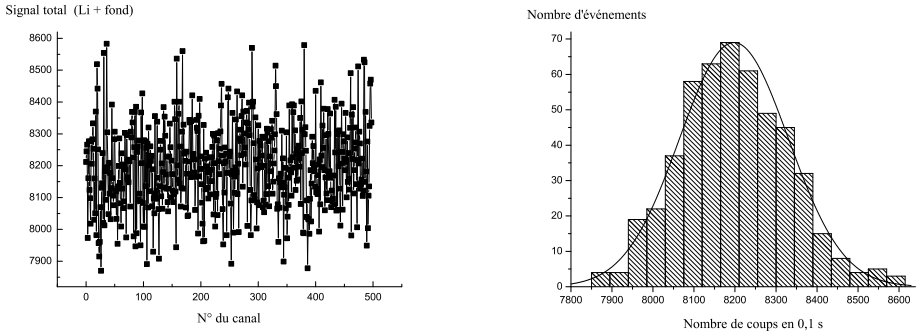


FIG. 1.11 – *Analyse statistique du signal total (atomes de lithium + signal de fond) : le graphe de gauche donne un exemple du signal total, l'histogramme associé est représenté à droite.*

L'efficacité de détection étant voisine de 30 %, à un signal de 80000 coups/s correspond un flux de 2,6 $\times 10^5$ atomes/s. Le temps de résidence d'un ion à la surface du fil étant de l'ordre de 100 microsecondes, environ 25 atomes sont en permanence présents sur le fil. Ces atomes sont répartis sur une surface S = 0,15 mm^2 définie par la largeur de la fente de détection (e_D = 50 μm) et le trou de diamètre 3 millimètres. A l'intérieur de cette surface, un grand nombre de surfaces de micro - cristaux sont présentes, et les probabilités d'ionisation de deux atomes situés sur des surfaces de micro - cristaux différentes sont décorrélées. Il semble possible que ces fluctuations sur - Poissoniennes soient dues à des fluctuations d'intensité du jet supersonique (dues par exemple à des irrégularités de l'écoulement du gaz dans le four).

1.4 Informatique d'acquisition

L'acquistion informatique des signaux détectés est effectuée sous l'environnement Windows 95 à partir du logiciel Labview 5.0 à partir d'une interface de type G.P.I.B. entre le compteur d'impulsion Stanford Research et l'ordinateur. La figure (1.12) présente l'alogrithme utilisé au chapitre 6 lors de la mesure de polarisabilité du lithium.

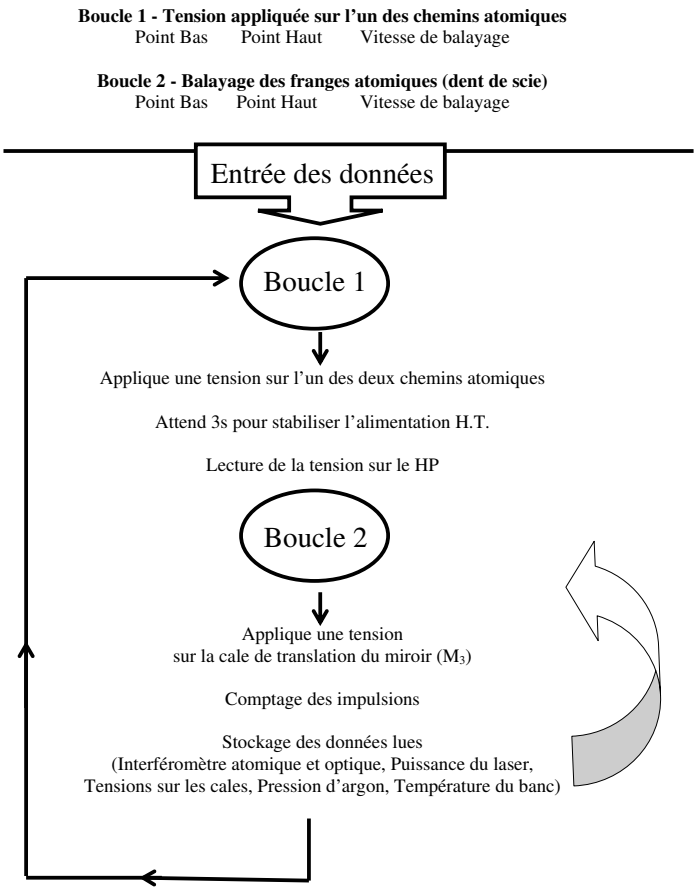


FIG. 1.12 – *Algorithme utilisé au chapitre 6 pour mesurer la polarisabilité électrique du lithium.*

Les acquisitions de cette thèse peuvent être réparties selon quatre catégories ou quatre modes :

• Mode Comptage : Pour un ensemble de paramètres fixés (pression d'argon, largeur des fentes...), l'ordinateur enregistre le nombre d'impulsions comptabilisées pendant un laps de temps choisi par l'expérimentateur. Sauf mention contraire, la période de comptage sera 0,1 s.

• Mode Diffraction : L'ordinateur pilote la rotation de l'un des miroirs (M_i) $(i = 1 - 3)$ autour de l'axe **y**, afin de satisfaire la condition de diffraction de Bragg pour les différents ordres p. Le point bas et le point haut de la rampe en tension, la vitesse de balayage, et la période de comptage sont ajustés par l'expérimentateur.

• Mode Interférence : L'ordinateur pilote le balayage des franges d'interférence en commandant une rampe en tension permettant de translater le miroir (M_3) dans la direction **x** de l'onde laser. L'expérimentateur ajuste les caractéristiques de cette rampe et la période de comptage. L'ordinateur enregistre point par point le signal d'interférence, optique ou atomique, et la tension appliquée sur la cale de balayage. Dans ce mode, des informations relatives à la stabilité de l'interféromètre sont également enregistrées : stabilité thermique (température du banc de l'interféromètre), stabilité optique (puissance du laser, tension de la cale piézoélectrique d'asservissement du laser en cavité externe).

• Mode Polarisabilité : L'ordinateur pilote le balayage des franges atomiques et l'application d'une tension électrique sur l'un des deux chemins atomiques. La figure (1.12) donne l'algorithme utilisé pour l'acquisition informatique de la polarisabilité. L'organigramme comprend deux boucles imbriquées : pour chaque tension appliquée sur l'un des bras de l'interféromètre, l'ordinateur pilote le balayage des franges atomiques. La tension est appliquée sur la cellule à l'aide d'une alimentation Bertan225. Un multimètre numérique HP34401A permet d'enregistrer cette tension avec une précision de quelques 10^{-3} %. Pour chaque tension appliquée sur la cellule, l'ordinateur enregistre également le signal d'interférence atomique en l'absence de la perturbation électrique. Afin d'alléger le schéma, cette boucle supplémentaire n'apparaît pas sur l'organigramme de la figure (1.12).

1.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons décrit le dispositif expérimental de manière détaillée depuis la production de l'onde atomique jusqu'à sa détection.

Nous avons présenté en détail le système de pompage utilisé, en insistant sur les difficultés expérimentales rencontrées lors de sa mise au point. Notre système de pompage garantit un vide secondaire de quelques 10^{-7} millibar dans les différentes enceintes, l'enceinte de détection possédant un vide plus poussé de 2×10^{-8} millibar.

La source laser utilisée pour la diffraction de l'onde atomique a été présentée en détail à travers les points suivants : choix du colorant et des filtres, puissance disponible, stabilité en fréquence, caractérisation du mode laser. Le système des trois miroirs utilisés pour la production des ondes stationnaires laser est monté sur un banc conçu pour être le plus rigide possible, qui permet de contrôler la position relative des miroirs à $\lambda_L/200$ nanomètres rms ($\lambda_L \simeq 671$ nm).

Les dimensions de l'appareil sont relativement importantes (4 mètres de long !), et dans le même temps, les tolérances angulaires sont faibles (quelques microradians) ce qui rend les procédures d'alignement délicates. Nous avons vu qu'il est nécessaire d'utiliser des appareils de mesure d'une grande sensibilité: pentaprisme, lunette autocollimatrice et niveau à bulles de grande précision. Par rapport à juillet 2001, nous avons amélioré la précision de la procédure d'alignement des miroirs en adoptant une méthode systématique par autocollimation sur la face avant du pentaprisme. La précision atteinte dans ce réglage sous air permet de disposer de la course maximale accessible sous vide à partir de cales piézo-électriques ($\pm$ 300 microradians). Ce réglage nous a permis d'observer des franges d'interférence atomique pour les ordres de diffraction $p = 1$,2 et 3 (chapitre 4).

Enfin, la détection des atomes de lithium a été caractérisée en montrant des exemples de signaux obtenus sur le détecteur. L'analyse statistique du signal de fond, puis du signal total (atomes de lithium + signal de fond), fait apparaître une statistique légèrement sur - Poissonienne. Le temps de réponse du détecteur est de l'ordre de la centaine de microsecondes, ce qui est suffisant pour nos mesures mais ne permet pas de mesures demandant une brève résolution temporelle comme des mesures de vitesse du jet atomique par temps de vol.

Chapitre 2

Le jet atomique de lithium

Ce chapitre est entièrement consacré à l'étude de la source d'atomes construite à Toulouse : un jet supersonique d'atomes de lithium ensemencé dans de l'argon. Les caractéristiques d'une source d'atomes peuvent être définies par analogie avec celles d'une source lumineuse ou source de photons [108].

En interférométrie optique traditionnelle, on caractérise une source de photons en indiquant sa luminance ou brillance (nombre de photons émis par unité de temps, de surface et d'angle solide) et en précisant son degré de monochromaticité, qui représente les différentes composantes spectrales présentes dans le rayonnement.

Pour faire fonctionner un interféromètre atomique dans de bonnes conditions, il faut ainsi disposer d'une source d'atomes brillante et quasi - monochromatique. La distribution de vitesse du jet atomique est un paramètre important de notre interféromètre à bras séparés. La géométrie de notre appareil est déterminée par l'angle de diffraction Θ_D, proportionnel à la longueur d'onde de De Broglie. La distribution de vitesse des atomes est donc liée à la possibilité de séparer spatialement les deux chemins atomiques. D'autre part, nous verrons au chapitre 3 que le processus de diffraction choisi (diffraction de Bragg) est lui - même sélectif en vitesse, si bien qu'il est souhaitable de connaître la distribution de vitesse des atomes avant leur diffraction par l'onde laser. Enfin, lors de mesures de précision, les déphasages à mesurer dépendent en général de la vitesse des atomes, ce qui sera le cas de l'effet Zeeman étudié au chapitre 5 et de l'effet Lo Surdo - Stark mesuré au chapitre 6. En l'absence de techniques permettant d'éliminer la distribution de vitesse de l'expression du déphasage [109, 110], nous avons besoin de connaître la distribution de vitesse des atomes.

2.1 Introduction

L'expansion supersonique d'un gaz pur monoatomique est un sujet étudié de manière très détaillée dans la littérature. Cette théorie a été développée par Anderson et Fenn en 1965 [111], Hamel et Willis en 1966 [112], par Toennies et Winkelmann en 1977 [113] et par Beijerinck et Verster en 1981 [114]. Le cas qui nous intéresse dans ce chapitre est celui de l'expansion supersonique du mélange de deux gaz purs monoatomiques : du lithium et de l'argon. L'argon est le plus lourd des deux gaz et comme il s'agit du gaz porteur, il est présent dans notre jet supersonique de façon très largement majoritaire au point que l'on peut parler d'une grande dilution des atomes de lithium dans le jet atomique.

Expansion supersonique d'un gaz pur monoatomique La première partie de ce chapitre rappelle la théorie qui permet d'évaluer la température parallèle terminale d'un jet supersonique de gaz pur monoatomique, en s'appuyant sur les articles de Toennies et Winkelmann [113] et Beijerinck et Verster [114]. Durant l'expansion supersonique d'un gaz pur, le phénomène essentiel est un effet de refoidissement géométrique de la température perpendiculaire des atomes du gaz, et cet effet de refroidissement est transmis au degré de liberté parallèle par l'intermédiaire des collisions. Cette première partie, qui rappelle ces propriétés, a pour but d'introduire une démarche et des notations dans le cas particulier où le seul gaz présent dans le jet atomique est le gaz porteur argon.

Expansion supersonique du mélange de deux gaz purs monoatomiques La seconde partie du chapitre est consacrée à l'étude théorique de l'expansion supersonique du mélange de deux gaz purs monoatomiques, dans la limite d'une grande dilution du gaz ensemencé.

L'expansion supersonique d'un mélange de deux gaz monoatomiques a été étudiée dans l'équipe de J. B. Anderson [115, 116] ou par D. R. Miller [117] qui fournit plusieurs références dans le chapitre intitulé "Free jet sources" du livre de G. Scoles [118]. Pour autant, le cas généralement traité est celui d'une espèce lourde ensemencée dans un gaz porteur plus léger, un cas opposé au nôtre. De nombreuses études, détaillées et concordantes, ont été publiées pour l'ensemencement d'un gaz lourd dans un gaz porteur plus léger. Citons les travaux de A.L. Cooper et C.K. Bienkowski [119] ou encore ceux de A. Chesneau et R. Campargue [120]. Les calculs développés montrent que les températures parallèles finales des deux espèces ne sont pas égales [116], et expliquent la valeur obtenue pour le rapport des températures parallèles des deux gaz [120, 121, 122]. La température parallèle des atomes du gaz ensemencé est alors toujours plus importante que celle du gaz porteur, plus léger. Le rapport de ces deux températures augmente avec le rapport des masses, allant de $2{,}2-2{,}5$ pour un mélange $He-Ar$, à $4-4{,}5$ pour un mélange $He-Xe$, et jusqu'à $13-15$ pour un mélange H_2-Xe, [123, 124]. Les vitesses moyennes des deux espèces sont alors différentes, et cette différence, communément appelée "velocity slip" en anglais [115, 117], augmente également avec le rapport des masses des deux espèces.

A notre connaissance, le cas qui nous intéresse, celui d'un gaz léger ensemencé dans une espèce plus lourde n'a été que très peu étudié dans la littérature probablement car il est plus traditionnel d'ensemencer un gaz lourd au sein d'un gaz porteur plus léger. Nous présentons dans cette seconde partie nos propres calculs théoriques de la température parallèle terminale de chacune des deux espèces monoatomiques présentes dans le jet, dans la limite d'une grande dilution de l'espèce ensemencée, qui est aussi la plus légère. Ces calculs sont effectués en utilisant une démarche et des notations similaires à celles utilisées dans la première partie du chapitre. Nos calculs prévoient un résultat qui peut paraître surprenant : les atomes de lithium, ensemencés dans un gaz porteur plus lourd, sont les atomes les plus froids du jet. Ce refroidissement est relativement important, d'un facteur 3 à l'avantage des atomes de lithium lorsque le gaz porteur est de l'argon.

Nous allons voir que notre théorie permet d'expliquer cet effet de refroidissement : lorsqu'un gaz léger est ensemencé dans un gaz porteur plus lourd, dans la limite d'une grande dilution de l'espèce la plus légère, la température parallèle de l'espèce ensemencée est couplée à sa propre température perpendiculaire ainsi qu'aux températures parallèles et perpendiculaires du gaz le plus lourd. A la fin de l'expansion, les températures perpendiculaires des gaz porteurs et ensemencés continuent de décroître (à cause de l'effet géométrique expliqué dans la première partie de ce chapitre) et deviennent considérablement plus faibles que la température parallèle du gaz porteur qui est gelée. Ainsi, la température parallèle finale des atomes du gaz ensemencé peut devenir plus

faible que celle du gaz porteur, à condition que le couplage collisionel des températures dure plus longtemps pour l'espèce ensemencée que pour l'espèce porteuse. Nous allons comparer l'efficacité de cet échange d'énergie cinétique au cours des différentes collisions. D'ores et déjà, deux effets semblent jouer un rôle :

• la portée relative de l'interaction atomes du gaz ensemencé - atomes du gaz porteur par rapport à l'interaction entre atomes du gaz porteur

• le rapport des masses des deux espèces atomiques, qui joue un rôle dans la façon dont l'énergie est redistribuée lors d'une collision.

Etude expérimentale du jet atomique La troisième partie de ce chapitre est consacrée à l'étude expérimentale du jet atomique de lithium. La préparation, l'utilisation et l'entretien du jet mis au point à Toulouse sont décrits en détail. L'effet de refroidissement prévu est ensuite observé lors d'une expérience de fluorescence induite par laser. Le bon accord théorie - expérience a donné lieu à deux articles : une lettre publiée dans Physical Review A [92], et un article plus détaillé dans le Journal of Chemical Physics [93].

Brillance du jet atomique Nous terminerons la caractérisation du jet atomique utilisé à Toulouse en évaluant sa brillance et en la comparant avec les brillances obtenues dans plusieurs groupes de recherche.

2.2 Expansion supersonique d'un gaz pur monoatomique

Les jets supersoniques ont été introduits pour la première fois par Kantrovitz et Grey en 1951 [125]. Pour décrire l'expansion supersonique d'un gaz pur monoatomique [118], notre attention s'est essentiellement portée sur les articles de Toennies et Winkelmann [113] et Beijerinck et Verster [114] dont nous montrerons la grande similarité. Il s'agit dans cette première partie de chapitre d'effectuer des rappels et de fixer des notations et le lecteur familier de l'expansion supersonique d'un gaz pur monoatomique peut se reporter au paragraphe (2.3).

2.2.1 Le jet supersonique en régime hydrodynamique

Un jet thermique d'atomes fonctionne en régime supersonique lorsque leur libre parcours moyen $\overline{\ell}$ dans la source est très inférieur au diamètre d de la buse de sortie du four. L'expansion supersonique s'effectue vers un milieu de pression très faible, que nous assimilerons à un vide parfait. Le gaz, initialement à la pression P_0 et de température T_0, est accéléré à travers la buse sous l'action du gradient de pression qu'il subit. Cette accélération confère au fluide une vitesse d'écoulement locale supérieure à la vitesse locale du son: le nombre de Mach $\mathcal{M}$ devient supérieur à 1. L'expansion supersonique du gaz à travers la buse est bien décrite dans la référence [126] à partir de plusieurs hypothèses simplificatrices:

– L'hypothèse $\overline{\ell} \ll d$ permet de décrire le fluide comme un milieu continu et d'utiliser les lois de la dynamique des fluides.
– Une fois la buse franchie, chacun des atomes subit encore un grand nombre de collisions, ce qui permet de faire l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local.

– Les différentes quantités physiques qui décrivent l'écoulement (pression P, température T, densité n, enthalpie h, entropie s, vitesse v) ont même valeur en tout point de l'aire $\mathcal{A}(z)$ qu'occupe le fluide, perpendiculairement aux lignes de l'écoulement (Cf. figure 2.1).

– Les transferts thermiques entre le gaz et les parois de la buse sont négligeables, de sorte que le gaz s'écoule selon une transformation adiabatique et réversible, c'est à dire isentropique.

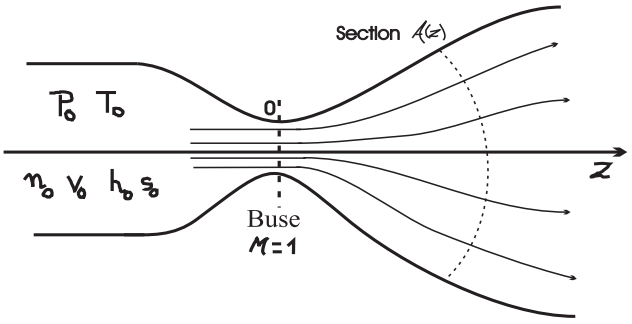


FIG. 2.1 – *Schématisation d'une tuyère convergente - divergente. On a représenté quelques lignes de l'écoulement ainsi que la surface $\mathcal{A}(z)$ perpendiculaire aux lignes de l'écoulement. A hauteur de la buse, le nombre de Mach $\mathcal{M}$ est égal à 1.*

La description de l'écoulement repose sur l'écriture de lois de conservation et l'utilisation d'une équation d'état : conservation du débit d'atomes $\mathcal{D}$, de l'énergie et de l'entropie des atomes, équation d'état des gaz parfaits :

$$\mathcal{D} = n(z)u(z)\mathcal{A}(z) \quad \text{(2.1-a)}$$

$$h(z)+\frac{1}{2}mu^2(z) = h_0+\frac{1}{2}mu_0^2 \quad \text{(2.1-b)}$$

$$s = s_0 \quad \text{(2.1-c)}$$

$$P = nk_BT \quad \text{(2.1-d)}$$

où l'indice 0 désigne la valeur de la quantité avant le début de l'écoulement, le terme d'énergie cinétique moyenne initiale $mu_0^2/2$ pouvant être négligé devant l'enthalpie h_0. L'enthalpie et l'entropie du gaz parfait s'expriment simplement en fonction des variables existantes et du rapport γ des capacités thermiques du gaz supposé constant. D'après l'équation (2.1-b), l'enthalpie initiale $h_0 = \gamma k_BT_0$ du gaz est transformée en énergie cinétique de translation et l'efficacité de cette transformation est mesurée par la quantité $\mathcal{S}_{\|} = \sqrt{mu^2/(2k_BT)}$, appelée rapport de vitesses parallèles. Les quantités $n(z)$,$u(z)$ et $T(z)$ s'expriment en fonction de $\mathcal{S}(z)$, de γ, et des paramètres de la source, et le système d'équations (2.1) est équivalent au système suivant :

$$\mathcal{S}_{\parallel}(z) = \sqrt{\frac{mu^2(z)}{2k_BT(z)}} \tag{2.2-a}$$

$$n(z) = n_0[1+\frac{\gamma-1}{\gamma}S_{\parallel}^2(z)]^{-\frac{1}{\gamma-1}} \tag{2.2-b}$$

$$u(z) = \sqrt{\frac{2k_BT_0}{m}}\,S_{\parallel}(z)[1+\frac{\gamma-1}{\gamma}S_{\parallel}^2(z)]^{-\frac{1}{2}} \tag{2.2-c}$$

$$T(z) = T_0[1+\frac{\gamma-1}{\gamma}S_{\parallel}^2(z)]^{-1} \tag{2.2-d}$$

Comportement asymptotique de $\mathcal{S}_{\parallel}$

Le comportement asymptotique de $\mathcal{S}_{\parallel}$ est évalué à partir de simulations numériques. H. Ashkenas et F. Sherman expriment le comportement de $\mathcal{S}_{\parallel}$ en fonction de z sous la forme d'un développement en puissances de $(z-z_0)/d$ [127], dont je ne donne ici que le terme dominant :

$$\mathcal{S}_{\parallel}(z) = A_\gamma\sqrt{\gamma/2} \tag{2.3}$$

où A_γ ne dépend que de γ pour une buse de parois minces devant son diamètre et z_0 désigne une longueur caractéristique de l'écoulement dans la direction z du jet atomique. Pour un gaz monoatomique, Ashkenas et Sherman obtiennent $A_\gamma = 3{,}26$ et $z_0 = 0{,}075d$. Ces simulations sont en bon accord avec les calculs réalisés par Beijerinck et Verster [114], qui obtiennent, pour un gaz parfait monoatomique $A_\gamma = 3{,}175$. Par la suite, nous utiliserons les résultats de Beijerinck et Verster, pour lesquels le système d'équations (2.2) prend la forme approximative suivante :

$$\mathcal{S}_{\parallel}(z) \simeq 1{,}581\,(z/z_{ref})^{2/3} \tag{2.4-a}$$

$$n(z) \simeq n_0 \times (z_{ref}/z)^2 \tag{2.4-b}$$

$$u(z) \simeq \sqrt{5k_BT_0/m} \tag{2.4-c}$$

$$T(z) \simeq T_0\,(z_{ref}/z)^{4/3} \tag{2.4-d}$$

où l'on a introduit la longueur caractéristique $z_{ref} = 0{,}403 \times d$. La vitesse des atomes atteint une valeur terminale u_∞, indépendante de z/d et de la pression P_0 du gaz avant son expansion. L'expression de u_∞ peut être obtenue à partir de la conservation de l'énergie (2.1-b) et de l'hypothèse gaz parfait (2.1-d) pour un refroidissement substantiel ($T \ll T_0$).

Débit d'atomes et intensité du jet atomique

Dans le cas d'une tuyère convergente - divergente, le nombre de Mach est $\mathcal{M} = \mathcal{S}_{\parallel}\sqrt{2/\gamma}$ est égal à 1 au niveau du point de section minimale de l'écoulement, c'est à dire au niveau de la buse. Le débit d'atomes $\mathcal{D}$ s'exprime alors à partir des équations (2.1-a) et (2.4) :

$$\mathcal{D} = n_0(\frac{\pi d^2}{4})\sqrt{\frac{\gamma k_BT_0}{m}}(\frac{\gamma+1}{2})^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \tag{2.5}$$

L'intensité du jet est définie par le nombre d'atomes émis par unité de temps et d'angle solide :

$$I(z) = n(z)u(z)z^2 \tag{2.6}$$

Cette quantité, indépendante de z dans le régime asymptotique de l'écoulement, est reliée au débit d'atomes $\mathcal{D}$:

$$I = \frac{\kappa_\gamma}{\pi}\mathcal{D} \tag{2.7}$$

où κ_γ désigne le "peaking factor". L'article de Beijerinck et Verster [114] rassemble différentes valeurs pour κ_γ, toutes voisines de 2 pour un gaz parfait monoatomique : F. Sherman [128] obtient $\kappa_\gamma = 1{,}98$, M. Sibulkin [129] obtient $\kappa_\gamma = 1{,}96$ tandis que BV obtiennent $\kappa_\gamma = 2$. Nous utiliserons $\kappa_\gamma = 2$ pour calculer l'intensité de notre jet atomique au paragraphe (2.5).

Transition vers le régime moléculaire

A partir de l'expression de la densité d'atomes, Beijerinck et Verster évaluent le taux de collisions par unité de temps, $\nu(z)$, qui s'exprime en fonction de l'intégrale de collision $\Omega^{(2,2)}(T)$, dont la définition est donnée à l'annexe B:

$$\nu(z) = 2n(z)\Omega^{(2,2)}(T) \tag{2.8}$$

Le calcul de cette intégrale s'effectue en décrivant la dynamique de la collision selon les lois de la mécanique Newtonienne, à partir d'un potentiel d'interaction entre atomes de type Lennard - Jones (12 - 6).

Le résultat obtenu par Beijerinck et Verster est de la forme :

$$\Omega^{(2,2)}(T) = 2{,}99\left(\frac{2k_BT}{m}\right)^{1/2}\left(\frac{C_6}{k_BT}\right)^{1/3} \tag{2.9}$$

où le coefficient C_6 est le coefficient du terme attractif du potentiel de Lennard - Jones. La dépendance en $T^{1/6}$ de l'intégrale $\Omega^{(2,2)}$ est vérifiée sur un domaine relativement large : Beijerinck et Verster l'ont établi pour $k_BT/\varepsilon \ll 0{,}1$, où ε désigne la profondeur du puits de potentiel. Nos simulations numériques, présentées à l'annexe B, prévoient que le résultat peut être étendu jusqu'à $k_BT/\varepsilon \leq 0{,}3$. A partir des équations (2.4-b) et (2.4-d) et de l'équation (2.9), on détermine la dépendance avec la distance z de la fréquence de collision : $\nu(z) \propto z^{-20/9}$. Lorsque z devient suffisament élevé, le taux de collision devient trop faible pour assurer l'équilibre thermodynamique car la température du gaz évolue avec un temps caractéristique $\tau_c \sim 3z/(4u_\infty)$ donné par l'équation (2.4-d). Lorsque $\nu\tau_c >> 1$, l'approximation de milieu continu est une bonne approximation. En revanche, quand $\nu\tau_c << 1$, la fréquence des collisions entre atomes n'est plus suffisante pour assurer le maintien de l'équilibre thermodynamique local et la description du fluide par des équations de milieux continus n'est plus valable: le régime est dit moléculaire. Nous nous sommes intéressés à deux modèles pour étudier la transition vers le régime moléculaire et déterminer la température finale du jet atomique :

- Le modèle de J.P. Toennies et K. Winkelmann que nous désignerons par *TW* [113]
- Le modèle de H.C. Beijerinck et N.F. Verster désigné par l'abréviation *BV* [114].

2.2.2 Le modèle de Toennies et Winkelmann (TW)

Hors de l'équilibre thermodynamique, le rôle des collisions entre les atomes est pris en compte par la théorie cinétique des gaz et l'équation de Boltzmann [130]. Si l'on suppose les atomes du gaz dans un état stationnaire et soumis à aucune force extérieure, l'équation de Boltzmann est de la forme :

$$\mathbf{v}\cdot\mathbf{grad}\left[n(\mathbf{r})f(\mathbf{r},\mathbf{v})\right]=\left(\frac{\partial\left(nf\right)}{\partial t}\right)_{coll} \tag{2.10}$$

Dans cette équation, nous avons écrit la densité de particules dans l'espace des phases comme le produit de la densité d'atomes $n(\mathbf{r})$ par la fonction de distribution des vitesses normalisée $f(\mathbf{r},\mathbf{v})$. Le terme de collisions prend en compte les collisions binaires élastiques entre deux atomes du gaz [130]. Toennies et Winkelmann décrivent l'expansion supersonique près de son axe par un écoulement de symétrie sphérique de sorte que les propriétés de l'écoulement ne dépendent que de la distance r du point étudié à la buse. La résolution de l'équation de Boltzmann s'effectue à partir de la méthode des moments qui consiste à se donner une expression paramétrée de la fonction de distribution des vitesses $f(\mathbf{r},\mathbf{v})$ et à écrire les équations vérifiées par ces paramètres. TW adoptent une fonction de distribution à quatre paramètres, la densité d'atomes n, la vitesse hydrodynamique locale u, et les températures $T_{\parallel}$ et $T_{\perp}$, supposées différentes :

$$f(\mathbf{r},\mathbf{v})=\left(\frac{m}{2\pi k_B T_{\parallel}}\right)^{1/2}\times\frac{m}{2\pi k_B T_{\perp}}\exp\left[-\frac{m\left(v_{\parallel}-u\right)^2}{2k_B T_{\parallel}}-\frac{mv_{\perp}^2}{2k_B T_{\perp}}\right] \tag{2.11}$$

en désignant par $v_{\parallel}$ la composante radiale de la vitesse v, $v_{\perp}$ désignant sa composante transverse, perpendiculaire au vecteur position $\mathbf{r}$. La fonction $f(\mathbf{r},\mathbf{v})$, elliptique et de type Maxwellienne, dépend de trois paramètres u, $T_{\parallel}$ et $T_{\perp}$ qui sont couplés à la densité n. On va écrire quatre équations reliant ces quatre quantités. On commence par réécrire l'équation de Boltzmann (2.10) en coordonnées sphériques (r,θ,ϕ) :

$$v_{\parallel}\frac{\partial f}{\partial r}-\frac{m}{rk_B T_{\parallel}}\left(v_{\parallel}-u\right)v_{\perp}^2 f+\frac{m}{rk_B T_{\perp}}v_{\parallel}v_{\perp}^2 f=\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll} \tag{2.12}$$

On intègre alors l'équation de Boltzmann multipliée par des quantités χ bien choisies. En prenant successivement $\chi=1$, $\chi=v_{\parallel}$, $\chi=v_{\parallel}^2+v_{\perp}^2$ et $\chi=v_{\perp}^2$, TW expriment la conservation lors d'une collision entre deux atomes du nombre de particules, de la composante parallèle $mv_{\parallel}$ de la quantité de mouvement et de l'énergie totale. L'énergie perpendiculaire $mv_{\perp}^2/2$ n'est en revanche pas conservée lors d'une collision. L'intégration sur la distribution des vitesses fournit les quatre équations différentielles couplées suivantes :

$$\frac{d\left(nur^2\right)}{dr}=0 \tag{2.13-a}$$

$$nu\frac{du}{dr}+\frac{d}{dr}\left(\frac{nk_B T_{\parallel}}{m}\right)+\frac{2nk_B\left(T_{\parallel}-T_{\perp}\right)}{mr}=0 \tag{2.13-b}$$

$$\frac{d}{dr}\left(u^2+\frac{3k_B T_{\parallel}}{m}+\frac{2k_B T_{\perp}}{m}\right)=0 \tag{2.13-c}$$

$$\frac{dT_{\perp}}{dr}+\frac{2T_{\perp}}{r}=\mathcal{F} \tag{2.13-d}$$

où l'équation (2.13-a) a été utilisée pour simplifier les équations (2.13-b) à (2.13-d). La quantité $\mathcal{F}$ est désignée sous le nom de terme de collision et sera détaillée plus loin. L'équation (2.13-a) qui exprime la conservation du nombre de particules permet de relier la densité n à la distance r. Après intégration, l'équation (2.13-c), qui traduit la conservation de l'énergie lors d'une collision, devient :

$$u = \sqrt{k_B \left(5T_0 - 3T_\parallel - 2T_\perp\right)/m} \tag{2.14}$$

Après quelques calculs, TW obtiennent l'équation qui décrit les variations de la température parallèle avec la distance r :

$$\frac{dT_\parallel}{dr} = -\left[\frac{4T_\perp}{r} \times \frac{k_B T_\parallel}{mu^2} + 2\left(1 - \frac{k_B T_\parallel}{mu^2}\right)\mathcal{F}\right] \Big/ \left[1 - \frac{3k_B T_\parallel}{mu^2}\right] \tag{2.15}$$

Dans la plupart des expansions supersoniques, le rapport de vitesse parallèle $S_\parallel = u/\sqrt{2k_B T_\parallel/m}$ prend des valeurs importantes, de sorte que nous négligerons chacun des termes $k_B T_\parallel/(mu^2) = 1/(2S_\parallel^2)$ présents dans l'équation (2.15). Nous obtenons ainsi deux équations couplées qui décrivent les variations des températures parallèle et perpendiculaire du jet :

$$\frac{dT_\parallel}{dr} = -2\mathcal{F} \tag{2.16-a}$$

$$\frac{dT_\perp}{dr} = -\frac{2T_\perp}{r} + \mathcal{F} \tag{2.16-b}$$

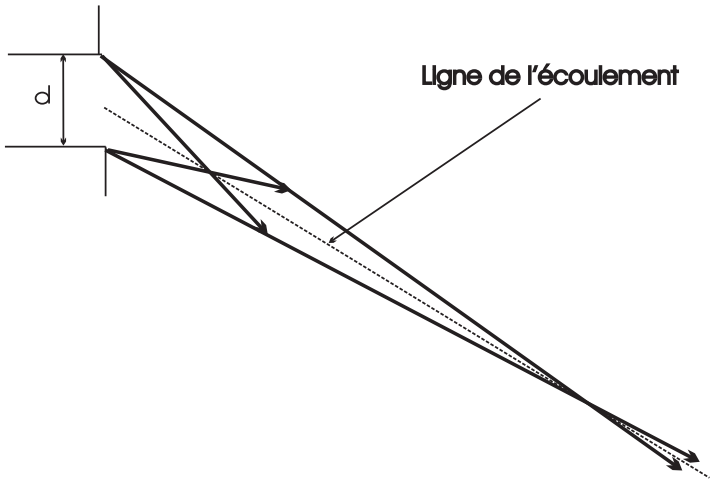


FIG. 2.2 – *Illustration inspirée de [113] de l'effet géométrique responsable du refroidissement transverse au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la source le long d'une ligne de l'écoulement.*

En l'absence de collisions ($\mathcal{F} = 0$), les atomes du jet acquièrent une température parallèle constante, alors que leur température perpendiculaire décroît selon une loi en r^{-2}. Ce refroidissement transverse du jet s'explique par un effet géométrique illustré sur la figure (2.2). En l'absence de collisions, la vitesse transverse se rapporche de plus en plus de la direction moyenne de l'écoulement, car l'angle sous lequel est vu l'orifice de sortie du four diminue. Le rôle du terme de

collisions $\mathcal{F}$ est de transmettre l'effet de refroidissement géométrique des deux degrés de liberté perpendiculaire au degré de liberté parallèle. Ainsi, le terme de collisions $\mathcal{F}$ explique le refroidissement longitudinal des atomes du jet. Ce terme est donné par :

$$\mathcal{F} = \frac{n}{2k_B u} \int g \frac{d\sigma(g)}{d\Omega} \Delta E f(\mathbf{v}_1) f(\mathbf{v}_2) d^3\mathbf{v}_1 d^3\mathbf{v}_2 d\Omega \tag{2.17}$$

Dans cette expression, $\mathbf{v}_1$ et $\mathbf{v}_2$ sont les vitesses des atomes avant la collision et $\mathbf{g} = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2$ est leur vitesse relative de module g, tandis que $d\sigma(g)/d\Omega$ désigne la section efficace différentielle de collision. ΔE est la quantité d'énergie transférée du degré de liberté parallèle vers les deux degrés de liberté perpendiculaires, pour les deux atomes en collision. Le calcul de ΔE s'effectue en introduisant les composantes parallèle et perpendiculaire de la vitesse du centre de masse $\mathbf{v_{cm}}$ et de la vitesse relative $\mathbf{g}$ du système des deux atomes en collision. Par intégration de l'expression de ΔE autour de l'angle azimuthal φ, qui décrit l'orientation de la vitesse relative finale autour de $\mathbf{g}$, nous obtenons :

$$\langle \Delta E \rangle_\varphi = \frac{m}{8} \left[g_\perp^2 - 2g_\parallel^2 \right] \left[1 - \cos^2 \chi \right] \tag{2.18}$$

χ désignant l'angle de déflexion, c'est à dire l'angle dont tourne la vitesse relative durant la collision. Cet angle est représenté sur un schéma à l'annexe C.

2.2.3 Le modèle de Beijerinck et Verster (BV)

Beijerinck et Verster adoptent eux aussi l'équation de Boltzmann pour point de départ. L'originalité de leur modèle concerne l'étude du terme de collision $\mathcal{F}$ défini par l'équation (2.17).

Le modèle de conduction thermique

Beijerinck et Verster proposent de décrire le terme de collision $\mathcal{F}$ par l'équation linéaire :

$$\mathcal{F} = \Lambda(z) \left(T_\parallel - T_\perp \right)/2 \tag{2.19}$$

dans laquelle le facteur Λ apparaît comme un coefficient proportionnel au nombre de collisions entre atomes. Le mécanisme de refroidissement est ainsi décrit comme un effet de conduction thermique : les collisions entre atomes assurent la conduction thermique entre le degré de liberté parallèle et les deux degrés de liberté perpendiculaires des atomes du gaz, et l'efficacité de la conduction thermique à la position z est déterminée par le coefficient Λ, appelé coefficient de conduction thermique par unité de longueur. Grâce à cette linéarisation, les équations (2.16-a) et (2.16-b) deviennent :

$$\frac{dT_\parallel}{dz} = -\Lambda(z) \left(T_\parallel - T_\perp \right) \tag{2.20-a}$$

$$\frac{dT_\perp}{dz} = -\frac{2T_\perp}{z} + \frac{\Lambda(z)}{2} \left(T_\parallel - T_\perp \right) \tag{2.20-b}$$

en posant $z = r$. Pour $\Lambda = 0$, on retrouve l'effet de refroidissement géométrique de la température perpendiculaire déjà décrit au paragraphe précédent. Pour $\Lambda \gg 4/z$, la conduction thermique est suffisante pour assurer l'équilibre thermodynamique et le résultat obtenu est celui du régime hydrodynamique: $T_\parallel = T_\perp = T_m \propto z^{-4/3}$, conforme à l'équation (2.4-d).

Calcul du coefficient de conduction thermique Λ

Beijerinck et Verster déterminent l'expression de Λ à la position z, à partir de l'équation (2.19) en calculant le terme de collisions $\mathcal{F}$ entre deux atomes du gaz. Le calcul de Λ dans le cas d'un gaz pur monoatomique permet d'étudier le cas du mélange de deux gaz monoatomiques, que nous traiterons au paragraphe (2.3), dans la limite d'une grande dilution.

Pour un gaz pur monoatomique, on commence par effectuer l'intégration sur l'angle solide $d\Omega$ en utilisant l'expression de ΔE établie à l'équation (2.18), qui fait apparaître la section efficace de collision $Q^{(2)}(g)$ définie à l'annexe B. Le produit $f(\mathbf{v}_1)f(\mathbf{v}_2)$ est égal à $f(\mathbf{v}_{cm})f(\mathbf{g})$, ce qui facilite l'intégration sur la distribution des vitesses. Pour écrire $\mathcal{F}$ sous la forme linéarisée de l'équation (2.19), on développe la fonction de distribution des vitesses $f(g)$ au premier ordre de perturbation en $(T_\parallel - T_\perp)$ autour d'une température moyenne T_m choisie égale à $(T_\parallel + 2T_\perp)/3$. L'intégration finale sur la distribution des vitesses relatives fait apparaître l'intégrale de collision $\Omega^{(2,2)}(T)$ introduite à l'équation (2.9), dont la définition est donnée à l'annexe B. Tous calculs faits, BV obtiennent l'expression de Λ(z) suivante : [1]

$$\Lambda(z) = 16n(z)\,\Omega^{(2,2)}(T_m)/(15u_\infty) \tag{2.21}$$

Mesure du nombre de collisions entre atomes du gaz, Λ est proportionnel au produit de la densité d'atomes n par la section efficace interatomique $\Omega^{(2,2)}(T)$. La vitesse hydrodynamique u, au dénominateur de l'équation (2.17), a été remplacée par sa valeur terminale $u_\infty = \sqrt{5k_BT_0/m}$, obtenue pour la valeur terminale du rapport de vitesse paralèlle $S_{\parallel\infty}$, supposée élevée. La densité d'atomes $n(z)$ est déterminée à partir de l'expression (2.4-b) et de l'intensité I du jet atomique, définie à l'équation (2.6). En écrivant des équations de continuité à proximité de la buse, on obtient $I = n_0u_\infty z_{ref}^2$, où z_{ref} est l'échelle de longueur introduite au paragraphe (2.2.1). Le coefficient de conduction thermique Λ, qui varie comme $T_m^{1/6}z^{-2}$, s'écrit finalement :

$$\Lambda(z) = 3{,}189 \times \frac{n_0 z_{ref}^2}{u_\infty z^2}\left(\frac{2k_BT_m}{m}\right)^{1/2}\left(\frac{C_6}{k_BT_m}\right)^{1/3} \tag{2.22}$$

Lois d'échelle, solution du modèle de conduction thermique

Au début de l'expansion, lorsque z est faible, la densité d'atomes est élevée et le terme de collision est suffisamment important pour maintenir les températures caractéristiques du jet identiques : $T_\parallel = T_\perp = T_m \propto z^{-4/3}$. Pour intégrer les équations de conduction thermique (2.20-a) et (2.20-b) dans le cas général, Beijerinck et Verster introduisent un système d'unités réduites dans lequel les températures sont exprimées en fonction de T_0 ($T_{Xr} = T_X/T_0$, $X = \parallel$ ou $\perp$), et les distances réduites en fonction de z_{ref} ($z_r = z/z_{ref}$). En indiçant les quantités réduites par la lettre r, les équations de conduction thermique deviennent :

$$\frac{dT_{\parallel r}}{dz_r} = -\Xi\frac{T_{mr}^{1/6}}{z_r^2}\left(T_{\parallel r} - T_{\perp r}\right) \tag{2.23-a}$$

$$\frac{dT_{\perp r}}{dz_r} = -\frac{2T_{\perp r}}{z_r} + \Xi\frac{T_{mr}^{1/6}}{2z_r^2}\left(T_{\parallel r} - T_{\perp 1,r}\right) \tag{2.23-b}$$

1. A la fin de l'expansion, $T_\parallel$ et $T_\perp$ diffèrent notablement et des termes d'ordre supérieurs sont à rajouter au développement en $T_\parallel - T_\perp$ effectué. En réalité, de tels développements ne sont pas nécessaires car le calcul de Λ à la fin de l'écoulement ($T_\perp \ll T_\parallel$), conduit à une valeur qui ne diffère de la précédente que de 1,3 %.

L'avantage de ce système d'unités est de condenser toutes les quantités propres à la source et au potentiel d'interaction dans le paramètre sans dimension $\Xi = 0{,}813 \times n_0 d (C_6/k_B T_0)^{1/3}$. BV proposent alors une seconde loi d'échelle pour éliminer Ξ des équations en posant :

$$z_r = \zeta\, \Xi^{\alpha} \text{ et } T_{Xr} = \tau_X\, \Xi^{\beta} \tag{2.24}$$

où la lettre X désigne indifféremment le sigle $\parallel$ ou $\perp$. Les coefficients α et β sont solution d'un système de deux équations couplées obtenu à partir des équations (2.23-a) ou (2.23-b) et du comportement asymptotique de la température du gaz lorsque z_r est faible ($T_{\parallel} = T_{\perp} = T_m \propto z^{-4/3}$). Ce système admet pour solution $\alpha = 9/11$ et $\beta = -12/11$, ce qui permet d'écrire les équations de conduction thermique en fonction des quantités τ et ζ sous la forme :

$$\frac{d\tau_{\parallel}}{d\zeta} = -\frac{\tau_m^{1/6}(\tau_{\parallel} - \tau_{\perp})}{\zeta^2} \tag{2.25-a}$$

$$\frac{d\tau_{\perp}}{d\zeta} = -\frac{2\tau_{\perp}}{\zeta} + \frac{\tau_m^{1/6}(\tau_{\parallel} - \tau_{\perp})}{2\zeta^2} \tag{2.25-b}$$

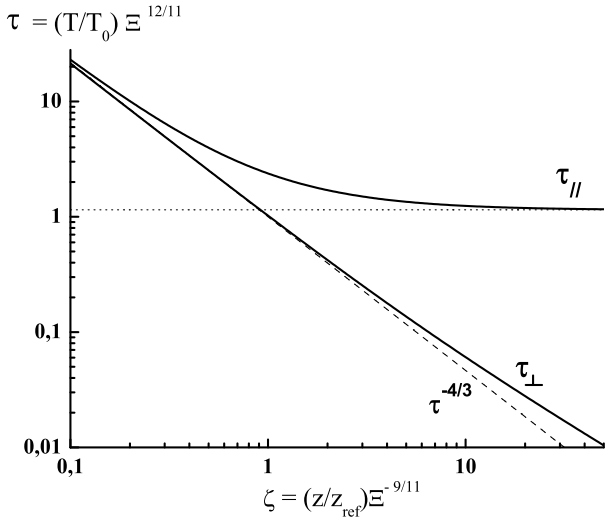


FIG. 2.3 – *Solution numérique du modèle de conduction thermique de Beijerinck et Verster valable pour l'expansion supersonique d'un gaz pur monoatomique. La courbe de continuité en $\zeta^{-4/3}$ et la valeur terminale $\tau_{\parallel\infty} = 1{,}151$ sont représentées en pointillés.*

Ces équations ont été intégrées numériquement par BV, et nous avons reproduits cette intégration en utilisant le logiciel MATLAB sur la figure (2.3). Lorsque ζ est faible, la solution du modèle de conduction thermique est la solution continue en $\zeta^{-4/3}$, représentée en pointillés. Pour $\zeta \geq 10$, les températures parallèles et perpendiculaires s'écartent de la solution continue. A la fin de l'expansion, les atomes du gaz acquièrent une température $\tau_{\parallel}$ constante, que nous noterons $\tau_{\parallel\infty}$, égale à 1,151. Dans la direction transverse, la température des atomes est de la forme $\tau_{\perp} = \tau_m^{1/6}\tau_{\parallel\infty}/(2\zeta)$ soit encore $\tau_{\perp} = 0{,}490/\zeta$. Cette solution s'écarte du refroidissement géométrique décrit par $\tau_{\perp} \sim \zeta^{-2}$ ce qui souligne le rôle des collisions résiduelles entre atomes à la fin

de l'expansion. Bien que peu nombreuses, ces collisions suffisent à transférer de grandes quantités d'énergie du degré de liberté parallèle aux deux degrés de liberté perpendiculaires.

2.2.4 Température parallèle terminale du gaz pur monoatomique

Il est d'usage d'exprimer la température parallèle terminale $T_{\parallel\infty}$ du gaz en donnant l'expression du rapport terminal de vitesse parallèle $S_{\parallel\infty}$. Pour un gaz pur monoatomique, la relation qui lie ces deux grandeurs est :

$$T_{\parallel\infty} = T_0 / \left(1 + 0{,}4 S_{\parallel\infty}^2\right) \simeq 2{,}5 T_0 / S_{\parallel\infty}^2 \tag{2.26}$$

Rapport terminal de vitesse parallèle $S_{\parallel\infty}$ Le modèle de TW utilise la simulation numérique des équations couplées (2.13) pour déterminer la température finale du gaz pur monoatomique en expansion supersonique. La simulation fournit l'expression du rapport terminal de vitesse parallèle $S_{\parallel\infty}$ qui s'écrit sous la forme :

$$S_{\parallel\infty} = A \left[n_0 d \left(C_6/k_B T_0\right)^{1/3} \right]^{\delta} \tag{2.27}$$

Les valeurs de A et de δ obtenues par TW pour un jet d'argon sont $A = 1{,}413$ et $\delta = 0{,}53$. Elles ont été obtenues à partir d'un fit des résultats numériques de la simulation. Le modèle de Beijerinck et Verster permet d'exprimer la température finale du jet en fonction de T_0 et du paramètre source Ξ, à partir de la valeur terminale de la température réduite $\tau_{\parallel\infty}$:

$$T_{\parallel\infty}/T_0 = 1{,}151 \times \Xi^{-12/11} \tag{2.28}$$

L'expression obtenue par BV pour $S_{\parallel\infty}$ s'écrit sous une forme identique à celle obtenue par TW avec $A = 1{,}314$ et $\delta = 6/11 \simeq 0{,}545$.

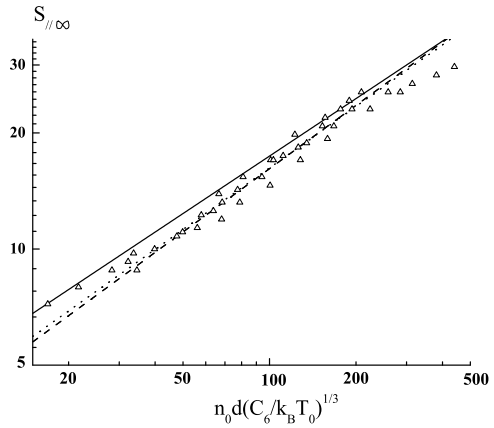


FIG. 2.4 – *Rapport terminal de vitesse parallèle en fonction des paramètres de la source $n_0 d(C_6/k_B T_0)^{1/3}$. De bas en haut, sont représentés successivement: le modèle théorique de BV [114](pointillés), celui de TW [113] (points) puis la loi semi-empirique de BV [114, 131] (trait plein). Les triangles correspondent aux mesures de H.D. Meyer [132]. Les mesures ont été réalisées pour une température T_0 du four comprise entre 280 et 380 Kelvins.*

La figure (2.4) représente, en échelle logarithmique, le rapport terminal de vitesse parallèle obtenu à partir de chacun des deux modèles, dans la zone utile aux expérimentations, lorsque $5 < S_{\parallel\infty} < 40$. Les deux expressions ne diffèrent jamais de plus de 4 % et coincident pour $S_{\parallel\infty} \approx 18{,}9$, ce qui souligne leur grande similarité.

Loi semi-empirique de BV pour un jet d'argon pur Beijerinck et Verster ont étudié les expansions supersoniques d'argon du point de vue expérimental. Dans les conditions de l'expérience, les buses étant de faible diamètre (85 micromètres et parfois moins), une correction de couche limite a été réalisée. Le rapport terminal de vitesse parallèle, représenté en trait plein sur la figure (2.4), est alors décrit par les paramètres $A = 1{,}783$ et $\delta = 0{,}495$. Ce résultat est semi-empirique, les valeurs de A et δ étant déduites d'un fit. L'écart observé entre les deux courbes proposées par BV est délicat à expliquer et nous pensons qu'il est lié aux nombreuses approximations effectuées dans le calcul des sections efficaces (calcul classique avec un potentiel de Lennard - Jones (12 - 6)). La valeur du coefficient $C_6(Ar-Ar)/k_B = 4{,}45 \times 10^{-55}$ K.m^6, très proche de celle généralement utilisée [98], est satisfaisante.

Nous pouvons comparer ces résultats expérimentaux avec d'autres travaux analogues. Miller et Andres [117] ont obtenu des rapports de vitesse parallèle inférieurs aux résultats semi-empiriques de Beijerinck et Verster [131], mais la différence provenait vraisemblablement d'une interaction avec le gaz résiduel et le écorceur, comme l'a analysé Buck [133]. D'autres mesures, réalisées par H.D. Meyer [132], sont en assez bon accord avec la loi semi-empirique de BV, comme le montre la figure (2.4), excepté aux pressions d'argon élevées, au seuil de condensation. Nous en concluons que la loi semi-empirique de BV décrit les expansions supersoniques d'argon de manière très satisfaisante, avec une précision que nous chiffrons à $\pm$ 7 %.

Discussion Les travaux de Beijerinck et Verster [114] montrent que le choix d'une fonction de distribution des vitesses Maxwellienne elliptique, de température parallèle et perpendiculaire différentes, est critiquable. A la fin de l'expansion, le nombre de collisions entre atomes est très faible et les atomes qui ont la plus grande vitesse transverse ne parviennent pas à redistribuer leur énergie, si bien que la distribution de vitesse perpendiculaire cesse d'être Maxwellienne. Cet effet est appelé "blistering" par BV (de l'anglais ampoule) par analogie avec la cloque formée sur la peau d'un être humain en contact avec une bouteille d'eau brûlante [114, 134].

Dans la direction longitudinale, nous disposons d'une formule semi - empirique, validée par l'expérience. Cependant, nos conditions initiales ($T_0 \simeq 1000$ Kelvins) diffèrent notablement de celles utilisées pour établir la loi semi - empirique ($T_0 \simeq 300$ Kelvins).

Des travaux de Beijerinck et Verster [131, 134] permettent d'affiner la forme de la distribution de vitesse. Ces corrections peuvent ne pas être négligeables, mais nous estimons les inclure dans la barre d'erreur de 7 %.

Par rapport aux calculs de TW, BV utilisent plusieurs approximations supplémentaires, en particulier la linéarisation proposée à l'équation (2.19). Les conséquences de ces approximations sont très mineures, comme le montre le bon accord entre les résultats obtenus avec chacun des modèles. Enfin, les deux formulations font intervenir la section efficace de collision entre atomes, avec la même dépendance en température, en $(C_6/k_BT)^{1/3}$, que l'on retrouve dans l'expression de $S_{\parallel\infty}$. Cette dépendance en température n'est à priori pas adaptée pour décrire le début de l'expansion supersonique, lorsque la température est voisine de T_0. En effet, la section efficace est alors probablement sous-estimée, comme le fait remarquer D.R. Miller [118]. En réalité, au début de l'expansion, le terme de collisions $\mathcal{F}$ est très élevé, si bien que la valeur exacte de la section

efficace de collisions n'a que peu d'importance, du moins tant qu'elle suffit à maintenir l'égalité $T_{\parallel} = T_{\perp}$. C'est seulement lorsque les collisions se font plus rares, c'est à dire lorsque les deux températures commencent à se différencier, lorsque $\zeta > 0{,}3$, que cette valeur doit être connue avec précision, et dans cette zone, l'équation (2.9) est parfaitement valable (Cf. annexe B).

2.3 Généralisation au mélange de deux gaz monoatomiques

La présence de deux espèces chimiques rend les équations plus complexes : aux collisions entre atomes de gaz de même espèce chimique, s'ajoutent les collisions entre atomes d'espèce chimique différente. En adoptant une démarche similaire à celle développée par Beijerinck et Verster pour les expansions supersoniques de gaz pur (paragraphe (2.2)), nous avons développé un modèle qui évalue la température parallèle terminale de chacune des espèces présentes dans le jet atomique. Une solution analytique ne peut être obtenue qu'en effectuant des approximations supplémentaires dont nous testerons la validité. Comme annoncé en introduction, nous nous limiterons au cas d'une espèce légère ensemencée dans un gaz plus lourd.

2.3.1 Approximations réalisées pour résoudre l'équation de Boltzmann

L'équation de Boltzmann, qui sert de point de départ, s'écrit maintenant sous la forme de deux équations, une pour chaque espèce: $i = 1$ pour le gaz porteur, $i = 2$ pour le gaz ensemencé :

$$\mathbf{v}_i \cdot \mathbf{grad}\,[n_i(\mathbf{r}) f_i(\mathbf{r},\mathbf{v}_i)] = \Sigma_{j=1,2} \left(\frac{\partial\,(n_i f_i)}{\partial t} \right)_{coll} (i,j) \tag{2.29}$$

Chaque atome pouvant entrer en collision avec un atome de la même espèce (collisions 1-1 ou 2-2) ou de l'autre espèce (1-2), les termes de collisions associés à chaque espèce comprennent deux contributions. Les fonctions de distribution des vitesses $f_i(\mathbf{r},\mathbf{v}_i)$ sont données par l'équation (2.11), dans laquelle les masses sont désignées par m_i, les températures $T_{\parallel i}$ et $T_{\perp i}$. L'écoulement est ainsi décrit par huit paramètres, quatre pour chaque espèce: vitesse hydrodynamique u_i, densité n_i, températures $T_{\parallel i}$ et $T_{\perp i}$ ($i = 1, 2$), et il est nécessaire d'effectuer des hypothèses simplificatrices, que nous discuterons au paragraphe (2.3.5). Nous avons effectué deux simplifications notables :

• Nous supposons que la vitesse hydrodynamique des atomes est la même pour chaque espèce, c'est à dire que $u_1 = u_2 = u$. En introduction de ce chapitre (2.1), nous avons signalé que cette approximation est peu adaptée lorsqu'un gaz lourd est ensemencé dans un gaz plus léger car il faut alors beaucoup de collisions pour accélérer l'espèce la plus lourde [115, 117]. Le cas qui nous intéresse est celui d'une espèce légère ensemencée dans une espèce plus lourde. Une fois le régime supersonique atteint, nous nous attendons à ce que la différence $u_{1\infty} - u_{2\infty}$ des vitesses moyennes des atomes de chaque espèce soit très faible, négligeable devant les valeurs des vitesses parallèles d'agitation thermique des deux espèces dans le référentiel en mouvement.

• Nous allons traiter le cas particulier où la densité d'atomes n_2 du gaz ensemencé est très inférieure à la densité n_1 d'atomes du gaz porteur. Cette hypothèse simplifie les calculs et correspond aux cas expérimentaux étudiés comme nous le verrons au paragraphe (2.4).

– Dans l'équation de Boltzmann associée au gaz porteur, cet effet de dilution ($n_2 \ll n_1$) permet de négliger les collisions de type 1 - 2. Ainsi, l'expansion supersonique du gaz porteur n'est pas modifiée par la présence des atomes de l'autre espèce chimique.

– Dans l'équation de Boltzmann associée à l'espèce ensemencée, la dilution des atomes de l'espèce 1 permet de ne s'intéresser qu'au seul effet des collisions de type 1 - 2, entre atomes d'espèce chimique différente, les collisions entre atomes du gaz ensemencé, beaucoup moins nombreuses, pouvant être négligées.

2.3.2 Equations couplées décrivant les températures du gaz porteur

Sous ces hypothèses, l'expansion supersonique du gaz porteur s'effectue de manière identique à celle d'un gaz pur monoatomique. De ce point de vue, tout se passe comme si une seule espèce chimique était présente dans l'écoulement supersonique. Ainsi, les équations (2.20-a) et (2.20-b) permettent de déterminer les températures $T_{\|1}$ et $T_{\perp 1}$ des atomes d'argon dans le mélange, en introduisant dans le coefficient $\Lambda(z)$, l'intégrale de collision appropriée, $\Omega_{1,1}^{(2,2)}(T)$, correspondant à la collision de deux atomes de l'espèce 1:

$$\Lambda(z) = 16 n_1(z) \Omega_{1,1}^{(2,2)}(T_m)/(15 u_\infty) \tag{2.30}$$

La procédure est alors identique en tout point à celle développée au paragraphe (2.2.3): nous introduisons des températures réduites et une coordonnée z réduite en divisant les températures par T_0 et les distances par z_{ref}, puis nous éliminons le paramètre source Ξ en introduisant τ et ζ, conformément à l'équation (2.24). Nous obtenons ainsi les équations décrites par les températures réduites $\tau_{\|1}$ et $\tau_{\perp 1}$:

$$\frac{d\tau_{\|1}}{d\zeta} = -\frac{\tau_{m1}^{1/6}(\tau_{\|1} - \tau_{\perp 1})}{\zeta^2} \tag{2.31-a}$$

$$\frac{d\tau_{\perp 1}}{d\zeta} = -\frac{2\tau_{\perp 1}}{\zeta} + \frac{\tau_{m1}^{1/6}(\tau_{\|1} - \tau_{\perp 1})}{2\zeta^2} \tag{2.31-b}$$

2.3.3 Equations couplées décrivant les températures du gaz ensemencé

Le traitement de l'équation de Boltzmann de l'espèce ensemencée fait apparaître un terme de couplage dû à la présence de collisions de type 1 - 2 entre atomes d'espèce chimique différente. Toutefois, les collisions entre atomes de gaz ensemencé étant négligées, on peut utiliser le même procédure et les mêmes approximations qu'au paragraphe (2.2.2), et écrire ainsi les équations de température de l'espèce ensemencée sous la forme :

$$\frac{dT_{\|2}}{dr} = -2\mathcal{F}_{\|,2} \tag{2.32-a}$$

$$\frac{dT_{\perp 2}}{dr} = -\frac{2T_{\perp 2}}{r} + \mathcal{F}_{\perp 2} \tag{2.32-b}$$

Les termes de collision $\mathcal{F}_{X,2}$ ($X = \|$ ou $\perp$) sont définis par :

$$\mathcal{F}_{X,2} = \frac{n_1}{k_B u_\infty} \int g \frac{d\sigma_{1,2}(g)}{d\Omega} \Delta E_{X,2} f_1(\mathbf{v}_1) f_2(\mathbf{v}_2) d^3\mathbf{v}_1 d^3\mathbf{v}_2 d\Omega \tag{2.33}$$

Dans cette expression, $\Delta E_{X,2}$ représente le gain d'énergie parallèle ou perpendiculaire d'un atome de l'espèce 2 lors de sa collision avec un atome de l'espèce 1, $d\sigma_{1,2}(g)/d\Omega$ désignant la section efficace différentielle associée à la collision des atomes 1 et 2. Le calcul de $\mathcal{F}_{X,2}$ s'effectue en

procédant par analogie avec le cas du gaz pur en expansion supersonique. L'essentiel du calcul est détaillé à l'annexe B. Par rapport à l'équation (2.17), valable pour l'expansion supersonique d'un gaz pur, plusieurs différences peuvent être remarquées :

• Le dénominateur de l'équation (2.33) ne comporte pas de facteur 2 car le nombre de collisions de type 1 - 2 est proportionnel à $n_1 n_2$ alors que le nombre de collisions de type 1 - 1 est proportionnel à $n_1^2/2$.

• Lors de l'expansion supersonique d'un gaz pur, la conservation de l'énergie lors de la collision a pour conséquence directe que l'énergie cédée par le degré de liberté parallèle se retrouve dans les deux degrés de liberté perpendiculaires. Ici, cette relation n'a pas d'équivalent : les deux atomes qui entrent en collision, d'espèce chimique différente, se partagent l'énergie initiale. Nous pouvons exprimer $\Delta E_{X,2}$ en fonction des composantes parallèle et perpendiculaire de la vitesse du centre de masse $\mathbf{v}_{cm}$ et de la vitesse $\mathbf{g}$ de la particule relative. Ce calcul est détaillé dans l'annexe B. Cependant, lorsque les quatre températures ne sont pas égales ($T_{\|i}$ et $T_{\perp i}$ avec $i = 1,2$), le produit $f_1(\mathbf{v}_1) f_2(\mathbf{v}_2)$ ne s'exprime plus simplement en fonction $\mathbf{v}_{cm}$ et $\mathbf{g}$ comme c'était le cas pour l'expansion supersonique d'un gaz pur, et nous ne sommes pas parvenus à mener le calcul analytique de $\mathcal{F}_{X,2}$ jusqu'à son terme sans faire une nouvelle approximation.

• Les sections efficaces $Q^{(l)}_{1,2}(g)$, définies à l'annexe B, se comportent comme $g^{-2/3}$ lorsque l'énergie de la particule relative $E = \mu g^2/2$ ($\mu = m_1 m_2/(m_1+m_2)$ désignant la masse réduite) est faible devant la profondeur $\varepsilon(1-2)$ du puits de potentiel 1 - 2, associé à l'interaction entre atomes d'espèces différentes. Ce résultat, justifié à l'annexe C, montre que le produit $gQ^{(l)}_{1,2}(g)$ varie très lentement avec g, en $g^{1/3}$. Nous le considérerons indépendant de g, ce qui permet de sortir la quantité $g d\sigma_{1,2}(g)/d\Omega$ des intégrales sur les vitesses $\mathbf{v}_1$ et $\mathbf{v}_2$, qui sont alors plus simples à calculer :

$$\mathcal{F}_{X,2} \approx \frac{n_1}{k_B u_\infty} \int \langle g \frac{d\sigma_{1,2}(g)}{d\Omega} \rangle d\Omega \int \Delta E_{X,2} f_1(\mathbf{v}_1) f_2(\mathbf{v}_2) d^3\mathbf{v}_1 d^3\mathbf{v}_2 \tag{2.34}$$

• Enfin, lorsqu'on détaille l'expression de $\Delta E_{X,2}$, les sections efficaces $Q^{(l)}_{1,2}(g)$ apparaissent dans l'expression de $\mathcal{F}_{X,2}$ pour des valeurs de l égales à 1 ou 2. Seul le terme $l = 2$ était présent lors de l'expansion de gaz purs, et il conduisait à des intégrales de collision de la forme $\Omega^{(2,s)}(T)$. Cette différence s'explique par la brisure de symétrie provoquée par la présence de deux atomes de masses différentes et le calcul du transfert d'énergie $\Delta E_{X,2}$ pour les seuls atomes de l'espèce 2. Nous achevons le calcul de $\mathcal{F}_{X,2}$ en déterminant la valeur du produit $gQ^{(l)}_{1,2}(g)$, supposée indépendante de g, par continuité avec le cas des gaz purs. Concrètement, nous supposons le produit $gQ^{(2)}(g)$, introduit dans le cas de gaz purs, indépendant de g, puis nous identifions les équations obtenues avec l'équation (2.21). Il apparaît que :

$$\langle gQ^{(l)}_{1,2}(g) \rangle = \frac{32}{15} \Omega^{(l,2)}_{1,2}(T_m) \tag{2.35}$$

Ce résultat a été utilisé en prenant pour la température T_m la quantité $(T_{\|1} + 2T_{\perp 1})/3$. Ce choix n'est peut-être pas optimal, mais comme $\Omega^{(l,2)}_{1,2}(T_m)$ varie très lentement avec T_m, en $T_m^{1/6}$, nous estimons que ce choix de température n'influence pratiquement pas le résultat final. Les équations différentielles décrivant les températures du gaz ensemencé font apparaître des quantités similaires à la quantité Λ introduite à l'équation (2.30), mais les intégrales de collision mises en jeu sont $\Omega^{(l,2)}_{1,2}(T_m)$ avec $l = 1$ et 2. Nous pouvons exprimer les intégrales $\Omega^{(l,2)}_{1,2}$ en fonction de l'intégrale

$\Omega_{1,1}^{(2,2)}$ de l'équation (2.30) en introduisant deux rapports sans dimensions. Le rapport des intégrales de collision $\Omega_{i,j}^{(2,2)}$, qui ne diffèrent que par l'*espèce* choisie pour partenaire de la collision, est désignée par la notation ρ_s. La valeur du rapport d'espèce ρ_s se déduit de l'équation (2.9) :

$$\rho_s = \frac{\Omega_{1,2}^{(2,2)}}{\Omega_{1,1}^{(2,2)}} = \left[\frac{C_6(1,2)}{C_6(1,1)}\right]^{1/3} \times \left[\frac{m_1+m_2}{2m_2}\right]^{1/2} \tag{2.36}$$

ρ_s dépend faiblement du rapport des C_6 mais plus fortement du rapport des masses. Le rapport des sections efficaces moyennées en angle d'ordre $l = 1$ et $l = 2$ est désigné par ρ_o :

$$\rho_o = \frac{Q_{1,2}^{(1)}}{Q_{1,2}^{(2)}} = \frac{\Omega_{1,2}^{(1,2)}}{\Omega_{1,2}^{(2,2)}} \tag{2.37}$$

Il est possible d'évaluer le rapport d'ordre ρ_o à partir de l'étude la fonction de déflexion $\chi(b,E)$ associée à une collision de paramètre d'impact b et d'énergie E. Cette étude, présentée en annexe B, fournit $\rho_0 \simeq 1{,}32$. Par rapport à l'expansion d'un gaz pur, les équations de température de l'espèce ensemencée font ainsi apparaître des quantités nouvelles, ρ_s et ρ_o, ainsi que les masses m_1 et m_2 des espèces chimiques en présence :

$$\begin{aligned} \frac{dT_{\|2}}{dz} &= -2\Lambda(z)\rho_s\frac{m_1}{M}\left[T_{\|,moy} - T_{\perp,moy}\right] \\ &- 4\Lambda(z)\rho_s\rho_o\frac{\mu}{M}\left[T_{\|2} - T_{\|1}\right] \end{aligned} \tag{2.38-a}$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_{\perp 2}}{dz} &= -\frac{2T_{\perp 2}}{z} + \Lambda(z)\rho_s\frac{m_1}{M}\left[T_{\|,moy} - T_{\perp,moy}\right] \\ &- 4\Lambda(z)\rho_s\rho_o\frac{\mu}{M}\left[T_{\perp 2} - T_{\perp 1}\right] \end{aligned} \tag{2.38-b}$$

où $\Lambda(z)$ est le coefficient de conduction thermique donné par l'équation (2.30) et $M = m_1 + m_2$ est la masse totale des deux atomes. La température $T_{X,moy}$ ($X = \|$ ou $\perp$) est une moyenne pondérée des températures T_{X1} et T_{X2} de chaque espèce :

$$T_{X,moy} = \beta T_{X1} + \alpha T_{X2} \tag{2.39}$$

où $\beta = m_2/M$ est le poids associé à la température T_{X1}, alors que $\alpha = m_1/M$ représente le poids associé à la température T_{X2}. En introduisant les quantités usuelles τ et ζ, conformément à l'équation (2.24), nous obtenons les équations suivantes pour $\tau_{\|2}$ et $\tau_{\perp 2}$:

$$\begin{aligned} \frac{d\tau_{\|2}}{d\zeta} &= -\frac{2\rho_s\tau_m^{1/6}}{\zeta^2} \times \frac{m_1}{M}\left(\tau_{\|,moy} - \tau_{\perp,moy}\right) \\ &- \frac{4\rho_s\rho_o\tau_m^{1/6}}{\zeta^2} \times \frac{\mu}{M}\left(\tau_{\|2} - \tau_{\|1}\right) \end{aligned} \tag{2.40-a}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\tau_{\perp 2}}{d\zeta} &= -\frac{2\tau_{\perp 2}}{\zeta} + \frac{\rho_s\tau_m^{1/6}}{\zeta^2} \times \frac{m_1}{M}\left(\tau_{\|,moy} - \tau_{\perp,moy}\right) \\ &- \frac{4\rho_s\rho_o\tau_m^{1/6}}{\zeta^2} \times \frac{\mu}{M}\left(\tau_{\perp 2} - \tau_{\perp 1}\right) \end{aligned} \tag{2.40-b}$$

Nous avons testé la cohérence de notre calcul en supposant que les deux espèces ont la même masse ($m_1 = m_2$) et les mêmes sections efficaces de collision ($\rho_s = 1$). Dans ce cas, les températures parallèle (resp. perpendiculaire) des deux espèces doivent être identiques pendant toute la durée de l'expansion. A partir des équations couplées (2.40-a) et (2.40-b), on écrit les équations satisfaites par les différences $(\tau_{X1} - \tau_{X2})$ avec $X = \parallel$ ou $\perp$, et on vérifie que, si ces différences sont initialement nulles, elles le sont pour le reste de l'expansion. L'intégration numérique de ces équations permet également de le vérifier, ce qui permet ainsi de tester le fonctionnement du programme d'intégration.

2.3.4 Refroidissement longitudinal des atomes de lithium dans l'argon

Un jet supersonique d'atomes de lithium ensemencé dans de l'argon est caractérisé par un rapport d'espèce égal à 2,55, calculé à partir du coefficient $C_6(Li-Ar)$ de la référence [98]. Pour $\rho_o =$ 1,32, l'intégration numérique des équations (2.31-a), (2.31-b), (2.40-a) et (2.40-b) fournit les températures parallèle et perpendiculaire des atomes de lithium et d'argon représentées sur la figure (2.5) dans le système de coordonnées réduites introduites par Beijerinck et Verster.

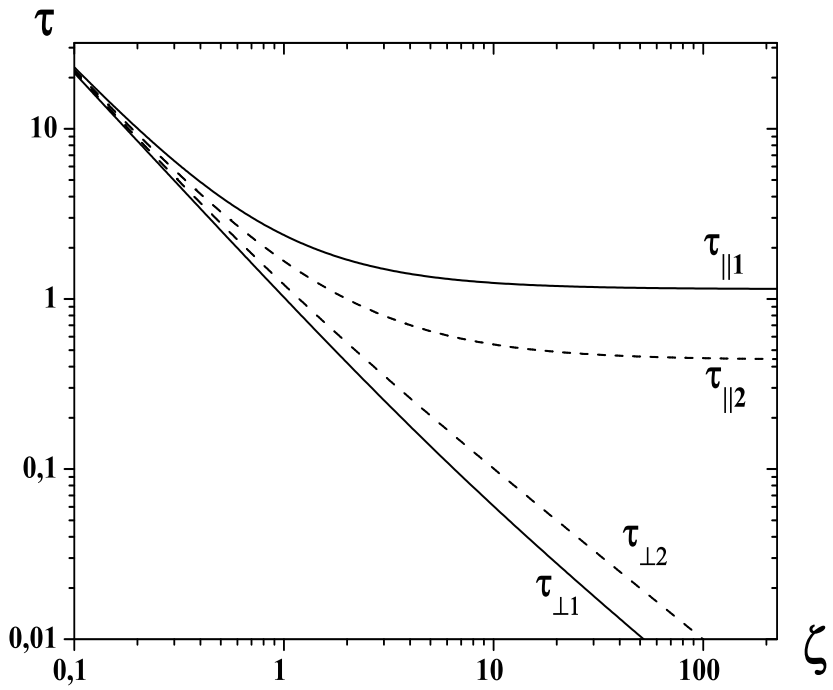


FIG. 2.5 – *Extension du modèle de Beijerinck et Verster au cas d'un jet de lithium ensemencé dans de l'argon ($\rho_s = 2{,}55$). Les températures réduites $\tau_{Xi} = (T_{Xi}/T_0)\Xi^{12/11}$ ($i = 1,2$) sont représentées en fonction de la coordonnée réduite $\zeta = (z/z_{ref})\Xi^{-9/11}$ avec $\Xi = 0{,}813 n_0 d(C_6/k_B T_0)^{1/3}$. Pour $\tau_{\parallel 1}$ et $\tau_{\perp 1}$, le tracé est identique à la figure (2.3) du modèle de Beijerinck et Verster [114]. La température $\tau_{\parallel 2} = \tau_{\parallel Li}$ est nettement inférieure à $\tau_{\parallel 1} = \tau_{\parallel Ar}$ ce qui met en évidence un effet de refroidissement longitudinal des atomes de lithium.*

A la fin de l'expansion supersonique, les températures parallèle et perpendiculaire du gaz ensemencé($i = 2$) diffèrent de celles obtenues pour le gaz porteur ($i = 1$). En particulier, nous prédisons un effet de refroidissement longitudinal à l'avantage de l'espèce ensemencée, du lithium dans le cas étudié. La valeur terminale du rapport des deux températures est $T_{\|2,\infty}/T_{\|1,\infty} = \tau_{\|2,\infty}/\tau_{\|1,\infty}$ diffère notablement de 1 et vaut 0,38.

Dans la direction transverse, nos calculs montrent que la température perpendiculaire des atomes de lithium est plus élevée que celle des atomes d'argon. Cet effet est directement lié au refroidissement supplémentaire du mouvement parallèle. Les collisions couplent plus longtemps les températures parallèles et perpendiculaires de l'espèce 2 entre elles et avec celles de l'espèce 1 que les collisions ne couplent entre elles les températures parallèles et perpendiculaires de l'espèce 1. C'est donc plus tardivement que la température perpendiculaire de l'espèce 2 se découple de la température parallèle et ceci explique que $\tau_{\perp 2} > \tau_{\perp 1}$.

2.3.5 Discussion des hypothèses effectuées

Nous discutons ici de la validité des hypothèses supplémentaires effectuées par rapport au modèle du gaz pur développé par Beijerinck et Verster.

• Nous avons supposé la vitesse hydrodynamique des atomes identique pour chaque espèce, ce qui revient à négliger le phénomène de glissement de vitesse (de l'anglais "velocity slip"). Cet effet a été étudié par Anderson [115] et par Miller et Andres [117]. En utilisant les équations (2.37, 2.38) du chapitre écrit par Miller [118], nous pouvons exprimer la différence des vitesses $u_{2,\infty} - u_{1,\infty}$ dans nos propres notations :

$$\frac{u_{2,\infty} - u_{1,\infty}}{u_{1,\infty}} \approx 0{,}59 \left[\frac{\sqrt{\mu m_1}}{|m_1 - m_2|} n_0 d \left(C_6/k_B T_0\right)^{1/3} \right]^{-1{,}07} \tag{2.41}$$

L'intégrale de collision $\Omega_{1,2}^{(1,1)}$ qui apparaît dans les équations (2.37, 2.38) de la référence [118] est déterminée à l'annexe B. Nous avons remplacé la masse moyenne sur les fractions molaires de chaque espèce par sa valeur m_1, obtenue pour une dilution infinie des atomes de l'espèce 2 dans les atomes de l'espèce 1. Nous souhaitons comparer la différence des vitesses moyennes $u_{2,\infty} - u_{1,\infty}$ avec la vitesse d'agitation thermique longitudinale $\alpha_{\|1} = \sqrt{2k_B T_{\|1}/m_1}$ des atomes de l'espèce 1. En utilisant l'expression de Toennies et Winkelmann du rapport terminal de vitesse parallèle, donné par l'équation (2.27), et en remarquant que l'exposant 1,07 est proche de $2 \times 0{,}53$, il vient :

$$\frac{u_{2,\infty} - u_{1,\infty}}{\alpha_{\|1}} \approx \frac{0{,}84}{S_{\|1\infty}} \left[\frac{(m_1 + m_2)(m_1 - m_2)^2}{m_1^2 m_2} \right]^{0{,}53} \tag{2.42}$$

Sous cette forme, il apparaît que si le rapport terminal de vitesse parallèle du gaz porteur, $S_{\|1\infty}$, est élevé, le décalage des vitesses ne représente qu'une petite fraction de la vitesse thermique des atomes du gaz porteur, du moins tant que les masses m_1 et m_2 ne sont trop différentes. Pour le mélange lithium - argon, l'approximation est parfaitement valable.

• L'hypothèse de grande dilution des atomes de l'espèce ensemencée est bien vérifée dans la pratique. Le cas général pourrait être intéressant à étudier, notamment pour ses applications pratiques. [2]

2. Un article de Miller et Andres [117] étudie l'expansion supersonique de mélanges d'argon et d'hélium à différentes concentrations mais dans ce cas le gaz ensemencé est toujours le plus lourd des deux.

• Nous avons supposé les produits $gQ^{(l)}_{1,2}(g)$ constants, afin de pouvoir intégrer l'énergie transférée ΔE_{X2} sur la distribution elliptique des vitesses. Takahashi et Teshima ont calculé numériquement le terme de collision pour étudier le cas d'une espèce lourde ensemencée dans un gaz plus léger [122]. Il serait possible d'utiliser leur technique de calcul pour tester la précision de notre approximation, mais un tel calcul ne testerait qu'un aspect particulier de notre calcul. Il semble plus naturel d'utiliser les outils de simulation numérique pour conforter nos résultats. La méthode Direct Simulation Monte Carlo introduite par G. A. Bird [135] est la meilleure pour simuler les écoulements de gaz et de mélanges de gaz mais elle nécessite beaucoup de temps de calcul sous l'hypothèse d'une dilution quasi - infinie. P.A. Skovorodko a utilisé la méthode Test Particule Monte Carlo pour simuler notre écoulement de lithium dans l'argon, à partir d'un potentiel d'interaction de type Maxwellien ajusté pour être réaliste dans le cas lithium - argon. Ses résultats sont en accord avec nos calculs [136]. Dans ce papier, Skovorodko montre également que la distribution finale de vitesse perpendiculaire d'un jet d'atomes de lithium ensemencé dans de l'argon est très bien décrite par une distribution exponentielle, ce qui prouve l'importance de l'effet de "blistering" discuté plus haut.

2.3.6 Un phénomène de refroidissement très général

Le refroidissement longitudinal que nous prévoyons dans le cas du lithium ensemencé dans l'argon est un phénomène très général. Nous étudions dans ce paragraphe l'effet de refroidissement prévu dans le cas d'espèces chimiques différentes du couple (lithium - argon). La valeur minimale du rapport des températures parallèles des deux espèces mises en jeu est obtenue en annulant le membre de droite de l'équation (2.38-a). En supposant négligeables les températures perpendiculaires de chaque espèce, nous obtenons:

$$\mathrm{Min}\left(\frac{T_{\|2,\infty}}{T_{\|1,\infty}}\right) = \frac{m_2\rho_o}{m_1 + 2m_2\rho_o} \tag{2.43}$$

Cette valeur limite serait atteinte si le nombre de collisions de type 1 - 2 entre atomes d'espèces différentes était nettement plus grand que le nombre de collisions de type 1 - 1 entre atomes de même espèce, c'est à dire pour ρ_s suffisamment grand. Nous avons représenté sur la figure (2.6) la valeur terminale du rapport $T_{\|2\infty}/T_{\|1\infty}$, pour différentes valeurs de ρ_s, en fonction du rapport des masses m_2/m_1. Nous constatons que l'effet de refroidissement peut être subtantiel lorsque le rapport des masses m_2/m_1 est très faible.

Examinons le cas du dihydrogène moléculaire H_2 ensemencé dans l'argon. La molécule H_2 se comporte pratiquement comme un atome car la relaxation des phénomènes de rotation est très lente. Nous calculons $\rho_s = 2{,}48$ en utilisant les données de Kramer et Herschbach [137] pour déterminer le coefficient C_6 du système $H_2 - Ar$ à partir de règles de combinaisons. Nous prévoyons $T_{\|2\infty}/T_{\|1\infty} = 0{,}16$, et le refroidissement devrait donc être substantiel. Ce refroidissement peut exister même lorsque les masses des atomes mis en jeu sont quasi identiques. Pour un jet d'atomes de potassium ensemencé dans l'argon, nous calculons $\rho_s = 1{,}67$ à partir des coefficients C_6 de la référence [138]. Le rapport des températures finales $T_{\|2,\infty}/T_{\|1,\infty} = 0{,}77$ est de nouveau inférieur à 1. Enfin, si l'on ensemence du sodium dans du néon, nous calculons $\rho_s = 1{,}85$, la valeur du rapport des C_6 compensant largement l'effet du rapport des masses $m_2/m_1 = 1{,}14$. Nous prévoyons un rapport de température $T_{\|2,\infty}/T_{\|1,\infty} = 0{,}77$, inférieur à 1. Ce résultat, $T_{\|2,\infty} < T_{\|1,\infty}$ alors que $m_2 > m_1$, est surprenant, et bouscule les idées idées généralement répandues avec ce type de jet.

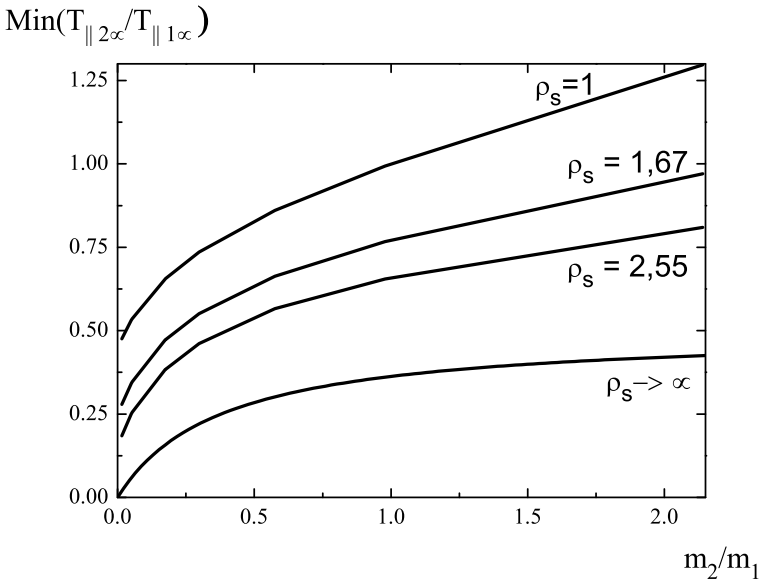


FIG. 2.6 – *Rapport des températures terminales $T_{\|2\infty}/T_{\|1\infty}$ en fonction du rapport des massses pour différentes valeurs de ρ_s. Le rapport m_2/m_1 croît de 0,025 (hydrogène ensemencé dans l'argon) à 2,175 (rubidium dans l'argon), ρ_o restant fixé à 1,32. De bas en haut, on décrit successivement $\rho_s \longrightarrow \infty$, $\rho_s = 2{,}55$ (lithium dans argon), $\rho_s = 1{,}67$ (sodium dans l'argon) et $\rho_s = 1$.*

2.4 Etude expérimentale

Ce paragraphe décrit la réalisation expérimentale du jet supersonique d'atomes de lithium ensemencé dans l'argon. Nous présenterons dans un deuxième temps une expérience de fluorescence induite par laser qui permet d'observer l'effet de refroidissement des atomes de lithium prédit au paragraphe précédent.

2.4.1 Le four de lithium

La production d'une vapeur atomique s'effectue en chauffant l'élément chimique pour atteindre une pression de vapeur saturante suffisante. Lorsque la température du four est comprise entre 700 et 1000 K, la pression de vapeur saturante du lithium, exprimée en millibars, est donnée par [139] :

$$Log_{10}(P_{Li}) = 8{,}137 - 8172/T_0 \tag{2.44}$$

où T_0 désigne la température du four exprimée en Kelvins. La figure (2.7) montre qu'une pression de vapeur saturante de 1 millibar est obtenue en chauffant du lithium à la température de 1005 Kelvins soit environ 730 °C. La construction d'un jet thermique d'atomes de lithium est donc à priori plus délicate qu'avec les autres alcalins, ces derniers nécessitant des températures de chauffage bien inférieures pour obtenir la même pression de vapeur saturante. Je commencerai par décrire le four utilisé à Toulouse avant de détailler son utilisation, depuis le chargement du lithium jusqu'à son utilisation. Le principe du four est décrit par R. Delhuille dans sa thèse [101]. Je ne présenterai ici que les points essentiels, en insistant sur les modifications effectuées pour fiabiliser le dispositif.

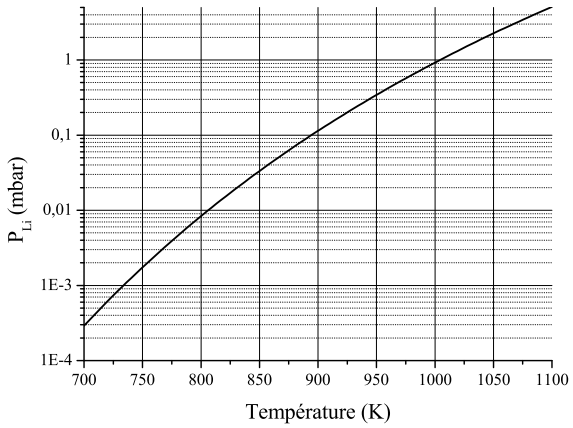


FIG. 2.7 – *Pression de vapeur saturante du lithium en fonction de la température de chauffage.*

A. Conception du four

Notre four s'inspire largement du dispositif utilisé au LASIM à Lyon par M. Broyer et Ph. Dugourd pour produire des agrégats de lithium [140]. Le chauffage du four s'effectue par conduction thermique à l'aide d'éléments chauffants à extrémités froides fabriqués par la firme Thermocoax. Ce mode de chauffage a été préféré au chauffage par rayonnement, qui nécessite des courants de plusieurs centaines d'ampères et l'évacuation d'une puissance de chauffage de plusieurs kilowatts. Munis d'extrémités froides, les éléments chauffants sont prévus pour fonctionner jusqu'à environ 1100 Kelvins. La figure (2.8) est un dessin technique du four utilisé à Toulouse dont une photographie est représentée sur la figure (2.9).

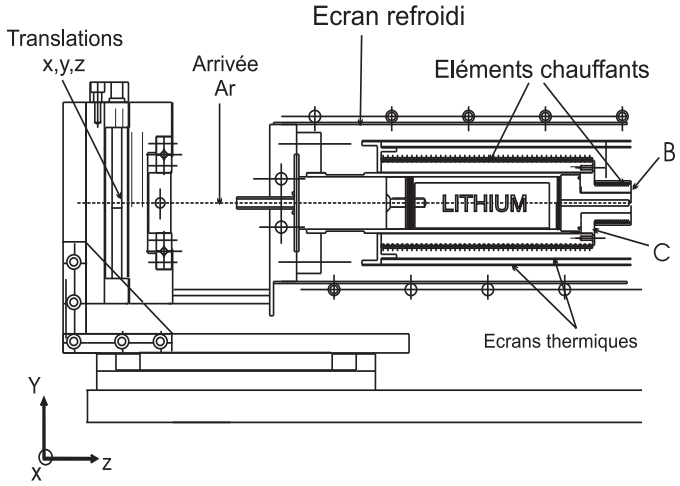


FIG. 2.8 – *Dessin technique du four de lithium utilisé à Toulouse.*

Le four se décompose en deux parties: le corps, qui contient le creuset de lithium, et la partie avant, à hauteur de la buse, trou de diamètre $d = 200$ micromètres, percé dans une paroi d'inox d'épaisseur $e = 0{,}3$ millimètre. Le chauffage du corps, partie la plus massive, est assuré par deux

éléments chauffants. Un élément chauffant supplémentaire, utilisé à l'avant du four, surchauffe la partie avant d'environ $80°C$ par rapport au corps ce qui limite les risques d'obstruction de la buse. Chaque élément chauffant est alimenté par une alimentation stabilisée de puissance 90 Watts. La puissance nécessaire au chauffage est minimisée par l'utilisation de deux écrans thermiques qui entourent le corps. Un troisième écran, construit en cuivre et refroidi à l'eau, permet d'évacuer la chaleur rayonnée et d'éviter de chauffer l'enceinte à vide. L'arrivée du gaz porteur s'effectue par l'arrière du four, dans la zone la plus froide, pour éviter que du lithium n'obstrue la conduite. L'étanchéité du dispositif est assuré par un joint cuivre CF35, situé à l'arrière du four.

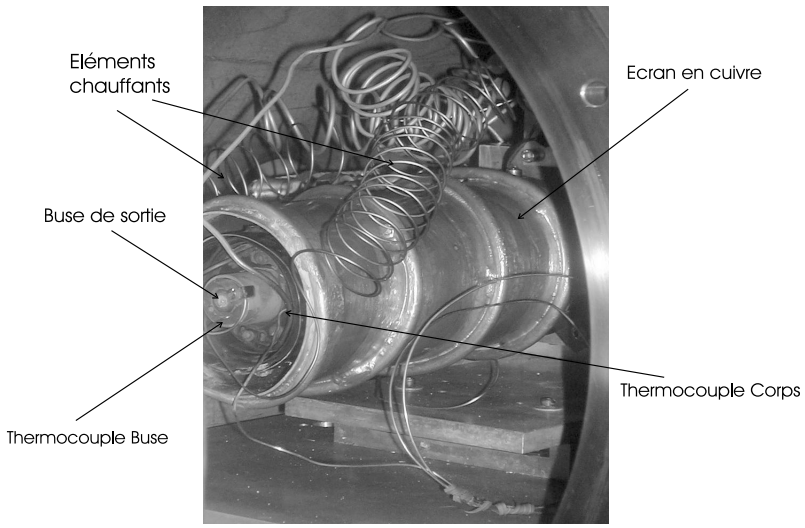


FIG. 2.9 – *Photographie du four de lithium utilisé à Toulouse.*

Nous mesurons la température du four aux points B (buse) et C (corps) à l'aide de deux thermocouples de type K de précision 1 %. La température T_0, lue sur le thermocouple au point B de la £gure (2.8) diffère de la température réelle à hauteur de la buse à cause des pertes par conduction thermique. Un bilan d'énergie permet de véri£er que cette correction est probablement négligeable : le thermocouple B est situé à $r = 8$ millimètres du centre de la buse d'épaisseur $e = 0{,}3$ millimètre, si bien que la température réelle T_b, s'écarte de la température lue T_{lue} de:

$$1/T_b^3 = 1/T_{lue}^3 - 3\varepsilon\sigma r^2/(4Ke) \tag{2.45}$$

où σ désigne la constante de Stefan - Boltzmann et $\varepsilon = 0{,}35$ l'émissivité de la surface du four de conductivité thermique $K = 0{,}1W.cm^{-1}.K^{-1}$. Le calcul montre que la correction sur la valeur de T_0 est effectivement négligeable.

B. Mode opératoire: chimie du lithium et de l'argon

A température ambiante, le lithium se présente sous la forme d'un métal blanc, solide, plutôt mou, de densité 0,53 $g.cm^{-3}$ à 300 Kelvins, dont le point de fusion est de 180 °C [103]. Ce réducteur s'oxyde facilement, notamment au contact d'eau, du dioxygène et réagit même avec le diazote. L'oxydation du lithium limite les performances du four en augmentant le risque d'obstruer la buse. Pour minimiser ces risques, nous utilisons depuis le printemps 2003 du lithium conditionné sous argon commercialisé par la £rme Neyco par ¤acons de 5 grammes, que nous stockons dans une enceinte où sont placées des pastilles dessicatrices. Les ¤acons sont enfouis dans du sable car

le lithium peut s'enflammer et les feux d'alcalins, feux de classe spéciale, sont très dangereux. D'après le fournisseur, un flacon typique contient 99 % d'atomes de lithium, 0,74 % d'atomes de sodium et des atomes de potassium à l'état de traces.

Chargement du four Les résidus de lithium situés dans la buse et le creuset de lithium sont nettoyés en les oxydant avec de l'eau. La réaction d'oxydation, exothermique, libère des sels de lithium de couleur jaunâtre et le milieu devient basique. Il est donc vivement conseillé de manipuler le lithium en milieu ventilé, muni de lunettes et de gants. Les gants permettent également de préserver l'état de surface du lithium lors de son chargement dans le four. Ce chargement commence par une phase de nettoyage des pièces mécaniques à l'éthanol. Les solvants commerciaux généralement associés aux bains à ultra-sons me semblent peu recommandables, certains d'entre eux ont pollué le corps du four pendant plusieurs semaines. Un chargement d'environ 3 grammes de lithium permet de disposer d'une autonomie d'utilisation de plusieurs mois tout en minimisant les risques d'obstruction de la buse, le lithium étant un liquide très mouillant.

Pureté du gaz porteur argon Le gaz porteur, de l'argon pour la plupart de nos applications, est fourni par la firme Air Liquide avec une pureté de 99,999 %. Nous éliminons les impuretés résiduelles (eau, dioxygène) en interposant entre le détendeur et le creuset de lithium une cartouche purificatrice vendu par l'Air Liquide [3]. Le seuil de filtration de la cartouche est de 20 micromètres, et la teneur en impuretés en sortie de la cartouche est inférieure à 0,4 ppmv dans le cas de l'eau ($\leq$ 0,1 ppmv pour du dioxygène). Nous estimons qu'en maintenant un faible débit d'argon en permanence à travers la buse, nous réduisons encore les risques d'oxydation du lithium. L'ensemble de ces précautions nous a permis d'obtenir un fonctionnement fiable du four, et l'autonomie d'utilisation, dorénavant de plusieurs mois, est maintenant le plus souvent limitée par la quantité de lithium introduite.

Utilisation du four Une fois le lithium introduit dans le corps du four, la vapeur de lithium est portée à la température de référence T_0 = 1080 K. Cette température est celle de la partie avant du four et la partie arrière est portée à 1000 K. Ces valeurs sont limitées par la qualité de l'enroulement des éléments chauffants et nous atteignons les conditions de référence (T_0 = 1080 K, P_0 = 330 mbars) au bout d'une heure de chauffage. Lors de la première utilisation d'un four, j'ai constaté que le jet atomique n'est pas d'emblée opérationnel car, dans les premières heures de chauffage, des espèces chimiques viennent polluer le jet d'atomes de lithium. L'hypothèse la plus vraisemblable est le rôle joué par les atomes de sodium. De pression de vapeur saturante plus élevée, ces atomes s'évaporent plus rapidement et s'ionisent sur le détecteur à fil chaud. En l'absence de système de détection approprié, on ne peut pas exclure la formation d'hydrures de lithium LiH, synthétisés en piégeant les dernières traces d'humidité. Il existe donc un effet de retard à l'utilisation, qui cesse dès que ces composés ne sont plus présents dans le jet. La durée du phénomène dépend des précautions décrites ci-dessus. Elle n'excède en général pas quelques heures. Après utilisation, nous éteignons le four de lithium de manière progressive en surchauffant en permanence la partie avant du four, d'environ 80 K par rapport à la partie arrière, de manière à réduire au maximum les risques d'obstruction de la buse. Le corps du four étant assez massif, le refroidissement du four, qui s'effectue presque exclusivement par rayonnement, prend en général plusieurs heures.

3. Purificateur Sertronic 10 CT, Air Liquide France, Site Web: http://www.airliquide.fr

2.4.2 Mesure de la distribution de vitesse du jet atomique

On dispose généralement de deux méthodes pour mesurer la distribution de vitesse d'un jet :

• une méthode de temps de vol [141], qui ramène la mesure de vitesse à une mesure de durée

• une méthode de fluorescence induite par laser, basée sur l'effet Doppler.

Nous avons choisi de mesurer la dispersion en vitesse du jet atomique par fluorescence induite par laser, technique qui était plus adaptée à notre montage.

A. Principe de la mesure

Un laser accordable permet de sonder par effet Doppler les différentes classes de vitesse présentes dans un jet atomique. Les atomes qui, du fait de leur vitesse, entrent en résonance avec le laser, émettent un photon de fluorescence, que l'on peut collecter à l'aide d'un photomultiplicateur pour obtenir le flux d'atomes ayant une vitesse donnée. En répétant l'opération pour différentes fréquences sondes, nous accédons à la distribution de vitesse du jet atomique. L'enregistrement du signal de fluorescence en fonction de la fréquence du laser restitue fidèlement la distribution des vitesses du jet si deux conditions sont remplies:

– la largeur naturelle de la transition atomique est négligeable devant l'élargissement Doppler
– l'élargissement par saturation de la raie atomique et la largeur de la raie laser sont négligeables.

L'expérience de fluorescence est schématisée sur la figure (2.10) où un faisceau laser pénètre dans l'enceinte à vide en faisant l'angle θ avec l'axe du jet atomique. Au premier ordre, l'effet Doppler dépend seulement de la projection v_p de la vitesse de l'atome selon l'axe de propagation du laser :

$$f(v_p) = \int d^3\mathbf{v}\, f(\mathbf{v})\, \delta(v_p - v_z\cos\theta - v_x\sin\theta) \tag{2.46}$$

A partir d'une distribution Maxwellienne elliptique des vitesses, rappelée à l'équation (2.11), on détermine la fonction de distribution des vitesses projetées f(v_p) en effectuant le changement de variables suivant $(v_x,v_z) \longrightarrow (v_1,v_2)$, l'axe **y** restant inchangé. Après intégration sur les vitesses v_y et v_2, nous obtenons l'expression suivante de f(v_p) :

$$f(v_p) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T(\theta)}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{m(v_p - u\cos\theta)^2}{2k_B T(\theta)}\right] \tag{2.47}$$

$$\text{avec } T(\theta) = T_{\parallel}\cos^2\theta + T_{\perp}\sin^2\theta \tag{2.48}$$

La distribution $f(v_p)$ des atomes qui fluorescent est centrée en $v_p = u\cos\theta$ et sa largeur est reliée à une moyenne pondérée des températures parallèles et perpendiculaires recherchées. Un premier laser A sonde le jet atomique sous un angle voisin de 45 °: $\theta_A = 47{,}9 \pm 0{,}5^\circ$ pour accéder à la température parallèle des atomes de lithium. Un second laser B, d'incidence proche de la normale ($\theta_B \simeq 90^\circ$), est sensible à la température perpendiculaire des atomes de lithium. La mesure du décalage Doppler entre les pics A et B permet de déterminer la vitesse moyenne des atomes dans le jet atomique.

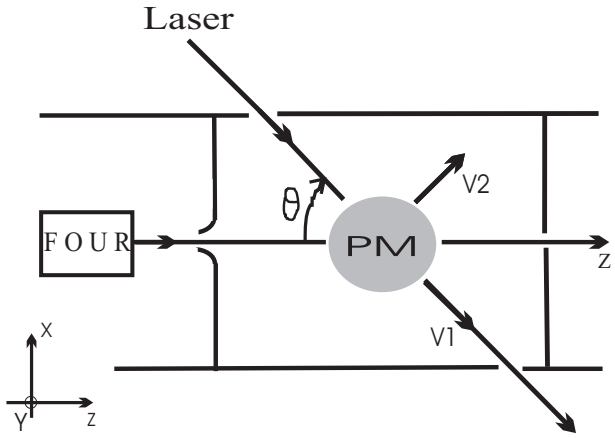


FIG. 2.10 – *Schéma de l'expérience de fluorescence induite par laser (vue de dessus). Par effet Doppler, le jet atomique est sensible à la projection v_p de la vitesse de l'atome sur l'axe du faisceau laser. Les photons de fluorescence émis sont collectés à l'aide d'une optique représentée sur la figure (2.11) et détectés avec un photomultiplicateur (P.M.).*

B. Dispositif expérimental

La distribution de vitesse du jet atomique est analysée en utilisant un laser sonde, des étalons de fréquence et un dispositif permettant la collection et la détection des photons de fluorescence.

La sonde laser On sonde le jet atomique à l'aide d'un laser à colorant qui excite successivement les composantes hyperfines de la transition $^2S_{1/2}$ - $^2P_{3/2}$ du lithium 7 à 671 nanomètres. Les données numériques concernant cette transition sont présentées à l'annexe A. Les densités de puissance laser utilisées, de l'ordre de 10^{-2} mW/cm^2, correspondent à un paramètre de saturation $s \approx 5 \times 10^{-3}$, traduisant un élargissement par saturation négligeable de la raie atomique. Le laser est stabilisé en fréquence grâce à un asservissement en cavité externe utilisant la méthode de Hänsch-Couillaud [102] qui permet d'obtenir une largeur de raie laser de l'ordre de 1 MHz. La fréquence du laser est modifiée à l'aide d'une cale piézoélectrique de course 5 μm montée sur l'un des miroirs de la cavité confocale utilisée pour l'asservissement Hänsch - Couillaud. Pour $\lambda_L =$ 671 nanomètres, la longueur de la cavité laser étant de 1,7 m, l'excursion en fréquence du laser est de 1,3 GHz. Les deux faisceaux lasers *A* et *B* traversent l'enceinte à vide à travers des hublots de verre (*BK*7) et sondent le jet atomique 225 millimètres après l'embase de l'écorceur, à une distance suffisante pour que l'expansion supersonique soit terminée.

Etalons de fréquence La calibration des spectres de fluorescence est réalisée à l'aide d'une cavité confocale Fabry-Pérot de longueur L voisine de 30 centimètres. Cette cavité possède un intervalle entre pics consécutifs, $c/4L$, voisin de 250 MHz et une finesse de l'ordre de 100. Nous étalonnons ce Fabry - Pérot à partir d'un profil d'absorption saturé obtenu à partir d'une cellule de type Heat-Pipe [142] en utilisant l'écart de 803,5 MHz entre les deux niveaux hyperfins de l'état $^2S_{1/2}$ du lithium 7. Un tel profil indique la position sur le spectre des raies atomiques du lithium en s'affranchissant de l'effet Doppler. Cette référence de fréquence permet une mesure plus précise de la vitesse moyenne des atomes de lithium, le laser *B* n'étant pas toujours exactement perpendiculaire à l'axe **z** du jet atomique.

Collection et détection des photons de fluorescence Les photons de fluorescence sont détectés à l'aide d'une optique de collection représentée sur la figure (2.11), qui réalise l'image de la zone émissive sur la photocathode d'un photomultiplicateur (P.M.). Le montage optique comprend deux lentilles asphériques identiques (L_1) et (L_2), et une lentille de champ (L_C) dont le rôle est de collecter les photons situés légèrement en dehors de l'axe optique. Le miroir sphérique (M) augmente l'efficacité de collection en réflichissant la lumière vers la zone émissive.

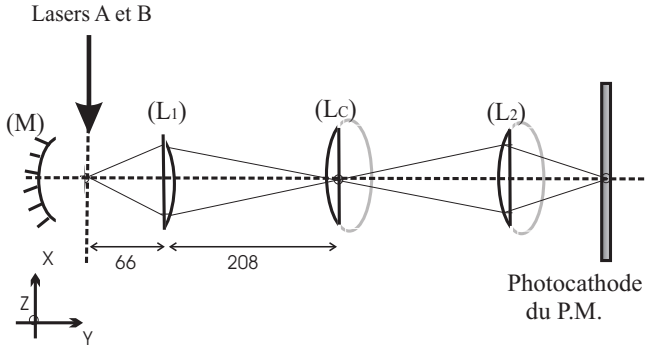


FIG. 2.11 – *Montage optique utilisé pour collecter les photons de fluorescence induite par laser. Le miroir sphérique (M) réfléchit la lumière vers la zone émissive, les lentilles* (L_1) *et* (L_2) *sont des lentilles plan convexes, de grand diamètre et de courte focale* ($f'_1 = f'_2 = 50$ *mm), toutes les distances sont exprimées en millimètres.*

Une fois collectés, les photons de fluorescence sont détectés par un photomultiplicateur EMI 9658 de photocathode S20. Le signal de fluorescence est exprimé en unités arbitraires (u.a.), la valeur actuelle du rendement quantique étant suffisante pour enregistrer des spectres présentant un bon rapport signal sur bruit.

C. Résultats expérimentaux

Nous avons enregistré une série de spectres de fluorescence pour différentes pressions du gaz porteur argon. La figure (2.12) montre le spectre obtenu dans les conditions de référence : pression du gaz porteur argon de 330 millibars et température du corps du four de 1000 Kelvins, correspondant à une pression de vapeur saturante de lithium de 0,9 millibar. L'intervalle spectral libre utilisé pour la calibration est de 251,4 $\pm$ 0,5 MHz. Le signal d'absorption saturé du lithium est représenté pour les fréquences inférieures à 1750 MHz. Chaque spectre contient 2 000 points d'acquisition. L'analyse d'un spectre de fluorescence fournit des informations variées rassemblées dans le tableau (2.1): vitesse moyenne des atomes de lithium, température parallèle et perpendiculaire des atomes de lithium, intensité du signal de fluroescence.

Vitesse moyenne des atomes de lithium La vitesse moyenne des atomes est mesurée à partir du décalage Doppler entre les pics A et B correspondant au même niveau hyperfin ($F = 1$ ou 2). Nous obtenons $u = 1010 \pm 10$ m.s^{-1}. L'erreur sur la mesure est dominée par l'erreur sur la mesure du cosinus de l'angle θ_A connu au mieux à 0,9 % près. La détermination de ce cosinus est délicate car il n'est pas simple de mesurer des distances directement dans l'enceinte à mieux qu'un millimètre près. La comparaison des différents spectres permet de vérifier que la vitesse des atomes est indépendante de la pression du gaz porteur P_0, en accord avec la loi théorique $u = (5k_BT/m_1)^{1/2}$ obtenue à l'équation (2.4-c). Pour une température du four de 1080 Kelvins, nous prévoyons une

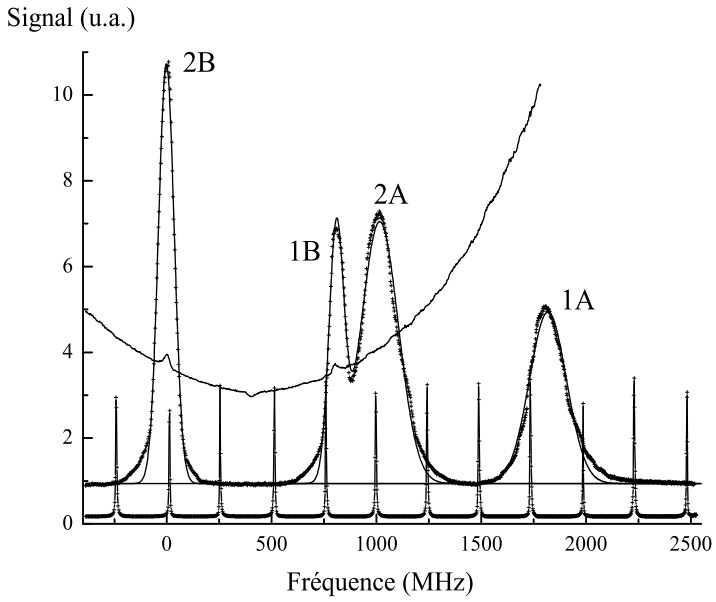


FIG. 2.12 – *Signal de fluorescence induite par laser en fonction de la fréquence du laser. Les pics de fluorescence sont identifiés par la valeur du niveau F qu'ils représentent (F = 1 ou 2) et par une lettre (A ou B) qui indique quel faisceau laser est concerné.*

vitesse moyenne des atomes d'argon u = 1060 m/s à l'équilibre thermodynamique. D'après P.A. Skovorodko [136], le décalage des vitesses entre atomes de lithium et atomes d'argon est de 1 %, et la vitesse moyenne des atomes de lithium est donc de 1070 m/s. L'écart observé avec la valeur théorique peut avoir différentes origines. La thermalisation du gaz peut ne pas être effective car le temps caractéristique d'écoulement du gaz dans la buse est de l'ordre de la seconde : le volume à vidanger est de quelques centimètres cubes et le débit de gaz émis à travers la buse est de 3 cm^3/s pour T_0 = 1080 K. Compte tenu de la difficulté de mesurer très précisément l'angle θ_A, cette mesure de vitesse est peu fiable, et nous pensons que l'écart existant entre la valeur mesurée (1010 m/s) et la valeur théorique est liée à l'erreur commise sur la mesure de l'angle θ_A que nous pensons sous-estimée. Une détermination plus précise de la vitesse moyenne des atomes de lithium est proposée au chapitre 6 et nous verrons que la valeur obtenue est alors en bon accord avec la théorie des jets supersoniques.

Température perpendiculaire des atomes de lithium La largeur des pics B devrait permettre de déterminer la température perpendiculaire des atomes de lithium $T_{\perp 2}$. Le laser B est en effet très proche de l'incidence normale, comme le montre le profil d'absorption saturée. La zone observée du jet fait quelques millimètres de large ce qui correspond à une ouverture angulaire $\Delta\theta$ du jet atomique de l'ordre de quelques 10^{-2} radian. Cette ouverture angulaire conduit à une dispersion de vitesse transverse $u\Delta\theta$ très supérieure à la dispersion de vitesse liée à la température perpendiculaire. La température perpendiculaire n'aura donc pas d'interprétation simple, mais elle sur estime la température perpendiculaire réelle. Nous avons signalé que Beijerinck et Verster décrivent la distribution de vitesse transverse en utilisant une double Gaussienne [114, 134] et P.A. Skovorodko une fonction exponentielle [136]. Nous ajusterons nos points expérimentaux selon une loi Gaussienne car nous surestimons la température perpendiculaire des atomes.

Température parallèle des atomes de lithium La largeur des pics A détermine la température moyennée $T(\theta)$ définie par l'équation (2.48). Nous négligerons la contribution de $T_\perp$ dans l'expression de $T(\theta)$ car nous considérons que la température perpendiculaire est surévaluée. Nous obtenons ainsi une borne supérieure pour la température parallèle $T_{\parallel 2}$ des atomes de lithium à partir de l'expression (2.48) qui devient :

$$T_\parallel = T(\theta)/\cos^2\theta \tag{2.49}$$

Intensité du signal de fluorescence En mesurant sur chacun des spectres l'intensité de la fluorescence à partir du pic $2A$, exprimée en unités arbitraires, nous avons une idée du comportement de l'intensité du jet avec la pression d'argon. La décroissance de l'intensité du jet lorsque la pression d'argon augmente peut indiquer que le jet interagit avec le gaz résiduel, probablement au voisinage de l'écorceur.

Sur la figure (2.12), chaque pic de fluorescence a été ajusté séparément de son voisin à partir d'une loi Gaussienne. Dans la direction longitudinale du jet, cette approximation est très satisfaisante (Cf. paragraphe (2.2)). La procédure de fit, basée sur une méthode de moindres carrés, fournit la température parallèle $T_{\parallel 2} = T_{\parallel Li}$ avec une incertitude de 0,2 Kelvin. L'erreur sur la mesure de l'angle θ_A entraîne une erreur de 0,2 K sur la mesure de température parallèle. Nous estimons donc que chaque température parallèle est mesurée avec une incertitude de 0,3 K. A cause de la difficulté de mesurer très précisément l'angle θ_A et l'incertitude sur la mesure de cet angle, on peut craindre de sous estimer l'incertitude réelle et nous utiliserons une incertitude de 0,5 K. La table (2.1) montre que l'effet de refroidissement est clairement mis en évidence.

TAB. 2.1 – *Mesures expérimentales de la vitesse moyenne et des températures parallèles et perpendiculaires des atomes de lithium. Pour chaque pression d'argon P_0, la donnée de la température parallèle des atomes d'argon, calculée par la loi semi-empirique de Beijerinck et Verster (Cf. 2.2.4), met en évidence l'effet de refroidissement des atomes de lithium.*

P_0 (mbars)	$u(m.s^{-1})$	$T_{\parallel 1} = T_{\parallel Ar}(K)$	$T_{\parallel 2} = T_{\parallel Li}(K)$	$T_{\perp 2}(mK)$	Fluorescence (u.a.)
200	1020	32,6	10,1	493	8,5
267	1002	24,7	7,6	514	7,9
333	1009	19,9	6,6	497	7,0
400	1003	16,7	6,0	488	5,8
467	1015	14,4	6,1	546	6,6
534	996	12,6	6,0	593	5,0
600	1009	11,2	5,3	550	5,6

2.4.3 Mise en évidence du refroidissement de l'espèce ensemencé

Nous allons voir que le modèle théorique développé au paragraphe (2.3) explique la température obtenue pour les atomes de lithium, et permet d'interpréter le résultat obtenu dans l'équipe de D. Pritchard, pour laquelle l'espèce ensemencée est du sodium [143].

Refroidissement longitudinal des atomes de lithium

Nous aurions souhaité mesurer simultanément la température parallèle des atomes de lithium et celle des atomes d'argon dans notre jet atomique. Une mesure par effet Doppler est malheureusement impossible à partir de l'état fondamental de l'atome d'argon. La distribution de vitesse des atomes d'argon peut être obtenue par une méthode de temps de vol mais nous ne disposions pas du matériel nécessaire. Toutefois, le rapport des densités d'atomes dans le jet, n_2/n_1, varie de 1,5 $\times 10^{-3}$ à 4,5 $\times 10^{-3}$ suivant la pression d'argon utilisée (P_{Li} = 0,9 mbar), de sorte que l'expansion des atomes d'argon dans le jet n'est pratiquement pas modifiée par la présence des atomes de lithium (2.3.2). Nous déduisons ainsi la température parallèle finale $T_{\|1\infty}$ des atomes d'argon de la loi semi-empirique de Beijerinck et Verster, étudiée au paragraphe (2.2.4). Cette loi fournit le rapport terminal de vitesse parallèle d'un jet supersonique d'argon pur avec une incertitude que nous avons évalué à $\pm$ 7 %, ce qui permet de déterminer $T_{\|1\infty}$ en utilisant la relation (2.26).

Dans les conditions de référence (T_0 = 1080 K, P_0 = 333 mbars), nous obtenons $S_{\|1\infty} = 10{,}9 \pm 0{,}8$. La température parallèle des atomes d'argon est donc $T_{\|1\infty}$ = 19,9 $\pm$ 2,6 K tandis que la mesure de température parallèle des atomes de lithium fournit $T_{\|2}$ = 6,6 $\pm$ 0,5 K. Il est possible d'identifier $T_{\|2}$ à $T_{\|2\infty}$: la zone sondée par le laser, située à 225 millimètres en aval de l'écorceur, correspond à ζ voisin de 190, point en lequel l'expansion est pratiquement terminée ($\Xi = 31{,}9$ et $z/d = 1310$). Ainsi, le rapport $T_{\|2\infty}/T_{\|1\infty}$ est de 0,33 $\pm$ 0,07, une valeur numérique en bon accord avec la valeur théorique de 0,38 prédite au paragraphe (2.3). A la fin de l'expansion supersonique, les températures longitudinales des atomes de lithium et d'argon diffèrent notablement : il existe un effet de refroidissement longitudinal à l'avantage de l'espèce la plus légère d'un facteur non négligeable, voisin de 3.

La figure (2.13) représente la température parallèle $T_{\|2}$ des atomes de lithium en fonction de la pression d'argon. La courbe en trait plein est la solution du modèle théorique développé au paragraphe (2.3): $T_{\|2\infty} = 0{,}38 \times T_{\|1\infty}$, où la température $T_{\|1\infty}$ est déduite de la loi semi-empirique de Beijerinck et Vertser. La courbe en pointillés est le résultat d'un fit portant sur les quatre premiers points expérimentaux: $T_{\|2\infty} = 0{,}31 \times T_{\|1\infty}$. Pour des pressions supérieures à 400 millibars, la température parallèle semble stagner alors que notre théorie prévoit une loi continument décroissante. Nous pensons que cette différence peut s'expliquer par l'interaction du jet atomique avec le gaz résiduel, notamment au voisinage de l'écorceur. Une autre explication pourrait être la formation d'agrégats. D'après les travaux de Hagena [144] , cités par Beijerinck et Verster [114], la formation d'agrégats ne se produit dans un jet d'argon si la quantité $p_0 d^{0,88} T_0^{-2,3}$ devient supérieure à $4{,}9 \times 10^{-7}$ mbar.m^{0,88}.K$^{-2,3}$. Même pour P_0 = 600 millibars, la quantité $p_0 d^{0,88} T_0^{-2,3}$ vaut seulement $3{,}6 \times 10^{-8}$ mbar.m^{0,88}.K$^{-2,3}$ et reste en deça du seuil de formation des agrégats. La formation d'autres agrégats, mixtes en particulier, est peu probable: la concentration des atomes de lithium dans le jet est très faible et la molécule LiAr est beaucoup moins liée que la molécule Ar_2 [145, 146].

Cas du sodium ensemencé dans l'argon

L'interféromètre mis au point dans l'équipe de D. Pritchard en 1991 [88, 77] a fonctionné avec un jet supersonique d'atomes de sodium ensemencé dans de l'argon, pour une température du four voisine de 1 000 K et une pression d'argon ajustable jusqu'à 3 bars à travers une buse de diamètre 70 micromètres. La valeur rms de la vitesse des atomes de sodium, mesurée à partir d'un profil de diffraction, était de 3,7 $\pm$ 0,4 m/s, ce qui correspond à une température $T_{\|2\infty}$ de 4,1 $\pm$ 0,9 K. Le calcul de la température terminale de l'argon pour la pression la plus élevée conduit à $T_{\|1\infty} =$

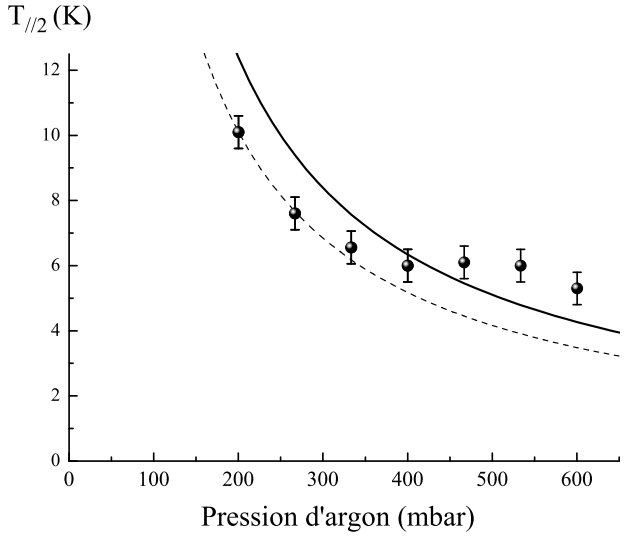


FIG. 2.13 – *Température parallèle $T_{\|2}$ des atomes de lithium ensemencés dans l'argon en fonction de la pression d'argon. Les quatre premiers points de mesure (Tableau (2.1)) sont ajustés par une courbe en pointillés, tandis que le résultat de notre calcul théorique $T_{\|2\infty} = 0{,}38 \times T_{\|1\infty}$ est représenté en trait plein. La température $T_{\|1\infty}$ est déterminée par la loi semi-empirique de Beijerinck et Verster.*

7,7 ± 1,1 K, soit $T_{\|2\infty}/T_{\|1\infty} = 0{,}53 \pm 0{,}19$. Dans le cas du sodium ensemencé dans l'argon, on calcule un rapport d'espèce de 1,67 en utilisant les valeurs des C_6 de la référence [98]. L'intégration numérique des équations (2.40-a) et (2.40-b) fournit un résultat en bon accord avec l'expérience de D. Pritchard : notre calcul prédit $T_{\|2\infty}/T_{\|1\infty} = 0{,}66$.

2.4.4 Conclusions

La température parallèle des atomes de lithium est comprise entre 5 et 10 K selon la pression d'argon utilisée, ce qui met en évidence un effet de refroidissement du jet atomique dans la direction longitudinale à l'avantage de l'espèce la plus légère. Les résultats obtenus sont en accord avec la théorie présentée au paragraphe (2.3), ce qui justifie a postériori les approximations effectuées pour traiter les termes de collision. Cette théorie permet également d'expliquer les résultats expérimentaux observés dans l'équipe de D. Pritchard (sodium dans argon).

2.5 Brillance du jet atomique

Plusieurs quantités physiques permettent de caractériser les jets atomiques. En général, ces quantités sont introduites par analogie avec la photométrie [108]. Ce paragraphe complète l'étude de la source d'atomes de lithium en déterminant la brillance du jet, définie comme le nombre d'atomes émis par unité de temps, de surface et d'angle solide, par analogie avec la luminance définie pour caractériser une source photonique.

2.5.1 Intensité du jet d'atomes de lithium

Nous commençons par déterminer l'intensité du jet atomique, c'est à dire le nombre d'atomes émis par la source par unité de temps et d'angle solide. Le cas particulier d'un jet supersonique de gaz pur monoatomique a été étudié au paragraphe (2.2.1). L'intensité du jet est alors définie à partir du débit d'atomes $\mathcal{D}$:

$$\mathcal{D} = n_0(\frac{\pi d^2}{4})\sqrt{\frac{\gamma k_B T_0}{m}}(\frac{\gamma+1}{2})^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \tag{2.50}$$

par la relation $I = \kappa_\gamma \mathcal{D}/\pi$ où κ_γ désigne le "peaking factor". La grande dilution des atomes de lithium dans le jet d'atomes d'argon permet de déterminer l'intensité des atomes d'argon dans notre jet à partir des relations valables pour un gaz pur monoatomique. Pour une température de l'avant du four de 1080 Kelvins, une pression d'argon de 330 millibars et un diamètre de buse de 200 micromètres, le débit d'atomes d'argon est $\mathcal{D}_{Ar}$ = 2,4 $\times 10^{19}$ atomes.s^{-1} correspondant à une intensité du jet I_{Ar} = 1,5 $\times 10^{19}$ atomes.$s^{-1}.sr^{-1}$. Nous déduisons l'intensité du jet d'atomes de lithium du rapport des densités atomiques de lithium et d'argon initialement présentes dans le four à 1000 Kelvins : n^0_{Li}/n^0_{Ar}, soit 0,9 millibar / 330 millibars $\simeq 2{,}8 \times 10^{-3}$:

$$I_{Li} = \frac{n^0_{Li}}{n^0_{Ar}} \times I_{Ar} = 4{,}2 \times 10^{16}\,\text{atomes}.s^{-1}sr^{-1}. \tag{2.51}$$

2.5.2 Brillance du jet d'atomes de lithium

Par analogie avec la photométrie, on définit la brillance $\mathcal{B}$ d'un jet atomique par la relation :

$$dN = \mathcal{B}\, dS\, d\Omega\, dt \tag{2.52}$$

dans laquelle dS est l'élément de surface émettrice, $d\Omega$ est un élément d'angle solide autour de la direction moyenne du jet atomique, dt l'élément de durée et dN le nombre d'atomes émis. A cause des collisions entre atomes, la brillance n'est pas constante mais dépend du point où on l'évalue. C'est une différence importante avec la brillance (ou luminance) d'une source lumineuse qui est une constante en l'absence de phénomènes d'absorption. Nous allons supposer qu'il n'y a plus de collisions après l'écorceur et évaluer la brillance au niveau du trou de l'écorceur de rayon $r_s = 0{,}48$ mm, situé à la distance z_s = 20,0 mm de la buse. L'intensité du jet atomique de lithium nous permet d'évaluer le nombre d'atomes de lithium franchissant l'écorceur par seconde :

$$dN/dt = I_{Li}\Delta\Omega_s \text{ avec } \Delta\Omega_s = \pi r_s^2/z_s^2 \tag{2.53}$$

$\Delta\Omega_s$ désigne l'angle solide sous lequel l'écorceur est vu depuis la buse.

Il nous faut calculer l'angle solide $\Delta\Omega$ dans lequel ces atomes sont émis. Deux effets contribuent à le définir. Si l'écoulement hydrodynamique produisait un gaz de température nulle, cet angle solide serait égal à l'angle solide $\Delta\Omega_s$. Mais le gaz n'est pas de température nulle et la dernière collision donne aux atomes de lithium une vitesse transverse de l'ordre de $a_{\|Li} = (2k_B T_{\|Li}/m_{Li})^{1/2}$. A cause de cette vitesse transverse, pour chaque ligne de l'écoulement hydrodynamique, les atomes de lithium sont émis dans un angle solide :

$$\Delta\Omega_c \simeq \pi(a_{\|Li}/u)^2 = 4{,}4 \times 10^{-2} sr \tag{2.54}$$

et l'angle solide total résulte de la convolution de ces deux effets. Comme $a_{\|Li}/u$ est un peu plus grand que $r_s/z_s \simeq 0{,}05$, nous approximons $\Delta\Omega$ par $\Delta\Omega_c$. Nous pouvons ainsi évaluer la brillance de notre jet atomique de lithium :

$$B_{Li} = \frac{I_{Li}}{z_s^2 \Delta\Omega_c} = 2{,}4 \times 10^{21} \text{atomes}.s^{-1}.m^{-2}.sr^{-1} \tag{2.55}$$

Densité d'atomes dans l'espace des phases

On peut compléter cette étude en évaluant la densité d'atomes dans l'espace des phases :

$$\Lambda = d^6N/(d^3\mathbf{r}d^3\mathbf{p}) \tag{2.56}$$

Dans la littérature [47, 147], on exprime souvent le résultat sous la forme d'une grandeur sans dimension : $\widetilde{\Lambda} = \Lambda h^3$, h désignant la constante de Planck. Le nombre d'atomes de lithium qui traversent l'écorceur pendant la durée dt s'écrit :

$$dN_{Li} = I_{Li}\Delta\Omega_s dt \tag{2.57}$$

Ces atomes sont contenus dans le cylindre de rayon r_s et de hauteur udt donc de volume $d^3r = \pi r_s^2 udt$. Ces atomes ont une vitesse moyenne u selon l'axe $\mathbf{z}$ et une distribution d'impulsion que nous approximons par une Gaussienne isotrope de largeur $a_{\|Li}$ dans les trois directions et dont la fonction normée s'écrit :

$$P(\mathbf{v})d^3\mathbf{v} = \left(\frac{1}{a_{\|Li}\sqrt{\pi}}\right)^3 \exp\left[-\frac{v_x^2 + v_y^2 + (v_z - u)^2}{a_{\|Li}^2}\right] d^3\mathbf{v} \tag{2.58}$$

Pour $\mathbf{v} = (0,0,u)$, la densité maximale dans l'espace des vitesses est donc $(a_{\|Li}\sqrt{\pi})^{-3}$ et correspond à $(ma_{\|Li}\sqrt{\pi})^{-3}$ dans l'espace des impulsions, de sorte que la densité d'atomes dans l'espace des phases s'écrit :

$$\widetilde{\Lambda} = \frac{I_{Li}h^3}{\pi^{3/2}ua_{\|Li}^3 m^3 z_s^2} \tag{2.59}$$

Dans les conditions de référence, nous calculons $a_{\|Li}$= 125,4 m/s, et $\widetilde{\Lambda} = 2 \times 10^{-12}$.

Comparons nos mesures de brillance et de densité à celles obtenues dans la littérature. D'après H.J. Metcalf [147], la brillance d'un jet thermique d'atomes est évaluée aux alentours de 10^{16} S.I. avec $\widetilde{\Lambda} \sim 10^{-12}$. L'équipe de D. Meschede [47] mesure une brillance de 10^{20} atomes.$s^{-1}.m^{-2}.sr^{-1}$ pour un jet thermique d'atomes de césium de $\widetilde{\Lambda} \simeq 10^{-15}$. Il s'agit d'un jet effusif d'atomes de césium, porté à une température de 410 Kelvins. Elle montre néanmoins que nos résultats sont très satisfaisants, surtout si l'on prend en compte la difficulté de produire une vapeur atomique de lithium. La figure (2.14) représente les brillances obtenues dans différents groupes de recherche. Il s'agit pour l'essentiel d'atomes refroidis à l'aide de pièges magnéto-optiques et ralentis à l'aide de ralentisseurs Zeeman, ce qui augmente la brillance obtenue d'un facteur notable.

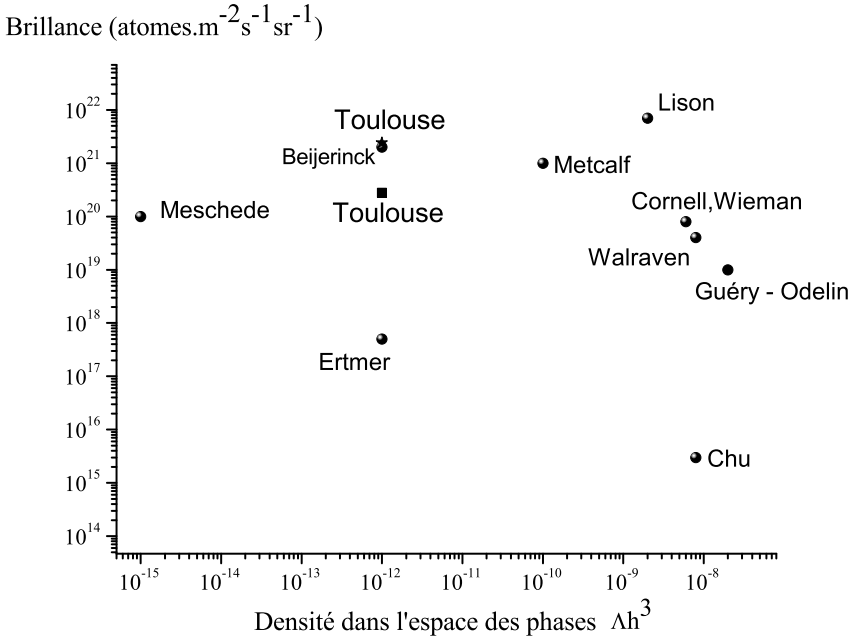


FIG. 2.14 – *Mesures de brilance dans l'espace des phases tirée de la référence [147]: jet thermique de Meschede [47], notre jet atomique (étoile = valeur calculée; carré = valeur mesurée). Les autres références concernent des sources d'atomes refroidis : Beijerinck [148] et Ertmer-Schiffer [149] (gaz rares métastables), Walraven [150], Cornell et Wieman [151], Riis [152] et Lison [47] (alcalins), Ertmer-Scholz [153], Metcalf [154], Guéry-Odelin [155].*

2.5.3 Flux disponible après collimation

Après traversée de l'écorceur, notre jet d'atomes de lithium est fortement collimaté par deux fentes, F_0 et F_1, de largeur respective, e_0 et e_1, de hauteur utile h_0 et h_1, situées aux distances $z_0 = 485$ mm et $z_1 = 1265$ mm de la buse. Après collimation par les fentes F_0 et F_1, le flux dont nous disposons est de la forme :

$$\mathcal{F}_{Li,coll} = \mathcal{B}_{Li} \frac{e_1 h_1}{(z_1 - z_s)^2} \frac{(e_0 h_0)(z_1 - z_s)^2}{(z_1 - z_0)^2} \tag{2.60}$$

Dans cette expression, nous avons introduit respectivement l'angle solide défini par la fente 2 vue de la zone d'émission et la portion de surface émettrice obtenue par projection de la fente 1 dans le plan de l'écorceur à partir du centre de la fente 2. Après simplification, il vient :

$$\mathcal{F}_{Li,coll} = \mathcal{B}_{Li} \frac{(e_1 h_1)(e_0 h_0)}{(z_1 - z_0)^2} \tag{2.61}$$

La hauteur utile des fentes est définie par la portion de jet détectée. En supposant que les atomes ont des trajectoires en forme de ligne droite [4] depuis l'écorceur de diamètre 0,97 millimètre jusqu'à un trou de diamètre 3 millimètres situé 3,2 mètres plus loin, les hauteurs utiles des fentes sont

4. En toute rigueur, l'influence de la gravitation n'est pas nulle: pour un temps de vol de 3 ms depuis l'écorceur jusqu'au trou de diamètre 3 mm, la hauteur de chute des atomes est de $gt^2/2$ soit 45 μm seulement.

respectivement $h_0 = 1{,}3$ mm et $h_1 = 1{,}8$ mm. Pour $e_0 = 20$ μm,$e_1 = 12$ μm et $z_1 - z_0$ = 780 mm, nous calculons le flux total d'atomes disponible pour l'expérience d'interférométrie:

$$\mathcal{F}_{Li,coll} \simeq 2{,}2 \times 10^6 \,\text{atomes}.s^{-1}. \tag{2.62}$$

En fait, après collimation, nous détectons 8×10^4 atomes.s^{-1} sur le détecteur à fil chaud, dont nous chiffrons l'efficacité à 30 %. Cette mesure permet d'évaluer expérimentalement le flux après collimation : $\mathcal{F}_{Li,coll,exp} \simeq 2{,}6 \times 10^5$ atomes.s^{-1}. Une valeur expérimentale de la brillance de notre jet atomique est donc :

$$\mathcal{B}_{Li,exp} \simeq 2{,}8 \times 10^{20} \,\text{atomes}.s^{-1}.m^{-2}.sr^{-1} \tag{2.63}$$

Nous attribuons le facteur 10 existant entre le calcul théorique et la valeur mesurée à l'atténuation du jet atomique dans les diverses chambres, que nous avons négligée. Par analogie avec les sources photoniques, évaluons pour terminer la divergence de notre jet atomique. Cette quantité est déterminée par la largeur des fentes de collimation et par la distance qui les sépare. Pour des largeurs de fente identique, la divergence du jet obtenue est de 41 microradians. Cette valeur, nettement inférieure aux valeurs généralement obtenues avec des sources photoniques comme les lasers Hélium - Néon, est le résultat de la très forte collimation réalisée. Nous verrons que cette collimation, qui limite de manière assez importante le flux d'atomes disponibles, est nécessaire pour diffracter l'onde atomique de lithium.

2.6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons étudié en détail la source de l'interféromètre atomique. Après avoir rappelé la théorie des jets supersoniques de gaz purs (paragraphe (2.2)), nous avons développé un modèle théorique qui permet de prédire la température parallèle terminale d'un mélange de deux gaz monoatomiques, dans la limite d'une dilution quasi-infinie (paragraphe (2.3)). Cette étude s'inspire fortement de la démarche et des notations introduites par Toennies et Winkelmann et Beijerinck et Verster dans le cas de l'expansion supersonique de gaz purs. Elle est valable lorsque les vitesses hydrodynamique d'écoulement des deux atomes sont voisines, ce qui est généralement le cas lorsqu'un gaz léger est ensemencé dans un gaz plus lourd. Deux points essentiels expliquent l'effet de refroidissement observé :

- L'interaction Li - Ar est de portée plus importante que l'interaction entre atomes d'argon ce qui explique que le refroidissement dure plus longtemps pour les atomes de lithium.
- La quantité d'énergie échangée entre les deux espèces durant une collision dépend du rapport des masses mises en jeu qui détermine l'essentiel de l'effet de refroidissement.

Nous avons ensuite décrit le four de lithium construit à Toulouse en insistant sur les améliorations apportées au dispositif pour le fiabiliser (paragraphe (2.4)) puis nous avons caractérisé le jet atomique en mesurant sa dispersion en vitesse par effet Doppler. Pour une température de la buse du four de 1080 K et une pression d'argon de 330 millibars, la dispersion en vitesse longitudinale des atomes de lithium est de $\pm$ 10%, centrée autour d'une valeur moyenne de 1010 $\pm$ 10 m.s^{-1}. Le tableau (2.2) fournit les valeurs du paramètre $a_{\parallel,Li} = (2k_B T_{\parallel 2,\infty}/m_{Li})^{1/2}$ qui caractérise la distribution de vitesse parallèle des atomes de lithium du jet pour une pression d'argon comprise entre 200 et 600 millibars.

TAB. 2.2 – *Dispersion de vitesse parallèle* $a_{\|,Li} = (2k_B T_{\|2,\infty}/m_{Li})^{1/2}$ *des atomes de lithium pour différentes pressions d'argon* P_0*. La température du four est* T_0 *= 1080 Kelvins.*

P_0 (millibars)	200	267	333	400	467	534	600
$a_{\|Li}(m.s^{-1})$	155,8	134,5	125,4	119,8	121,3	119,4	112,8

La comparaison de la brillance de notre jet atomique avec celle obtenue par d'autres équipes montre que les performances de notre jet sont très satisfaisantes. La distribution de vitesse des atomes dans le jet correspond à une température des atomes de lithium qui se situe dans la gamme qui va de 5 à 10 K selon la pression d'argon utilisée. Cette mesure de température permet de vérifier que l'effet de refroidissement longitudinal des atomes de lithium, prédit par l'étude théorique, est réellement observé.

L'originalité de notre modèle concerne le traitement des intégrales de collision. En dehors de ces travaux, aucune étude portant sur la mesure de températures n'a été publié concernant l'ensemencement d'une espèce légère dans une espèce plus lourde. Dans ce cas comme dans le cas opposé, il apparaît que l'espèce la plus légère bénéficie de l'effet de refroidissement. Cet effet, même s'il fait appel à de la physique essentiellement étudiée dans les années 70 - 80, est très original, et témoigne de l'intérêt que peuvent présenter en physique, des situations hors de l'équilibre thermodynamique.

Chapitre 3

Diffraction de l'onde atomique

Ce chapitre a pour objet l'étude théorique puis expérimentale de la diffraction de l'onde atomique de lithium par une onde stationnaire laser quasi - résonante avec la première transition de résonance du lithium à 671 nm.

La diffraction d'atomes aux énergies thermiques par une onde stationnaire laser quasi résonante a été largement étudiée dans plusieurs groupes de recherche. Citons les travaux pionniers de D. Pritchard [37, 38, 156, 157, 158], les expériences menées dans le groupe de A. Zeilinger portant sur l'étude du régime de Kapitza - Dirac [52, 159, 160, 161, 162] ou celles menées dans le groupe de S.A. Lee, portant sur la diffraction d'une onde atomique dans le régime de Bragg [53, 163].

En traversant l'onde stationnaire laser, l'onde atomique voit son amplitude et sa phase modifiées. L'action du laser sur l'amplitude de l'onde atomique permet de construire des séparatrices et des miroirs à atomes, ce qui est très intéressant pour construire un interféromètre atomique. L'action sur la phase de l'onde atomique est plus méconnue et nous nous intéresserons à ce sujet dans ce chapitre, en montrant qu'il peut avoir des conséquences pour la construction de l'interféromètre.

Le chapitre s'organise comme suit. Nous rappelons dans une première partie la dynamique d'un atome à l'intérieur du potentiel périodique formé par l'onde stationnaire laser en utilisant le formalisme des états de Bloch. Cette étude, très générale, montre que la dynamique de l'atome dans le champ laser est régie par l'équation de Mathieu, et ramène la construction de séparatrices et de miroirs à atomes d'ordre p à la connaissance de deux quantités réduites q et τ que nous définirons. Dans un deuxième temps, nous nous intéresserons à la diffraction dans le régime de Bragg de manière plus spécifique. Nous verrons à cette occasion que dès le second ordre de diffraction, un traitement par la théorie des perturbations n'est plus applicable et que seule une solution numérique est envisageable. La troisième partie du chapitre présente nos expériences de diffraction de l'onde atomique qui sont en bon accord avec l'étude théorique réalisée aux deux paragraphes précédents. Après avoir visualisé l'oscillation de Rabi au premier ordre de diffraction, nous présenterons les profils de diffraction de l'onde atomique de lithium. Nous avons observé la diffraction jusqu'au quatrième ordre. Le chapitre se termine en montrant comment on peut construire une séparatrice et un miroir à atomes d'ordre p, et en évaluant les phases de diffraction qui sont associées à cette construction expérimentale.

3.1 Interaction d'un atome avec une onde laser stationnaire

3.1.1 Rappels et notations

Ce paragraphe a pour objet d'effectuer des rappels et de fixer les notations. Pour la description de l'interaction atome - champ électromagnétique, je suivrai le livre "Processus d'interaction entre photons et atomes" [164] écrit par C. Cohen-Tannoudji, G. Grynberg et J. Dupont-Roc.

La dynamique d'un atome peut être décrite à partir de deux types de variables : les variables dites externes, qui décrivent le mouvement du centre de masse de l'atome et dont les états propres sont des ondes planes, et les variables qui rendent compte de son état interne, que je modéliserai par un système à deux niveaux f et e. Le niveau f est le fondamental de l'atome et il est séparé du niveau excité e par l'énergie $\hbar\omega_0$. L'interaction de l'atome avec le champ laser sera traitée dans l'approximation dipolaire électrique, en supposant que la transition entre les niveaux f et e est une transition dipolaire électrique autorisée. La durée de vie radiative de l'état excité sera notée $1/\Gamma$.

L'atome est soumis à l'action d'un rayonnement électromagnétique décrit par un champ semi - classique. Puisque la transition est dipolaire électrique, nous avons besoin de connaître le champ électrique $\vec{\mathcal{E}}$, de polarisation $\vec{\varepsilon}$ et de fréquence $\omega_L/(2\pi)$:

$$\vec{\mathcal{E}} = \mathcal{E}\vec{\varepsilon}\cos(\omega_L t) \tag{3.1}$$

La description de l'atome par un système à deux niveaux n'est valable que si la fréquence du champ électromagnétique est proche de la fréquence $\omega_0/(2\pi)$ de la transition résonante et nous supposerons donc que le désaccord $\delta_L = \omega_L - \omega_0$ vérifie $|\delta_L| << \omega_0,\omega_L$, ce qui est, en général, très bien vérifié pour les expériences faites avec des lasers continus. La pulsation de Rabi Ω_1 de l'atome plongé dans le champ $\vec{\mathcal{E}}$ est donnée par :

$$\hbar\Omega_1 = -(\vec{d}.\vec{\varepsilon})\mathcal{E} \tag{3.2}$$

où $\vec{d}$ désigne l'élément de matrice du dipôle $\vec{D}$ de l'atome, $\vec{d} =< f|\vec{D}|e >$. Les équations de Bloch optiques, qui décrivent l'évolution temporelle de la matrice densité atomique, montrent que l'action de l'onde laser stationnaire sur le jet atomique est équivalente à l'action d'un potentiel dipolaire de la forme [164] :

$$V = \frac{\hbar\Omega_1^2}{4\delta_L} \tag{3.3}$$

Ce résultat est établi en supposant $\delta_L \gg \Omega_1$, c'est à dire pour un paramètre de saturation $s \ll 1$ (la définition du paramètre s étant rappelée à l'annexe A) et $\delta_L \gg \Gamma$. Ces deux conditions sont bien vérifiées dans nos expériences.

Nous considérons une onde laser stationnaire résultant de la superposition de deux ondes progressives contrapropageantes de vecteur d'onde opposés, $\mathbf{k_L}$ et $-\mathbf{k_L}$, de même pulsation ω_L et de même vecteur polarisation $\vec{\varepsilon}$. En supposant le laser non résonant, le seul processus autorisé est l'absorption suivie de l'émission stimulée d'un photon de même pulsation et de même polarisation, ce qui ramène l'atome dans son état initial : la seule quantité qui peut avoir changé est l'impulsion atomique modifiée de $2\hbar k_L$ si les deux photons absorbé et émis vont en sens contraire. Ce processus est la base de la diffraction par laser et comme l'état interne est inchangé, il s'agit d'une diffraction élastique. En utilisant des ondes stationnaires formées de deux faisceaux de pulsations ou de polarisations différentes, on peut provoquer des diffractions inélastiques, le plus souvent avec

changement d'état hyperfin par une transition Raman. Ce cas plus général ne sera pas considéré dans ce chapitre. Le champ électrique des deux ondes s'écrit :

$$\vec{\mathcal{E}}(x,z,t) = \mathcal{E}_0(z,t)\,\vec{\varepsilon}\,\exp\left[\,i(\omega_L t \pm k_L x)\right] \tag{3.4}$$

où **z** désigne la direction de propagation de l'onde atomique, **x** celle de l'une des deux ondes lasers contrapropageantes. Ces ondes sont supposées d'extension suffisamment grande dans la direction **y** pour que l'on puisse oublier la dépendance de la fonction d'onde avec cette coordonnée. La fonction $\mathcal{E}_0(z,t)$ décrit le profil transverse du champ, supposé identique pour les deux ondes progressives. Dans certaines expériences, comme les interféromètres temporels, le champ n'est appliqué que durant des impulsions et la dépendance temporelle de $\mathcal{E}_0(z,t)$ joue un rôle important. Le champ total vu par l'atome s'écrit:

$$\vec{\mathcal{E}}(x,z,t) = 2\,\mathcal{E}_0(z)\,\vec{\varepsilon}\,\cos(k_L x)\cos(\omega_L t) \tag{3.5}$$

En explicitant la pulsation de Rabi, le potentiel lumineux V s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned} V(x,z) &= \frac{\left(\vec{d}.\vec{\varepsilon}\mathcal{E}_0(z)\right)^2 \cos^2(k_L x)}{\hbar\delta_L} \\ &= \frac{V_0(z)}{4}\left[2+\exp(2ik_L x)+\exp(-2ik_L x)\right] \end{aligned} \tag{3.6}$$

Le premier terme du potentiel, d'amplitude $V_0/2$, ne dépend pas de la variable x et comme le potentiel est faible devant l'énergie cinétique de l'atome, ce terme, qui n'a aucune conséquence, sera supprimé. L'enveloppe $V_0(z)$, proportionnelle à la densité de puissance du laser divisé par l'écart à résonance δ_L, peut être explicitée en supposant pour simplifier $\vec{d}$ et $\vec{\varepsilon}$ parallèles:

$$V_0(z) = d^2\mathcal{E}_0^2(z)/(\hbar\delta_L) \tag{3.7}$$

Le champ lumineux $\mathcal{E}_0(z)$ est relié à la puissance P transportée par un des deux faisceaux formant l'onde laser stationnaire. Pour une description simplifiée, on peut considérer le faisceau laser, rond, de diamètre D et de densité de puissance P uniforme et dans ce cas:

$$\mathcal{E}_0^2 = 2\mu_0 c\frac{P}{\pi D^2} \tag{3.8}$$

On considèrera également des faisceaux Gaussiens au niveau du waist, de rayon w_0, dans lequel le champ est donné par :

$$\mathcal{E}(y,z) = \mathcal{E}_m \exp\left[-\left(y^2+z^2\right)/w_0^2\right] \tag{3.9}$$

avec le champ $\mathcal{E}_m$ donné par :

$$\mathcal{E}_m = 4\mu_0 c\frac{P}{\pi w_0^2} \tag{3.10}$$

3.1.2 Equation de Schrödinger

Considérons un atome incident de vecteur d'onde **k** et d'énergie $E = \hbar^2 k^2/(2m)$ dans l'espace libre qui arrive sur l'onde stationnaire qui vient d'être décrite. L'effet de l'onde est de créer un potentiel $V(x,z)$. Dans toute la suite, on oubliera le mouvement selon la direction **y** et nous avons donc à résoudre l'équation de Schrödinger à deux dimensions :

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}\right)+V(x,z)\Psi = E\Psi \tag{3.11}$$

Ce problème est difficile à résoudre dans le cas général. Notre équipe est parvenue à une solution lorsque le profil spatial du laser correspond à un faisceau de densité de puissance uniforme sur une distance D [165]. La solution s'effectue en deux étapes. La première consiste à calculer les fonctions d'onde du mouvement selon l'axe **x**, puis à écrire les équations de continuité de l'onde atomique à l'entrée et à la sortie du faisceau lumineux. Nous commençons par introduire le formalisme des états de Bloch, très commode pour décrire la dynamique de l'atome à l'intérieur d'un potentiel lumineux périodique.

3.1.3 Les états de Bloch

L'onde laser stationnaire jouant le rôle d'un réseau de pas $a = \lambda_L/2$, il est possible de traiter la fonction d'onde atomique durant sa traversée du laser à partir d'états de Bloch, par analogie avec la physique du solide. Des travaux théoriques ont été menés par Lethokov et Minogin vers 1980, par Y. Castin et J. Dalibard dès 1991 [166] et des oscillations de Bloch atomiques ont été observées en 1996 dans les groupes de recherche de C. Salomon [167] et de M.G. Raizen [168]. Pour la diffraction atomique par une onde laser stationnaire, un raisonnement du type états de Bloch apparaît dans deux articles de l'équipe de A. Zeilinger publiés en 1999 [39, 169].

L'équation décrivant le mouvement de l'atome selon la direction **x** peut être simplifiée en introduisant une coordonnée spatiale réduite $X = k_L x$ et nous mesurerons les vecteurs d'onde en unités de k_L en posant $k_r = k/k_L$. L'unité naturelle d'énergie associée à la diffraction d'une onde atomique est l'énergie de recul $\hbar\omega_r$ de l'atome, c'est à dire l'énergie cinétique prise par un atome initialement au repos après absorption ou émission d'un photon :

$$\hbar\omega_r = \hbar^2 k_L^2/(2m) \tag{3.12}$$

Nous exprimons l'énergie E de l'atome en unités d'énergie de recul en posant $\varepsilon = E/(\hbar\omega_r)$ et mesurons l'intensité du potentiel lumineux dans cette unité en introduisant le paramètre q :

$$q = V_0/(4\hbar\omega_r) \tag{3.13}$$

suivant ainsi la notation proposée par C. Keller [39], reprise par notre équipe en 2001 [165]. Avec ces notations, l'équation de Schrödinger à une dimension s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial X^2}+[\varepsilon - 2q\cos(2X)]\,\Psi = 0 \tag{3.14}$$

Enfin, nous introduisons un temps d'interaction réduit, noté τ, pour prendre en compte la durée t_{int} de l'interaction de l'atome avec le laser (la définition précise de ce temps d'interaction, qui dépend du profil spatial du faisceau laser, sera faite plus loin) :

$$\tau = \omega_r\, t_{int} \tag{3.15}$$

Diagramme de Bloch Désignons par $\mathcal{H}$ le hamiltonien associé à l'éqauation de Schrödinger (3.14). La matrice associée à l'hamiltonien peut être explicitée sur la base des ondes planes $|k_{xr}>$ avec $k_{xr} = k_x/k_L$. En l'absence de potentiel lumineux ($q = 0$), l'atome est libre et son énergie, exprimée dans l'unité réduite $\hbar\omega_r$, vaut simplement k_{xr}^2. Lorsque q est non nul, l'équation (3.6) montre que la perturbation lumineuse ne couple que les états $|k_{xr}>$ et $|k_{xr} \pm 2>$ avec une intensité égale à q. Les seuls éléments non nuls de la matrice sont donc :

$$\left\langle k_{xr}|\mathcal{H}|k_{xr}\right\rangle = k_{xr}^2 \text{ et } \left\langle k_{xr}|\mathcal{H}|k_{xr} \pm 2\right\rangle = q \tag{3.16}$$

Comme en physique du solide, il est possible de passer d'un schéma de zone étendue à un schéma de zone réduite à la première zone de Brillouin ($-1 < k_{xr} < 1$). La figure (3.1) présente le diagramme de Bloch obtenu par une simulation numérique réalisée pour $q = 1$. Seuls les niveaux de plus basse énergie sont représentés en fonction de k_{xr} dans un schéma de zone réduite. Une levée de dégénérescence se produit à chaque croisement de la parabole repliée correspondant au cas $q = 0$ qui est représenté en pointillés.

Si $q \gg 1$, l'état $|k_{xr}>$ est fortement mélangé avec les états $|k_{xr} + 2p>$ (avec p entier). On peut montrer que ce régime mène à la diffraction simultanée dans plusieurs ordres et c'est en particulier le régime de diffraction de Kapitza - Dirac (potentiel intense appliqué pendant un temps court). Lorsque $q \ll 1$, le couplage entre états n'est efficace qu'entre des états quasi - dégénérés, ce qui correspond aux croisements observés sur la parabole repliée lorsque q = 0. Le couplage se limite alors à deux états et il s'agit de la diffraction dans le régime de Bragg (potentiel peu intense agissant pendant un temps d'interaction suffisamment long).

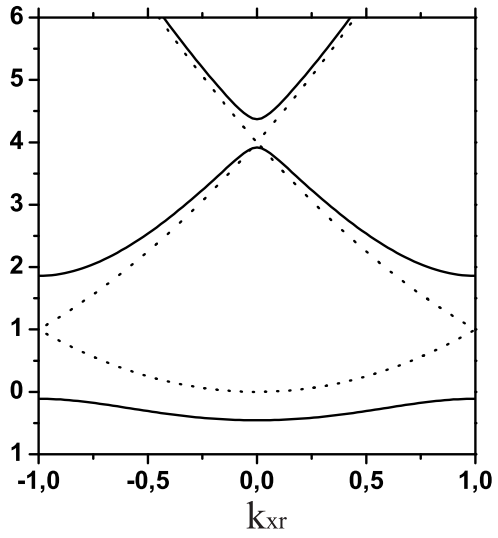


FIG. 3.1 – *Diagramme énergétique des états de Bloch pour un potentiel nul (traits pointillés) et pour un potentiel $q = 1$ (trait continu). L'énergie E de l'atome est exprimée en unités réduites $\varepsilon = E/(\hbar\omega_r)$ et $k_{xr} = k_x/k_L$.*

3.1.4 Relations avec l'équation de Mathieu

L'équation (3.14) est en fait l'équation de Mathieu. L'équation de Mathieu décrit plusieurs phénomènes physiques comme la dynamique d'un atome dans un piège de Paul linéaire [170] ou la diffraction d'ondes lumineuses par des ultrasons. L'étude habituelle de l'équation de Mathieu consiste à trouver des solutions périodiques alors que les états de Bloch sont des solutions plus générales car après une période du potentiel, la fonction d'onde ne se reproduit qu'à une phase près. Les solutions périodiques de l'équation de Mathieu de période π sont soit paires, et dans ce cas $\varepsilon = a_r$, soit impaires, et dans ce cas $\varepsilon = b_r$. On peut vérifier que a_r est l'énergie des états de Bloch en centre de bande et b_r est l'énergie des états en bord de bande. Ces deux cas correspondent précisément à la diffraction de Bragg : les ordres de diffraction pairs sont en centre de bande et les ordres impairs sont en bord de bande. Nous pourrons donc utiliser certains résultats de l'équation de Mathieu pour analyser la diffraction de Bragg.

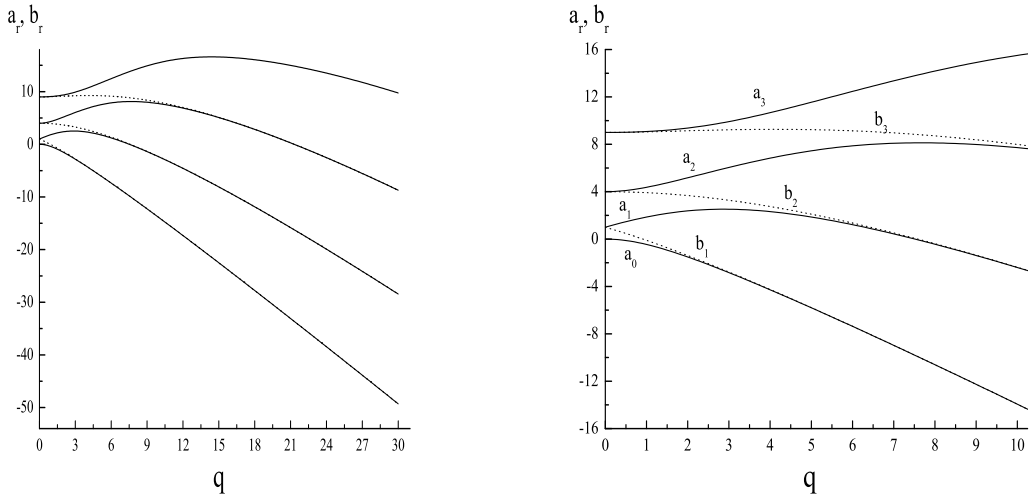


FIG. 3.2 – *Energie en centre de bande a_r (trait plein) et énergie b_r en bord de bande (points) jusqu'à r = 3, pour $q < 30$. Le graphe de droite se limite aux valeurs de q inférieures à 10.*

Les fonctions a_r et b_r s'expriment sous la forme de développements limités du paramètre q donnés par M. Abramovitz et I. Stegun [171]. Ces auteurs fournissent les expressions de a_r et b_r en se limitant aux premiers termes du développement jusqu'aux termes en q^8. Nous ne donnons ici que l'expresion de $(a_r - b_r)$ en se limitant aux termes en q^5 pour r est compris entre 0 et 3 :

$$\begin{aligned} a_0(q) &= -q^2/2 + 7q^4/128 \\ a_1(q) - b_1(q) &= 2q - q^3/32 + 11q^5/18432 \\ a_2(q) - b_2(q) &= q^2/2 - q^4/18 \\ a_3(q) - b_3(q) &= q^3/32 - 5q^5/8192 \end{aligned}$$

le terme $b_0(q)$ étant nul. Les termes supérieurs du développement ont été calculés par Frenkel et Portugal [172]. Malheureusement, ces développements limités convergent très mal, quand on les utilise avec des valeurs de q de quelques unités. Le rayon de convergence de $a_0(q)$ est q = 1,469 et ce rayon augmente lentement avec r [171]. Il n'est pas possible de donner une expression

analytique de $(a_r - b_r)$ en fonction de q. En toute hypothèse, le calcul numérique semble la solution la plus pratique. Nous montrons sur la figure (3.2) les valeurs de a_r et b_r calculées numériquement jusqu'à $r = 3$, pour $q < 30$. Nous utiliserons ces données plus loin.

3.1.5 Traitement de la diffraction par les états de Bloch

Je ne vais pas reproduire le calcul qui est présenté dans un article de notre équipe [165] mais discuter les effets physiques que représente ce calcul.

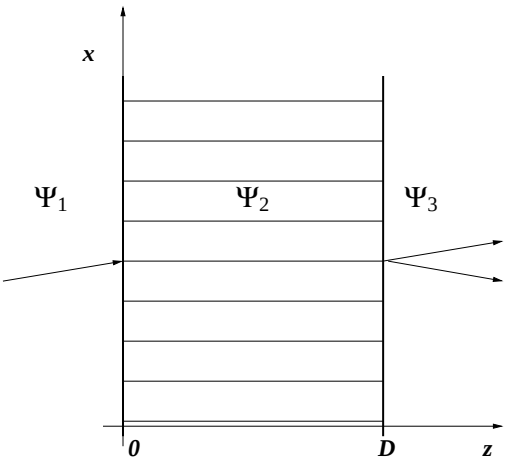


FIG. 3.3 – *Définition des trois milieux à travers lesquels l'onde atomique se propage. Le réseau de lumière (milieu 2) est précédé et suivi du vide (milieux 1 et 3).*

La figure (3.3) permet de se représenter la situation envisagée. L'onde laser stationnaire s'étendant entre les plans $z = 0$ et $z = D$, il faut écrire les équations de continuité de la fonction d'onde sur ces deux plans. Dans le cas général, il s'agit d'écrire la continuité de la fonction d'onde Ψ et de sa dérivée normale $(\partial\Psi/\partial z)$. Toutefois, l'hypothèse d'un potentiel V_0 très petit devant l'énergie cinétique totale E de l'atome permet de négliger la probabilité de réflexion aux interfaces. Ainsi, comme l'onde incidente Ψ_1, toutes les ondes seront formées d'ondes avec $k_z > 0$, et il suffit d'écrire la continuité de Ψ, celle de la dérivée normale donnant une condition équivalente à des termes d'ordre V_0/E près.

Dans l'espace libre, lorsque $z < 0$ ou $z > D$, les solutions de l'équation de Schrödinger sont des ondes planes et nous supposons que l'onde incidente Ψ_1 est plane, de vecteur d'onde de module k_1 et de projection $k_{x1} = \kappa_1\, k_L$ sur l'axe **x**. Dans l'onde laser stationnaire, le mouvement reste libre selon l'axe **z** et il est décrit selon l'axe **x** par des états de Bloch. La continuité de la fonction d'onde en $z = 0$ définit les états de Bloch sur lesquels se projette l'état initial $|\kappa_1>$. Il s'agit d'états ayant pour valeur du pseudo moment $\kappa = \kappa_1$, notés $|\kappa,m>$, et d'énergie $\varepsilon(\kappa,m)$, m désignant un entier qui sert à indicer la bande. Chacun de ces états est formé par mélange des ondes planes de $\kappa = \kappa_1 + 2p$ avec p entier et le mélange est très fort si q est grand. La conservation de l'énergie permet de calculer pour chaque composante $|\kappa,m>$ la valeur du vecteur d'onde selon l'axe **z** et d'écrire le paquet d'ondes Ψ_2. Les composantes de Ψ_2 correspondant aux différents états de Bloch ayant des vecteurs d'onde différents selon l'axe **z**, le paquet d'ondes dans le plan $z = D$ diffère du paquet d'ondes dans le plan $z = 0$. La projection sur les ondes planes nécessaire pour calculer Ψ_3 peut contenir toutes les ondes avec $\kappa = \kappa_1 + 2p$ présentes dans Ψ_2. Ainsi, à la sortie de l'onde laser stationnaire, la projection selon x du vecteur d'onde atomique a varié de $2pk_L$.

Cette description indépendante du temps d'interaction de l'atome avec le laser est peu pédagogique et l'hypothèse $V_0 \ll E$ permet de passer à une description plus simple avec un paquet d'onde fonction du temps. Cette image est particulièrement intéressante dans le cas de la diffraction de Bragg, car elle décrit cette diffraction comme une oscillation de Rabi. Nous allons d'abord rappeler les généralités sur la diffraction de Bragg avant de présenter ce calcul.

3.2 Diffraction dans le régime de Bragg

La diffraction de l'onde atomique par une onde laser stationnaire dans le régime de Bragg est particulièrement intéressante pour l'interférométrie atomique :

- L'onde atomique est diffractée dans deux ordres de diffraction seulement (en comptant le faisceau direct, d'ordre égal à zéro).
- Il est possible d'ajuster expérimentalement l'amplitude de diffraction pour construire des séparatrices et des miroirs à atomes quasi - parfaits.

Nous vérifierons ces deux propriétés expérimentalement au paragraphe (3.3). Nous commençons par rappeler le principe de la diffraction dans le régime de Bragg avant d'effectuer un traitement par la théorie des perturbations.

3.2.1 Principe de la diffraction de Bragg

La figure (3.4) rappelle le principe de la diffraction d'une onde atomique dans le régime de Bragg. La diffraction s'effectue sur les plans formés par les noeuds de l'onde stationnaire, distants de $a = \lambda_L/2$, de manière analogue à la diffraction de rayons X sur les plans cristallins d'un solide, caractérisée par W.L. Bragg et W.H. Bragg en 1913 [173, 174].

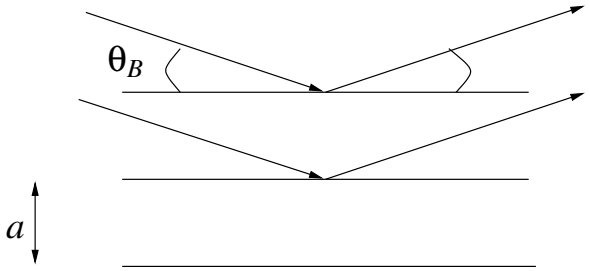


FIG. 3.4 – *Principe de la diffraction d'une onde atomique dans le régime de Bragg : l'onde atomique est diffractée par les plans formés par l'onde laser stationnaire, distants de* $a = \lambda_L/2$.

La condition de Bragg, établie pour la diffraction de rayons X par des réseaux cristallins de période a, est évidemment transposable au cas de la diffraction d'une onde atomique, les rôles joués par la lumière et la matière étant simplement inversés. Pour une onde atomique de longueur de De Broglie λ_{dB}, cette condition s'écrit :

$$2a \sin\theta_B = p\lambda_{dB} \tag{3.17}$$

θ_B désignant l'angle d'incidence de l'onde atomique sur le réseau de lumière, appelé angle de Bragg, l'entier p représentant l'ordre de diffraction. La condition de Bragg (3.17) peut être réécrite

en faisant apparaître le vecteur $\mathbf{k_L}$ de l'onde laser et la projection k_x du vecteur d'onde atomique $\mathbf{k}$ dans la direction $\mathbf{x}$ de l'onde laser ($k = mv/\hbar$) :

$$k_x = p\ k_L \tag{3.18}$$

La dualité onde - corpuscule permet d'interpréter la diffraction d'atomes par une onde laser stationnaire comme l'absorption d'un photon dans la direction $\mathbf{x}$ de l'onde laser suivie par l'émission stimulée d'un photon dans la direction opposée $-\mathbf{x}$. Ce schéma correspond à la diffraction d'une onde atomique au premier ordre de diffraction (p = 1) et p cycles sont nécessaires pour diffracter l'onde atomique à l'ordre p. Chacun de ces cycles absorption - émission stimulée transfère à l'atome deux impulsions du photon et le ramène dans son état initial, que nous avons supposé être l'état fondamental f, de sorte que la diffraction de l'onde atomique s'effectue de manière élastique. Le faisceau d'atomes diffractés à l'ordre p s'écarte du faisceau atomique non diffracté de l'angle de diffraction θ_D donné par :

$$\theta_D = 2p\ \theta_B = 2p\ \lambda_{dB}/\lambda_L \tag{3.19}$$

3.2.2 Traitement par la théorie des perturbations

Nous allons utiliser le formalisme des états de Bloch pour calculer l'amplitude et la phase accumulée par l'onde atomique dans les différents ordres de diffraction lorsque l'intensité q du potentiel lumineux est suffisamment faible pour pouvoir appliquer un raisonnement perturbatif. La condition générale d'application de ce traitement perturbatif est $q \lesssim 1$. On suppose que l'onde incidente est caractérisée par $k_{xr} = k_x/k_L$ = p et c'est précisément la condition de Bragg pour une diffraction à l'ordre p rappelée par l'équation (3.18). L'effet d'un écart à cette condition sera traité au paragraphe (3.2.4).

1. Corrections sur l'énergie et le terme de couplage

Dans le formalisme des états de Bloch, la diffraction dans le régime de Bragg est interprétée par un couplage q suffisamment faible pour ne mélanger que deux bandes. Dans ce cas, les effets du potentiel ne sont visibles qu'entre états dégénérés ou quasi - dégénérés, c'est à dire au bord et au centre de la première zone de Brillouin, ou si l'on préfère un schéma de zone étendu, lorsque $k_{xr} = p$. Le potentiel ne couple alors que deux états dont les valeurs de k_{xr} sont opposées qui étaient dégénérés lorsque q était nul. Par exemple, la diffraction au second ordre s'interprète comme le couplage entre les états $|k_{xr} = +2>$ et $|k_{xr} = -2>$. Ce couplage indirect apparaît au second ordre de la théorie de perturbation à travers l'état $|k_{xr} = 0>$. La fonction d'onde à $t = 0$ décrivant le faisceau incident $|\Psi(t = 0)> = |k_{xr}>$, l'état $|-k_{xr}>$ correspond au faisceau diffracté à l'ordre p.

Correction sur l'énergie La théorie des perturbations permet de calculer les corrections sur l'énergie $\varepsilon_{\pm p} = p^2$ des états $|k_{xr} = \pm p>$. En se limitant aux termes en q^2, nous obtenons :

$$E_{\pm p} = < p|\mathcal{H}_{eff}|p> = < -p|\mathcal{H}_{eff}|-p> = p^2 + \frac{q^2}{2(p^2-1)} \tag{3.20}$$

lorsque $|p| \neq 1$. Lorsque $|p| = 1$, $<1|\mathcal{H}_{eff}|1> = 1 - q^2/8$.

Correction sur le terme de couplage La perturbation couple les états $|-p>$ et $|+p>$ selon p étapes intermédiaires, chacune d'intensité q. Le terme de couplage entre les états $|-p>$ et $|+p>$ est donc proportionnel à q^p et son dénominateur peut être calculé par la théorie des perturbations :

$$\prod_{i=1}^{p}[(\varepsilon_p+\varepsilon_{-p})/2-\varepsilon_i] = \prod_{i=-p+2,\textit{pas de 2}}^{p-2}(p+i)(p-i) = 2^{2p-2}\left[(p-1)!\right]^2 \tag{3.21}$$

et la projection de l'hamiltonien effectif de l'atome sur les états $|-p>$ et $|+p>$ s'écrit :

$$V_c = \left\langle -p|H_{eff}|p\right\rangle = \frac{q^p}{2^{2p-2}\left[(p-1)!\right]^2} \tag{3.22}$$

Il est instructif de détailler l'expression du terme de couplage pour les trois premiers ordres de diffraction. Au premier ordre, le couplage est égal à q, il vaut $q^2/4$ au second ordre et vaut $q^3/64$ pour l'ordre 3. Nous retrouvons par le traitement perturbatif les premiers termes du développement de $(a_r-b_r)/2$ en fonction de q, a_r et b_r étant les solutions de l'équation de Mathieu avec $r=p$ (équation (3.17)). Nous testons ainsi la validité du calcul au premier terme non nul du développement en puissances de q. Pour le couplage au deuxième ordre, le premier terme négligé est $-q^4/18$ et il représente environ 1 % du terme en q^2 pour $q=0{,}3$ mais atteint 11 % du terme en q^2 pour $q=1$. Comme attendu, l'approximation perturbative en q^2 est excellente seulement lorsque $q \ll 1$.

2. Probabilité de diffraction à l'ordre p - Oscillation de Rabi

Dans la limite perturbative, l'état initial $|k_{xr}=p>$ se projette sur les deux états de Bloch formés par mélange des deux états $|k_{xr}=\pm p>$ qui sont dégénérés lorsque $q=0$. La dynamique de l'atome à l'intérieur de l'onde laser stationnaire est décrite par une oscillation de Rabi entre ces deux états. En négligeant les termes correctifs en q^4 sur le déplacement des énergies et les termes en q^{p+2} sur le terme de couplage, l'hamiltonien du système est de la forme :

$$H = \begin{pmatrix} E_{-p} & V_c \\ V_c & E_p \end{pmatrix} \tag{3.23}$$

Les énergies propres E_+ et E_- vérifient $E_\pm = E_p \pm V_c$ et on passe de la base d'origine $(|p\rangle, |-p\rangle)$ à la nouvelle base $(|+\rangle, |-\rangle)$ par l'intermédiaire d'une rotation d'angle $\pi/4$:

$$|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|p\rangle \pm |-p\rangle\right) \tag{3.24}$$

L'onde atomique, initialement dans l'état $|p\rangle$, se décompose à la sortie du potentiel lumineux de durée $\tau = D/v$ sur les états $|+\rangle$ et $|-\rangle$:

$$|\Psi(\tau)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\,\exp(-iE_+\tau)\,|+\rangle \;\pm\; \exp(-iE_-\tau)\,|-\rangle\right] \tag{3.25}$$

Les relations de passage (3.24) permettent d'exprimer la fonction d'onde atomique à la sortie du réseau lumineux dans la base $|\pm p\rangle$:

$$|\Psi(\tau)\rangle = \exp(-iE_p\tau)\;\left[\cos(\varphi_r/2)\,|p\rangle \;-\; i\,\sin(\varphi_r/2)\,|-p\rangle\right] \tag{3.26}$$

en posant $\varphi_r/2 = V_c\tau$. A la sortie du réseau de lumière, l'onde atomique s'interprète comme la superposition de deux ondes : l'une $|k_{xr} = p\rangle$, dans la direction incidente correspondant au faisceau non diffracté, l'autre, $|k_{xr} = -p\rangle$, représentant l'onde diffractée à l'ordre p. La probabilité de diffraction à l'ordre p s'écrit :

$$P_p = |< -p|\Psi|p >|^2 = \sin^2(\varphi_r/2) \tag{3.27}$$

où la phase φ_r est la phase de Rabi à la fin du pulse de durée τ dû à l'onde laser :

$$\varphi_r/2 = V_c\tau = q^p\tau c_p \quad \text{avec} \quad c_p = 2^{2-2p}[(p-1)!]^2 \tag{3.28}$$

La probabilité de diffraction pour les trois premiers ordres s'écrit dans la limite perturbative :

$$P_1 = \sin^2(q\tau) \tag{3.29-a}$$
$$P_2 = \sin^2(q^2\tau/4) \tag{3.29-b}$$
$$P_3 = \sin^2(q^3\tau/64) \tag{3.29-c}$$

Nous retrouvons ainsi les résultats proposés par D. Giltner dans sa thèse [163]. Notre traitement présente l'avantage de préciser le domaine de validité des relations (3.29): il faut pouvoir négliger les termes correctifs en q^4 sur le déplacement des énergies et les termes q^{p+2} sur le terme de couplage.

Miroirs et séparatrices d'ordre p Une séparatrice à atomes S correspond à l'application d'un pulse $\varphi_r = \pi/2$, le miroir à atomes M correspondant au pulse $\varphi_r = \pi$. L'équation (4.22) permet de calculer les valeurs de q nécessaires pour construire de tels éléments optiques à l'ordre p :

$$q_S = (2c_p\tau/\pi)^{-1/p} = 2^{-1/p}q_M \tag{3.30}$$

Autrement dit, la construction d'une séparatrice et d'un miroir à atomes d'ordre élevé nécessite des valeurs de q voisines ($q_S/q_M = 0{,}71$ pour $p = 2$ et 0,79 pour $p = 3$). La table (3.1) donne les valeurs de q nécessaires pour obtenir une séparatrice et un miroir à atomes d'ordre p pour les trois premiers ordres de diffraction. Cette table montre que le régime perturbatif cesse dès l'ordre 2, même pour une valeur très faible de τ (τ = 1). Ainsi, parmi les relations (3.29), seule la relation correspondant au premier ordre de diffraction est applicable.

TAB. 3.1 – *Paramètres q et τ correspondant à une séparatrice ou un miroir à atomes d'ordre p. On a choisi $\tau = 2{,}2$ pour p = 1 et $\tau = 1$ pour $p > 1$.*

Ordre p	q_S	q_M	τ
1	0,71	1,44	2,2
2	1,77	2,51	1,0
3	3,69	4,65	1,0

3.2.3 Phases associées à la diffraction de l'onde atomique

Ce type de calcul a été développé dans un article publié en 2003 par notre équipe dans Physical Review A [175]. Malheureusement, ce calcul s'applique dans la limite perturbative ce qui le rend utilisable pour le seul premier ordre de diffraction $p = 1$. Pour les ordres de diffraction supérieurs, nous calculons les phases accumulées à la traversée de l'onde laser stationnaire en utilisant les solutions a_r et b_r de l'équation de Mathieu.

Cas de la diffraction au premier ordre - Traitement perturbatif

L'équation (3.26), explicitée à l'aide de l'équation (3.20), permet de calculer les phases associées à la diffraction de l'onde atomique. Un premier terme de la forme $\exp(-i\tau)$ apparaît. Ce facteur de phase n'est pas lié au processus de diffraction : il prend en compte la libre propagation de l'onde atomique dans les états $|\pm 1\rangle$. Le résultat intéressant concerne la phase accumulée lors de la traversée de l'onde laser. L'onde diffractée à l'ordre 1 subit un déphasage φ_1 qui se présente sous la forme de deux contributions : un premier terme constant et égal à $-\pi/2$, dû à l'oscillation de Rabi (facteur $(-i)$ de l'équation (3.26)), auquel vient s'additionner la phase due au déplacement d'énergie moyenne des niveaux $|\pm 1\rangle$. Si l'on exclut la phase de $-\pi/2$ due à l'oscillation de Rabi, la traversée de l'onde laser déphase l'onde atomique d'une quantité ϕ_1 :

$$\phi_1 = -\frac{q^2\tau}{8} \tag{3.31}$$

Pour $q = q_S$ = 0,7 et $\tau = 2{,}2$, nous calculons $\phi_1 = -0{,}135$ radian. Même avec $q = q_M = 1{,}44$, le déphasage ϕ_1 n'excède pas -0,57 radian.

Phases de diffraction lorsque $p > 1$

Pour les ordres de diffraction plus élevés, le traitement perturbatif n'étant pas applicable, nous repartons de l'équation de Mathieu dont les solutions périodiques sont les énergies a_r et b_r en centre et bord de bande, que nous avons calculées numériquement et représentées sur la figure (3.2). Les énergies $a_p(q)$ et $b_p(q)$ sont les énergies propres de l'hamiltonien effectif H_{eff} et dans ce cas plus général, la phase de Rabi est donnée par :

$$\varphi_r = \frac{(a_p - b_p)\tau}{2} \tag{3.32}$$

Chacun des états propres $|\pm p\rangle$ subit un déphasage moyen qui s'écrit en unités réduites :

$$\phi_p = \left(\frac{a_p + b_p}{2} - p^2\right)\tau \tag{3.33}$$

Nous avons calculé les valeurs numériques du déphasage ϕ_p pour différentes valeurs de q au second et au troisième ordre de diffraction. Pour cela, nous avons utilisé le résultat de la simulation numérique réalisée sur la figure (3.2) en supposant que le profil du laser est rectangulaire (mode mésa). Nos résultats sont rassemblés dans la table (3.2). Les phases de diffraction peuvent prendre des valeurs importantes lorsque q et τ sont élevés.

TAB. 3.2 – *Paramètres a_2, b_2, a_3 et b_3 déduits de la simulation numérique et déphasage ϕ_p de l'onde atomique à la traversée d'une onde laser stationnaire pour p = 2 ou 3, pour différentes valeurs du potentiel lumineux q avec τ = 1.*

q	a_2	b_2	a_3	b_3	ϕ_2 (rad)	ϕ_3 (rad)
0,5	4,10	3,98	9,02	9,01	0,04	0,02
1	4,37	3,92	9,08	9,05	0,15	0,07
2	5,17	3,67	9,37	9,14	0,42	0,26
5	7,45	2,10	11,55	9,24	0,78	1,40
10	7,72	-2,38	15,50	7,99	-1,33	2,75
15	5,08	-8,10	16,59	5,12	-5,51	1,86
20	1,15	-14,50	15,40	1,16	-10,68	-0,72
30	-8,72	-28,44	9,75	-8,72	-22,58	-8,49

Conséquences

Ces phases ont peu d'importance si l'on s'intéresse au seul processus de diffraction car la détection est quadratique et ces facteurs de phase disparaissent. En interférométrie atomique, le fait que ces déphasages puissent prendre des valeurs élevées n'est pas en soi un problème, tant que ces déphasages sont identiques pour tous les atomes. Toutefois, ces déphasages dépendent du temps (à cause des fluctuations d'intensité du laser), de l'espace (à cause du profil d'intensité du faisceau laser) et de la vitesse de l'atome (à cause de τ), ce qui peut entraîner des pertes de visibilité sur les franges d'interférence atomique. Ces pertes de visibilité sont toutefois très faibles dans un interféromètre symétrique comme celui de Mach - Zehnder.

3.2.4 Sélectivité en vitesse de la diffraction de Bragg

La longueur d'onde de De Broglie dépendant de la vitesse des atomes, la diffraction dans le régime de Bragg est un processus sélectif en vitesse. Ce processus est également sélectif sur l'angle d'incidence de l'onde et cette double sélectivité est une donnée importante car on ne dispose que de jets atomiques approximativement monocinétiques et imparfaitement collimatés.

Dans ce paragraphe, nous souhaitons prendre en compte cette sélectivité et calculer la probabilité de diffraction à l'ordre 1 au voisinage de la condition de Bragg, c'est à dire pour l'onde incidente, quand $\kappa = k_x/k_L \simeq 1$. Ce travail a déjà été effectué dans les thèses de C. Champenois [110] et R. Delhuille [101] et nous ne ferons que reprendre leurs résultats pour information. L'extension de ce calcul aux ordres plus élevés est peu intéressante car dès l'ordre 2, le calcul perturbatif n'est plus applicable.

On suppose que l'écart à la condition de Bragg reste peu important en posant $|\kappa - 1| \ll 1$. La perturbation couple les états $|-1+\kappa>$ et $|1+\kappa>$ mais contrairement au cas résonant correspondant à $\kappa = 1$, en l'absence du potentiel lumineux (q = 0), les énergies ne sont plus dégénérées mais distantes de $\Delta = 4(\kappa - 1)$ dans notre système d'unités réduites. La théorie des perturbations permet de calculer la correction sur les énergies et sur le terme de couplage. Pour facilier les calculs, nous allons poser $\kappa_r = |\kappa - 1|$. En se limitant aux termes en q^2, la correction sur les énergies est de la forme :

$$E_{\pm 1}(\kappa_r) = (\pm 1 + \kappa_r)^2 - \frac{q^2}{8 - 4\kappa_r} \tag{3.34}$$

Sous ces hypothèses, l'hamiltonien du système est de la forme :

$$H = \begin{pmatrix} E_{-1}(\kappa_r) & V_c \\ V_c & E_1(\kappa_r) \end{pmatrix} \tag{3.35}$$

Les énergies $E_\pm$ associées à cet hamiltonien sont de la forme $E_\pm = E_{\pm 1}(\kappa_r) \pm V_c$. Les énergies $E_{\pm 1}(\kappa_r)$ n'étant plus dégénérées pour $\kappa_r \neq 0$, on passe de la base d'origine $(|-1+\kappa_r\rangle, |1+\kappa_r\rangle)$ à la nouvelle base $(|+\rangle, |-\rangle)$ par une rotation d'angle Θ telle que $\tan(2\Theta) = 2V_c/\Delta$. Les états propres du système $|+\rangle$ et $|-\rangle$ s'expriment en fonction des vecteurs de la base d'origine :

$$\begin{aligned} |+\rangle &= \cos\Theta\,|-1+\kappa_r\rangle \;+\; \sin\Theta\,|1+\kappa_r\rangle \\ |-\rangle &= -\sin\Theta\,|-1+\kappa_r\rangle + \cos\Theta\,|1+\kappa_r\rangle \end{aligned} \tag{3.36}$$

L'onde atomique, initialement dans l'état $|\pm 1\rangle$, se décompose à la sortie du potentiel lumineux de durée τ sur les états $|+\rangle$ et $|-\rangle$:

$$|\Psi\rangle = \cos\Theta\,\exp(-iE_+\tau)\,|+\rangle \pm \sin\Theta\,\exp(-iE_-\tau)\,|-\rangle \tag{3.37}$$

Les relations de passage (3.36) permettent d'exprimer la fonction d'onde atomique Ψ en sortie du réseau lumineux dans la base $|\pm 1+\kappa\rangle$. La probabilité P_1 de diffraction de l'onde atomique à l'ordre 1 est déterminée par la composante de Ψ sur l'état $|\mp 1+\kappa_r\rangle$

$$P_1(\kappa_r) = |<\mp 1+\kappa_r|\Psi>|^2 \tag{3.38}$$

En introduisant le paramètre de sélectivité y défini par $y = 2\kappa_r/V_c$, la probabilité P_1 s'écrit :

$$P_1(\kappa_r) = \frac{1}{1+y^2}\;\sin^2\left(q\tau\sqrt{1+y^2}\right) \tag{3.39}$$

Pour $p = 1$, le paramètre de sélectivité est égal à $2\kappa_r/q = 2|\kappa-1|/q$. La probabilité de diffraction n'est donc maximale que pour $y = 0$. La figure (3.5) représente la probabilité P_1 en fonction de y pour un miroir à atomes d'ordre 1 ($\varphi_r = \pi = 2q\tau$). Tant que $\kappa_r < 0{,}5$, on peut considérer que l'on est proche du bord de la zone de Brillouin, qui correspond pour $q = 1$ à $|y| < 2$.

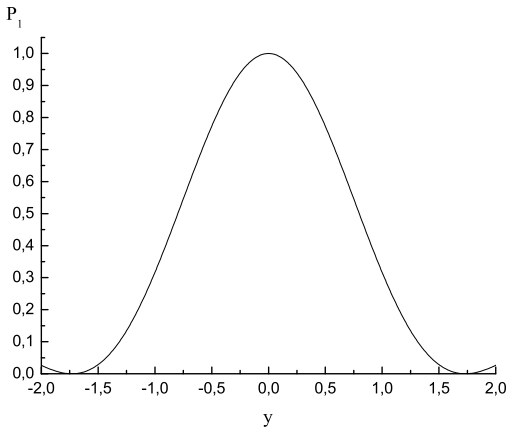


FIG. 3.5 – *Probabilité de diffraction en fonction du paramètre de sélectivité* $y = 2|\kappa-1|/q$ *pour* $\varphi_r = \pi = 2q\tau$.

3.2.5 Probabilité d'émission spontanée

Lorsque l'écart à résonance δ_L est trop faible, l'absorption d'un photon est suivie de son émission spontanée, processus qui rend la diffraction de l'onde atomique incohérente. La probabilité d'émission spontanée s'obtient en évaluant la proportion d'atomes dans l'état excité multipliée par la probabilité Γ d'émettre un photon par unité de temps, intégrée sur la durée τ de traversée de l'onde laser. Cette probabilité P_{ES} s'écrit donc :

$$P_{ES} = q\,\Gamma\,\tau\,/\delta_L \tag{3.40}$$

Il s'agit en fait d'un nombre moyen de photons émis par émission spontanée par un atome lors de la traversée de l'onde stationnaire. D'après l'équation (3.7), le paramètre q varie comme δ_L^{-1} ce qui implique que $P_{ES} \propto \delta_L^{-2}$. La diffraction par laser peut être rendue pratiquement cohérente en choisissant un écart à résonance suffisamment important. Le choix d'une valeur de δ_L élevée doit être compensé par l'utilisation d'une densité de puissance laser importante, et dans la pratique c'est la puissance laser disponible qui fixe le choix du désaccord δ_L. La table (3.3) présente les valeurs de l'émission spontanée au premier ordre de diffraction lorsque $q = 0{,}7$, $\tau = 2{,}2$ pour différents désaccords δ_L. L'émission spontanée semble complètement négligeable au premier ordre dès que $\delta_L > 1$ GHz.

TAB. 3.3 – *Probabilité d'émission spontanée P_{ES} obtenue au premier ordre de diffraction pour q = 0,7 et $\tau = 2{,}2$ (valeurs utilisées dans la table (3.1)) pour une onde atomique de lithium pour laquelle $\Gamma/(2\pi)$ = 5,872 MHz [176].*

$\delta_L/(2\pi)(GHz)$	0,25	0,5	1	2	3	5	10
P_{ES} (%)	3,6	1,8	0,9	0,45	0,3	0,2	0,09

3.3 Diffraction d'une onde atomique de lithium

Nous étudions dans ce paragraphe la diffraction d'une onde atomique de lithium du point de vue expérimental. Nous avons diffracté l'onde atomique jusqu'au quatrième ordre de diffraction, et pour analyser ces résultats nous allons faire appel aux paragraphes (3.1) et (3.2). Avant de présenter des profils de diffraction, nous commencerons par visualiser l'oscillation de Rabi au premier ordre de diffraction.

3.3.1 Paramètres expérimentaux pour une onde atomique de lithium

Nous utilisons pour la diffraction la première transition de résonance du lithium à la longueur d'onde de 671 nm. Les données numériques (pulsation de recul ω_r, largeur naturelle Γ, élément de matrice du dipôle $\vec{d}$ ...) relatives à la diffraction des deux isotopes de l'atome de lithium sont rassemblées à l'annexe *A*. Nous allons calculer la valeur de q et de τ en fonction de ces quantités et des paramètres expérimentaux.

Expression de q

Par rapport à notre modèle à deux niveaux, la situation est apparemment beaucoup plus complexe à cause des structures fine et hyperfine de l'état fondamental ^2S et de l'état excité ^2P. Ce-

pendant, la structure hyperfine de l'état excité est petite devant les désaccords utilisés : c'est particulièrement vrai pour le niveau $^2P_{3/2}$, mais la structure hyperfine du niveau $^2P_{1/2}$ est assez petite pour que ce soit également une bonne approximation. De plus, la polarisation des ondes lasers stationnaires est linéaire et ces deux remarques conduisent à une importante simplification. Dans sa thèse, C. Champenois [110] a montré que sous ces conditions, le potentiel V_0 ne dépendait pas du sous - niveau magnétique M_F du niveau hyperfin F de l'état fondamental. Il reste toutefois une dépendance du potentiel lumineux V_0 avec le niveau hyperfin F due seulement à la différence des désaccords pour chacun des deux sous - niveaux hyperfins du $^2S_{1/2}$. Il faut enfin sommer les contributions des deux niveaux de structure fine de l'état excité, même si, en général, la contribution d'un des deux niveaux domine largement.

La plupart des expériences concernent l'atome de lithium ^{7}Li d'abondance naturelle est 92,4% et pour cet isotope, nous utilisons un laser décalé de quelques GigaHertz vers le bleu de la raie D_2 (transition $^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$). Nous choisissons de repérer le désaccord laser par :

$$\delta_L = 2\pi\nu_L - \left(E(^2P_{3/2}) - E(^2S_{1/2}, F=1)\right)/\hbar \tag{3.41}$$

où les énergies E sont celles de l'isotope ^{7}Li. Dans les calculs, les désaccords sont exprimés en unité de pulsation (donc en s^{-1}) et lorsque nous parlerons des écarts de fréquence, nous utiliserons le GigaHertz (GHz). Connaissant ce désaccord, on en déduit aisément les quatre désaccords qui vont jouer un rôle pour le lithium ^{7}Li. On les repère par la valeur de J pour l'état supérieur et la valeur de F pour l'état inférieur :

$$\delta_L(J,F) = \delta_L + \left(\frac{3}{2} - J\right)\omega_{FS} + (F-1)\,\omega_{HFS} \tag{3.42}$$

où $\omega_{FS}/(2\pi) \simeq 10{,}05$ GHz et $\omega_{HFS}/(2\pi) \simeq 0{,}803$ GHz, conformément à l'annexe A. Le potentiel lumineux vu par les niveaux $F=1$ et $F=2$ de l'isotope ^{7}Li s'écrit alors sous la forme :

$$V_0(F) = \frac{d_{SP}^2 E_0^2}{\hbar\delta_L}\left[\frac{1}{9\delta_L(1/2,F)} + \frac{2}{9\delta_L(3/2,F)}\right] \tag{3.43}$$

Pour un profil du laser Gaussien et de waist w_0, le champ électrique E_0 est relié à la puissance P du laser par la relation (3.10) qui permet d'obtenir l'expression finale suivante pour le paramètre $q(F) = V_0(F)/(4\hbar\omega_r)$ calculé au centre du faisceau Gaussien :

$$q(F) = 1{,}143\ \frac{P(mW)}{w_0^2(mm)}\left[\frac{0{,}5}{\delta_L(1/2,F)(GHz)} + \frac{1}{\delta_L(3/2,F)(GHz)}\right] \tag{3.44}$$

où on a introduit des unités pratiques : puissance P du faisceau laser en milliwatts, écart en fréquence en Gigahertz et waist w_0 du faisceau laser en millimètres. Avec notre choix habituel pour le lithium ^{7}Li, $\delta_L = 1-3$ GHz (dicté par la puissance laser disponible), la contribution à $q(F)$ de la raie D_1 est assez faible. D'autre part, le déplacement isotopique étant voisin de 10 GHz, le paramètre q pour l'isotope ^{6}Li est très petit, ce qui fait que nous pouvons choisir de diffracter l'un ou l'autre des isotopes.

Pour diffracter efficacement l'isotope ^{6}Li, nous utilisons un laser décalé vers le rouge de la raie D_1 de cet isotope (transition $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$), afin de limiter au maximum la probabilité de diffraction des atomes de lithium 7 qui sont largement majoritaires dans le jet atomique (92,4 %). On peut calculer le paramètre q de manière totalement analogue, mais l'écart de structure hyperfine de l'état fondamental est seulement de 0,228 GHz et on peut en général considérer que q est sensiblement le même pour les deux niveaux hyperfins $F = 1/2$ et $F = 3/2$.

Expression de τ

Pour un faisceau rond de diamètre D (un mode mésa), le paramètre τ vaut $\tau = \omega_r D/v$, v désignant la vitesse de l'atome considéré. En utilisant pour v la vitesse moyenne des atomes du jet $u \simeq 1070$ m/s, nous obtenons :

$$\tau = 0{,}371\, D(\text{mm}) \tag{3.45}$$

Pour un faisceau Gaussien de waist w_0, dans la limite perturbative, le temps d'interaction est différent selon l'ordre de diffraction p considéré. Toutefois, on a vu plus haut que cette limite perturbative ne s'applique vraiment qu'à l'ordre $p = 1$ et donc ce raffinement a peu d'intérêt. D'autre part, la probabilité d'émission d'un photon par émission spontanée est évidemment un processus linéaire en densité de puissance laser puisque, par hypothèse, le paramètre de saturation est très faible et dans ce cas, le calcul doit utiliser $\tau(p = 1)$. Nous ne préciserons pas la dépendance de τ avec l'ordre de diffraction et poserons pour un faisceau Gaussien :

$$\tau = \omega_r \frac{w_0}{v}\sqrt{\frac{\pi}{2}} = 0{,}464\, w_0(mm) \tag{3.46}$$

en prenant $u \simeq 1070$ m/s pour vitesse moyenne des atomes de lithium.

3.3.2 Observation de l'oscillation de Rabi

L'équation (3.44) montre que le paramètre q dépend de la densité de puissance P du laser et du désaccord en fréquence δ_L, défini à l'équation (3.41). Nous avons observé l'oscillation de Rabi au premier ordre de diffraction en agissant sur chacun de ces deux paramètres. Le faisceau d'atomes diffracté est produit en orientant l'un des miroirs utilisés pour la construction des ondes stationnaires, par exemple (M_2), pour satisfaire la condition de Bragg à l'ordre 1 ($k_x = k_L$). Par souci de simplification, le jet atomique est pompé optiquement dans le niveau $F = 1$ de l'état fondamental.

A. Probabilité de diffraction au premier ordre et imperfections du jet atomique

La probabilité de diffraction au premier ordre est donnée par la relation (3.39). Le paramètre de sélectivité $y = 2(k_X/k_L - 1)/q$ est fonction de la composante $k_X = \mathbf{k}\cdot\mathbf{n}$ du vecteur d'onde atomique $\mathbf{k} = mv/\hbar\ \mathbf{x}$ selon la normale $\mathbf{n}$ au miroir à ondes stationnaires. Lorsque l'on réalise l'expérience, une distribution des composantes k_X apparaît et cette distribution résulte de deux effets :

• Le jet atomique n'est pas monocinétique. Il présente une distribution de vitesse $P(v)$, étudiée au chapitre 2 en introduisant le rapport (terminal) de vitesses parallèles $S_{\|}$:

$$P(v) = \frac{S_{\|}}{u\sqrt{\pi}}\ \exp\left[-\left(\frac{(v-u)S_{\|}}{u}\right)^2\right] \tag{3.47}$$

• Le jet atomique présente une ouverture angulaire définie par les fentes (F_0) et (F_1) de largeur e_0 et e_1. Cette ouverture angulaire intervient dans l'expression de k_X lorsque l'on explicite le produit scalaire $\mathbf{k}\cdot\mathbf{n}$. Si x_0 (resp. x_1) désigne un point quelconque de la fente F_0 (resp. F_1), la probabilité de diffraction dans l'angle θ est de la forme :

$$P(\theta) = \int_{F_0}\int_{F_1} \delta\left[\theta - (x_1 - x_0)/L_{01}\right] \tag{3.48}$$

en supposant les trajectoires classiques des atomes rectilignes, L_{01} désignant la distance séparant les fentes (F_0) et (F_1) et δ la fonction de Dirac. Le calcul de cette intérgrale fait apparaître les notions d'ombre, de pénombre et de pleine lumière et la fonction $P(\theta)$ s'écrit :

$$-\theta_S < \theta < -\theta_L \;\; P(\theta) = C\frac{\theta+\theta_S}{\theta_S-\theta_L} \tag{3.49-a}$$

$$|\theta| < \theta_L \;\; P(\theta) = C \tag{3.49-b}$$

$$\theta_L < \theta < \theta_S \;\; P(\theta) = C\frac{\theta_S-\theta}{\theta_S-\theta_L} \tag{3.49-c}$$

en posant $\theta_L = |e_1 - e_0|/(2L_{01})$, $\theta_S = (e_0+e_1)/(2L_{01})$, C désignant une constante de normalisation égale à $(\theta_L+\theta_S)^{-1}$. L'intensité d'atomes diffractés (normalisée) s'obtient par intégration des différentes contributions :

$$I = \int P(v)\,dv \int P(\theta)\,d\theta \; P_1(q,\tau,k_X) \tag{3.50}$$

avec $k_X = mv(\theta-\theta_m)/\hbar$, θ_m désignant l'angle que fait la normale au miroir à onde stationnaire avec l'axe **x**. Nous avons récemment intégré l'équation (3.50) numériquement en écrivant un programme sous Mathematica 3.0 pour obtenir une simulation numérique de l'intensité d'atomes diffractés en fonction de la puissance P du laser (à désaccord δ_L constant), puis en fonction du désaccord δ_L (à puissance laser constante). Les variables d'entrée de ce programme sont les largeurs e_0 et e_1 des deux fentes de collimation, la vitesse moyenne u des atomes de lithium et le rapport (terminal) de vitesses parallèles $S_{\|}$. La simulation utilise les relations (3.44) et (3.46), et comme le jet atomique est pompé optiquement dans le niveau $F = 1$, seule la contribution $q(F=1)$ est à considérer. En revanche, nous devons à priori prendre en compte l'influence du niveau $^2P_{1/2}$ du lithium 7, situé seulement à 10,05 GHz du niveau $^2P_{3/2}$. Cette contribution est très importante lorsque le désaccord en fréquence $\delta_L = \delta_L(J=3/2,F=1)$ est situé dans le rouge de la raie D_2 du lithium 7.

B. Observation de l'oscillation de Rabi par variation de la puissance du laser

Pour différentes puissances lasers, nous avons mesuré l'intensité du faisceau d'atomes diffractés au premier ordre de diffraction. Nous avons travaillé avec un désaccord en fréquence δ_L = + 3,5 GHz et un faisceau laser de taille D = 8 mm, qui permettent d'obtenir une bonne efficacité de diffraction. La puissance du laser, mesurée à l'aide d'un Wattmètre, est modifiée en utilisant un atténuateur de faisceau formé d'un cube polariseur et d'une lame demi - onde décrit au chapitre 1 (figure (1.4)). La figure (3.6) présente nos mesures d'intensité du jet d'atomes diffractés pour différentes puissances laser.

L'ajustement des points expérimentaux est effectué en utilisant la simulation numérique décrite au paragraphe précédent. Par intégration sur la distribution de vitesse du jet atomique et sur son ouverture angulaire, l'intensité diffractée ne s'annulle pas, sauf bien sûr pour P = 0. D'après la figure, un miroir à atomes est obtenu pour une puissance laser de 85 mW. Nous avons calculé les valeurs de q et de τ en ce point en utilisant les relations (3.44) et (3.45). Pour D = 8 mm, nous obtenons τ = 2,97 et q = 0,49 et la phase de Rabi vaut $\varphi_r/2 = q\tau$ = 1,45 de sorte que le miroir à atomes n'est pas parfait. Cet écart avec l'étude théorique menée au paragraphe (3.2) est attribuable aux imperfections du jet atomique :

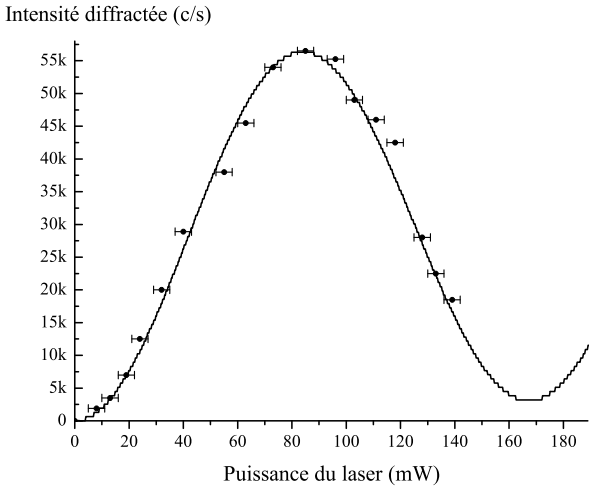


FIG. 3.6 – *Intensité d'atomes diffractés en fonction de la puissance du laser au premier ordre de diffraction pour un jet atomique pompé optiquement dans un seul niveau hyperfin $F = 2$.*

• Le jet atomique incident possède une distribution angulaire et une distribution de vitesse de largeur finie. Seuls les atomes dont la vitesse permet de satisfaire la condition de Bragg (ou dit autrement situés sous l'incidence de Bragg) seront diffractés.

• Les atomes de l'isotope 6, présent dans le jet atomique sous leur proportion isotopique naturelle (7,6 %) ont une probabilité quasiment nulle d'être diffractés avec les puissances lasers disponibles car le désaccord en fréquence par rapport à la raie D_2 du lithium 6 est de 13,8 GHz.

C. Observation de l'oscillation de Rabi par variation du désaccord en fréquence

Nous avons mesuré l'intensité du faisceau d'atomes diffractés au premier ordre pour différents désaccords en fréquence. La fréquence du laser est modifiée par balayage des modes de la cavité confocale Fabry - Pérot utilisée pour asservir le laser par la méthode de Hänsch - Couillaud [102]. Au chapitre 2, nous avons vu que cette cale piézoélectrique permettait une excursion en fréquence du laser de 1,3 GHz à 671 nanomètres. En effectuant plusieurs enregistrements successifs, nous avons sondé une plage de fréquence d'amplitude 10 GHz autour de la raie D_2 du lithium 7. Les raccordements nécessaires ont été effectués en enregistrant des portions de courbe communes aux deux enregistrements à raccorder, puis en utilisant la calibration en fréquence de la cavité Fabry - Pérot utilisée ($I.S.L.$ = 251,4 $\pm$ 0,4 MHz). La figure (3.7) représente l'intensité d'atomes diffractés au premier ordre en fonction du désaccord en fréquence δ_L du laser, pour la plage de fréquence allant de -4 à $+6$ GHz.

Le résultat de la simulation numérique est représenté en trait plein sur la figure (3.7). La contribution due à l'émission spontanée, représentée au bas de la figure, est déterminée selon un principe identique à celui de l'émission stimulée, l'équation (3.40) remplaçant l'équation (3.39). L'accord avec l'expérience est globalement satisfaisant. Chaque oscillation se produit pour un écart à résonance δ_L en accord avec nos observations expérimentales. En particulier, le comportement pour δ_L élevé est bien reproduit, notamment dans le rouge de la raie D_2 du lithium 7, où l'annulation de l'intensité se produit pour δ_L = - 6,67 GHz, en bon accord avec l'équation (3.44). Lorsque $|\delta_L| <$ 0,5 GHz, la courbe grise montre que l'émission spontanée est prépondérante, et il est logique que

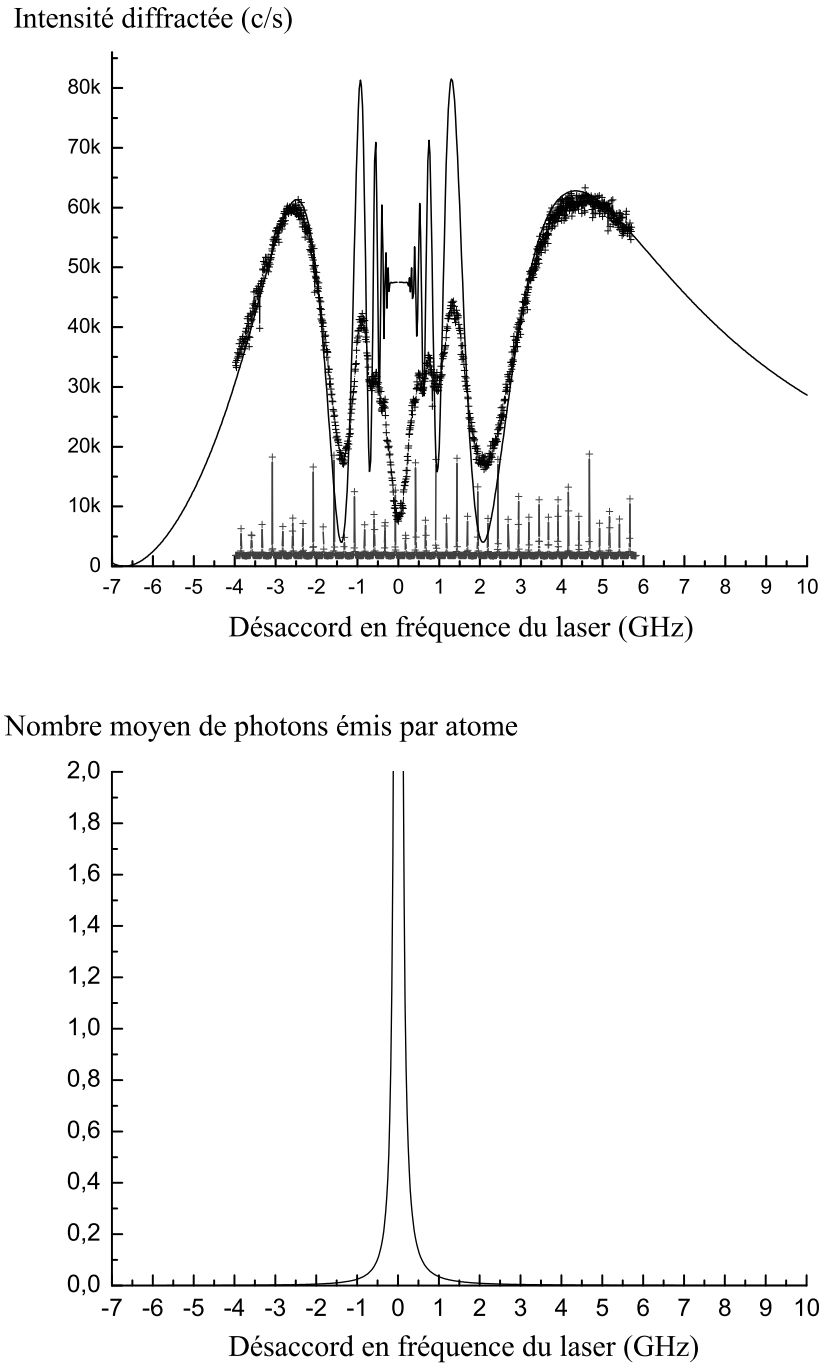


FIG. 3.7 – *Emission stimulée (en haut) et émission spontanée (en bas) en fonction du désaccord en fréquence du laser au premier ordre de diffraction. Le jet atomique est pompé optiquement dans le niveau hyperfin $F = 1$ de l'état fondamental et les données sont calibrées à l'aide d'une cavité confocale. Les courbes en trait plein sont le résultat de la simulation numérique.*

la simulation, qui reproduit le rôle de l'émission stimulée, ne décrive plus, à elle seule, les observations expérimentales. Au voisinage de la résonance ($\delta_L = 0$), pratiquement aucun atome n'est diffracté et le pompage optique du jet atomique dans le niveau $F = 1$ est visible dans cette zone : un jet non pompé optiquement aurait conduit à deux minima d'intensité distants de 0,803 GHz.

D. Conséquences expérimentales

Les figures (3.6) et (3.7) sont très utiles pour comprendre comment construire une séparatrice ou un miroir à atomes. Un désaccord en fréquence élevé permet quasiment de s'affranchir de l'émission spontanée, mais ce désaccord doit être compensé par une puissance laser suffisante pour diffracter efficacement les atomes. En pratique, avec les puissances lasers disponibles, nous avons conclu que des désaccords en fréquence de 3 GHz (bleu de la raie D_2 du ^7Li) seraient utilisés pour construire des séparatrices et des miroirs à atomes avec l'isotope ^7Li. Des conclusions similaires ont été tirées pour l'isotope ^6Li minoritaire, conduisant à utiliser des désaccords en fréquence de -4 GHz par rapport à la raie D_1 du lithium 6. La diffraction des atomes de l'isotope ^6Li n'est pas visible sur la figure (3.7). Elle le deviendrait si nous avions exploré une plage de fréquence plus importante, par exemple en allant jusqu'à des désaccords d'environ - 10 GHz (par rapport à la raie D_2 du lithium 7).

3.3.3 Profils de diffraction

Nous avons observé la diffraction de l'onde atomique de lithium 7 jusqu'au quatrième ordre de diffraction. Nous avons enregistré deux types de profil que nous allons maintenant présenter. Le premier profil consiste à déplacer la fente de détection lorsque le miroir à ondes stationnaires est en géométrie de Bragg, le second profil consiste à tourner le miroir à ondes stationnaires pour une position fixée du détecteur.

1. Profils de diffraction par déplacement de la fente de détection (F_D)

Principe (miroir fixe - détecteur mobile) Cette première méthode est la plus traditionnelle et figure chez de nombreux auteurs: D. Pritchard [22, 77], J.P. Toennies [30] ou encore D. Giltner [69]. Elle consiste à fixer la position du réseau (matériel/lumineux) et à enregistrer un profil du faisceau direct et du faisceau diffracté en déplaçant la fente de détection. Dans les interféromètres utilisant la diffraction élastique dans le régime de Bragg, le faisceau d'atomes diffracté est créé en positionnant le miroir à ondes stationnaires sous incidence de Bragg. C'est ce type de profil que R. Delhuille a enregistré dans sa thèse par diffraction de l'onde atomique au premier ordre [101].

Exemples de profils Depuis l'automne 2002, le balayage automatisé de la fente de détection piloté à l'aide d'une cale piézoélectrique ne fonctionne plus. La réparation nécessitant de renvoyer le contrôleur pilotant l'ouverture et la fermeture de la fente de détection pour un délai assez long, nous avons estimé qu'il serait préférable d'effectuer les balayages de la fente de détection manuellement. Nous allons voir que cette méthode est suffisante pour observer des profils de diffraction, mais elle ne convient malheureusement pas pour effectuer une mesure de précision de la vitesse moyenne u des atomes de lithium (chapitre 6).

Nous avons enregistré un profil de diffraction au premier puis au second ordre de diffraction en utilisant cette méthode. Les résultats obtenus sont rassemblés sur la figure (3.8) au premier

ordre de diffraction (à gauche) et au second ordre de diffraction (à droite). Le jeu de paramètres expérimentaux utilisé figure dans la table (3.4).

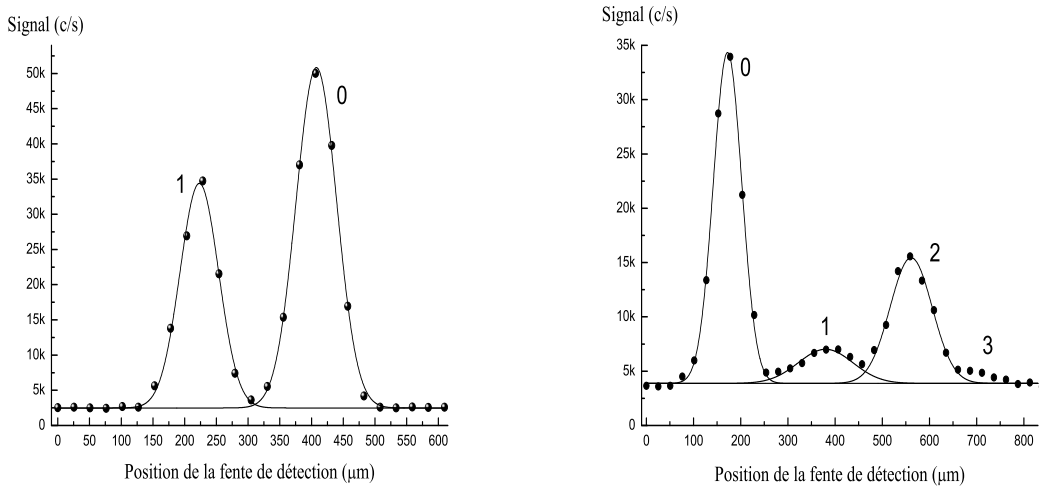


FIG. 3.8 – *Profil de diffraction de diffraction de l'onde atomique au premier puis au second ordre de diffraction. L'ajustement des points expérimentaux est réalisé selon une loi Gaussienne.*

TAB. 3.4 – *Paramètres expérimentaux correspondant aux profils de diffraction enregistrées sur les figrues (3.8) et (3.10) : rayon w_0 du laser (en mm), puissance laser utilisée pour l'onde stationnaire(en mW), désaccord de fréquence $\delta_L/(2\pi)$ (en GHz) et largeurs des fentes e_1 et e_D (en μm). Les valeurs de $q(F)$ et de τ sont déduites des relations (3.44) et (3.46).*

Ordre p	w_0	$\delta_L/(2\pi)$	P	e_1	e_D	$q(F=1)$	q(F = 2)	τ
1	5,8	2,5	80	16	50	1,2	0,9	2,7
2	2,4	1,2	140	16	50	24,4	15,0	0,8

Au premier ordre de diffraction, les paramètres q et de τ sont de l'ordre de l'unité et le traitement perturbatif correspondant au régime de Bragg est applicable. Nous vérifions l'absence d'atomes diffractés dans l'ordre -1 (la position choisie pour le miroir est celle qui correspond à la diffraction à l'ordre 1) et la dynamique de l'atome dans le champ laser est décrite par l'oscillation de Rabi, visualisée au paragraphe précédent.

Dès l'ordre 2, nous constatons que les valeurs de q et de τ nécessaires pour obtenir des probabilités de diffraction intéressantes pour l'interférométrie atomique dépassent largement l'unité : nous quittons le régime perturbatif. Dans ces conditions, une fraction non négligeable des atomes est diffractée dans des ordres de diffraction différents de 2, alors que la position choisie pour le miroir est celle qui correspond à la diffraction à l'ordre 2. Ce phénomène n'est guère surprenant car nous ne sommes plus en régime perturbatif. La présence de faisceaux parasites signifie que plusieurs bandes du diagramme de Bloch sont peuplées simultanément conformément aux valeurs de $q(F)$ et de τ mesurées. Ces faisceaux parasites sont gênants pour construire un interféromètre par diffraction de l'onde atomique au second puis au troisième ordre de diffraction (chapitre 4). Le rôle de ces faisceaux est probablement assez mineur comme en témoigne la bonne visibilité obtenue pour les franges atomiques au chapitre 4, même lorsque $p = 2$ ou 3.

2. Profils de diffraction par rotation du miroir à ondes stationnaires autour de l'axe y

Principe (miroir mobile - détecteur fixe) Une autre possibilité développée au laboratoire, consiste à placer la fente de détection dans une position déterminée, sur le faisceau d'atomes non diffractés, et à enregistrer le profil de diffraction résultant de la rotation du miroir à ondes stationnaires autour de l'axe vertical **y**. La rotation du miroir permet de satisfaire la condition de Bragg pour des ordres de diffraction successifs et l'enregistrement du faisceau d'atomes non diffractés en fonction de l'angle Θ_Y de rotation du miroir fait apparaître des pertes d'intensité, chaque fois qu'une classe de vitesse permet de satisfaire la condition de Bragg à l'ordre p.

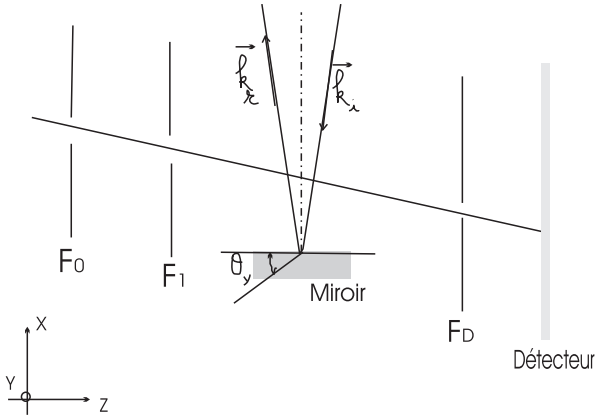


FIG. 3.9 – *Enregistrement d'un profil de diffraction par rotation de l'un des miroirs à ondes stationnaires autour de l'axe* **y**. *L'onde laser qui résulte de la superposition des deux ondes progressives de vecteurs d'onde* $\mathbf{k}_i$ *et* $\mathbf{k}_r$, *est quasiment stationnaire, l'effet Doppler associé à son caractère progressif conduisant à des décalages de fréquence complètement négligeables devant les désaccords choisis.*

La figure (3.9) permet de se représenter une telle situation. Si $\mathbf{k}_i$ (resp. $\mathbf{k}_r$) désigne le vecteur d'onde incident (resp. réfléchi) de l'onde laser, le champ électrique total $\mathbf{E} = \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_r$ s'écrit en notation complexe :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\left[i(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} - \omega_L t)\right] \; + \; \mathbf{E}_0 \exp\left[i(\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r} - \omega_L t)\right] \tag{3.51}$$

En posant $2\mathbf{k}_m = \mathbf{k}_r - \mathbf{k}_i$ et $2\delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_r + \mathbf{k}_i$, le champ total devient :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\left[i(\delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega_L t)\right] \; \times \; 2\cos\left[\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r}\right] \tag{3.52}$$

Par rotation du miroir autour de l'axe **y**, le vecteur $\delta\mathbf{k}$ devient non nul et l'onde laser résultante acquiert un caractère progressif dans la direction $\delta\mathbf{k}$, sensiblement parallèle à l'axe **z** du jet atomique. Ce caractère progressif se manifeste par effet Doppler en un décalage de fréquence égal à $\delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$. Toutefois, pour des angles d'incidence de l'onde laser sur le miroir inférieurs à 500 microradians, ce déplacement en fréquence est au plus de $10^{-3} \times v/\lambda_L$, c'est à dire 1,5 MHz par milliradian. Ce décalage Doppler est donc complètement négligeable devant les désaccords en fréquence utilisés, au moins égaux à 1 GHz. Par rapport à l'étude théorique menée au paragraphe (3.2), l'impulsion transférée à l'atome est elle aussi modifiée et devient égale à $2pk_L\cos(\Theta_Y)$. Elle reste donc très voisine de $2pk_L$ puisque $\Theta_Y \simeq 100\ \mu$rad.

Exemples de profils La rotation du miroir autour de l'axe **y** est pilotée par une cale piézoélectrique dont nous avons vérifié la calibration à l'aide d'une photodiode à quatre cadrants. Une différence de potentiel de 1 Volt correspond à une rotation du miroir de 5,83 microradians (à 0,03 microradian près). Nous avons représenté sur la figure (3.10) les deux profils obtenus par rotation du miroir (M_2), qui correspondent à ceux de la figure (3.8). Les conditions expérimentales sont par conséquent identiques et les valeurs de $q(F)$ et de τ contenues dans la table (3.4) sont communes aux figures (3.8) et (3.10).

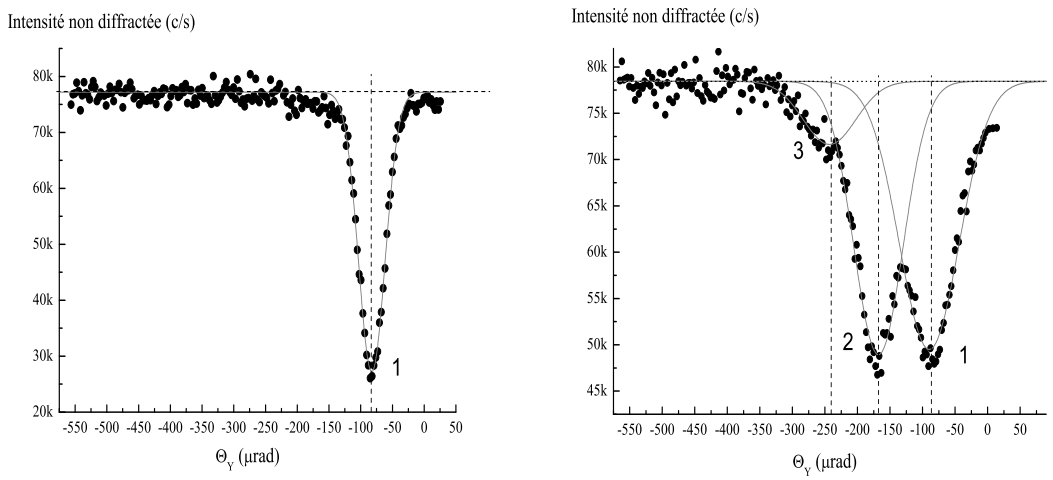


FIG. 3.10 – *Pertes d'intensité dans le faisceau direct en fonction de l'angle de rotation Θ_Y exprimé en microradians au premier puis au second ordre de diffraction. L'ajustement des points expérimentaux est réalisé selon une loi Gaussienne.*

Le signal d'atomes de lithium non diffracté correspond à 77,5 kc/s et parmi ces atomes, seuls 26,1 kc/s n'ont pas été diffractés au premier ordre de diffraction, ce qui est conforme avec l'intensité mesurée sur le profil en transmission sur la figure (3.8), égale à 51 kc/s. Les profils obtenus donnent directement accès à l'angle de Bragg. Pour une diffraction de l'onde atomique à l'ordre p, nous obtenons $\Theta_B(p) \simeq p \times \Theta_B(1)$ avec $\Theta_B(1)$ = 80 μrad. La méthode par rotation du miroir permet ainsi de mesurer l'angle de Bragg, indépendamment de toute mesure de distance (autre que celle effectuée soigneusement pour la calibration de la cale). Cette mesure d'angle est particulièrement intéressante car elle fournit une méthode de mesure de la vitesse u la plus probable des atomes de lithium en utilisant la relation (3.19). Pour $\Theta_B(p = 1)$ = 80 μrad, nous obtenons u = 1060,0 m/s en utilisant la masse de l'atome de lithium rappelée à l'annexe A. Nous reviendrons plus largement sur cette méthode au chapitre 6.

Les profils représentés sur la figure (3.10) permettent de mesurer l'efficacité de la diffraction qui est directement visible sous la forme d'une perte d'intensité, une fois le signal de fond soustrait. Cette méthode est donc particulièrement intéressante pour construire des séparatrices et des miroirs à atomes d'ordre p et c'est ainsi que nous avons procédé pour obtenir les différentes configurations de l'interféromètre atomique que nous présenterons au chapitre 4.

Nous avions vérifié au paragraphe précédent l'absence de diffraction à l'ordre $-p$ lorsqu'on s'intéresse au faisceau d'atomes diffractés. A contrario, un profil de diffraction s'intéressant aux pertes d'intensité du jet atomique par rotation du miroir présente une symétrie autour de l'axe du

jet atomique en peuplant successivement les différents ordres de diffraction, indépendamment de leur signe. La figure (3.11) présente le résultat obtenu sur le miroir (M_2). Ce profil met en évidence la diffraction de l'onde atomique jusqu'au quatrième ordre de diffraction. Le jeu de paramètres expérimentaux utilisé est le suivant : P = 240 milliwatts, le waist w_0 est de 3,1 millimètres et le désaccord en fréquence est de 1,2 GHz. Pour obtenir une efficacité de diffraction et un rapport signal sur bruit satisfaisants, nous avons collimaté le jet atomique (e_1 = 10 μm) et ouvert la fente de détection à 70 μm.

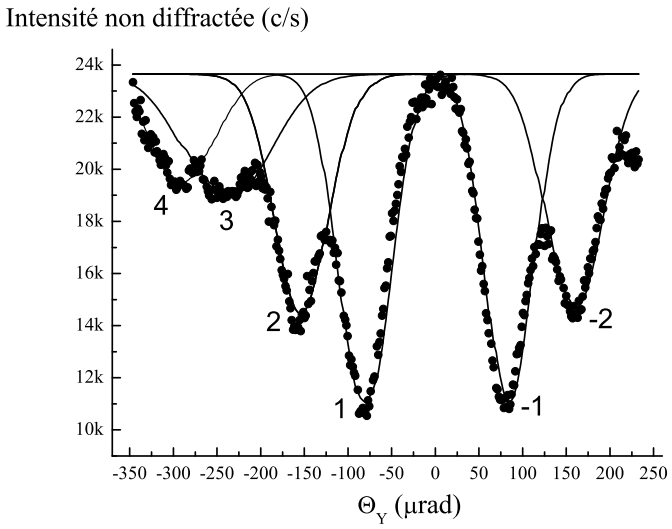


FIG. 3.11 – *Pertes d'intensité dans le faisceau d'atomes non diffractés en fonction de l'angle de rotation Θ_Y exprimé en microradians : nous observons la diffraction de l'onde atomique jusqu'au quatrième ordre.*

Une grande variété de profils Nous avons enregistré un profil de diffraction avec du krypton pour gaz porteur et le résultat obtenu est représenté sur la figure (3.12). L'utilisation de krypton ralentit le jet atomique (relation (2.4-c)) ce qui augmente l'angle de Bragg jusqu'à 123 microradians au premier ordre de diffraction. Le changement de gaz porteur permet de vérifier l'influence de la nature du gaz sur la vitesse moyenne des atomes du jet. Cette vérification semble importante car nous déduirons la vitesse des atomes de lithium d'un profil de diffraction au chapitre 6. Toutefois, le krypton n'a pas été utilisé pour effectuer une mesure de précision de la polarisabilité du lithium à cause du flux nettement plus faible d'atomes obtenus : nous passons de 100 kc/s de lithium avec de l'argon à seulement 30 kc/s en présence de krypton. Nous pensons que cette diminution de flux est attribuable aux collisions lithium - krypton devant l'écorceur, mais nous n'avons pas cherché à creuser cette hypothèse.

3.3.4 Miroirs et séparatrices d'ordre p

Nous calculons dans ce paragraphe les paramètres q et τ utilisés expérimentalement pour construire une séparatrice et un miroir à atomes d'ordre p. Au premier ordre de diffraction, l'accord avec les valeurs théoriques est de très bonne qualité. Pour les ordres supérieurs où le régime perturbatif n'est plus applicable, nous calculons les valeurs de q et de τ que nous utiliserons au chapitre 4.

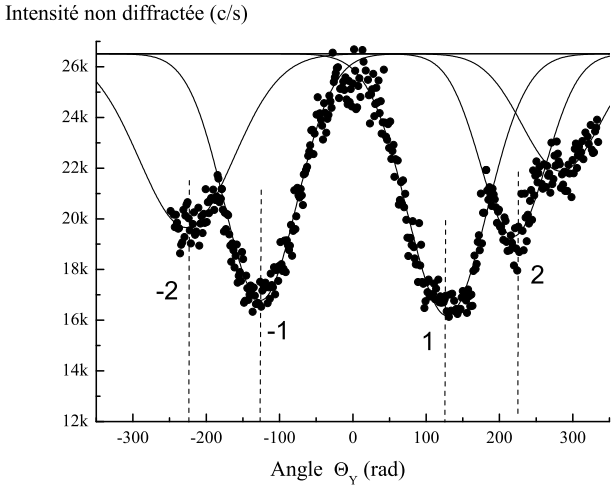


FIG. 3.12 – *Pertes d'intensité dans le faisceau d'atomes non diffractés en fonction de l'angle de rotation Θ_Y exprimé en microradians avec le gaz porteur krypton.*

Miroirs et séparatrices au premier ordre de diffraction

Au premier ordre de diffraction, la puissance laser nécessaire pour construire une séparatrice ou un miroir à atomes permet de travailler avec des désaccords en fréquence de 3 GHz, dans un domaine où l'émission spontanée semble complètement négligeable. La table (3.5) indique la puissance laser, le waist et l'écart à résonance utilisés au chapitre 4 pour construire une séparatrice et un miroir à atomes d'ordre 1 et précise les valeurs de $q(F)$ et de τ correspondantes pour les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental.

TAB. 3.5 – *Exemples de valeurs numériques utilisées pour la construction de l'interféromètre au premier ordre de diffraction. Les paramètres q et τ sont déduits des relations (3.44) et (3.46).*

Elément optique	$P(mW)$	$\delta_L/(2\pi)(GHz)$	w_0(mm)	q(1)	q(2)	τ
Séparatrice à atomes	40	2,8	4,8	0,7	0,55	2,2
Miroir à atomes	70	2,8	4,8	1,2	1,0	2,2

Les valeurs obtenues pour $q(1)$ et pour τ sont en bon accord avec les prédictions théoriques contenues dans la table (3.1) qui résultent de l'équation (3.30). Ce bon accord traduit notre bonne compréhension de la diffraction au premier ordre : la diffraction s'effectue en régime de Bragg : seulement deux faisceaux sont produits (en comptant le faisceau non diffracté). La dynamique de l'atome dans le laser est régie par l'oscillation de Rabi et la probabilité de diffraction peut être calculée par la théorie des perturbations.

Miroirs et séparatrices d'ordre p ($p > 1$)

Pour les ordres de diffraction plus élevés, nous pouvons limiter la puissance laser nécessaire en diminuant le temps d'interaction réduit τ. En effet, la relation (3.44) montre que la puisssance P du laser varie comme qw_0^2. D'après la condition (3.30) d'obtention d'un miroir à atomes d'ordre p, $q \propto (\tau)^{-1/p}$ si bien que la puissance du laser varie avec τ comme $\tau^{2-1/p}$. Ainsi, lorsque $p = 2$,

diminuer le temps d'interaction d'un facteur 3 revient à diviser la puissance laser nécessaire par 5. Nous travaillons avec $\tau \simeq 1$ et pour cela nous modifions la focale du télescope pour obtenir un grossissement égal à 2. La table (3.6) indique la puissance laser, le waist et l'écart à résonance utilisés au chapitre 4 pour construire une séparatrice et un miroir à atomes d'ordre 2 puis 3 et précise les valeurs de $q(F)$ et de τ correspondantes pour les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental. Ces valeurs élevées permettent de vérifier expérimentalement que le régime perturbatif n'est pas applicable dès l'ordre 2, en bon accord avec l'étude théorique menée au paragraphe (3.2).

TAB. 3.6 – *Exemples de valeurs numériques utilisées pour la construction de l'interféromètre au second et au troisième ordre de diffraction. Les paramètres q et τ sont déduits des relations (3.44) et (3.46).*

Elément optique	$P(mW)$	$\delta_L/(2\pi)(GHz)$	w_0(mm)	q(1)	q(2)	τ
Séparatrice ordre 2	80	3,1	1,8	9,1	7,8	0,8
Miroir ordre 2	200	3,1	1,8	22,7	18,1	0,8
Séparatrice ordre 3	80	1,1	2,9	9,9	5,7	1,4
Miroir ordre 3	140	1,1	2,9	17,3	10	1,4

3.3.5 Phases de diffraction à l'ordre p

Nous allons utiliser les valeurs de q et de τ calculées pour déterminer les phases de diffraction qui apparaissent à l'ordre p avec les séparatrices et miroirs à atomes que nous avons construit. Nous calculons les déphasages en utilisant les relations (3.31) et (3.33) respectivement pour l'ordre 1 et l'ordre p. Nos résultats sont rassemblés dans la table (3.7).

TAB. 3.7 – *Déphasage de l'onde atomique à la traversée de l'onde laser stationnaire pour les trois premiers ordres de diffraction. Nous utilisons la valeur $q(1) = q(F = 1)$.*

Elément optique	$q(1)$	τ	ϕ_p (rad)
Séparatrice ordre 1	0,7	2,2	-0,13
Miroir ordre 1	1,2	2,2	-0,40
Séparatrice ordre 2	9,1	0,8	-0,60
Miroir ordre 2	22,7	0,8	-10,97
Séparatrice ordre 3	9,9	1,4	3,82
Miroir ordre 3	17,3	1,4	1,15

Il faut toutefois rester prudents dans l'estimation de ces phases car les profils du laser que nous avons réalisés sont des profils longitudinaux, dans la direction **z** de propagation de l'onde atomique, et nous n'avons pas tenu compte de l'extension de l'onde laser dans la direction **y**. Ces phases de diffraction ne sont pas en général étudiées et il nous a semblé intéressant d'en donner une estimation. Leur rôle dans un interféromètre de Mach - Zehnder symétrique est à priori négligeable.

3.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons montré comment construire un miroir et une séparatrice à atomes par diffraction de l'onde atomique à l'ordre p, pour p variant de 1 jusqu'à 3.

Nous avons une bonne compréhension de la diffraction au premier ordre : la dynamique de l'atome dans le champ du laser est régie par l'oscillation de Rabi et la théorie des perturbations est applicable. Nous avons visualisé l'oscillation de Rabi, soit par variation de la puissance du laser, soit par variation du désaccord en fréquence, dans le cas d'un jet atomique pompé optiquement dans un niveau hyperfin. Notre étude montre le rôle de la distribution de vitesse des atomes et de l'ouverture angulaire du jet atomique. Ce premier ordre de diffraction est particulièrement intéressant pour l'interférométrie atomique car seulement deux faiscaux atomiques sont formés (en comptant le faisceau direct d'ordre égal à zéro). Nous utiliserons ces savoirs - faire au chapitre 4 pour construire l'interféromètre atomique et au chapitre 6 pour déduire la vitesse des atomes du jet d'un profil de diffraction.

Dès l'ordre 2, le traitement perturbatif n'est plus applicable et le couplage ne peut plus être limité à deux états seulement. Il faut alors revenir à l'équation de Mathieu car les valeurs du potentiel lumineux q nécessaires à l'interférométrie atomique dépassent largement l'unité. En ce sens, nous pensons que les probabilités de diffraction proposées par D. Giltner dans sa thèse, qui n'intègrent pas cet effet, doivent être manipulées avec précaution. Les valeurs de q et de τ que nous proposons pour construire des séparatrices et des miroirs à atomes d'ordre 2 et 3 peuvent ne pas être optimales, car nous ne sommes pas certains que la puissance du laser était suffisante.

Enfin, nous avons souhaité porter notre attention sur un aspect souvent peu étudié dans la littérature portant sur l'influence de la diffraction par laser sur la phase de l'onde atomique. Ces phases de diffraction s'expriment en fonction des paramètres q et de τ et peuvent être élevées, en particulier au second ordre de diffraction. Toutefois, dans un interféromètre symétrique comme celui de Mach et Zehnder, le rôle de ces phases ne nous semble pas capital. Cette étude demande toutefois à être approfondie et dans cette thèse, nous avons eu essentiellement une approche très pragmatique, consistant à trouver un jeu de paramètres expérimentaux permettant d'observer des franges d'interférence de bonne visibilité.

Chapitre 4

Interférences atomiques

Dans ce chapitre, nous présentons les franges d'interférence atomique observées à Toulouse. Nos signaux présentent une visibilité très élevée allant jusqu'à 84,5 $\pm$ 1 % au premier ordre de diffraction. Le chapitre s'organise en trois parties. Nous commençons par décrire le fonctionnement d'un interféromètre de Mach - Zehnder à trois réseaux, optique ou atomique, à partir d'un modèle en ondes planes qui permet de comprendre comment observer les franges d'interférence. La seconde partie présente nos franges d'interférence atomique, obtenues par diffraction de l'onde atomique aux ordres de diffraction successifs p = 1, 2 et 3. Nous analysons quelques propriétés de l'interféromètre en montrant sa grande transmission et en mesurant le bruit de phase, puis les facteurs limitant la visibilité des franges à l'ordre p sont analysés. Nous terminons ce second paragraphe en montrant les signaux d'interférence obtenus avec l'isotope bosonique ^6Li, d'abondance naturelle 7,5 %. La troisième et dernière partie est consacrée à l'optimisation de la sensibilité en phase de l'interféromètre, une étude nécessaire avant d'utiliser l'appareil pour mesurer la polarisabilité électrique de l'atome de lithium. L'essentiel de ces résultats a été publié en 2005 dans la revue European Journal of Physics D [95].

4.1 L'interféromètre de Mach - Zehnder à trois réseaux

La construction de l'interféromètre de Mach - Zehnder à trois réseaux résulte des efforts entrepris dans le courant des années 1950 pour observer des phénomènes d'interférence avec des électrons [17] ou des rayons X [177]. Une nouvelle configuration dite à trois réseaux a ainsi vu le jour dans laquelle le rôle des deux lames séparatrices est tenu par le premier et le troisième réseau, le second réseau jouant le rôle des deux miroirs utilisés dans la configuration historique de L. Mach et L. Zehnder [4, 5] rappelée en introduction. Cette configuration, représentée sur la figure (4.1), permet d'utiliser indifféremment des ondes lumineuses ou des ondes de matière. Dans un tel dispositif, le faisceau incident est séparé en plusieurs faisceaux correspondant aux différents ordres de diffraction. Certains de ces faisceaux se superposent dans le plan du troisième réseau et interfèrent après diffraction par ce réseau. Le détecteur, généralement placé sur la sortie notée **1** sur la figure, reste fixe pendant toute la durée des acquisitions. Nous commençons par présenter l'interféromètre optique de Mach - Zehnder à trois réseaux à travers un modèle en ondes planes. Cette étude présente un double intérêt : conceptuel d'abord, car cet interféromètre est identique à son analogue atomique, pratique ensuite, car le modèle en ondes planes permet d'expliquer comment observer des franges d'interférence avec ce type d'appareil.

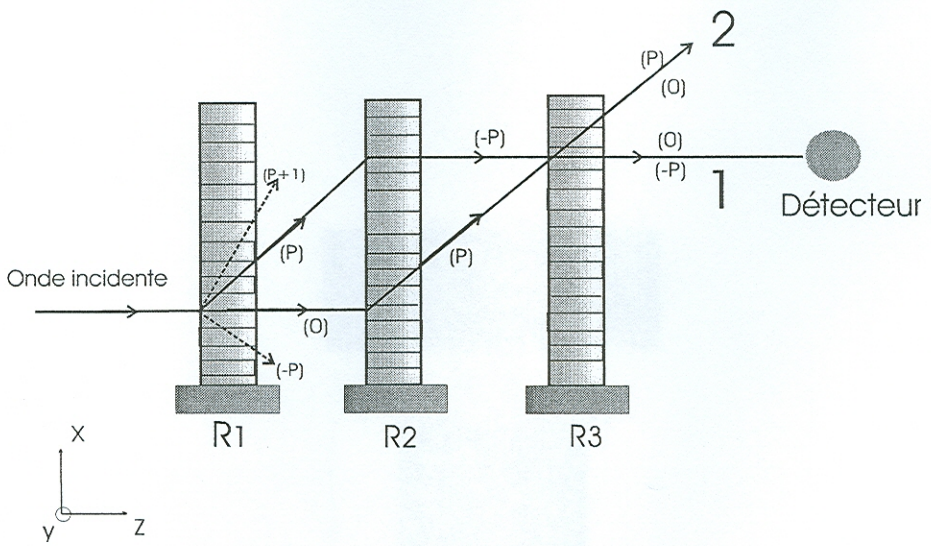


FIG. 4.1 – *Schéma d'un interféromètre de Mach - Zehnder à trois réseaux (R_1), (R_2) et (R_3). Le rôle des deux miroirs est tenu par le second réseau, celui des deux séparatrices par le premier et le troisième réseau. L'appareil possède deux sorties complémentaires notées* **1** *et* **2** *et chaque faisceau est repéré par l'ordre de diffraction* 0 *ou p pour les faisceaux principaux.*

4.1.1 Interféromètre optique de Mach - Zehnder à trois réseaux

Ce paragraphe reprend les points essentiels d'un article à caractère pédagogique publié dans la revue European Journal of Physics que j'ai rédigé en 2002 [94]. Cet article se propose d'étudier l'interférence d'ondes lumineuses en utilisant les concepts généralement utilisés pour l'interférence d'ondes de matière, soulignant ainsi la forte similarité des deux points de vue.

Diffraction

La structure diffractante de l'interféromètre optique, le réseau, peut être décrite à partir d'un vocabulaire traditionnellement utilisé pour la diffraction d'ondes de matière. Un réseau est une structure périodique de période a, caractérisée par un vecteur réseau réciproque $\mathbf{k}_R$ situé dans le plan du réseau, perpendiculaire à ses traits et de module $|\mathbf{k}_R| = 2\pi/a$. L'onde incidente sera supposée plane et décrite par le vecteur d'onde $\mathbf{k}$ et la fonction d'onde $\Psi = \exp[i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}]$. Le vecteur d'onde de l'onde diffractée à l'ordre p possède les deux propriétés suivantes :

(i) sa projection dans le plan du réseau égale celle du vecteur $(\mathbf{k} + p\mathbf{k}_R)$ dans le même plan
(ii) les vecteurs d'onde de l'onde incidente et de l'onde diffractée ont le même module

La diffraction d'une onde lumineuse par un réseau peut être interprétée comme l'absorption ou l'émission de p particules d'énergie nulle (car le réseau est immobile) et d'impulsion $\hbar\mathbf{k}_R$ dans le plan du réseau. Elle s'effectue avec conservation de l'impulsion (condition (i)), et conservation de l'énergie (condition (ii)) et apparaît ainsi d'une remarquable similarité avec la diffraction d'une onde atomique par une onde stationnaire laser pour laquelle $a = \lambda_L/2$ et $\mathbf{k_R} = 2\mathbf{k_L}$, de sorte que l'essentiel des résultats établis dans ce paragraphe pourra être étendu au cas des ondes atomiques au paragraphe suivant. L'onde diffractée à l'ordre p par le réseau R_j $(j = 1-3)$ est donnée par :

$$\Psi_p = \alpha_j(p)\exp[i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}]\exp\left[ip\mathbf{k}_{R_j}\cdot\left(\mathbf{r}-\mathbf{r}_j\right)\right] \tag{4.1}$$

Cette équation est valable dans la limite où $|\mathbf{k}_{R_j}| \ll |\mathbf{k}|$ et $\mathbf{k}_{R_j}.\mathbf{k} \approx 0$. Le vecteur $\mathbf{r}_j$ mesure la position d'un point de référence du réseau R_j. La dépendance de la phase de l'onde diffractée avec la position du réseau dans son plan n'est en général pas mentionnée et nous allons voir que les conséquences pratiques sont importantes. Un réseau étant une structure périodique, ce facteur de phase doit lui même être une fonction périodique du vecteur position $\mathbf{r}_j$, avec une période égale à celle du réseau. $\alpha_j(p)$ désigne l'amplitude complexe de diffraction à l'ordre p par le réseau R_j et s'écrit sous la forme :

$$\alpha_j(p) = |\alpha_j(p)| e^{i\varphi_j(p)} \tag{4.2}$$

où la phase $\varphi_j(p)$ représente la phase résultant du processus de diffraction décrite dans le cas de la diffraction d'ondes atomiques dans le régime de Bragg par l'équation (3.31) du chapitre précédent. La transmission en intensité pour le faisceau diffracté à l'ordre p par le réseau R_j sera notée $T_j(p) = |\alpha_j(p)|^2$.

Interférence

Si nous considérons seulement les deux chemins représentés sur la figure (4.1) qui interfèrent sur la sortie **1**, l'onde résultante est la somme de deux ondes, Ψ_h et Ψ_b, qui correspondent respectivement au chemin du haut, d'ordre de diffraction successifs $(p, -p, 0)$:

$$\Psi_h = \alpha_1(p)\,\alpha_2(-p)\,\alpha_3(0)\,\exp\left[i\left[\mathbf{k}.\mathbf{r} + p\mathbf{k}_{\mathbf{R_1}}.(\mathbf{r}-\mathbf{r_1}) - p\mathbf{k}_{\mathbf{R_2}}.(\mathbf{r}-\mathbf{r_2})\right]\right] \tag{4.3}$$

et au chemin du bas, d'ordre de diffraction successifs $(0, p, -p)$:

$$\Psi_b = \alpha_1(0)\,\alpha_2(p)\,\alpha_3(-p)\,\exp\left[i\left[\mathbf{k}.\mathbf{r} + p\mathbf{k}_{\mathbf{R_2}}.(\mathbf{r}-\mathbf{r_2}) - p\mathbf{k}_{\mathbf{R_3}}.(\mathbf{r}-\mathbf{r_3})\right]\right] \tag{4.4}$$

Ces deux ondes cohérentes interfèrent par recouvrement spatial à la sortie du troisième réseau. Désignons par a_h le produit des amplitudes de diffraction $\alpha_1(p)\,\alpha_2(-p)\,\alpha_3(0)$ correspondant au chemin du haut sur la figure (4.1) et par a_b le produit $\alpha_1(0)\,\alpha_2(p)\,\alpha_3(-p)$ correspondant au chemin du bas sur la figure (4.1). A priori, les amplitudes a_h et a_b sont des nombres complexes car la phase $\varphi_j(p)$ $(j = 1-3)$ associée à l'amplitude $\alpha_j(p)$ n'est pas négligeable. Ces phases de diffraction peuvent présenter une certaine dispersion comme nous le verrons dans le cas des ondes atomiques au prochain paragraphe. Lorsque a_h et a_b possèdent la même phase, l'intensité sur le détecteur, proportionnelle à la quantité $|\Psi_h + \Psi_b|^2$, s'écrit au point $\mathbf{r}$ sous la forme suivante :

$$I(\mathbf{r}) = |\Psi_h + \Psi_b|^2 = I_0[1 + \mathcal{V}\cos(\delta\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \phi_0)] \tag{4.5}$$

où $I_0 = |a_h|^2 + |a_b|^2$ désigne l'intensité moyenne des franges d'interférence dont la visibilité $\mathcal{V}$ s'exprime en fonction de $|a_h|$ et de $|a_b|$ sous la forme :

$$\mathcal{V} = \frac{2|a_b||a_h|}{|a_h|^2 + |a_b|^2} \tag{4.6}$$

Condition d'interférence Le vecteur d'onde $\delta\mathbf{k}$ représente la différence des vecteurs d'onde des deux ondes planes Ψ_h et Ψ_b qui interfèrent :

$$\delta\mathbf{k} = p\ (\mathbf{k}_{\mathbf{R_1}} - 2\mathbf{k}_{\mathbf{R_2}} + \mathbf{k}_{\mathbf{R_3}}) \tag{4.7}$$

Des franges d'interférence apparaissent alors par superposition des deux ondes planes Ψ_h et Ψ_b, et par intégration sur la surface du détecteur, ce signal est brouillé. Nous supprimons la dépendance du terme d'interférence avec la position $\mathbf{r}$ du détecteur en annulant le vecteur $\delta\mathbf{k}$. Cette annulation est réalisée en modifiant l'orientation de l'un des réseaux dans son plan et l'équation (4.7) montre que l'action sur le second réseau est deux fois plus sensible que sur le premier ou le troisième. Plus précisément, si chaque vecteur d'onde $\mathbf{k}_{R_j}$ fait un petit angle δ_i avec l'axe $\mathbf{x}$ dans le plan ($\mathbf{x}$, $\mathbf{y}$) du réseau, il vient, en posant $\mathbf{k}_{R_i} = k_R(\cos\delta_i\,\mathbf{x} + \sin\delta_i\,\mathbf{y})$:

$$\delta\mathbf{k} = pk_R(\delta_1 - 2\delta_2 + \delta_3)\mathbf{y} \tag{4.8}$$

au premier ordre en δ_i, en supposant les réseaux de pas identique, ce qui sera le cas dans la pratique. Le vecteur $\delta\mathbf{k}$ est donc parallèle aux traits du réseau supposés verticaux, ce qui explique l'apparition de franges horizontales très fines observables sur la surface du détecteur. Ces franges deviennent de plus en plus larges au fur et à mesure que $\delta\mathbf{k}$ tend vers zéro. A la fin de la procédure visant à annuler $\delta\mathbf{k}$, nous obtenons une seule frange verticale qui est due à une imperfection des réseaux utilisés : ces réseaux sont portés par une lame de verre d'épaisseur 1 mm légèrement prismatique et la légère déflexion qui en résulte n'est pas prise en compte dans notre théorie.

Balayage des franges d'interférence Une fois la condition $\delta\mathbf{k} = 0$ vérifiée, le signal interférentiel s'écrit sous la forme simplifiée :

$$I = I_0[1 + \mathcal{V}\cos(\phi_0)] \tag{4.9}$$

où la phase ϕ_0 ne dépend que de la position $\mathbf{r}_j$ des trois réseaux :

$$\phi_0 = p(\mathbf{k}_{R_1}\cdot\mathbf{r}_1 - 2\mathbf{k}_{R_2}\cdot\mathbf{r}_2 + \mathbf{k}_{R_3}\cdot\mathbf{r}_3) \tag{4.10}$$

La dépendance de la phase ϕ_0 avec la position des réseaux fournit une méthode pour balayer les franges d'interférence. Les vecteurs d'onde $\mathbf{k}_{Rj}$ étant portés par l'axe $\mathbf{x}$, la dépendance de la phase ϕ_0 avec la position des réseaux selon cet axe s'écrit :

$$\phi_0 = 2\,p\,\pi(x_1 - 2x_2 + x_3)/a \tag{4.11}$$

La modification de la position d'un des réseaux, par exemple le troisième, d'une distance $a = 2\pi/k_R$ entraîne une variation de la phase ϕ_0 de $2p\pi$ et permet de faire défiler les franges d'interférence.

Nous avons représenté le signal obtenu avec l'interféromètre optique construit à Toulouse sur la figure (4.2). Cet interféromètre est formé de réseaux blazés de pas 5 micromètres formés d'un dépôt de verre organique monté sur une lame de verre, commercialisés par la firme Paton Hawksley [178]. Ces réseaux ne sont pas parfaitement symétriques : l'ordre de diffraction $p = +1$ sélectionné par l'effet de blaze est plus intense que l'ordre -1. Pour assurer l'égale intensité des deux faisceaux qui interfèrent, nous utilisons toujours l'ordre de diffraction le plus intense et pour cette raison, le réseau R_2 est en fait composé de deux réseaux R_{2A} et R_{2B} d'orientation opposée. La source lumineuse est un laser He - Ne et la détection du signal interférentiel s'effectue à l'aide d'une photodiode munie d'un amplificateur choisi pour son faible bruit. L'angle de diffraction vaut $\theta_D = 127$ milliradians et la distance entre réseaux successifs est identique à celle de l'interféromètre atomique $L_{12} = 0{,}605$ mètre. Sur la figure, la visibilité des franges est de 91,5 % et notre meilleur résultat est de 98 %. L'appareil possède une transmission proche de 100 % et une stabilité remarquable puisque nous n'avons pas noté de dérive de phase notable sur des temps d'acquisition supérieur à dix heures.

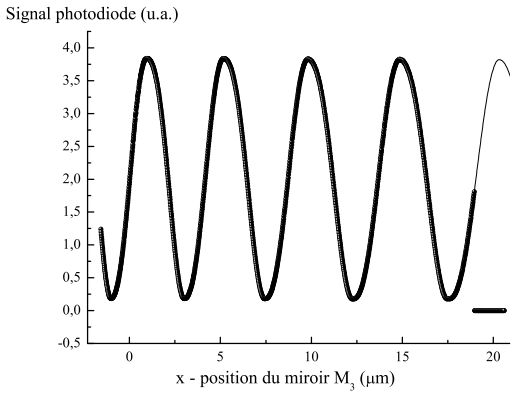


FIG. 4.2 – *Franges d'interférence optique issue de l'interféromètre de Mach - Zehnder à trois réseaux. Les réseaux sont des réseaux blazés de pas 5 micromètres.*

Applications

L'équation (4.11) montre que l'interféromètre optique de Mach - Zehnder peut permettre de détecter les vibrations relatives de la position des trois réseaux $(x_1 - 2x_2 + x_3)$. Il est ainsi souvent utilisé pour contrôler les vibrations d'un interféromètre de Mach - Zehnder à trois réseaux fonctionnant avec des ondes de matière. Citons les expériences menées dans le groupe de A. Zeilinger en 1989 portant sur des neutrons ultra - froids [179], celle de D. Pritchard portant sur des atomes de sodium [22] et de S.A. Lee utilisant des atomes de néon métastable [69]. Dans notre expérience, l'interféromètre optique est directement monté sur les miroirs utilisés pour construire les ondes lasers stationnaires de l'interféromètre atomique et nous contrôlons la position relative des miroirs à 3 nanomètres rms (chapitre 1). Nous utiliserons également l'interféromètre optique pour calibrer les franges d'interférence atomique, pour mesurer la distance x_3 dont a été déplacé le miroir (M_3) formant la troisième onde stationnaire laser.

4.1.2 Interféromètre atomique de Mach - Zehnder à trois réseaux

La plupart des conclusions établies au paragraphe précédent restent valables pour l'interférence d'ondes atomiques. Nous ne reprendrons que les points essentiels en soulignant les analogies et les différences.

• L'onde atomique incidente n'est pas en toute rigueur une onde plane, à cause de la diffaction par les fentes de collimation. Un calcul plus détaillé de la propagation de l'onde atomique dans ce type d'interféromètre est décrit dans un papier écrit par Q.A. Turchette [180] et dans l'article publié dans notre équipe en 1999 [181] qui figure dans la thèse de C. Champenois [110]. Les résultats de cette étude permettent notamment d'évaluer l'effet des défauts d'alignement de l'interféromètre sur les signaux d'interférence comme nous le verrons au paragraphe (4.3).

• Dans le cas d'ondes atomiques, les phases $\varphi_j(p)$ associées à la diffraction peuvent ne pas être négligeables, notamment lorsque la diffraction s'effectue à des ordres élevés. L'expression de ces phases a été donnée à l'équation (3.31) du chapitre 3 dans le cas de la diffraction dans le régime de Bragg. Liées au potentiel de déplacement lumineux, ces phases s'expriment en fonction des paramètres q et τ dans le régime perturbatif. Elles peuvent être élevées, et nous verrons au

paragraphe (4.2.3) que leur fluctuation, due à des imperfections du laser et/ou du jet atomique, peut réduire la visibilité des franges atomiques.

• La condition d'égalité des vecteurs d'ondes qui interfèrent, établie dans le cas de l'interférométrie optique, reste valable en interférométrie atomique :

$$\delta\mathbf{k} = p(\mathbf{k}_{R_1} - 2\mathbf{k}_{R_2} + \mathbf{k}_{R_3}) = 0 \tag{4.12}$$

Dans le cas des ondes atomiques, le vecteur $\mathbf{k}_{R_j}$ ($j = 1-3$) désigne le vecteur du réseau R_j de module $2\pi/a$ avec $a = \lambda_L/2$ puisque le réseau est une onde laser stationnaire. Nous verrons au paragraphe (4.3.1) de ce chapitre que les écarts à la condition (4.12) modifient fortement la visibilité des franges atomiques et que cette sensibilité croît avec l'ordre p de la diffraction comme l'indique l'équation (4.12) puisque $\delta\mathbf{k} \propto p$. Pour cela, nous ajusterons la rotation du miroir (M_2) autour de l'axe $\mathbf{z}$ du jet atomique.

• L'observation des franges atomiques s'effectue, comme en interférométrie optique, en utilisant la dépendance de la phase ϕ_0 avec la position relative des trois réseaux :

$$\phi_0 = 2\,p\,\pi(x_1 - 2x_2 + x_3)/a \tag{4.13}$$

a désignant le pas du réseau atomique ($a = \lambda_L/2 = \pi/k_L$). La phase ϕ_0 ne dépend pas de la longueur d'onde atomique λ_{dB} et ce caractère non dispersif est très important car la source d'atomes n'est qu'approximativement monochromatique (chapitre 2). La phase ϕ_0 varie très rapidement avec la quantité $(x_1 - 2x_2 + x_3)$: au premier ordre de diffraction, un déphasage de 1 radian est obtenu pour une variation de seulement 53 nanomètres de cette quantité. La dépendance de la phase ϕ_0 avec la position des réseaux rend l'interféromètre atomique très sensible aux vibrations environnantes et au bruit sismique ambiant, qui peut entraîner une flexion du banc dans le plan horizontal (x,z). L'amplitude rms de ces vibrations, mesurée par interférométrie optique, est de 3 nm rms. Cette faible valeur résulte de la rigidité du montage et du fait que l'interféromètre est monté au sous - sol avec des pompes primaires situées dans une pièce séparée. La figure (4.3) est une photographie du banc de l'interféromètre sur laquelle on peut voir les miroirs (M_2) et (M_3) de l'interféromètre atomique et les réseaux R_{2A}, R_{2B} et R_3 de l'interféromètre optique.

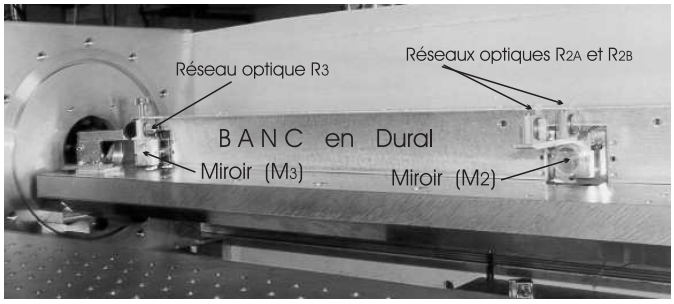


FIG. 4.3 – *Photographie du banc de l'interféromètre avec les miroirs (M_2) et (M_3) et les réseaux optiques R_{2A}, R_{2B} et R_3. Le miroir (M_1) et le réseau optique R_1 ne sont pas visibles sur la figure mais il sont situés dans le prolongement du banc, sur la partie droite .*

4.2 Interférences atomiques

Après avoir résolu les divers problèmes expérimentaux décrits au chapitre 1, nous avons observé au printemps 2004 des franges d'interférence atomique en utilisant successivement trois ordres de diffraction : $p = 1$, 2 et 3. Les signaux expérimentaux font apparaître des franges atomiques de très haute visibilité, allant jusqu'à 84,5 $\pm$ 1 % pour l'isotope ^7Li et l'on peut également observer des franges atomiques avec l'isotope ^6Li. Dans tout ce chapitre, sauf indication contraire, les signaux sont enregistrés sur la sortie **1** avec une période de comptage de 0,1 seconde et exprimés en coups/s.

4.2.1 Interférences atomiques au premier ordre de diffraction

La construction de l'interféromètre atomique consiste à réaliser la séquence de pulses de Rabi suivante $\pi/2 - \pi - \pi/2$ pour les trois réseaux successifs, correspondant à la traversée d'une première séparatrice puis d'un miroir à atomes avant la superposition finale par le troisième réseau. Au premier ordre de diffraction, la séquence $\pi/2 - \pi - \pi/2$ est réalisée à partir de la séquence $P/2 - P - P/2$, P désignant la puissance du laser, selon le schéma expérimental décrit au paragraphe (1.4) du chapitre 1. Nous utilisons un seul laser et un seul télescope pour agrandir son faisceau, c'est pourquoi l'écart à résonance et la taille du faisceau laser sont identiques pour les trois ondes stationnaires. En pratique, il n'est pas possible de construire un miroir à atomes de coefficient de réflexion en intensité égal à 100 %. En effet, la condition $\varphi_r = \pi$ ne peut être réalisée que pour un seul isotope et seulement en moyenne pour les niveaux hyperfins $F = 1$ et $F = 2$, et pour les atomes ayant la vitesse u et l'incidence moyenne.

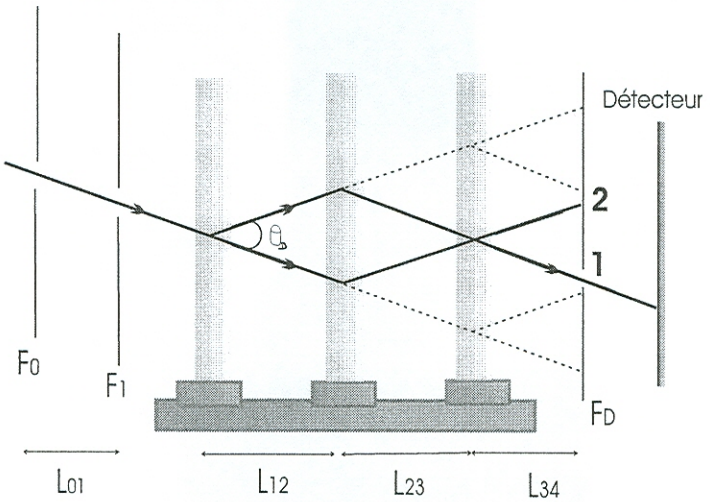


FIG. 4.4 – *Schéma d'un interféromètre atomique de Mach - Zehnder à trois réseaux fonctionnant dans le régime de diffraction de Bragg. Le miroir à atomes n'étant pas parfait, des faisceaux parasites parviennent sur les deux sorties principales* **1** *et* **2** *de l'interféromètre.*

La figure (4.4) représente l'interféromètre atomique de Mach - Zehnder dans la configuration de Bragg en prenant en compte ces différents faisceaux parasites. Nous commençons par construire le miroir à atomes dont la qualité détermine l'importance de ces faisceaux parasites. Pour cela, nous orientons le miroir de l'onde stationnaire pour satisfaire la condition de Bragg. Au premier ordre de diffraction, avec les puissances lasers disponibles, nous avons obtenu des coefficients de réflexion en intensité allant jusqu'à 80 %, et même 85 % en présence d'un pompage optique des

atomes du jet dans un niveau hyperfin de l'état fondamental. L'angle de Bragg est ensuite ajusté pour les miroirs (M_1) et (M_3) en prenant soin de diffracter l'onde atomique dans le même ordre de diffraction (+1 ou -1) que celui choisi pour le miroir (M_2). Une fois la répartition de puissance entre les deux séparatrices ajustée, nous déplaçons la fente de détection depuis la position occupée par le jet atomique en l'absence de toute diffraction laser jusqu'à l'une des deux sorties, par exemple la première. L'ordinateur pilote alors le balayage des franges d'interférence en appliquant une tension de forme triangulaire sur la cale piézoélectrique assurant ainsi la translation du miroir (M_3) selon la direction x. La vitesse de défilement des franges est ajustée par l'expérimentateur qui fixe la fréquence de balayage de cette tension.

1. Observation des franges d'interférence atomique

Plusieurs acquisitions de ce type ont été menées au cours de l'année 2004. La figure (4.5) présente les franges atomiques obtenues au printemps 2004. Dans cette expérience, la largeur des différentes fentes (collimation, détection) est $e_0 = 20\ \mu$m, $e_1 = 12\ \mu$m et $e_D = 40\ \mu$m. Le profil du laser s'apparente davantage à un mode de type mésa de largeur $D = 5{,}0$ mm, la puissance totale du laser est de 150 mW et l'écart à résonance du laser, mesuré par rapport à la transition ${}^2S_{1/2,F=1} - {}^2P_{3/2}$ vaut 2,8 GHz. Moins de 1 % des points de mesure sont des pics d'intensité anormalement élevés, présents sur le signal interférentiel comme sur le signal de fond. Ces pics proviennent du détecteur à fil chaud et sont éliminés dans une première phase de traitement des données. La calibration du balayage du miroir (M_3) est effectuée à l'aide de l'interféromètre optique d'interfrange 5 μm et l'intensité du signal de sortie de l'interféromètre atomique est de la forme :

$$I = I_B + I_0[1 + \mathcal{V}\cos(\phi_0)] \tag{4.14}$$

Le signal de fond I_B du détecteur est enregistré juste après l'acquisition des franges atomiques en stoppant le jet atomique dans la deuxième enceinte à l'aide d'une plaque métallique. Nous en déduisons la valeur moyenne du signal de fond, égale à 2250 c/s sur la figure (4.5).

Plusieurs méthodes ont été essayé pour mesurer la visibilité $\mathcal{V}$ et l'intensité moyenne I_0 du signal. Une première approche consiste à mesurer la visibilité à partir des valeurs extrêmales du signal interférentiel, que l'on peut déduire d'un fit polynomial autour de ces extrema. Nous obtenons ainsi $\mathcal{V}$ = 80,5 $\pm$ 0,8 % et I_0 = 12950 $\pm$ 100 c/s. Cette approche ignore toutefois les valeurs de I voisines de I_0. Une autre méthode consiste à lisser la courbe obtenue, le point numéro i de la courbe de lissage étant une moyenne des points expérimentaux situés dans l'intervalle $[i-(n-1)/2, i+(n-1)/2]$, où l'entier n est choisi par l'opérateur. Pour $n = 5$, nous obtenons $\mathcal{V}$ = 80,1 $\pm$ 1,0 % et I_0 = 12870 $\pm$ 100 c/s en bon accord avec la méthode précédente. Afin de prendre en compte la totalité des points expérimentaux, nous avons ajusté ces points par une méthode de moindres carrés. Localement, la phase ϕ_0 qui permet de faire défiler les franges d'interférence est une fonction linéaire du temps. Toutefois, le fit doit inclure la non linéarité introduite par la cale piézoélectrique et la phase ϕ_0 est de la forme :

$$\phi_0 = a + bn + cn^2 \tag{4.15}$$

n désignant le numéro du canal dans l'enregistrement. Les coefficients a, b et c représentent respectivement la phase initiale de l'interférogramme, la pente d'une rampe idéale en tension, et le coefficient de correction dû à la non linéarité de la cale, ce qui conduit à réaliser un fit à 5 paramètres (I_0, $\mathcal{V}$, a, b et c) qui fournit plusieurs informations intéressantes.

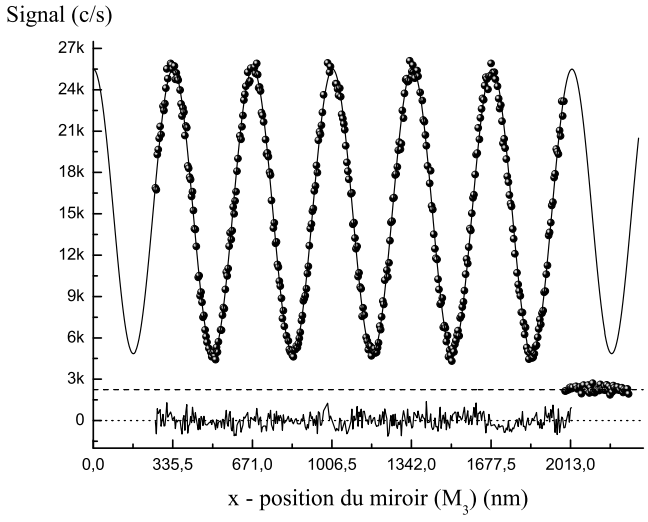


FIG. 4.5 – *Franges d'interférence atomique de lithium 7 obtenues par diffraction de l'onde atomique au premier ordre de diffraction. L'abscisse x(M_3) est calibrée par interférométrie optique et nous vérifions que la distance Δx nécessaire pour faire défiler une frange atomique est égale à $\lambda_L/2$. Le signal de fond de moyenne 2250 c/s et la courbe des résidus issue du fit, d'écart-type 860 c/s, sont représentés au bas de la figure.*

La distance Δx nécessaire pour faire défiler une frange atomique vaut $336{,}0 \pm 0{,}5$ nm et cette valeur est compatible avec la valeur attendue de l'interfrange atomique $\lambda_L/2 = 335{,}5$ nm. Le fit fournit $c \simeq 10^{-5}$ et l'intensité moyenne du signal de sortie est $I_0 = 12900 \pm 50$ c/s et la visibilité des franges atomiques atteint la valeur élevée de $80{,}5 \pm 0{,}5$ %. Pour chaque point expérimental, on a représenté au bas de la figure (4.5) la différence entre la loi théorique et les points de mesure. Ce résidu de valeur moyenne nulle ne présente pas de structure particulière. La visibilité des franges atomiques est donc de 80,5 % et une barre d'erreur de 1 % semble très crédible. Les réglages qui permettent d'ajuster la visibilité à 80,5 % seront détaillés au paragraphe (4.3) au cours d'une série d'expériences portant sur la sensibilité des franges atomiques à différents paramètres, comme des défauts d'alignement.

En juillet 2004, des franges d'interférence de visibilité égale à $84{,}5 \pm 1$ % ont été enregistrées par diffraction de l'onde atomique au premier ordre. La figure (4.6) présente ces franges atomiques qui constituent notre meilleur résultat en terme de visibilité. Les largeurs des fentes de collimation et de détection sont identiques à celles utilisées au printemps 2004. Dans cette expérience, nous avons compensé les gradients de champ magnétique résiduels présents dans l'interféromètre, selon une méthode que nous décrirons au paragraphe (4.3) de ce chapitre et dans le chapitre 5 entièrement consacré à l'influence d'un champ magnétique inhomogène sur les franges d'interférence [1]. Après ajustement des points expérimentaux, il apparaît que l'interfrange atomique est bien conforme aux valeurs attendues ($335{,}3 \pm 0{,}4$ nm). La visibilité des franges atteint cette fois $84{,}5 \pm 1$ % avec un flux de sortie nettement plus élevé que précédemment, égal à $I_0 = 23710 \pm 50$ c/s obtenu pour un signal de fond comparable (3380 c/s).

1. Des franges de visibilité identique ont été obtenues en octobre 2004 en présence de la cellule de mesure de la polarisabilité du lithium, sans compensation de gradients de champ magnétique résiduels. Nous y reviendrons plus largement au chapitre 6, paragraphe (3.6).

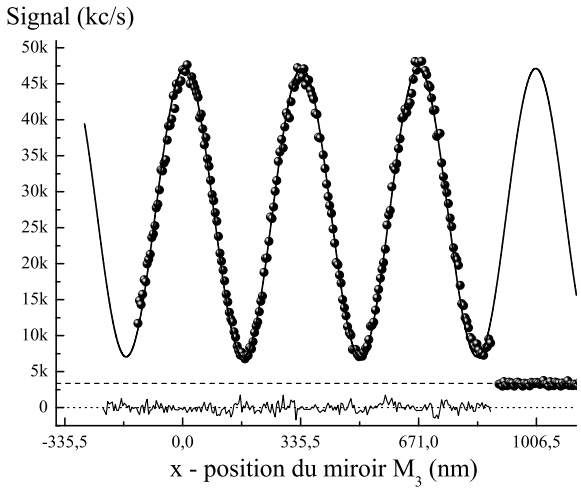


FIG. 4.6 – *Franges d'interférence atomique de lithium 7, enregistrées par diffraction de l'onde atomique au premier ordre de diffraction. La visibilité des franges atomiques atteint 84,5 ± 1 % après compensation des gradients de champ magnétique résiduels.*

Cette visibilité élevée place notre appareil parmi les tous meilleurs interféromètres fonctionnant avec des atomes aux énergies thermiques et des faisceaux atomiques séparés spatialement. Elle signifie que la cohérence de l'onde atomique est pratiquement totalement préservée lors de sa propagation dans l'interféromètre alors que la séparation entre les deux chemins atomiques au voisinage du second réseau est de 100 micromètres au premier ordre de diffraction, soit environ deux millions de fois la longueur d'onde de De Broglie !

TAB. 4.1 – *Différentes informations concernant l'acquisition des franges atomiques au premier ordre de diffraction. Nous donnons plusieurs paramètres expérimentaux : le rayon w_0 du laser, la puissance totale utilisée pour les ondes stationnaires, l'écart à résonance $\delta_L/(2\pi)$ et les largeurs des fentes de collimation e_1 et de détection e_D, exprimées en micromètres.*

Date	I_0 (c/s)	$\mathcal{V}$ (%)	$I_0\mathcal{V}^2$	w_0 (mm)	$\delta_L/(2\pi)(GHz)$	P(mW)	e_1	e_D
Avril 2004	12900	80.5 ± 1	8360	5.0 (a)	2.8	150	12	40
Mai 2004	20100	78.5 ± 1	11070	4.5	2.1	150	16	40
Juil. 2004	29700	76.0 ± 1	16930	4.5	2.8	150	16	40
Juil. 2004 (b)	23710	84.5 ± 1	16930	4.8	2.8	150	12	40
Oct. 2004	32010	81.5 ± 1	21260	3.2	3.2	170	14	15 (d)
Oct. 2004 (c)	12650	84 ± 1	9030	3.2	3.2	170	14	10 (d)

(a) w_0 est la taille du faisceau laser (profil d'intensité plat).
(b) expérience menée avec annulation de l'effet des gradients de champ magnétique résiduels
(c) expérience réalisée en présence de la cellule de mesure de polarisabilité
(d) expérience menée avec une pression d'argon de 150 Torr, 250 Torr étant le cas usuel.

La table (4.1) rassemble les informations concernant l'acquisition des franges atomiques au premier ordre de diffraction en précisant les conditions expérimentales. Nous avons régulièrement obtenu plus de 75 % de visibilité, et dans cette table nous avons calculé le facteur de mérite $I_0\mathcal{V}^2$, relié à la sensibilité en phase si la statistique de comptage est Poissonienne. Nous vérifions ainsi qu'une bonne sensibilité en phase peut être obtenue, soit avec un flux élevé et une visibilité satisfaisante, soit avec une visibilité élevée et un flux de sortie satisfaisant (lignes 3 et 4 de la table). La comparaison des facteurs de mérite obtenus avec ceux d'autres groupes de recherche (Table (1) du chapitre d'introduction) montre que notre appareil possède la sensibilité en phase la plus élevée, parmi les interféromètres fonctionnant par diffraction élastique d'atomes aux énergies thermiques.

2. Quelques propriétés de l'interféromètre

Une fois les premiers signaux interférentiels obtenus, nous avons vérifié deux propriétés de l'interféromètre atomique construit : sa grande transmission en intensité, et la possibilité d'enregistrer les franges d'interférence soit sur la sortie **1**, soit sur la sortie **2**. Nous mesurerons ensuite la sensibilité en phase et la dérive de phase de notre appareil.

Transmission de l'interféromètre Les ondes stationnaires laser sont des réseaux de phase qui transmettent tous les atomes incidents. En principe, la transmission d'un interféromètre atomique de Mach - Zehnder à trois réseaux est donc égale à 100 %. Nous avons mesuré la transmission de notre appareil au premier ordre de diffraction. Lorsque l'interférence est constructive sur la sortie **1**, l'intensité du signal de sortie est maximale sur cette sortie. La transmission de l'interféromètre s'écrit alors simplement sous la forme du rapport de ce maximum d'intensité à l'intensité du jet d'atomes non diffracté, obtenue en l'absence de toute diffraction laser. Des mesures de ce type ont montré que la transmission de notre interféromètre atteint des valeurs assez élevées, allant jusqu'à 85 %. La différence observée avec la théorie est essentiellement due aux imperfections de la diffraction par laser : une petite partie des atomes n'est pas diffractée (atomes de lithium 6 par exemple), ce qui donne naissance aux différents faisceaux parasites de la figure (4.4), réduisant ainsi la transmission de l'interféromètre.

Profil du jet atomique en sortie de l'appareil Pour caractériser ces différents faisceaux parasites, nous avons enregistré un profil du jet atomique en translatant la fente de détection (F_D) selon la direction **x** en présence des trois ondes laser stationnaires. Le contrôleur de la fente de détection qui permet de piloter sa translation dans cette direction ne fonctionnant plus, nous avons balayé la fente de détection manuellement à l'aide de la translation Micro-contrôle de pas 25,4 micromètres avec une largeur de fente $e_D = 40\mu$m. Pendant toute la durée de ce balayage, le miroir (M_3) possède une position déterminée selon l'axe **x**, correspondant à un signal de sortie d'intensité $I \simeq I_0$.

La figure (4.7) présente le profil atomique obtenu après ajustement des différents maxima d'intensité selon une loi Gaussienne. Bien que les conditions d'acquisition ne soient pas optimales, on constate que l'intensité des sorties **1** et **2** est comparable, ce qui est conforme au réglage de l'intensité I du signal au voisinage de I_0 (il faudrait davantage de points expérimentaux pour aboutir à une conclusion plus précise). La distance x_{12} séparant les sorties **1** et **2** est également intéressante car elle est reliée à l'angle de diffraction θ_D :

$$\theta_D = x_{12}/L_{34} = h/(mva) \tag{4.16}$$

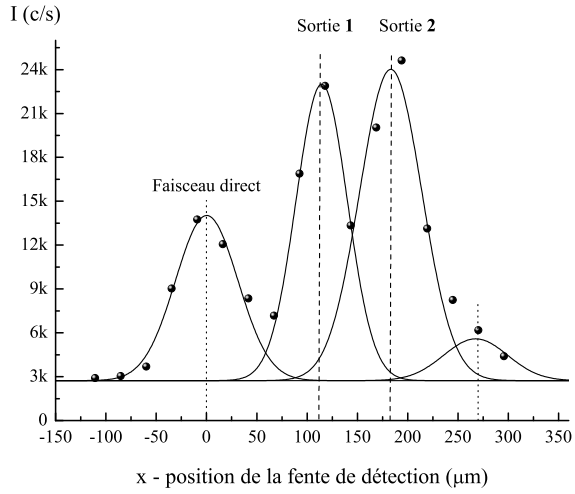


FIG. 4.7 – *Profil du jet atomique obtenu par translation de la fente de détection en présence des trois ondes laser stationnaires. La position du miroir (M_3) est fixe et conduit à $I \simeq I_0$ et les points expérimentaux, enregistrés par pas de 10^{-3} inch (25,4 μm), sont ajustés par une Gaussienne.*

où la distance $L_{34} = 400$ mm est repérée sur la figure (4.4). Nous mesurons $x_{12} = 70$ μm et la petitesse de x_{12} est une conséquence de la diffraction élastique et de l'utilisation d'atomes aux énergies thermiques. L'angle de diffraction au premier ordre correspondant est de 172 microradians, et cette valeur est compatible avec la vitesse moyenne des atomes dans le jet, voisine de 1070 m/s. En sortie de l'interféromètre, la largeur totale à mi - hauteur du jet atomique est de l'ordre de 50 μm lorsque le jet atomique a été collimaté avec le jeu de fentes suivant: e_0 = 20 μm, e_1 = 12 μm et détecté avec une fente de largeur e_D = 40 μm. Cette largeur est inférieure à la largeur du faisceau atomique direct, formé des atomes ayant subi trois diffractions successives à l'ordre zéro, dont la direction est celle du jet atomique incident. Ce résultat est en accord avec la sélectivité angulaire de la diffraction dans le régime de Bragg : la largeur du jet atomique est réduite après diffraction, et le faisceau atomique direct est le plus large des quatre profils.

Complémentarité des signaux de sortie 1 et 2 La transmission élevée de l'interféromètre signifie que la grande majorité des atomes incidents sont diffractés et contribuent au signal d'interférence. Cette loi de conservation implique qu'une interférence constructive sur la sortie **1** doit se traduire dans le même temps par une interférence destructive sur la sortie **2**. Aussi, les signaux des sorties **1** et **2** sont de la forme :

$$I_{\mathbf{1,2}} = I_B + I_0[1 \pm \mathcal{V}\cos(\phi_0)] \tag{4.17}$$

Pour vérifier cette propriété, l'idéal serait de pouvoir enregistrer simultanément les deux sorties de l'appareil. Notre interféromètre de Mach - Zehnder distingue les signaux de sortie par leur position dans l'espace, et naturellement la fente de détection ne peut occuper simultanément deux positions. Nous avons donc enregistré les franges atomiques de chaque sortie l'une après l'autre en prenant soin d'appliquer une rampe en tension identique (amplitude, fréquence) sur la cale de translation du miroir (M_3) permettant le balayage des franges atomiques. Une fois la calibration optique effectuée, nous obtenons les franges représentées sur la figure (4.8).

L'ajustement des points expérimentaux fournit le déphasage φ entre les deux sorties : φ/π = 1,02 ± 0,03. Il est compatible avec un déphasage de π, ce qui traduit l'opposition de phase des sorties **1** et **2** de l'interféromètre.

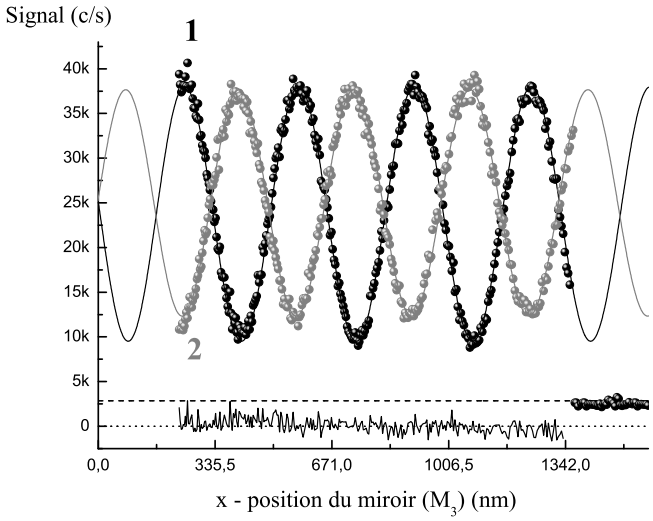


FIG. 4.8 – *Franges d'interférence atomique au premier ordre de diffraction enregistrées sur chacune des deux sorties* **1** *(noir) et* **2** *(gris). L'acquisition de la sortie* **2** *est réalisée juste après celle de la sortie* **1***, la calibration étant effectuée grâce à l'interféromètre optique identique pour les deux balayages. La largeur de la fente de détection est de 40 µm.*

L'ajustement du signal interférentiel de la sortie **2** fait apparaître une visibilité $\mathcal{V}_2$ = 56 % inférieure à celle obtenue sur la sortie **1** ($\mathcal{V}_1$ = 68 %). L'explication la plus naturelle consiste à remarquer que les faisceaux qui interfèrent sur la sortie **2** ont des amplitudes différentes. Sur le port **2**, en l'absence de faisceaux parasites, la transmission en intensité du chemin atomique du haut est $T_1(p)T_2(-p)T_3(p)$ alors que sur le chemin atomique du bas, nous obtenons une valeur différente $T_1(0)T_2(p)T_3(0)$. Sur la sortie **1** en revanche, les deux faisceaux qui interfèrent possèdent la même intensité $T_1(0)T_2(p)T_3(-p)$ si l'on suppose que les réseaux 1 et 3 identiques. En réalité, nous verrons au paragraphe (4.3.1) que la visibilité des franges atomiques est peu affectée par une différence d'intensité des deux faisceaux qui interfèrent. Nous pensons que la perte de visibilité observée sur le port **2** s'explique plus probablement par le rôle joué par les faisceaux parasites représentés sur la figure (4.4) analysé au paragraphe (4.3.3).

La petitesse de la distance x_{12} (70 µm) et l'opposition de phase observée entre les sorties **1** et **2** oblige à travailler avec une fente de détection relativement étroite, de l'ordre de quelques dizaines de micromètres au premier ordre de diffraction, afin d'obtenir des franges de visibilité élevée. Dans le même temps, il est souhaitable d'opérer avec une fente de détection la plus large possible, afin d'obtenir le flux de sortie le plus large possible. Il s'agit donc de trouver un compromis, et nous verrons paragraphe (4.3.3) de ce chapitre que ce compromis consiste à maximiser le facteur de mérite $\mathcal{M} = I_0\mathcal{V}^2$, représentant la sensibilité en phase de l'appareil. C'est ainsi que nous avons procédé pour obtenir la valeur de $\mathcal{M}$ la plus élevée de la table (4.1).

Sensibilité en phase de l'appareil, dérive de la phase ϕ_0 La phase minimale ϕ_{min} détectable pendant la période de comptage de 0,1 s dépend du bruit B sur le signal interférentiel. Les mesures de phase sont généralement effectuées pour une intensité $I \simeq I_0$, c'est à dire aux points où la pente de la sinusoide est maximale. En ces points, la relation entre B et ϕ_{min} s'écrit, pour un sigal interférentiel de valeur moyenne I_0 :

$$B = I_0 \mathcal{V} \phi_{min} \tag{4.18}$$

Le tracé du résidu (différence entre les points expérimentaux et l'ajustement par une méthode de moindres carrés) permet de déterminer la valeur de B. Pour les franges de visibilité 80,5 %, l'écart-type de la fonction résidu est B = 850 c/s, soit ϕ_{min} = 82 mrad, ce qui correspond à une sensibilité en phase de 25 mrad/$\sqrt{Hz}$. Les franges de visibilité 84,5 % et de flux I_0 = 23710 c/s obtenues en octobre 2004 conduisent à une sensibilité en phase σ_ϕ = 10 mrad/$\sqrt{Hz}$ (B = 610 c/s et ϕ_{min} = 30 mrad), ce qui donne un aperçu des différentes valeurs obtenues pour σ_ϕ. Nous concluons que la sensibilité en phase σ_ϕ de l'interféromètre au premier ordre de diffraction est :

$$\sigma_\phi \simeq 25\,\text{mrad}/\sqrt{Hz} \tag{4.19}$$

Ce résultat est meilleur que celui obtenu en 2001 où σ_ϕ était égal à 34 mrad/$\sqrt{Hz}$ (une erreur d'un facteur 2 s'était glissée dans le papier publié en 2001 [182]).

La phase ϕ_0 utilisée pour balayer les franges d'interférence varie très rapidement avec la position relative $(x_1 - 2x_2 + x_3)$ des trois miroirs et au premier ordre de diffraction, une phase de 1 rad est obtenue pour un déplacement relatif des trois miroirs de seulement 53 nm. La dérive de cette phase a été mesurée : elle est globalement linéaire et s'effectue à la vitesse de 7,4 $\pm$ 0,2 mrad par minute avec des fluctuations rms de 33 mrad autour de cette dérive régulière. Nous détaillerons cette étude au chapitre 6 et nous expliciterons à cette occasion la contribution majeure à cette dérive, liée aux dérives de la température du banc de l'interféromètre.

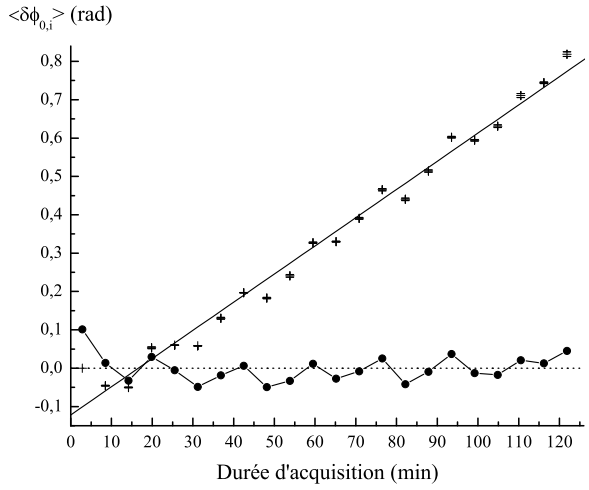


FIG. 4.9 – *Dérive de la phase ϕ_0 utilisée pour balayer les franges atomiques. La dérive moyenne est de 7,35 $\pm$ 0,20 mrad par minute soit encore 0,44 radian par heure.*

4.2.2 Interférences atomiques au second et troisième ordre de diffraction

Nous avons fait fonctionner l'interféromètre par diffraction de l'onde atomique de lithium au second et au troisième ordre de diffraction. Détaillons la méthode utilisée et les signaux obtenus.

Interférences atomiques au second ordre de diffraction

Au second ordre de diffraction, l'angle de diffraction est Θ_D = 320 μrad, c'est à dire deux fois celui obtenu pour p = 1. Nous commençons par construire le miroir à atomes en orientant le miroir (M_2) pour satisfaire la condition de Bragg au second ordre de diffraction.

La figure (4.10) montre le profil de diffraction obtenu sur le miroir (M_2) en balayant l'angle de rotation $\Theta_Y(M_2)$ autour de l'axe y. Ce profil a été enregistré juste avant l'obtention des franges atomiques au second ordre avec une densité de puissance laser élevée (au plus 140 mW/mm^2) obtenue en réduisant le grossissement du télescope pour le rendre égal à 2. Nous constatons que la probabilité de diffracter les atomes au second ordre est alors plus importante qu'au premier ordre, ce qui permet d'envisager la construction d'un interféromètre fonctionnant par diffraction de l'onde atomique à l'ordre 2. Après avoir optimisé la qualité de ce miroir à atomes, nous réglons l'angle de Bragg pour les deux autres miroirs en prenant soin de choisir le même ordre de diffraction pour les trois miroirs, par exemple p = +2.

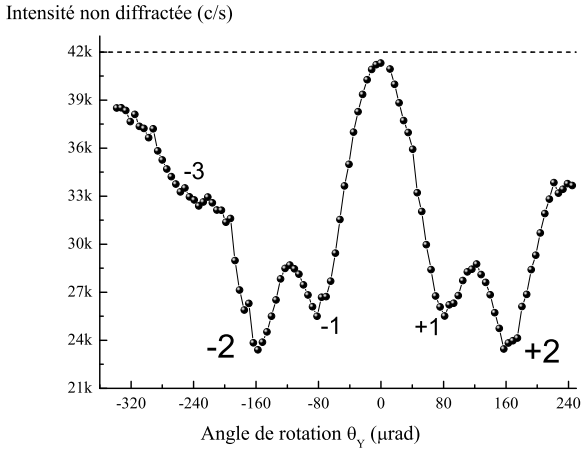


FIG. 4.10 – *Profil de diffraction enregistré par rotation du miroir (M_2) autour de l'axe* **y**. *Le choix d'un télescope de grossissement $G = 2$ permet de disposer de suffisamment de densité de puissance laser pour diffracter préférentiellement les atomes aux ordres $\pm$ 2.*

Les premières franges d'interférence enregistrées au second ordre de diffraction sont représentées en noir sur la figure (4.11) acquise au printemps 2004. La fente de détection est positionnée sur la sortie **1**, située cette fois à environ 200 μm du faisceau atomique direct, formés des atomes ayant subi trois diffractions à l'ordre zéro. Une fois la calibration optique effectuée, nous comptons 15 franges atomiques pour une demi - frange optique c'est à dire 2,5 μm. Le déplacement Δx nécessaire pour balayer une frange atomique est donc égal à 166,7 nm. Ce résultat est en bon accord avec la théorie, rappelée à l'équation (4.13), qui prévoit un interfrange atomique égal à $\lambda_L/(2p)$, c'est à dire 167,7 nm lorsque p = 2.

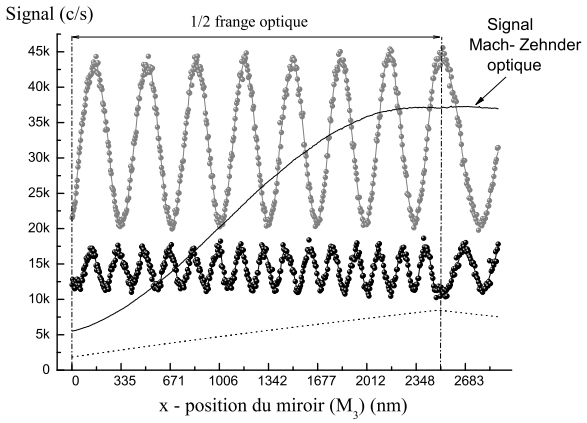


FIG. 4.11 – *Premières franges d'interférence atomique au second ordre de diffraction. La calibration optique permet de vérifier que l'on compte 15 franges atomiques au second ordre (en noir) pour une demi - frange optique. A titre d'information, nous avons également représenté en gris les 7,5 franges atomiques correspondant au premier ordre de diffraction. Ces franges ont été enregistrées juste avant à partir du même balayage en tension (rampe pointillée).*

Le tableau (4.2) rassemble les informations concernant l'acquisition des franges atomiques au second ordre de diffraction en précisant les conditions expérimentales.

TAB. 4.2 – *Différentes informations concernant l'acquisition des franges atomiques au second ordre de diffraction. Nous donnons la date de l'expérience, l'intensité moyenne I_0, la visibilité $\mathcal{V}$, le facteur de mérite $I_0\mathcal{V}^2$ et plusieurs paramètres expérimentaux concernant le laser (rayon w_0, puissance totale utilisée pour les ondes stationnaires, écart à résonance $\delta_L/(2\pi)$) et les largeurs des fentes de collimation e_1 et de détection e_D, exprimées en micromètres.*

Date	I_0 (c/s)	$\mathcal{V}$ (%)	$I_0\mathcal{V}^2$	w_0 (mm)	$\delta_L/(2\pi)(GHz)$	P(mW)	e_1	e_D
Avril 2004	14430	49.0 ± 1	3465	2.9	1.5	300	12	50
Sept. 2004	20180	51.0 ± 1	5250	1.8	3.1	460	14	50
Sept. 2004 (a)	2850	58.0 ± 1	960	1.8	2.3	(c)	14	60
Sept. 2004 (b)	8150	54.0 ± 1	2735	1.8	3.1	(c)	14	60

(a) expérience réalisée en pompant optiquement le jet atomique dans le niveau $^2S_{1/2,F=1}$
(b) expérience menée avec annulation de l'effet des gradients de champ magnétique résiduels
(c) quantité non mesurée durant cette expérience

En septembre 2004, en portant la puissance totale du laser à 460 mW, nous avons pu travailler avec des écarts à résonance de 3 GHz, comparables à ceux utilisés au premier ordre de diffraction. Nous avons régulièrement obtenu plus de 45 % de visibilité. La figure (4.12) présente les franges atomiques de visibilité 51 % (graphe de gauche) et celles de visibilité 54 % obtenues par compensation de l'effet des gradients de champ magnétique (graphe de droite). Une visibilité de 58 % a été obtenue en pompant optiquement le jet atomique dans le niveau $^2S_{1/2,F=1}$ avec un écart à résonance de 2,3 GHz sans compenser l'effet des gradients de champ magnétique résiduels. Ce résultat est délicat à interpréter car la puissance totale du laser n'a malheureusement pas été mesurée au cours de cette expérience. Toutefois, cette acquisition souligne que la diffraction de chacun

des deux niveaux hyperfins de l'état fondamental ne s'effectue pas avec les mêmes probabilités, ce qui peut augmenter dans certains cas la visibilité des franges atomiques. Le facteur de mérite le plus élevé correspond aux franges atomiques de visibilité 51 % et de flux moyen I_0 = 20180 c/s. La sensibilité en phase, calculée à partir du tracé de la courbe de résidu, est voisine de 20 mrad/$\sqrt{Hz}$ (B = 630 c/s et ϕ_{min} = 62 mrad).

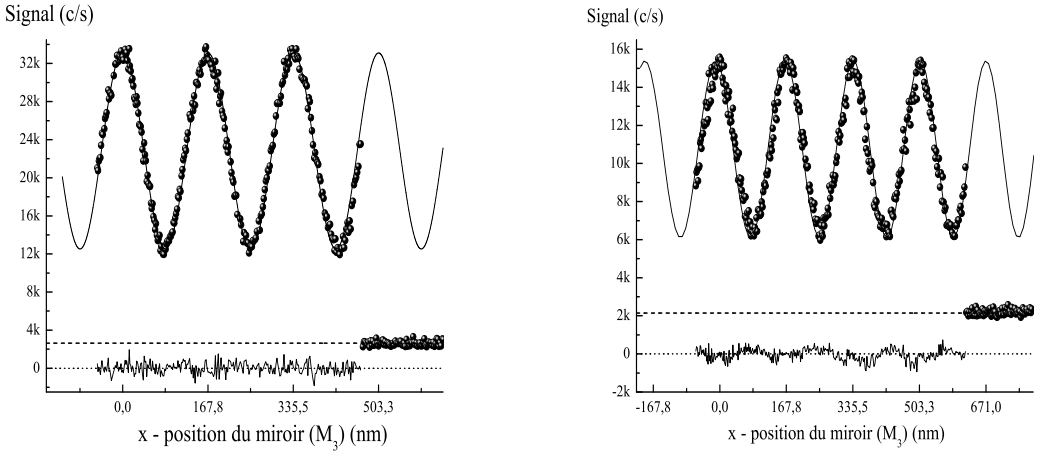


FIG. 4.12 – *Interférences atomiques au second ordre de diffraction. Sur le graphe de gauche, la visibilité est de 51 %, elle atteint 54 % sur le graphe de droite en compensant l'effet des gradients de champ magnétique résiduels de l'interféromètre (chapitre 5).*

Interférences atomiques au troisième ordre de diffraction

En utilisant une méthode similaire à celle du paragraphe précédent, nous avons construit un interféromètre fonctionnant par diffraction élastique de l'onde atomique au troisième ordre de diffraction. La figure (4.13) présente notre meilleur résultat, obtenu au printemps 2004.

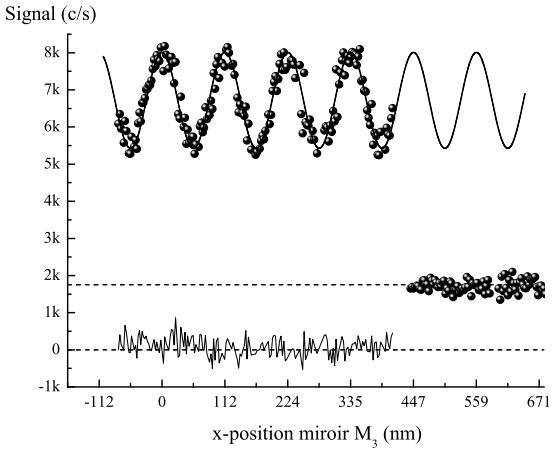


FIG. 4.13 – *Interférences atomiques au troisième ordre de diffraction : la visibilité atteint 26 % et l'intensité moyenne est I_0 = 4870 c/s.*

L'expérience a été réalisée en utilisant un écart à résonance de 1,1 GHz, une puissance laser de 300 mW et un faisceau laser Gaussien de waist w_0 = 2,9 mm. Les largeurs des fentes sont e_1 = 12 μm et e_D = 40 μm. Les franges atomiques gardent une visibilité très correcte, égale à 26 %, et l'intensité en sortie de l'appareil est I_0 = 4870 c/s. Après calibration par interférométrie optique, nous vérifions que le déplacement nécessaire pour faire défiler une frange atomique est maintenant égal à $\lambda_L/(2p)$ avec $p = 3$, c'est à dire 112 nm. La sensibilité en phase vaut σ_ϕ = 65 mrad/$\sqrt{Hz}$, obtenue à partir d'un bruit B égal à 259 c/s (écart-type du résidu) et ϕ_{min} = 205 mrad.

4.2.3 Visibilité des franges atomiques et ordre de diffraction

Dans l'interféromètre contruit, la séparation entre les deux bras principaux est égale à 0,1 mm au premier ordre de diffraction. La diffraction de l'onde atomique à l'ordre p ($p > 1$) permet d'augmenter cette séparation d'un facteur égal à p. Cette plus grande séparation des chemins atomiques s'accompagne toutefois d'une perte de visibilité des franges atomiques, ce qui réduit la sensibilité en phase de l'interféromètre. Dans ce paragraphe, nous nous proposons d'analyser l'origine de cette décohérence.

Nos facteurs de visibilité les plus élevés correspondent à $\mathcal{V}$ = 84,5 % au premier ordre de diffraction, 58 % au second ordre et 26 % au troisième ordre. Jusqu'à maintenant, la dépendance de la visibilité des franges atomiques avec l'ordre p de la diffraction n'a été étudiée dans ce type d'interféromètre que dans l'équipe de S.A. Lee [69] et les visibilités obtenues sont les suivantes : $\mathcal{V}$ = 62 % au premier ordre de diffraction, $\mathcal{V}$ = 22 % lorsque p = 2, et $\mathcal{V}$ = 7 % pour p = 3. La figure (4.14) représente la visibilité des franges atomiques en fonction de l'ordre p de la diffraction dans l'équipe de S.A. Lee (trait pointillé) et dans notre équipe (trait plein). Pour chaque valeur de l'entier p, notre visibilité est donc plus élevée d'environ 20 %. Toutefois, dans les deux expériences, la visibilité des franges décroît rapidement lorsque l'ordre p de la diffration augmente. Nous allons voir que plusieurs explications peuvent être avancées pour expliquer ce phénomène.

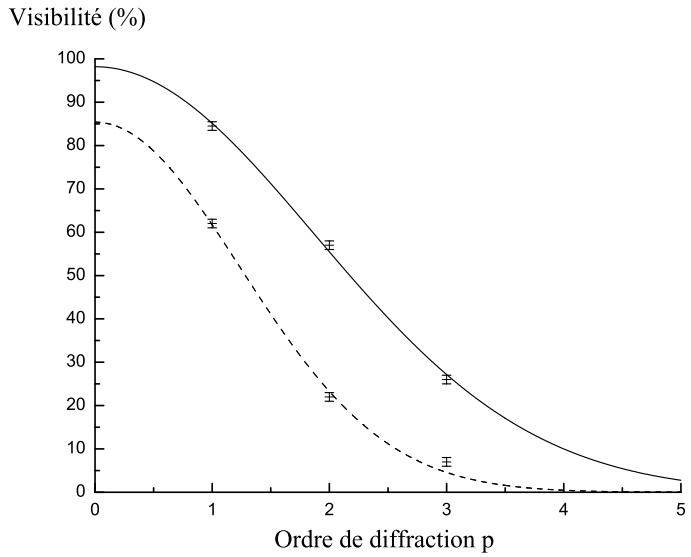


FIG. 4.14 – *Visibilité des franges atomiques en fonction de l'ordre de diffraction dans l'équipe de S.A. Lee (trait pointillé) et dans notre équipe (trait plein).*

L'hypothèse la plus naturelle pour expliquer la perte de visibilité observée lorsque l'ordre p de la diffraction augmente est l'existence d'un bruit de phase dans l'interféromètre dont l'amplitude serait proportionnelle à p. Nous allons supposer que la phase ϕ de l'interférogramme est distribuée selon une loi Gaussienne, centrée autour de la phase moyenne ϕ_m et de variance σ^2 :

$$P(\phi)d\phi = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\phi-\phi_m)^2}{2\sigma^2}\right] d\phi \tag{4.20}$$

L'intensité du signal en sortie de l'interféromètre s'écrit alors :

$$I = I_0\left[1 + \mathcal{V}_0 \cos(\phi_m) \exp\left(-\sigma^2/2\right)\right] \tag{4.21}$$

Au premier ordre de diffraction, l'interféromètre possède une visibilité égale à 84,5 %. Si l'on suppose que la perte de visibilité (par rapport au cas idéal de 100 %) est due uniquement à un bruit de phase, nous obtenons un écart - type σ égal à 570 mrad, soit encore, exprimé en longueur d'onde $\lambda_{dB}/10$ = 5 pm seulement (2π radians correspondent à λ_{dB}).

A. Bruit de phase dû aux vibrations des réseaux atomiques

Nous étudions dans ce paragraphe le cas particulier où le bruit de phase provient de la vibration des trois réseaux atomiques. Ces vibrations interviennent dans l'expression de la phase ϕ_0 utilisée pour balayer les franges atomiques, qui est directement proportionnelle à p :

$$\phi_0 = 2p\,k_L(x_1 - 2x_2 + x_3) \tag{4.22}$$

Nous commençons par analyser l'origine des fluctuations de la phase ϕ_0, en explicitant trois contributions à ces vibrations : la flexion du banc de l'interféromètre dans le plan (x,z), la rotation du banc (effet Sagnac) et son accélération.

A cause de la vitesse finie de l'onde atomique, le paquet d'ondes atomiques traverse chaque réseau à un instant différent . La courbure des trois miroirs $\mathcal{C} = x_1 - 2x_2 + x_3$ ne se réduit donc pas à sa courbure instantanée : c'est une fonction du temps t_j ($j = 1-3$) auquel le paquet d'ondes traverse le réseau R_j : $\mathcal{C} = x_1(t_1) - 2x_2(t_2) + x_3(t_3)$. En développant les positions $x_j(t_j)$ en fonction de $T = L_{12}/v$ jusqu'aux termes en T^2 (v désignant la vitesse de l'atome), il vient:

$$x_1(t_1) = x_1(t_2) - v_{1x}T + \frac{a_{1x}T^2}{2} \tag{4.23}$$

$$x_3(t_3) = x_3(t_2) + v_{3x}T + \frac{a_{3x}T^2}{2} \tag{4.24}$$

où v_{jx} et a_{jx} représentent les composantes selon x des vitesses et accélérations du miroir (M_j) mesurées par rapport à un référentiel Galiléen. Trois termes apparaissent ainsi dans l'expression de la phase ϕ_0 proportionnelle à la quantité :

$$x_1(t_1) - 2x_2(t_2) + x_3(t_3) = (x_1 - 2x_2 + x_3)(t_2) + (v_{3x} - v_{1x})\,T + (a_{1x} + a_{3x})\,T^2/2 \tag{4.25}$$

Terme de flexion du banc Le premier terme du membre de droite de l'équation (4.25) correspond à la flexion instantanée du banc de l'interféromètre calculée au temps t_2, lorsque le paquet d'ondes est au centre de l'appareil: $f = (x_1 - 2x_2 + x_3)(t_2)$. Le déphasage qui en résulte est de la forme $\phi_f = 2pk_L f$. La flexion du banc est mesurée à partir de l'interféromètre optique de Mach - Zehnder qui est pratiquement insensible aux termes de rotation et d'accélération, bien que son aire soit plus élevée. Les fluctuations autour de la quantité f se chiffrent à σ_f = 3 nm rms.

Terme dû à la mise en rotation du banc - effet Sagnac La différence des vitesses v_{1x} et v_{3x} des miroirs (M_1) et (M_3) provoque la mise en rotation des trois miroirs. La différence des vitesses v_{1x} et v_{3x} des miroirs situés à l'extrémité du banc s'écrit $v_{3x} - v_{1x} = 2\Omega_y L_{12}$, en désignant par Ω_y la composante selon l'axe **y** de la vitesse angulaire de rotation du banc de l'interféromètre. Le déphasage qui en résulte correspond à l'effet Sagnac et s'écrit sous la forme $\phi_{Sagnac} = 2m\mathcal{A}\Omega_y/\hbar$ où $\mathcal{A}$ est l'aire définie par les deux chemins atomiques de l'interféromètre ($\mathcal{A} = 2p \times L_{12}^2 k_L/k$). La phase de Sagnac est dispersive et dans notre appareil le déphasage moyen dû à cet effet vaut :

$$\phi_{Sagnac,m} = p \ \times \left(1{,}28 \times 10^4 \ \Omega_y\right) (rad/s) \tag{4.26}$$

en remplaçant le vecteur d'onde atomique k par $mu/\hbar$, u = 1070 m/s désignant la vitesse moyenne des atomes. La rotation de la Terre et les vibrations du montage contribuent à l'effet Sagnac :

• A Toulouse, lieu de latitude $\lambda = 43°$, $\Omega_y = \Omega \sin(\lambda)$ = 4,95 $\times 10^{-5}$ rad/s en supposant que la rotation dominante provient de la rotation terrestre ($\Omega = 7{,}27 \times 10^{-5}$ rad/s), et la phase de Sagnac est de 0,635 $\times p$ radians. Seules les fluctuations de cette phase peuvent entraîner une réduction de la visibilité des franges atomiques. Ces fluctuations peuvent être dues au bruit sismique ambiant qui peut mettre le banc en rotation, au caractère non Galiléen du référentiel terrestre, ou encore à la non monochromaticité du jet atomique, un effet observé dans le groupe de M. Kasevich [54, 183]. Avec notre interféromètre, la perte de visibilité due à la dispersion en vitesse du jet atomique, via l'effet Sagnac, est de la forme :

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}_0 \ \exp\left[-\phi_{Sagnac,m}^2 / 4S_{\|}^2 \right] \tag{4.27}$$

expression que nous démontrons à l'annexe D, $S_{\|}$ désignant le rapport de vitesses parallèle. Au troisième ordre de diffraction, $\phi_{Sagnac,m} = 1{,}9$ radians et pour $S_{\|}$ = 8, nous obtenons une perte de visibilité de seulement 1,4 %. Cet effet est complètement négligeable dans notre appareil.

• Les vibrations du montage ont été mesurées et la vitesse quadratique moyenne d'un point du bâti est voisine de $\Delta v = 5 \times 10^{-6}$ m/s. Cette mesure a été effectuée avec les pompes primaires en marche, sans aucune autre activité dans la pièce directement sur le bâti et non pas sur le banc qui supporte les trois miroirs ce qui peut sous estimer le bruit (s'il y a un effet de résonance de la suspension du banc) ou le surestimer (si les principaux pics de bruit observés vers 8 Hz et 15 - 20 Hz étaient déjà au dessus des résonances de la suspension). En supposant que les vitesses des deux bouts du banc sont faiblement corrélées, on en déduit la valeur quadratique moyenne de la vitesse angulaire due aux vibrations :

$$\Delta\Omega_y = \sqrt{2}\Delta v / L = 5{,}2 \times 10^{-6} \mathrm{rad}/s \tag{4.28}$$

où L = 1,36 mètres désigne la longueur du banc. Nous en déduisons une valeur quadratique moyenne de la phase Sagnac $\phi_{Sagnac,qm} = 0{,}067 \times p$ rad, correspondant à une perte de visibilité :

$$\mathcal{V}/\mathcal{V}_0 = \ \exp\left[-\phi_{Sagnac,qm}^2 / 2 \right] \tag{4.29}$$

Nous calculons une réduction de 2 % de la visibilité au troisième ordre de diffraction, ce qui est très faible, mais cette évaluation peut être optimiste à cause des raisons citées plus haut.

Terme d'accélération du banc Le dernier terme traduit la sensibilité de l'appareil aux accélérations et le déphasage associé est de la forme $\phi_{acc.} = pk_L a_{x,m} T^2$ en posant $a_{x,m} = (a_{1x} + a_{3x})/2$. Ce terme est plus difficile à évaluer. Des mesures réalisées par J.M. Fels en 2001 ont montré que les accélérations typiques de notre banc sont de 1 à 2 millimètres par seconde carré, et correspondent à des déphasages de seulement quelques milliradians.

Chacune des trois contributions est proportionnelle à l'ordre de diffraction et contribue de manière indépendante à la vibration de la position relative des trois miroirs. Cette vibration a pour effet de distribuer la phase ϕ_0 autour d'une valeur moyenne $\phi_{0,m}$ caractérisée par une variance σ^2. Les contributions étant indépendantes, la valeur de σ est reliée aux variances de chacune des contributions :

$$\sigma^2 = (2pk_L)^2 \left[\sigma_f^2 + \left(\sqrt{2}\sigma_{\Omega_y} L_{12} T \right)^2 + \left(\sigma_{ax} T^2 \right)^2 \right] = \left(2pk_L \sigma_{eff} \right)^2 \tag{4.30}$$

en désignant par σ_f, σ_{Ω_y} et σ_{ax}, les écarts - type associés à la flexion du banc dans le plan horizontal, à sa rotation et son accélération dues au caractère non Galiléen du référentiel terrestre.

Conséquences sur la visibilité des franges atomiques La distribution statistique de la phase ϕ_0 n'est pas facile à caractériser en raison de la difficulté de prendre en compte chacune des trois contributions que nous venons de détailler, qui peuvent en outre présenter des distributions assez différentes. Si comme précédemment (équation (4.20)), nous supposons la phase ϕ_0 distribuée selon une loi Gaussienne, nous obtenons une décroissance exponentielle de la visibilité des franges. L'équation (4.22) permet d'expliciter cette décroissance en fonction de l'entier p en écrivant l'écart - type σ sous la forme : $\sigma = 2pk_L\sigma_{eff}$, σ_{eff} désignant l'écart - type associé aux fluctuations de la quantité $(x_1 - 2x_2 + x_3)$. Il en résulte une perte de visibilité des franges atomiques avec l'ordre p de la diffraction de la forme :

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}_0 \exp\left(-\gamma p^2\right) \tag{4.31}$$

où $\gamma = 2k_L^2\sigma_{eff}^2$. L'ajustement des points expérimentaux de la figure (4.14) selon la loi exponentielle de l'équation (4.31) montre un bon accord théorie - expérience, soulignant ainsi le rôle non négligeable de la vibration des trois réseaux sur la visibilité des franges obtenues à l'ordre p :

• La visibilité $\mathcal{V}_0$ est par définition celle qui serait obtenue en l'absence de toute vibration. Elle vaut 85 $\pm$ 2 % dans l'équipe de S.A. Lee et atteint 98 $\pm$ 1 % dans notre cas ! On peut craindre que ce calcul soit optimiste car il ne respecte pas tous les effets de perte de visibilité en fonction de l'ordre, par exemple les effets d'émission spontanée que nous allons détailler dans le prochain paragraphe. De plus, si nos mesures de visibilité à l'ordre 2 et 3 sont moins optimistes qu'au premier ordre de diffraction, cette erreur fait croître la valeur de $\mathcal{V}_0$.

• Nous obtenons $\gamma = 0{,}143 \pm 0{,}004$ pour nos points de mesure et $\gamma = 0{,}325 \pm 0{,}037$ pour ceux de l'équipe de S.A. Lee. Ces valeurs correspondent à σ_{eff} = 29 nm dans notre cas et σ_{eff} = 41 nm dans l'expérience de S.A. Lee réalisée avec du néon métastable (λ_L = 640 nm). Dans notre expérience, la flexion instantanée du banc de l'interféromètre est de 3 nm rms, ce qui souligne le rôle non néligeable joué par la rotation et l'accélération du banc de l'interféromètre.

Une remarque similaire peut être formulée pour l'expérience de S.A. Lee: bien qu'on ne connaisse pas la valeur exacte de σ_f, il est raisonnable de penser que le contrôle de la position relative des réseaux s'effectue à mieux que 20 nm [163]. Nous pouvons donc estimer que σ_f est petit devant σ_{eff}, ce qui traduit le rôle des effets inertiels.

Les valeurs obtenues pour σ_{eff}, qui résultent de l'ajustement par une loi de Gauss, doivent être manipulées avec précaution. On peut noter que les valeurs de vitesse et d'accélération du banc proposées, sont trop faibles pour expliquer les valeurs prises par σ_{eff}. Cette disparité souligne que l'écart - type σ_{eff} intègre en réalité plusieurs effets, parfois très différents, et ne saurait être limité aux seules conséquences de la vibration des réseaux atomiques. Les paragraphes suivants (*B*, *C*, *D* et *E*) ont précisément pour fonction de prendre en compte ces effets supplémentaires.

B. Influence de l'émission spontanée

Les processus incohérents consistant en l'absorption d'un photon suivie de son émission spontanée peuvent ne pas être négligeables avec les densités de puissance laser utilisées au second et troisième ordre. La probabilité d'émission spontanée est donnée par l'équation (3.40) :

$$P_{ES} = q\,\Gamma\,\tau\,/\delta_L \tag{4.32}$$

Elle est en principe indépendante de l'ordre de diffraction p. Toutefois, la puissance laser disponible peut obliger à travailler avec des écarts à résonance d'autant plus faibles que l'ordre de diffraction est élevé. Pour étudier la dépendance de P_{ES} avec l'ordre p, nous avons calculé pour chaque ordre de diffraction les valeurs de q et τ utilisées pour construire l'interféromètre grâce aux relations (3.44) et (3.45), en remarquant que dans le cas de l'émission spontanée la valeur de τ est identique pour tous les ordres de diffraction. La table (4.3) indique la puissance laser, le waist et l'écart à résonance utilisés pour chaque réseau et chaque ordre de diffraction et le tableau (4.4) fournit les valeurs de q et de τ correspondantes pour chaque miroir à ondes stationnaires en distinguant les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental.

TAB. 4.3 – *Valeurs numériques utilisées pour la construction de l'interféromètre aux ordres 1,2 et 3. Les écarts à résonance sont donnés par rapport à la transition* $^2S_{1/2,F=1} - ^2P_{3/2}$.

Ordre p	$P_{M_1}(mW)$	$P_{M_2}(mW)$	$P_{M_3}(mW)$	$\delta_L/(2\pi)(GHz)$	w_0(mm)
1	40	70	40	2,8	4,8
2	180	200	80	3,1	1,8
3	80	140	80	1,1	2,9

TAB. 4.4 – *Paramètres q et de* τ *utilisés pour construire l'interféromètre de Mach - Zehnder aux ordres de diffraction 1,2 et 3. L'indice 1 (resp. 2) correspond au niveau hyperfin de l'état fondamental F = 1 (resp. 2), l'écart entre les deux niveaux hyperfins étant de 0,8 GHz.*

Ordre p	τ	$q_1(M_1)$	$q_2(M_1)$	$q_1(M_2)$	$q_2(M_2)$	$q_1(M_3)$	$q_2(M_3)$
1	2,2	0,7	0,55	1,2	1,0	0,7	0,55
2	0,8	20,5	16,3	22,7	18,1	9,1	7,8
3	1,4	9,9	5,7	17,3	10,0	9,9	5,7

La table (4.5) rassemble la probabilité d'émission spontanée correspondant aux valeurs de q et de τ calculées. L'émission spontanée semble complètement négligeable au premier ordre de diffraction, et pratiquement négligeable au second ordre, où des écarts à résonance de 3 GHz ont été utilisés. Elle peut jouer un rôle important aux ordres de diffraction plus élevés. Dans sa thèse, D. Giltner travaille avec des écarts à résonance qui deviennent très faibles aux ordres 2 et 3 (resp. -700 et -500 MHz) et nous pensons que ce choix d'écart à résonance explique en partie la perte de visibilité observée lorsque l'ordre p de la diffraction croît. Dans notre expérience, c'est surtout à l'ordre $p = 3$ que l'émission spontanée intervient : davantage de puissance laser aurait permis d'augmenter l'écart à résonance, diminuant ainsi la probabilité d'émission spontanée.

TAB. 4.5 – *Taux d'émission spontanée P_{ES} (en %) en fonction de l'ordre de diffraction, pour le niveau hyperfin $F = 1$ ou 2, noté entre parenthèses. Le calcul est effectué en utilisant l'équation (4.32), les valeurs de q et de τ des tables (4.3) et (4.4), avec $\Gamma/(2\pi) = 5{,}872$ MHz [176].*

Ordre p	$P_{ES}(M_1,1)$	$P_{ES}(M_1,2)$	$P_{ES}(M_2,1)$	$P_{ES}(M_2,2)$	$P_{ES}(M_3,1)$	$P_{ES}(M_3,2)$
1	0,32	0,20	0,55	0,36	0,32	0,20
2	3,29	2,26	3,65	2,50	1,46	1,07
3	7,33	2,42	12,93	4,28	7,33	2,42

C. Décohérence liée au processus de diffraction

La diffraction de l'onde atomique par une onde stationnaire laser introduit des déphasages liées au potentiel de déplacement lumineux étudié au chapitre 3. Ces phases s'expriment en fonction de q et de τ, et nous les avons explicitées dans le cas de la diffraction au premier ordre au chapitre 3. Pour les ordres supérieurs, un traitement perturbatif n'est pas applicable, et une solution numérique à l'équation de Mathieu doit être envisagée. Dans ce paragraphe, nous expliquons qualitativement comment la décohérence peut se manifester par diffraction de l'onde atomique.

Ces phases de diffraction peuvent être importantes lorsque q et τ le sont ce qui est le cas aux ordres de diffraction élevés. Un déphasage élevé ne provoque pas de perte de visibilité à condition qu'il soit identique pour tous les atomes. Les phases de diffraction peuvent toutefois fluctuer en fonction du temps (à cause des fluctuations d'intensité du laser), de l'espace (à cause du profil d'intensité du faisceau laser) et de la vitesse de l'atome (à cause de τ), ce qui peut réduire la visibilité des franges d'interférence.

D'autre part, nous pensons que ces valeurs élevées des paramètres q et τ donnent naissance à des faisceaux parasites au second et au troisième ordre de diffraction. Nous avons présenté au chapitre 3 des profils de diffraction de l'onde atomique. Sur ces profils, nous avons observé qu'une partie des atomes était diffractée au premier ordre de diffraction, même lorsque l'angle de Bragg a été ajusté pour une diffraction optimale au second ordre. Cette diffraction simultanée de l'onde atomique incidente dans plusieurs ordres de diffraction crée des faisceaux parasites qui peuvent expliquer une partie des pertes de visibilité observées lorsque l'ordre p de la diffraction augmente.

D. Gradients de champ magnétique et électrique

Un interféromètre atomique de Mach - Zehnder n'est pas sensible à l'application d'un faible champ magnétique ou électrique homogène sur les deux chemins atomiques et seul l'application de gradients de champ peut provoquer une perte de visibilité.

Gradients de champ magnétique L'action d'un gradient de champ magnétique sur un interféromètre atomique a été étudiée dans l'équipe de D. Pritchard à partir de l'atome de sodium [184, 185] et une étude similaire apparaît dans la thèse de D. Giltner [69] qui utilise du néon métastable. L'atome de lithium étant un atome paramagnétique, nous pouvons envisager une étude de ce type, et elle sera réalisée au chapitre 5. Nous nous contentons ici d'une étude qualitative.

Dans notre interféromètre, le champ magnétique terrestre n'est pas compensé et les pompes à vide sont soutenues par une structure très rigide formée de rails en acier. Nous avons toutefois minimisé l'emploi de matériaux magnétiques dans la chambre de l'interféromètre. A l'intérieur de cette enceinte, les seuls éléments magnétiques sont de petits ressorts en acier utilisés dans les points - trait - plan des trois miroirs. Ces gradients de champ magnétique peuvent altérer la visibilité des franges obtenues au premier, au second et au troisième ordre de diffraction. En disposant une petite bobine sous vide à 7,4 mm des chemins atomiques, nous avons exploré la zone autour du gradient de champ magnétique nul. Nous avons ainsi compensé un gradient de champ magnétique en un point par un gradient de signe opposé appliqué en un autre point, supprimant ainsi l'effet des gradients de champs magnétiques résiduels pour un courant de l'ordre de 40 mA circulant dans la bobine. Cette expérience montre qu'un champ magnétique inhomogène faible, mais non nul, est présent dans l'interféromètre. Nous verrons au chapitre 5 que cet effet de compensation se manifeste par une augmentation de la visibilité des franges atomiques. Nous avons ainsi observé des franges d'interférence de visibilité 84,5 % au premier ordre de diffraction et des franges de visibilité 54,0 % ont été obtenues au second ordre.

Gradients de champ électrique L'effet d'un gradient de champ électrique existe également et il a récemment été utilisé pour compenser la dispersion de phase avec la vitesse atomique dans un interféromètre atomique [186]. L'action d'un champ électrique sur l'un des bras de l'interféromètre sera étudié en détail au chapitre 6. L'effet Lo Surdo - Stark est quadratique en champ électrique, et dans un état $^2S_{1/2}$, pratiquement indépendant des sous - niveaux (F,M_F) consécutivement à l'application du théorème de Wigner - Eckart. Le déphasage induit par un gradient de champ électrique est identique pour tous les niveaux F,M_F et ce déphasage ne jouera un rôle que s'il est important, à cause de sa dispersion liée à sa dépendance avec la vitesse des atomes. Un large déphasage ne peut apparaître que si le champ électrique et le gradient de champ électrique sont tous deux importants. Les champs électriques parasites rencontrés dans les enceintes à vide sont généralement faibles, inférieurs à 1 V/cm, et les gradients de champ électrique sont probablement négligeables dans notre appareil, en particulier au voisinage du banc métallique supportant les miroirs de l'interféromètre. Nous pensons que la décohérence due aux gradients de champ électrique est complètement négligeable dans notre appareil.

E. Autres processus de décohérence

Nous pensons que la décohérence par collision est négligeable dans notre expérience. Cet effet a été largement étudié dans les interféromètres de type Lau - Talbot [187, 188, 189] et pourrait être observé si un atome de lithium pouvait être détecté avec une grande efficacité même après une collision avec un atome de gas résiduel, ce qui n'est bien sûr pas le cas. Comme l'a fait remarquer D. Pritchard, l'effet du gas résiduel est de créer un indice de réfraction proportionnel à sa densité, les ondes atomiques transmises étant atténuées et déphasées [190, 89]. La fluctuation de ces phases pourrait réduire la visibilité des franges, mais ce processus semble complètement négligeable aux pressions de travail (4×10^{-7} millibar) et de toute façon, il est pratiquement indépendant de l'ordre de diffraction.

Le champ gravitationnel terrestre est également une source de décohérence si le plan de l'interféromètre n'est pas horizontal, comme l'a fait remarquer T.D. Roberts dans sa thèse [109]. Dans notre expérience, cet effet est complètement négligeable puisque le plan de l'interféromètre est défini par la normale aux trois miroirs dont la verticalité a été réglée à quelques microradians près au chapitre 1.

4.2.4 Interférences atomiques avec l'isotope ^6Li

Un des avantages de la diffraction par laser est la possibilité de diffracter sélectivement les atomes à partir d'un choix approprié de la fréquence du laser. Cette propriété permet d'envisager l'observation de franges d'interférence atomique formés d'atomes de l'isotope bosonique ^6Li du lithium, présent dans le jet atomique sous l'abondance naturelle de 7,59 %. Les données relatives à l'isotope (transitions atomiques, ω_r, ...) sont rassemblées à l'annexe A.

Observation d'interférences atomiques avec l'isotope ^6Li

Nous avons observé des franges d'interférence avec l'isotope bosonique minoritaire ^6Li par diffraction de l'onde atomique au premier ordre de diffraction. Ces franges atomiques, enregistrées sur la sortie **1**, sont représentées sur la partie gauche de la figure (4.15). Malgré la faible abondance de cet isotope dans le jet atomique, la visibilité des franges atteint 55 % pour un flux moyen I_0 de 4240 c/s et nous avons régulièrement obtenu plus de 50 % de visibilité. Ces franges d'interférence ont été réalisées en décalant le laser de 4 GHz vers le rouge de la raie D_1 de l'isotope ^6Li, afin de limiter au maximum la probabilité de diffraction des atomes ^7Li, largement majoritaires dans le jet atomique (92,41 %). La raie D_1 de l'isotope ^7Li est située à +14 GHz et la raie D_2 est encore plus éloignée (+24 GHz).

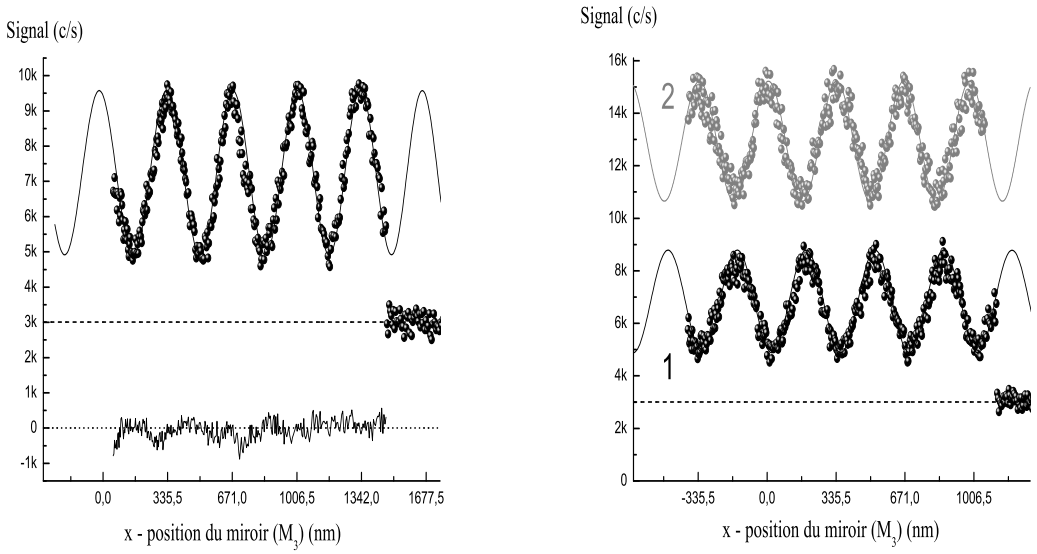


FIG. 4.15 – *Graphe de gauche : Franges d'interférence atomique de l'isotope de lithium 6, minoritaire, par diffraction de l'onde atomique au premier ordre. La visibilité atteint 55 % et le flux moyen est I_0 = 4240 c/s. La sortie* **1** *(noir) est celle dont la visibilité est la plus élevée, l'opposition de phase des deux sorties principales étant visibles sur le graphe de droite.*

L'intensité moyenne I_0 observée est trop élevée pour être constituée des seuls atomes de l'isotope 6. Nous pensons qu'une part non négligeable de ce signal est formée d'atomes de lithium 7 provenant des différents faisceaux parasites. En effet, la probabilité de diffraction des atomes ^7Li par l'une des trois ondes lasers stationnaires est faible mais elle n'est pas négligeable avec notre choix d'écart à résonance de + 4 GHz. Ces faisceaux parasites de lithium 7 contribuent à l'intensité moyenne I_0 ce qui explique la valeur élevée obtenue pour cette intensité et en même temps que la visibilité des franges atomiques de lithium 6 ait une valeur inférieure à celle observée avec l'isotope ^7Li au premier ordre de difffraction. Il est possible de purifier le jet atomique en défléchissant les atomes de l'isotope 7 par laser, par exemple après la première fente de collimation, mais nous n'avons pas testé cette hypothèse.

Quelques propriétés de l'interféromètre

Nous avons représenté sur la partie droite de la figure (4.15) les franges atomiques de lithium 6 enregistrées sur chacune des deux sorties de l'interféromètre. Comme pour l'isotope ^7Li, l'acquisition de la sortie **2** est réalisée juste après celle de la sortie **1**, la calibration étant réalisée par interférométrie optique. Nous vérifions ainsi l'opposition de phase des signaux issus des sorties **1** et **2**. La visibilité des franges atomiques est plus élevée sur la sortie **1** ($\mathcal{V}$ = 51 %) que sur la sortie **2** ($\mathcal{V}$ = 23 %) et le flux de sortie est plus élevé sur la sortie **2** (I_0 = 9930 c/s) que sur la sortie **1** (I_0 = 3380 c/s). Les probabilités de diffraction par le premier et le troisième réseau étant voisines, les atomes de lithium ^7Li non diffractés par le premier réseau ne le seront probablement pas davantage par le troisième réseau de sorte que des deux sorties, la plus polluée par les atomes de lithium ^7Li est vraisemblablement la seconde. Le bruit de phase est calculé à partir de la courbe de résidu d'écart - type 259 c/s, représentée au bas de la figure (4.15). La phase minimale mesurable est ϕ_{min} = 111 mrad et correspond à σ_ϕ voisin de 35 mrad/$\sqrt{Hz}$.

4.3 Optimisation de la sensibilité en phase de l'interféromètre

Lorsqu'on applique une perturbation à l'un des bras de l'interféromètre, les franges atomiques sont déphasées d'une quantité ϕ. Lors de la mesure de ce déphasage, le rapport signal sur bruit est déterminé par la sensibilité en phase de l'appareil et s'écrit sous la forme rencontrée dans le chapitre d'introduction :

$$S/B = \mathcal{V}\sqrt{I_0}\,\phi \tag{4.33}$$

lorsque le bruit de comptage B est Poissonien ($B = \sqrt{I_0}$). C'est de cette relation que découle l'intérêt de la grandeur $\mathcal{M} = I_0\mathcal{V}^2$ généralement appelée facteur de mérite de l'interféromètre. Dans ce paragraphe, nous allons trouver le jeu de paramètres expérimentaux pour lequel la sensibilité en phase de l'interféromètre est maximale. Nous traiterons successivement l'influence des paramètres ou imperfections suivants : défauts d'orientation des miroirs à ondes stationnaires, inégalité des distances L_{12} et L_{23}, largeur des fentes de collimation et de détection, pression du gaz porteur argon dans le jet supersonique d'atomes de lithium. Certains paramètres agissent simultanément sur la visibilité et l'intensité moyenne I_0, d'autres ne modifient que l'une de ces deux quantités. Pour chaque expérience décrite, les autres paramètres seront supposés optimisés et fixés, chacun des paramètres étant indépendant de tous les autres.

4.3.1 Sensibilité à l'orientation des miroirs à ondes stationnaires

Nous analysons succesivement l'effet d'une rotation de l'un des miroirs à ondes stationnaires autour de l'axe vertical **y**, puis de l'axe **z** du jet atomique.

Rotation des miroirs autour de l'axe vertical y

Une rotation de l'un des miroirs autour de l'axe **y** modifie l'angle d'incidence de l'onde atomique sur l'onde laser stationnaire. Lorsque l'angle d'incidence Θ_Y diffère de l'angle de Bragg associé à la vitesse la plus probable, la diffraction s'effectue avec une amplitude plus faible car une classe de vitesses différente de la plus probable est sélectionnée par la diffraction dans le régime de Bragg. Ainsi, la rotation de l'un des miroirs autour de l'axe **y** a pour effet de modifier l'amplitude des ondes atomiques Ψ_h et Ψ_b qui interfèrent sur le détecteur en empruntant respectivement le chemin atomique du haut et celui du bas. Le signal de sortie est alors d'intensité plus faible et la visibilité des franges est réduite. D'après la relation (4.6), la visibilité s'exprime en fonction de l'amplitude $|a_h|$ et $|a_b|$ de ces ondes sous la forme

$$\mathcal{V} = \frac{2|a_b||a_h|}{|a_h|^2 + |a_b|^2} = \frac{2\sqrt{\rho}}{1+\rho} \tag{4.34}$$

où $\rho = a_h^2/a_b^2$ représente le rapport des intensités portées par les deux faisceaux qui interfèrent. La visibilité $\mathcal{V}$ est une fonction symétrique des amplitudes $|a_h|$ et $|a_b|$ et sa valeur est identique si le rapport ρ est remplacé par son inverse. Sur la figure (4.16), nous avons représenté la visibilité des franges en fonction du logarithme de ρ pour souligner la symétrie qui apparaît lorsque ρ est remplacé par $1/\rho$. La visibilité décroît lorsque ρ s'écarte de 1, mais nous voyons que cette décroissance est assez lente : lorsque les intensités $|a_h|^2$ et $|a_b|^2$ diffèrent d'un facteur 4 (ρ = 0,25 ou 4), la visibilité des franges reste élevée et égale à 80 %.

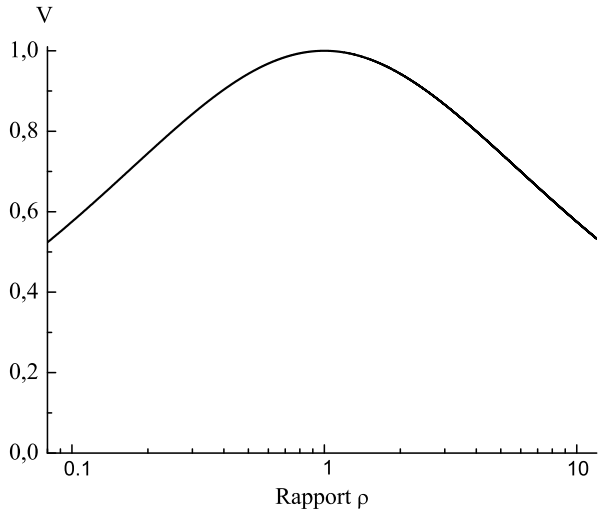


FIG. 4.16 – *Visibilité des franges atomiques en fonction du rapport des intensités* $\rho = |a_h|^2/|a_b|^2$ *des ondes qui interfèrent. Le choix d'une échelle logarithmique permet de souligner la symétrie lorsqu'on remplace* ρ *par son inverse.*

En écartant successivement chacun des miroirs de la condition de Bragg, nous avons constaté expérimentalement une réduction de la visibilité des franges et du flux de sortie. Il est toutefois délicat d'associer à ces observations une valeur exacte pour le rapport ρ et nous nous sommes concentré sur l'optimisation du flux en sortie de l'appareil et de la visibilité des franges atomiques, en sélectionnant la classe de vitesse la plus probable par diffraction de l'onde atomique sur chacun des miroirs à ondes stationnaires. Cette opération est réalisée en utilisant les profils de l'intensité non diffractée présentés au chapitre 3 qui font apparaître la classe de vitesse la plus probable au premier et au second ordre de diffraction. Ainsi, les amplitudes de diffraction associées au premier et au troisième réseau sont pratiquement identiques et la géométrie de l'interféromètre de Mach - Zehnder est préservée. La figure (4.16) montre que de toute façon un faible écart entre ces amplitudes ne provoquera pas de perte de visibilité notable.

Rotation des miroirs autour de l'axe z du jet atomique

La rotation de l'un des réseaux dans son plan (**x**,**y**) modifie la direction du vecteur $\mathbf{k}_{R_j}$ associé. D'après le modèle en ondes planes développé au paragraphe (4.1.1), les deux ondes qui interfèrent sur le détecteur présentent des vecteurs d'onde qui diffèrent de la quantité :

$$\delta\mathbf{k} = p\,(\mathbf{k}_{R1} - 2\mathbf{k}_{R2} + \mathbf{k}_{R3}) \tag{4.35}$$

L'intensité du signal en sortie de l'interféromètre résulte de l'intégration de l'intensité locale sur la surface de la fente de détection (F_D) et sur les différents points sources de la première fente de collimation (F_0) supposée incohérente. Les hauteurs utiles h_0 et h_D de ces fentes ont été calculées au chapitre 1, en assimilant les trajectoires atomiques à des lignes droites allant de l'écorceur jusqu'au trou de diamètre 3 mm. Nous avons obtenu $h_0 = 1{,}8$ mm et $h_D = 2{,}9$ mm. On peut estimer la perte de visibilité en assimilant le profil d'intensité du jet à un profil plat, rectangulaire, s'étendant sur la région de l'espace définie par $-h_D/2 < y < h_D/2$. Dans ce cas, la visibilité s'écrit sous la forme suivante

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}_0 |\,\mathrm{sinc}(\delta k_y\, h_D/2)| \tag{4.36}$$

$\mathcal{V}_0$ désignant la visibilité des franges obtenue pour $\delta\mathbf{k} = 0$, δk_y représentant la composante du vecteur $\delta\mathbf{k}$ selon l'axe **y** et $sinc(x)$ étant une notation simplifiée pour la fonction $sin(x)/x$.

La présence d'une fonction sinus cardinal résulte du choix d'un profil d'intensité plat, rectangulaire et de largeur h_D et le calcul effectué pour obtenir l'expression (4.36) est analogue à celui mené avec des ondes lumineuses lorsque l'on étudie la perte de visibilité associée à la largeur de la fente source dans un dispositif de type fentes d'Young. L'expression (4.36) montre que plus la fente de détection est haute, plus la visibilité des franges est sensible à l'angle relatif entre les réseaux. La visibilité ne dépend que des caractéristiques géométriques de l'interféromètre. En particulier, elle ne dépend pas de la longueur d'onde atomique.

Aspect expérimental Nous avons modifié l'orientation du miroir (M_2) autour de l'axe **z** en appliquant une tension sur la cale piézoélectrique correspondante. Nous avons converti la tension appliquée sur la cale en angle de rotation en utilisant la calibration externe présentée au chapitre 3 et en négligeant l'hystérésis de la cale piézoélectrique. La figure (4.17) présente nos mesures de la visibilité des franges atomiques en fonction de l'angle de rotation $\Theta_z(M_2)$ du miroir autour de l'axe **z**. La visibilité des franges décroît fortement avec l'angle $\Theta_z(M_2)$, et c'est la raison pour laquelle nous effectuons toujours ce réglage en premier afin de rendre les franges atomiques beaucoup plus

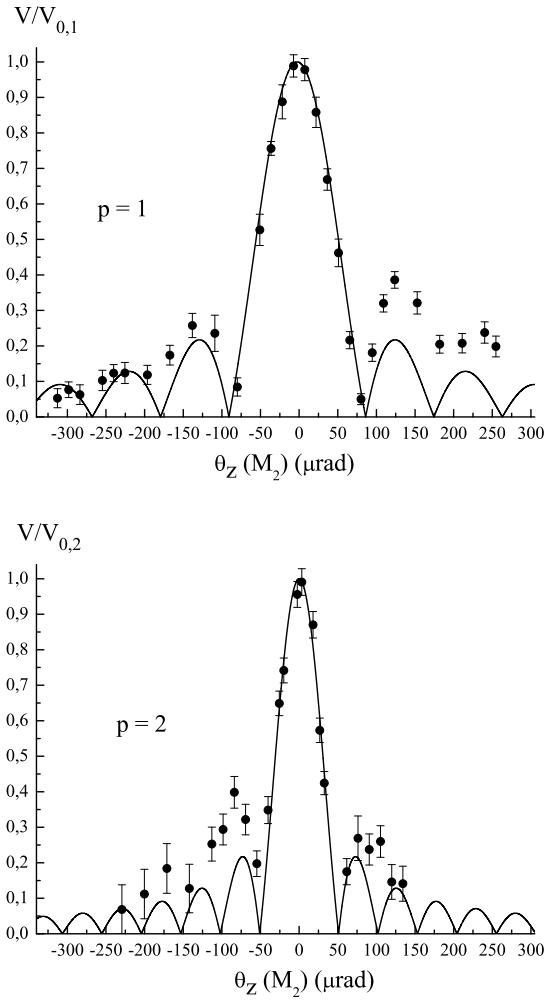


FIG. 4.17 – *Visibilité des franges atomiques en fonction de l'angle $\Theta_z(M_2)$ mesurant la rotation autour de l'axe z du miroir (M_2) aux ordres de diffraction p = 1 (en haut) et p = 2 (en bas).*

visibles. L'accord avec l'équation (4.36) est excellent dans la zone centrale, où la visibilité décroît deux fois plus vite au second ordre de diffraction qu'au premier ordre. Toutefois, la visibilité ne s'annule pas pour les angles prédits par l'équation (4.36). Nous pensons qu'il s'agit d'une sorte d'effet d'apodisation, phénomène bien connu en optique traditionnelle : les annulations prévues disparaissent lorsqu'un profil lisse en intensité remplace le profil rectangulaire utilisé pour établir l'équation (4.36).

4.3.2 Influence d'une inégalité de distance entre réseaux consécutifs

Lorsque les distances L_{12} et L_{23} entre réseaux successifs sont différentes, la symétrie de l'interféromètre de Mach - Zehnder est brisée et la visibilité des franges d'interférence est réduite. La figure (4.18) schématise l'effet d'un déséquilibre de l'appareil $\Delta L = L_{23} - L_{12}$ dans le cas où l'onde atomique est une onde plane. Les deux ondes qui interfèrent sur la sortie **1** de l'interféromètre présentent une différence de marche qui provoque une translation globale de l'interférogramme sans toutefois modifier la visibilité des franges atomiques.

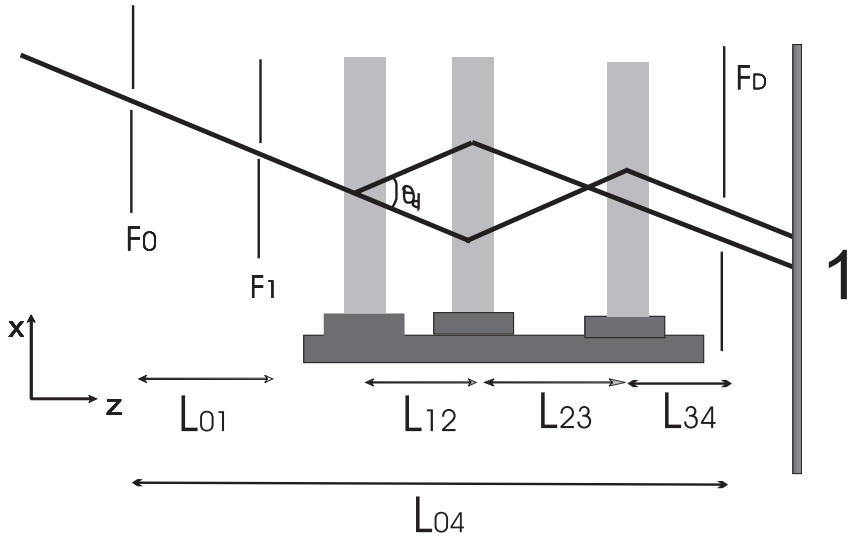


FIG. 4.18 – *Illustration de l'effet du déséquilibre $\Delta L = L_{23} - L_{12}$ entre les distances L_{12} et L_{23} séparant les réseaux dans le cas d'une onde plane. Les deux faisceaux atomiques se recouvrent partiellement sur la sortie* **1** *et présentent une différence de marche.*

A cause de la diffraction par les fentes de collimation, le modèle en ondes planes n'est pas réaliste. La propagation d'une onde atomique dans un interféromètre de Mach - Zehnder possédant des fentes diffractantes peut être décrite à partir de la théorie de la diffraction de Fresnel - Kirchoff [1]. Dans ce modèle, par analogie avec l'optique traditionnelle, la fente source (F_0) est considérée comme une source incohérente. Cette hypothèse a été formulée pour la première fois par Q.A. Turchette dans le cas d'ondes atomiques pour modéliser numériquement l'interféromètre de Mach - Zehnder construit dans l'équipe de D. Pritchard [180]. Dans notre équipe, des calculs analytiques et numériques ont été menés par C. Champenois au cours de sa thèse [110] et publiés en 1999 dans l'article [181]. Je ne reprendrai ici que les points essentiels de son raisonnement. Dans ce modèle, deux ondes émises au point source X_0 de la fente source et détectées à la position X_4 de la fente de détection sont déphasées d'une quantité $\phi(X_0,X_4)$, proportionnelle à ΔL, de la forme :

$$\phi(X_0,X_4) = \frac{2p\pi}{a}\,\Delta L\,[b\,\Theta_D + (X_0 - X_4)/L_{04}] \tag{4.37}$$

où $2b = (L_{12}+L_{23})/L_{04}$ - 1. Cette équation est vérifiée lorsque l'on peut négliger la diffraction par la fente de collimation (F_1) de largeur e_1 = 14 μm pour les expériences menées dans ce paragraphe. Le signal de sortie de l'interféromètre résulte de l'intégration du carré de l'amplitude diffractée sur la surface du détecteur et sur les différents points sources de la fente (F_0). Par intégration, le premier terme de l'équation (4.37) modifie la phase de l'interférogramme et ce déphasage peut être compensée en changeant la position du troisième réseau. Le deuxième terme de l'équation (4.37), proportionnel à $(X_0 - X_4)$, ne peut être compensé qu'en moyenne et il modifie la visibilité $\mathcal{V}_0$ obtenue pour ΔL = 0. Cette modification dépend de la largeur e_0 de la fente source (F_0), de la largeur e_D de la fente de détection (F_D), de l'ordre p de la diffraction et de la période a des réseaux :

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}_0 |\ \mathrm{sinc}(p\pi\frac{e_0}{a}\frac{\Delta L}{L_{04}})\ \ \mathrm{sinc}(p\pi\frac{e_D}{a}\frac{\Delta L}{L_{04}})\ | \tag{4.38}$$

de sorte que l'influence du déséquilibre croît avec l'ordre de diffraction et la largeur des fentes.

Nous avons étudié expérimentalement l'influence d'un déséquilibre entre les réseaux sur la visibilité des franges atomiques obtenues au premier et second ordre de diffraction. Nous faisons varier le déséquilibre ΔL entre deux réseaux successifs en déplaçant le dernier miroir rencontré par le faisceau laser avant de pénétrer dans l'enceinte à vide pour construire la première onde laser stationnaire par réflexion sur le miroir (M_1). Le déplacement de ce dernier miroir est effectué à partir d'une translation Micro-contrôle de manière à conserver la direction du faisceau laser. Pour différentes positions z de la platine de translation, nous avons enregistré les signaux d'interférence obtenus et mesuré leur visibilité $\mathcal{V}$. La figure (4.19) montre l'effet d'un déséquilibre sur les franges d'interférence obtenues au premier ordre de diffraction : les franges atomiques sont déphasées et leur visibilité est réduite de deux tiers lorsque ΔL varie de 1 à 14 mm, l'intensité moyenne I_0 n'étant pratiquement pas modifiée.

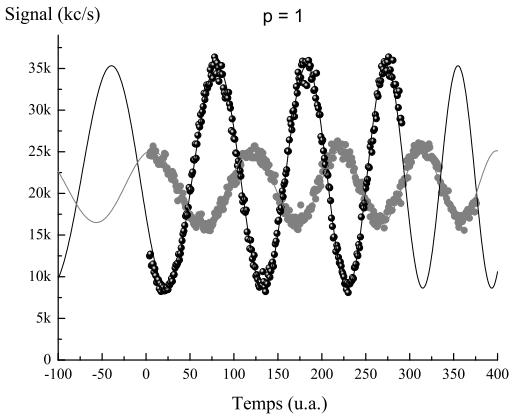


FIG. 4.19 – *Effet du déséquilibre ΔL sur les franges d'interférence atomique au premier ordre de diffraction : les franges sont déphasées et la visibilité est réduite. La courbe noire correspond à ΔL = 1 mm et $\mathcal{V}$ = 70 %, la courbe grise correspondant à ΔL = 14 mm et $\mathcal{V}$ = 24 %.*

Nos mesures de visibilité et leur ajustement par la loi théorique sont représentées sur la figure (4.20). Nous n'avons pas pu explorer une plage plus importante de valeurs du déséquilibre ΔL à cause du diamètre limité du hublot d'entrée du faisceau laser dans l'enceinte à vide. L'ajustement de la visibilité mesurée par la loi théorique proposée à l'équation (4.38) est réalisé en remplaçant ΔL par $z - z_c$ où la position z_c est celle qui annule le déséquilibre ΔL. Les paramètres du fit sont la visibilité maximale $\mathcal{V}_0(p)$ et la position z_c correspondant à l'annulation du déséquilibre. Nous obtenons $\mathcal{V}_0(1) = 70{,}5\%$, $\mathcal{V}_0(2) = 40\%$ et z_c = 3,5 mm. Nous avons vérifié que la valeur de z_c déduite du fit correspond, avec une incertitude de $\pm 0{,}5$ mm, à l'égalité des distances L_{12} et L_{23}.

L'accord avec la loi théorique proposée à l'équation (4.38) est très satisfaisant, on voit d'ailleurs très clairement que l'influence d'un déséquilibre est d'autant plus grande que l'ordre de diffraction est élevé. Dans les conditions de l'expérience, le pas a du réseau vaut 335,5 nm et la distance L_{04} vaut 2,52 mètres. Les largeurs des différentes fentes sont $e_0 = 20\mu$m pour la fente (F_0) et e_D = 45 μm pour p = 2. Pour l'expérience menée au premier ordre de diffraction, la valeur de e_D n'a pas été relevée. Nous estimons qu'une valeur comprise entre 40 et 50 μm est très vraisemblable car la plupart des expériences de cette thèse a été réalisée avec cette largeur de fente, pour des raisons qui seront explicitées au prochain paragraphe. A partir de ces paramètres expérimentaux, nous pouvons évaluer le déséquilibre nécessaire à la première annulation de la visibilité.

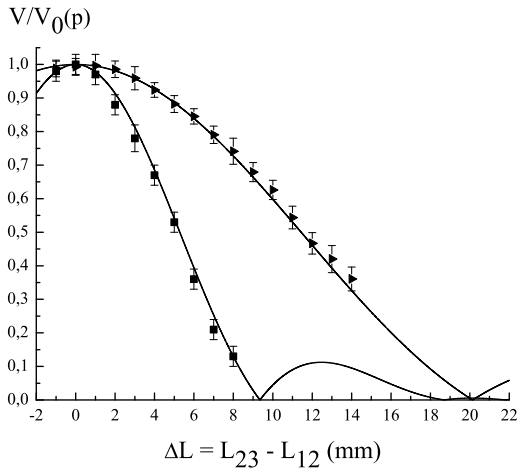


FIG. 4.20 – *Visibilité des franges atomiques en fonction du déséquilibre entre les distances séparant deux réseaux consécutifs $\Delta L = L_{23} - L_{12} = z - z_c$ au premier (triangles) et second (carrés) ordre de diffraction. Les points sont expérimentaux et la courbe est notre meilleur fit réalisé à partir de la formule approximative donnée par l'équation (4.38).*

D'après l'équation (4.38), un brouillage total des franges se produit pour $\Delta L = aL_{04}/(p\,e_D)$. Au premier ordre de diffraction, un déséquilibre de 20,0 mm est obtenu pour une largeur de fente e_D égale à 43 μm, compatible avec nos estimations, et au second ordre de diffraction, nous obtenons ΔL = 9,4 mm pour e_D = 45 μm, un résultat en très bon accord avec nos observations expérimentales.

4.3.3 Sensibilité en phase et largeur des fentes

Nous avons étudié l'influence de la largeur de la fente de détection (F_D) et de la deuxième fente de collimation (F_1) sur la sensibilité en phase de l'interféromètre. Ces fentes sont ajustables sous vide à l'aide de cales piézoélectriques et leur ouverture s'effectue de manière symétrique. Pour différentes largeurs de fentes, nous avons mesuré l'intensité moyenne I_0 et la visibilité $\mathcal{V}$ des franges, deux quantités représentées sur la figure (4.21), sur la partie gauche pour la fente de détection et sur la partie droite pour la deuxième fente de collimation.

Sensibilité en phase et largeur de la fente de détection Supposons que la fente de détection soit correctement centrée sur la sortie **1**. Lorsque la fente de détection est pratiquement fermée, l'intensité du signal est de la forme $I_1 = I_{0,1}[1 + \mathcal{V}_1 \cos(\phi_0)]$. Pour une largeur de fente plus importante, le faisceau de la sortie **2** est en général le faisceau parasite dominant et son intensité est $I_2 = I_{0,2}[1 - \mathcal{V}_2 \cos(\phi_0)]$. L'intensité totale détectée sur la sortie **1** s'écrit alors :

$$I_{tot} = (I_{0,1} + I_{0,2})[1 + (\mathcal{V}_1 \frac{I_{0,1}}{I_{0,1} + I_{0,2}} - \mathcal{V}_2 \frac{I_{0,2}}{I_{0,1} + I_{0,2}}) \cos(\phi_0)] \tag{4.39}$$

de sorte que la visibilité $\mathcal{V}_{tot}$ du signal total détecté sur la sortie **1** est inférieure à $\mathcal{V}_1$:

$$\mathcal{V}_{tot} = \mathcal{V}_1 \frac{I_{0,1}}{I_{0,1} + I_{0,2}} - \mathcal{V}_2 \frac{I_{0,2}}{I_{0,1} + I_{0,2}} \tag{4.40}$$

En fermant la fente de détection, nous pouvons parvenir à $I_{0,2} = I_{0,1}/10$, et si l'on utilise les valeurs de visibilité mesurées au paragraphe (4.2.1) ($\mathcal{V}_1$ = 68 %, $\mathcal{V}_2$ = 56 %), nous obtenons une visibilité totale voisine de 57 % sur la sortie **1**, correspondant à une réduction de 16 % de la visibilité $\mathcal{V}_1$. Cet effet, caractéristique des interféromètres à atomes chauds utilisant la diffraction élastique, permet de comprendre l'allure de la figure (4.21) - partie gauche.

Dans un premier temps, l'intensité moyenne I_0 croît avec e_D jusqu'à $e_D \simeq 40$ μm (droite en pointillés), et la visibilité reste globalement constante du moins tant que e_D est inférieur à 60 μm : le signal collecté provient seulement de la sortie **1**. Pour les valeurs de e_D plus importantes, nous collectons le signal de la sortie **1** et une partie du signal de la sortie **2**. L'intensité moyenne I_0 croît alors avec une pente réduite d'un facteur voisin de 2, ce qui est en bon accord avec le fait que l'ouverture de la fente s'effectue de manière symétrique (un seul côté de la fente permet de collecter le signal provenant de la sortie **2**). Dans le même temps, la visibilité des franges décroît assez rapidement en bon accord avec l'opposition de phase des signaux des sorties **1** et **2**. Le maximum de sensibilité en phase est obtenu lorsque $I_{tot}\mathcal{V}_{tot}^2$ est maximal et la figure (4.21) montre que ce point de fonctionnement correspond à e_D = 60 μm. La position de ce maximum peut varier légèrement autour de cette valeur en fonction de la largeur des autres fentes, en particulier la fente de collimation (F_1).

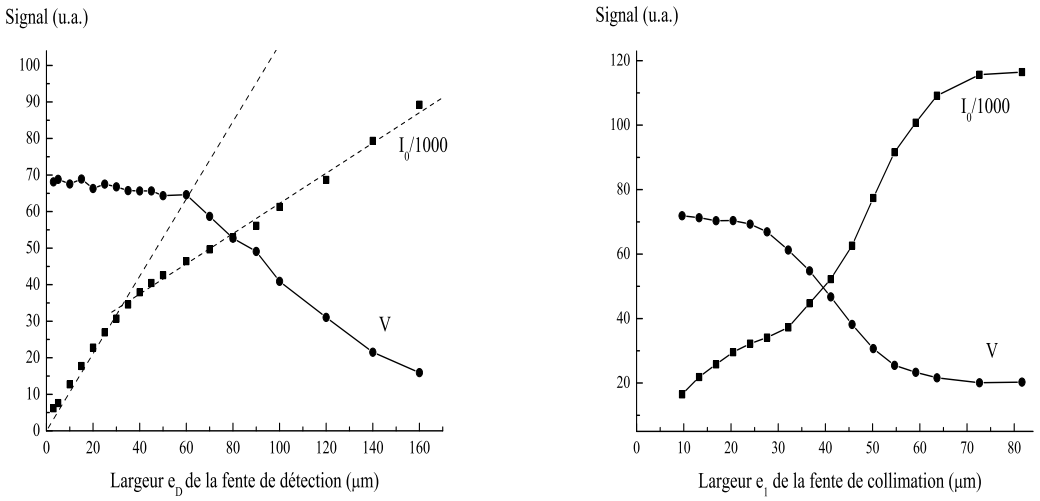


FIG. 4.21 – *Visibilité $\mathcal{V}$ des franges atomiques exprimée en % (points) et intensité moyenne I_0 en 10^3 coups/s (carrés) en fonction de la largeur e_D de la fente de détection (figure de gauche) ou de la largeur e_1 de la deuxième fente de collimation (figure de droite). Les largeurs des fentes sont exprimées en micromètres, e_1 = 12 μm dans l'expérience de gauche et e_D = 43 μm dans l'expérience de droite. Les lignes ne sont là que pour guider les yeux.*

Sensibilité en phase et largeur de la fente de collimation L'ouverture de la fente de collimation est un peu plus délicate à analyser car cette fente est située en amont de l'interféromètre, c'est à dire avant diffraction dans le régime de Bragg. La diffraction de Bragg étant très sélective en angle, les atomes qui pénètrent dans l'interféromètre lorsque la fente de collimation est grande ouverte ont une très faible probabilité d'être diffractés. La plupart d'entre eux contribuent à augmenter l'intensité du faisceau direct, un faisceau parasite formé des atomes diffractés à trois reprises à

l'ordre zéro. Cette remarque permet d'expliquer l'allure de la figure (4.21) - partie droite. Tant que $e_1 < 25$ μm, l'intensité moyenne I_0 croît avec e_1 sans trop modifier la visibilité des franges. Pour $35 < e_1 < 70$ μm, l'intensité I_0 croît plus rapidement, consécutivement à l'élargissement des ailes du faisceau direct. Ce faisceau parasite ne transportant aucun effet d'interférence, la visibilité des franges atomiques décroît alors que le produit $I_0\mathcal{V}$ reste pratiquement constant. Enfin, lorsque $e_1 > 70$ μm, l'intensité I_0 sature car le faisceau direct recouvre totalement la fente de détection et la visibilité des franges reste constante. Le maximum de sensibilité en phase est donc obtenu pour $e_1 = 25$ μm, lorsque la fente de détection est de largeur $e_D = 43$ μm.

4.3.4 Influence de la pression du gaz porteur argon

L'influence de ce paramètre est une spécificité de notre source atomique et non une caractéristique propre à l'interféromètre, comme le sont les paramètres précédents. Nous avons enregistré l'intensité moyenne I_0 du jet atomique et la visibilité des franges pour différentes pressions du gaz porteur argon. La figure (4.22) présente le résultat de cette expérience réalisée à partir des largeurs de fentes suivantes : $e_1 = 12$ μm et $e_D = 40\mu$m.

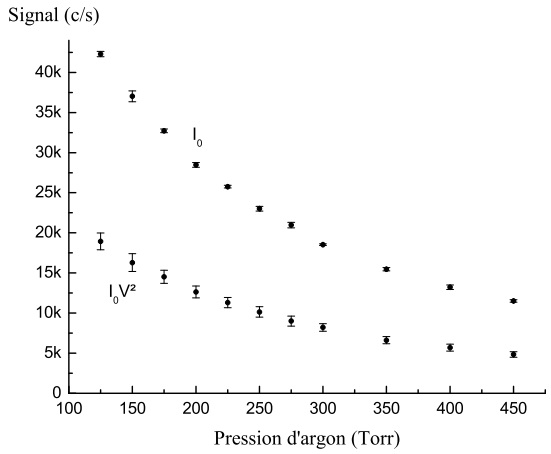


FIG. 4.22 – *Flux moyen I_0 en sortie de l'interféromètre et facteur de mérite $I_0\mathcal{V}^2$ pour différentes pressions d'argon. La meilleure sensibilité en phase est obtenue pour la pression d'argon la plus faible. En pratique une pression de 125 Torr semble la plus appropriée.*

La visibilité des franges atomiques est pratiquement indépendante de la pression d'argon, passant de 67 $\pm$ 1 % pour $P_{Ar} = 125$ Torr à 65 $\pm$ 1 % pour $P_{Ar} = 450$ Torr et n'a pas été représentée sur la figure. En revanche, l'intensité moyenne I_0 croît de 11500 c/s à 42500 c/s lorsque la pression d'argon décroît de 450 à 125 Torr. Nous avions déjà constaté un comportement similaire au chapitre 2 en enregistrant l'intensité du signal de fluorescence. Nous estimons que cette augmentation traduit une interaction du jet atomique avec le gas résiduel environnant, probablement au voisinage de l'écorceur. La meilleure sensibilité en phase de l'appareil est obtenue pour une pression d'argon de 125 Torr. Avec notre choix de largeur de fentes, cette pression correspond à un facteur de mérite égal à 19000 s^{-1}. Le choix d'une pression d'argon plus faible serait risqué, les risques d'obturation du four de lithium étant plus élevés, et par ailleurs la dispersion de vitesse du jet augmente lorsque la pression d'argon diminue, ce qui n'est pas favorable pour des mesures de précision où les phases à mesurer sont des fonctions de la vitesse atomique.

4.4 Conclusions

Au premier ordre de diffraction, la grande visibilité des franges atomiques observées, combinée à un flux de sortie important, place notre interféromètre à bras séparés, utilisant des atomes chauds, parmi les plus sensibles existants à l'heure actuelle. La grande visibilité des franges atomiques signifie que la cohérence de l'onde atomique est pratiquement totalement préservée dans la chambre de l'interféromètre, malgré la distance importante (près de 2 millions de fois la longueur d'onde de De Broglie !) séparant les deux chemins atomiques à hauteur de la deuxième onde stationnaire laser.

En agissant sur l'écart à résonance et la densité de puissance laser, nous avons fait fonctionner l'interféromètre par diffraction de l'onde atomique aux ordres $p = 2$ et $p = 3$ et avant nous, seule l'équipe de S.A. Lee avait effectué cette expérience. La visibilité des franges observée est meilleure que celle obtenue dans l'équipe de S.A. Lee [69], d'environ 20 % pour chaque ordre de diffraction. Dans notre expérience, comme dans celle de S.A. Lee, la visibilité des franges décroît lorsque l'ordre de diffraction augmente. Plusieurs effets peuvent expliquer la décroissance observée, notamment l'existence d'un bruit de phase dû aux fluctuations de la position des trois miroirs. Un des avantages de notre montage est la possibilité de diffracter sélectivement les atomes de chaque isotope de l'atome de lithium, ce qui permet des expériences d'une grande variété. Avec les atomes de l'isotope ^6Li, dont l'abondance n'est que de 7,59 % dans notre jet atomique, la visibilité des franges atomiques atteint 55 % pour $p = 1$, valeur probablement limitée par des signaux parasites de lithium 7.

Enfin, nous avons montré comment optimiser la sensibilité en phase de l'interféromètre en analysant différents facteurs qui limitent la visibilité et/ou le flux de sortie des franges atomiques : défauts d'alignement des miroirs autour de l'axe z, inégalité des distances existant entre réseaux successifs, sensibilité à la largeur des fentes, notamment la fente de détection. Cette étude sera très utile pour optimiser la sensibilité en phase lors de la mesure de polarisabilité, au chapitre 6.

La table (4.6) rassemble les valeurs de flux et de visibilité obtenues en utilisant des interféromètres à bras séparés, par diffraction d'atomes aux énergies thermiques. Pour chaque équipe, la table (4.6) précise le flux moyen I_0, la visibilité $\mathcal{V}$ des franges atomiques, et le facteur de mérite $I_0\mathcal{V}^2$, liée à la sensibilité en phase lorsque le bruit de comptage est Poissonien.

TAB. 4.6 – *Flux I_0, visibilité $\mathcal{V}$ et facteur de mérite $\mathcal{M} = I_0\mathcal{V}^2$ dans des interféromètres à bras séparés pour des atomes aux énergies thermiques. La diffraction s'effectue de manière élastique sauf dans l'équipe de M. Kasevich (gyroscope à diffraction Raman, [76]).*

Equipe	A. Zeilinger	S.A. Lee	D. Pritchard	J.P. Toennies	M. Kasevich	Toulouse
Elément	$Ar*$	$Ne*$	Na	He	Cs	Li
$I_0(c/s)$	14 000	1 500	200 000	1 000	10^{11}	100 000
$\mathcal{V}(\%)$	10	62	17	71	33	62
$\mathcal{M} = I_0\mathcal{V}^2$	140	576	5 780	504	10^{10}	38 400
Référence	[52]	[69]	[77]	[30]	[76]	[78]

Parmi les interféromètres utilisant la diffraction élastique, seul l'interféromètre de D. Pritchard a été utilisé pour effectuer des mesures de précision (polarisabilité du sodium, mesure d'indices, effets inertiels) [77, 89, 190]. Grâce à l'étude systématique réalisée au paragraphe (4.3), l'interféromètre de Toulouse possède une sensibilité en phase remarquable, avec $I_0\mathcal{V}^2 = 38440\ s^{-1}$, correspondant à des franges d'interférence de visibilité $\mathcal{V} = 62\ \%$ et de flux moyen I_0 égal à 100 000 coups/s. Cette valeur de $I_0\mathcal{V}^2$ est celle que nous utiliserons au chapitre 6 pour mesurer la polarisabilité électrique du lithium.

Par diffraction inélastique, comme dans l'équipe de M. Kasevich [76], la sensibilité en phase atteint des valeurs plus élevées, essentiellement car il n'est pas nécessaire de collimater le jet atomique, comme nous l'avons souligné dans le chapitre d'introduction.

Enfin, l'utilisation d'atomes froids permet d'atteindre des sensibilités en phase très intéressantes. Combinée à l'utilisation de la diffraction inélastique, les sensibilités en phase ainsi atteintes sont tout à fait remarquables. Un gyroscope à atomes de césium refroidis est en cours d'optimisation au BNM - Syrte dans le groupe de A. Landragin. Les premiers résultats obtenus sont très encourageants [191]: le rapport signal sur bruit est actuellement de 280, et ces résultats préliminaires laissent espérer des possibilités d'amélioration importantes. Pour un temps d'interaction de 90 ms et un rapport signal sur bruit de 1 000, l'appareil délivrerait une sensibilité en phase remarquable de 30 nrad/s !

Chapitre 5

Interactions avec un champ magnétique

Comme premier exemple d'utilisation de l'interféromètre, nous avons mesuré la visibilité et le déphasage des franges atomiques en présence d'un champ magnétique.

L'influence d'un champ magnétique sur un interféromètre atomique à bras séparés a été étudiée dans l'équipe de D. Pritchard en utilisant l'atome de sodium [190] et dans l'équipe de S.A. Lee en utilisant des atomes de néon métastable (un paragraphe traitant de ce sujet figure dans la thèse de D. Giltner [163]). L'application d'un champ magnétique sur l'interféromètre induit par effet Zeeman linéaire une levée de dégénerescence des sous - niveaux hyperfins. L'écart en énergie entre ces sous - niveaux peut ainsi être mesuré mais l'apport de l'interférométrie atomique dans ce domaine reste limité : cette quantité peut être mesurée de manière très précise par résonance magnétique. Comme on va le voir, les signaux ne sont pas directement sensibles à l'effet Zeeman mais seulement à la différence d'effet Zeeman entre les deux chemins atomiques : il faut donc appliquer un gradient de champ magnétique sur l'interféromètre et il n'est pas facile de connaître très précisément ce gradient de champ. En conséquence, ce chapitre doit être considéré comme un exemple d'utilisation de l'interféromètre en présence d'une perturbation et ces premières expériences nous ont permis de tester le bon fonctionnement de l'appareil. Nous utiliserons l'interféromètre comme instrument de mesure au chapitre 6 en mesurant la polarisabilité électrique de l'atome de lithium.

Ce chapitre est également l'occasion de mieux comprendre le fonctionnement de l'appareil en étudiant sa sensibilité aux gradients de champ magnétique. A priori, et malgré nos efforts, de faibles gradients de champ magnétique sont présents dans notre interféromètre, par exemple à cause de petits objets ferromagnétiques utilisés malencontreusement lors de la construction de l'appareil, et nous ignorons leur importance et leur effet sur les signaux d'interférence atomique. En appliquant un gradient de champ magnétique contrôlé par l'expérimentateur, nous pourrons analyser la réponse de l'appareil à ce type de perturbation, en mesurant la modification de la visibilité des franges et le déphasage induit. Nous pouvons ainsi compenser le gradient de champ magnétique existant sur l'ensemble de l'interféromètre en appliquant un gradient de champ magnétique de signe opposé et c'est ainsi que nous avons obtenu la visibilité des franges d'interférence la plus élevée ($\mathcal{V}$= 84,5 %).

Le chapitre s'organise comme suit : après avoir étudié l'effet Zeeman sur l'état fondamental de l'atome de lithium, nous nous intéressons à la figure d'interférence obtenue en présence d'un gradient de champ magnétique, une troisième partie permettant d'observer expérimentalement les comportements prévus. Nous allons voir qu'il est parfois nécessaire de développer l'effet Zeeman jusqu'au terme quadratique en champ, notamment pour l'isotope bosonique ^{6}Li de l'atome de lithium, dont la structure hyperfine de l'état fondamental ne s'étend que sur 228 MHz.

5.1 Effet Zeeman de l'état fondamental du lithium

5.1.1 Introduction

Comme tous les alcalins, l'atome de lithium est paramagnétique et le moment magnétique associé à l'état fondamental $^2S_{1/2}$ est :

$$\mu_S = g_S \left(\frac{\mu_B}{\hbar}\right) \mathbf{S} \tag{5.1}$$

$\mu_B = e\hbar/(2m_e)$ désigne le magnéton de Bohr (m_e est la masse de l'électron et $\mu_B/\hbar = 8{,}79 \times 10^{10}$ s^{-1}/T). Le spin nucléaire vaut I = 3/2 pour le fermion ^7Li d'abondance naturelle 92,41 % et I = 1 pour le boson ^6Li d'abondance naturelle 7,59 % et le moment magnétique associé μ_I au spin nucléaire I vaut :

$$\mu_I = g_I \left(\frac{\mu_n}{\hbar}\right) \mathbf{I} \tag{5.2}$$

où $\mu_n = e\hbar/(2m_p)$ désigne le magnéton de Bohr nucléaire (m_p est la masse du proton) et $g_I \approx +3{,}26$ pour ^7Li, $g_I \approx +0{,}82$ pour ^6Li .

L'interaction atome - champ magnétique, traitée à l'approximation dipolaire magnétique, permet d'écrire le Hamiltonien d'interaction de l'atome avec le champ sous la forme:

$$\mathcal{H} = a\,\mathbf{I}\cdot\mathbf{S} \;-\; g_S\mu_B\,\mathbf{S}\cdot\mathbf{B} \;-\; g_I\mu_n\,\mathbf{I}\cdot\mathbf{B} \tag{5.3}$$

où **B** désigne le champ magnétique. Le premier terme de l'hamiltonien représente l'interaction hyperfine, les second et troisième termes de l'équation (5.3) traduisent l'énergie d'interaction des spins électronique et nucléaire avec le champ magnétique **B**. Comme le rapport $m_e/m_p \simeq 1/1836$, μ_n est très petit devant μ_B de sorte que le magnétisme nucléaire pourra être négligé devant le magnétisme électronique au niveau de précision nécessaire dans notre cas. De plus, nous prendrons $g_S = 2$, négligeant des corrections de l'ordre de 10^{-3}. Avec ces approximations, l'interaction atome - champ magnétique est décrite par le Hamiltonien suivant :

$$\mathcal{H} = a\,\mathbf{I}\cdot\mathbf{S} \;-\; g_S\mu_B\,\mathbf{S}\cdot\mathbf{B} \tag{5.4}$$

5.1.2 Déplacement en énergie d'un niveau hyperfin (F,M_F)

En champ magnétique nul, les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental $^2S_{1/2}$, de moment cinétique total $F = I \pm 1/2$, sont distants de $\Delta E_{HFS} = a(I+1/2)$ avec $\Delta E_{HFS}/h = 803{,}5$ MHz pour le fermion ^7Li et $\Delta E_{HFS}/h = 228{,}2$ MHz pour le boson ^6Li.

Cas d'un champ magnétique faible Lorsque le champ magnétique est faible, le premier terme de l'équation (5.3) est le plus important et le moment cinétique total **F** est un bon nombre quantique, dont les valeurs propres sont $F = I \pm 1/2$. Les énergies des niveaux sont bien décrites en traitant le terme Zeeman en perturbation et on trouve:

$$U(F,M_F) = \frac{a}{2}\left(F(F+1) - I(I+1) - S(S+1)\right) - g_F M_F \mu_B B \tag{5.5}$$

$$\text{avec pour facteur de Landé } \; g_F = \frac{F(F+1) + S(S+1) - I(I+1)}{F(F+1)} \tag{5.6}$$

La table (5.1) rassemble les valeurs du facteur de Landé g_F pour le niveau hyperfin $F = I \pm 1/2$ de l'état fondamental de chaque isotope. Les valeurs de g_F obtenues pour les niveaux hyperfins $F = I \pm 1/2$ sont opposées et ceci aura des conséquences pratiques importantes.

TAB. 5.1 – *Facteurs de Landé g_F associés au moment cinétique total de chaque isotope de l'état fondamental de l'atome de lithium.*

Isotope	I	$F = I - 1/2$	$F = I + 1/2$
^6Li	1	-2/3	2/3
^7Li	3/2	-1/2	1/2

Cas d'un champ magnétique fort En champ fort, la base découplée (M_I,M_S) est une bonne approximation et on peut calculer l'énergie des niveaux:

$$U(F,M_F) = aM_IM_S - 2M_S\mu_B B \tag{5.7}$$

Situation intermédiaire Dans la situation intermédiaire, l'énergie d'un sous - niveau hyperfin (F,M_F) donné s'obtient en résolvant une équation séculaire (voir par exemple dans le livre de N.F. Ramsey les équations (36,37), page 15 [192]):

$$U(F,M_F) = -\frac{\Delta E}{2(2I+1)} \pm \frac{\Delta E}{2}\sqrt{1+\frac{4M_FX}{2I+1}+X^2} \text{ pour } |M_F| \leq I - 1/2 \tag{5.8}$$

où le signe $\pm$ est associé au choix du niveau hyperfin $F = I \pm 1/2$ avec $X = 2\mu_B B/\Delta E$. Pour les niveaux $M_F = \pm(I+1/2)$, l'équation (5.8) donne les bonnes énergies mais sans les attribuer au bon niveau, si $X > 1$. Tous nos calculs sont dans le domaine $X < 1$ et cette remarque n'a pas de conséquence pratique. L'équation (5.8), valable pour toute valeur de I, permet de décrire le comportement des deux isotopes de l'atome de lithium, l'écart de structure hyperfine, noté ΔE pour ne pas alourdir les notations, dépendant bien sûr de l'isotope choisi. L'énergie d'interaction de l'atome avec le champ magnétique appliqué s'écrit pour chacun des deux isotopes :

$$U^{(^6Li)}(F,M_F) = -\frac{\Delta E}{6} \pm \frac{\Delta E}{2}\sqrt{1+\frac{4M_FX}{3}+X^2} \tag{5.9-a}$$

$$U^{(^7Li)}(F,M_F) = -\frac{\Delta E}{8} \pm \frac{\Delta E}{2}\sqrt{1+M_FX+X^2} \tag{5.9-b}$$

Nous avons représenté sur la figure (5.1) l'énergie $U(F,M_F)/\Delta E$ en fonction de $X = 2\mu_B B/\Delta E$ pour les couples (F,M_F) de chaque isotope. La structure hyperfine se découple autour de $X = 1$.

5.1.3 Effet Zeeman quadratique

Dans notre expérience, le champ magnétique est relativement faible et la structure hyperfine n'est que partiellement découplée. Dans un tel champ, il suffit de développer l'expression de $U(F,M_F)$ en puissance de X jusqu'aux termes en X^2, c'est à dire jusqu'à l'effet Zeeman quadratique dû au découplage hyperfin.

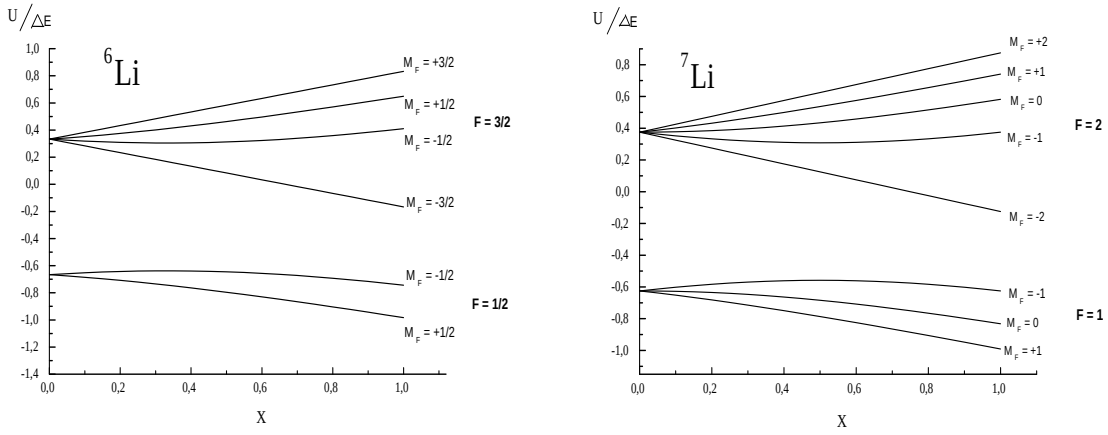


FIG. 5.1 – *Evolution des énergies réduites $U(F,M_F)/\Delta E$ des niveaux hyper£ns (F,M_F) en fonction du champ magnétique appliqué, exprimé en unités réduites $X = 2\mu_B B/\Delta E$, pour chacun des deux isotopes de l'atome de lithium.*

Nous obtenons ainsi le déplacement en énergie du sous - niveau (F,M_F) de chaque isotope :

$$U^{(^6Li)}(F,M_F) \simeq -\frac{\Delta E}{6} \pm \frac{\Delta E}{2} \pm \frac{2\mu_B M_F B}{3} \pm \frac{\mu_B^2 B^2}{\Delta E}\left(1-\frac{4M_F^2}{9}\right) \quad (5.10\text{-a})$$

$$U^{(^7Li)}(F,M_F) \simeq -\frac{\Delta E}{8} \pm \frac{\Delta E}{2} \pm \frac{\mu_B M_F B}{2} \pm \frac{\mu_B^2 B^2}{\Delta E}\left(1-\frac{M_F^2}{4}\right) \quad (5.10\text{-b})$$

en rappelant que le signe $\pm$ est lié à la valeur de $F = I \pm 1/2$. On retrouve l'effet Zeeman linéaire avec le facteur de Landé g_F calculé plus haut pour chacun des isotopes : $g_F(^6Li)$ = $\pm$ 2/3 et $g_F(^7Li)$ = $\pm$ 1/2 et un terme, quadratique en champ **B**, lié au découplage hyper£n. Ce dernier terme est inversement proportionnel à l'écart hyper£n ΔE, qui est particulièrement faible dans le cas de l'atome de lithium ^{6}Li, et c'est donc sur cet isotope que ce terme jouera le plus grand rôle.

5.2 Interférences en présence d'un champ magnétique

Ce paragraphe a pour but d'étudier les modi£cations de la visibilité et de la phase des franges atomiques résultant de l'application d'un champ magnétique sur l'interféromètre. Nous commençons par décrire qualitativement le comportement de l'atome lors de sa traversée de l'interféromètre en présence d'un champ magnétique, puis nous étudierons de manière détaillée les perturbations des interférences dues à l'effet Zeeman.

5.2.1 Traversée de la zone d'interaction avec le champ magnétique

On peut distinguer dans le champ magnétique **B** appliqué à l'interféromètre la contribution liée à l'action de l'expérimentateur $\mathbf{B}_{ex}$ de celle qui résulte du champ magnétique résiduel $\mathbf{B}_0$ existant dans l'interféromètre en l'absence de toute intervention de l'opérateur :

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_{ex} \quad (5.11)$$

Dans notre expérience, le champ magnétique $\mathbf{B}_0$ résulte pour l'essentiel du champ magnétique terrestre qui n'est pas compensé ($B_0 \simeq 4 \times 10^{-5}$ T) mais qui est un peu modifié par la présence du bâti très massif en acier qui supporte l'interféromètre. Le champ appliqué est produit par une petite bobine située à proximité du miroir à atomes et le champ $\mathbf{B}_{ex}$ n'a de valeurs notables que sur quelques centimètres autour de l'axe de la bobine. Nous décrirons en détail ces deux contributions au paragraphe (5.3).

En dehors de la zone d'interaction de l'atome avec le champ magnétique $\mathbf{B}_{ex}$, le champ $\mathbf{B}$, dominé par le champ magnétique terrestre $\mathbf{B}_0$, est quasiment vertical. Lorsque l'atome s'approche de la zone d'interaction avec le champ $\mathbf{B}_{ex}$, le champ magnétique $\mathbf{B}$ tourne progessivement jusqu'à parvenir dans le plan de l'interféromètre, puis quand l'atome s'éloigne de la zone d'interaction avec le champ extérieur $\mathbf{B}_{ex}$, le champ magnétique reprend progressivement l'orientation du champ magnétique terrestre.

Ces deux champs magnétiques sont statiques et la vitesse angulaire ω_B de rotation du champ magnétique vu par l'atome est donnée par le produit de la variation spatiale $d\theta/dz$ de la direction du champ par la vitesse v de l'atome de lithium :

$$\omega_B = v\,\frac{d\theta}{dz} \tag{5.12}$$

Nous estimons que le champ tourne d'un angle proche de $\pi/2$ rad sur une distance égale à 4 cm, (cf. paragraphe (5.3.2)) soit $d\theta/dz \approx 40$ m^{-1}. Avec v = 1070 m/s, on estime $\omega_B \approx 4 \times 10^4$ s^{-1}. Cette vitesse angulaire est nettement plus faible que la pulsation de Larmor ω_L, qui représente la vitesse angulaire de précession du moment magnétique autour du champ $\mathbf{B}$:

$$\omega_L = \frac{g_F \mu_B B}{\hbar} \tag{5.13}$$

La plus petite valeur de ω_L qui correspond à $B = B_0 = 4 \times 10^{-5}$ T et $g_F = 1/2$, vaut $\omega_L = 2 \times 10^6$ s^{-1} et on a bien $\omega_B \ll \omega_L$. L'approximation de suivi adiabatique devrait donc être excellente : le moment cinétique $\mathbf{F}$ précesse très rapidement autour du champ magnétique et quand la direction du champ tourne, la projection M_F du moment cinétique $\mathbf{F}$ sur le champ magnétique local $\mathbf{B}$ reste constante. Nous avons vérifié que le champ magnétique ne s'annule jamais le long des chemins atomiques de sorte qu'aucune transition non adiabatique ne se produit. Si de telles transitions se produisaient, les effets d'interférences atomiques seraient complètement brouillés.

5.2.2 Perturbation induite par le champ magnétique appliqué

L'énergie d'interaction U de l'atome avec le champ magnétique appliqué $\mathbf{B}$ est en général très faible devant l'énergie cinétique de l'atome. La trajectoire classique de l'atome n'est quasiment pas modifiée et le déplacement en énergie se traduit par une modification du vecteur d'onde atomique :

$$k = \sqrt{k_0^2 - \frac{2mU}{\hbar^2}} \simeq k_0 - \frac{U}{\hbar v} \tag{5.14}$$

k_0 désignant la norme du vecteur d'onde atomique en l'absence de champ magnétique extérieur et v la vitesse de l'atome. Lorsque $\mathbf{B} \neq \mathbf{0}$, chacun des deux chemins atomiques subit un déphasage qui s'obtient par intégration le long de la trajectoire classique de l'atome d'abscisse curviligne ℓ :

$$\varphi = -\frac{1}{\hbar v} \int_{chemin} U(\ell)\, d\ell \tag{5.15}$$

Ces phases magnétiques peuvent prendre des valeurs très importantes. Pour le champ magnétique terrestre $B = 4 \times 10^{-4}$ T s'étendant sur toute la longueur de l'interféromètre, soit 1,20 m, on trouve $\varphi \simeq 10^3$ rad pour l'isotope ^6Li avec $M_F = 1/2$ et $\varphi \simeq 2{,}6 \times 10^3$ rad pour l'isotope ^7Li avec $M_F = 1$. Fort heureusement, ces phases magnétiques élevées ne jouent aucun rôle en l'absence de transitions non adiabatiques entre deux sous - niveaux hyperfins magnétiques.

L'interféromètre de Mach - Zehnder n'est sensible qu'à la différence de phase entre les deux bras de l'appareil qui s'écrit :

$$\phi = \frac{1}{\hbar v}\left(\int_{bas} U(\ell)d\ell - \int_{haut} U(\ell)d\ell\right) \tag{5.16}$$

où les chemins atomiques *haut* et *bas* sont ceux que l'on a défini au chapitre 4 d'ordres de diffraction respectifs $(p,-p,0)$ et $(0,p,-p)$ représentés sur la figure (5.2). Un champ magnétique identique sur les deux chemins atomiques ne provoque pas de déphasage des franges atomiques. Seul un gradient de champ magnétique peut avoir un effet sur les franges d'interférence.

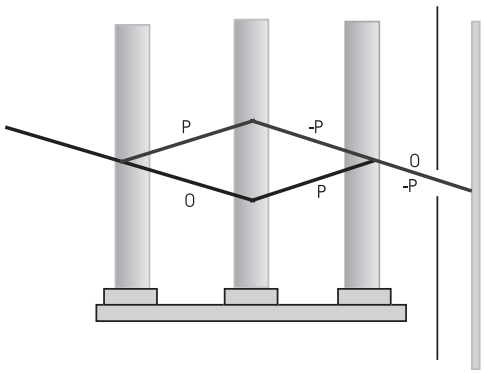


FIG. 5.2 – *Définition des chemins haut et bas de l'interféromètre d'ordres de diffraction respectifs $(p,-p,0)$ et $(0,p,-p)$.*

L'effet d'un gradient de champ magnétique dépend fortement de la nature du jet atomique utilisé et deux propriétés essentielles peuvent être dégagées à partir de l'équation (5.16) :

• Dans le cas général, les atomes sont répartis sur six sous - niveaux hyperfins magnétiques (F,M_F) pour l'isotope ^6Li et sur huit sous - niveaux (F,M_F) pour l'isotope ^7Li. Le déphasage ϕ dépendant du sous - niveau hyperfin (F,M_F) choisi, nous commencerons par étudier le cas idéal correspondant à un jet atomique pompé optiquement dans un seul de ces sous - niveaux, puis nous traiterons le cas général au paragraphe (5.2.4).

• L'étude menée au chapitre 2 a montré que notre jet atomique n'est qu'approximativement monocinétique et cette dispersion en vitesse est à l'origine d'une dispersion du déphasage ϕ des interférences atomiques. A la dépendance en $1/v$ visible sur l'équation (5.16) associée au temps de traversée de l'atome dans la zone d'interaction avec le champ magnétique, vient s'ajouter un second facteur en $1/v$ contenu dans la différence des deux intégrales de chemin et provenant de la dépendance de l'angle de diffraction θ_D avec la vitesse, $\theta_D \propto 1/v$ (voir le paragraphe 5.2.5). Nous allons traiter d'abord le cas d'un jet atomique monocinétique et l'influence de la distribution de vitesse du jet atomique sera étudiée au paragraphe (5.2.5).

5.2.3 Déphasage d'un niveau hyperfin (F,M_F) donné

Dans ce paragraphe, nous supposons que le jet atomique de lithium est monocinétique et pompé optiquement dans un sous - niveau hyperfin (F,M_F) donné. En l'absence de gradient de champ magnétique, le signal sur la sortie **1** de l'interféromètre s'écrit sous la forme décrite au chapitre 4 :

$$I_{\mathbf{1}} = I_0\left[1+\mathcal{V}_0\cos(\phi_0)\right] \tag{5.17}$$

Pour la suite de la discussion, il est commode d'introduire un facteur de visibilité complexe $\underline{\mathcal{V}_0}$ de manière à écrire l'expression de l'intensité $I_{\mathbf{1}}$ sous la forme compacte suivante :

$$I_{\mathbf{1}} = I_0\left[1+Re\{\underline{\mathcal{V}_0}\}\right] \text{ avec } \underline{\mathcal{V}_0} = \mathcal{V}_0\exp(i\phi_0) \tag{5.18}$$

La visibilité $\mathcal{V}_0$ et la phase ϕ_0 des franges atomiques s'interprètent alors comme le module et l'argument du facteur de visibilité complexe $\underline{\mathcal{V}}$. Ce facteur de visibilité complexe est très utilisé en optique traditionnelle lorsque l'on souhaite étudier la cohérence temporelle ou spatiale de sources lumineuses (théorèmes de Wiener - Kintchine et Van Cittert - Zernike [1]).

Calcul du déphasage d'un niveau hyperfin (F,M_F)

L'application d'un gradient de champ magnétique se traduit par un déphasage $\phi(F,M_F)$ des franges atomiques que l'on peut expliciter en utilisant les équations (5.10-a) et (5.10-b) qui décrivent l'effet Zeeman jusqu'au terme quadratique en champ. Le sous - niveau hyperfin (F,M_F) subit un déphasage $\phi(F,M_F)$ de la forme :

$$\phi(F,M_F) = \pm\frac{2}{3}M_F J_1 \pm \left(1-\frac{4}{9}M_F^2\right)J_2 \tag{5.19-a}$$

$$\phi^{(^7Li)}(F,M_F) = \pm\frac{1}{2}M_F J_1 \pm \left(1-\frac{M_F^2}{4}\right)J_2 \tag{5.19-b}$$

Nous avons introduit des facteurs J_1 et J_2 qui décrivent respectivement l'effet Zeeman linéaire et l'effet Zeeman quadratique. Ces facteurs s'expriment en fonction de la vitesse de l'atome, de l'intensité et de la topologie du champ magnétique **B** :

$$J_1 = \frac{\mu_B}{\hbar v}\left(\int_{bas} B(\ell)d\ell - \int_{haut} B(\ell)d\ell\right) \tag{5.20}$$

$$J_2 = \frac{\mu_B^2}{\hbar v \Delta E}\left(\int_{bas} B^2(\ell)d\ell - \int_{haut} B^2(\ell)d\ell\right) \tag{5.21}$$

Les facteurs J_1 et J_2 dépendent de l'isotope choisi. En effet, la différence des intégrales de chemin est fonction de la séparation entre les bras qui dépend de la masse de l'isotope diffracté. Nous expliciterons cette dépendance au paragraphe (5.2.5). De plus, le facteur J_2 s'exprime en fonction de l'écart de structure hyperfine ΔE. Les tables (5.2) et (5.3) indiquent les déphasages $\phi(F,M_F)$ obtenus pour chaque sous - niveau hyperfin (F,M_F) de l'état fondamental des deux isotopes en fonction des quantités J_1 et J_2. Seuls les sous - niveaux hyperfins de $|M_F|$ maximal, $M_F = \pm(I+1/2)$, ont des déphasages opposés, à cause de l'absence de terme quadratique pour ces sous - niveaux. Si l'on se limite à l'effet Zeeman linéaire, les sous - niveaux hyperfins de même M_F ont des phases opposées et ceci aura des conséquences importantes au prochain paragraphe.

TAB. 5.2 – *Déphasage $\phi(F,M_F)$ induit par un gradient de champ magnétique sur le niveau hyperfin (F,M_F) de l'état fondamental de l'atome ^6Li. Les facteurs J_1 et J_2 sont définis par les équations (5.20) et (5.21).*

M_F	$-3/2$	$-1/2$	$1/2$	$3/2$
$F=3/2$	$-J_1$	$-J_1/3+8J_2/9$	$J_1/3+8J_2/9$	J_1
$F=1/2$		$J_1/3+8J_2/9$	$-J_1/3+8J_2/9$	

TAB. 5.3 – *Déphasage $\phi(F,M_F)$ induit par un gradient de champ magnétique sur le niveau hyperfin (F,M_F) de l'état fondamental de l'atome ^7Li. Les facteurs J_1 et J_2 sont définis par les équations (5.20) et (5.21).*

M_F	-2	-1	0	1	2
$F=2$	$-J_1$	$-J_1/2+3J_2/4$	J_2	$J_1/2+3J_2/4$	J_1
$F=1$		$J_1/2-3J_2/4$	$-J_2$	$-J_1/2-3J_2/4$	

Signal d'interférence correspondant à un seul niveau hyperfin (F,M_F)

En sortie de l'interféromètre, le signal atomique est déphasé de la quantité $\phi(F,M_F)$ donnée par les tables (5.2) et (5.3). Le signal s'écrit donc :

$$I_1 = I_0\left[1+\mathcal{V}_0\cos\left(\phi_0+\phi(F,M_F)\right)\right] \tag{5.22}$$

Les interférences gardent donc la même visibilité $\mathcal{V}_0$ qu'en l'absence de gradient de champ magnétique mais elles sont seulement déphasées d'une quantité qui dépend du niveau hyperfin (F,M_F). La visibilité complexe est donnée par :

$$\underline{\mathcal{V}}(F,M_F) = \underline{\mathcal{V}}_0\exp\left(i\phi(F,M_F)\right) \tag{5.23}$$

5.2.4 Prise en compte des différents sous - niveaux hyperfins (F,M_F)

Dans le cas général, la population atomique se répartit sur six sous - niveaux hyperfins (F,M_F) pour l'isotope ^{6}Li ou sur huit sous - niveaux pour l'isotope ^7Li. Chaque sous - niveau hyperfin (F,M_F) a son propre déphasage $\phi(F,M_F)$ étudié au paragraphe précédent et le signal en sortie de l'interféromètre résulte de la superposition incohérente de chacune de ces contributions indépendantes :

$$I_1 = \sum_{F,M_F} P(F,M_F) I_0\left[1+\mathcal{V}_0\cos\left(\phi_0+\phi(F,M_F)\right)\right] \tag{5.24}$$

où $P(F,M_F)$ est la fraction de la population dans le niveau (F,M_F) avec donc $\sum_{F,M_F} P(F,M_F)=1$. On suppose que les signaux d'interférence ne proviennent que d'un seul isotope, par un choix convenable de la fréquence laser utilisée pour la diffraction. Cette équation est valable dans l'hypothèse d'un jet atomique monocinétique, hypothèse que nous supposons vérifiée dans ce paragraphe. Avec la visibilité complexe, cette équation s'écrit :

$$\underline{\mathcal{V}} = \sum_{F,M_F} P(F,M_F)\underline{\mathcal{V}}(F,M_F) \tag{5.25}$$

Le facteur de visibilité $\underline{\mathcal{V}}$, associé aux signaux d'interférence provenant de plusieurs sous - niveaux (F,M_F) est donné par la somme pondérée des facteurs de visibilité complexes $\underline{\mathcal{V}}(F,M_F)$ associés à l'interférogramme créé par chacun des sous - niveaux. La visibilité $\mathcal{V}$ et le déphasage ϕ de la figure d'interférence recherchée sont donnés par :

$$\mathcal{V} = \left| \sum_{F,M_F} P(F,M_F)\underline{\mathcal{V}}(F,M_F) \right| \quad \text{avec} \quad \tan(\phi) = \frac{\sum_{F,M_F} P(F,M_F) Im\left[\underline{\mathcal{V}}(F,M_F)\right]}{\sum_{F,M_F} P(F,M_F) Re\left[\underline{\mathcal{V}}(F,M_F)\right]} \tag{5.26}$$

En l'absence de pompage optique, les sous - niveaux d'un isotope sont également peuplés car la différence d'énergie, égale au plus à ΔE, est complètement négligeable devant $k_B T_0$ à la température T_0 du four (avec $T_0 \simeq 1000$ K, $k_B T_0/h \simeq 20$ THz) et même devant $k_B T_{\parallel}$ où $T_{\parallel}$ est la température parallèle finale du lithium dans le jet (avec $T_{\parallel} \simeq 6$ K, $k_B T_{\parallel}/h \simeq 120$ GHz). Dans ce cas, la visibilité complexe pour chaque isotope prend une forme simple :

$$\underline{\mathcal{V}}^{(^6Li)} = \frac{\mathcal{V}_0}{3}\left[\cos(J_1) + 2\cos\left(\frac{J_1}{3}\right)\cos\left(\frac{8J_2}{9}\right)\right] \tag{5.27-a}$$

$$\underline{\mathcal{V}}^{(^7Li)} = \frac{\mathcal{V}_0}{4}\left[\cos(J_1) + 2\cos\left(\frac{J_1}{2}\right)\cos\left(\frac{3J_2}{4}\right) + \cos(J_2)\right] \tag{5.27-b}$$

La présence de fonctions cosinus résulte de la symétrie observée dans les valeurs des déphasages $\phi(F,M_F)$ décrite dans le paragraphe précédent. Le poids de chaque fonction cosinus dépend du nombre de sous - niveaux mis en jeu. Par exemple, pour l'isotope ^7Li, il y a deux sous - niveaux avec $M_F = \pm 2$, 4 sous - niveaux avec $M_F = \pm 1$ et 2 sous - niveaux $M_F = 0$ donc insensibles à l'effet Zeeman linéaire.

Jet atomique de lithium 7 pompé optiquement dans le niveau hyperfin $F = 1$

Les signaux d'interférence pour un jet atomique de ^{7}Li pompé optiquement dans le niveau hyperfin $F = 1$ sont décrits par une visibilité complexe donnée par:

$$\underline{\mathcal{V}}^{(^7Li)}(F{=}1) = \frac{\underline{\mathcal{V}_0}}{3}\left(\exp(-iJ_2) + 2\cos(\frac{J_1}{2})\exp(-\frac{3iJ_2}{4})\right) \tag{5.28}$$

Pour simplifier, on a supposé que les populations de trois sous-niveaux hyperfins $M_F = 0, \pm 1$ sont égales, ce qui pourrait ne pas être une très bonne approximation. Lorsque le champ magnétique appliqué est faible, l'effet Zeeman quadratique peut être négligé et la visibilité complexe devient réelle :

$$\underline{\mathcal{V}}^{(^7Li)}(F{=}1) = \frac{\mathcal{V}_0}{3}\left[1 + 2\cos\left(\frac{J_1}{2}\right)\right] \tag{5.29}$$

si l'on omet le facteur de phase $\exp(i\phi_0)$ lié au balayage des franges atomiques. La visibilité des franges atomiques est ainsi donnée par la valeur absolue de l'équation (5.29) et le déphasage est soit 0, soit π, en fonction du signe du facteur de visibilité.

Nous avons représenté sur la figure (5.3) l'évolution de la visibilité et de la phase des franges atomiques en fonction de la quantité J_1. Plus précisément, on a supposé que l'on pouvait négliger le champ résiduel $\mathbf{B}_0$ et, dans cette approximation, J_1 est proportionnel au courant électrique I_{el}

servant à créer le champ $\mathbf{B}_{ex}$. Ce tracé correspond sensiblement à notre montage experimental (paragraphe 5.3). La courbe de visibilité présente des récurrences périodiques correspondant à des incréments de J_1 égaux à 4π. La visibilité est maximale quand les différents interférogrammes sont en phase et elle reprend alors la valeur $\mathcal{V}_0$ qu'elle avait en champ magnétique nul. Des annulations périodiques de la visibilité se produisent dès que $J_1 = 4\pi/3$ ou $J_1 = 8\pi/3$. En ces points de visibilité nulle, le déphasage ϕ de la figure d'interférence présente des sauts de phase de π associés à un changement de signe de la visibilité complexe.

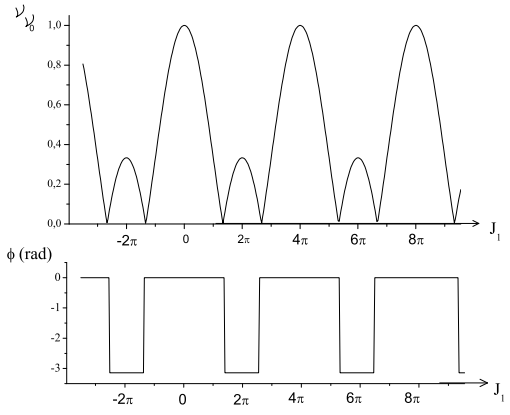


FIG. 5.3 – *Visibilité et déphasage des franges atomiques en fonction du facteur J_1 décrivant l'effet Zeeman linéaire. Le jet atomique est monocinétique et pompé optiquement dans le niveau hyperfin $F = 1$. La visibilité présente des récurrences (incréments de J_1 de 4π) et des annulations qui provoquent des sauts de phase de π.*

Lorsque le champ magnétique appliqué devient plus intense, nous ne pouvons plus négliger l'effet Zeeman quadratique. Cette contribution pourrait à première vue sembler négligeable : les travaux menés par J. Schmiedmayer dans l'équipe de D. Pritchard à partir d'un jet atomique de sodium [190] et ceux qui figurent dans la thèse de D. Giltner portant sur un jet d'atomes de néon métastable [163] sont très bien décrits à partir du seul effet Zeeman linéaire. Dans notre expérience, l'effet Zeeman quadratique doit à priori être pris en compte pour deux raisons :

• La géométrie du champ magnétique appliqué **B** n'est pas la même que celle qui est utilisée dans les expériences citées ci - dessus. Nous détaillerons cette géométrie au paragraphe (5.3).

• L'effet Zeeman quadratique est inversement proportionnel à l'écart de structure hyperfine ΔE et pour l'atome de sodium 23, cette énergie est environ deux fois plus importante que pour l'isotope 7 du lithium [77]. Pour le néon, les isotopes abondants ^{20}Ne et ^{22}Ne ont un spin nucléaire nul et l'effet Zeeman quadratique est totalement négligeable avec les champs magnétiques utilisés.

Dans le cas d'un jet atomique pompé optiquement dans le niveau hyperfin $F = 1$, l'effet Zeeman quadratique se manifeste sous la forme de facteurs de phase donnés par l'équation (5.28), qui modifient la visibilité et la phase ϕ des franges atomiques : les sauts de phase de 0 ou π prévus si on suppose l'effet Zeeman purement linéaire disparaissent car la visibilité complexe ne peut plus s'annuler exactement.

5.2.5 Influence de la distribution de vitesse du jet atomique

Les expressions obtenues jusqu'ici ont été établies pour un jet monocinétique. Explicitons la dépendance de la phase $\phi(F,M_F)$ avec la vitesse v de l'atome.

Caractère dispersif des déphasages $\phi(F,M_F)$

Dans notre interféromètre, les deux chemins atomiques sont quasi parallèles et séparés d'une distance $\Delta x = L_{12}\theta_D$ qui vaut environ 100 micromètres à hauteur du miroir à atomes, si on utilise le premier ordre de diffraction. Comme Δx est très petit devant la distance aux sources du champ magnétique, les intégrales de chemin qui apparaissent dans les expressions de J_1 et J_2, portant sur le champ magnétique $B(x,z)$ et sur son carré, peuvent être approximées par :

$$\int_{ch.bas} B(\ell)d\ell - \int_{ch.haut} B(\ell)d\ell \simeq \Delta x \left(\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dB(x_0,z)}{dx} dz \right) \tag{5.30}$$

$$\int_{ch.bas} B^2(\ell)d\ell - \int_{ch.haut} B^2(\ell)d\ell \simeq 2\Delta x \left(\int_{-\infty}^{\infty} B(x_0,z) \frac{dB(x_0,z)}{dx} dz \right) \tag{5.31}$$

les quantités $(x_0 + \Delta x/2)$ et $(x_0 - \Delta x/2)$ désignant la position des deux bras de l'interféromètre. L'angle de diffraction θ_D étant directement proportionnel à la longueur d'onde atomique de De Broglie elle même variant comme l'inverse de la vitesse de l'atome v, le déphasage $\phi(F,M_F)$, défini à l'équation (5.16), est proportionnel à v^{-2}.

Conséquences pour le signal interférentiel

Notre jet atomique n'étant qu'approximativement monocinétique, la distribution de vitesses des atomes de lithium est responsable d'une dispersion des déphasages $\phi(F,M_F)$ ce qui provoque une réduction de la visibilité des signaux d'interférence. La distribution normée de vitesse du jet atomique a été étudiée au chapitre 2 et elle est donnée par :

$$P(v) = \frac{S_{\|}}{u\sqrt{\pi}} \exp[-((v-u)S_{\|}/u)^2] \tag{5.32}$$

u désigne la vitesse la plus probable des atomes. $S_{\|}$ est le rapport terminal de vitesses parallèles défini au chapitre 2 et il est relié à la température parallèle (finale) $T_{\|}$ des atomes de lithium :

$$S_{\|} = u/\sqrt{2k_B T_{\|}/m} \tag{5.33}$$

La visibilité complexe $\underline{\mathcal{V}}(F,M_F)$ associée à chaque sous - niveau (F,M_F), qui dépend de la vitesse v de l'atome par l'intermédiaire des déphasages $\phi(F,M_F)$, doit être moyennée sur la distribution de vitesse $P(v)$:

$$\langle \underline{\mathcal{V}}(F,M_F) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} P(v) \underline{\mathcal{V}}(F,M_F,v) dv \tag{5.34}$$

Ainsi, le facteur de visibilité complexe associé à la figure d'interférence la plus générale (jet atomique non monocinétique et non pompé optiquement) s'écrit sous la forme :

$$\langle \underline{\mathcal{V}} \rangle = \sum_{F,M_F} \langle \underline{\mathcal{V}}(F,M_F) \rangle \tag{5.35}$$

Le module $\langle \mathcal{V}(F,M_F)\rangle$ et l'argument $\langle \phi(F,M_F)\rangle$ du facteur de visibilité complexe $\langle \underline{\mathcal{V}}(F,M_F)\rangle$ sont calculés à l'annexe D. Dans le cas présent, avec $\phi(F,M_F) \propto v^{-2}$, nous donnons une expression analytique approchée de ces deux quantités :

$$\langle \mathcal{V}(F,M_F)\rangle = \mathcal{V}_0 \frac{S_\parallel}{[S_\parallel^4 + 9\phi_m^2]^{1/4}} \exp\left[-\frac{\phi_m^2 S_\parallel^2}{(S_\parallel^4 + 9\phi_m^2)}\right] \tag{5.36}$$

$$\langle \phi(F,M_F)\rangle = \phi_m - \frac{3\phi_m^3}{\left(S_\parallel^4 + 9\phi_m^2\right)} + \frac{1}{2}\arctan\left(\frac{3\phi_m}{S_\parallel^2}\right) \tag{5.37}$$

où la phase ϕ_m désigne le déphasage $\phi(F,M_F)$ obtenu lorsque $v = u$. Ces deux expressions sont très bien vérifiées lorsque ϕ_m est inférieur à 10 radians et pour un rapport de vitesse parallèle $S_\parallel$ supérieur à 7 (annexe *D*). En général, le déphasage moyen $\phi_m(F,M_F)$ induit par le gradient de champ magnétique sur le niveau (F,M_F) est suffisamment faible pour que $3\phi_m \ll S_\parallel^2$ et la visibilité complexe moyenne s'écrit alors sous la forme simplifiée suivante :

$$\langle \underline{\mathcal{V}}(F,M_F)\rangle \simeq \mathcal{V}_0 \exp\left[-\phi_m^2/S_\parallel^2\right] \exp\left[i\left(\phi_m + \frac{3\phi_m}{2S_\parallel^2} - \frac{3\phi_m^3}{S_\parallel^4}\right)\right] \tag{5.38}$$

L'amortissement de la visibilité des franges atomiques s'effectue selon une loi exponentielle et le déphasage n'est que peu modifié, le premier terme correctif étant proportionnel à $3\phi_m/(2S_\parallel^2)$.

Exemple d'un jet atomique de lithium 7 pompé optiquement dans le niveau $F = 1$

Nous nous limiterons à l'approximation de l'effet Zeeman linéaire, ce qui correspond à des courants électriques peu élevés, jusqu'à environ 4 Ampères. En tenant compte des effets de dispersion de vitesse, la visibilité devient :

$$\mathcal{V}^{(^7Li)}(F{=}1) = \frac{\mathcal{V}_0}{3}\left|1 + 2e^{-\left(J_1/(2S_\parallel)\right)^2}\cos\left(\frac{J_1}{2}\right)\right| \tag{5.39}$$

Dans l'approximation de l'effet Zeeman linéaire, le sous - niveau hyperfin $M_F = 0$ n'est pas sensible à la distribution de vitesse du jet et la figure d'interférence associée à chacun des sous - niveaux $M_F = \pm 1$ possède une visibilité amortie par le facteur exponentiel $\exp(-\phi_m^2/S_\parallel^2)$ avec $\phi_m = J_1/2$. La figure (5.4) compare la visibilité et la déphasage calculés pour une distribution de vitesse infiniment étroite et une distribution de vitesse correspondant à $S_\parallel = 8$. On observe un amortissement exponentiel de la visibilité qui converge vers la valeur $1/3$ de sa valeur initiale : en effet, un sous-niveau sur les trois, le sous niveau $M_F = 0$, n'est pas du tout affecté dans l'approximation de l'effet Zeeman linéaire. On peut aussi calculer la phase de l'interférogramme en utilisant l'équation (5.38).

Rappelons que ces tracés ne prennent pas en compte l'effet Zeeman quadratique qui peut s'avérer important pour des courants électriques supérieurs à 4 A.

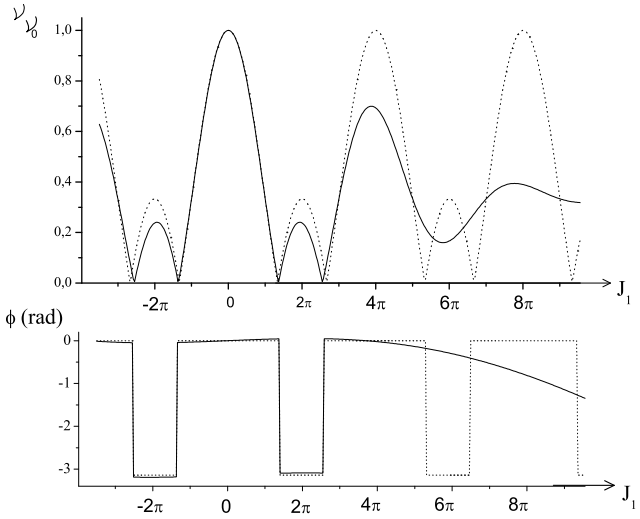


FIG. 5.4 – *Effet de la distribution de vitesse sur la visibilité et le déphasage des franges dans l'approximation de l'effet Zeeman linéaire. Le jet atomique est pompé optiquement dans le niveau hyperfin $F = 1$ et le tracé est effectué pour $S_{\|}$ = 8,0. La distribution de vitesse du jet atomique se manifeste par une décroissance exponentielle de la visibilité des franges avec une oscillation autour de la valeur asymptotique 1/3. Le déphasage est lui aussi modifié : les sauts de phase de* π *disparaissent car la visibilité ne s'annule plus. Les courbes pointillés sont celles de la figure (5.3) et correspondent à un jet monocinétique de vitesse égale à u.*

5.3 Etude expérimentale

Cette troisième partie est consacrée à l'étude expérimentale des effets prévus ci-dessus. Nous commençons par présenter le dispositif expérimental qui a servi à créer un gradient de champ magnétique dans l'interféromètre. Ce dispositif est formé d'une bobine parcourue par un courant électrique I_{el}, située à l'intérieur de l'enceinte à vide. Nous créons ainsi un champ magnétique inhomogène sur les deux bras de l'interféromètre. La solution de l'équipe de D. Pritchard qui consiste à faire passer un courant dans un feuille mince (un "septum") placée entre les deux chemins atomiques nous a semblé délicate à réaliser sans qu'elle présente de très gros avantages du point de vue du calcul des intégrales faisant intervenir le champ magnétique. Nous avons mesuré la visibilité et le déphasage des franges atomiques en fonction du courant électrique servant à créer ce gradient de champ. Nous avons fait cette expérience avec les trois configurations suivantes :

- Jet atomique de lithium 7 pompé optiquement dans le niveau hyperfin $F = 1$. L'étude a été effectuée en utilisant le premier et le second ordre de diffraction.
- Jet atomique de lithium 7 non pompé optiquement, donc avec une population répartie sur les huit sous-niveaux des niveaux hyperfins $F = 1$ et $F = 2$.
- Jet atomique de lithium 6 non pompé optiquement, donc avec une population répartie sur les six sous-niveaux des niveaux hyperfins $F = 1/2$ et $F = 3/2$.

Nous comparerons nos mesures de visibilité et de phase des franges atomiques avec le résultat d'une simulation numérique réalisée à partir d'une modélisation du champ créé par la bobine et en utilisant l'étude théorique du paragraphe (5.2).

5.3.1 Dispositif expérimental

Nous avons disposé une bobine à l'intérieur de l'enceinte à vide pour créer le gradient de champ magnétique. Ce gradient de champ vient s'ajouter aux éventuels gradients du champ magnétique $\mathbf{B}_0$ déjà présents dans l'appareil et le champ créé par la bobine est noté $\mathbf{B}_{ex}$.

La figure (5.5) est une photographie de la bobine construite à Toulouse qui possède $N = 4{,}5$ spires de diamètre $d = 30$ mm. Le centre de la bobine est situé à environ quatre centimètres de la deuxième onde laser stationnaire et en ce point, la séparation entre les chemins atomiques vaut Δx = 93,5μm au premier ordre de diffraction pour la vitesse la plus probable $u = 1070$ m/s. La bobine est fixée sur un support rigide en dural qui peut être translaté sous vide dans la direction x des ondes lasers stationnaires grâce à une translation Micro-Contrôle actionnée par un passage de translation sous vide de marque Caburn de course 25 mm.

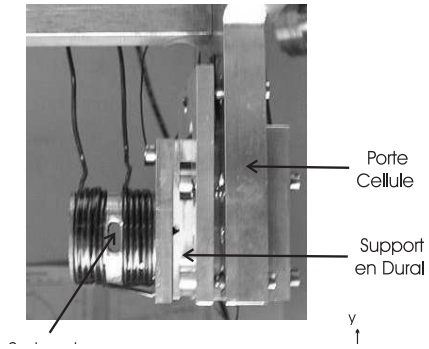


FIG. 5.5 – *Photographie du bobinage utilisé pour appliquer un gradient de champ magnétique à l'interféromètre. La photographie est prise pour un observateur regardant en direction de la source atomique. Chaque bobine possède 4,5 spires de diamètre 30 mm et les deux chemins atomiques sont situés entre ces deux bobines distantes de 5 mm.*

Cette translation permet de positionner correctement la bobine par rapport au jet atomique. Cette translation et ce passage sont ferromagnétiques mais situés environ 20 cm au dessus du plan de l'interféromètre atomique. Le bâti en acier qui porte les enceintes à vide est situé au dessous du plan de l'interféromètre à une distance voisine aussi de 20 cm des chemins atomiques. Les objets ferromagnétiques les plus proches des chemins atomiques dans l'interféromètre sont les petits ressorts en acier des supports point-trait-plan pour les miroirs des ondes stationnaires et le support de bobine. Une description plus détaillée du support utilisé, visible sur la figure (5.5), sera donnée au chapitre 6 lors de la mesure de polarisabilité.

Le bobinage est formé de fils de cuivre d'assez gros diamètre, 2 mm. La bobine a ainsi une faible résistance électrique voisine de l'ordre de 2×10^{-3} Ω et nous utilisons des courants inférieurs à 9 Ampères. La puissance maximum débitée par effet Joule est voisine de 0,17 Watt et cette puissance est évacuée essentiellement par les fils d'amenée de courant qui ont le même diamètre. Un calcul approximatif, négligeant toutes les autres pertes thermiques, prévoit une élévation de température de quelques dizaines de Kelvins à la puissance maximale. Nous pensons que la possibilité de bien dissiper ainsi la chaleur par conduction thermique a permis un fonctionnement fiable et reproductible de la bobine.

Notre dispositif est formé de deux bobines identiques et indépendantes distantes de 5 mm. Cette distance permet le passage des paquets d'ondes atomiques qui ne sont séparés que par 0,2 mm au

second ordre de diffraction. Le centre de chacune des bobines est situé à une distance x_0 voisine de 7,2 mm du faisceau atomique non diffracté, situé sur la partie gauche de la photographie. Nous avons appliqué un courant électrique à l'une ou l'autre des deux bobines et nous n'avons pas noté de différence notable sur les figures d'interférence.

5.3.2 Simulation du champ magnétique appliqué

Nous avons évalué le champ magnétique $\mathbf{B}_{ex}$ créé par la bobine pour calculer numériquement les intégrales (5.20) et (5.21) portant sur le champ magnétique à l'interféromètre $\mathbf{B}$ (ou son carré) le long des chemins atomiques. Nous en déduisons les valeurs numériques des quantités J_1 et J_2 pour chaque isotope, puis l'expression de la visibilité et du déphasage des franges atomiques, en présence du champ magnétique.

Modélisation du champ magnétique B Nous analysons dans ce paragraphe les deux contributions $\mathbf{B}_0$ et $\mathbf{B}_{ex}$ qui interviennent dans l'expression du champ magnétique total $\mathbf{B}$.

Champ magnétique résiduel $\mathbf{B}_0$ Dans notre expérience, le champ magnétique terrestre n'est pas compensé et les pompes à vide sont soutenues par bâti très rigide en acier. Nous avons mesuré le champ magnétique $\mathbf{B}_0$ en déplaçant un Gaussmètre le long des deux chemins atomiques. Nos mesures sont représentées sur la figure (5.6) où l'on a distingué les composantes longitudinale $B_{\parallel} = B_{0z}$ et transverse $B_{\perp} = \sqrt{B_{0x}^2 + B_{0y}^2}$ du champ résiduel $\mathbf{B}_0$. Ce champ magnétique est grossièrement homogène ($B_{\parallel} = (0{,}16 \pm 0{,}01) \times 10^{-4}$ Tesla et $B_{\perp} = (0{,}36 \pm 0{,}03) \times 10^{-4}$ Tesla et son module, voisin de 4×10^{-5} Tesla, est proche de celui du champ magnétique terrestre.

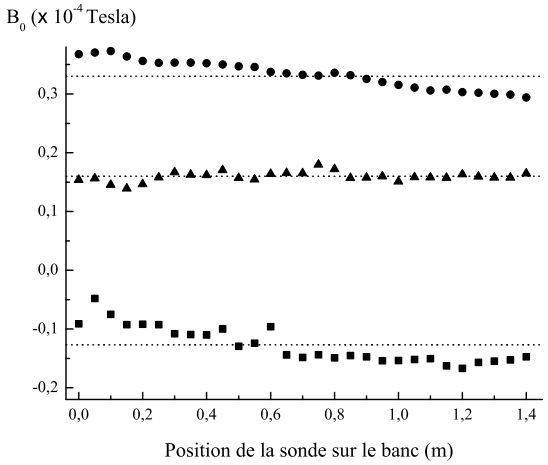


FIG. 5.6 – *Mesures du champ magnétique résiduel $\mathbf{B}_0$ dans l'interféromètre. Pour différentes positions du Gaussmètre sur le banc soutenant les trois miroirs, nous mesurons la composante $B_{\parallel}$ de $\mathbf{B}_0$ selon l'axe z du jet atomique et sa composante $B_{\perp}$ dans le plan transverse (x,y).*

Ce champ $\mathbf{B}_0$ a peu d'importance car un interféromètre de Mach - Zehnder est pratiquement insensible à l'application d'un faible champ magnétique homogène. Toutefois, nous avons vu au chapitre 4 que les gradients associés à ce champ résiduel ne sont pas complètement négligeables et nous allons préciser ce point un peu plus loin dans ce chapitre.

Champ magnétique créé par la bobine $\mathbf{B}_{ex}$ Nous remplaçons la bobine réelle formée de N spires de rayon a parcourues par un courant I_{el} par une seule spire infiniment fine parcourue par le courant NI_{el} et située dans le plan $x = 0$. Avec cette approximation, le champ magnétique $\mathbf{B}_{ex}$ peut être exprimé de manière analytique [193] (voir pages 30 à 35). Nous allons utiliser des coordonnées cylindriques (ρ,φ,x). La direction x désigne l'axe de la bobine, parallèle à la direction des ondes lasers stationnaires et les coordonnées ρ et φ sont situées dans le plan (y,z). Dans ce repère, le champ magnétique $\mathbf{B}_{ex}$ n'a pas de composante orthoradiale par raison de symétrie et les autres composantes s'écrivent :

$$B_{ex,\rho}(\rho,x) = \frac{\mu_0 N I_{el}}{2\pi}\left(-I_1(k)+\frac{a^2+\rho^2+x^2}{(a-\rho)^2+x^2}I_2(k)\right)\left(\frac{x/\rho}{\sqrt{(a+\rho)^2+x^2}}\right) \quad (5.40)$$

$$B_{ex,x}(\rho,x) = \frac{\mu_0 N I_{el}}{2\pi}\left(I_1(k)+\frac{a^2-\rho^2-x^2}{(a-\rho)^2+x^2}I_2(k)\right)\left(\frac{1}{\sqrt{(a+\rho)^2+x^2}}\right) \quad (5.41)$$

Les fonctions $I_1(k)$ et $I_2(k)$ représentant respectivement les intégrales elliptiques de Legendre d'ordre 1 et 2 et leur argument k est une fonction de a, de ρ et de x:

$$k = \sqrt{\frac{4a\rho}{(a+\rho)^2+x^2}} \quad (5.42)$$

Le module du champ magnétique total $\mathbf{B}$ est représenté sur la figure (5.7) pour le courant électrique appliqué maximal (I_{el} = 9,0 A) correspondant à un gradient de champ magnétique de 0,16 Tesla/m.

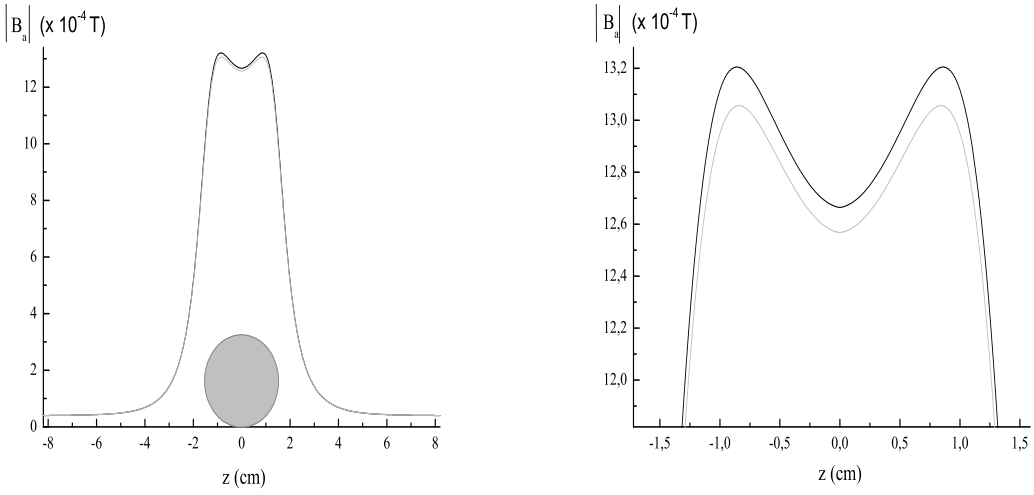


FIG. 5.7 – *Module B du champ magnétique total* $\mathbf{B}$*, résultant du champ de la bobine* $\mathbf{B}_{ex}$ *et du champ résiduel* $\mathbf{B}_0$*. Le plan de la spire qui représente la bobine est à une distance moyenne* $x_0 = 7{,}5$ *mm des deux chemins atomiques qui sont séparés de* $\Delta x = 93$ *micromètres et le calcul est fait pour un courant de* 9,0 *A et* $N = 4{,}5$ *tours. Le champ maximal atteint la valeur de* $1{,}305 \times 10^{-3}$ *T sur un des chemins atomiques et* $1{,}320 \times 10^{-3}$ *T sur l'autre, soit un gradient* dB/dx = 0,16 *Tesla/m.*

Calcul numérique de la visibilité et du déphasage induits par le champ B

La connaissance du champ magnétique $\mathbf{B}(x,z)$ appliqué sur l'interféromètre permet de calculer les perturbations $U^{(^6Li)}(z)$ et $U^{(^7Li)}(z)$ de chaque sous - niveau hyperfin, données par les équations (5.9-a) et (5.9-b). Un programme numérique sous Fortran effectue le calcul des perturbations pour différents courants électriques appliqués puis intègre ces perturbations le long de chaque chemin atomique pour en déduire le déphasage ϕ des franges atomiques défini à l'équation (5.16). Alternativement, le programme peut effectuer un calcul similaire en utilisant le developpement limité de l'effet Zeeman en gardant soit seulement le terme linéaire, soit les termes linéaire et quadratique. Le déphasage d'un sous - niveau (F,M_F) est alors calculé en utilisant les équations (5.19-a) et (5.19-b), les facteurs J_1 et J_2 étant déterminés numériquement. Nous exprimons ce résultat numérique en donnant les valeurs de J_1/I_{el} et J_2/I_{el}^2. Au premier ordre de diffraction, nous obtenons pour chaque isotope :

$$J_1^{(^6Li)}/I_{el} = 5{,}03\,\mathrm{rad}/A,\ J_2^{(^6Li)}/I_{el}^2 = 0{,}0725\,\mathrm{rad}/A^2 \quad (5.43\text{-a})$$

$$J_1^{(^7Li)}/I_{el} = 4{,}79\,\mathrm{rad}/A,\ J_2^{(^7Li)}/I_{el}^2 = 0{,}0206\,\mathrm{rad}/A^2 \quad (5.43\text{-b})$$

Ces résultats sont en bon accord avec l'étude menée au paragraphe (5.2) : J_1 et J_2 sont plus élevés pour l'isotope bosonique d'angle de diffraction plus élevé. J_2 est également plus élevé pour l'isotope ^6Li car l'écartement hyperfin est plus faible pour cet isotope. Les déphasages $\phi(F,M_F)$ permettent de calculer numériquement la visibilité complexe des franges atomiques et suivant l'expérience effectuée, nous utilisons les expressions (5.27-a), (5.27-b) ou (5.28) pour y parvenir. En pondérant ces visibilités par les facteurs exponentiels qui traduisent la distribution de vitesse du jet, nous obtenons la visibilité et le déphasage des franges atomiques, pour différents courants électriques I_{el} appliqués.

En calculant le champ magnétique appliqué **B**, nous faisons intervenir la distance $(x_0 \pm \Delta x/2)$ qui sépare la bobine des deux bras de l'interféromètre. Il est difficile de mesurer la distance x_0, voisine de 7,4 mm, avec une grande précision. D'autre part, pour prendre en compte les effets de la distribution de vitesse du jet atomique, nous utilisons le rapport de vitesse parallèle $S_{\|}$ des atomes qui contribuent au signal d'interférence. Comme nous l'avons déjà dit, la distribution de ces atomes diffère un peu de la distribution de vitesse du jet atomique incident, à cause de la sélectivité en vitesse de la diffraction dans le régime de Bragg, et nous devons donc utiliser une valeur de $S_{\|}$ plus élevée que celle que nous avons mesurée sur le jet atomique au chapitre 2 et cette valeur peut dépendre de l'ordre de diffraction, puisque la sélectivité de la diffraction n'est pas la même aux différents ordres. Dans les conditions de référence du jet atomique (température du four $T_0 = 1080$ K, pression d'argon P_0 de 330 millibars) qui correspondent aux mesures effectuées dans ce chapitre, la valeur de $S_{\|}$ mesurée sur le jet atomique est égale à $S_{\|} = 8{,}6$ avec une vitesse moyenne u = 1070 m/s.

Les trois quantités x_0, u et $S_{\|}$ ne sont connues que de manière approximative. L'idéal serait d'ajuster nos points expérimentaux et de déterminer ainsi le triplet $(x_0,u,S_{\|})$ le plus adapté. Toutefois, compte tenu de notre modélisation plutôt grossière du champ magnétique B_{ex} et que notre objectif n'est pas d'effectuer une mesure de précision de l'effet Zeeman, nous avons choisi d'utiliser les trois valeurs suivantes x_0 = 7,4 mm, u = 1070 m/s et $S_{\|}$ = 9,0 pour une diffraction au premier ordre. Nous allons voir que l'accord entre les points expérimentaux et la simulation est ainsi très satisfaisant.

5.3.3 Jet atomique de lithium 7 pompé optiquement dans le niveau $F = 1$

Dans ce paragraphe, le jet atomique est pompé optiquement dans le niveau hyperfin $F = 1$ en utilisant une diode laser de marque Sacher, délivrant une puissance de 10 mW, montée en configuration Littrow, asservie sur la transition $^2S_{1/2,F=2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ de l'isotope ^{7}Li, grâce au signal d'absorption saturée observé sur un "heat - pipe".

Nous avons mesuré la visibilité des franges atomiques et le déphasage induit sur ces franges pour différents courants électriques I_{el}, variant de -1,7 à 8,2 A par pas de 0,2 A. Pour chaque courant électrique, nous avons enregistré la figure d'interférence obtenue par effet Zeeman en balayant plusieurs franges atomiques pendant 2 minutes environ. Nous avons fait fréquemment des enregistrements avec un courant $I_{el} = 0$ dans la bobine pour pouvoir corriger la dérive de phase de l'interféromètre. Ces enregistrements nous permettent de vérifier que la visibilité $\mathcal{V}_0$ des franges atomiques en l'absence du champ extérieur reste quasiment constante pendant toute la durée de l'acquisition ($\mathcal{V}_0 \simeq 65\%$).

Application d'un gradient de champ magnétique sur l'interféromètre fonctionnant au premier ordre de diffraction

Nous avons représenté sur la figure (5.8) les franges atomiques obtenues pour des courants électriques de 2,6 A (graphe de gauche) et 8 A (graphe de droite), au premier ordre de diffraction. Pour I_{el} = 2,6 A, la visibilité des franges est un peu réduite par rapport à sa valeur $\mathcal{V}_0$ en l'absence de gradient de champ magnétique et le déphasage est quasiment nul. La situation est très différente pour I_{el} = 8,0 A où la visibilité est proche de $\mathcal{V}_0/3$ et le déphasage voisin de -$\pi/3$. Nous allons voir que ces résultats s'interprètent de manière satisfaisante en utilisant l'étude théorique proposée au paragraphe (5.2).

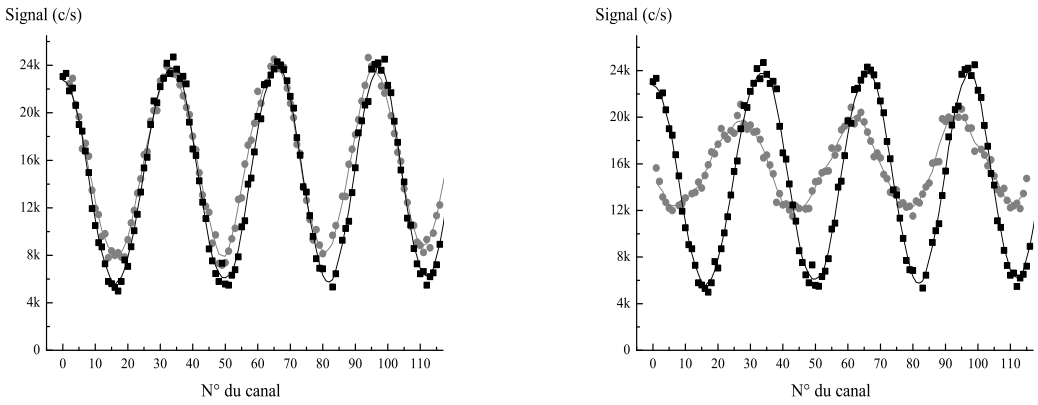


FIG. 5.8 – *Franges d'interférence atomique en présence d'un gradient de champ magnétique. Sur chacun des graphes, on a représenté en noir les franges d'interférence obtenues en l'absence de gradient de champ magnétique et en gris les franges obtenues pour I_{el} = 2,6 A (graphe de gauche) et I_{el} = 8 A (graphe de droite).*

Nos mesures de la visibilité et du déphasage des franges atomiques sont représentées sur la figure (5.9) pour différents courants électriques. Le trait plein représente le résultat de la simulation numérique et l'accord avec les points expérimentaux est satisfaisant.

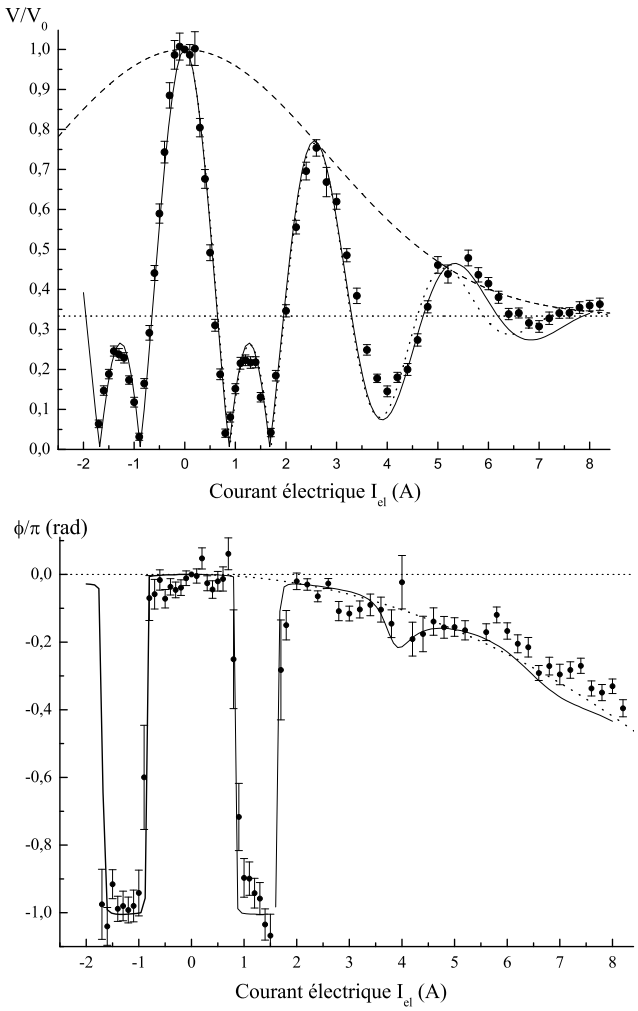


FIG. 5.9 – *Influence d'un gradient de champ magnétique sur la visibilité et le déphasage des franges atomiques obtenues au premier ordre de diffraction pour un jet pompé optiquement dans le niveau F = 1. Les points sont expérimentaux et les courbes sont le résultat de la simulation numérique issue de la modélisation du champ magnétique* **B** *et des résultats du paragraphe (5.2).*

L'effet Zeeman linéaire permet d'interpréter les courbes obtenues lorsque le champ magnétique est faible. Ces courbes sont décrites par le facteur de visibilité complexe de l'équation (5.29) :

$$\underline{\mathcal{V}}^{(^7Li)}(F{=}1) = \frac{\mathcal{V}_0}{3}\left(1+2\mathcal{A}^{(1)}\cos(\frac{J_1}{2})\right) \tag{5.44}$$

le facteur $\mathcal{A}^{(1)} = \exp[-(J_1/(2S_{\|}))^2]$ traduisant l'amortissement exponentiel qui résulte de la distribution de vitesse du jet atomique.

Lorsque $I_{el} = 2{,}6$ A, les interférogrammes de chaque sous - niveau M_F sont de nouveau en phase (figure (5.8)). Cette intensité correspond à un incrément de J_1 égal à 4,79 $\times$ 2,6 = 12,45 $\simeq 4\pi$, en très bon accord avec la loi théorique que résume la figure (5.3)). Pour une distribution de vitesse très étroite, nous observerions une série de récurrences de même intensité pour des courants I_{el} multiples entiers de 2,6 A : ces récurrences sont très rapidement amorties à cause de la distribution de vitesse et seules les deux premières récurrences sont visibles sur la figure (5.9).

Pour I_{el} = 0,8 A, les franges atomiques sont totalement brouillées. Ce courant électrique correspond à un incrément de J_1 égal à 4,79 $\times$ 0,8 = 3,83 radians, voisin de $4\pi/3$, conformément à la théorie. Ces annulations de la visibilité s'accompagnent de sauts de phase de π en accord avec l'équation (5.44). En champ fort, les interférogrammes de chaque sous - niveau ($F = 1, M_F = \pm 1$) sont totalement amortis par la distribution de vitesse du jet. Seul le niveau $M_F = 0$ contribue à l'interférogramme et la visibilité atteint un tiers de sa valeur initiale. Ce comportement asymptotique est très bien vérifié dans notre expérience (figure (5.8)).

Pour I_{el} supérieur à 4 A, la phase décroît continument selon une allure parabolique. Seul le niveau $M_F = 0$ contribue à la figure d'interférence et le déphasage associé à ce niveau, représenté en pointillés sur la figure (5.9), vaut $\phi(F = 1, M_F = 0) = -J_2$ d'après la table (5.3). Cette allure parabolique ne peut s'expliquer par l'effet Zeeman linéaire même en prenant en compte la distribution de vitesse du jet atomique. Le meilleur ajustement a été obtenu en prenant en compte l'effet Zeeman jusqu'au terme quadratique en champ magnétique. Ainsi, l'allure parabolique observée est une signature de l'effet Zeeman quadratique.

La déviation systématique observée autour de 4 A entre nos points de mesure et la simulation numérique est vraisemblablement due à la description imparfaite du champ magnétique créé par la bobine. Cette description assez grossière suffit toutefois pour interpréter l'essentiel des phénomènes physiques rencontrés.

Application d'un gradient de champ magnétique sur l'interféromètre fonctionnant au second ordre de diffraction

Lorsque l'interféromètre fonctionne par diffraction de l'onde atomique au second ordre de diffraction, la séparation des chemins atomiques est deux fois plus importante qu'au premier ordre. La différence de champ magnétique entre les deux chemins atomiques est donc deux fois plus grande pour un courant électrique donné. Nous avons vérifié cette propriété en faisant fonctionner l'interféromètre au second ordre de diffraction et la figure (5.10) présente les résultats obtenus.

L'ajustement des points expérimentaux par la simulation numérique est obtenu en utilisant un rapport de vitesse parallèle $S_{\|} = 14{,}5$. Nous vérifions ainsi que la sélectivité en vitesse de la diffraction de Bragg augmente avec l'ordre de diffraction. La perte de contraste fait intervenir le carré du rapport de vitesse parallèle et $S_{\|}^2$ passe donc de 81 à 210. La croissance importante de $S_{\|}^2$ explique que l'on puisse observer sensiblement deux fois plus de récurrences sur la courbe de visibilité. Ces récurrences sont très bien décrites par l'effet Zeeman linéaire et se produisent pour des courants électriques environ deux fois plus faibles qu'au premier ordre de diffraction : la première annulation de la visibilité se produit pour un courant de 0,45 A et la première récurrence apparaît pour 1,4 A. La simulation numérique fournit les paramètres suivants :

$$\text{Pour p = 2} \qquad J_1^{(^7Li)}/I_{el} = 8{,}71\,\text{rad}/A,\ \ J_2^{(^7Li)}/I_{el}^2 = 0{,}037\,\text{rad}/A^2 \tag{5.45}$$

La valeur de J_1/I_{el} est pratiquement le double de celle obtenue à l'ordre 1. Nous attribuons les écarts observés à notre modélisation approximative du champ magnétique et à l'incertitude sur la détermination des quantités x_0, u et $S_{\|}$. Comme au paragraphe précédent, le terme quadratique de l'effet Zeeman explique le comportement de la phase des interférences atomiques pour les forts courants appliqués. Ces phases commencent à devenir importantes et atteignent quasiment π radians pour le courant électrique maximal égal à 8,8 A.

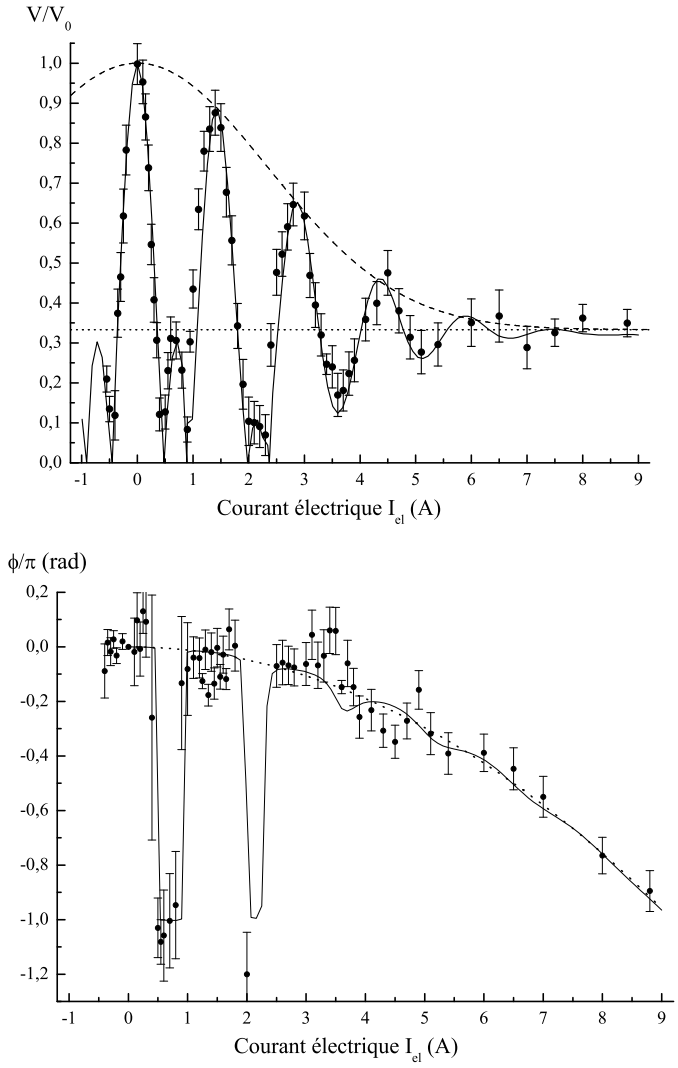


FIG. 5.10 – *Influence d'un gradient de champ magnétique sur la visibilité et le déphasage des franges atomiques observées en utilisant le second ordre de diffraction. Le jet atomique est pompé optiquement dans le niveau hyperfin F = 1 du lithium 7.*

5.3.4 Jet atomique de lithium 7 non pompé optiquement

La figure (5.11) présente les résultats obtenus pour un jet atomique de lithium 7 sans pompage optique. Nous ne présentons que les mesures de la visibilité des franges atomiques. Dans ce cas, la visibilité complexe des franges atomiques est donnée par la loi théorique obtenue à l'équation (5.27-b) que l'on peut écrire sous la forme suivante :

$$\underline{\mathcal{V}}^{(^7Li)} = \frac{\mathcal{V}_0}{8}\left(2\mathcal{A}^{(0)}\cos(J_2) + 4\mathcal{A}^{(1)}\cos(\frac{J_1}{2})\cos(\frac{3J_2}{4}) + 2\mathcal{A}^{(2)}\cos(J_1)\right) \tag{5.46}$$

Les coefficients $\mathcal{A}^{(M_F)}$, qui pondèrent le signal provenant des sous - niveaux hyperfins $\pm M_F$, décrivent la décroissance de la visibilité causée par la distribution de vitesse du jet atomique.

Ces coefficients sont donnés par :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^{(0)} &\simeq \exp[-(J_2/S_{\|})^2] \simeq 1 \\ \mathcal{A}^{(1)} &\simeq \exp[-(J_1/(2S_{\|}))^2] \\ \mathcal{A}^{(2)} &\simeq \exp[-(J_1/S_{\|})^2] \end{aligned} \tag{5.47}$$

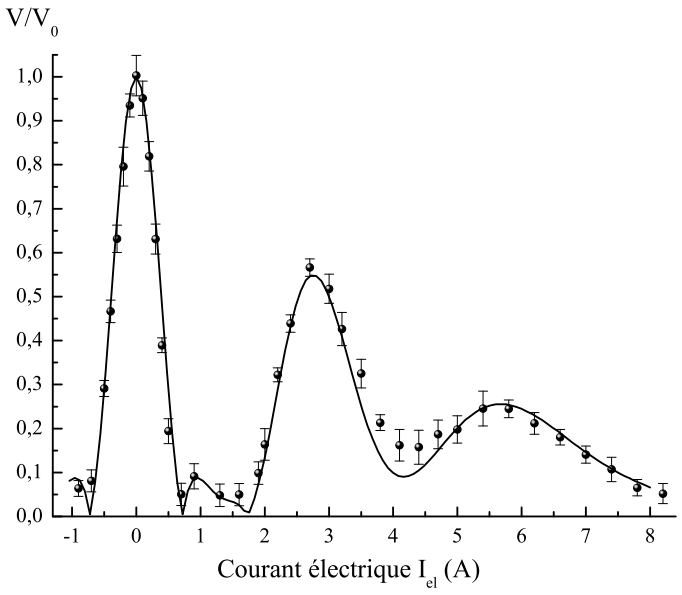


FIG. 5.11 – *Influence d'un gradient de champ magnétique sur la visibilité des franges atomiques sur un jet de lithium 7 sans pompage optique. La décroissance de la visibilité pour des champs magnétiques élevés s'explique par le rôle par l'effet Zeeman quadratique: en l'absence de ce terme quadratique, la visibilité devrait tendre vers une limite égale à $\mathcal{V}_0/4$ correspondant à la contribution des deux sous - niveaux hyperfins de $M_F = 0$ sur un nombre total de sous-niveaux hyperfins égal à 8.*

L'effet Zeeman linéaire permet de décrire très bien le comportement de la courbe de visibilité dans la zone des champs magnétiques faibles, allant jusqu'à un courant de 4 A environ. Dans cette zone, la visibilité complexe est de la forme :

$$\underline{\mathcal{V}}^{(^7Li)} = \frac{\mathcal{V}_0}{8}\left(2 + 4\mathcal{A}^{(1)}\cos(\frac{J_1}{2}) + 2\mathcal{A}^{(2)}\cos(J_1)\right) \tag{5.48}$$

Cette loi est très bien vérifiée dans notre expérience où l'on observe des récurrences et des annulations de la visibilité s'accompagnant de sauts de phase de π pour la phase des franges atomiques. Lorsque les termes d'amortissement liés à la dispersion de vitesse du jet ont pratiquement annulé les contributions des niveaux $M_F \neq 0$, la visibilité devrait tendre vers 1/4 de sa valeur initiale. Pourtant, nous observons une décroissance de la visibilité et ce comportement n'est donc pas explicable par l'effet Zeeman linéaire.

Cet effet peut se comprendre en observant les déphasages calculés dans la table (5.3). Le déphasage du sous - niveau (F = 1, M_F = 0) s'écrit en première approximation sous la forme du terme quadratique J_2 et le sous - niveau (F = 2, M_F = 0) possède évidemment un déphasage opposé puisque ces deux niveaux sont couplés par le champ magnétique et qu'ils se repoussent de manière symétrique. Par superposition de ces deux contributions, la visibilité s'écrit sous la forme d'une fonction cosinus qui apparaît dans l'équation (5.46). La décroissance observée sur la courbe de visibilité est ainsi la signature de l'effet Zeeman quadratique et le bon accord entre les points de mesure et la simulation numérique permet de vérifier ce résultat. Un tel comportement signifie qu'en appliquant des champs magnétiques d'intensité encore plus élevée, nous devrions observer de nouvelles récurrences de la visibilité, d'amplitude $\mathcal{V}_0/4$ et correspondant à l'effet Zeeman quadratique des deux niveaux $M_F = 0$. Cette observation devrait être possible même si le terme quadratique ne suffit pas à décrire exactement l'effet Zeeman de ces deux niveaux, car ces deux niveaux ont un exactement le même effet Zeeman, au signe près. Remarquons que la perte de visibilité pour les courants élevés n'était pas visible au paragraphe précédent: le pompage optique faisait qu'un seul niveau de $M_F = 0$ contribuait au signal et donc le fait que la phase de son signal d'interférence varie à cause du terme quadratique de l'effet Zeeman n'entraînait pas de perte de visibilité, tant que l'effet de dispersion de vitesse est négligeable.

Comparaison avec des travaux antérieurs aux nôtres

L'action d'un champ magnétique inhomogène dans un interféromètre à bras séparés a été étudiée par l'équipe de D. Pritchard sur le sodium [190] et par D. Giltner dans sa thèse sur le néon métastable [163]. Dans les deux cas, les jets atomiques étudiés n'étaient pas pompés optiquement. Dans ce paragraphe, nous calculons l'importance de l'effet Zeeman quadratique dans l'expérience de D. Pritchard (Nous ne parlerons pas du néon car il n'existe pas d'effet Zemman quadratique notable dans le néon, les deux isotopes naturels principaux ^{20}Ne et ^{22}Ne ayant un spin nucléaire nul). Les relations établies pour l'atome de lithium ^{7}Li restent valables pour l'atome de sodium ^{23}Na car ces deux isotopes ont comme tous les alcalins, un état fondamental $^2S_{1/2}$ et le même spin nucléaire $I = 3/2$ donc les mêmes valeurs du moment cinétique hyperfin F = 1 et 2.

L'écart de structure hyperfine de l'atome de sodium ^{23}Na vaut $\Delta E/h \simeq 1772$ MHz, une valeur environ deux fois plus élevée que pour l'atome ^7Li pour lequel $\Delta E/h \simeq 803$ MHz. Pour le même champ magnétique, le terme quadratique de l'effet Zeeman quadratique est réduit par ce facteur proche de deux. D'autre part, dans l'expérience de D. Prichard, la géométrie qui crée le champ magnétique est très différente de la nôtre : un champ magnétique $\mathbf{B}_0$ (3 - 4 $\times 10^{-4}$ T), parallèle à la trajectoire atomique, est appliqué puis les deux bras de l'interféromètre sont séparés par une feuille de cuivre de dix micromètres d'épaisseur parcourue par un courant électrique qui circule perpendiculairement au plan de l'interféromètre, ce qui crée un champ magnétique additionnel proportionnel au courant et de sens opposé sur les deux bras de l'appareil. C'est cet arrangement qui crée la différence du module du champ magnétique sur les deux bras de l'interféromètre. Notons au passage que ce montage expérimental semble plus délicat à réaliser et nous avons préféré utiliser notre dispositif qui est beaucoup plus simple à construire.

L'expérience de D. Pritchard a été réalisée en partant de franges atomiques de visibilité $\mathcal{V}_0 = 23$ %. Le jet atomique a une distribution de vitesse plus étroite que dans notre expérience ce qui permet d'observer nettement les sept premières récurrences et entre les récurrences les sauts de phase de π sont bien mis en évidence pour les trois premiers intervalles entre les récurrences. Quand le courant atteint sa valeur maximale, la visibilité des franges tend vers 5 %, soit une valeur sensiblement en

accord avec le quart de sa valeur initiale, comme le prévoit la théorie tenant compte uniquement de l'effet Zeeman linéaire qui est d'ailleurs développée dans cet article [190]. Nous avons estimé le déphasage dû à l'effet Zeeman quadratique pour les niveaux $M_F = 0$ et nous trouvons une valeur de l'ordre de $\pm$ 1 radian pour le courant maximum utilisé égal à 1 A. Il semble donc, que, bien que le champ magnétique utilisé soit assez faible, voisin de 4 $\times 10^{-4}$ T, et que le sodium soit un cas assez peu favorable à cause de la valeur de l'écart de structure hyperfine, le rôle de l'effet Zeeman quadratique dans cette expérience ne soit pas complètement négligeable.

Compensation des gradients du champ magnétique $\mathbf{B}_0$

En juillet 2004, nous avons exploré de manière très précise la zone autour d'un courant électrique nul. A cette occasion, nous avons constaté que la visibilité n'était pas maximale pour I_{el} = 0, mais pour une valeur légèrement différente de l'ordre de I_{el} = -40 mA.

D'après la théorie développée au paragraphe (5.2), la visibilité maximale est obtenue lorsque l'intégrale du champ magnétique **B** a la même valeur sur les deux chemins atomiques, ou dit autrement lorsque les gradients des champs magnétiques $\mathbf{B}_0$ et $\mathbf{B}_{ex}$ se compensent globalement : ceci signifie qu'un gradient de $\mathbf{B}_0$ dans une certaine zone de l'interféromètre peurt être compensé par un gradient de $\mathbf{B}_{ex}$ dans une autre zone. Le fait que la visibilité maximale est obtenue pour un courant $I_{el} \neq 0$ montre que l'existence d'un petit gradient du champ magnétique $\mathbf{B}_0$ qui est donc légèrement inhomogène. L'intensité de ce gradient reste faible puisque nous le compensons avec un courant faible $I_{el,c}$ = - 40 mA, mais nous avons tout de même observé des gains de visibilité allant de 1 à 2 % au premier ordre de diffraction sur l'expérience menée en juillet 2004. Cette augmentation de la visibilité est assez délicate à observer car nos mesures de visibilité sont réalisées à environ 1 % près.

5.3.5 Jet atomique de lithium 6 non pompé optiquement

Nous avons également effectué des expériences en travaillant avec l'isotope ^6Li de l'atome de lithium de spin nucléaire $I = 1$, en choisissant la fréquence du laser formant les ondes stationnaires de manière à diffracter essentiellement cet isotope (chapitre 4). Avec cet isotope, l'effet Zeeman quadratique devrait être plus important encore car l'écart hyperfin ΔE des niveaux hyperfins de l'état fondamental est beaucoup plus petit, $\Delta E/h = 228$ MHz.

Nos mesures de visibilité sont représentées sur la figure (5.12). En l'absence de gradient de champ, la visibilité mesurée vaut $\mathcal{V}_0$ = 48 % et l'intensité moyenne est égale à I_0 = 4150 c/s. La simulation fournit J_1/I_{el} = 5,03 rad/A, une valeur légèrement supérieure à celle obtenue pour l'isotope ^7Li dont l'angle de diffraction est plus faible, et J_2/I_{el}^2 = 0,0725 rad/A^2, ce qui traduit l'importance de l'effet Zeeman quadratique. La simulation a été réalisée en utilisant l'expression de la visibilité complexe donnée par l'équation (5.27-a) :

$$\underline{\mathcal{V}}^{(^6Li)} = \frac{\mathcal{V}_0}{6}\left(4\mathcal{A}^{(1/2)}\cos(\frac{J_1}{3})\cos(\frac{8J_2}{9}) + 2\mathcal{A}^{(3/2)}\cos(J_1)\right) \tag{5.49}$$

que l'on a réécrite pour prendre en compte les termes d'amortissement $\mathcal{A}^{(M_F)}$ des sous - niveaux hyperfins $\pm M_F$, associés à la dispersion de vitesse du jet atomique :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^{(1/2)} &\simeq \exp[-(J_1/(3S_{\|}))^2] \\ \mathcal{A}^{(3/2)} &\simeq \exp[-(J_1/S_{\|})^2] \end{aligned} \tag{5.50}$$

Les récurrences de la visibilité sont maintenant obtenues pour des courants électriques multiples de $3\pi/(J_1/I_{el}) \simeq 1{,}9$ A, en bon accord avec la valeur mesurée. Nous vérifions ainsi expérimentalement la différence de comportement entre les deux isotopes de l'atome de lithium dont le spin nucléaire est différent. Ce résultat est une preuve directe que le signal observé provient bien du lithium 6 et non du lithium 7.

Lorsque des courants électriques suffisamment intenses sont appliqués, la distribution de vitesse du jet atomique amortit l'interférogramme créé par chaque sous - niveau hyperfin de sorte que les franges atomiques sont complètement brouillées. Ce comportement est bien vérifié dans notre expérience. L'effet Zeeman linéaire ne suffit plus pour décrire la courbe de visibilité dans cette zone de courant. L'accord est meilleur lorsque l'on prend en compte l'effet Zeeman quadratique mais l'écart entre les points de mesure et la simulation reste assez important. Nous attribuons cet écart à notre modélisation simplifiée du champ magnétique ainsi qu'à la difficulté de mesurer très précisément des visibilités aussi faibles que 5 % avec un flux moyen d'environ 4 000 c/s.

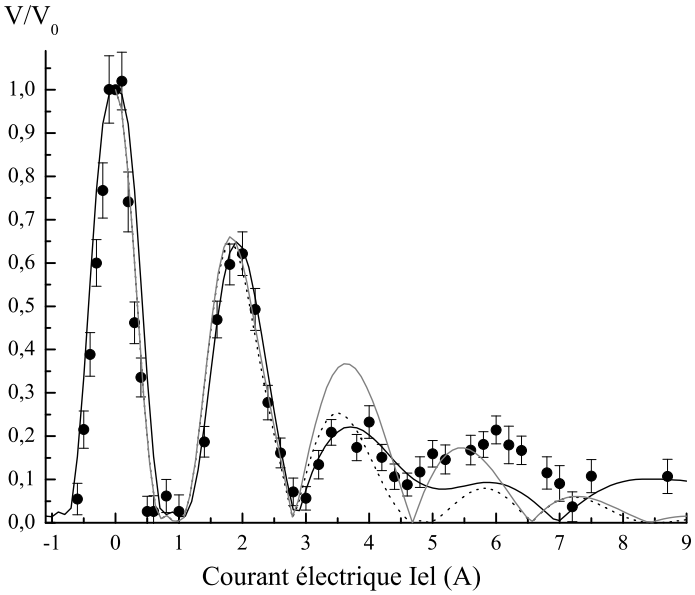


FIG. 5.12 – *Influence d'un gradient de champ magnétique sur la visibilité des franges atomiques d'un jet d'atomes de lithium 6 non pompé optiquement. La courbe correspondant à l'effet Zeeman linéaire (resp. quadratique) est représentée en gris (resp.noir). La courbe pointillée correspond à la prise en compte de l'effet Zeeman sans approximation.*

5.4 Conclusions

L'étude de l'effet Zeeman en interférométrie atomique a permis d'évaluer la grande sensibilité de l'interféromètre aux gradients de champ magnétique. Avant nous, seules les équipes de D. Pritchard et S.A. Lee avaient effectué une étude similaire sur un interféromètre à bras séparés. Dans ces deux expériences, l'effet Zeeman linéaire suffisait à expliquer l'ensemble des mesures réalisées et aucun pompage optique n'avait été mis en oeuvre.

Dans notre expérience, l'effet Zeeman quadratique lié au découplage hyperfin est nécessaire pour expliquer en détail le comportement mesuré de la visibilité et du déphasage des franges atomiques lorsque la bobine crée un champ magnétique supérieur à 10^{-3} T environ. L'importance du terme quadratique de l'effet Zeeman avec des champs magnétiques de quelques 10^{-3} Tesla s'explique par la faible valeur de l'écart hyperfin des deux isotopes de l'atome de lithium.

Nous avons réalisé plusieurs expériences correspondant à différentes configurations du jet atomique et de l'interféromètre : interféromètre sélectionnant le lithium 7 qui est pompé optiquement dans le niveau hyperfin $F = 1$, interféromètre sélectionnant le lithium 7 sans pompage optique, interféromètre sélectionnant l'isotope ^6Li sans pompage optique. Dans ces trois cas, l'accord avec la description théorique est tout à fait satisfaisant et des arguments assez simples ont permis d'expliquer la plupart des effets observés.

Cette étude permet également d'évaluer l'importance des gradients de champ magnétique résiduels dans l'interféromètre. Ces gradients sont très faibles, ils conduisent à une réduction de la visibilité de seulement 1 à 2 % et peuvent être considérés comme négligeables. Le pompage optique du jet atomique dans un niveau hyperfin magnétique $M_F = 0$, qui est presque insensible aux gradients de champ magnétique quand celui-ci reste de l'ordre du champ terrestre, n'est donc pas nécessaire.

En présence d'un gradient de champ magnétique, le comportement de l'appareil de mesure s'est révélé en accord avec les prédictions théoriques obtenues par effet Zeeman. Cette première utilisation de l'interféromètre équivaut à un test du bon fonctionnement de l'appareil de mesure. Bien que les symétries de l'effet Zeeman et l'effet Lo Surdo - Stark soient différentes, les résultats de ce chapitre illustrent déjà bien notre capacité à mesurer le déphasage induit par une perturbation et nous pouvons donc envisager la mesure par interférométrie atomique de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium. C'est l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 6

Polarisabilité de l'atome de lithium

La qualité de nos signaux d'interférence atomique permet de réaliser des mesures de grande précision. Nous avons mesuré la polarisabilité statique électrique de l'atome de lithium en appliquant un champ électrique sur un seul des deux chemins atomiques. Cette expérience s'inspire de celle mise au point par D. Pritchard dans le cas de l'atome de sodium [77].

La mesure de la polarisabilité électrique d'un atome est un cas particulièrement intéressant d'application de l'interférométrie atomique car cette propriété ne peut pas être mesurée directement par spectroscopie laser : la spectroscopie ne donne accès qu'à la mesure de la distance entre deux niveaux d'énergie et non à la position absolue d'un niveau d'énergie. Seules les différences de polarisabilité électrique sont donc mesurables par spectroscopie.

Plusieurs expériences d'interférométrie atomique sensibles à la polarisabilité électrique ont déjà été réalisées :

• En appliquant un champ électrique homogène sur les deux chemins atomiques, il est possible de mesurer la différence des polarisabilités entre l'état fondamental et un état excité, si l'interféromètre utilise un processus de diffraction inélastique. Une expérience de ce type a été réalisée en 1993 sur le magnésium par le groupe de Ertmer [79] et en 1996 sur le calcium par Morinaga [80]. Dans ce cas, l'intérêt de l'interférométrie est sa forte sensibilité, ce qui permet une mesure en champ électrique assez faible.

• D'autres expériences ont montré la sensibilité des interféromètres à atomes aux champs électriques [66, 67, 194], en général avec une précision assez faible, à cause de l'usage de champs électriques peu homogènes : Shimizu a ainsi observé des déplacements de franges et le groupe de Mlynek a construit une sorte de biprisme de Fresnel en utilisant un fil chargé. Ces expériences n'ont pas servi à une mesure précise de la polarisabilité car il est difficile de connaître le champ électrique utilisé avec une précision suffisante.

• Pour réaliser une mesure très précise de la polarisabilité électrique d'un atome avec un interféromètre atomique, il faut appliquer un champ électrique bien défini sur un seul chemin atomique. Si le processus de diffraction est élastique, on mesurera la polarisabilité de l'état atomique unique alors que, avec un processus inélastique, on mesurera successivement les polarisabilités de deux états. Le condensateur nécessaire pour appliquer un champ électrique sur un seul chemin est de construction complexe, car les deux chemins sont très proches. Jusqu'à maintenant, une telle expérience n'a été réalisée que pour l'atome de sodium par D. Pritchard et ses collaborateurs [77]. Une expérience similaire a été menée en 2003 dans le groupe de J.P. Toennies sur l'hélium et le dimère d'hélium [195] : ce travail, qui n'est pas publié, a permis de comparer les polarisabilités électriques de l'atome et du dimère.

Nous décrivons dans ce chapitre notre expérience de mesure de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium par interférométrie. Cette expérience est la première expérience de ce type effectuée au laboratoire, et malgré quelques petits défauts inhérents à cette première mesure, nous avons obtenu de très beaux signaux d'interférométrie atomique et une excellente incertitude, voisine de $7{,}2 \times 10^{-4}$ sur les mesures d'interférométrie atomique proprement dite. Les paramètres décrivant le condensateur sont connus avec des incertitudes notablement plus grandes, de l'ordre de $3{,}5 \times 10^{-3}$ et l'incertitude la plus importante concerne la vitesse moyenne du jet atomique, déterminée avec une incertitude de $0{,}54 \times 10^{-2}$. Notre résultat final constitue la mesure la plus précise à ce jour de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium. La connaissance de cette quantité physique est améliorée d'un facteur trois, l'incertitude finale étant maintenant de 0,66% :

$$\alpha_{Li} = (24{,}33 \pm 0{,}16) \times 10^{-30}\,\mathrm{m}^3 \tag{6.1}$$

Il semble possible de progresser encore en réduisant les incertitudes sur la vitesse moyenne du jet atomique et sur les paramètres décrivant le condensateur.

Le chapitre s'organise comme suit : la première partie rappelle la définition de la polarisabilité électrique d'un atome puis dresse un historique des mesures de la polarisabilité de l'atome de lithium. Nous nous intéressons ensuite à la mesure de polarisabilité du lithium par interférométrie. Après avoir décrit le principe de cette mesure, nous présentons le condensateur construit à Toulouse au paragraphe (6.3). La mesure du déphasage induit par effet Lo Surdo - Stark est l'objet du paragraphe (6.4) et la mesure de la vitesse moyenne des atomes de lithium est effectuée au paragraphe (6.5).

6.1 Introduction

6.1.1 Action d'un champ électrique statique et uniforme sur un atome

En présence d'un champ électrique statique et uniforme $\mathbf{E}$, le Hamiltonien $\mathcal{H}_0$ d'un atome neutre est modifié, et il faut rajouter le terme décrivant l'interaction du moment dipolaire $\mathbf{p}$ avec le champ électrique :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 - \mathbf{p} \cdot \mathbf{E} \tag{6.2}$$

où le moment dipolaire est donné par $\mathbf{p} = \sum q_i \mathbf{r}_i$. La somme s'étend sur toutes les particules i (électrons et noyau) de charge q_i et de position $\mathbf{r}_i$. Nous considèrerons des champs électriques suffisamment peu intenses pour qu'un traitement en perturbation soit une bonne approximation.

Le Hamiltonien atomique en l'absence de champ électrique appliqué commute avec l'opérateur parité totale, ce qui implique que les états propres ont en général une parité $\varepsilon = \pm 1$ bien définie. Dans le cas du lithium dans un état ($1s^2$, n, l, m_l, s = 1/2, m_s), la parité est donnée par $\varepsilon = (-1)^l$. L'opérateur moment dipolaire $\mathbf{p}$ est un opérateur impair et le terme $-\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}$ ne couple que des états de parité opposée. De plus, l'opérateur $\mathbf{p}$ est un vecteur (donc un opérateur tensoriel de rang 1) et agit seulement sur les variables d'espace. Dans le cas général, ses règles de sélection sont donc :

$$\Delta L = 0, \pm 1 \; ; \; \Delta S = \Delta M_S = 0 \tag{6.3}$$

Seuls les états de parité opposée sont couplés. On voit donc que l'état fondamental (n = 2, l = 0, $^2S_{1/2}$) de l'atome de lithium n'est couplé qu'aux états (n, l = 1, ^2P_J). En l'absence de couplage diagonal, le terme de perturbation au premier ordre est nul et le terme du second ordre est

négatif, puisque tous les états perturbateurs sont d'énergie plus élevée. Le déplacement de l'état fondamental, calculé au second ordre de perturbation, sera noté U et il est donné par :

$$U = \sum_{n,J} \frac{\left|\left\langle {}^2S_{1/2}\left|\mathbf{p}\cdot\mathbf{E}\right|n,{}^2P_J\right\rangle\right|^2}{E({}^2S_{1/2}) - E(n,{}^2P_J)} \tag{6.4}$$

U est évidemment proportionnel au carré du champ électrique et il est identique pour les deux sous - niveaux $M_s = \pm 1/2$ de l'état fondamental.

Définition de la polarisabilité d'un atome En désignant par ε_0 la permittivité diélectrique du vide, la polarisabilité électrique α_0 de l'atome est alors définie par :

$$U = -\frac{1}{2}\alpha_0 E^2 \tag{6.5}$$

Sous l'effet du champ appliqué, les charges électriques présentes dans l'atome se redistribuent et il apparaît un moment dipolaire induit $\mathbf{p}$, comme l'illustre la figure (6.1). On peut calculer la fonction d'onde perturbée au premier ordre en champ pour en déduire la valeur moyenne du moment dipolaire dans l'état fondamental perturbé. Cette valeur moyenne est donnée par :

$$\langle \mathbf{p} \rangle = \alpha_0 \mathbf{E} \tag{6.6}$$

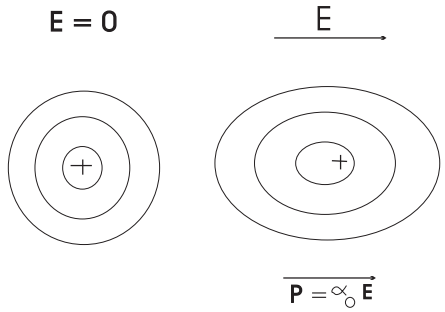


FIG. 6.1 – *Apparition d'un moment dipolaire induit* $\langle \mathbf{p} \rangle$ *sous l'action d'un champ électrique extérieur* $\mathbf{E}$*. La distribution de charge obtenue pour* $\mathbf{E} = \mathbf{0}$ *s'étire sous l'action du champ électrique et le centre de la distribution des électrons s'écarte du noyau, donnant naissance à un moment dipolaire induit.*

La polarisabilité électrique α_0 s'exprime en $C.m^2.V^{-1}$. On préfère utiliser la polarisabilité volumique α, homogène à un volume, qui est reliée à la polarisabilité α_0 par la relation :

$$\alpha = \alpha_0/(4\pi\varepsilon_0) \tag{6.7}$$

Nous utiliserons dorénavant la définition de l'équation (6.7) de la polarisabilité en exprimant les valeurs numériques de cette quantité en m^3. Le déplacement de l'état fondamental est donc :

$$U = -2\pi\varepsilon_0 \alpha E^2 \tag{6.8}$$

D'autres unités sont parfois utilisées notamment en chimie théorique où la polarisabilité α_0 est exprimée en unités atomiques. Si $a_0 = 0{,}529177 \times 10^{-10}$ m désigne le rayon de Bohr, les polarisabilités α et α_0 sont reliées par la relation suivante $\alpha(m^3) = \alpha_0(u.a.) \times a_0^3$.

Intérêt de la mesure de polarisabilités atomiques La connaissance de la polarisabilité d'un atome est particulièrement intéressante car cette quantité intervient dans un grand nombre de grandeurs physiques. Nous ne donnerons ici que quelques exemples, le lecteur intéressé pouvant se référer à l'article de Th. Miller dans Handbook of Chemistry and Physics [103] ou au livre de K.D. Bonin et V.V. Kresin "Electric - dipole polarizabilities of atoms, molecules and clusters" [196]. La polarisabilité d'un atome peut par exemple être utilisée en physique des collisions où la constante de Van der Waals C_6 entre deux atomes A et B s'exprime approximativement en fonction des polarisabilités statiques des deux atomes [98, 138]. L'interaction à grande distance entre un atome et une particule chargée est donnée par le potentiel charge - dipôle induit qui est directement proportionnel à la polarisabilité de l'atome. La polarisabilité intervient également dans l'expression de la section efficace de diffusion Rayleigh ou encore lors de l'étude de l'effet Casimir - Polder. Enfin, la connaissance d'une polarisabilité atomique semble une étape préalable importante avant de mesurer la polarisabilité d'agrégats et ce sujet a connu ces dernières années un essor remarquable (voir la référence [197] pour les agrégats de lithium).

Compléments Nous n'avons considéré ici que la polarisabilité statique : on peut généraliser sa définition à un champ oscillant de pulsation ω. Tant que $\hbar\omega$ est petit devant l'énergie nécessaire pour exciter l'atome, la polarisabilité diffère peu de sa valeur statique. Dans tout ce paragraphe, nous avons oublié le spin nucléaire, qui ne joue aucun rôle direct dans la polarisabilité électrique. Quand on inclut les spins nucléaires dans le calcul, on prévoit une faible dépendance de la polarisabilité avec le sous-niveau hyperfin, les corrections étant de l'ordre d'un écart hyperfin sur une énergie électronique. Cette correction sera discutée plus loin.

6.1.2 Aspect historique

L'histoire de la mesure de cette grandeur commence en 1901 lorsque le physicien W. Voigt prédit l'existence d'un analogue électrique à l'effet Zeeman [198]. En 1913, A. Lo Surdo [199] et J. Stark [200] observèrent séparément la levée de dégénérescence de niveaux d'énergies atomiques en appliquant un champ électrique. Les mesures spectroscopiques donnent accès à la différence de polarisabilité électrique des deux états impliqués dans la transition observée, mais ces mesures ne permettent pas de mesurer le déplacement énergétique d'un état par rapport à sa position en champ nul.

Premières mesures de polarisabilité atomique

Les premières mesures de la polarisabilité des atomes datent du début du XX^{ieme} siècle. A cette époque, la mesure était réalisée de manière indirecte en déterminant des constantes diélectriques (E. Hochheim, 1908 [201]) ou des indices de réfraction (C. Cuthbertson, 1911 [202]). Pour un gaz dilué, la relation entre polarisabilité et constante diélectrique ε_r est donnée par la formule de Clausius - Mossotti :

$$\alpha = \frac{3}{4\pi n}\left(\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2}\right) \tag{6.9}$$

où n désigne la densité du gaz. Cette méthode s'est révélée très adaptée pour mesurer la polarisabilité électrique de gaz rares dilués et elle est encore utilisée de nos jours pour mesurer la polarisabilité de ces atomes.

La méthode par déflexion électrostatique

Une méthode de mesure directe de la polarisabilité électrique est d'observer la déflexion d'un jet atomique ou moléculaire collimaté à travers un champ électrique inhomogène. Lorsque le champ électrique est dirigé selon un axe **z**, la force exercée sur l'atome par le champ s'écrit :

$$F_{el} = \alpha E \left(\frac{dE}{dz} \right) \tag{6.10}$$

On trouvera une description de ce genre d'expériences dans le chapitre X du livre Molecular Beams de N.F. Ramsey [19]. La conception du déflecteur électrostatique doit créer un champ et un gradient de champ tels que la déflexion soit homogène sur un volume suffisant pour l'expérience. La déflexion électrostatique des atomes variant comme v^{-2}, où v désigne la vitesse de l'atome, l'incertitude sur la connaissance de la distribution de vitesse des atomes constitue la cause dominante d'erreur dans la détermination de α.

Dès 1934, H. Scheffers et J. Stark [203] ont mesuré la polarisabilité d'atomes alcalins en mesurant la déflexion du jet atomique en utilisant un détecteur à fil chaud. Cette mesure constitue la première mesure de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium. Elle a conduit à une valeur $\alpha_{Li} = (12 \pm 0{,}6) \times 10^{-30}$ m^3, qui se révèlera beaucoup trop faible. L'erreur de cette mesure semble provenir du fait que la distribution réelle de vitesse du jet atomique de lithium n'était pas bien décrite par la théorie.

Ce travail pionnier a conduit à chercher à mieux connaître la dispersion de vitesse des atomes et en 1963, G.E. Chamberlain et J.C. Zorn [204] mesurèrent la polarisabilité de l'atome de lithium avec une précision de 6,8 % correspondant à $\alpha_{Li} = (22{,}0 \pm 1{,}5) \times 10^{-30}$ m^3.

La déflexion électrostatique constitue encore l'une des rares déterminations expérimentales de la polarisabilité de certains atomes comme l'atome d'hydrogène, mesurée en 1936 par H. Scheffers et J. Stark [205, 206]. Cette technique est actuellement utilisée sur les agrégats d'atomes et de molécules éventuellement complexes et elle fournit alors un test intéressant de la structure de l'agrégat [197].

La méthode "E - H gradient balance"

Cette méthode, proposée pour la première fois par B. Berderson en 1961, consiste à compenser l'action de la force de déflexion électrostatique par une force magnétique, résultant de l'interaction d'un moment dipolaire magnétique avec un gradient de champ magnétique. Les pièces polaires l'électro-aimant à fer sont les électrodes du condensateur et ceci assure qu'en l'absence de saturation de l'aimantation du fer, les champs **E** et **B** sont proportionnels. L'expérience consiste alors à ajuster l'intensité relative de ces champs de manière à ce que les forces électriques et magnétiques soient exactement opposées pour un niveau (F,M_F) :

$$\alpha_{Li} E \left(\frac{\partial E}{\partial z} \right) = -\mu(M_F) \left(\frac{\partial B}{\partial z} \right) \tag{6.11}$$

$\mu(M_F)$ désignant le moment dipolaire magnétique de l'atome dans le sous - niveau M_F. Lorsque $E_z(\partial E_z/\partial z) = B_z(\partial B_z/\partial z)$, la condition (6.11) peut être réécrite sous la forme :

$$\alpha_{Li}\, E^2 = \mu(M_F)\, B \tag{6.12}$$

L'expérience est réalisée pour un champ magnétique **B** fixé, en balayant le champ électrique **E** et en observant les atomes non défléchis. Des pics de résonance, correspondant aux divers niveaux (F,M_F) apparaissent lorsque la condition (6.11) est satisfaite, et la mesure de la polarisabilité est déduite de celle des champs électrique et magnétique et du moment dipolaire magnétique. L'avantage de cette méthode est qu'elle ne dépend pas de la vitesse de l'atome. En contre - partie, la barre d'erreur est dominée par la mesure de l'intensité des champs électrique et magnétique appliqués et de leur gradient.

Cette méthode a été appliquée pour la première fois en 1961 par A. Salop et B. Bederson, qui ont ainsi obtenu pour la polarisabilité la valeur $\alpha_{Li} = (20{,}0 \pm 3{,}0) \times 10^{-30}$ m^3 [207]. Dans cette expérience, le champ magnétique était déduit de la connaissance de la valeur du champ pour laquelle $\mu(M_F) = 0$.

En 1974, B. Bederson améliora la précision sur la détermination de la polarisabilité des alcalins en comparant dans le même appareil la polarisabilité de l'atome à mesurer et celle de l'état métastable $^3S_1$ de l'hélium, qui avait été calculée avec une très bonne précision par Chung et Hurst en 1966 [208]. Lorsque le même champ magnétique est utilisé pour satisfaire la condition d'équilibre (6.11) pour l'atome alcalin et l'atome de référence, la polarisabilité de l'atome alcalin (du lithium en l'occurrence) est de la forme :

$$\alpha_{Li} = \alpha_r \left[\frac{\mu(M_F)}{\mu_r}\right] \left(\frac{V_r}{V}\right)^2 \tag{6.13}$$

en désignant par α_r, μ_r et V_r la polarisabilité électrique, le moment magnétique et le potentiel électrique correspondant à l'atome de référence. Cette méthode, qui permet de s'affranchir de la plupart des effets systématiques sur la mesure de α_{Li}, constitue la détermination expérimentale la plus précise à ce jour de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium. B. Bederson et ses collaborateurs ont ainsi obtenu une précision de 2,1 % [209]:

$$\alpha_{Li}^{Bederson} = (24{,}3 \pm 0{,}5) \times 10^{-30}\,\mathrm{m}^3 \tag{6.14}$$

Effet de la structure hyperfine sur la polarisabilité électrique du lithium

La dépendance de la polarisabilité électrique avec les sous - niveaux hyperfins a été étudiée sur le plan théorique, en particulier par U. Kaldor [210]. Sur les alcalins, il est possible de mesurer avec une excellente précision le déplacement relatif de deux niveaux hyperfins $(F = I + 1/2, M_F = 0)$ et $(F = I - 1/2, M_F = 0)$ en mesurant la fréquence de la transition (qui est celle des horloges atomiques) en fonction du champ électrique appliqué. Cette mesure a été faite pour tous les alcalins par R. Mowat [211], qui donne, pour l'atome ^7Li, un déplacement de cette fréquence égal à :

$$\delta f = -0{,}061(2) \times 10^{-10} E^2 \ \ Hz \tag{6.15}$$

où le champ E est mesuré en V/m. Il est facile de convertir cette quantité pour en déduire la différence relative entre les polarisabilités électriques des deux niveaux :

$$\frac{\alpha(F = 2, M_F = 0) - \alpha(F = 1, M_F = 0)}{\alpha_{Li}} = -0{,}30 \times 10^{-5} \tag{6.16}$$

Nous pouvons considérer que ces deux niveaux hyperfins ont la même polarisabilité avec une excellente approximation.

Déterminations théoriques de la polarisabilité du lithium

Des caluls sont réalisés dès 1960 avec des résultats déjà assez précis: Chamberlain et Zorn citent ainsi les valeurs suivantes de la polarisabilité du lithium : $\alpha_{Li} = 25{,}0 \times 10^{-30}$ m^3, obtenue par D. Parkinson [212] et $\alpha_{Li} = 24{,}9 \times 10^{-30}$ m^3 obtenue par R.M. Sternheimer [213].

Depuis, de très nombreux calculs de chimie quantique ont donné une valeur théorique de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium. La figure (6.2) rassemble les différentes valeurs que nous avons trouvées dans la littérature publiées entre 1990 et 2000, mais cette liste n'est certainement pas exhaustive. A quelques exceptions près, ces valeurs sont toutes situées autour de la valeur de 24,3 $\times 10^{-30}$ m^3. Il serait intéressant de pouvoir discriminer entre ces différents calculs théoriques, et pour cela, l'expérimentateur devra parvenir à une précision sur la mesure de α_{Li} de 0,05 $\times 10^{-30}$ m^3, correspondant à une incertitude de seulement 0,2 %.

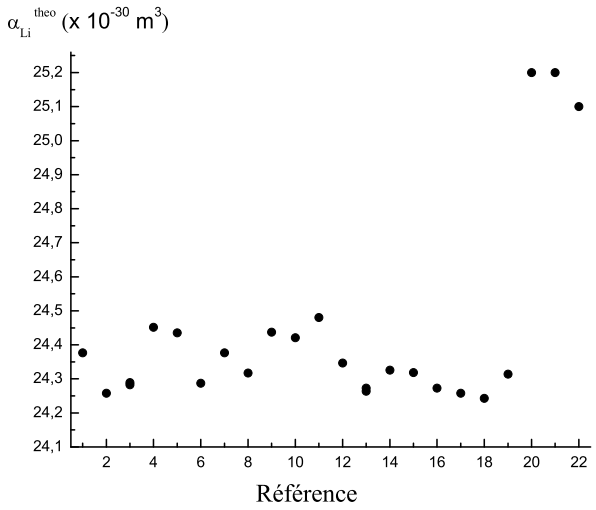


FIG. 6.2 – *Calculs théoriques de la polarisabilité électrique statique du lithium* α_{Li}. *Les références des articles sont les suivantes : 1 [214], 2 [215], 3 [216], 4 [217], 5 [218], 6 [219], 7 [220], 8 [221], 9 [222], 10 [223], 11 [224], 12 [225], 13 [226], 14 [227], 15 [228], 16 [229], 17 [230], 18 [231], 19 [232], 20 [233], 21 [217], 22 [234].*

6.2 Principe de la mesure interférométrique

Nous allons montrer comment l'application d'un champ électrique statique sur un seul des deux chemins atomiques dans l'interféromètre permet la détermination de la polarisabilité électrique.

6.2.1 Déphasage induit par un champ électrique

Une mesure très précise de la polarisabilité d'un atome peut être obtenue en utilisant un interféromètre à diffraction élastique, en appliquant un champ électrique bien défini sur un seul chemin atomique. Comme nous l'avons dit dans l'introduction, une telle expérience n'a été réalisée que pour l'atome de sodium par D. Pritchard et ses collaborateurs en 1995 [77]. Une expérience similaire a été menée en 2003 dans le groupe de J.P. Toennies avec l'atome d'hélium et son dimère [195] mais ce travail n'est toujours pas publié.

Lorsque l'atome pénètre dans le champ électrique **E**, la diminution d'énergie de son état fondamental se traduit par une augmentation de son énergie cinétique et le vecteur d'onde atomique k devient :

$$k = \sqrt{k_0^2 - 2mU/\hbar^2} \simeq k_0 - U/(\hbar v) \tag{6.17}$$

k_0 désignant la norme du vecteur d'onde atomique en l'absence de champ électrique et v représentant la vitesse de l'atome. Si le champ électrique n'est appliqué que sur un seul des deux chemins atomiques dans l'interféromètre, cette modification du vecteur d'onde entraîne un déphasage des franges atomiques :

$$\phi = -\frac{1}{\hbar v}\int U(\ell)d\ell \tag{6.18}$$

où l'intégration de la perturbation est effectuée le long de la trajectoire classique de l'atome, d'abscisse curviligne ℓ. En utilisant la relation (6.4), il vient :

$$\phi = \frac{2\pi\varepsilon_0\alpha}{\hbar v}\int E^2(\ell)d\ell \tag{6.19}$$

Une mesure très précise de polarisabilité électrique peut ainsi être déduite de la mesure également très précise de trois quantités : le déphasage ϕ de l'interférogramme, l'intégrale du carré du champ électrique appliqué et la mesure de la vitesse v de l'atome.

6.2.2 Polarisabilité de l'atome de sodium par interférométrie atomique

Le dispositif expérimental utilisé dans l'équipe de D. Pritchard est représenté sur la figure (6.3) tirée de la thèse de C.R. Ekström [235] ou de l'article associé [77].

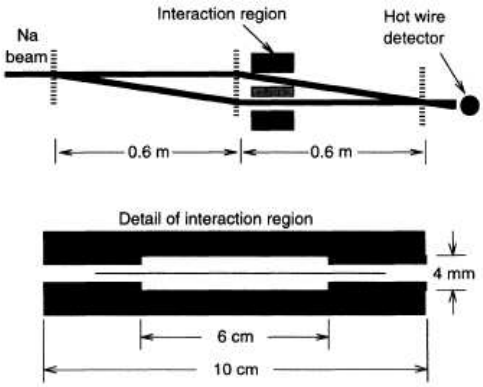


FIG. 1. Schematic of our interferometer and interaction region. Vertical dashed lines are 200-nm-period diffraction gratings. The detail of the interaction region shows the 10-μm copper foil suspended between the side plates. The guard electrodes are indicated in black at both ends.

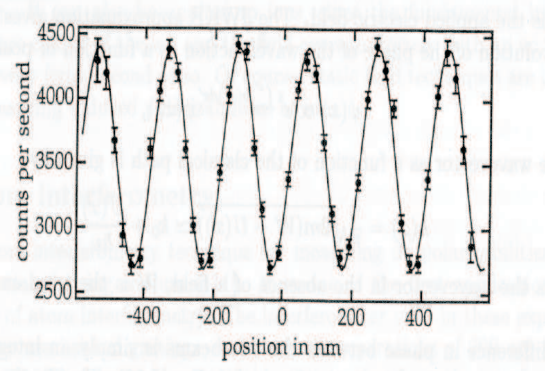


FIG. 6.3 – *Dispositif expérimental utilisé dans l'équipe de D. Pritchard pour la mesure de polarisabilité du sodium [77]. En haut de la figure, on peut voir une représentation schématique de l'interféromètre, en bas la géométrie du condensateur, et à droite les signaux d'interférence.*

Le condensateur électrostatique La partie centrale du dispositif est un condensateur représenté au bas de la figure en vue de dessus. Une électrode très fine (feuille de cuivre de 10 micromètres d'épaisseur) est insérée entre les deux chemins atomiques qui sont ainsi séparés spatialement afin de n'appliquer le champ électrique que sur un seul des deux chemins atomiques. Cette électrode est appelée "septum" (mot d'origine latine, utilisé en anatomie et en biologie cellulaire pour désigner la membrane ou cloison qui sépare deux entités). Le champ électrique est appliqué sur une distance définie par la présence d'électrodes de garde collées sur l'électrode de potentiel : la présence de ces électrodes de garde évite que le champ de fuite sorte du condensateur aux deux bouts et cette précaution minimise l'incertitude sur la connaissance du champ électrique appliqué. Des entretoises ou "spacers" sont fixées entre la feuille de cuivre et l'électrode externe à laquelle un potentiel électrique $V = V_0$ est appliqué, le septum et les électrodes de garde étant maintenus au potentiel $V = 0$. L'intégrale du carré du champ électrique appliqué est calculée en introduisant la longueur effective L_{eff} du condensateur qui prend en compte les effets de bords, définie par :

$$\int E^2(\ell) d\ell = \left(\frac{V_0}{h}\right)^2 L_{eff} \tag{6.20}$$

où h désigne l'épaisseur du condensateur. D'après C.R. Ekstrom, la longueur effective du condensateur est connue avec une précision de 0,08 % et l'incertitude sur la géométrie du condensateur conduit à une incertitude de 0,25 % sur la polarisabilité de l'atome.

Mesures de déphasage de l'interférogramme Lors de la mesure, la visibilité des franges atomiques est voisine de 35 % (figure (6.3), partie droite) et une incertitude sur la mesure de phase de 10 milliradians a été obtenue au bout d'une minute d'acquisition, ce qui correspond à un bruit de phase de 77 mrad/$\sqrt{Hz}$. La figure (6.4) montre les déphasages induits par effet Lo Surdo - Stark en fonction de la tension appliquée sur le condensateur. L'ajustement de ces points expérimentaux conduit à une erreur statistique de 0,15 % sur la polarisabilité de l'atome de sodium.

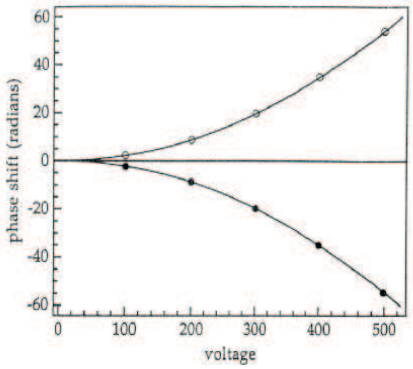


Figure 5.18: A plot of the phase shift versus voltage on the deflection plates. The quadratic dependence of $\Delta\phi$ versus V is quite clear. The open circles correspond to having the electric field in the upper half of the interaction region. The solid circles correspond to a field applied in the lower half. (Reprinted with permission from Ref. [411].)

FIG. 6.4 – *Mesure du déphasage induit par effet Lo Surdo - Stark réalisée par l'équipe de D. Pritchard: les déphasages induits sont mesurés pour cinq valeurs positives et cinq valeurs négatives de la tension V_0 appliquée sur le condensateur [77].*

Conclusions sur la mesure de polarisabilité du sodium La vitesse des atomes est déduite d'un profil de diffraction et l'erreur sur la mesure est estimée à 0,12 % et conduit à des erreurs statistiques de 0,25 %. La polarisabilité du sodium, déduite de l'équation (6.19), vaut par conséquent :

$$\alpha_{Na} = 24{,}08(5)_{stat}(7)_{syst} \times 10^{-30}\mathrm{m}^3 \tag{6.21}$$

Cette mesure date de 1995 et depuis aucune autre mesure n'a été effectuée malgré des développements nombreux et variés qui figurent dans la thèse de T. Roberts [109] effectuée aussi au M.I.T. sous la direction de D. Pritchard. Ces travaux portent notamment sur la mise au point de techniques permettant d'éliminer les effets de dispersion de vitesse sur la mesure du déphasage [186]. Nous avons remarqué un point important souligné par T. Roberts dans sa thèse (page 122): il note que la contribution des dimères Na_2 présents dans le jet atomique n'a pas été prise en compte dans la mesure de polarisabilité effectuée en 1995. Comme l'interféromètre utilisé par cette équipe utilise des réseaux matériels, les dimères sont également diffractés et participent par conséquent au signal d'interférence, dans la mesure où ils ne sont pas arrêtés par le septum. D'après T. Roberts, le scénario le plus probable est le suivant : *10 % of the 40 μm wide (FWHM) molecule beam got past both sides of the septum to interfere at the detector. This would result in a 2 % intensity of molecules in the fringe, causing an error of order 2 % in the phase and hence the polarizability.* Cette remarque met donc en doute que la précision affichée en 1995 ait été réellement atteinte. Nous ne pouvons bien sûr pas commenter cette critique mais nous pouvons remarquer qu'un tel effet n'existe pas dans notre interféromètre où toute autre espèce chimique que l'isotope ^7Li a une probabilité extrêmement faible d'être diffractée et donc de contribuer au signal d'interférence.

6.3 Le condensateur électrostatique

Dans cette partie, nous décrivons le condensateur construit à Toulouse. De conception proche de celui de D. Pritchard, il en diffère par divers points et nous montrerons que ces améliorations sont importantes pour obtenir une très bonne connaissance du champ électrique appliqué.

6.3.1 Conception du condensateur

La conception du condensateur doit permettre de connaître très précisément le champ électrique le long de l'un des deux chemins atomiques. La figure (6.5) schématise notre condensateur et définit nos notations. Au premier ordre de diffraction atomique, les deux bras de l'interféromètre sont deux faisceaux quasi - parallèles, de largeur à mi - hauteur voisine de 30 micromètres et dont les axes sont séparés de 100 micromètres à hauteur de la seconde onde laser stationnaire. La séparation des deux chemins atomiques est réalisée à l'aide du septum qui sera formé d'une feuille Mylar métallisé sur les deux faces et de quelques micromètres d'épaisseur. Le septum forme la première électrode du condensateur et la deuxième électrode est située en regard de la première à une distance h de celle - ci, définie par des entretoises. Notre cellule de mesure est construite de manière symétrique, avec deux condensateurs de ce type, de manière à pouvoir appliquer la perturbation électrique sur l'un ou l'autre des deux chemins atomiques.

Le rôle des électrodes de garde a été souligné par D. Pritchard et ses collaborateurs : elles ont pour fonction de limiter les effets de bords et les mesures les plus précises de la polarisabilité du sodium ont été obtenues sur un condensateur muni d'électrodes de garde. Il semble que l'idéal serait de disposer d'électrodes de garde sur chacune des électrodes du condensateur mais il est assez difficile de dessiner et de bien positionner des électrodes de garde sur le septum.

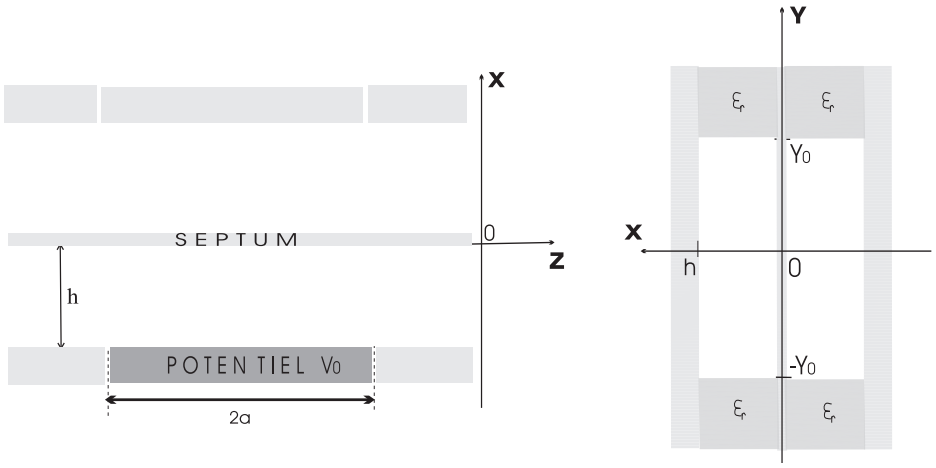


FIG. 6.5 – *Schéma de la cellule de mesure de polarisabilité construite à Toulouse. Les deux chemins atomiques sont séparés par le septum, et chacun des deux condensateurs (un sur chaque bras de l'interféromètre) est muni d'électrodes de garde situées dans le plan de l'électrode externe. Le potentiel V_0 est appliqué entre les deux électrodes de garde qui sont distantes de $2a$. La vue de droite montre le condensateur vu par un observateur situé sur l'axe z et cette vue permet de voir les entretoises isolantes.*

Les électrodes de garde sont portées au même potentiel $V = 0$ que le septum et ces deux électrodes sont situées à l'entrée et à la sortie du condensateur, de part et d'autre de l'électrode portée au potentiel V_0. La distance entre les électrodes de garde est notée $2a$. A la différence de l'expérience de D. Pritchard [77], mais nous avons choisi de placer ces électrodes dans le même plan que l'électrode principale portée au potentiel V_0. Nous allons voir que ce choix permet de calculer le champ électrique de manière analytique.

6.3.2 Calcul du champ électrique créé par le condensateur

Notre conception du condensateur permet de calculer analytiquement le champ électrique créé. Nous commençons par montrer que le problème se réduit à un problème à deux dimensions avant de calculer le potentiel puis le champ électrostatique créé.

1. Passage d'un problème tridimensionnel à un problème à deux dimensions

Du point de vue électrostatique, les entretoises de notre condensateur forment un milieu diélectrique de permittivité relative $\varepsilon_r > 1$. Lorsqu'un milieu diélectrique de permittivité relative $\varepsilon_r > 1$ est introduit dans un condensateur plan, les lignes de champ électrique sont distordues et concentrées vers le milieu diélectrique (expérience réalisée pour la première fois par M. Faraday). On peut craindre qu'un tel effet vienne perturber la géométrie des lignes de champ électrique dans notre condensateur mais cet effet n'existe pas lorsque le milieu diélectrique remplit complètement l'espace existant entre les deux électrodes.

D'après la figure (6.5), les entretoises remplissent complètement la zone de l'espace pour laquelle $|y| > y_0$, le reste du condensateur qui correpond à $|y| < y_0$ étant placé dans le vide ($\varepsilon_r = 1$). Désignons par V (respectivement V_1) le potentiel électrique obtenu pour $|y| < y_0$ (respectivement $|y| > y_0$). A l'interface entre les deux milieux diélectriques, la composante tangentielle du vecteur champ électrique $\mathbf{E}$ et la composante normale du vecteur $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E}$ sont conservées.

Dans les plans $|y| = y_0$, ces équations de continuité s'écrivent:

$$V = V_1 \quad \text{et} \quad \left(\frac{\partial V}{\partial y}\right) = \varepsilon_r \left(\frac{\partial V_1}{\partial y}\right) \tag{6.22}$$

Le potentiel électrostatique est solution de l'équation de Laplace et cette solution, si elle existe, est unique car les conditions aux limites sont précisées. Nous allons voir au prochain paragraphe qu'une solution de la forme $V(x,z)$ existe dans le condensateur. Ainsi, si l'on impose $V(x,z) = V_1$, cette solution satisfera aux deux équations de continuité aux extrémités du diélectrique dans les plans $|y| = y_0$, de sorte que la détermination du potentiel électrique peut s'effectuer dans le plan (x,z) de l'interféromètre.

2. Potentiel électrique $V(x,z)$ dans le condensateur

Le potentiel électrostatique $V(x,z)$ créé dans le condensateur est solution de l'équation de Laplace $\Delta V(x,z) = 0$ et les conditions aux limites, imposées par la géométrie du condensateur, s'écrivent, en supposant les électrodes de garde de longueur infinie :

$$\begin{aligned} \text{sur le septum } V(x=0,z) &= 0 && \text{(6.23-a)} \\ \text{sur l'électrode } V(x=h,z) &= V_0 \text{ pour } |z| < a && \text{(6.23-b)} \\ &= 0 \text{ pour } |z| > a && \text{(6.23-c)} \end{aligned}$$

Afin d'effectuer le calcul analytique le plus simple, nous supposons que la transition entre électrode de potentiel et électrode de garde s'effectue de manière discontinue et la validité de cette approximation sera discutée au paragraphe (6.3.4). Pour déterminer l'expression de $V(x,z)$, nous commençons par calculer la transformée de Fourier $\widetilde{V}(k)$ de la fonction $V(x=h,z)$ définie par :

$$\widetilde{V}(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} V(x=h,z) \exp(-ikz) dz \tag{6.24}$$

$$\text{ce qui donne } \widetilde{V}(k) = \frac{2V_0}{\sqrt{2\pi}} \times \frac{\sin(ka)}{k} \tag{6.25}$$

On va rechercher la solution de l'équation de Laplace sous la forme de somme de produits de fonctions à variable séparée $f(x)g(z)$ des variables x et z. Quand k varie de $-\infty$ à $+\infty$, les fonctions $g(z) = \exp(ikz)$ forment une base de fonctions de z et les fonctions $f(x)$ associées à cette fonction $g(z)$ sont les deux fonctions $f(x) = \exp(\pm kx)$. Il suffit d'introduire les conditions aux limites (6.23-a) et (6.23-b) et la connaissance de $\widetilde{V}(k)$ pour obtenir l'expression du potentiel $V(x,z)$ en n'importe quel point de l'espace :

$$V(x,z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \widetilde{V}(k) \frac{\sinh(kx)}{\sinh(kh)} \exp(ikz) dk \tag{6.26}$$

La figure (6.6) montre les équipotentielles obtenues en calculant numériquement le potentiel électrostatique à l'aide d'un programme d'intégration écrit sous Mathematica 3.0. Nous allons voir que les atomes passent très près du septum et dans cette zone, le champ devant le septum, avec $x \ll h$, n'est quasiment pas sensible aux effets de bords dûs à la discontinuité introduite pour le potentiel dans le plan x = h.

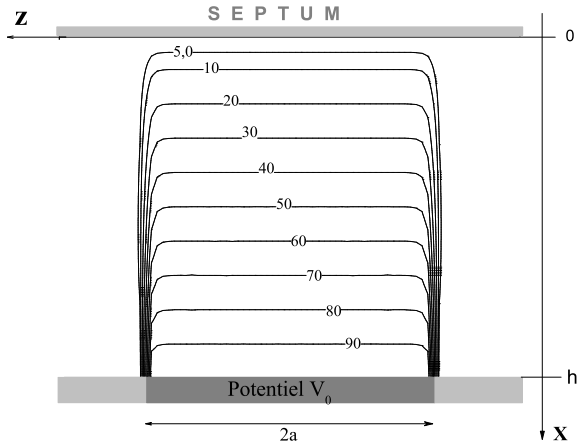


FIG. 6.6 – *Courbes équipotentielles dans le condensateur. Le potentiel est nul partout sauf dans l'interface entre l'électrode de potentiel V_0 et la feuille qui sépare les deux chemins atomiques. Dans cette zone, son intensité est exprimée en pourcentage de l'intensité du potentiel V_0.*

3. Champ électrique $E(x,z)$ dans le condensateur

Nous souhaitons déterminer l'intégrale du carré du champ le long de la trajectoire classique de l'atome. Cette intégrale vaut :

$$\int E^2(\ell)d\ell = \int (E_x^2 + E_z^2)d\ell \tag{6.27}$$

Les composantes E_x et E_z du champ électrique en n'importe quel point de l'espace sont obtenues par dérivation du potentiel $V(x,z)$ donné par l'équation (6.26). Dans notre expérience, le condensateur est placé juste avant la seconde onde laser stationnaire, à un endroit où les deux chemins atomiques sont séparés d'une distance légèrement inférieure à 100 micromètres quand on utilise le premier ordre de diffraction, et le septum est intercalé entre ces deux chemins atomiques. En première approximation, nous pouvons donc considérer que l'onde atomique interagit avec le champ électrique quasiment sur la surface du septum, à une distance de l'ordre de quelques dizaines de micromètres très petite devant la distance $h \approx 2$ millimètres. Dans un premier temps, nous allons donc calculer l'intégrale (6.27) sur la surface du septum.

Le champ électrique est normal à cette surface, c'est à dire parallèle à l'axe **x**. L'intégrale (6.27) Le et le champ électrique $E_x(x=0,z)$ à la surface du septum s'écrivent respectivement :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E^2(\ell)d\ell = \int_{-\infty}^{+\infty} E_x^2(x=0,z)dz \tag{6.28}$$

$$E_x(x=0,z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \widetilde{V}(k)\widetilde{g}(k)\exp(ikz)dk \tag{6.29}$$

où l'on a posé $\widetilde{g}(k) = k/\sinh(kh)$. Ce champ apparaît sous la forme de la transformée de Fourier inverse du produit de deux fonctions $\widetilde{V}(k)$ et $\widetilde{g}(k)$. Ainsi, le champ électrique sur le septum est la convolution des transformées de Fourier inverses des fonctions $\widetilde{V}(k)$ et $\widetilde{g}(k)$, c'est à dire la convolution de la fonction $V(x=0,z)$ par la fonction $g(z)$ définie par :

$$g(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k}{\sinh(kh)} \exp(ikz)dk \tag{6.30}$$

En utilisant le livre Tables of integrals, series and products de I.S. Gradshteyn and I.M. Ryzhik [236], (équation 6, paragraphe 4.111, page 511), nous obtenons l'expression de la fonction $g(z)$:

$$g(z) = \frac{(\pi/2)^{3/2}}{h^2 \cosh^2\left(\frac{\pi z}{2h}\right)} \tag{6.31}$$

On peut exprimer le champ partout sur le septum et on déduit de ce résultat que le champ électrique sur la surface du septum décroît asymptotiquement comme $\exp(-\pi|z|/h)$ lorsque $|z| > a$. Comme ce résultat est important pour connaître la longueur effective du condensateur, nous avons effectué une simulation numérique sous Mathematica 3.0 du champ et nous avons comparé sur la figure (6.7) le résultat de la simulation et le résultat analytique pour le champ électrique $E_x(x = 0,z)$ lorsque h = 2,0 mm, $2a$ = 50,0 mm.

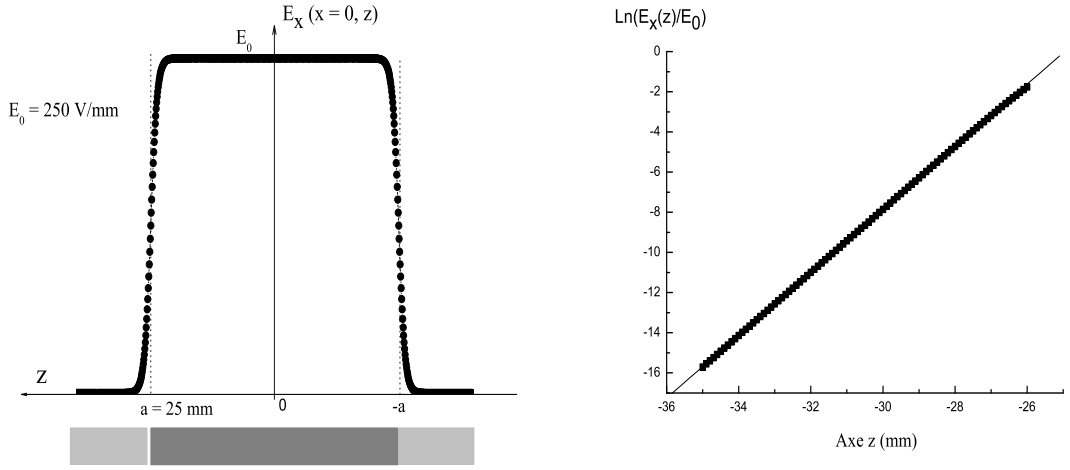


FIG. 6.7 – *Simulation numérique du champ électrique $E_x(x = 0,z)$ à la surface du septum le long de l'axe* **z** *de propagation de l'onde atomique. La simulation est réalisée pour h = 2,0 mm et on vérifie la décroissance exponentielle du champ avec une pente égale à π/h pour $|z| > a$.*

4. Longueur effective du condensateur

La décroissance du champ électrique $E_x(x = 0,z)$ avec la position z pour $|z| > a$ réduit la longueur du condensateur à une valeur inférieure à la distance $2a$ qui sépare les électrodes de garde situées à l'entrée et à la sortie de la cellule. Pour caractériser cet effet, nous introduisons comme dans la référence [77], la longueur effective du condensateur L_{eff}, définie par :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E_x^2(x = 0,z)\, dz = \left(\frac{V_0}{h}\right)^2 L_{eff} \tag{6.32}$$

Cette longueur effective peut être évaluée en utilisant le théorème de Parseval - Plancherel qui exprime l'égalité de l'intégrale du carré du champ électrique lorsqu'on la calcule dans l'espace de Fourier et dans l'espace réel. La transformée de Fourier du champ $E_x(x = 0,z)$ vaut :

$$\widetilde{E}(k) = \widetilde{V}(k) \times k/\sinh(kh) \tag{6.33}$$

où la fonction $\widetilde{V}(k)$ est donnée par l'équation (6.25). L'intégrale du carré de $\widetilde{E}(k)$ s'obtient en utilisant la référence [236] (équation 4, paragraphe 3.986, page 506), de sorte que la longueur effective du condensateur est de la forme :

$$L_{eff} = 2a\left[\coth(\frac{\pi a}{h}) - \frac{h}{\pi a}\right] \simeq 2a[1 - \frac{h}{\pi a}] \tag{6.34}$$

Le résultat approximé est obtenu en négligeant de petites corrections de l'ordre de $\exp(-2\pi a/h)$. Ces corrections sont totalement négligeables dans notre expérience : avec $h \approx 2$ mm, $a \approx 25$ mm, l'argument de l'exponentielle est $-2\pi a/h \approx -78$.

Dépendance de L_{eff} avec la distance à la surface du septum En réalité, l'onde atomique n'interagit pas avec le champ électrique du condensateur sur la surface du septum, mais à une faible distance de celle - ci, de l'ordre de 50 μm dans notre expérience et nous devons calculer l'intégrale du carré du champ électrique le long de la trajectoire classique moyenne de l'atome. En toute rigueur, cette trajectoire n'est pas exactement parallèle à la surface du septum mais le calcul est plus facile à réaliser le long d'une trajectoire à x constant. Les équations de Maxwell div(**E**) = 0 et **rot**(**E**) = **0** permettent de calculer les premiers termes correctifs lorsque la distance au septum n'est pas nulle :

$$E_x(x,z) \simeq E_x(x=0,z) - \frac{x^2}{2} \times \left(\frac{\partial^2 E}{\partial z^2}\right)_{x=0} \tag{6.35-a}$$

$$E_z(x,z) \simeq x\left(\frac{\partial E}{\partial z}\right)_{x=0} \tag{6.35-b}$$

L'intégrale du carré du champ électrique est obtenue après une intégration par parties du carré de l'équation (6.35-a) :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left(E_x^2(x,z) + E_z(x,z)^2\right)\, dz = \int_{-\infty}^{+\infty} E_x^2(x=0,z)\, dz \;+\; 2x^2 \left(\int_{-\infty}^{+\infty} (\frac{\partial E}{\partial z})_{x=0}^2\, dz\right) \tag{6.36}$$

où seuls les termes correctifs en x^2 sont correctement calculés. Nous voyons que l'intégrale du carré du champ électrique varie de manière lente, comme x^2 losque x est petit ($x \ll h$) et ce résultat est important car nous ne connaissons pas précisément la distance des atomes au septum. Nous pouvons calculer le premier terme correctif analytiquement par transformation de Fourier en utilisant le théorème de Parseval - Plancherel. Posons $h(x) = (\partial E/\partial z)_{x=0}$. La transformée de Fourier de la fonction h s'écrit : $\widetilde{h}(k) = -ik\widetilde{E}(k)$ et le premier terme correctif est de la forme :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (\frac{\partial E}{\partial z})_{x=0}^2\, dz = \int_{-\infty}^{+\infty} k^2 \widetilde{E}^2(k) dk \tag{6.37}$$

En explicitant l'expression de $\widetilde{E}(k)$ grâce aux équations (6.25) et (6.33), nous obtenons l'expression du premier terme correctif, en utilisant la référence [236] (page 353) :

$$x^2 \left(\int_{-\infty}^{+\infty} (\frac{\partial E}{\partial z})_{x=0}^2\, dz\right) = \left(\frac{V_0}{h}\right)^2 \times \frac{2\pi x^2}{h}\left[\frac{1}{3} - \frac{\pi a/h \coth(\pi a/h) - 1}{2\sinh^2(\pi a/h)}\right] \tag{6.38}$$

En négligeant les termes qui sont toujours de l'ordre de $\exp(-2\pi a/h)$, nous obtenons l'expression finale de la longueur effective du condensateur :

$$L_{eff} = 2a - \frac{2h}{\pi} + \frac{2\pi x^2}{3h} \tag{6.39}$$

Le terme correctif en x^2 est une fraction du terme principal $2a$ égale à $\pi x^2/(6ah)$. Dans notre condensateur, avec $h \approx 2$ mm et $2a \approx 50$ mm, nous calculons une correction égale à $2{,}6 \times 10^{-5} L_{eff}$ pour $x = 50$ μm. Au niveau de précision actuel, cette correction est complètement négligeable mais cette correction pourrait jouer un rôle lors de développements ultérieurs de l'expérience si les quantités a et h étaient connues avec une excellente précision. Dans cette thèse, nous utiliserons l'expression (6.34) de la longueur effective du condensateur.

6.3.3 Construction du condensateur

Nous nous plaçons maintenant du point de vue expérimental en décrivant la construction du condensateur étudié.

1. Electrode de potentiel et électrodes de garde

Le condensateur est formé de deux plaques de verre de longueur 80 mm, d'épaisseur 10 mm et de hauteur 35 mm, recouvertes d'une couche d'aluminium de l'ordre de 1 micromètre d'épaisseur qui sert d'électrode conductrice. Le dépôt d'aluminium est réalisé par évaporation sous vide à une pression de l'ordre de quelques 10^{-5} millibar par la firme Legrand, spécialisée dans la métallisation sous vide de miroirs de télescopes [1]. Une petite couche de fluorine est déposée en surface de l'aluminium pour éviter l'oxydation de l'aluminium. Le choix d'une plaque de verre permet d'obtenir un bon état de surface pour l'électrode et pour cette première mesure, la planéité des plaques de verre ordinaire (du "float glass") est de quelques longueurs d'onde, ce qui nous a semblé suffisant pour une première expérience.

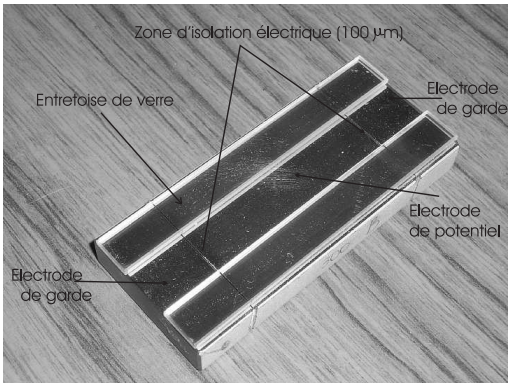


FIG. 6.8 – *Photographie de l'électrode de potentiel et des deux électrodes de garde situées à l'entrée et à la sortie du condensateur. L'isolation électrique est assurée par deux zones de* 100 *µm de large obtenues par évaporation laser.*

1. Société Legrand, Site Web : http://www.legrand-optique.com/htfr/0001.htm

Pour séparer les électrodes de garde de l'électrode de potentiel, le dépôt d'aluminium a été enlevé sur une zone de 100 ou 300 μm de large par évaporation laser par la firme Laser Cheval[2]. Le claquage à la surface d'un diélectrique se produit pour un champ voisin de 5 MV/m [237] et la largeur de 100 μm avait été choisie pour garantir l'isolation électrique sous vide en présence d'une différence de potentiel allant jusqu'à 500 V. Nous avons vérifié expérimentalement que l'isolation est alors suffisante pour atteindre des tensions allant jusqu'à 450 V et nous avons donc utilisé des plaques avec des zones isolantes de 100 μm de large. Cette zone non conductrice est visible sur la figure (6.8) qui photographie l'électrode de potentiel entourée des deux électrodes de garde.

2. Entretoises de verre

L'étape suivante consiste à mettre en place les entretoises de verre. Il s'agit de plaques de verre ordinaire. Nous avons mesuré leur épaisseur en utilisant un palmer de marque Mitutoyo de précision 1 μm. Nous avons obtenu une épaisseur de 2,014 mm, constante sur la surface utile à 2 microns près. Pour cette première cellule de mesure, cette précision est apparue suffisante car les défauts géométriques majeurs sont dûs à la façon dont nous assemblons les différentes parties du condensateur par collage, et par l'imperfection dans la tension du Mylar. Nous assemblons d'abord les entretoises sur les électrodes de verre en les collant. Nous avons utilisé soit une colle epoxy, soit un scotch double face. La colle époxy a été choisie pour sa faible viscosité : il s'agit d'une colle Epotek 301 commercialisée par Physik Instrument et nous obtenons un film de colle d'épaisseur égale à 16 μm avec des fluctuations de seulement 2 μm. Avec le scotch double - face, l'épaisseur est plus grande (21 μm) mais les fluctuations d'épaisseur sont comparables. Les fluctuations de l'assemblage $\{$électrodes + entretoises$\}$ sont de seulement 2 à 3 μm.

3. Le septum

Une étape importante est la mise en place du septum qui sépare les deux chemins atomiques. Notre septum est une feuille de Mylar recouverte d'aluminium sur ses deux faces, commercialisée par la firme Goodfellow. L'épaisseur de cette feuille doit être suffisamment faible pour ne pas gêner le passage des atomes et nous travaillons avec des feuilles de seulement six micromètres d'épaisseur. Il est très important de tendre cette feuille correctement car toute irrégularité à la surface du septum entraînerait une irrégularité du champ électrique. D'autre part, notre jet atomique n'étant qu'approximativement monocinétique, les atomes les plus rapides, qui correspondent aux angles de diffraction les plus faibles, peuvent être bloqués par un septum approximativement tendu.

Nous avons essayé de tendre plusieurs matériaux comme une feuille de cuivre béryllium. Notre choix s'est finalement porté sur le Mylar que nous avons réussi à tendre plus efficacement. Le Mylar est un polyester (polyéthylène téréphtalate (P.E.T.)) fabriqué par la société DuPont de Nemours. Il s'agit d'une variété de film P.E.T. biaxe qui possède une bonne résistance à la traction (R = 200 MPa). Le module d'Young de ce polymère étant de 2 à 4 GPa, nous pouvons tendre la feuille de Mylar de quelques %, tout en restant dans la zone élastique.

Tendre la feuille de Mylar Le Mylar est un matériau utilisé pour des usages très variés. Nous nous sommes inspirés d'un site internet [238] traitant de la construction d'un haut parleur électrostatique pour tendre notre feuille de Mylar. Dans un premier temps, la feuille de Mylar est collée sur un anneau circulaire en Dural soigneusement usiné et avec un bon état de surface.

2. Société Laser Cheval, Site Web : http://www.cheval-freres.fr

Le Mylar est ensuite recouvert d'une couche mince d'eau savonneuse et chauffé doucement à l'aide d'un pistolet à air chaud. Le Mylar ne fond certainement pas pour des températures inférieures à 80 °C, mais l'action de la chaleur supprime les rides sur la feuille de Mylar, sans que le rôle de l'eau savonneuse soit clairement établi : il est possible que son rôle soit simplement d'empêcher l'élévation trop forte de température (et alors le savon sert uniquement à bien mouiller la feuille de Mylar qui est assez hydrophobe) mais le savon a peut-être une action chimique. Une fois nettoyée à l'eau puis séchée, la feuille de Mylar a l'aspect représenté sur la figure (6.9).

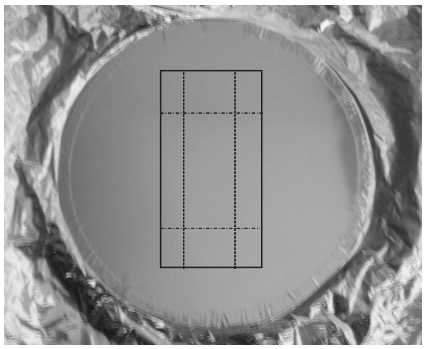


FIG. 6.9 – *Photographie de la feuille de Mylar une fois tendue : la planéité est vraiment bonne et la feuille ainsi tendue forme un bon miroir. On a représenté schématiquement la taille de la cellule au moment du collage sur le Mylar.*

Mesure de la tension de la feuille de Mylar La tension de la feuille de Mylar peut être évaluée en mesurant les fréquences de résonance du tambour formé en tendant la feuille de Mylar. Nous avons fait cette expérience à l'automne 2003, en utilisant du Mylar de 25 μm d'épaisseur. Nous avons excité les vibrations transversales de la membrane en utilisant un haut - parleur et l'équation du mouvement selon la direction normale z d'un élément de surface repéré par ses coordonnées polaires (r,θ) est une équation d'onde de la forme :

$$\Delta z \; - \; \frac{1}{v_s^2}\frac{d^2z}{dt^2} = 0 \tag{6.40}$$

où $v_s = (T/\rho_s)^{1/2}$ désigne la célérité de l'onde dans la membrane de masse surfacique ρ_s et de tension T. Les solutions périodiques indépendantes de l'angle polaire θ sont de la forme $z(r,t) = f(r)\sin(\omega t)$ et on trouve une famille de solution avec $f(r) = \mathcal{J}_0(kr)$, où $\mathcal{J}_0$ est la fonction de Bessel et $k = \omega/v_s$ le vecteur d'onde de l'onde stationnaire. Les fréquences de résonance correspondent ainsi aux zéros de la fontion $\mathcal{J}_0(kR)$, R représentant le rayon du tambour. Nous avons excité ces résonances avec un haut parleur et observé la résonance par la mise en mouvement de petites particules (grains de couscous) déposées sur la surface du Mylar. L'observation du mouvement des particules renseigne sur les noeuds et les ventres du mode et permet de sélectionner parmi les fréquences de résonance observées celles qui correspondent aux modes indépendants de l'angle polaire θ. Nous pensons avoir identifié la plus basse de ces résonances de fréquence propre $f_0 =$ 760 Hz. En utilisant la masse volumique du Mylar $\rho = 1{,}3 - 1{,}4$ g/cm^3, nous pouvons calculer sa masse surfacique $\rho_s = 34 \times 10^{-3}$ kg/m^2 et pour un tambour de rayon R = 5 cm, nous calculons une tension T de la membrane de 50 N/m.

Cette estimation de la tension T permet de prévoir le comportement de la feuille de Mylar sous l'action de la pression électrostatique créée par le potentiel V_0 appliqué. Cette pression reste toujours très faible : même pour $V_0 = 440$ V et $h = 2{,}0$ mm, nous calculons une pression $P = 0{,}20$ Pa. Cette pression est appliquée sur la hauteur utile $2Y_0 = 15$ mm de la feuille de Mylar et correspond à un déplacement du septum d'une quantité $\Delta h = P \times 4y_0^2/T$. Même pour une différence de potentiel de 440 V, le déplacement du septum par pression électrostatique n'excède pas 1 μm.

Assemblage de la feuille de Mylar Une fois tendu, la feuille de Mylar est collée sur l'ensemble {électrodes + entretoises} puis découpée à l'aide d'un scalpel. Nous utilisons la même colle Epoxy 301 car le scotch double - face n'adhère pas bien sur la surface du Mylar. Le découpage de la feuille de Mylar est probablement la partie la plus délicate de la construction de la cellule. Notre meilleur découpage a été obtenu avec une lame de scalpel neuve, et pour un mouvement du scalpel suffisament vif pour ne pas faire apparaître de rides à la surface de la feuille de Mylar.

4. Assemblage final de la cellule

Dans une dernière étape, nous collons le second assemblage {électrodes + entretoises} sur l'autre côté de la feuille de Mylar de manière à obtenir deux condensateurs, un pour chaque bras de l'interféromètre. Enfin, des fils de conduction sont connectés aux différentes électrodes en utilisant de la laque d'argent. Le sommet du condensateur est un endroit privilégié pour effectuer ces connexions car le revêtement en aluminium des électrodes s'étend jusqu'au sommet de la cellule, au - delà des entretoises de verre. Pour l'électrode centrale en Mylar, la connexion est réalisée en utilisant un dépassement de la feuille de Mylar ménagé lors de la phase de découpage. Les fils de connexion, situés au dessus du plan de l'interféromètre, ne perturberont ni le passage des atomes ni le champ à l'intérieur du condensateur. La figure (6.10) montre le résultat final obtenu sous la forme d'un schéma en trois dimensions et d'une photographie du condensateur construit à Toulouse.

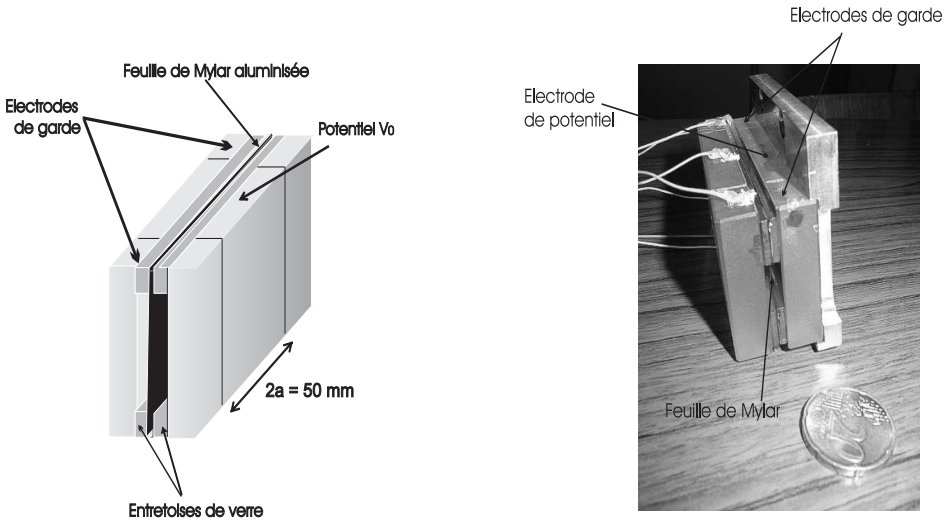


FIG. 6.10 – *Schéma en 3D et photographie de la cellule de mesure de la polarisabilité de l'atome de lithium. La cellule est formée de deux condensateurs symétriques, séparés par une feuille de Mylar tendue de 6 µm d'épaisseur, et des électrodes de garde, situées dans le plan de l'électrode de potentiel, permettent de limiter les effets de bords.*

6.3.4 Défauts résiduels du condensateur

Nous allons discuter dans ce paragraphe des différents points qui font que le condensateur réel diffère de notre modélisation.

1. Caractère bidimensionnel du potentiel électrostatique

Nous avons montré au paragraphe (6.3.2) que le potentiel électrostatique se réduisait à une fonction des seules variables x et z lorsque le milieu diélectrique occupe toute la place disponible entre les deux armatures du condensateur. Cette conclusion est vérifiée si l'espace inter - électrodes est un milieu homogène, et dans notre cas, cet espace est formé de deux milieux diélectriques : une lame de verre et deux couches de colle. Ces milieux diélectriques ont des permittivités relatives ε_r différentes et ces différences de permittivité perturbent le potentiel électrique qui acquiert ainsi un caractère tridimensionnel, qui s'étend sur une distance comparable à l'épaisseur de colle. Cette perturbation semble complètement négligeable car les épaisseurs de colle utilisées sont très faibles et les deux matériaux diélectriques n'ont pas des valeurs de ε_r très élevées.

2. Effets de bords

Notre calcul suppose que le potentiel électrique est parfaitement connu à chacune des extrémités du condensateur.

La condition aux limites (6.23-c) est bien vérifiée pour des électrodes de garde suffisament grandes devant la distance inter - électrodes. Ainsi, nos électrodes de garde ont une longueur de 15 mm qui représente plus de sept fois la distance inter électrodes.

Les conditions (6.23-b) et (6.23-c) traduisent la discontinuité du potentiel électrique lorsque $|z|$ = a. Dans le condensateur réel, une zone non conductrice de largeur 100 μm sépare l'électrode de potentiel des électrodes de garde et nous ignorons la valeur du potentiel à l'intérieur de cette zone qui peut se charger de manière incontrôlée. Trois hypothèses peuvent être formulées pour décrire l'allure du potentiel à l'intérieur de cette zone tampon.

Les deux situations extrêmes supposent que dans l'intervalle de 100 μm, le potentiel V est soit nul comme sur les électrodes de garde, soit égal à V_0 comme sur les électrodes de potentiel V_0. Dans ces deux cas limites, notre calcul s'applique parfaitement à la situation expérimentale, et nous pourrons calculer la longueur effective avec l'équation (6.34), à condition d'utiliser comme valeur de la longueur $2a$ de l'électrode de potentiel, soit la longueur obtenue en n'incluant pas les deux zones isolantes de 100 μm, lorsque $V = 0$, soit la longueur incluant ces deux zones de 100 μm, lorsque $V = V_0$. La troisième hypothèse, bien plus réaliste, consiste à supposer que le potentiel V effectue une transition progressive de $V = 0$ jusqu'à $V = V_0$ à travers chacune des zones isolantes. Ce comportement est celui qui se produirait pour une conductivité suffisante du diélectrique de la zone isolante. D'après l'équation (6.31), nous pouvons penser que la forme détaillée de la transition de potentiel n'a pas de conséquences, car ces détails sont lissés par le produit de convolution des fonctions $V(z)$ et $g(z)$. Dans ce cas, nous pouvons utiliser l'équation (6.34) pour calculer la longueur effective du condensateur, à condition d'ajouter à la longueur $2a$ de l'électrode de potentiel la longueur moyenne des deux intervalles de largeur 100 μm. Nous prendrons la largeur d'une zone isolante comme barre d'erreur sur la longueur effective du condensateur et nous obtenons ainsi une barre d'erreur de 0,2 % sur l'estimation de la longueur $2a$ de l'électrode de potentiel.

Il est difficile de comparer notre arrangement à celui développé par l'équipe de D. Pritchard [77, 235] mais il nous semble clair que la zone isolante séparant les électrodes de garde de l'électrode

portée au potentiel V_0 est toujours une zone dont le potentiel est mal connu. Réduire au maximum la largeur de cette zone est probablement la meilleure manière de réduire l'incertitude associée sur la longueur $2a$ du condenstaeur et notre solution, qui consiste à tracer un trait fin sur le plan de l'électrode, permet certainement d'utiliser des zones isolantes de largeur plus faible que la solution de fixer les électrodes de garde dont la tranche est isolante : sur le schéma de la figure (6.3), on voit que ces électrodes de garde ont une épaisseur de l'ordre de 1 mm, à comparer aux 100 μm que nous utilisons. Une construction plus élaborée pourrait utiliser des intervalles encore plus réduits (avec le risque de limiter les tensions V_0 utilisables), ou des potentiels présentant une série de marches d'escalier partant de $V = 0$ pour atteindre $V = V_0$, avec plusieurs zones isolantes très étroites.

3. Parallélisme des électrodes

L'épaisseur h du condensateur est la somme des épaisseurs des colles et de l'épaisseur de l'entretoise de verre. Nous avons mesuré l'épaisseur totale en fonction de la coordonnée z en utilisant une machine disponible sur Toulouse à l'Atelier Interuniversitaire de MicroElectronique (A.I.M.E.) possédant une précision de $\pm 1\mu$m. La mesure est effectuée dans une salle blanche. Les points de mesure sont pris le long de la ligne médiane des deux entretoises. La moyenne de ces deux mesures donne l'épaisseur du condensateur dans le plan $y = 0$ dans lequel l'atome est sensible au champ électrique. La figure(6.11) présente les résultats obtenus.

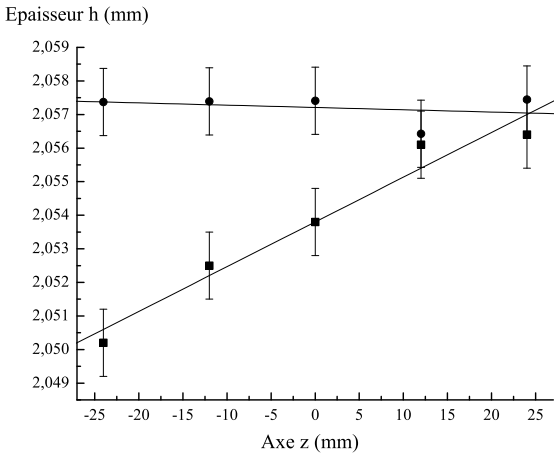


FIG. 6.11 – *Mesures de l'épaisseur totale h du condensateur, comprenant deux épaisseurs de colle et l'épaisseur des entretoises de verre. L'épaisseur h n'est pas parfaitement constante mais bien représentée par une fonction linéaire de la coordonnée z. Les mesures sont effectuées sur l'entretoise située au dessus du jet atomique (ronds) et celle située en dessous (carrés).*

L'épaisseur h n'est pas parfaitement constante mais décrite par une fonction linéaire de la coordonnée z de la forme:

$$h(z) = h_0 + h_1 \frac{z}{a} \tag{6.41}$$

où la déviation maximale h_1 est considérablement plus faible que la valeur moyenne de h notée h_0. Comme ces déviations sont très faibles, il semble raisonnable d'utiliser l'équation (6.34) pour exprimer la longueur effective du condensateur, à condition de remplacer les termes qui apparaissent sous la forme d'une puissance de h par leurs valeurs moyennes.

Le premier terme de cette équation, en h^{-2}, correspond à l'intégration le long de la longueur du condensateur de $z = -a$ à $z = +a$. Nous remplaçons ce terme par sa valeur moyenne le long de cette région. En se limitant aux premiers termes non nuls, nous obtenons :

$$\langle \frac{1}{h^2} \rangle = \frac{1}{h_0^2} \left[1 + \frac{h_1^2}{h_0^2} \right] \tag{6.42}$$

Le second terme de l'équation (6.34) est en h^{-1} et traduit les effets de bords. La quantité h^{-1} doit être remplacée par sa valeur moyenne aux deux bouts :

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{h(z=-a)} + \frac{1}{h(z=a)} \right) = \frac{1}{h_0} \left[1 + \frac{h_1^2}{h_0^2} \right] \tag{6.43}$$

Par hasard, ces deux corrections font intervenir le même facteur entre crochets. Compte tenu de la petitesse de h_1, ces corrections sont très faibles, mais il nous a semblé important de chiffrer leur importance réelle.

6.3.5 Résumé des dimensions du condensateur

Nous résumons dans ce paragraphe les dimensions du condensateur que nous allons utiliser au prochain paragraphe. La longueur de l'électrode de potentiel, en incluant un intervalle de 100 μm est $2a$ = 50,00 $\pm$ 0,10 mm. Cette mesure a été effectuée en utilisant la fraiseuse de l'atelier mécanique et la barre d'erreur correspond à la largeur d'une zone non conductrice. La distance inter - électrodes h_0 est la moyenne des deux épaisseurs mesurées sur chaque entretoise et vaut h_0 = 2,056 $\pm$ 0,003 mm soit une incertitude de 0,146 %.

6.3.6 Alignement du condensateur par rapport au jet atomique

Nous décrivons dans ce paragraphe la procédure d'alignement du condensateur par rapport au jet atomique de lithium. Comme pour l'alignement des miroirs permettant la construction des ondes stationnaires, la procédure se déroule en deux étapes : alignement sous air en utilisant un point - trait -plan mécanique, ajustement sous vide à l'aide de cales - piézoélectriques.

Support de cellule

Le condensateur est fixé sur une pièce en Dural et ce support est suspendu au flasque DN 250 situé au - dessus du second miroir à ondes stationnaires. En évitant de toucher l'interféromètre, on élimine les risques d'induire des vibrations de flexion du banc de l'interféromètre.

Nous avons choisi de placer le condensateur juste avant la seconde onde laser stationnaire pour être moins sensible à la divergence du jet atomique. A cet endroit, au premier ordre de diffraction atomique, les deux bras de l'interféromètre sont distants d'environ 90 μm et les largeurs à mi - hauteur des faisceaux atomiques sont voisines de 30 μm. La précision requise sur le positionnement du septum est d'environ 5 - 10 μm à chacun des deux bouts. Les précisions recherchées sur la position selon les axes **y** et **z** ne sont pas fortes, de l'ordre de $\pm$ 1 mm. En rotation, les précisions recherchées dépendent de la longueur du condensateur égale à 80 mm selon l'axe **z**. La rotation selon l'axe **x** est pratiquement sans importance (1 mm sur la longueur du septum correspond à une précision de 12 milliradians). Le septum doit être vertical, ce qui correspond à la rotation selon l'axe **z** : un écart inférieur à 5 μm sur une hauteur utile de 3 mm correspond à une précision faible,

de 1,7 mrad. Pour la rotation autour de l'axe **y**, pour rester en accord avec la précision de 5 μm visée en translation selon l'axe **x**, on peut tolérer un écart au parallélisme des faisceaux atomiques de 5 μm sur la longueur du condensateur soit un écart angulaire de 60 μrad.

Le montage est suspendu à une translation de type Microcontrôle orientée selon la direction **x**, de course 50 mm, activée par un passage de translation de marque Caburn. Sous cette translation est suspendue une colonne massive (pour éviter les problèmes de vibration) qui porte à sa partie inférieure le porte cellule, lui - même solidaire du condensateur. Nous pilotons la rotation de la cellule sous vide par rapport aux axes **y** et **z** du condensateur à l'aide de cales piézoélectriques de course 15 μm possédant un bras de levier de 35 mm. Nous disposons ainsi d'une course de 400 μrad et nous allons voir que l'alignement de la cellule sous air permet d'atteindre cette précision.

Procédure d'alignement de la cellule

Alignement sous air La précision visée pour ce réglage est identique à celle qui était nécessaire pour aligner les miroirs à ondes stationnaires sous air. C'est pourquoi nous allons suivre une procédure similaire à celle décrite au paragraphe (1.2.3). La cellule de mesure peut en effet jouer le rôle d'un miroir car la face arrière du bloc de verre portant l'électrode principale a été polie de manière à disposer d'une surface réfléchissante. La figure (6.12) est une photographie qui permet de mieux comprendre comment l'alignement est réalisé.

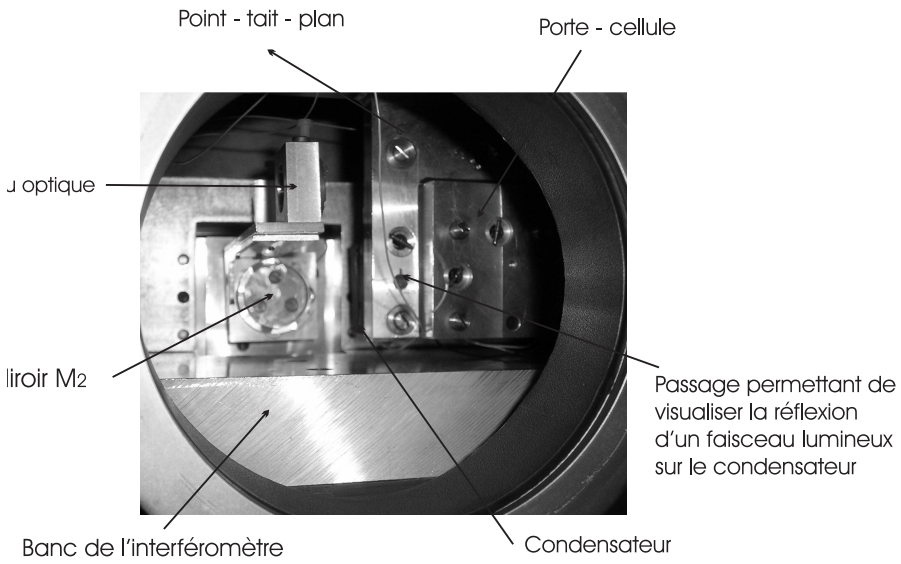


FIG. 6.12 – *Photographie de l'expérience prise depuis le hublot d'entrée de la seconde onde laser stationnaire en présence de la cellule de mesure de la polarisabilité.*

Nous commençons par récupérer l'axe du jet atomique à l'aide de deux miroirs auxiliaires, de la lunette autocollimatrice et du pentaprisme, dont l'arête a été rendue verticale à l'aide d'un point - trait - plan. L'étape suivante consiste à ajuster la rotation du condensateur autour de l'axe **z**. Comme au paragraphe (1.2.3), nous commençons par placer les cales piézoélectriques à mi - course, puis nous utilisons un miroir auxiliaire, un pentaprisme et un bain d'huile pour créer une référence horizontale, que nous reportons sur la cellule de mesure en ajustant sa rotation autour de l'axe **z** à l'aide d'un point - trait -plan visible sur la figure (6.12). La procédure se termine par

le réglage le plus critique qui concerne la rotation de la cellule autour de l'axe **y**. Le miroir (M_2) étant parallèle au jet atomique, nous reportons ce parallélisme sur la cellule de mesure. Ce réglage a nécessité pas mal d'efforts car la vis de réglage de la rotation autour de l'axe **y** est peu accessible.

Ajustement sous vide La diffraction de l'onde atomique par la première onde laser stationnaire sépare le jet atomique en deux faisceaux et nous ajustons la position de la cellule selon l'axe **x** pour disposer le septum entre ces deux chemins atomiques. La figure (6.13) présente sur le graphe de gauche deux profils de diffraction de l'onde atomique par le miroir (M_1) obtenus par balayage manuel (le balayage piézo-électrique ne fonctionnant plus) de la fente de détection pour deux positions du condensateur : les deux chemins atomiques sont soit de part et d'autre du septum (profil en noir), soit du même côté du septum (courbe grise). Lorsque le septum est inséré entre les deux chemins atomiques, la propagation de l'onde atomique n'est presque pas perturbée. L'intensité des faisceaux diffractés n'est pas significative car l'amplitude de probabilité n'a pas été ajustée pour obtenir une séparatrice à atomes.

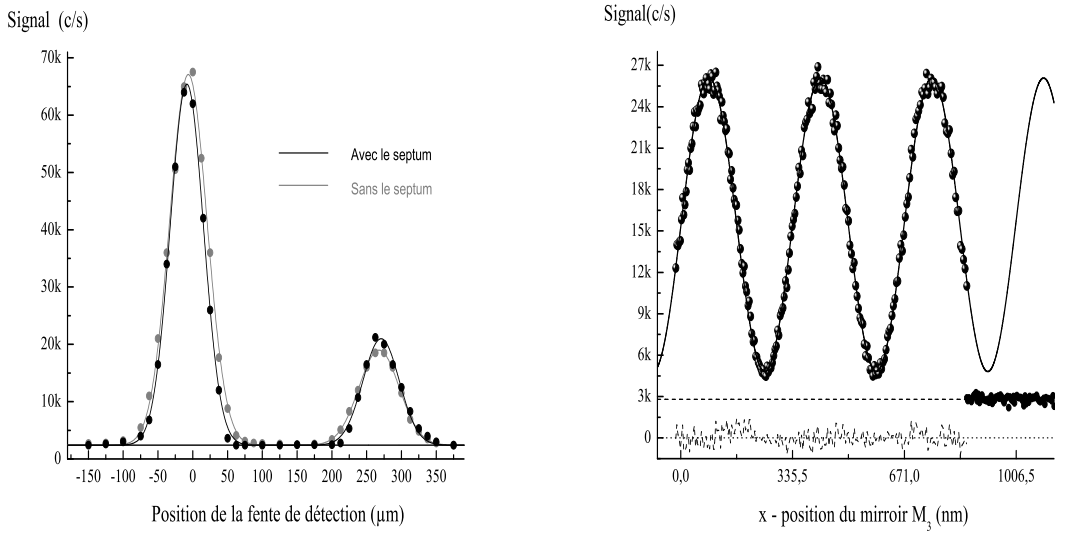


FIG. 6.13 – *A gauche : Profils de diffraction de l'onde atomique au premier ordre par la première onde laser stationnaire. La courbe noire (resp. grise) correspond au cas où les deux chemins sont situés de part et d'autre du septum (resp. du même côté du septum). A droite : Franges d'interférence atomique en présence du septum : la visibilité atteint 84* $\pm 1\%$.

Les cales piézoélectriques de rotation autour des axes **y** et **z** permettent d'optimiser la visibilité et le flux de sortie de l'interféromètre. Au premier ordre de diffraction, nous avons observé des franges atomiques de visibilité 84 ± 1 % et de flux moyen $I_0 = 12650\ c/s$ représentées sur la partie droite de la figure (6.13). Ces franges ont été obtenues lorsque le septum est inséré entre les deux chemins atomiques et sans compensation des gradients de champ magnétique résiduels présents dans l'interféromètre. Ce résultat suggère que notre appareil peut fonctionner avec des visibilités de l'ordre de 85 à 86 % en compensant les gradients de champ magnétique résiduels dans l'interféromètre (chapitre 5). Cette observation signifie surtout que que la cohérence des paquets d'ondes atomiques est aussi bonne en présence du septum entre les deux chemins qu'en son absence. Nous allons maintenant mettre à profit ce résultat encourageant pour effectuer une mesure de précision.

6.4 Mesure du déphasage induit par effet Lo Surdo - Stark

6.4.1 Point de sensibilité en phase maximal

Nous avons évidemment choisi de travailler au premier ordre de diffraction atomique et d'utiliser la sortie **1** de l'interféromètre : nous disposons ainsi de franges atomiques de très haute visibilité, un nombre minimal de faisceaux parasites et une séparation de 90 μm qui, comme on vient de le voir, est tout à fait suffisante pour insérer le septum entre les deux chemins atomiques.

Pour optimiser la sensibilité en phase de l'appareil, nous utilisons les résultats de l'étude menée au paragraphe (4.3). Nous ouvrons la fente de collimation à la largeur e_1 = 18 μm et la fente de détection à la largeur e_D = 50 μm. Enfin, la pression d'argon est ajustée à 167 millibars. Le flux moyen en sortie de l'appareil est ainsi beaucoup plus élevé (I_0 = 100 000 c/s) et les franges atomiques gardent une bonne visibilité : $\mathcal{V}$ = 62 %. Le facteur de mérite de l'appareil est alors de 38 400 s^{-1} et constitue la valeur la plus élevée que nous ayons obtenu.

6.4.2 Observation du déphasage induit par le champ électrique

L'observation du déphasage induit par le champ électrique peut s'effectuer en stoppant tout balayage des franges atomiques et en observant un saut de phase dû à l'application du champ électrique. Toutefois, cette procédure ne permet pas de visualiser les franges d'interférence lors de l'enregistrement. Ces franges atomiques sont une preuve du bon fonctionnement de l'appareil de mesure. Nous avons donc choisi de déterminer le déphasage induit par effet Lo Surdo - Stark par comparaison de deux enregistrements, l'un en l'absence de la perturbation électrique ($V_0 = 0$), l'autre en présence du champ électrique ($V_0 \neq 0$).

Le programme d'acquisition a été présenté à la fin du chapitre 1 sous la forme d'un organigramme. Nous appliquons une tension électrique sur un des deux chemins atomiques à l'aide d'une alimentation Bertan225 qui délivre une tension stabilisée à mieux que 10^{-4}. Nous mesurons cette tension à l'aide d'un voltmètre numérique HP 34401A dont nous avons fait vérifié la calibration et dont la précision relative est meilleure que 10^{-5}.

L'acquisition s'effectue par palier de tension de 20 Volts, de 0 à 440 Volts, et chaque palier est lui - même constitué de deux enregistrements : un avec $V_0 = 0$ Volt, l'autre pour V_0 non nul. Dans chaque cas, la position du miroir (M_3) est balayée par une cale piézoélectrique sur laquelle on applique une rampe linéaire en tension, de manière à observer les franges d'interférence. Ces franges comprennent 471 points de mesure, enregistrés avec un temps de comptage égal à 0,36 s. La figure (6.14) présente les interférences atomiques obtenues pour une tension appliquée de 260 Volts : le déphasage est très proche d'un multiple impair de π (il vaut sensiblement 3π) et, en présence du champ électrique, la visibilité des franges est de 42 %. La perte de visibilité observée quand on applique la perturbation électrique résulte de la distribution de vitesse du jet atomique et sera prise en compte au paragraphe (6.4.4). Nous allons maintenant décrire la procédure d'extraction du déphasage $\phi(V_0)$ qui résulte de l'effet Lo Surdo - Stark.

6.4.3 Extraction du déphasage des données expérimentales

Nous disposons d'une succesion de 22 enregistrements, correspondant aux 22 paliers de tension atteints en allant de 0 à 440 Volts par pas de 20 Volts. Nous allons expliquer la procédure d'extraction des phases à l'échelle de l'un quelconque de ces enregistrements, par exemple celui correspondant à la figure (6.14).

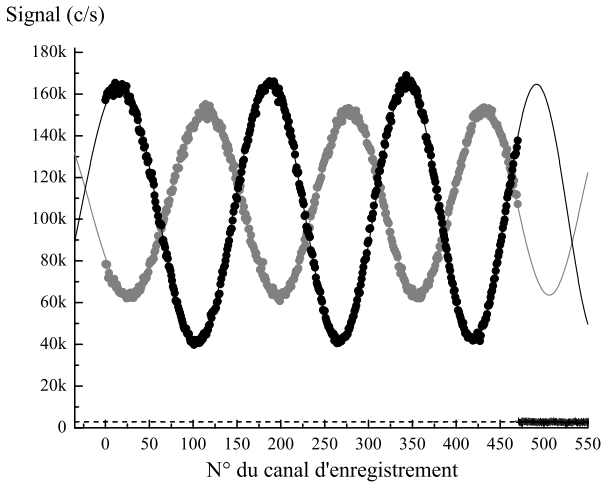


FIG. 6.14 – *Déphasage du niveau fondamental du lithium par effet Lo Surdo - Stark. En gris (resp. noir), les franges atomiques pour une tension appliquée de $V_0 = 260$ V (resp. $V_0 = 0$ V).*

A. Principe

Pour chaque enregistrement, nous disposons de deux balayages des franges atomiques : un avec $V_0 = 0$ et un pour $V_0 \neq 0$. Nous commençons par ajuster les points avec $V_0 = 0$ Volt :

$$I_1 = I_0[1 + \mathcal{V}_0 \cos(\phi_0)] + I_B \tag{6.44}$$

La phase ϕ_0 de balayage des franges atomiques est décrite par une fonction polynômiale de la forme $\phi_0 = a + bn + cn^2$ où n désigne le numéro de canal dans l'enregistrement. I_B désigne l'intensité moyenne du signal de fond (I_B = 2870 c/s), a, b et c désignent respectivement la phase initiale de l'interférogramme, la pente d'une rampe idéale en tension et le coefficient représentant la non linéarité de la cale. L'ajustement porte sur les cinq paramètres suivants : I_0, $\mathcal{V}_0$, a, b et c.

L'étape suivante consiste à ajuster les points expérimentaux obtenus en présence de la perturbation électrique de potentiel V_0. Nous déduisons le déphasage $\phi(V_0)$ dû à l'effet Lo Surdo - Stark de l'ajustement des points expérimentaux par la fonction suivante :

$$I_1 = I[1 + \mathcal{V} \cos(\phi_0 + \phi)] + I_B \tag{6.45}$$

Nous utilisons pour ϕ_0 la même représentation en fonction du numéro de canal n : les paramètres a, b et c prennent les valeurs obtenues pour l'enregistrement avec $V_0 = 0$ (la validité de cette hypothèse sera étudiée au prochain paragraphe). En présence de la perturbation électrique, l'ajustement porte ainsi sur trois paramètres : l'intensité moyenne I, la visibilité $\mathcal{V}$ des franges atomiques, et le déphasage $\phi(V_0)$ qui résulte de l'effet Lo Surdo - Stark. La barre d'erreur à 1σ sur la quantité $\phi(V_0)$ est de l'ordre de 2 à 3 mrad et atteint 23 mrad pour les potentiels V_0 les plus élevés, pour lesquels la visibilité des franges atomiques est réduite (paragraphe (6.4.4)).

Cette mesure de déphasage est correcte lorsque la durée de l'acquisition est nettement inférieure au temps caractéristique de la dérive de la phase $\phi_0(n)$. Chaque balayage de 471 points dure 2 minutes 50 secondes et sur cette échelle de temps, nous allons voir qu'il faut introduire une correction liée à la dérive de la fonction $\phi_0(n)$.

B. Prise en compte de la dérive de la phase ϕ_0

Suite à l'ajustement réalisé par l'équation (6.44), nous disposons de mesures de la phase ϕ_0 des franges atomiques en l'absence de la perturbation électrique (V_0 = 0 Volt). Ces mesures se présentent sous la forme de triplets (a, b, c), connus à intervalles de temps réguliers de 2×2 minutes 50 secondes.

La figure (6.15) rassemble ces différentes mesures et montre que la dérive de la phase ϕ_0 est dominée très largement par la dérive de la phase initiale a. Cette phase initiale prend une première valeur assez élevée en valeur absolue. Cette première valeur a peu d'importance car elle est fonction du choix de la tension appliquée au début de l'enregistrement sur la cale piézoélectrique du miroir (M_3). Chacun des enregistrements effectués débute en appliquant la même tension sur la cale piézoélectrique du miroir. La phase initiale a présente une dérive sensiblement linéaire en temps, qui s'effectue à la vitesse moyenne de 7,28 $\pm$ 0,20 milliradians par minute (soit 0,44 rad/h) avec des fluctuations rms de 33 milliradians autour de cette dérive régulière. Le balayage de la cale piézoélectrique de translation du miroir (M_3) n'est pas en toute rigueur identique sur des durées d'acquisition de l'ordre de 2 heures. La figure (6.15) montre que les paramètres b et c évoluent lentement. Les fluctuations de ces paramètres ne sont pas négligeables vis à vis de leur dérives. Il n'est pas facile de corriger les variations de $\phi_0(n)$ associées à ces dérives, qui sont de toute façon petites entre l'enregistrement avec $V_0 = 0$ et l'enregistrement suivant immédiatement, réalisé avec $V_0 \neq 0$.

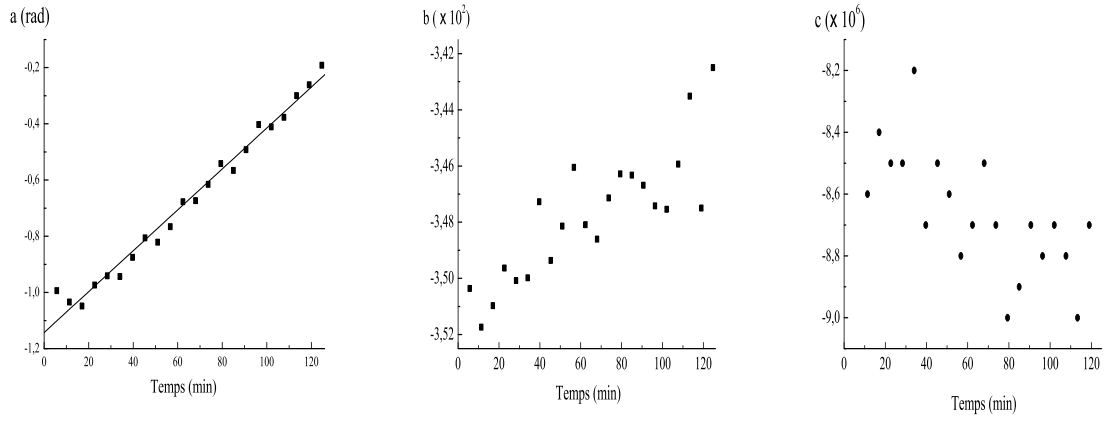


FIG. 6.15 – *Evolution temporelle des paramètres a, b et c lors de la mesure de la polarisabilité. Nous attribuons l'essentiel de la dérive observée à l'évolution du paramètre a, elle - même reliée à l'expansion thermique du banc supportant les miroirs de l'interféromètre.*

Origine de la dérive de phase Dans l'interféromètre de D. Pritchard, la dérive de la phase ϕ_0 est de 1 rad/h. L'hypothèse que des variations de température influent sur la phase ϕ_0 figure dans la thèse de C.R. Ekström [235] et nous nous sommes inspirés de ce travail pionnier.

Notre montage présente plusieurs garanties : asservissement de la raie laser par la méthode de Hänsch - Couillaud [102], visualisation à chaque instant des franges atomiques, stabilité mécanique dû au banc de l'interféromètre. Toutefois, nous savons que la phase ϕ_0 utilisée pour balayer les franges d'interférence varie très rapidement avec la position relative $(x_1 - 2x_2 + x_3)$ des trois miroirs et au premier ordre de diffraction, une phase de 1 radian est obtenue pour une variation de la quantité $(x_1 - 2x_2 + x_3)$ de seulement 53 nm.

Pendant la mesure de polarisabilité, nous avons mesuré la température du banc de l'interféromètre grâce à une sonde à résistance de platine située sur le banc (chapitre 1). Les fluctuations de température, mesurées par rapport à la température T_0 du banc lors du premier enregistrement ($\delta T_i = T_i - T_0$), sont représentées sur la partie gauche de la figure (6.16). La température du banc de l'interféromètre n'a varié que de 0,16 K pendant la durée de l'expérience (2 heures 5 minutes) et cette dérive de température s'effectue de manière globalement linéaire à la vitesse de 1,17 $\times 10^{-3}$ K/min. Nous pensons que cette dérive résulte notamment d'une différence de dilatation thermique entre les trois miroirs, le troisième miroir étant le seul à disposer d'une céramique de translation piézoélectrique. La partie droite de la figure (6.16) représente, pour chacun des 22 enregistrements (i = 1 - 22), l'évolution temporelle du déphasage moyen $\langle \delta\phi_{0,i} \rangle = \langle \phi_{0,i} - \phi_{0,1} \rangle$, (la moyenne est effectuée sur chacun des 471 points d'enregistrements). La similarité qui existe entre les deux graphes de la figure (6.16) suggère une forte corrélation entre les variations de température du banc de l'interféromètre et la dérive de la phase ϕ_0 : nous pensons que la variation de température explique l'essentiel de la dérive de la phase ϕ_0, une petite variation de la quantité $(x_1 - 2x_2 + x_3)$ suffisant à expliquer la variation de $\langle \delta\phi_0 \rangle$ observée.

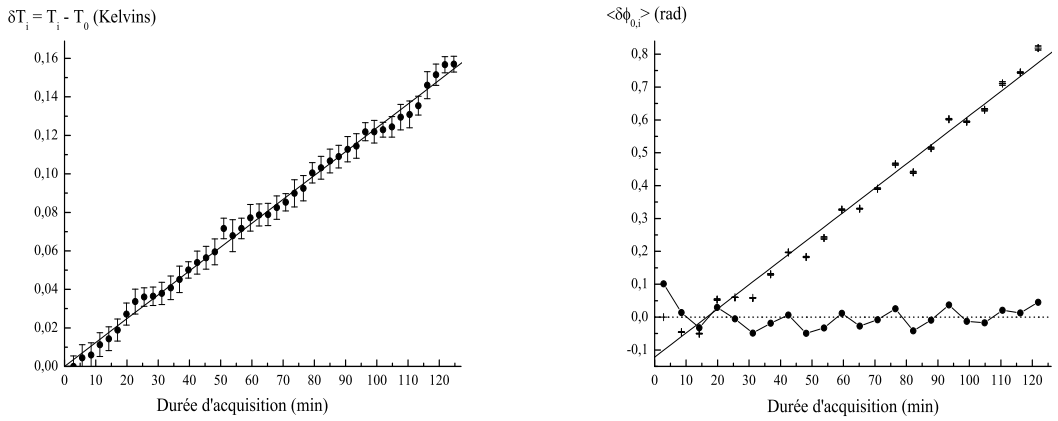


FIG. 6.16 – *Partie gauche : Dérive $\delta T_i = T_i - T_0$ de la température du banc mesurée avec une sonde à résistance de platine. Partie droite : Enregistrement simultané de la dérive du déphasage moyen $< \delta\phi_{0,i} >$ des franges d'interférence en fonction du temps. Les résidus du fit montrent une variation quasi - périodique avec une période voisine de 18 minutes. La similarité des deux graphes suggère une relation de cause à effet entre dérive de la température du banc et dérive de la phase ϕ_0.*

Les fluctuations autour de cette dérive présentent une structure quasi - périodique, que l'on peut mieux observer sur le tracé de la courbe des résidus sur la partie gauche de la figure (6.16). La mesure de température montre de très faibles oscillations, noyées dans le bruit de notre mesure, mais il n'est pas certain que la période soit la même. Les pompes à diffusion d'huile de la chambre de l'interféromètre sont munies de baffles refroidis par la circulation d'un mélange éthylène - glycol, dont la température oscille entre 3 et 6 °C sous l'action d'un refroidisseur et cette oscillation pourrait entraîner par rayonnement une oscillation d'amplitude réduite de la température du banc de l'interféromètre. Toutefois, la période d'oscillation de la température du liquide refroidi est voisine de 30 minutes, ce qui ne correspond pas à la période estimée sur les résidus du fit de $< \delta\phi_0 >$. Enfin, l'air de la pièce contenant l'interféromètre n'est que grossièrement régulé par une climatisation et ceci joue joue certainement un rôle non négligeable.

Correction du déphasage Lo Surdo - Stark due à la dérive de la phase ϕ_0 Sur des temps d'acquisition de 2 minutes et 50 secondes, nous devons corriger le déphasage Lo Surdo - Stark $\phi(V_0)$ mesuré par la dérive de la phase ϕ_0. Cette dérive de phase est due à la dérive de chacun des trois paramètres a, b et c, obtenus simultanément par ajustement des points expérimentaux et elle n'est pas facile à prendre en compte à cause de sa structure quasi - périodique. La phase $\phi_0(n)$ est connue juste avant le début de l'enregistrement des franges en présence du potentiel V_0 et également juste après cet enregistrement. Pour estimer la correction à apporter au déphasage $\phi(V_0)_{fit}$ déduit de l'ajustement des points d'acquisition, nous avons calculé pour l'enregistrement numéro i (i = 1 - 22) la valeur moyenne $\langle\phi_{0,i}\rangle$ de la phase ϕ_0 sur les 471 points de mesure et nous avons choisi pour estimateur de la dérive de la phase ϕ_0 la demi - somme des déphasages $\langle\phi_{0,i}\rangle$ et $\langle\phi_{0,i+1}\rangle$. Ainsi, pour l'enregistrement numéro i, le déphasage $\phi(V_0)$ traduisant l'effet de polarisabilité est obtenu en corrigeant le déphasage $\phi(V_0)_{fit}$ issu du fit par la dérive de la phase ϕ_0 :

$$\phi(V_0) = \phi(V_0)_{fit} - \frac{\langle\phi_{0,i}\rangle + \langle\phi_{0,i+1}\rangle}{2} \tag{6.46}$$

C. Déphasage et visibilité des franges atomiques en fonction du potentiel appliqué

Nous disposons maintenant pour chacun des 22 potentiels V_0 appliqués successivement sur le condensateur de mesures de la visibilité des franges atomiques et du déphasage dû à l'effet de polarisabilité. L'erreur sur la mesure de ces déphasages résulte de deux contributions que nous avons sommé quadratiquement. L'erreur sur la mesure du déphasage $\phi(V_0)_{fit}$ est obtenue par ajustement des points expérimentaux. A cette erreur s'ajoute la déviation de 33 milliradians rms correspondant à la prise en compte de la dérive de la phase ϕ_0.

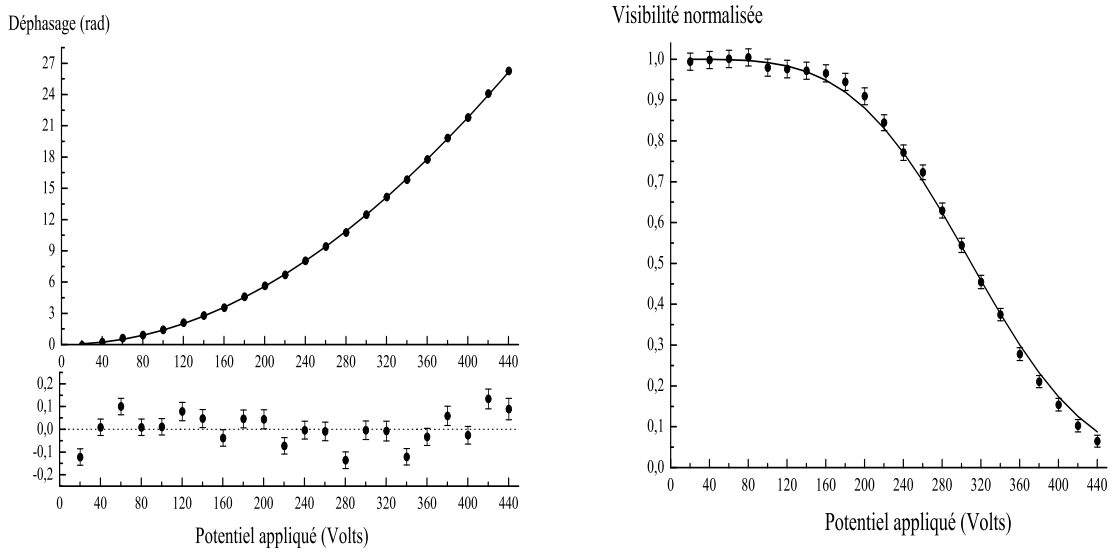


FIG. 6.17 – *Déphasage et visibilité des franges atomiques mesurés en fonction de la tension V_0 appliquée sur le condensateur : les points sont expérimentaux et les courbes représentent le meilleur ajustement (voir texte).*

La figure (6.17) présente les résultats obtenus. L'intensité I_0 du flux de sortie reste constante et voisine de 100 000 c/s et n'est pas représentée. Nous avons également tracé le facteur de visibilité complexe, dont le module est la visibilité $\mathcal{V}$ et l'argument correspond au déphasage $\phi(V_0)$.

Nous obtenons une courbe en forme de spirale, représentée sur la figure (6.18) car la visibilité des franges décroît au fur et à mesure que les déphasages augmentent. Nous allons maintenant expliquer comment nous interprétons ces mesures de visibilité et de déphasage, en décrivant comment nous ajustons ces points de mesure.

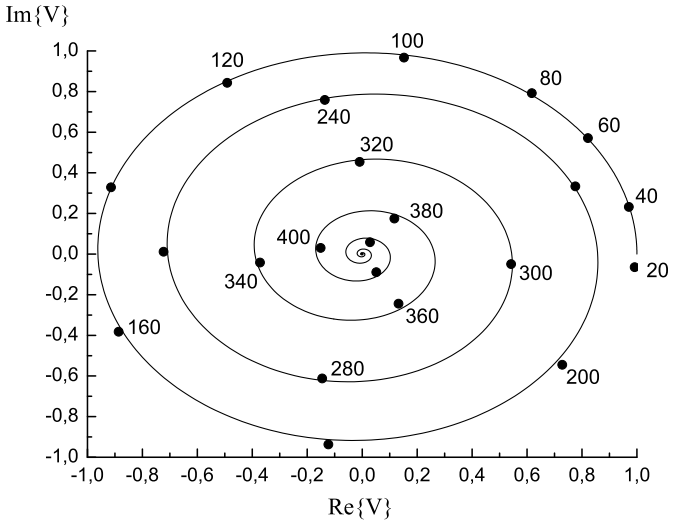


FIG. 6.18 – *Visibilité complexe associée aux mesures de visibilité et de phase par effet Lo Surdo - Stark. Nous obtenons une courbe en forme de spirale car la visibilité des franges décroît au fur et à mesure que les déphasages augmentent.*

6.4.4 Interprétation : effet de la distribution de vitesse du jet atomique

Nous constatons sur la figure (6.17) que l'application de déphasages importants à l'un des bras de l'interféromètre se traduit par une réduction notable de la visibilité des franges atomiques. Cette observation expérimentale s'explique par le caractère dispersif du déphasage : l'équation (6.19) montre que le déphasage est proportionnel au temps de vol de l'atome dans la zone d'interaction avec le champ électrique, c'est à dire inversement proportionnel à la vitesse v de l'atome. La distribution de vitesse du jet atomique est donc responsable d'une distribution des déphasages et ceci réduit la visibilité des franges observées. Nous étudions dans ce paragraphe l'influence de cet effet sur le déphasage et la visibilité mesurés.

Signal interférentiel et distribution de vitesse du jet

L'annexe D étudie en détail l'influence de la distribution de vitesse du jet atomique sur le signal interférentiel en évaluant l'intégrale suivante :

$$I_1 = I_0 \int dv P(v) \left[1 + \mathcal{V}_0 \cos(\phi_0 + \Delta\phi)\right] \tag{6.47}$$

Une solution analytique, détaillée à l'annexe D, peut être obtenue en développant les déphasages $\phi(V_0)$ autour de la vitesse atomique moyenne u jusqu'aux termes du second ordre en $(v-u)/u$.

Le déphasage Lo Surdo - Stark observé $\langle\phi\rangle$ et de la visibilité moyenne $\langle\mathcal{V}\rangle$:

$$\langle\phi\rangle = \phi_m - \frac{\phi_m^3}{4\left(S_\parallel^4+\phi_m^2\right)} + \frac{1}{2}\arctan\left(\frac{\phi_m}{S_\parallel^2}\right) \tag{6.48}$$

$$\langle\mathcal{V}\rangle = \mathcal{V}_0\,\frac{S_\parallel}{[S_\parallel^4+\phi_m^2]^{1/4}}\,\exp\left[-\frac{\phi_m^2 S_\parallel^2}{4(S_\parallel^4+\phi_m^2)}\right] \tag{6.49}$$

où ϕ_m représente la valeur du déphasage ϕ correspondant à la vitesse moyenne u et $S_\parallel$ désigne le rapport de vitesses parallèle. Comme au chapitre 5, nous ne connaissons pas la valeur exacte de ce rapport qui peut être légèrement différent de ce rapport pour le jet atomique car la diffraction de Bragg est sélective en vitesse. Un premier ajustement des points expérimentaux a donc été réalisé en utilisant les relations (6.48) et (6.49) avec pour paramètres ajustables la quantité ϕ_m/V^2 et le rapport de vitesses parallèles $S_\parallel$. L'ajustement des points expérimentaux conduit à $S_\parallel = 8{,}02 \pm 0{,}06$ et notre résultat final pour la mesure de ϕ_m/V_0^2 est le suivant :

$$\frac{\phi_m}{V_0^2} = (1{,}3882 \pm 0{,}0012) \times 10^{-4}\ \text{rad.V}^{-2} \tag{6.50}$$

Evaluation des quantités ϕ_m/V_0^2 et $S_\parallel$

Le domaine de validité des relations (6.48) et (6.49) est étudié à l'annexe D en calculant numériquement l'intégrale de l'équation (6.47). Lorsque $S_\parallel$ = 8, cette solution analytique convient tout à fait pour des déphasages ϕ_m inférieurs à 18 radians. Pour la courbe de visibilité, l'accord avec la solution numérique est excellent jusqu'à 25 radians. Comme nous avons mesuré des déphasages plus grands que 18 radians et parce - qu'il est plus satisfaisant de faire un ajustement global de tous nos résultats avec une seule valeur ϕ_m/V_0^2 et une seule valeur du rapport de vitesse $S_\parallel$, la solution finalement adoptée consiste à ajuster à la fois les résultats expérimentaux de phase et de visibilité en calculant numériquement sous Fortran l'intégrale sur la distribution de vitesse du jet, chaque point étant pondéré proportionnellement à l'inverse du carré de sa barre d'erreur.

Pour visualiser le caractère sensiblement quadratique des déphasages mesurés, nous avons représenté nos résultats sur la figure (6.19) en traçant le déphasage moyen ϕ_m et la visibilité en fonction du carré du potentiel électrique appliqué. L'ajustement des points expérimentaux conduit à $S_\parallel$ = 8,00 ± 0,06 et notre résultat final pour la mesure de la quantité ϕ_m/V_0^2 est le suivant :

$$\frac{\phi_m}{V_0^2} = (1{,}3870 \pm 0{,}0010) \times 10^{-4}\ \text{rad.V}^{-2} \tag{6.51}$$

L'application essentielle d'un interféromètre concerne la mesure de déphasages, et notre appareil atteint des performances remarquables dans ce domaine. Avec des temps d'acquisition très raisonnables, nous mesurons la quantité ϕ_m/V_0^2 avec une barre d'erreur de seulement 0,07 %. Ce bon résultat est attribuable à la grande visibilité des franges atomiques obtenues et à la forte intensité I_0 : ces deux performances permettent un contrôle visuel pendant l'enregistrement et une précision remarquable. Cependant, nous n'avons pas atteint les limites de cet appareil et la compréhension complète de ce qui cause la dérive de phase (en particulier les oscillations quasi-périodiques) et le contrôle de ces effets parasites devrait permettre d'atteindre des précisions plus élevées.

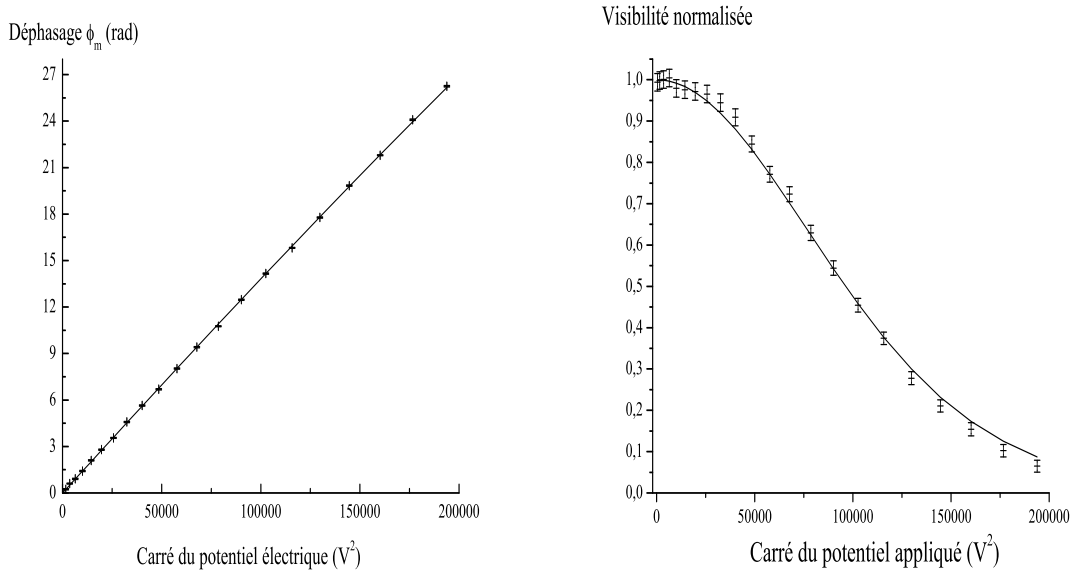


FIG. 6.19 – *Déphasage et visibilité des franges atomiques en fonction du carré du potentiel V_0 appliqué : les points sont expérimentaux et les courbes représentent le meilleur ajustement.*

Longueur de cohérence temporelle de l'interféromètre

Nous terminons ce paragraphe en proposant une évaluation de la longueur de cohérence temporelle de l'interféromètre. La longueur de cohérence temporelle de la source d'atomes limite la visibilité des franges obtenues à des champs électriques appliqués élevés et un ordre de grandeur de cette quantité, que nous noterons l_c, peut être obtenu en utilisant la relation (6.49).

Les déphasages ϕ_m mesurés n'excèdent pas 27 radians. Nous allons supposer que $\phi_m \ll S_{\|}^2$ (hypothèse excellente pour de faibles champs électriques appliqués), ce qui simplifie l'expression de la visibilité moyenne donnée par l'équation (6.49) :

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}_0 \exp[-\frac{\phi_m^2}{4S_{\|}^2}] \tag{6.52}$$

Nous retrouvons ainsi le résultat publié par C. Adams et J. Mlynek relatif à la perte de visibilité associée à une source atomique de longueur de cohérence l_c [239]. Selon ces auteurs, pour une différence de chemin atomique ξ entre les deux bras de l'interféromètre, la perte de visibilité s'écrit : $\mathcal{V}(\xi) = \mathcal{V}_0 \exp\left[-\xi^2/(2l_c)^2\right]$, $\mathcal{V}_0$ désignant la visibilité obtenue pour $\xi = 0$. Un déphasage de 2π radians correspondant à une variation du chemin atomique égale à la longueur d'onde atomique λ_{dB}, la longueur de cohérence temporelle de l'interféromètre est de la forme :

$$l_c = \left(\frac{\lambda_{dB}}{2\pi}\right) S_{\|} \tag{6.53}$$

Nous verrons au paragraphe suivant que la vitesse moyenne des atomes de lithium est u = 1065,7 m/s et pour $S_{\|} = 8{,}0$, nous obtenons l_c = 68 pm. Cette valeur très faible est une conséquence de l'utilisation d'atomes aux énergies thermiques.

6.5 Mesure de la vitesse moyenne u des atomes de lithium

L'étude menée au paragraphe précédent a permis d'inclure la distribution de vitesse du jet atomique dans l'analyse des déphasages moyens ϕ_m mesurés. Ces déphasages étant proportionnels au temps de vol de l'atome, ils dépendent explicitement de la vitesse moyenne u des atomes, de sorte que nous devons mesurer u pour exploiter nos mesures de déphasages et en déduire la polarisabilité du lithium. Nous avons utilisé deux méthodes concordantes pour y parvenir et ces mesures sont en bon accord avec la valeur déduite de la théorie des jets supersoniques.

6.5.1 Méthodes de mesure de la vitesse en interférométrie atomique

Nous recensons les différentes méthodes de mesure de la vitesse moyenne d'un jet atomique.

La diffraction atomique

Cette méthode est celle qui est utilisée dans l'équipe de D. Pritchard pour mesurer la polarisabilité de l'atome de sodium [77] et elle donne un résultat excellent : selon ces auteurs, l'erreur sur la mesure de la vitesse u est très faible, de l'ordre de 0,15%. La mesure de u est déduite d'un profil de diffraction de l'onde atomique par détermination de l'angle de diffraction $\theta_D = \lambda_{dB}/a = h/(mua)$, a désignant le pas du réseau diffractant. L'erreur sur la mesure est dominée par l'incertitude sur la distance séparant le premier réseau du détecteur, qui permet de convertir la distance séparant les deux pics de diffraction sur le détecteur en angle de diffraction. C.R. Ekström obtient une précision de 100 micromètres sur la mesure de cette distance [235].

L'effet Doppler

Cette méthode, décrite au chapitre 2, est aussi celle qui est utilisée dans l'équipe de S.A. Lee [163]. Pour utiliser cette méthode sur les atomes après collimation dans l'interféromètre, la détection ne peut pas se faire sur la fluorescence car le signal serait difficile à détecter mais sur le signal du détecteur d'atomes (pour nous le détecteur à fil chaud). Cette méthode est particulièrement facile si on utilise des atomes métastables (le néon métastable chez S. A. Lee) car alors il suffit d'exciter une transition non fermée et la résonance se traduit par une baisse du signal sur le détecteur, quand on balaye la fréquence du laser. Il est ainsi possible de mesurer très précisément la vitesse moyenne u du jet atomique, à condition de mesurer très précisément le cosinus de l'angle que forme le laser avec le jet atomique. La précision obtenue par D. Giltner est d'environ 1 %, avec une barre d'erreur largement dominée par l'erreur sur la mesure de ce cosinus. Nous avons utilisé la mesure par effet Doppler de deux manières différentes, par fluorescence induite par laser du jet avant collimation (chapitre 2), et en enregistrant la perte d'intensité du jet atomique collimaté dûe au recul de l'atome à l'absorption d'un photon laser.

Le temps de vol

La méthode par temps de vol [141] consiste à ramener la mesure de vitesse à une mesure de durée. L'origine des temps est obtenue en hâchant le jet atomique avec une roue dentée. La vitesse de rotation de la roue et la largeur des fentes déterminent en général la résolution de la mesure de temps de vol. Cette méthode est peu adaptée dans notre cas car le détecteur à fil chaud a une réponse relativement lente (de l'ordre de 100 μs). Ce temps de réponse peut être diminué en chauffant davantage le fil de rhénium, mais l'efficacité de détection est ainsi réduite et nous n'avons donc pas tenté cette expérience.

6.5.2 Mesure de u par diffraction de l'onde atomique

Nous avons souligné au chapitre 3 que le contrôleur permettant de piloter la translation de la fente de détection dans la direction **x** des ondes lasers stationnaires ne fonctionne plus. L'enregistrement de profils de diffraction en transmission n'a donc pu être réalisé que manuellement. Ceci mène à des estimations de u peu précises et peu fiables et nous n'avons utilisé cette méthode que pour vérifier l'ordre de grandeur de la vitesse u.

En revanche, il est possible d'enregistrer la probabilité de diffraction de l'onde atomique en fonction de l'angle de rotation de l'un des miroirs, par exemple le second, autour de l'axe **z** du jet atomique. La diffraction est alors détectée en mesurant l'intensité du faisceau atomique non diffracté, conformément à l'étude menée au chapitre 3. La mesure de la vitesse u se ramène alors à celle de l'angle de Bragg $\theta_B = \theta_D/2 = h/(mu\lambda_L)$.

Calibration de la rotation du miroir (M_2) Sous vide, la rotation du miroir (M_2) est pilotée par une cale piézoélectrique dont nous avons calibré la rotation en utilisant une photodiode 4 quadrants. La figure (6.20) montre le résultat obtenu : la rotation est de 5,83 $\pm$ 0,03 μrad/V.

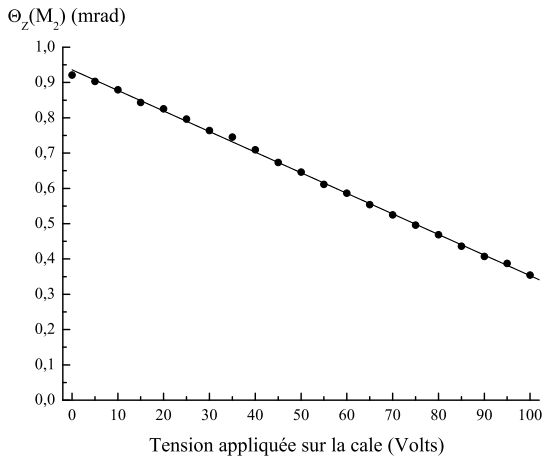


FIG. 6.20 – *Etalonnage de la cale piézoélectrique de rotation du miroir (M_2) autour de l'axe* **z**.

Mesure de la vitesse moyenne u La figure (6.21) montre la figure de diffraction enregistrée à hauteur du second miroir (M_2). Nous avons ajusté les points expérimentaux à l'aide de deux fonctions Gaussiennes. Si l'on exprime le résultat en Volts, l'angle de Bragg vaut 13,68 $\pm$ 0,04 Volts. La calibration étant de 5,83 $\pm$ 0,03 μrad/V, l'angle de Bragg est égal à 79,75 $\pm$ 0,65 μrad.

Cet ajustement Gaussien ne prend pas en compte les différentes contributions qui interviennent dans l'expression de la probabilité de diffraction : rôle de la distribution de vitesse du jet atomique, effet de la divergence du jet atomique et de la présence de deux niveaux hyperfins $F = 1$ et $F = 2$. Pour mesurer l'influence de ces contributions sur la vitesse u, j'ai récemment écrit un programme Mathematica qui intègre ces contributions au premier ordre de diffraction. La valeur obtenue pour θ_B est de 79,62 $\pm$ 0,63 μrad. Les deux valeurs obtenues coincident et nous adopterons θ_B = 79,62 $\pm$ 0,63 μrad car cette deuxième méthode semble la plus crédible. La masse de l'atome de lithium 7 étant rappelée à l'annexe A, nous obtenons pour la vitesse moyenne u des atomes de lithium :

$$u_{Diffraction} = 1065{,}0 \pm 8{,}4 \text{ m/s} \tag{6.54}$$

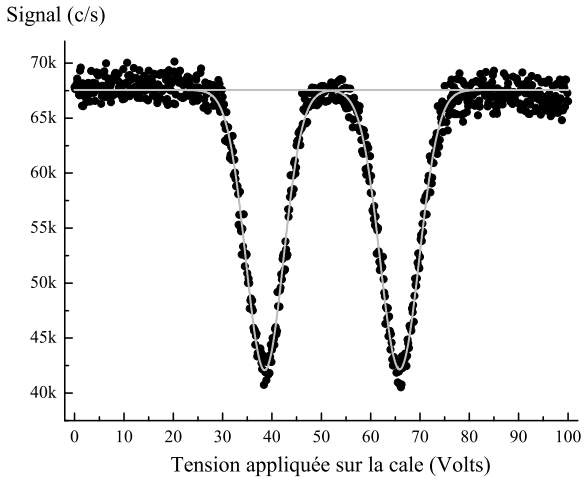


FIG. 6.21 – *Profil de diffraction de l'onde atomique obtenu par enregistrement des pertes d'intensité du jet atomique diffracté à l'ordre zéro.*

6.5.3 Mesure de *u* par effet Doppler

La vitesse des atomes du jet est sondée dans la chambre de l'interféromètre en utilisant un faisceau laser quasi contra - propageant avec l'onde atomique de lithium. Lorsqu'un atome absorbe un photon laser, il recule et cette déflexion de l'atome se traduit par une perte d'intensité du jet atomique enregistrée sur le détecteur. La vitesse moyenne u des atomes de lithium est déduite de la mesure du décalage Doppler $\Delta\nu$ de la raie atomique excitée par l'onde laser :

$$u_{Doppler} = \lambda_L \Delta\nu / \cos(\theta) \tag{6.55}$$

l'angle θ désignant l'angle entre le laser sonde et l'axe **z** du jet atomique.

Dispositif expérimental La figure (6.22) présente le montage expérimental : un faisceau laser A, issu du laser à colorant, pénètre dans l'enceinte à vide par l'intermédiaire d'un hublot traité anti-reflet à 671 nm (non représenté sur la figure) avant d'être réfléchi par un pentaprisme en direction du condensateur et de la source du jet atomique. L'onde laser croise le jet atomique juste avant le miroir (M_2) de la deuxième onde stationnaire et la position de la transition atomique excitée est repérée en envoyant un deuxième faisceau issu du même laser perpendiculairement au jet atomique (faisceau laser noté B qui sert de marqueur de fréquence).

La figure (6.23) représente la perte d'intensité du jet atomique enregistrée lorsque le laser à colorant excite la transition $^2S_{1/2,F=2} - ^2P_{3/2}$ du lithium 7. Comme nous n'utilisons pas de laser repompeur, (il aurait fallu balayer les deux lasers en gardant leur écart de fréquence constant), l'atome est rapidement transféré dans l'état $^2S_{1/2,F=1}$ (après avoir absorbé en moyenne environ 2 photons) et la perte d'intensité sur le détecteur est faible. Pour maximiser le signal, nous avons toutefois pris la précaution d'effectuer le pompage optique du jet atomique dans le niveau hyperfin $F = 2$. Ce pompage est réalisé dans la chambre qui suit l'écorceur en utilisant une diode laser en configuration Littrow.

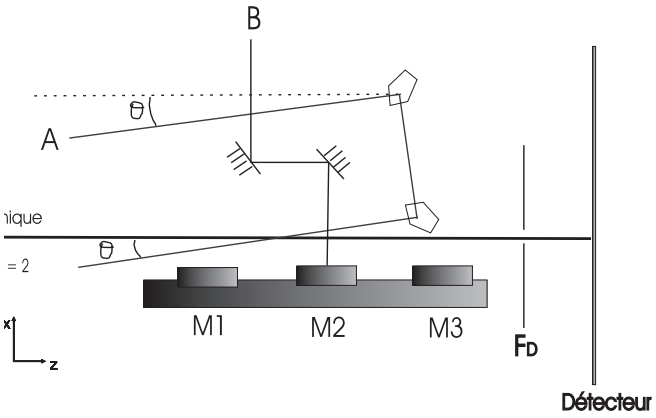


FIG. 6.22 – *Schéma de principe de la mesure de la vitesse moyenne u par effet Doppler.*

Mesure du cosinus de l'angle θ La projection de la vitesse de l'atome selon l'axe de propagation du laser est donnée par le cosinus de l'angle θ. Pour mesurer cette quantité géométrique, nous avons matérialisé l'axe du jet atomique sur la table optique à l'aide d'un pentaprisme et de deux diaphragmes. L'axe de propagation de l'onde laser est matérialisé sur la même table en utilisant le pentaprisme situé dans l'enceinte à vide. Nous mesurons ainsi le cosinus de l'angle θ avec une précision de 0,12 % ($\cos(\theta) = 0{,}9976 \pm 0{,}0012$), correspondant à une erreur de 1 mm sur la mesure de distances voisines de 1,65 mètres.

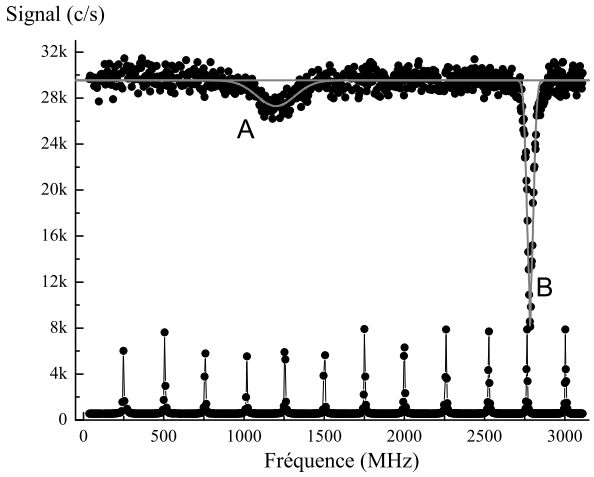


FIG. 6.23 – *Pertes d'intensité du jet atomique sous l'action de deux ondes lasers A et B, l'une rasante A, l'autre B, perpendiculaire au jet atomique.*

Mesure de la vitesse moyenne *u*

L'ajustement des points expérimentaux selon une loi Gaussienne conduit à un décalage Doppler égal à 1585,9 ± 9,9 MHz après calibration de la cavité Fabry - Pérot utilisée. La vitesse moyenne des atomes du jet est déduite de la relation (6.55) :

$$u_{Doppler} = 1066{,}4 \pm 8{,}0 \text{ m/s} \tag{6.56}$$

Nous obtenons une précision de 0,75 %, essentiellement limitée par le rapport signal sur bruit de la courbe enregistrée. On peut espérer réduire l'incertitude sur la mesure de la vitesse u jusqu'à 0,1 % en utilisant un faisceau laser repompeur et en mesurant la fréquence du laser sonde par battements avec une diode laser stabilisée sur une raie d'absorption saturée du lithium.

6.5.4 Estimation de u par la théorie des jets supersoniques

La théorie des jets supersoniques étudiée au chapitre 2 fournit l'expression de la vitesse u dans le cas d'un jet d'argon pur :

$$u_{Ar} = (\frac{5k_BT_0}{m_1})^{1/2} \tag{6.57}$$

où T_0 désigne la température de la buse du four. Nous avons vu au chapitre 2 que cette température est connnue avec une précision de 1 % environ : ($T_0 = 1073 \pm 11$ Kelvins). La vitesse moyenne u des atomes de lithium est obtenue en prenant en compte plusieurs corrections. La première consiste à remplacer la masse d'argon m_1 par la moyenne pondérée des masses atomiques du lithium et de l'argon et la fraction molaire du lithium dans l'argon est de $5{,}15 \times 10^{-3}$. La seconde correction est liée au décalage de vitesse existant entre le lithium et l'argon : dans notre jet, les atomes de lithium sont plus rapides que les atomes d'argon. P.A. Skovorodko estime ce décalage de vitesses à *1 % environ* en utilisant une simulation numérique [136] qu'il faut corriger en utilisant les équations (2.27) et (2.42). Nous déduisons la vitesse moyenne u des atomes de lithium de la relation (2.14) en utilisant l'équation (2.26) avec $S_{\|} = 8{,}3$:

$$u_{Theorie} = 1072{,}4 \pm 5{,}5 \text{ m/s} \tag{6.58}$$

où la barre d'erreur est liée à notre mesure de température sur l'avant du four. Cette valeur théorique reste en accord satisfaisant avec les deux mesures effectuées.

6.5.5 Conclusions sur la mesure de la vitesse moyenne u

Les deux valeurs mesurées sont concordantes, et leur barre d'erreur est en bon accord avec celle obtenue par le calcul théorique. Nous déduisons la valeur de la vitesse u des atomes de lithium en prenant la valeur moyenne des deux mesures effectuées :

$$u = \frac{u_{Doppler} + u_{Diffraction}}{2} = 1065{,}7 \text{ m/s} \tag{6.59}$$

et la barre d'erreur σ sur cette valeur moyenne est donnée par la relation :

$$1/\sigma^2 = 1/\sigma^2_{Diffraction} + 1/\sigma^2_{Doppler} \tag{6.60}$$

où $\sigma_{Diffraction} = 8{,}4$ m/s et $\sigma_{Doppler} = 8{,}0$ m/s. La vitesse moyenne u des atomes de lithium est donc connue avec une incertitude de 0,54 % :

$$u_{Li} = 1065{,}7 \pm 5{,}8 \text{ m/s} \tag{6.61}$$

6.6 Polarisabilité électrique de l'atome de lithium

La polarisabilité électrique de l'atome de lithium est déduite des résultats obtenus sur la géométrie du condensateur (paragraphe 6.3), la mesure du déphasage moyen Lo Surdo - Stark ϕ_m/V_0^2 (paragraphe 6.4) et la mesure de la vitesse moyenne u des atomes de lithium (paragraphe 6.5).

Polarisabilité électrique statique du lithium 7

La polarisabilité électrique de l'atome de lithium est déduite de la relation (6.19) en explicitant l'intégrale du carré du champ grâce à l'expression (6.34) :

$$\alpha_{Li} = \left(\frac{\hbar u}{2\pi\varepsilon_0}\right) \times \left(\frac{\phi_m}{V_0^2}\right) \times \left[\frac{h_0^2}{2a - \frac{2h_0}{\pi}}\right] \tag{6.62}$$

Les quantités géométriques a et h_0 et le déphasage moyen ϕ_m/V_0^2 permettent de mesurer la quantité α/u avec une précision de 0,35 % :

$$\alpha_{Li}/u = (2{,}283 \pm 0{,}008) \times 10^{-32}\ \mathrm{m}^2.s \tag{6.63}$$

Les contributions étant indépendantes, nous avons sommé les erreurs quadratiquement. La table (6.1) dresse la liste des incertitudes relatives sur les différentes quantités mesurées.

TAB. 6.1 – *Budget d'erreur sur la mesure de polarisabilité de l'atome de lithium. Les incertitudes relatives sont exprimées en* 10^{-3}.

Quantité	Incertitude
Carré de l'épaisseur h du condensateur	$2 \times 1{,}46$
Longueur $2a$ de l'électrode de potentiel	2,00
Mesure du déphsage ϕ_m/V_0^2	0,72
Vitesse u des atomes de lithium	5,44
Incertitude finale	6,53

Nous obtenons la valeur suivante pour la polarisabilité électrique de l'atome de lithium 7 :

$$\alpha_{Li} = (24{,}33 \pm 0{,}16) \times 10^{-30}\ \mathrm{m}^3 \tag{6.64}$$

soit une incertitude finale de 0,66 %. La contribution majeure à la barre d'erreur provient de l'incertitude de 0,54 % sur la vitesse moyenne u des atomes de lithium. La barre d'erreur sur la géométrie du condensateur compte pour 0,35 % et la largeur de la zone non conductrice séparant l'électrode de potentiel des deux électrodes de garde compte pour 0,2 % pour cette première mesure. La mesure la plus précise est celle qui concerne le déphasage interférométrique connu à 0,07 % près, grâce à la grande sensibilité en phase de notre appareil.

La polarisabilité mesurée est une moyenne de la polarisabilité de chacun des deux niveaux hyperfins $F = 1$ et $F = 2$ de l'état fondamental $^2S_{1/2}$ du lithium 7. L'étude menée au paragraphe (6.1.2) a montré que la différence relative entre les polarisabilités électriques des deux niveaux hyperfins est très faible (3×10^{-6}) et complètement négligeable au degré de précision actuel.

Comparaisons avec les mesures antérieures de cette quantité

Notre mesure de polarisabilité du lithium est en très bon accord avec les mesures antérieures de cette quantité. En 1961, G.E. Chamberlain et J.C. Zorn avaient obtenu [204] : $\alpha_{Li} = (22{,}0 \pm 1{,}5) \times 10^{-30}\mathrm{m}^3$. Treize années plus tard, R. Molof et B. Bederson mesurèrent [96]:

$$\alpha_{Li} = (24{,}3 \pm 0{,}5) \times 10^{-30}\ \mathrm{m}^3 \tag{6.65}$$

Malgré l'erreur sur la mesure de la vitesse des atomes, notre incertitude sur la détermination de la polarisabilité du lithium 7 est de seulement 0,66 %, c'est à dire trois fois meilleure que la mesure la plus précise à ce jour, effectuée par B. Bederson et ses collaborateurs en utilisant la méthode "E - H gradient balance" [96]. La méthode interférométrique permet de mesurer la polarisabilité du lithium en calculant le champ électrique appliqué. Dans la méthode $E-H$ gradient balance, il faut connaître un gradient de champ électrique et cette connaissance est délicate. R. Molof et al. [96] utilisent une calibration externe pour y parvenir (paragraphe (6.1.2)).

Comparaison avec les estimations théoriques

En chimie théorique, il est d'usage d'exprimer les polarisabilités en unités atomiques. Sachant que $\alpha(m^3) = \alpha_0(u.a.) \times a_0^3$ avec $a_0 = 0{,}529177 \times 10^{-10}$ m, la polarisabilité mesurée est de :

$$\alpha_{Li} = 164{,}19 \pm 1{,}08\ \text{u.a.} \tag{6.66}$$

Notre mesure est en bon accord avec la plupart des estimations théoriques recensées. Cette première mesure permet d'exclure les calculs Hartree - Fock, qui négligent les corrélations entre électrons et situent la polarisabilité du lithium à 169,946 u.a. [227] à condition d'utiliser une base de fonctions d'ondes atomiques suffisamment grande. La figure (6.24) dresse une liste non exhaustive des calculs théoriques de la polarisabilité du lithium et situe notre mesure par rapport à ces calculs.

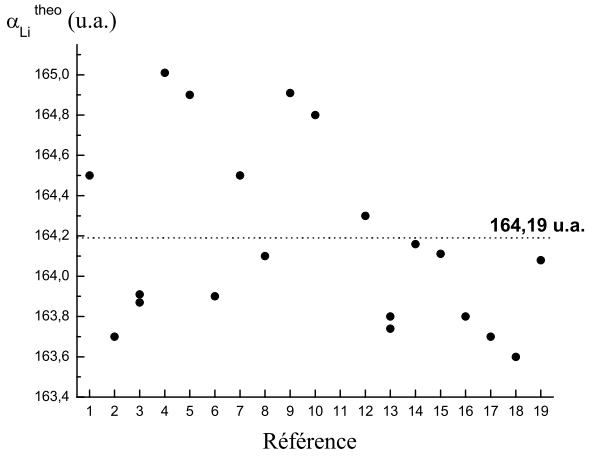


FIG. 6.24 – *Comparaison de la mesure de polarisabilité du lithium (α_{Li} = 164,19 ± 1,08 u.a., pointillés) avec les calculs théoriques de cette quantité. Les références sont les suivantes : 1 [214], 2 [215], 3 [216], 4 [217], 5 [218], 6 [219], 7 [220], 8 [221], 9 [222], 10 [223], 11 [224], 12 [225], 13 [226], 14 [227], 15 [228], 16 [229], 17 [230], 18 [231], 19 [232].*

L'incertitude expérimentale (163,11 u.a. $< \alpha_{Li} <$ 165,27 u.a.) englobant ces calculs théoriques, elle n'a pas été représentée. Sur cette figure, nous n'avons pas représenté les premiers calculs théoriques de la polarisabilité du lithium réalisés au début des années 1960 par D. Parkinson [212] (α_{Li} = 168,71 u.a.) puis par R.M. Sternheimer [213] (α_{Li} = 168,03 u.a.). Les premières références de la figure (références 1 à 12) fournissent des estimations de la polarisabilité avec une précision limitée : il s'agit souvent de calculs menés pour des espèces moléculaires et en visant le calcul d'autres quantités (C_6 atome - atome, hyperpolarisabilité,...). Les calculs se limitent parfois au second ordre de perturbation pour le traitement de l'interaction de configuration [217]. Les références 13 à 19 recherchent une beaucoup plus grande précision et la plupart des méthodes de calcul utilisées font appel au système de coordonnées Hylleraas et conduisent à α_{Li} = 164,1 u.a. [228]. La méthode par interaction de configuration (IC) conduit dans une approche non relativiste à α_{Li} = 163,80 u.a. [226]. La correction relativiste est très faible de l'ordre de 0,06 (α_{Li} = 163,74 u.a. [226]). La valeur de la polarisabilité est peu modifiée lorsqu'on combine la méthode par l'interaction de configuration (CI) à la méthode Hylleraas (α_{Li} = 164,1 u.a.,[221]). Ces calculs théoriques suggèrent que la polarisabilité électrique du lithium est vraisemblablement comprise entre 163,7 et 164,2 u.a.. Notre mesure est en bon accord avec ces calculs et pour départager ces différents calculs, il faut réduire encore notre incertitude d'un facteur de l'ordre de 5.

Perspectives

Il est possible de réduire l'incertitude sur la connaissance de α_{Li}. La largeur de la zone non conductrice, qui sépare l'électrode de potentiel de l'électrode de garde, peut être réduite à 50 μm, ce qui permettrait d'atteindre une précision de 0,1 % sur la mesure de la distance $2a$. On peut également envisager d'augmenter la longueur de l'électrode de potentiel, ce qui permettrait une réduction supplémentaire d'un facteur de l'ordre de 2. D'autre part, l'utilisation d'un faisceau laser repompeur permettra d'améliorer de manière notable la mesure de la vitesse des atomes et nous comptons mesurer la fréquence du laser par battements avec une diode laser stabilisée sur une raie d'absorption saturée: on peut espérer mesurer la vitesse moyenne u des atomes avec une incertitude de l'ordre de 0,1 %. Une mesure absolue de la polarisabilité du lithium avec une incertitude de quelques 0,1 % semble ainsi réalisable avec des efforts raisonnables.

6.7 Conclusions

Nous avons mesuré la polarisabilité électrique de l'atome de lithium par interférométrie atomique. Notre résultat est le suivant :

$$\alpha_{Li} = (24{,}33 \pm 0{,}16) \times 10^{-30}\ \mathrm{m}^3 \tag{6.67}$$

TAB. 6.2 – *Mesures de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium.*

Année	Méthode de mesure	α_{Li} ($\times 10^{-30}$ m^3)	Incertitude (%)	Référence
1934	Déflexion électrostatique	12 ± 0.6	5	[203]
1961	Déflexion électrostatique	$22{,}0 \pm 1{,}5$	6,8	[204]
1974	E-H gradient balance	$24{,}3 \pm 0{,}5$	2,1	[96]
2004	Interférométrie atomique	$24{,}33 \pm 0{,}16$	0,66	[78]

Cette quantité physique est maintenant connue avec une incertitude de seulement 0,66 %, dominée par l'incertitude sur la détermination de la vitesse moyenne de l'atome. Cette première mesure est actuellement soumise à publication et un pre-print est disponible [78]. La table (6.2) récaptitule les différentes mesures de la polarisabilité du lithium en rappelant la méthode utilisée.

Jusqu'à lors, seule l'expérience de D. Pritchard avait conduit à une mesure absolue de la polarisabilité d'un atome (du sodium en l'occurence). Par rapport à ce travail pionnier, nous pouvons formuler plusieurs remarques :

• Le condensateur construit, muni d'électrodes de garde dans le même plan que l'électrode de potentiel, permet le calcul analytique de l'intégrale du carré du champ électrique **E** le long de la trajectoire classique de l'atome. Avec une construction améliorée, nous espérons réduire l'incertitude sur cette intégrale en dessous de 0,1 %, limitée par le potentiel inconnu dans les zones non conductrices situées entre l'électrode de garde et l'électrode de potentiel.

• La sensibilité en phase de notre interféromètre est plus élevée et la précision de la mesure de phase est limitée essentiellement par le manque de reproductibilité de la phase initiale des enregistrements réalisés. Nous comptons améliorer cette reproductibilité en stabilisant la température du banc de l'interféromètre supportant les trois miroirs et en recherchant les autres sources de perturbation de cette phase.

• T.D. Roberts souligne dans sa thèse que la mesure réalisée en 1995 par C.R. Ekström [77] était en fait une moyenne de la polarisabilité atomique du sodium et de celle du dimère Na_2, conduisant selon ces auteurs à une erreur de 2% sur la détermination de la polarisabilité. Dans notre interféromètre, l'utilisation de la diffraction laser a pour conséquence que les dimères Li_2 présents dans le jet atomique, et de manière plus générale, toute espèce chimique ne possédant pas à la fois une transition de résonance intense à moins de 10 GHz de la raie D_2 du lithium 7 ou ne vérifiant pas la condition de Bragg a une très faible probabilité d'être diffractée et donc de contribuer au signal interférentiel.

• T.D. Roberts et ses collaborateurs ont mis au point une technique très originale pour corriger la dépendance en vitesse du déphasage $\Delta\phi$ induit par effet Lo Surdo - Stark [186]. Cette méthode, qui consiste à appliquer un déphasage supplémentaire proportionnel à la vitesse de l'atome, permet d'observer des franges atomiques avec une bonne visibilité pour des valeurs de déphasage très élevées. Notre étude montre qu'une mesure de phase peut être effectuée de manière très précise, même en présence d'une distribution de vitesse assez large et sans aucun effet de compensation, à condition toutefois de prendre en compte la distribution de vitesse dans l'analyse des signaux (paragraphe 6.4.4).

Nous concluons ce chapitre en explicitant deux propriétés originales de l'interféromètre :

• Notre mesure de phase consiste à déterminer l'augmentation de la vitesse v de l'atome lorsqu'il pénètre dans la zone d'interaction avec le champ électrique. Les relations (6.5) et (6.17) montrent que la variation de vitesse est extrêmement faible :

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\lambda_{dB}}{L_{eff}} \times \frac{\Delta\phi}{2\pi} \simeq 5 \times 10^{-9} \tag{6.68}$$

pour notre champ électrique le plus élevé égal à 2×10^5 V/m. Nous mesurons donc de très faibles variations de vitesse alors que la vitesse a une distribution assez large. Notre sensibilité ulitime est remarquable : si on considère qu'elle est sensiblement de $\Delta\phi \simeq 2$ à 3 milliradians, elle correspond à $\Delta v/v \simeq 6 \times 10^{-13}$!

• Dans notre interféromètre, les deux parties de la fonction d'onde atomique occupent deux régions de l'espace séparées par une distance voisine de 0,1 millimètre et un objet macroscopique, le septum, est inséré entre ces deux chemins. Ce phénomène dure environ 0,1 milliseconde, sans aucune perte de cohérence. Ce phénomène est certes une conséquence des lois de la mécanique quantique, mais son observation reste toujours aussi surprenante et très enthousiasmante !

Chapitre 7

Conclusions

Cette thèse représente l'aboutissement des travaux de recherche réalisés au L.C.A.R. dans le domaine de l'interférométrie atomique avec l'atome de lithium depuis 2001. Les principaux résultats obtenus concernent la mise au point de l'interféromètre, une analyse très complète de ses performances et de leur optimisation, et une première mesure par interférométrie atomique de la polarisabilité statique électrique de l'atome de lithium.

L'interféromètre est un interféromètre de type Mach - Zehnder à bras séparés qui utilise la diffraction élastique de l'onde atomique par trois ondes stationnaires laser quasi - résonantes avec la première transition résonante de l'atome de lithium à 671 nm. La mesure de polarisabilité est effectuée en appliquant un champ électrique sur un seul des deux chemins atomiques, distants de seulement 0,1 millimètre, et séparés par une cloison de six micromètres d'épaisseur. Malgré ces contraintes, la précision sur la mesure du déphasage induit par effet Lo Surdo - Stark est remarquable (0,07 %) et résulte de l'observation de franges d'interférence atomique de très bonne visibilité (jusqu'à $\mathcal{V}$ = 84,5 %) et de flux de sortie élevé (jusqu'à 100 000 c/s) au premier ordre de diffraction. Cette incertitude très faible sur la détermination du déphasage conduit à une incertitude finale de 0,66 % sur la polarisabilité du lithium, dominée par l'incertitude sur la vitesse moyenne des atomes de lithium. Le résultat obtenu améliore la connaissance de la polarisabilité du lithium d'un facteur trois par rapport aux mesures les plus précises recensées dans la littérature.

Cette thèse comprend trois grandes parties : le réglage de l'interféromètre atomique (chapitres 1, 2 et 3), l'observation et l'optimisation des signaux d'interférence (chapitre 4), et l'utilisation de l'interféromètre atomique pour effectuer des mesures de précision (chapitres 5 et 6).

Le réglage de l'interféromètre atomique

Cette thèse a débuté par la reconstruction du dispositif expérimental suite à un accident survenu en juillet 2001. Cet accident a été lourd de conséquences car de nombreuses difficultés décrites dans le premier chapitre sont venues se greffer successivement et de manière inattendue. La possibilité d'effectuer des mesures de grande précision par interférométrie atomique se retrouve dans la construction de l'appareil à travers des procédures d'alignement d'une très grande précision : l'alignement des miroirs à ondes stationnaires, décrit au chapitre 1, est ainsi effectué à seulement quelques microradians près alors que ces miroirs sont séparés par une distance de l'ordre du mètre.

Le détecteur de l'interféromètre, un détecteur de Langmuir - Taylor ou détecteur à fil chaud, a été mis au point et caractérisé dès 2001 [91]. Cette thèse termine la caractérisation de l'appareil de mesure en effectuant une étude similaire sur la source atomique au chapitre 2.

Le jet atomique est un jet supersonique d'atomes de lithium ensemencé dans de l'argon. Nous nous sommes intéressés à deux propriétés très importantes en vue d'effectuer une mesure de précision. Dans un premier temps, nous avons étudié la distribution de vitesse du jet atomique. A cette occasion, nous avons mis en évidence un effet de refroidissement anormal des atomes de lithium dans le jet d'argon. Cet effet est relativement important, d'un facteur trois à l'avantage de l'espèce la plus légère. Pour comprendre cet effet, un calcul de la température parallèle finale des atomes de lithium dans le jet d'argon est développé au chapitre 2 de cette thèse. Ce calcul est une extension au cas du mélange de deux gaz purs monoatomiques de la théorie établie par Beijerinck et Verster pour l'expansion supersonique d'un gaz pur monoatomique. Il est valable dans la limite d'une grande dilution des atomes de l'espèce ensemencée et cette hypothèse est très bien vérifiée dans notre jet atomique. Ce calcul est d'une grande originalité car le cas généralement étudié dans la littérature est celui de l'ensemencement d'une espèce lourde dans un gaz porteur plus léger. Nous avons vérifié l'effet de refroidissement prédit en mesurant par effet Doppler la température parallèle finale des atomes de lithium du jet par fluorescence induite par laser. Dans un deuxième temps, nous avons évalué la brillance de notre jet atomique : $\mathcal{B}_{Li} \simeq 2{,}8 \times 10^{20}$ atomes.s^{-1}.m^{-2}.sr^{-1}. Cette valeur est comparable avec les meilleures brillances obtenues avec ce type de jet atomique.

L'observation et l'optimisation des signaux d'interférence

Les chapitres 3 et 4 portent sur l'observation de phénomènes de diffraction et d'interférence atomique. Notre appareil délivre des signaux d'interférence d'une très grande visibilité allant jusqu'à 84,5 % au premier ordre de diffraction. Des franges d'interférence ont également été observées par diffraction de l'onde atomique au second et au troisième ordre de diffraction avec les facteurs de visibilité suivants : 58 % au second ordre de diffraction et 26 % au troisième ordre. Avant nous, seule l'équipe de S.A. Lee avait fait fonctionner un interféromètre atomique avec le troisième ordre de diffraction et pour chaque ordre de diffraction, la visibilité que nous obtenons est plus élevée d'environ 20 %. La perte de visibilité observée lorsque l'ordre de diffraction augmente est analysée au chapitre 4 en soulignant qu'elle intègre à priori plusieurs contributions différentes : vibrations des miroirs de l'interféromètre (par flexion, rotation ou accélération du banc), rôle de l'émission spontanée, influence des phases de diffraction et des gradients de champ magnétique et électrique résiduels. La diffraction de l'onde atomique par laser permet également de diffracter sélectivement les atomes de l'isotope bosonique ^6Li minoritaire, présents dans le jet atomique sous l'abondance naturelle de 7,5 %. Malgré cette faible abondance, nous avons observé des franges d'interférence de visibilité 55 % au premier ordre de diffraction.

L'interféromètre atomique comme appareil de mesure

La qualité de nos signaux d'interférence atomique permet de réaliser des mesures de grande précision discutées dans les deux derniers chapitres de la thèse. Deux exemples de perturbation sont proposés, correspondant à l'étude de l'effet Zeeman (chapitre 5) et de l'effet Lo Surdo - Stark (chapitre 6) en interférométrie atomique.

Sensibilité de l'interféromètre atomique aux gradients de champ magnétique L'étude de l'effet Zeeman a permis d'évaluer la grande sensibilité de notre appareil aux gradients de champ magnétique. L'application d'un gradient de champ magnétique souligne le caractère paramagnétique de l'atome de lithium et la différence de comportement observée avec chacun des deux isotopes résulte principalement de la différence de leurs spins nucléaires.

Nous avons réalisé plusieurs expériences correspondant à différentes configurations du jet atomique et de l'interféromètre, en utilisant le pompage optique du jet atomique et la diffraction de l'onde atomique au premier et au second ordre de diffraction. Cette expérience met en évidence le rôle de l'effet Zeeman quadratique lié au découplage hyperfin qui est nécessaire pour expliquer en détail le comportement mesuré pour la visibilité et le déphasage des franges atomiques en présence d'un champ magnétique à peine supérieur à 10^{-3} Tesla. L'importance du terme quadratique de l'effet Zeeman avec des champs magnétiques de 10^{-3} Tesla s'explique par la faible valeur de l'écart hyperfin des deux isotopes de l'atome de lithium. Avant nous, seules les équipes de D. Pritchard et S.A. Lee avaient effectué une étude similaire sur un interféromètre à bras séparés. Dans ces deux expériences, l'effet Zeeman linéaire suffisait à expliquer l'ensemble des mesures réalisées et aucun pompage optique n'avait été mis en oeuvre.

Les résultats de ce chapitre améliorent notre compréhension de l'interféromètre en chiffrant l'importance des gradients de champ magnétique résiduels dans l'appareil de mesure. Ces gradients sont très faibles et peuvent être considérés comme négligeables puisqu'ils conduisent à une réduction de la visibilité de seulement 1 à 2 %. Notre meilleure visibilité ($\mathcal{V}$ = 84,5 %) a toutefois été obtenue en compensant ces faibles gradients résiduels. L'apport de l'interférométrie atomique reste limité du point de vue de l'effet Zeeman car la résonance magnétique permet de mesurer cet effet avec une très grande précision. Ainsi, les résultats obtenus au chapitre 5 constituent une preuve du bon fonctionnement de l'appareil de mesure et s'apparentent à une illustration de notre capacité à mesurer le déphasage induit par une perturbation.

Première mesure de la polarisabilité électrique du lithium par interférométrie atomique

La mesure de la polarisabilité électrique d'un atome est un cas intéressant d'application de l'interférométrie atomique car cette les techniques de spectroscopie laser ne donnent accès qu'à des différences de polarisabilités. Une mesure absolue de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium par interférométrie atomique est décrite dans le sixième et dernier chapitre. Cette mesure utilise les différents savoirs - faire décrits tout au long de la thèse relativement à la mise au point du jet d'atomes de lithium (chapitre 2), à la diffraction de l'onde atomique (chapitre 3), à l'optimisation de la sensibilité en phase de l'interféromètre (chapitre 4) ou encore à l'application d'une perturbation externe (chapitre 5).

Le condensateur nécessaire pour appliquer un champ électrique sur un seul chemin atomique est de construction complexe, car les deux chemins sont très proches, distants d'au plus 0,1 millimètre. Jusqu'à maintenant, une telle expérience n'a été réalisée que pour l'atome de sodium par D. Pritchard et ses collaborateurs [77] (une expérience similaire a été menée en 2003 dans le groupe de J.P. Toennies sur l'hélium et le dimère d'hélium [195] mais ce travail n'est pas publié). Notre condensateur est muni d'électrodes de garde situées dans le même plan que l'électrode de potentiel. Ce choix, différent de celui de D. Pritchard, permet un calcul analytique de la longueur effective du condensateur. Avec ce premier condensateur, la géométrie du condensateur est connue avec une incertitude de 0,35 %.

Le déphasage induit par effet Lo Surdo - Stark est connu avec une grande précision (0,07 %), obtenue lors d'une série de 22 mesures avec seulement quelques minutes d'acquisition pour chaque série. Malgré des temps d'enregistrements inférieurs à trois minutes, notre mesure de déphasage est limitée par l'incertitude sur la dérive de la phase de l'interférogramme en l'absence de champ électrique appliqué. L'origine de cette dérive est étudiée dans le corps de la thèse en montrant qu'elle provient essentiellement des gradients de température présents dans le banc de l'interféromètre.

Enfin, la vitesse moyenne des atomes de lithium est mesurée par diffraction de l'onde atomique puis par effet Doppler, et ces deux méthodes sont concordantes et en bon accord avec la valeur déduite de la théorie des jets supersoniques. L'incertitude sur la mesure de polarisabilité est dominée par l'incertitude sur la vitesse moyenne des atomes de lithium connue à 0,54 % près.

La polarisabilité électrique de l'atome de lithium est par conséquent :

$$\alpha_{Li} = (24{,}33 \pm 0{,}16) \times 10^{-30} \text{ m}^3$$

Cette première mesure de la polarisabilité du lithium par interférométrie est très encourageante : l'incertitude sur la détermination de cette quantité physique est de 0,66 %, elle est donc trois fois inférieure aux mesures antérieures de cette quantité [96], ce qui permet d'exclure certaines valeurs théoriques proposées dans la littérature. Ce résultat laisse entrevoir de possibles améliorations : nos résultats montrent qu'il est possible d'améliorer l'incertitude sur la géométrie du condensateur lors d'une deuxième construction, par exemple en réduisant la largeur de la zone non conductrice de 100 μm existant entre les électrodes de garde et l'électrode de potentiel. On peut également espérer améliorer la mesure de la vitesse effectuée par effet Doppler jusqu'à une incertitude de 0,1 % en mesurant la fréquence du laser sonde par battements avec une diode laser stabilisée sur une raie d'absorption saturée et en utilisant un faisceau laser repompeur.

La mesure de la polarisabilité de l'atome de lithium montre la très grande sensibilité de l'interféromètre construit. L'expérience consiste à mesurer l'augmentation de la vitesse des atomes : cette variation de vitesse est de l'ordre de 4×10^{-9} pour le potentiel appliqué le plus élevé ! Dans le même temps, la vitesse moyenne des atomes est précisément l'incertitude principale sur la mesure.

Perspectives

Ces premiers résultats permettent d'envisager la réalisation de nombreuses expériences dont nous allons décrire le principe.

Polarisabilité du lithium 6

Les franges d'interférence atomique observées en utilisant l'isotope bosonique ^6Li minoritaire permettent d'envisager la mesure de la polarisabilité de l'isotope ^6Li. Cette mesure n'est pas simple, et nous allons en préciser les enjeux.

La différence de polarisabilité entre les deux isotopes est très faible, de l'ordre de 3×10^{-5} en valeur relative (cet ordre de grandeur peut être déduit d'un modèle hydrogénoïde). A ce degré de précision, des effets jusqu'à lors négligés entrent en jeu, par exemple la correction de la longueur effective avec le carré de la distance au septum (paragraphe (6.3.2)). L'interféromètre doit posséder une sensibilité en phase optimale pour l'isotope ^6Li, que l'on peut probablement obtenir en utilisant du lithium 6 enrichi. Enfin, il faut estimer correctement le décalage de vitesses pour l'isotope ^6Li : P.A. Skovorodko [136] l'estime à 1% pour l'isotope fermionique majoritaire. On pourrait ainsi mesurer le rapport de deux polarisabilités, ce qui supprimerait les incertitudes dues aux effets systématiques, le même condensateur pouvant être utilisé pour mener à bien les deux mesures.

Indice de réfraction d'un gaz pour une onde atomique de lithium

Par analogie avec l'optique, il est possible d'insérer un milieu dilué sur un seul des deux chemins atomiques. Ce milieu est alors caractérisé par un indice complexe, ce qui traduit le déphasage et l'atténuation de l'onde atomique à la traversée du milieu. L'apport de l'interférométrie atomique pour la mesure d'indices est réel : les expériences traditionnelles de collisions ne donnent accès qu'aux sections efficaces, c'est à dire à l'atténuation de l'onde atomique. Une expérience similaire a été menée dans l'équipe de D. Pritchard pour une onde atomique de sodium [89, 190].

Action de champs magnétique et électrique croisés

Les mesures effectuées au cours de la thèse ont consisté à appliquer un champ magnétique, puis un champ électrique. L'étape suivante consiste à s'intéresser à la modification du vecteur d'onde atomique sous l'action de champs électriques et magnétiques croisés. Le dipôle induit est alors modifié sous l'action du champ magnétique :

$$\mathbf{d} = \alpha(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

où α désigne la polarisabilité de l'atome. Cet effet a été prédit par M. Wilkens en 1994 [240] et discuté ensuite par H. Wei et ses collaborateurs en 1995 [241]. Une propriété assez surprenante est que l'effet change de signe lorsque l'un quelconque des trois vecteurs, **k**,**E**,**B** est changé en son opposé. Cet effet n'a jamais été observé pour des atomes. En revanche, il a été observé pour l'ion moléculaire CO^+ [242].

Le condensateur construit pour la mesure de polarisabilité muni du septum, peut être utilisé pour créer des champs électriques de même intensité mais de direction opposée et un champ magnétique peut être appliqué perpendiculairement au plan de l'interféromètre. Pour un champ électrique E = 5×10^5 V/m, appliqué sur une distance de 5 centimètres, et un champ magnétique B de l'ordre de 0,01 à 0,1 Tesla, nous calculons un déphasage de 12 à 120 milliradians, qui semble mesurable dans des temps d'acquisition raisonnables.

Annexe A

L'atome de lithium

L'élément lithium a été découvert en 1817 par le physicien Suédois J.A. Arfvedson à l'état de silicates $LiAl(Si_2O_5)_2$. Un an plus tard, C.G. Gmelin, minéralosgiste et chimiste allemand, observa que le chauffage du lithium s'accompagnait de flammes rougeâtres, caractéristiques de la raie atomique à 671 nm que nous utilisons pour la diffraction de l'onde atomique de lithium.

Cette annexe rassemble des données numériques relatives à l'atome de lithium et à sa diffraction par une onde laser stationnaire quasi-résonante. La figure (A.1) est une photographie d'un morceau de lithium. L'essentiel des valeurs numériques utiles est concentré dans le tableau récapitulatif (A.2) situé en fin d'annexe.

FIG. A.1 – *Photographie d'un échantillon de lithium métallique. L'échantillon, stocké dans l'air du laboratoire, est partiellement recouvert d'une couche d'oxydes et de carbonates.*

L'atome de lithium est présent à l'état naturel sous la forme de deux isotopes stables. L'isotope majoritaire est l'atome de lithium 7 qui est un boson d'abondance isotopique 92,41 % alors que l'atome de lithium 6 est un fermion d'abondance 7,59 % [243]. Les masses des deux isotopes sont $m(^6Li) = 6{,}015122$ u. et $m(^7Li) = 7{,}016004$ u. (1 u. = 1,66053873 $\times 10^{-27}$ kg [244]).

A.1 Structure énergétique des niveaux

Comme tous les alcalins, l'atome de lithium est un atome paramagnétique avec un état fondamental $^2S_{1/2}$. Pour l'isotope 7, le spin nucléaire I vaut $3/2$ alors que $I = 1$ pour l'isotope 6. Dans son état fondamental, l'atome présente ainsi deux niveaux de structure hyperfine, correspondant aux niveaux de moment cinétique total F = I $\pm$ 1/2. Nous diffractons l'atome de lithium en utilisant la première transition de résonance $^2S_{1/2}$-^2P_J et nous allons présenter la structure fine, hyperfine et isotopique de cette transition. La figure (A.2) représente la structure énergétique des premiers niveaux pour chacun des isotopes stables du lithium.

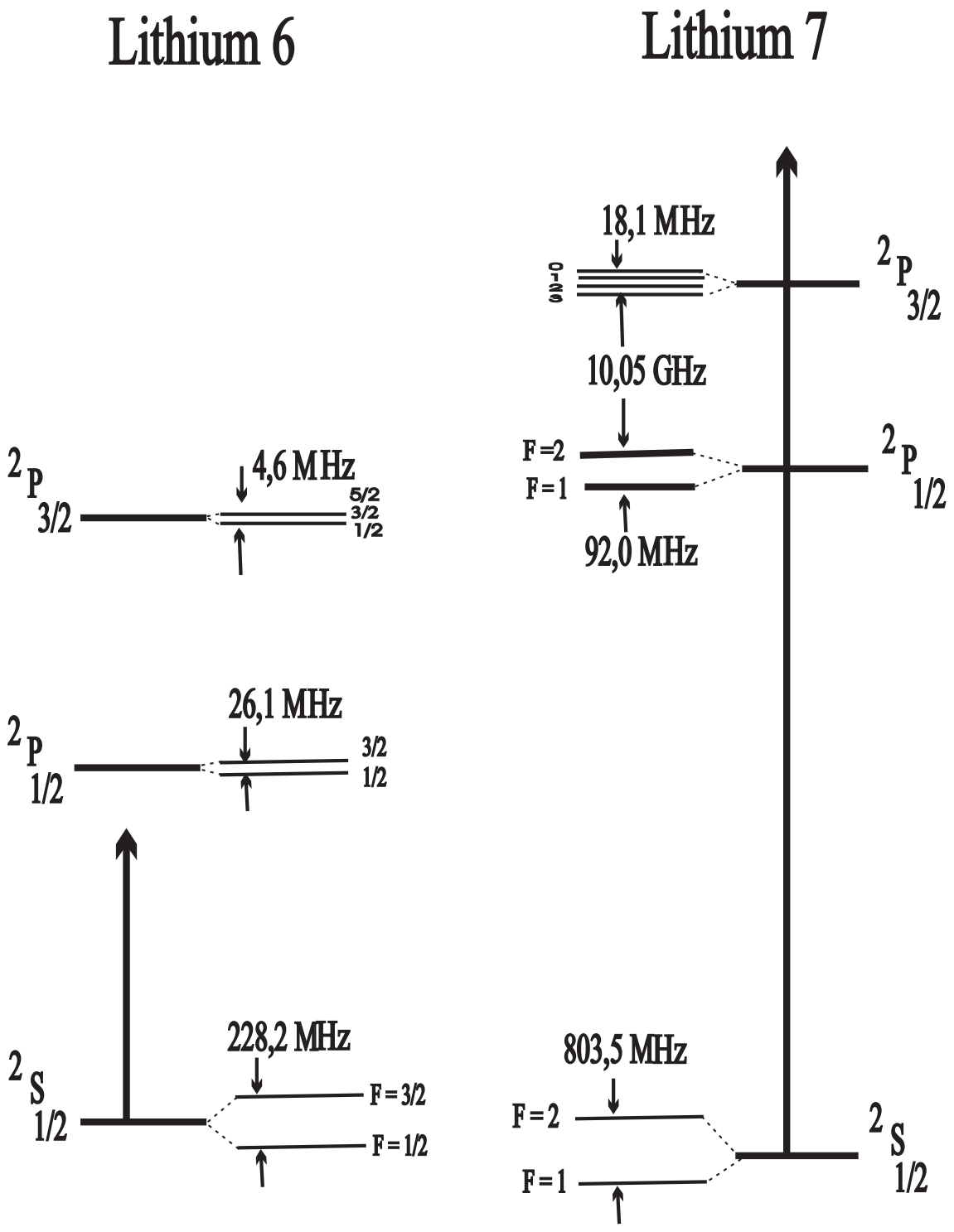


FIG. A.2 – *Structure énergétique des premiers niveaux des deux isotopes du lithium tirée des références ([245, 246, 247, 248]). Les écarts énergétiques sont connus avec une très grande précision. Toutefois, seuls les premiers chiffres significatifs sont donnés dans cette figure. Pour chaque isotope, on a représenté par une flèche la transition laser utilisée pour la diffraction de l'onde atomique : l'onde laser est désaccordée vers le bleu de la transition D_2 pour l'isotope 7, vers le rouge de la transition D_1 pour l'isotope 6.*

Le tableau (A.1), tiré de la référence [247], indique les nombres d'onde des centres de gravité des raies D_1 et D_2 pour les deux isotopes. On remarque que la raie D_2 de l'isotope 6 a un nombre d'onde légèrement inférieur à celui de la raie D_1 du lithium 7, d'environ 0,016 cm^{-1} soit 480 MHz. L'écart isotopique sur la raie *D* est donc très voisin de la structure fine de cette transition, elle - même très voisine de 10 GHz.

TAB. A.1 – *Nombres d'onde σ des centres de gravité des transitions D_1 et D_2 des deux isotopes du lithium, tirés de la référence [247]. Les incertitudes rapportées traduisent un intervalle de confiance de 95 %.*

Raie	$^7Li(D_1)$	$^7Li(D_2)$	$^6Li(D_1)$	$^6Li(D_2)$
σ (cm^{-1})	14903,648130 (14)	14903,983468 (14)	14903,296792 (23)	14903,632116 (18)

La durée de vie de l'état ^2P du lithium 7 a été mesurée dans l'équipe de R.G. Hulet: $\tau = 27{,}102(2)(9)ns$ [176], la première incertitude étant statistique et la seconde systématique. L'erreur sur τ est dominée par la détermination du coefficient C_3 de l'interaction dipole - dipole du dimère de lithium Li_2. Les coefficient C_3 obtenus pour chaque isotope $^6Li_2$ et $^7Li_2$ ne diffèrent pas de manière notable, les effets isotopiques étant inférieur à 10^{-4}. Nous déduisons la largeur naturelle de la raie atomique ^2S - ^2P de la durée de vie de l'état ^2P, supposée identique pour les deux isotopes :

$$\Gamma/(2\pi) = 1/(2\pi\tau) = 5{,}872\,MHz \tag{A.1}$$

A.2 Données numériques relatives à la diffraction du lithium

Les quantités importantes sont la pulsation de recul d'un atome de lithium, le dipôle de transition de la transition de résonance et, ce qui est équivalent, l'intensité de saturation de cette transition.

A.2.1 Pulsation de recul du lithium

La pulsation de recul est donnée par $\hbar\omega_r = \hbar^2 k_L^2/(2m)$, k_L désignant le vecteur d'onde laser. Nous effectuerons ce calcul à la résonance, même si k_L prend une valeur légèrement différente hors résonance. Pour le lithium ^7Li, nous utilisons un laser décalé de quelques GigaHertz vers le bleu de la raie D_2 (transition $^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$) et nous trouvons :

$$\omega_r = 396528\,s^{-1} \text{ soit encore } \omega_r/(2\pi) = 63{,}109\,\text{kHz} \tag{A.2}$$

Pour le lithium ^6Li, nous utilisons un laser décalé vers le rouge de la raie D_1 (transition $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$) et nous trouvons :

$$\omega_r = 462465\,s^{-1} \text{ soit encore } \omega_r/(2\pi) = 73{,}604\,\text{kHz} \tag{A.3}$$

A.2.2 Dipôle de transition

Si l'on suppose les effets relativistes négligeables, le dipôle de transition est indépendant du niveau de structure fine $J = 1/2$ ou $J = 3/2$ de l'état excité ^2P. Nous le noterons d_{SP} sans plus de

précision. La durée de vie τ de l'état excité permet le calcul de ce dipôle à partir de la pulsation ω_0 de la transition $^2S-^2P$

$$1/\tau = A_{SP} = \frac{\omega_0^3}{3\pi\varepsilon_o\hbar c^3} \sum_{M_L,i=x,y,z} | <^2 S|d_i|^2 P; M_L' > |^2 \tag{A.4}$$

Dans le cas particulier d'un état S, la somme de l'équation (A.4) se limite à un seul terme :

$$\sum_{M_L} | <^2 S; M_L| \overrightarrow{d} |^2 P; M_L' > |^2 = \sum_{M_L} | <^2 S; M_L = 0| \overrightarrow{d} |^2 P; M_L' = 0 > |^2 = \frac{d_{SP}^2}{3} \tag{A.5}$$

et l'expression du dipôle de transition est la suivante :

$$(d_{SP})^2 = 9\pi\varepsilon_0\hbar c^3/(\tau\omega_0^3) \tag{A.6}$$

A partir de la valeur de τ mesurée par l'équipe de R. Hulet nous obtenons:

$$d_{SP} = (3{,}44572 \pm 0{,}00046) \times 10^{-29}\, C.m \tag{A.7}$$

A.2.3 Intensité de saturation de la transition résonante

On détermine généralement l'intensité de saturation à partir du paramètre de saturation s défini par

$$s = \frac{\Omega_1^2/2}{(\omega-\omega_0)^2 + \Gamma^2/4} \tag{A.8}$$

où $\Omega_1 = E_0 d_{SP}/\hbar$ désigne la pulsation de Rabi associée à la transition. Le seuil de saturation correspond à $s = 1$, ce qui permet de calculer l'intensité de saturation de la transition $^2S-^2P$

$$I_{sat} = \varepsilon_0 c E_0^2/2 = \varepsilon_0 c\hbar^2/(4d^2\tau^2) = 0{,}85\, mW/cm^2 \tag{A.9}$$

A.3 Tableau récapitulatif

TAB. A.2 – *Quelques valeurs numériques concernant l'atome de lithium (isotopes 6 et 7).*

Quantité	Notation	^7Li	^6Li
Abondance isotopique naturelle (%)		92,4	7,6
Masse de l'atome (u.)	m	7,016004	6,015122
Moment cinétique nucléaire	I	3/2	1/2
Ecartement hyperfin du $^2S_{1/2}(MHz)$	$\Delta\nu_{HFS}$	803,5	228,2
Pulsation de recul (kHz)	$\omega_r/(2\pi)$	63,109	73,604
Dipôle de la transition $^2S-^2P$ (C.m)	d_{SP}	$3{,}45 \times 10^{-29}$	$3{,}45 \times 10^{-29}$
Largeur naturelle de la raie (MHz)	$\Gamma/(2\pi)$	5,872	5,872
Intensité de saturation (mW/cm^2)	I_S	0,85	0,85

Annexe B

Collisions entre deux atomes

On se propose de définir et de calculer numériquement les quantités suivantes, introduites au chapitre 2, associées à la collision de deux atomes d'espèce chimique i et j :

- les sections efficaces de collision d'ordre l, $Q_{i,j}^{(l)}$
- les intégrales de collision $\Omega_{i,j}^{(l,s)}(T)$, moyennes thermiques de $Q_{i,j}^{(l)}$

Cette étude sera l'occasion de tester le domaine de validité de l'approximation $Q_{i,j}^{(l)} \propto g^{-2/3}$, effectuée au paragraphe (2.3), g désignant la vitesse relative des atomes qui entrent en collision. Nous déterminerons ainsi la valeur numérique du rapport d'ordre ρ_o, défini comme le rapport des sections efficaces $Q_{i,j}^{(l)}$ d'ordre 1 et 2. La dépendance en température des intégrales $\Omega_{i,j}^{(l,s)}$ est également étudiée dans cette annexe. Les définitions et la plupart des résultats suivants découlent du livre " Molecular theory of gases and liquids", écrit par J. O. Hirschfelder, C. F. Curtiss and R. Byron Bird [130].

B.1 Définition des sections efficaces de collision

Nous nous intéressons à la collision de deux atomes d'espèce chimique i et j, de vitesse relative g, $\mu = m_i m_j/(m_i+m_j)$ désignant la masse réduite des deux atomes. On définit les sections efficaces moyennées en angle $Q_{i,j}^{(l)}(g)$ à partir de la section efficace différentielle $d\sigma_{i,j}(g)/d\Omega$, (équation 8.2-2 de [130]) :

$$Q_{i,j}^{(l)}(g) = \int \frac{d\sigma_{i,j}(g)}{d\Omega}(1-\cos^l\chi)d\Omega \tag{B.1}$$

où χ désigne l'angle de déflexion. En mécanique classique, l'angle de déflexion χ dépend du paramètre d'impact b et de la vitesse relative g. $Q_{i,j}^{(l)}(g)$ est ainsi donné par :

$$Q_{i,j}^{(l)}(g) = \int (1-\cos^l\chi)2\pi b db \tag{B.2}$$

Les moyennes thermiques $\Omega_{i,j}^{(l,s)}(T)$ sont définies dans l'équation 8.2-3 de la référence [130], en posant $\gamma^2 = \mu g^2/(2k_BT)$:

$$\Omega_{i,j}^{(l,s)}(T) = \sqrt{k_BT/(2\pi\mu)}\int_0^\infty Q_{i,j}^{(l)}(g)\gamma^{2s+3}\exp(-\gamma^2)d\gamma \tag{B.3}$$

A titre d'exemple, on peut déterminer les sections efficaces $Q_{i,j}^{(l)}$ en décrivant l'interaction des atomes i et j dans le modèle des sphères dures de diamètre σ. L'équation 8.2-4, référence [130] fournit $Q_{i,j}^{(1)} = \pi\sigma^2$ et $Q_{i,j}^{(2)} = 2\pi\sigma^2/3$, ces valeurs étant indépendantes de g. Nous verrons que le potentiel de type Lennard - Jones (12 - 6) conduit à une dépendance de $Q_{i,j}^{(l)}$ en $g^{-2/3}$.

Validité de l'approche par la mécanique classique

Nous étudions la collision à basse énergie entre les atomes i et j dans le cadre de la mécanique classique. Trois arguments permettent de justifier cette approximation dans le cas du lithium ensemencé dans de l'argon :

1. Le caractère quantique de l'interaction entre deux atomes est généralement mesuré par le paramètre quantique $\eta = \hbar^2/(m\sigma^2\varepsilon)$ introduit par Stwalley et Nosanow [249] (voir également De Boer et Lunbeck [250]). Les notations utilisées sont les notations habituelles : ε est la profondeur du puits de potentiel et σ désigne le rayon de coeur. Une valeur de η élevée indique un comportement typiquement quantique alors qu'une valeur très faible correspond à un comportement quasi - classique. Un système typiquement quantique est le dimère ^4He pour lequel $\eta \approx 0{,}18$ [249]. Le dimère d'argon [145], caractérisé par $\eta \approx 0{,}75 \times 10^{-3}$, et le système $^7Li - Ar$ [146], de valeur $\eta \approx 6{,}6 \times 10^{-3}$ ont donc un caractère quantique beaucoup plus faible.

2. La section efficace différentielle contient plusieurs effets quantiques. Ces effets sont largement réduits par la moyenne angulaire réalisée à l'équation (B.1) et réduits encore davantage par la moyenne thermique de l'équation (B.3).

3. Certains effets quantiques persistent malgré les moyennes angulaires et thermiques du paragraphe précédent: c'est le cas du comportement de la section efficace à très basse énergie, à l'effet de seuil quantique. D'après Julienne et Mies [251], ce régime s'étend jusqu'à une énergie de l'ordre de $\hbar^3\mu^{-3/2}C_6^{-1/2}$ pour un potentiel d'interaction en $-C_6/r^6$. A l'effet de seuil quantique, on explique l'augmentation de section efficace lors des collisions entre atomes d'hélium calculée par Toennies et Winkelmann. En utilisant les valeurs de C_6 de la référence [98], nous concluons que les collisions $Ar - Ar$ ou $^7Li - Ar$ ne sont pas concernées par cet effet, qui ne serait observable que pour des températures de l'ordre de 10^{-2} ou 2×10^{-2} Kelvin respectivement, des valeurs nettement inférieures aux plus petites températures obtenues dans les jets d'argon, qui sont plutôt de l'ordre du Kelvin [114, 132], limitées par la condensation du jet.

B.2 Angle de déflexion d'une collision

Dans le référentiel du centre de masse, l'étude du mouvement des deux atomes se ramène à celui de la particule fictive, les trajectoires des atomes i et j étant homothétiques de celle de A. On obtient les équations du mouvement de A à partir de la conservation de l'énergie E et du moment cinétique $\mathbf{L}$ de la particule fictive. Les conditions initiales permettent de déterminer $E = \mu g^2/2$ et $L = \mu b g$, b désignant le paramètre d'impact de la collision. En introduisant un système de coordonnées polaires (r,θ) dans le plan de la trajectoire (plan de vecteur normal $\mathbf{L}$), les lois de conservation s'expriment sous la forme :

$$\frac{1}{2}\mu\left[\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2\right] + V(r) = E \qquad \text{(B.4-a)}$$

$$\mu r^2 \frac{d\theta}{dt} = L \qquad \text{(B.4-b)}$$

$V(r)$ désignant le potentiel d'interaction entre les atomes i et j. Comme pour tout mouvement à force centrale, nous introduisons le potentiel effectif $V_{eff}(r) = V(r) + L^2/(2\mu r^2)$ puis nous intégrons les équations de conservation en remarquant que la position de la particule relative varie de l'infini à r_m, la distance minimale d'approche, telle que $E = V_{eff}(r_m)$:

$$t = \int_{r_m}^{\infty} \frac{dr}{\sqrt{\frac{2}{\mu}(E - V_{eff}(r))}} \tag{B.5-a}$$

$$\theta = \int_{r_m}^{\infty} \frac{L}{\mu r^2} \frac{dr}{\sqrt{\frac{2}{\mu}(E - V_{eff}(r))}} \tag{B.5-b}$$

Par définition, l'angle de déflexion χ est l'angle entre les vitesses relatives des deux atomes avant et après la collision. Lors d'une collision, la position de la particule fictive décroit de l'infini à r_m avant de repartir vers l'infini. Ainsi, l'angle de déflexion est relié à l'angle θ_m pour lequel $r = r_m$ par la relation $\chi = \pi - 2\theta_m$. En mécanique classique, l'angle de délexion apparaît ainsi sous la forme d'une fonction du paramètre d'impact b et de l'énergie de la particule relative $E = \mu g^2/2$, donnée par l'équation (B.5-b) :

$$\chi(b,E) = \pi - 2b \int_{r_m}^{\infty} \frac{dr}{r^2 \sqrt{1 - V_{eff}(r)/E}} \tag{B.6}$$

Potentiel de Lennard - Jones 12 - 6

L'interaction entre les atomes i et j est décrite par un potentiel de type Lennard - Jones (12 - 6). Nous exprimons les coefficients C_{12} et C_6 du potentiel en fonction de la profondeur ε du puits de potentiel et du rayon de coeur σ défini par la relation $V(r = \sigma) = 0$ (paragraphe 8.2 de [130]). Nous obtenons alors :

$$V(r) = \frac{C_{12}}{r^{12}} - \frac{C_6}{r^6} = 4\varepsilon \left[(\frac{\sigma}{r})^{12} - (\frac{\sigma}{r})^6 \right] \tag{B.7}$$

Une fois le potentiel d'interaction choisi, nous exprimons les quantités physiques dans un système d'unités réduites, obtenu en exprimant les distances en fonction du rayon de coeur et les énergies en fonction de la profondeur du puits :

$$r^* = r/\sigma \quad b^* = b/\sigma \quad E^* = E/\varepsilon \tag{B.8}$$

Les unités réduites ont l'avantage d'être sans dimension, et ainsi les quantités sont toujours de l'ordre de l'unité. En unités réduites, le potentiel effectif $V_{eff}(r)$ s'écrit :

$$V^\star_{eff}(r^\star) = \frac{4}{r^{\star 12}} - \frac{4}{r^{\star 6}} + E^\star (\frac{b^\star}{r^\star})^2 \tag{B.9}$$

et l'intégrale de collision $Q^{(l)}$ s'exprime en unités réduites sous la forme : [1]

$$Q^{(l)*} = Q^{(l)}/\sigma^2 \tag{B.10}$$

1. Pour ne pas alourdir les notations, les indices i et j indiquant les partenaires de la collision seront omis.

Différentes trajectoires envisageables

La figure (B.1) représente le potentiel effectif réduit en fonction de r^* pour différentes valeurs du produit E^*b^{*2}. La courbe change de concavité pour une valeur critique du produit E^*b^{*2} égale à $36 \times 5^{-5/3} = 2{,}4624$. En dessous de cette valeur critique, la particule fictive sonde le puits de potentiel et vient rebondir sur le mur répulsif en r^{-12}. Au-delà du paramètre critique, la trajectoire de la particule est essentiellement due aux forces attractives et à la répulsion centrifuge.

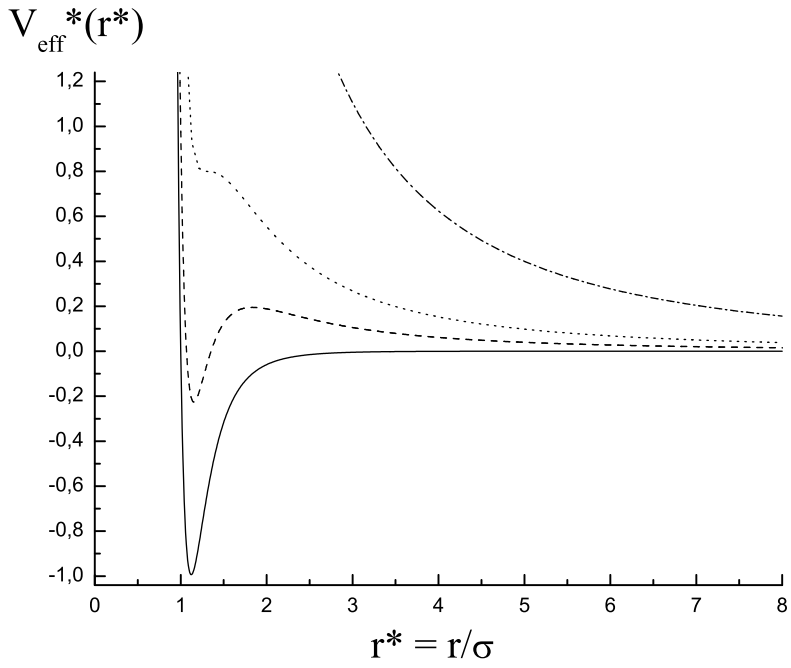


FIG. B.1 – *Potentiel effectif réduit $V^*_{eff}(r^*)$ en fonction de la distance réduite r^* pour différentes valeurs de E^*b^{*2} (Graphe inspiré de J.O. Hirschfelder [130]) De bas en haut, on décrit successivement $E^*b^{*2} = 0{,}008$ (trait plein), 1 (pointillés), 2,4624 (points) et 10 (trait mixte).*

Lorsque $E^*b^{*2} = 2{,}4624$, la courbe présente un point d'inflexion dont les coordonnées sont $(r^* = 5^{1/6} \simeq 1{,}308; V^*_{eff} = 0{,}8)$. Lorsque l'énergie réduite E^* est inférieure à cette valeur limite de 0,8, il existe toujours une valeur du paramètre d'impact réduit b^* pour laquelle l'énergie E^* correspond à un maximum de V^*_{eff}. Lorsque cette condition est remplie, le phénomène de *collision orbitante* apparaît. La particule fictive reste au voisinage du maximum d'énergie de V^*_{eff} en tournant une infinité de fois autour de l'origine à une position r^*_M telle que $(\partial V^*_{eff}/\partial r^*)_{r^*_M} = 0$. Déterminer r^*_M dans le cas général suppose de résoudre une équation du 5^e degré. A basse énergie ($E^*b^{*2} << 1$), on peut toutefois négliger le monôme de plus haut degré, ce qui fournit $r^*_M = [12/(E^*b^{*2})]^{1/4}$. En écrivant la condition de collision orbitante $E^* = Max(V^*_{eff}(r^*))$, on obtient la valeur du paramètre d'impact réduit correspondant à une collision orbitante de basse énergie: $b^*_{orb} = (27/E^*)^{1/6}$, soit encore dans le système d'unité traditionnel : $b_{orb} = (27C_6/(2\mu g^2))^{1/6}$.

Angle de déflexion

Nous avons calculé l'angle de déflexion $\chi(b^*)$ pour différentes valeurs de l'énergie réduite E^*. L'équation (B.6) permet d'exprimer l'angle de déflexion en unités réduites :

$$\chi(b^*,E^*) = \pi - 2b^* \int_{r^*_{min}}^{\infty} \frac{dr^*}{r^{*2}\sqrt{1 - V^*_{eff}(r^*)/E^*}} \tag{B.11}$$

Pour différentes valeurs d'énergie E^* et de paramètre d'impact b^*, on recherche le minimum $r^\star_m$, puis le maximum local r^*_M, lorsqu'il existe. L'intégration numérique est effectuée par la méthode de Newton - Mac Laurin en introduisant la variable $X = r^{*-2}$ dans l'intégrale ci-dessus. La figure (B.2) représente la variation de $(1 - cos(\chi))$ en fonction de b^{*2} pour différentes énergies réduites E^*. Lorsque $E^* \leq 0{,}8$, la courbe présente des oscillations rapides correspondant au phénomène de collision orbitante. Pour des énergies plus élevées, la singularité orbitante disparaît et la courbe s'apparente à celle du modèle des sphères dures. En réalité, le terme répulsif en r^{-12} fait que la courbe obtenue pour un potentiel de type Lennard - Jones est située au dessous de celle obtenue dans un modèle de type sphères dures, représentée en pointillés sur la figure (B.2). Notre simulation numérique reproduit correctement la fonction de déflexion analytique proposée par Beijerinck et Verster (Cf. [114] - Appendice A), valable pour des énergies $E^* \leq 0{,}1$:

$$\begin{aligned} \chi(b^*,E^*) &= \pi - 1{,}65b^* - 1{,}05 \times Ln((1+b^*)/(1-b^*)) \text{ si } 0 \leq b^* \leq 1 && \text{(B.12-a)} \\ &= 5\pi[0{,}96Ln((b^{\star 6}-1)/b^{\star 6}) - 0{,}04/(b^{\star 6}-1)]/36 \text{ si } b^* > 1 && \text{(B.12-b)} \end{aligned}$$

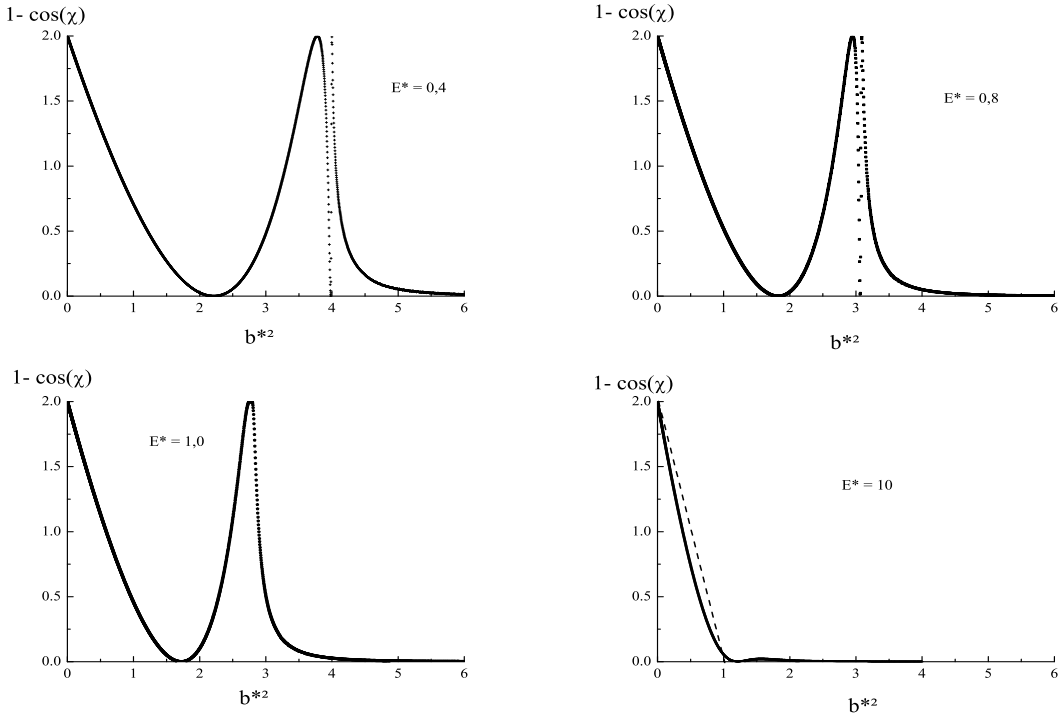


FIG. B.2 – *Comportement de* $1 - cos(\chi)$ *en fonction de* b^{*2} *pour E* = 0,4 - 0,8 - 1,0 et 10.*

B.3 Sections efficaces de collision $Q^{(l)}$

Pour chaque valeur de l'énergie réduite E^*, la section efficace réduite $Q^{(l)*}$ est obtenue en déterminant l'aire sous la courbe représentant la fonction $1-cos^l(\chi)$ en fonction de b^{*2}. Nous avons calculé $Q^{(l)*}$ pour $l=1$ et $l=2$, le cas $l=1$ correspondant à l'intégration des courbes de la figure (B.2) ci-dessus. L'intégration est effectuée à l'aide d'un programme Fortran en utilisant la méthode de Simpson. A basse énergie, lorsque $E^* << 1$, les sections efficaces d'ordre 1 et 2 sont bien décrites par une loi en $(E^*)^{-1/3}$. Sur la figure (B.3), nous mettons en évidence ce comportement à basse énergie de la section efficace en représentant la quantité $Y^{(l)} = Q^{(l)*}(E^*) \times E^{*1/3}$ en fonction de E^*. Pour les énergies E^* inférieures à 0,8, notre simulation numérique présente un faible bruit numérique que nous attribuons à la présence de la singularité orbitante. Nous n'avons pas cherché à réduire ce bruit en introduisant des fonctions analytiques approximant la fonction $\chi(b)$ au voisinage de cette singularité. Lorsque $E^* \longrightarrow 0$, nous obtenons :

$$Q^{(1)*}(E^*) \simeq (7{,}81 \pm 0{,}01) E^{*-1/3} \tag{B.13-a}$$

$$Q^{(2)*}(E^*) \simeq (5{,}95 \pm 0{,}01) E^{*-1/3} \tag{B.13-b}$$

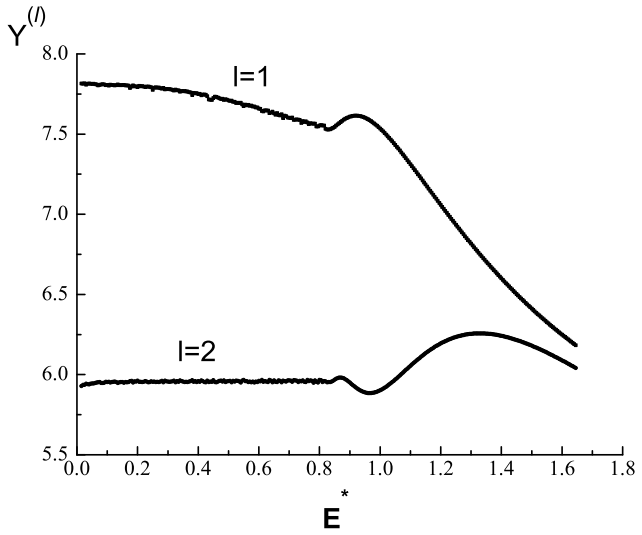


FIG. B.3 – *Variations de la fonction $Y^{(l)} = Q^{(l)*}(E^*) \times E^{*1/3}$ en fonction de E^* pour $l=1$ et $l=2$. Les deux quantités tendent rapidement vers leur valeur limite lorsque $E^* < 0{,}5$.*

L'évaluation numérique de $Q^{(l)}(E^*)$ pour $l=1$ et $l=2$ permet de déterminer le rapport d'ordre ρ_o, défini par l'équation (2.37)). Nous obtenons $\rho_o = 1{,}312 \pm 0{,}004$.

Comparaisons avec le modèle de Beijerinck et Verster

La fonction de déflexion analytique introduite par Beijerinck et Verster (Cf. équation (B.12)) permet de calculer la section efficace de collision réduite $Q^2(E^*)$ pour les faibles énergies ($E^* << 0{,}1$). BV obtiennent $Q^{(2)} = 0{,}629\pi b_{orb}^2$. En exprimant le résultat dans notre système d'unités réduites, nous obtenons :

$$Q^{2*}(E^*) = 3 \times 0{,}629\pi (E^*)^{-1/3} \simeq 5{,}93 (E^*)^{-1/3} \tag{B.14}$$

En intégrant la fonction de déflexion analytique proposée par Beijerinck et Verster (Cf. équation (B.12)), nous obtenons le rapport d'ordre $\rho_o = 1{,}32$, en bon accord avec notre simulation numérique.

B.4 Intégrales de collision $\Omega^{(l,s)}$

Nous effectuons la moyenne thermique de l'équation (B.3) par intégration numérique des quantités $Q^{(l)}$ en utilisant la méthode de Simpson. Pour cela, nous introduisons la température réduite $T^* = k_B T/\varepsilon$ et nous exprimons l'intégrale de collision en fonction de T^*,E^* et $Q^{(l)*}(E^*)$. L'intégration numérique fournit les différentes intégrales $\Omega^{(l,s)}$ qui s'écrivent toutes sous une forme analogue à celle de l'équation (2.9) :

$$\Omega^{(l,s)}(T) = C^{(l,s)}(T^*)\left(\frac{k_B T}{\mu}\right)^{1/2}\left(\frac{C_6}{k_B T}\right)^{1/3} \tag{B.15}$$

Les fonctions $C^{(l,s)}(T^*)$ sont représentées sur la figure (B.4) pour $(l,s) = (2,2)$ (gaz pur), $(1,2)$ (mélange de deux gaz) et $(1,1)$. Les limites à basse température des fonctions $C^{(l,s)}$ sont $C^{2,2}(0) = 3{,}00$, $C^{1,2}(0) = 3{,}94$ et $C^{1,1}(0) = 1{,}48$.

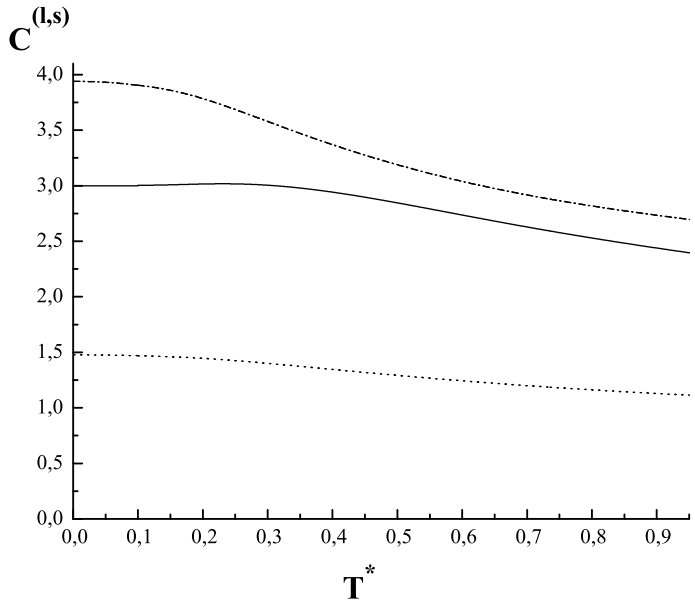


FIG. B.4 – *Variations des quantités $C^{(l,s)}(T^*)$ définies par l'équation (B.3) en fonction de la température réduite $T^* = k_B T/\varepsilon$ pour $(l,s) = (1,1)$ (points); $(1,2)$ (trait mixte) et $(2,2)$ (trait plein).*

Nous avons vérifié ces résultats analytiquement en utilisant les équations (B.13) et en remarquant que les intégrales de collisions $\Omega^{(l,s)}$ font intervenir la fonction Gamma. Nous vérifions également que la valeur calculée pour le rapport d'ordre $\rho_o = C^{(1,2)}(0)/C^{(2,2)}(0) = 1{,}312 \pm 0{,}004$ coincide avec la valeur obtenue à partir du rapport des sections efficaces $Q^{(l)}$.

Comparaisons avec le modèle de Beijerinck et Verster

Beijerinck et Verster ont obtenu $C^{2,2}(0) = 2{,}99$ (Cf. équation (B.15) et référence [114]), une valeur en excellent accord avec la valeur de 3,00 que nous avons obtenu. Beijerinck et Verster estiment que l'expression de l'intégrale de collision $\Omega^{(2,2)}(T)$, proposée à l'équation (B.15), est valable pour $T^* \leq 0{,}1$. La figure (B.4) montre que la relation peut être étendue jusqu'à $T^* \simeq 0{,}3$. Dans le cas d'un potentiel $Ar - Ar$, pour lequel $\varepsilon(Ar - Ar)/k_B = 142$ K, la relation proposée à l'équation (B.15) est donc valable jusqu'à 40 Kelvins. En revanche, pour un potentiel Li - Ar, pour lequel $\varepsilon(Li - Ar)/k_B = 61$ K [146], la relation (B.15) n'est valable que jusqu'à 18 Kelvins.

Annexe C

Calcul de $\mathcal{F}_{\parallel,2}$ et $\mathcal{F}_{\perp,2}$

Cette annexe est consacrée au calcul des termes de collisions $\mathcal{F}_{X,2}$ ($X = \parallel$ ou $\perp$) qui couple les températures parallèles et perpendiculaires des atomes du gaz ensemencé. Rappelons l'expression de $\mathcal{F}_{X,2}$ de l'équation (2.33) :

$$\mathcal{F}_{X,2} = \frac{n_1}{k_B u_\infty} \int g \frac{d\sigma_{1,2}(g)}{d\Omega} \Delta E_{X,2} f_1(\mathbf{v}_1) f_2(\mathbf{v}_2) d^3\mathbf{v}_1 d^3\mathbf{v}_2 d\Omega \tag{C.1}$$

Dans cette expression, $\Delta E_{X,2}$ représente le gain d'énergie parallèle ou perpendiculaire d'un atome de l'espèce 2 lors de sa collision avec un atome de l'espèce 1, $d\sigma_{1,2}(g)/d\Omega$ désignant la section efficace différentielle associée à la collision des atomes 1 et 2. L'intégrale $\mathcal{F}_{X,2}$ ne se calcule pas de manière analytique et nous avons traité les produits $gQ^{(l)}_{1,2}(g)$ comme s'ils étaient indépendants de g, en écrivant $\mathcal{F}_{X,2}$ sous la forme de l'équation (2.34):

$$\mathcal{F}_{X,2} \simeq \frac{n_1}{k_B u_\infty} \int \langle g \frac{d\sigma_{1,2}(g)}{d\Omega} \rangle d\Omega \int \Delta E_{X,2} f_1(\mathbf{v}_1) f_2(\mathbf{v}_2) d^3\mathbf{v}_1 d^3\mathbf{v}_2 \tag{C.2}$$

C.1 Notations et géométrie

La collision entre les atomes 1 et 2 a pour effet de faire tourner la vitesse relative $\mathbf{g} = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2$ des deux atomes d'un angle χ, appelé angle de déflexion représenté sur la figure (C.1).

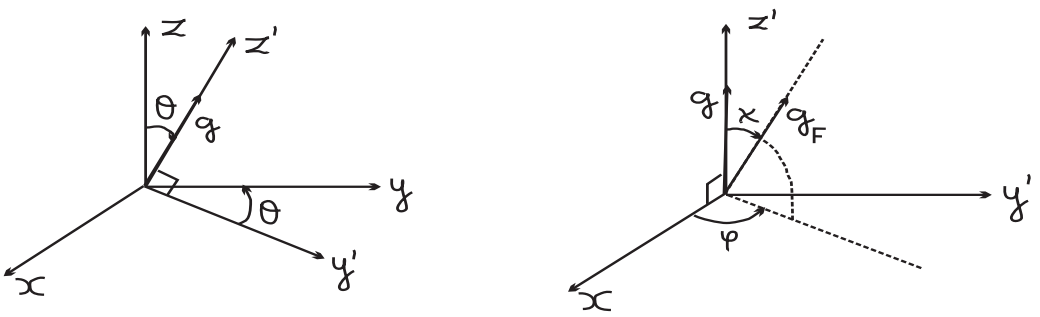


FIG. C.1 – *Notations et géométrie. La vitesse relative* $\mathbf{g}$ *fait l'angle* θ *avec l'axe* $\mathbf{z}$*,* χ *désigne l'angle de déflexion et* φ *représente l'angle azimuthal ou orientation spatiale du plan (*$\mathbf{g}$*,* $\mathbf{g_f}$*).*

Si $\mathbf{g}_f$ désigne la vitesse relative après la collision, l'angle de déflexion est donc l'angle que forment $\mathbf{g}$ et $\mathbf{g}_f$. Les notations et les repères utilisés pour décrire la collision sont repérés sur la figure (C.1). L'axe $\mathbf{z}$ est parallèle à la vitesse hydrodynamique u et, pour simplifier la géométrie, nous pouvons choisir les axes $\mathbf{x}$ et $\mathbf{y}$ de manière à amener la vitesse relative initiale $\mathbf{g}$ dans le plan yz, $\mathbf{g}$ faisant un angle θ avec l'axe $\mathbf{z}$. Cependant, ce choix rend les calculs suivants plus compliqués en créant une corrélation entre les composantes selon l'axe $\mathbf{x}$ des vitesses $\mathbf{v}_1$ et $\mathbf{v}_2$ des deux atomes. Nous pouvons éliminer cette corrélation purement géométrique en exprimant les résultats en fonction des composantes parallèles et perpendiculaires des vitesses initiales, sans faire référence à leurs composantes suivant $\mathbf{x}$ et $\mathbf{y}$.

C.2 Calcul de $\Delta E_{X,2}$

Nous introduisons la vitesse du centre de masse $\mathbf{v}_{cm} = \alpha\mathbf{v}_1 + \beta\mathbf{v}_2$ en posant $\alpha = m_1/M$, $\beta = m_2/M$ et $M = m_1 + m_2$. La collision entre les atomes 1 et 2 modifie la vitesse $\mathbf{v}_2$ de l'atome 2 jusqu'à une valeur $\mathbf{v}_{2f}$ que l'on peut exprimer en fonction de $\mathbf{v}_{cm}$ et $\mathbf{g}_f$:

$$\mathbf{v}_{2f} = \mathbf{v}_{cm} - \alpha\,\mathbf{g}_f \tag{C.3}$$

A partir de la figure (C.1), on peut exprimer les composantes parallèles et perpendiculaires de la vitesse finale $\mathbf{v}_{2f}$ en fonction des vitesses initiales, de la vitesse relative et des angles θ,φ et χ. Pour le degré de liberté X ($X = \parallel$ ou $\perp$), la quantité d'énergie transférée de l'atome 1 vers l'atome 2 au cours de la collision 1-2 s'écrit sous la forme :

$$\Delta E_{2X} = \frac{m_2}{2}\left(\mathbf{v}_{2fX}^2 - \mathbf{v}_{2X}^2\right) \tag{C.4}$$

C.3 Intégration sur les vitesses et l'angle solide

Intégrons ces quantités sur la distribution des vitesses et d'angle solide conformément à l'équation (C.2).

1. D'après la figure (C.1) (figure de droite), l'angle solide $d\Omega$ est égal à $sin(\chi)d\chi d\varphi$. Nous commençons par intégrer sur l'angle φ, dont toutes les directions sont équiprobables dans la zone $0 \leq \varphi < 2\pi$, car plusieurs termes sont ainsi supprimés.

2. Nous intégrons ensuite sur la distribution des vitesses $\mathbf{v}_1$ et $\mathbf{v}_2$ à partir des fonctions normalisées $f_1(\mathbf{v}_1)f_2(\mathbf{v}_2)$. Plusieurs termes mettent en jeu des doubles produits de la forme $v_{iX}v_{jY}$, où les indices i,j renvoient aux atomes 1,2 concernés, les indices X,Y indiquant le degré de liberté $\parallel$ ou $\perp$ étudié. L'intégration a pour effet de supprimer tous les doubles produits, excepté ceux pour lesquels $i = j$ et $X = Y$. Nous obtenons ainsi :

$$\begin{aligned}\Delta E_{2\parallel} &= \frac{m_2}{2}\left[\frac{k_B T_{\parallel 1}}{m_1}\alpha^2(1-\cos\chi)^2 - \frac{k_B T_{\parallel 2}}{m_2}\left(\alpha^2\sin^2\chi + 2\alpha\beta(1-\cos\chi)\right)\right.\\ &+ \left.\left(\frac{k_B T_{\perp 1}}{m_1} + \frac{k_B T_{\perp 2}}{m_2}\right)\alpha^2\sin^2\chi\right]\end{aligned} \tag{C.5-a}$$

$$\Delta E_{2\perp} = \frac{m_2}{2}\left[\left(\frac{k_B T_{\parallel 1}}{m_1}+\frac{k_B T_{\parallel 2}}{m_2}\right)\alpha^2\sin^2\chi+\frac{k_B T_{\perp 1}}{m_1}\alpha^2\left(3+\cos^2\chi-4\cos\chi\right)\right) - \frac{k_B T_{\perp 2}}{m_2}\left(4\alpha\beta\left(1-\cos\chi\right)+\alpha^2\sin^2\chi\right)\Bigg] \quad \text{(C.5-b)}$$

3. Enfin, nous devons intégrer sur l'angle de déflexion χ. Pour cela, nous commençons par réécrire les équations (C.5-a) et (C.5-b) sous une forme qui fait apparaître des termes de la forme $1-\cos^l(\chi)$ avec $l=1$ et $l=2$:

$$\Delta E_{2\parallel} = \frac{m_2}{2}\left[\frac{k_B T_{\parallel 1}}{m_1}\alpha^2\left(2(1-\cos\chi)-(1-\cos^2\chi)\right)-\frac{k_B T_{\parallel 2}}{m_2}\left(\alpha^2(1-\cos^2\chi)+2\alpha\beta\left(1-\cos\chi\right)\right) + \alpha^2\left(\frac{k_B T_{\perp 1}}{m_1}+\frac{k_B T_{\perp 2}}{m_2}\right)(1-\cos^2\chi)\right] \quad \text{(C.6-a)}$$

$$\Delta E_{2\perp} = \frac{m_2}{2}\left[\alpha^2\left(\frac{k_B T_{\parallel 1}}{m_1}+\frac{k_B T_{\parallel 2}}{m_2}\right)(1-\cos^2\chi)+\frac{k_B T_{\perp 1}}{m_1}\alpha^2\left(4(1-\cos\chi)-(1-\cos^2\chi)\right) - \frac{k_B T_{\perp 2}}{m_2}\left(4\alpha\beta\left(1-\cos\chi\right)+\alpha^2(1-\cos^2\chi)\right)\Bigg] \quad \text{(C.6-b)}$$

Section efficaces $Q^{(l)}$ d'ordre 1 et 2 L'intégration sur l'angle χ fait apparaître les sections efficaces $Q^{(l)}$ d'ordre 1 et 2, définies à l'annexe A :

$$Q^{(l)}(g)=\int\frac{d\sigma_{1,2}(g)}{d\Omega}(1-\cos^l\chi)2\pi\sin\chi d\chi \quad \text{(C.7)}$$

de sorte que $\mathcal{F}_{X,2}$ prend la forme suivante :

$$\mathcal{F}_{\parallel 2} = \frac{n_1 m_2}{2k_B u_\infty}\left[\frac{k_B T_{\parallel 1}}{m_1}\alpha^2\left(2\langle gQ^{(1)}\rangle-\langle gQ^{(2)}\rangle\right)-\frac{k_B T_{\parallel 2}}{m_2}\left(\alpha^2\langle gQ^{(2)}\rangle+2\alpha\beta\langle gQ^{(1)}\rangle\right) + \alpha^2\left(\frac{k_B T_{\perp 1}}{m_1}+\frac{k_B T_{\perp 2}}{m_2}\right)\langle gQ^{(2)}\rangle\right] \quad \text{(C.8-a)}$$

$$\mathcal{F}_{\perp 2} = \frac{n_1 m_2}{2k_B u_\infty}\left[\alpha^2\left(\frac{k_B T_{\parallel 1}}{m_1}+\frac{k_B T_{\parallel 2}}{m_2}\right)\langle gQ^{(2)}\rangle+\frac{k_B T_{\perp 1}}{m_1}\alpha^2\left(4\langle gQ^{(1)}\rangle-\langle gQ^{(2)}\rangle\right) - \frac{k_B T_{\perp 2}}{m_2}\left(4\alpha\beta\langle gQ^{(1)}\rangle+\alpha^2\langle gQ^{(2)}\rangle\right)\Bigg] \quad \text{(C.8-b)}$$

Pour calculer les produits $gQ^{(l)}(g)$, on procède par continuité avec le cas $m_1=m_2$. Comme $Q^{(l)}(g)$ varie en $g^{-2/3}$, $gQ^{(l)}(g)$ varie lentement avec g, comme $g^{1/3}$ et nous obtenons :

$$\langle gQ^{(l)}_{1,2}(g)\rangle=\frac{32}{15}\Omega^{(l,2)}_{1,2}(T_m) \quad \text{(C.9)}$$

où la température $T_m=(T_{\parallel 1}+2T_{\perp 1})/3$.

Annexe D

Effet de la dispersion de vitesse sur le signal interférentiel

Nous décrivons dans cette annexe l'influence de la distribution de vitesse du jet atomique sur les franges d'interférence atomique en présence d'une perturbation qui peut être d'origine magnétique (chapitre 5) ou électrique (chapitre 6).

D.1 Distribution de vitesse

Nous supposons que la distribution de vitesse du jet atomique est bien décrite par :

$$P(v) = \frac{S_{\|}}{u\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{(v-u)S_{\|}}{u}\right)^2\right] \tag{D.1}$$

u désigne la vitesse la plus probable des atomes et $S_{\|}$ le rapport de vitesses parallèles :

$$S_{\|} = \frac{u}{\sqrt{2k_B T_{\|}/m}} \tag{D.2}$$

$T_{\|}$ désignant la température parallèle (finale) des atomes de lithium de masse m. Par rapport à la forme généralement rencontrée dans les jets supersoniques, nous avons omis le facteur v^3 introduit dans l'article [90]. Lorsque $S_{\|}$ est suffisamment élevé, le facteur v^3 a peu d'effet et la conséquence de son omission est une très légère modification de u et de $S_{\|}$. Dans cette annexe, nous nous intéressons aux seuls atomes qui contribuent au signal interférentiel. Leur distribution de vitesse peut différer légèrement de la distribution des vitesses du jet atomique incident car la diffraction dans le régime de Bragg est sélective en vitesse. Au premier ordre de diffraction, cette sélectivité est faible et il semble raisonnable de garder la même forme pour la distribution de vitesse.

D.2 Expression du déphasage en fonction de la vitesse

En présence d'une perturbation U appliquée à l'un des deux chemins atomiques, l'intensité du signal en sortie de l'interféromètre s'écrit sur la sortie **1** :

$$I_{\mathbf{1}} = I_0 \int dv P(v)[1 + \mathcal{V}_0 \cos(\phi_0 + \phi)] \tag{D.3}$$

La phase ϕ_0 est la phase utilisée pour balayer les franges d'interférence dont la visibilité est $\mathcal{V}_0$ en l'absence de la perturbation. Le déphasage ϕ induit par la perturbation est de la forme :

$$\phi = \frac{1}{\hbar v}\left(\int_{ch.bas} U(\ell)d\ell - \int_{ch.haut} U(\ell)d\ell\right) \tag{D.4}$$

ℓ désignant l'abscisse curviligne le long de la trajectoire classique et les chemins *haut* et *bas* étant définis sur la figure (5.2). En dehors de tout saut de phase, la phase ϕ s'exprime en fonction de la vitesse v de l'atome sous la forme :

$$\phi = \phi_m \left(\frac{u}{v}\right)^n \tag{D.5}$$

où $\phi_m = \phi(v = u)$ et n désigne un nombre entier fonction de la nature de la perturbation appliquée.

Effet Aharonov - Bohm (n = 0) Dans cette situation, la phase ϕ est indépendante de la vitesse de l'atome. L'effet Aharonov - Bohm est un exemple d'application du cas $n = 0$.

Effet Lo Surdo - Stark (n = 1) La perturbation U est indépendante de la vitesse de l'atome, seule la dépendance en $1/v$ associée au temps de traversée de l'atome dans la zone d'interaction intervient. La mesure de la polarisabilité électrique du lithium effectuée au chapitre 6 correspond à cette situation. L'effet Sagnac est un autre exemple d'utilisation du cas $n = 1$.

Effet Zeeman (n = 2) Lorsqu'un gradient de champ magnétique est appliqué sur les franges atomiques, la différence des deux intégrales de chemin est proportionnelle à l'angle de diffraction $\theta_D \propto 1/v$. La phase ϕ est alors dispersive et vérifie $\phi \propto 1/v^2$ (paragraphe 5.2.5).

Nous développons le facteur $(u/v)^n$ en puissance de la quantité $\delta = (v-u)/u$. En se limitant aux termes du second ordre en δ, il vient :

$$\phi \simeq \phi_m[1 - n\delta + \frac{n(n+1)}{2}\delta^2] \tag{D.6}$$

D.3 Signal interférentiel et dispersion en vitesse du jet

Le calcul du signal interférentiel donné par l'équation (D.3) est facilité par l'introduction du facteur de visibilité complexe $\underline{\mathcal{V}_0}$ des franges atomiques en l'absence de la perturbation :

$$I_\mathbf{1} = I_0 \int dvP(v)[1 + Re\{\underline{\mathcal{V}_0}\exp(i\phi)\}] \text{ avec } \underline{\mathcal{V}_0} = \mathcal{V}_0\exp[i\phi_0] \tag{D.7}$$

Ainsi, l'intensité $I_\mathbf{1}$ du signal de sortie peut être réécrite sous la forme compacte suivante :

$$I_\mathbf{1} = I_0[1 + Re\{\langle\underline{\mathcal{V}}\rangle\}] \text{ avec } \langle\underline{\mathcal{V}}\rangle = \int dvP(v)\underline{\mathcal{V}_0}\exp[i\phi] \tag{D.8}$$

dans laquelle on a introduit le facteur de visiblité complexe des franges atomiques, moyenné sur la distribution des vitesses. La visibilité $\langle\mathcal{V}\rangle$ et le déphasage $\langle\phi\rangle$ des franges atomiques en présence d'un jet approximativement monocinétique apparaissent ainsi sous une seule et même quantité comme le module et l'argument (à ϕ_0 près) du nombre complexe $\langle\underline{\mathcal{V}}\rangle$ que nous allons maintenant expliciter en utilisant les équations (D.1) et (D.6).

Calcul du facteur de visibilité complexe $\langle\underline{\mathcal{V}}\rangle$

L'expression du facteur de visibilité complexe $\langle\underline{\mathcal{V}}\rangle$ est de la forme :

$$\langle\underline{\mathcal{V}}\rangle = \underline{\mathcal{V}_0}\left(\frac{S_\parallel}{\sqrt{\pi}}\int d\delta\ \exp\left[-\delta^2 S_\parallel^2 + i\phi_m(1-n\delta+a_n\delta^2)\right]\right) \tag{D.9}$$

en posant $a_n = n(n+1)/2$. En limitant le développement jusqu'aux termes en δ^2, nous pouvons intégrer l'équation (D.3) analytiquement en utilisant l'intégrale Gaussienne suivante :

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\exp\left(-z_n\delta^2 - in\phi_m\delta\right)d\delta = \exp\left[-\frac{n^2\phi_m^2}{4z_n}\right]\left(\frac{\pi}{z_n}\right)^{1/2} \tag{D.10}$$

où z_n est le nombre complexe $S_\parallel^2 - ia_n\phi_m$. En explicitant z_n à partir de son module $|z_n| = (S_\parallel^4 + a_n^2\phi_m^2)^{1/2}$ et son argument $-\arctan(a_n\phi_m/S_\parallel^2)$, nous obtenons l'expression du facteur de visibilité complexe :

$$\langle\underline{\mathcal{V}}\rangle = \frac{\underline{\mathcal{V}_0}S_\parallel}{\left[S_\parallel^4 + a_n^2\phi_m^2\right]^{1/4}}\exp\left[-\frac{n^2\phi_m^2(S_\parallel^2 + ia_n\phi_m)}{4\left(S_\parallel^4 + a_n^2\phi_m^2\right)} + i\left(\phi_m + \frac{1}{2}\arctan\left(\frac{a_n\phi_m}{S_\parallel^2}\right)\right)\right] \tag{D.11}$$

Visibilité $\langle\mathcal{V}\rangle$ et déphasage $\langle\phi\rangle$ en fonction de n

La visibilité $\langle\mathcal{V}\rangle$ et le déphasage moyen $\langle\Delta\phi\rangle$, respectivement module et argument (à ϕ_0 près) du complexe $\langle\underline{\mathcal{V}}\rangle$ s'expriment en fonction du déphasage moyen ϕ_m obtenu pour $v = u$, du rapport de vitesses parallèles $S_\parallel$ et de l'entier n qui caractérise la nature de la perturbation :

$$\langle\mathcal{V}\rangle_n = \mathcal{V}_0\frac{S_\parallel}{[S_\parallel^4 + a_n^2\phi_m^2]^{1/4}}\exp\left[-\frac{n^2\phi_m^2 S_\parallel^2}{4(S_\parallel^4 + a_n^2\phi_m^2)}\right] \tag{D.12}$$

$$\langle\phi\rangle_n = \phi_m - \frac{n^2 a_n\phi_m^3}{4\left(S_\parallel^4 + a_n^2\phi_m^2\right)} + \frac{1}{2}\arctan\left(\frac{a_n\phi_m}{S_\parallel^2}\right) \tag{D.13}$$

et l'on peut contrôler ces expressions en faisant tendre $S_\parallel$ vers ∞ (jet atomique monocinétique) : la visibilité moyenne $\langle\mathcal{V}\rangle_n$ tend vers $\mathcal{V}_0$ et $\langle\phi\rangle_n$ tend vers ϕ_m.

Nous avons utilisé ces équations pour ajuster nos points expérimentaux. Pour tester l'approximation réalisée en négligeant les termes en δ^3 et en puissances supérieures de δ, nous avons écrit un programme Fortran qui calcule numériquement l'intégrale apparaissant à l'équation (D.3). Les figures (D.1) et (D.2) comparent la visibilité et le déphasage déduits de ce programme aux résultats obtenus en utilisant les équations (D.12) et (D.13) pour n = 1 (effet Lo Surdo - Stark) et n = 2 (effet Zeeman). La comparaison est proposée pour $S_\parallel$ égal à 8,0. La valeur de $S_\parallel$ est ainsi très proche de la valeur obtenue déduite de notre meilleur ajustement des points expérimentaux lors de la mesure de polarisabilité. Lorsque n = 1, l'accord est excellent pour la phase jusqu'à des déphasages de ϕ_m de 18 radians. La visibilité est très bien décrite par son expression analytique jusqu'à $\phi_m = 25$ radians, et cette valeur semble suffisante dans la mesure où l'incertitude relative sur les valeurs de la visibilité est considérablement plus importante que sur les valeurs du déphasage.

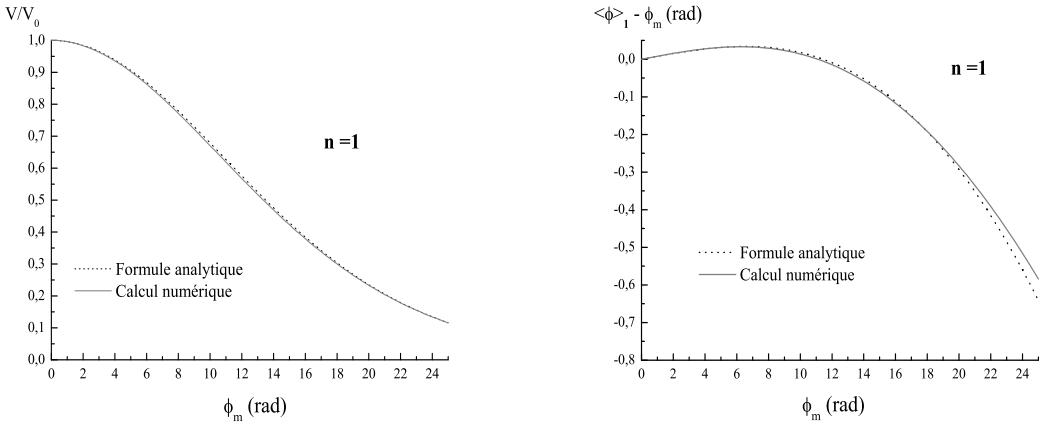


FIG. D.1 – *Visibilité et déphasage des franges atomiques obtenus en calculant l'intégrale (D.3) ou par la formule approchée des équations (D.12) et (D.13) pour n = 1 (effet Lo Surdo - Stark). L'accord entre les deux expressions est excellent jusqu'à ϕ_m = 25 radians pour la visibilité et jusqu'à 18 radians pour le déphasage (on a représenté l'écart à la phase moyenne ϕ_m).*

Lorsque $n = 2$, la solution analytique semble suffisante pour $\phi_m < 10$ radians et nous avons choisi d'ajuster nos points expérimentaux à partir du programme d'intégration numérique.

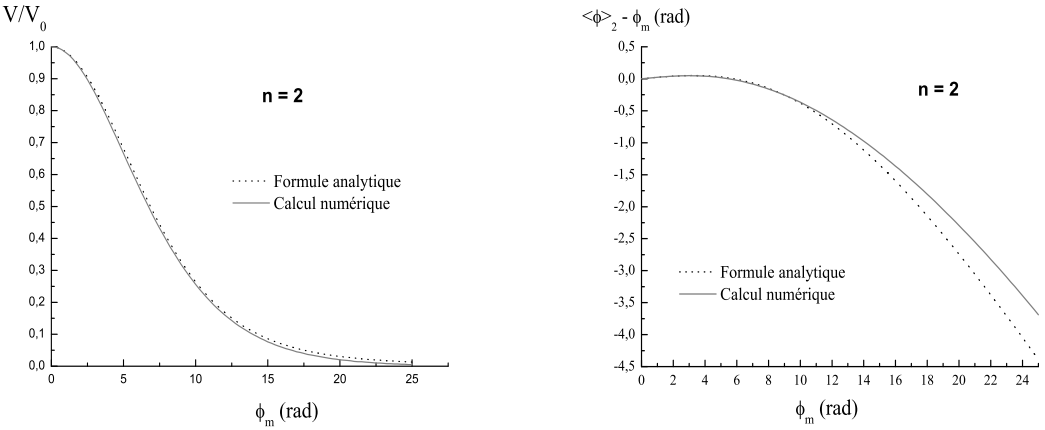


FIG. D.2 – *Visibilité et déphasage des franges atomiques obtenus en calculant l'intégrale (D.3) ou par la formule approchée des équations (D.12) et (D.13) pour n = 2 (effet Zeeman). L'accord entre les deux expressions est excellent jusqu'à ϕ_m = 25 radians pour la visibilité et jusqu'à 10 radians pour le déphasage (on a représenté l'écart à la phase moyenne ϕ_m).*

Bibliographie

[1] M. BORN ET E. WOLF, *Principles of optics* (Pergamon press, 1983).

[2] A. FRESNEL, Ann. Ch. et Phys. **XXIX**, 57, 107 (1825).

[3] G. BOUTRY ET A. FRESNEL, *His Time, Life and Work 1788-1827*, Science Progress **36**, 587 (1948).

[4] L. ZEHNDER, Zeitschr.f. Instrkde. **11**, 275 (1891).

[5] L. MACH, Zeitschr.f. Instrkde. **12**, 89 (1892).

[6] A. MICHELSON ET E. MORLEY, *Influence of Motion of the Medium on the Velocity of Light*, Am. J. Science **31**, 377 (1886).

[7] A. MICHELSON ET E. MORLEY, *On the Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether*, Am. J. Science **34**, 333 (1887).

[8] M. SAGNAC, *L'éther lumineux démontré par l'effet de vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme*, C.R. Acad. Sci. **157**, 708 (1913).

[9] M. SAGNAC, *Sur la preuve de la réalité de léther lumineux par l'expérience de l'interféromètre tournant*, C.R. Acad. Sci. **157**, 1410 (1913).

[10] C. FABRY ET A. PÉROT, Ann. Chim. Phys. **16**, 115 (1899).

[11] J. MULLIGAN, Am.J.Phys. **66**, 797 (1998).

[12] O. LUMMER ET A. GEHRCKE, Ann.d. Physik **10**, 457 (1903).

[13] V. CHALVIDAN, *Mesure de grandes déformations par interférométrie de speckle*, Bulletin de la SFO **3**, 40 (1999).

[14] L. DE BROGLIE, *Recherches sur la théorie des quanta*, Annales de Physique **3**, 22 (1924).

[15] C. DAVISSON ET H. GERMER, *Diffraction of electrons by a crystal of nickel*, Phys. Rev. **30**, 705 (1927).

[16] I. ESTERMANN ET O. STERN, Z. Phys. **61**, 95 (1930).

[17] L. MARTON, J. A. SIMPSON ET J. SUDDETH, *An electron interferometer*, Rev. Sci. Instrum. **25**, 1099 (1954).

[18] H. RAUCH, W. TREIMER ET U. BONSE, *Test of a single crystal neutron interferometer*, Phys. Lett. **47A**, 369 (1974).

[19] N. RAMSEY, *Molecular beams*, édité par D.H. Wilkinson, W. Marshall (Oxford University Press, 1956).

[20] C. BORDÉ, *Atomic interferometry with internal state labelling*, Phys. Lett. A **140**, 10 (1989).

[21] O. CARNAL ET J. MLYNEK, *Young's Double-Slit Experiment with Atoms: A Simple Atom Interferometer*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2689 (1991).

[22] D. KEITH, C. EKSTROM, Q. TURCHETTE ET D. PRITCHARD, *An Interferometer for Atoms*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2693 (1991).

[23] F. RIEHLE, T. KISTERS, A. WITTE, J. HELMCKE ET C. BORDÉ, *Optical Ramsey Spectroscopy in a Rotating Frame: Sagnac Effect in a Matter-Wave Interferometer*, Phys. Rev. Lett. **67**, 177 (1991).

[24] M. KASEVICH ET S. CHU, *Atomic Interferometry Using Stimulated Raman Transitions*, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).

[25] O. STERN, Z. Phys. **7**, 249 (1921).

[26] O. STERN ET W. GERLACH, Z. Phys. **8**, 110 (1921).

[27] D. K. C.R. EKSTROM ET D. PRITCHARD, *Atom Optics Using Microfabricated Structures*, Appl. Phys. B **54**, 369 (1992).

[28] W. SCHÖLLKOPF, R. GRISENTI ET J. TOENNIES, Eur. Phys. J. D **28**, 125 (2004).

[29] W. SCHÖLLKOPF ET J. TOENNIES, *Nondestructive mass selection of small van des Waals clusters*, Science **266**, 1345 (1994).

[30] J. TOENNIES, communication privée.

[31] D. FREIMUND, K. AFLATOONI ET H. BATELAAN, *Observation of the Kaptiza-Dirac effect*, Nature **413**, 142 (2001).

[32] S. ALTSHULER, L. FRANTZ ET R. BRAUNSTEIN, *Reflection of atoms from standing light waves*, Phys. Rev. Lett. **17**, 231 (1966).

[33] E. ARIMONDO, H. LEW ET T. OKA, *Deflection of a Na beam by resonant standing-wave radiation*, Phys. Rev. Lett. **43**, 753 (1979).

[34] V. GRINCHUK, E. KUZIN, M. NAGAEVA, G. RYABENKO, A. KAZANTSEV, G. SURDUTOVICH ET V. YAKOVLEV, *Scattering of an atomic beam by a short light pulse*, Phys. Lett. A **86**, 136 (1981).

[35] P. MOSKOWITZ, P. GOULD, S. ATLAS ET D. PRITCHARD, *Diffraction of an atomic beam by standing-wave radiation*, Phys. Rev. Lett. **51**, 370 (1983).

[36] C. TANGUY, S. REYNAUD ET C. COHEN-TANNOUDJI, *Deflection of an atom beam by a laser wave: transition between diffractive and diffusive regimes*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **17**, 4623 (1984).

[37] P. GOULD, G. RUFF ET D. PRITCHARD, *Diffraction of Atoms by Light: The Near-Resonant Kapitza-Dirac Effect*, Phys. Rev. Lett. **56**, 827 (1986).

[38] P. MARTIN, B. OLDAKER, A. MIKLICH ET D. PRITCHARD, *Bragg Scattering of Atoms from a Standing Light Wave*, Phys. Rev. Lett. **60**, 515 (1988).

[39] C. KELLER, J. SCHMIEDMAYER, A. ZEILINGER, T. NONN, S. DÜRR ET G. REMPE, *Adiabatic following in standing wave diffraction of atoms*, Appl. Phys. B **69**, 303 (1999).

[40] C. AMINOFF, A. STEANE, P. BOUYER, P. DESBIOLLES, J. DALIBARD ET C. COHEN-TANNOUDJI, *Cesium atoms bouncing in a stable gravitational cavity*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3083 (1993).

[41] A. LANDRAGIN, G. LABEYRIE, C. HENKEL, R. KAISER, N. VANSTEENKISTE, C. WESTBROOK ET A. ASPECT, *Specular versus diffuse reflection of atoms from an evanescent-wave mirror*, Opt. Lett. **21**, 1591 (1996).

[42] G. O. ET AL., Appl. Phys. B **54**, 396 (1992).

[43] T. ROACH, H. ABELE, M. BOSHIER, H. GROSSMAN, K. ZETIE ET E. HINDS, *Realization of a magnetic mirror for cold atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 629 (1995).

[44] M. DRNDIĆ, K. JOHNSON, J. THYWISSEN, M. PRENTISS ET R. WESTERVELT, *Micro-electromagnets for atom manipulation*, Appl. Phys. Lett. **72**, 2906 (1998).

[45] M. OL'SHANII, Y. OVHINNIKOV ET V. LETOKHOV, *Laser guiding of atoms in a hollow optical fiber*, Opt. Comm. **98**, 77 (1993).

[46] E. HINDS ET I. HUGHES, *Magnetic atom optics: mirrors, guides, traps, and chips for atoms*, J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, R119 (1999).

[47] F. LISON, P. SCHUH, D. HAUBRICH ET D. MESCHEDE, *high-brilliance Zeeman-slowed cesium atomic beam*, Phys. Rev. A **61**, 1 (1999).

[48] U. STERR, K. SENGSTOCK, J. MÜLLER, D. BETTERMENN ET W. ERTMER, *The magnesium Ramsey interferometer: applications and prospects*, Appl. Phys. B **54**, 341 (1992).

[49] T. T. A. MORINAGA ET N. ITO, Phys. Rev. A **48**, 1364 (1993).

[50] C. BORDÉ, N. COURTIER, F. DUBURCK, A. GONCHAROV ET M. GORLICKI, *Molecular interferometry experiments*, Phys. Lett. A **188**, 187 (1994).

[51] M. CHAPMAN, C. EKSTROM, T. HAMMOND, R. RUBENSTEIN, J. SCHMIEDMAYER, S. WEHINGER ET D. PRITCHARD, *Optics and Interferometry with Na_2 Molecules*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4783 (1995).

[52] E. RASEL, M. OBERTHALER, H. BATELAAN, J. SCHMIEDMAYER ET A. ZEILINGER, *Atom wave interferometry with diffraction gratings of light*, Phys. Rev. Lett. **75**, 2633 (1995).

[53] D. GILTNER, R. MCGOWAN ET S. LEE, *Theoretical and experimental study of the Bragg scattering of atoms from a standing light wave*, Phys. Rev. A **52**, 3966 (1995).

[54] T. GUSTAVSON, P. BOUYER ET M. KASEVICH, *Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2046 (1997).

[55] C. LISDAT, M. FRANK, H. KNÖCKEL, M.-L. ALMAZOR ET E. TIEMANN, Eur. Phys. J. D **12**, 235 (2000).

[56] B. BREZGER, L. HACKERMULLER, S. UTTENTHALER, J. PETSCHINKA, M. ARNDT ET A. ZEILINGER, *Matter-wave interferometer for large molecules*, Phys. Rev. Lett. **88**, 100404 (2002).

[57] T. HEUPEL, M. MEI, M. NIERING, B. GROSS, M. W. T. HÄNSCH ET C. BORDÉ, *Hydrogen atom interferometer with short light pulses*, Europhys. Lett. **57**, 158 (2002).

[58] K. BONGS, S. BURGER, S. DETTMER, D. HELLWEG, J. ARLT, W. ERTMER ET K. SENGSTOCK, *Waveguide for Bose-Einstein condensates*, Phys. Rev. A **63**, 031602 (2001).

[59] N. RAMSEY, *A molecular beam resonance method with separated oscillating fields*, Phys. Rev. **78**, 695 (1950).

[60] Y. SOKOLOV, Sov. Phys. JETP **36**, 243 (1973).

[61] G. SANTARELLI, P. LAURENT, P. LEMONDE, A. CLAIRON, A. MANN, S. CHANG, A. LUITEN ET C. SALOMON, *Quantum Projection Noise in an Atomic Fountain: A High Stability Cesium Frequency Standard*, Phys. Rev. Lett. **82**, 4619 (1999).

[62] S. BIZE, Y. SORTAIS, S. ZHANG, D. CALONICO, C. MANDACHE, P. LEMONDE, P. LAURENT, G. SANTARELLI, A. CLAIRON ET C. SALOMON, *Cs and Rb fountains : recent results*, St Andrews World Scientific (2002).

[63] G. WILPERS, T. BINNEWIES, C. DEGENHARDT, U. STERR, J. HELMCKE ET F. RIEHLE, *Optical Clock with Ultracold Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett. **89**, 23801 (2002).

[64] C. VIAN, P. ROSENBUSCH, H. MARION, F. P. D. SANTOS, M. ABGRALL, S. ZHANG, Y. SORTAIS, S. BIZE, I. MAKSIMOVIC, , D. C. J. GRÜNERT, C. MANDACHE, P. LEMONDE, G. SANTARELLI, P. LAURENT, A. CLAIRON, C. SALOMON, A. LUITEN ET M. TOBAR, *Horloges en fontaine du BNM-SYRTE : résultats récents*, J. Phys. IV **119**, 287 (2004).

[65] J. BAUDON, R. MATHEVET ET J. ROBERT, *Atomic interferometry*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **32**, R173 (1999).

[66] S. NOWAK, N. STUHLER, T. PFAU ET J. MLYNEK, *Charged wire interferometer for atoms*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5792 (1999).

[67] S. NOWAK, T. PFAU ET J. MLYNEK, Appl. Phys. B **69**, 269 (1999).

[68] F. SHIMIZU, K. SHIMIZU ET H. TAKUMA, Phys. Rev. A **46**, R17 (1992).

[69] D. GILTNER, R. MCGOWAN ET S. LEE, *Atom interferometer based on Bragg scattering from standing light waves*, Phys. Rev. Lett. **75**, 2638 (1995).

[70] A. MORINAGA ET Y. OHUCHI, *Calcium-atom interferometer comprised of four copropagating traveling laser beams*, Phys. Rev. A **51**, R1746 (1995).

[71] S. BAGAYEV, V. BARAULIA, A. BONERT, A. GONCHAROV, M. SEYDALIEV ET A. TYCHKOV, *Atom interferometry with Mg beams*, Laser Phys. **11**, 1178 (2001).

[72] B. BREZGER, M. ARNDT ET A. ZEILINGER, *Concepts of Talbot-Lau interferometry*, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **5** (2003).

[73] O. NAIRZ, M. ARNDT ET A. ZEILINGER, *Quantum interference experiments with large molecules*, Am. J. Phys. **71** (2003).

[74] A. PETERS, K. CHUNG ET S. CHU, *Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms*, Nature **400**, 849 (1999).

[75] A. PETERS, K. CHUNG ET S. CHU, *High-precision gravity measurements using atom interferometry*, Metrologia **38**, 25 (2001).

[76] T. GUSTAVSON, A. LANDRAGIN ET M. KASEVICH, *Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope*, Classical and Quantum Gravity **65**, 2385 (2000).

[77] C. EKSTROM, J. SCHMIEDMAYER, M. CHAPMAN, T. HAMMOND ET D. PRITCHARD, *Measurement of the electric polarizability of sodium with an atom interferometer*, Phys. Rev. A **51**, 3883 (1995).

[78] A. MIFFRE, M. JACQUEY, M. BÜCHNER, G. TRÉNEC ET J. VIGUÉ, *Measurement of the electric polarizability of lithium by atom interferometry*, available at http://xxx.lanl.gov/abs/quant-ph/0506106.

[79] V. RIEGER, K. SENGSTOCK, U. STERR, J. MÜLLER ET W. ERTMER, *Atom-interferometric determination of the dc-Stark shift of the Mg-intercombination line*, Opt. Comm. **99**, 172 (1993).

[80] A. MORINAGA, N. NAKAMURA, T. KUROSO ET N. ITO, *Phase shift induced from the dc Stark effect in an atom interferometer comprised of four copropagating laser beams*, Phys. Rev. A **54**, R21 (1996).

[81] J. SCHMIEDMAYER, C. EKSTROM, M. CHAPMAN, T. HAMMOND ET D. PRITCHARD, *Magnetic coherences in atom interferometry*, J. Phys. II France **4**, 2029 (1994).

[82] C. MINIATURA, J. ROBERT, O. GORCEIX, V. LORENT, S. LEBOITEUX, J. REINHARDT ET J. BAUDON, *Atomic interferences and the topological phase*, Phys. Rev. Lett. **69**, 261 (1992).

[83] M. FATTORI, G. LAMPORESI, T. PETELSKI, J. STUHLER ET G. TINO, *Towards an atom interferometric determination of the Newtonian gravitational constant*, Phys. Lett. A **318**, 184 (2003).

[84] L.I.S.A., *Laser Interferometer Space Antenna*, site Web http://lisa.esa.int.

[85] C. JENTSCH, *HYPER: A Satellite Mission in Fundamental Physics Based on High Precision Atom Interferometry*, Gen. Rel. Grav. **36**, 2193 (2004).

[86] D. WEISS, B. YOUNG ET S. CHU, *Precision Measurement of the Photon Recoil of an Atom Using Atomic Interferometry*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2706 (1993).

[87] J. SCHMIEDMAYER, M. CHAPMAN, C. EKSTROM, T. HAMMOND, S. WEHINGER ET D. PRITCHARD, *Index of Refraction of Various Gases for Sodium Matter Waves*, Phys. Rev. Lett. **74**, 1043 (1995).

[88] J. SCHMIEDMAYER, M. CHAPMAN, C. EKSTROM, T. HAMMOND, D. KOKOROWSKI, A. LENEF, R. RUBENSTEIN, E. SMITH ET D. PRITCHARD, *Optics and interferometry with atoms and molecules*, dans *Atom Interferometry*, édité par P. Berman, p. 1 (Academic Press, 1997).

[89] T. ROBERTS, A. CRONIN, D. KOKOROWSKI ET D. PRITCHARD, *Glory oscillations in the index of refraction for matter-waves*, pre-print physics/0203008 (2002).

[90] H. HABERLAND, U. BUCK ET M. TOLLE, *Velocity distribution of supersonic nozzle beams*, Rev. Sci. Instrum. **56**, 1712 (1985).

[91] R. DELHUILLE, A. MIFFRE, E. LAVALLETTE, M. BÜCHNER, C. RIZZO, G. TRÉNEC, J. VIGUÉ, H. LOESCH ET J.-P. GAUYACQ, *Optimization of a Langmuir-Taylor detector for lithium*, Rev. Sci. Instrum. **73**, 2249 (2002).

[92] A. MIFFRE, M. JACQUEY, M. BÜCHNER, G. TRÉNEC ET J. VIGUÉ, *Anomalous cooling of the parallel velocity in seeded beams*, Phys. Rev. A **70**, 030701 (2004). Available at http://xxx.lanl.gov/abs/physics/0401019.

[93] A. MIFFRE, M. JACQUEY, M. BÜCHNER, G. TRÉNEC ET J. VIGUÉ, *Parallel temperatures in supersonic beams: ultra cooling of light atoms seeded in a heavier carrier gas*, J. Chem. Phys. **122**, 094308 (2005). Available at http://fr.arxiv.org/abs/physics/0406124.

[94] A. MIFFRE, R. DELHUILLE, B. V. DE LESEGNO, M. BÜCHNER, C. RIZZO ET J. VIGUÉ, *The three-grating Mach-Zehnder optical interferometer: a tutorial approach using particule optics*, Eur. J. Phys. p. 1 (2002).

[95] A. MIFFRE, M. JACQUEY, M. BÜCHNER, G. TRÉNEC ET J. VIGUÉ, *Lithium atom interferometer using laser diffraction: description and experiments*, Eur. Phys. J. D **33**, 99 (2005). Available at http://xxx.lanl.gov/ps/quant-ph/0410182.

[96] R. MOLOF, H. SCHWARTZ, T. MILLER ET B. BEDERSON, *Measurements of electric dipole polarizabilities of the alkali-metal atoms and the metastable noble-gas atoms*, Phys. Rev. A **10**, 1131 (1974).

[97] R. BERNSTEIN, *Semiclassical Analysis of the Extrema in the Velocity Dependence of Total Elastic-Scattering Cross Sections: Relation to the Bound States*, J. Chem. Phys. **38**, 2599 (1963).

[98] K. T. TANG, J. M. NORBECK ET P. R. CERTAIN, J. Chem. Phys. **64**, 3063 (1976).

[99] J. HANLON, *A User's Guide to Vacuum Technology*, 2^{e} édn. (Wiley, 1989).

[100] F. BIRABEN ET P. LABASTIE, *Continuous single mode dye laser scanning up to 150 GHz*, Opt. Comm. **41**, 49 (1982).

[101] R. DELHUILLE, *Interférométrie atomique avce l'atome de lithium: réalisation d'un inteféromètre présentant un contraste et un flux élevé en vue de mesures de précision.*, Thèse de doctorat, Université Toulouse III (2002).

[102] T. HÄNSCH ET B. COUILLAUD, Opt. Comm. **35**, 441 (1980).

[103] *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, édité par R.C. Weast, 63^{e} édn. (CRC Press, 1982).

[104] M. KAACK ET D. FICK, *Determination of the work functions of Pt(111) and Ir(111) beyond 1100 K surface temperature*, Surface Science **342**, 111 (1995).

[105] H. KAWANO, T. TAKAHASHI, Y. TAGASHIRA, H. MINE ET M. MORIYANA, *Work function of refractory metals and its dependence upon working conditions*, Appl. Surf. Science **146**, 105 (1999).

[106] F. STIENKEMEIER, M. WEWER, F. MEIER ET H. LUTZ, *Langmuir-Taylor surface ionization of alkali (Li, Na, K) and alkaline earth (Ca, Sr, Ba) atoms attached to helium droplets*, Rev. Sci. Instrum. **71**, 3480 (2000).

[107] L. GLADYSZEWSKI, *Ionization degree for alkali on a rhenium surface*, Vacuum **45**, 289 (1994).

[108] L. MANDEL ET E.WOLF, *Optical Cohérence and Quantum Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).

[109] T. ROBERTS, *Mesauring atomic porperties with an atom interferometer*, Thèse de doctorat, Massachusetts Institue of Technology (September 2002).

[110] C. CHAMPENOIS, *Interférométrie atomique avec l'atome de lithium : analyse théorique et construction d'un interféromètre, applications.*, Thèse de doctorat, Université Toulouse III (1999).

[111] J. ANDERSON ET J. FENN, *Velocity distributions in molecular beams from nozzle sources*, The physics of fluids **8**, 780 (1965).

[112] B. B. HAMEL ET D. R. WILLIS, Phys. Fluids **9** (1966).

[113] J. TOENNIES ET K. WINKELMANN, *Theoretical studies of highly expanded free jets: influence of quantum effects and a realistic intermolecular potential*, J. Chem. Phys. **66**, 3965 (1977).

[114] H. BEIJERINCK ET N. VERSTER, *Absolute intensities and perpendicular temperatures of supersonic beams of polyatomic gases*, Physica **111**, 327 (1981).

[115] J. B. ANDERSON, *Entropie* **18** (1967).

[116] P. D. P. RAGHURAMAN ET J. B.ANDERSON, *(J. L.Potter editor, AIAA) Progress in Astronautics and Aeronautics*, Rarefied Gas Dynamics 10th Symposium, Aspen **51**, 79 (1977).

[117] D. MILLER ET R. ANDRES, dans *VIth Symposium of Rarefied Gas Dynamics*, édité par L. Trilling et H. W. eds., tm. 2, p. 1385 (Academic New York, 1969).

[118] D. MILLER, *Atomic and Molecular Beam Methods* (Oxford University Press, 1988).

[119] A. L. COOPER ET C. K. BIENKOWSKI, *RGD-5, Oxford, UK, 1966*, Rarefied Gas Dynamics, C. L. Brundin Ed., (Academic Press, New York) **51**, 861 (1967).

[120] A. CHESNEAU ET R. CAMPARGUE, *RGD-13, Novosibirsk,USSR*, Rarefied Gas Dynamics, O.N. Belotserkovskii et al. Eds. (Plenum , New York) p. 879 (1985).

[121] R. J. CATTOLICA, R. J. GALLAGHER, J. B. ANDERSON ET L. TALBOT, AIAA Journal **17**, 344 (1979).

[122] N. TAKAHASHI ET K. TESHIMA, Rarefied Gas Dynamics 14th Symposium H. Oguchi ed.(University of Tokyo Press) **2**, 703 (1984).

[123] R. CAMPARGUE, A. LEBEHOT, J. C. LEMONNIER ET D. MARETTE, *(RGD - 12, Charlottesville, Va., USA) in Rarefied Gas Dynamics*, tm. II (S. S. Fisher Ed., (AIAA, New York), 1981).

[124] R. CAMPARGUE, J. Phys. Chem. **88**, 4466 (1984).

[125] J. G. A. KANTROVITZ, Rev. Sci. Instrum. **22**, 328 (1951).

[126] L. LANDAU ET E. LIFCHITZ, *Mécanique des fluides*, édité par Editions Mir, Moscou (1971).

[127] H. ASHKENAS ET F. SHERMAN, *Rarefied Gas Dynamics*, dans *Proc. IV Symp.*, édité par J. de Leeuw, tm. 2, p. 84 (Academic Press, 1968).

[128] F. SHERMAN, *Lockheed Missiles and Space Co.*, tm. 6-90-63-61 (1963).

[129] M. SIBULKIN ET W. GALLAHER, AIAA **1**, 1452 (1963).

[130] J. O. HIRSCHFELDER, C. F. CURTISS ET R. BIRD, *Molecular theory of liquids* (Wiley New York, 1954).

[131] H. BEIJERINCK, P. MENGER ET N. VERSTER, *Shape analysis of non-Maxwellian parallel velocity distributions in supersonic beams of noble gases*, 11th Symposium on Rarefied Gas Dynamics R. Campargue ed.(CEA Paris) **2**, 871 (1979).

[132] H. D. MEYER, QMPI für Strömungforschung Bericht **5** (Göttingen, 1978).

[133] U. BUCK, H. PAULYA, D. PUST ET J. SCHLEUSENER, Rarefied Gas Dynamics IXth symposium M. Becker and M. Fiebig eds. (DFVLR-Press Porz-Wahn) **2** (1974).

[134] H. BEIJERINCK, G. KAASHOEK, J. BEIJERS ET M. VERHEIJEN, *Non-Maxwellian velocity distributions in the transition region of supersonic expansions of the noblegases He, Ne and Ar*, Physica **121**, 425 (1983).

[135] G. A. BIRD, *Molecular dynamics and the direct simulation of gas flows* (Oxford University Press, 1994).

[136] P. A. SKOVORODKO, Abstract submitted to Rarefied Gas Dynamics 24th Symposium (2004).

[137] H. L. KRAMER ET D. R. HERSCHBACH, J. Chem. Phys. **53**, 2792 (1970).

[138] J. M. STANDARD ET P. R. CERTAIN, *Dynamic multipole polarizabilities and long range interaction coefficients for the systems H, Li, Na, He, H^-, H_2, Li_2, Na_2, and K_2*, J. Chem. Phys. **83**, 3002 (1985).

[139] A. NESMEYANOV, *Vapor pressure of the elements* (Elsevier, 1963).

[140] P. DUGOURD, *Structure et dynamique des petits agrégats métalliques*, Thèse de doctorat, Université Lyon I (1991).

[141] D. AUERBACH, *Atomic and Molecular Beam Methods* (Oxford University Press, 1988).

[142] C. VIDAL ET J. COOPER, *Heat-pipe oven: a new, well defined metal vapor device for spectroscopic measurements*, J. Appl. Phys. **40**, 3370 (1969).

[143] J. SCHMIEDMAYER, M. CHAPMAN, C. EKSTRÖM, T. HAMMOND, D. KOKOROWSKI, A. LENEF, R. RUBENSTEIN, E. SMITH ET D. PRITCHARD, *Atom interferometry*, p. 1 (P.R. Berman, 1997).

[144] O. F. HAGENA, Phys. Fluids **17**, 894 (1974).

[145] R. A. AZIZ, J. Chem. Phys. **99**, 4518 (1993).

[146] R. BRÜHL ET D. ZIMMERMANN, Chem. Phys. Lett. **233**, 455 (1995).

[147] H. METCALF ET P. V. DER STRATEN, *Laser Cooling and Trapping* (Springer-Verlag, 1999).

[148] M. HOOGERLAND, J. D. H. BEIJERINCK ET K. V. LEEUWEN, *Bright thermal atomic beams by laser cooling*, Appl. Phys. B **62**, 323 (1996).

[149] M. SCHIFFER, M. CHRIST, G. WOKURKA ET W. ERTMER, Optics. Comm. **134**, 423 (1997).

[150] K. DIECKMANN, R. SPREEUW, M. WEIDEMÜLLER ET J. WALRAVEN, Phys. Rev. A **58**, 3891 (1998).

[151] Z. LU, K. CORWIN, M. RENN, M. ANDERSON, E. CORNELL ET C. WIEMAN, *Low velocity intense source of atoms from a magnetooptical trap*, Phys. Rev. Lett. **77**, 3331 (1996).

[152] E. RIIS, D. WEISS, K. MOLER ET S. CHU, *Atom funnel for the production od a slow, high-density atomic beam*, Phys. Rev. Lett. **64**, 1658 (1990).

[153] A. SCHOLZ, M. CHRIST, D. DOLL, J. LUDWIG ET W. ERTMER, *Mageto-optical preparation of a slow, cold ans bright Ne* atomic beam*, Opt.Comm. **111**, 155 (1994).

[154] P. MOLENAAR, P. V. DER STRATEN, H. HEIDEMAN ET H. METCALF, Phys. Rev. A **55**, 605 (1997).

[155] T. LAHAYE, J. VOGELS, J. GUNTER, Z.WANG, J.DALIBARD ET D.GUERY-ODELIN, *Realization of a magnetically guided atomic beam in the collisional regime*, Phys. Rev. Lett. **93**, 093003 (2004).

[156] P. GOULD ET D. PRITCHARD, *Experimental possibilities for observation of unidirectional momentum transfer to atoms from standing-wave light*, J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1799 (1985).

[157] P. MARTIN, P. GOULD, B. OLDAKER, A. MIKLICH ET D. PRITCHARD, *Diffraction of atoms moving through a standing light wave*, Phys. Rev. A **36**, 2495 (1987).

[158] P. GOULD, P. MARTIN, G. RUFF, R. STONER, J.-L. PICQUÉ ET D. PRITCHARD, *Momentum transfert to atoms by a standing light wave: transition from diffraction to diffusion*, Phys. Rev. A **43**, 585 (1991).

[159] M. OBERTHALER, R. ABFALTERER, S. BERNETT, J. SCHMIEDMAYER ET A. ZEILINGER, *Atom waves in crystals of light*, Phys. Rev. Lett. **77**, 4980 (1996).

[160] S. BERNETT, M. OBERTHALER, R. ABFALTERER, J. SCHMIEDMAYER ET A. ZEILINGER, *Coherent frequency shift of atomic matter waves*, Phys. Rev. Lett. **77**, 5160 (1996).

[161] R. ABFALTERER, C. KELLER, S. BERNET, M. OBERTHALER, J. SCHMIEDMAYER ET A. ZEILINGER, *Nanometer definition of atomic beams with masks of light*, Phys. Rev. A **56**, R4365 (1997).

[162] C. KELLER, M. OBERTHALER, R. ABFALTERER, S. BERNET, J. SCHMIEDMAYER ET A. ZEILINGER, *Tailored complex potentials and Friedel's law in atom optics*, Phys. Rev. Lett. **79**, 3327 (1997).

[163] D. GILTNER, *An interferometer for atoms using Bragg scattering from standing light waves*, Thèse de doctorat, Colorado State University, Fort Collins (1996).

[164] C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPONT-ROC ET G. GRYNBERG, *Processus d'interaction entre photons et atomes* (InterEditions/Editions du CNRS, 1988).

[165] C. CHAMPENOIS, M. BÜCHNER, R. DELHUILLE, R. MATHEVET, C. ROBILLIARD, C. RIZZO ET J. VIGUÉ, *Atomic diffraction by laser standing wave: Analysis using Bloch states*, Eur. Phys. J. D **13**, 271 (2000).

[166] Y. CASTIN ET J. DALIBARD, *Quantization of atomic motion in optical molasses*, Europhys. Lett. **14**, 761 (1991).

[167] M. B. DAHAN, E. PEIK, J. REICHEL, Y. CASTIN ET C. SALOMON, *Bloch oscillations of atoms in an optical potential*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4508 (1996).

[168] S. WILKINSON, C. BARUCHA, K. MADISON, Q. NIU ET M. RAIZEN, *Observation of atomic Wannier-Stark ladders in an accelerating optical potential*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4512 (1996).

[169] M. HORNE, I. JEX ET A. ZEILINGER, *Schrödinger wave functions in strong periodic potentials with applications to atom optics*, Phys. Rev. A **59**, 2190 (1999).

[170] M. DREWSEN ET A. BRØNERAND, *Harmonic linear Paul trap: Stability diagram and effective potentials*, Phys. Rev. A **62**, 045401 (2000).

[171] M. ABRAMOWITZ ET I. STEGUN, *Handbook of mathematical functions with formulas, graphs, and mathematical tables* (National bureau of standards, 1964).

[172] FRENKEL ET PORTUGAL, J. Phys. Math. A **34**, 3541 (2001).

[173] W. BRAGG ET W. BRAGG, Proc. Roy. Soc. **88A**, 428 (1913).

[174] W. BRAGG ET W. BRAGG, *X-Rays and Crystal Structures* (London, 1915).

[175] M. BÜCHNER, A. MIFFRE, R. DELHUILLE, C. ROBILLIARD, J. VIGUÉ ET C. CHAMPENOIS, *Diffraction phases in atom interferometry*, Phys. Rev. A **68**, 1 (2003).

[176] W. MCALEXANDER, E. ABRAHAM ET R. HULET, *Radiative lifetime of the* $2P$ *state of lithium*, Phys. Rev. A **54**, R5 (1996).

[177] U. BONSE ET M. HART, Appl. Phys. Lett. **6**, 155 (1965).

[178] *Paton Hawksley Education Limited*, 59 Welsway, Keynsharm, Bristol BS31 IPG, UK.

[179] M. GRUBER, K. EDER ET A. ZEILINGER, Phys. Lett. A **140**, 363 (1989).

[180] Q. TURCHETTE, D. PRITCHARD ET D. KEITH, *Numerical model of a multiple-grating interferometer*, J. Opt. Soc. Am. B **9**, 1601 (1992).

[181] C. CHAMPENOIS, M. BÜCHNER ET J. VIGUÉ, *Fringe contrast in three grating Mach-Zehnder atomic interferometers*, Eur. Phys. J. D **5**, 363 (1999).

[182] R. DELHUILLE, C. CHAMPENOIS, M. BÜCHNER, L. JOZEFOWSKI, C. RIZZO, G. TRÉNEC ET J. VIGUÉ, apb **74**, 489 (2002).

[183] T. GUSTAVSON, A. LANDRAGIN ET M. KASEVICH, *Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope*, Class. Quantum Grav. **17**, 2385 (2000).

[184] *Atom interferometry*, édité par P.R. Berman (Academic Press, 1997).

[185] J. SCHMIEDMAYER, C. R. EKSTROM, M. S. CHAPMAN, T. D. HAMMOND ET D. E. PRITCHARD, J.Phys.II **4**, 2029 (1994).

[186] T. ROBERTS, A. CRONIN, M. TIBERG ET D. PRITCHARD, Phys. Rev. Lett. **92**, 060405 (2004).

[187] K. HORNBERGER, S. UTTENTHALER, B. BREZGER, L. HACKERMÜLLER, M. ARNDT ET A. ZEILINGER, Phys. Rev. Lett. **90**, 160401 (2003).

[188] K. HORNBERGER ET J. E. SIPE, Phys. Rev. A **68**, 012105 (2003).

[189] B. B. A. Z. L. HACKERMÜLLER, K. HORNBERGER ET M. ARNDT, Appl. Phys. B **77**, 781 (2003).

[190] J. SCHMIEDMAYER, M. S. CHAPMAN, C. R. EKSTROM, T. D. HAMMOND, S. WEHINGER ET D. E. PRITCHARD, Phys. Rev. Lett. **74**, 1043 (1995).

[191] F. LEDUC, D. HOLLEVILLE, J. FILS, A. CLAIRON, N. DIMARCQ, A. LANDRAGIN, P.BOUYER ET C. BORDÉ, *Cold atom gyroscope for precision measurements*, Proceedings of the 16th International Conference On Laser Spectroscopy (2004). Cairns, Australie, World Scientific, Ed. P. Hannaford, A. Sidorov, H. Bachor et K. Baldwin.

[192] N. RAMSEY, *Nuclear Moments*, édité par John Wiley Sons (New York Chapman Hall London, 1953).

[193] E. DURAND, *Magnétostatique* (Masson et Cie, 1968).

[194] F. SHIMIZU, K. SHIMIZU ET H. TAKUMA, Jpn. J. Appl. Phys. **31**, L436 (1992).

[195] J. TOENNIES, *Communication privée* (2003).

[196] K. BONIN ET V. KRESIN, *Electric - dipole polarizabilities of atoms, molecules and clusters* (World Scientific, 1997).

[197] E. BENICHOU, R. ANTOINE, D. RAYANE, B. VEZIN, F. DALBY, P. DUGOURD ET M. BROYER, pra **59** (1999).

[198] W. VOIGT, Ann. Phys. iv p. 197 (1901).

[199] A. SURDO, Atti Reale Accademia Lincei **22**, 664 (1913).

[200] J. STARK, Sitz. Akad. Wiss. Bberlin **47**, 932 (1913).

[201] E. HOCHHEIM, Ver. Deutsch. Phys. Ges. p. 446 (1908).

[202] C. CUTHBERSON ET M. CUTHBERSON, Proc. Roy. Soc. London A **84**, 13 (1911).

[203] H. SCHEFFERS ET J. STARK, Phys. Z **35**, 625 (1934).

[204] G. CHAMBERLAIN ET J. ZORN, Phys. Rev. **129**, 677 (1963).

[205] H. SCHEFFERS ET J. STARK, Phys. Z **37**, 217 (1936).

[206] H. SCHEFFERS ET J. STARK, Phys. Z **41**, 399 (1936).

[207] A. SALOP, E. POLLACK ET B. BEDERSON, Phys. Rev. **124**, 1431 (1961).

[208] T. CHUNG ET R. HURST, Phys. rev. **152**, 35 (1966).

[209] R. MOLOF, H. SCHWARTZ, T. MILLER ET B. BEDERSON, pra **10**, 1131 (1974).

[210] U. KALDOR, *Stark effect in the Li hyperfine structure*, J. Phys. B At. Mol. Phys. **6**, 71 (1973).

[211] J. R. MOWAT, Phys. Rev. A **5**, 1059 (1972).

[212] D. PARKINSON, Proc. Roy. Soc.(London) **A75**, 169 (1960).

[213] R. M. STERNHEIMER, Phys. Rev. **127**, 1220 (1962).

[214] S. PATIL ET K. TANG, *Multipolar polarizabilities and two- and three-body dispersion coefficients for alkali isoelectronic sequences*, J. Chem. Phys. **106**, 2298 (1997).

[215] D. SPELSBERG, T. LORENZ ET W. MEYER, *Dynamic multipole polarizabilities and long range interaction coefficients for the systems H, Li, Na, He, H^-, H_2, Li_2, Na_2, and K_2*, J. Chem. Phys. **99**, 7845 (1993).

[216] C. LAUGHLIN, *On the lifetime of the 2p level and the dipole polarizability and hyperpolarizability of lithium*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **28**, 2701 (1995).

[217] T. KOBAYASHI, K. SASAGANE ET K. YANAGUCHI, *Calculation of frequency-dependent polarizabilities for open-shell systems at the second-order Moller-Plesset perturbation theory level based on the quasi-energy derivative method*, Int. J. Quant. Chem. **65**, 665 (1997).

[218] M.MARINESCU, H. SADEGHPOUR ET A. DALGARNO, Phys. Rev. A **49**, 982 (1994).

[219] J. PIPIN ET W. WOZNICKI, Chem. Phys. Lett. **95**, 392 (1983).

[220] G. MAROULIS ET A. J. THAKKAR, J. Phys. B **22**, 2439 (1989).

[221] J. PIPIN ET D. BISHOP, *Accurate variational calculations of energies of the 2 ^2S, 2 ^2P, and 3 ^2D states and the dipole, quadrupole, and dipole-quadrupole polarizabilities and hyperpolarizability of the lithium atom*, Phys. Rev. A **45**, 2736 (1992).

[222] M. JASZUNSKI ET A. RIZZO, *MCSCF calculation of the frequency-dependent hyperpolarizability of the lithium atom*, Int. J. Quantum Chem. **60**, 487 (1996).

[223] M. MÉRAWA, M. RÉRAT ET C. POUCHAN, *Dynamic polarizabilities and van der Waals coefficients for the ground 2^2S and excited 2^4P^0 states of Li*, Phys. Rev. A **49**, 2493 (1994).

[224] D. PONOMARENKO ET A. SHESTAKOV, *Polarizabilities of ns and np Rydberg states of the Li atom*, Chem. Phys. Lett. **210**, 269 (1993).

[225] F. MAEDER ET K. KUTZELNIGG, Chem. Phys. **42**, 95 (1979).

[226] I. LIM, M. PERNPOINTNER, M. SETH, J. LAERDAHL, P. SCHWERDTFEGER, P. NEOGRADY ET M. URBAN, *Relativistic coupled-cluster static dipole polarizabilities of the alkali metals from Li to element 119*, Phys. Rev. A **60**, 2822 (1999).

[227] N. EL-BAKALI-KASSIMI ET A. THAKKAR, *Static hyperpolarizability of atomic lithium*, Phys. Rev. A **50**, 2948 (1994).

[228] Z.-C. YAN, J. BABB, A. DALGARNO ET G. DRAKE, *Variational calculations of dispersion coefficients for interactions among H, He and Li atoms*, Phys. Rev. A **54**, 2824 (1996).

[229] J. MUSZYNSKA, D. PAPIEROWSKA, J. PIPIN ET W. WOZNICKI, Int. J. Quantum. Chem. **22**, 1153 (1982).

[230] W. MÜLLER, J. FLESCH ET W. MEYER, J. Comput. Phys. **80**, 3297 (1984).

[231] M. MÉRAWA ET A. DARGELOS, *Dynamic dipole polarizabilities for a lithium isoelectronic series in their ground and two first doublet excited states*, J. Chem. Phys. **95**, 1711 (1998).

[232] Z. WANG ET K. CHUNG, *Dipole polarizabilities for the ground states of lithium-like systems from Z=3 to 50*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **27**, 855 (1994).

[233] V. STAEMMLER, *Accurate ab initio determination of the van der Waals interaction in the $X^2\Sigma^+$ state of LiHe*, Z. Phys. D **39**, 121 (1997).

[234] S. PATIL ET K. TANG, *A simple method for polarizabilities and hyperpolarizabilities of alkali isoelectronic systems*, Chem. Phys. Lett. **295**, 152 (1998).

[235] C. EKSTROM, *Experiments with a separated beam atom interferometer*, Thèse de doctorat, Massachusetts Institute of Technology (1993).

[236] I. GRADSHTEYN ET I. RYZHIK, *Table of integrals, series and products* (Academic Press).

[237] R. LATHAM, *High voltage vacuum insulation* (Academic Press, 1981).

[238] A. GALAVOTTI, *http://www.geocities.com/agalavotti/estat.htm* .

[239] C. ADAMS, M. SIEGEL ET J. MLYNEK, *Atom Optics*, Phys. Rep. **240**, 143 (1994).

[240] M. WILKENS, Phys. Rev. Lett. **72**, 5 (1994).

[241] H. WEI ET R. HAN, Phys. Rev. Lett. **75**, 2071 (1995).

[242] J. THOMPSON ET AL., Nature **430**, 58 (2004).

[243] *Commission on Atomic Weights and Isotopic Abundances report*, tm. 70 (I.U.P.A.C. Pure and Applied Chemistry, 1998).

[244] G. AUDI ET A. WAPSTRA, *The 1995 update to the atomic mass evaluation*, Nuclear Physics A **595**, 409 (1995).

[245] V. CAVERO-MANCHADO, *La collision réactive Li(3s)+H_2 → LiH +H. Transfert de structure fine entre isotopes du lithium dans un jet unique*, Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, Orsay (1997).

[246] Z. LIN, K. SHIMIZU, M. ZHAN, F. SHIMIZU ET H. TAKUMA, *Laser cooling and trapping of Li*, Jpn. J. Appl. Phys. **30**, L1324 (1991).

[247] C. SANSONETTI, B. RICHOU, J. R. ENGLEMAN ET L. RADZIEMSKI, *Measurements of the resonance lines of ^{6}Li and ^{7}Li by Doppler-free frequency-modulation spectroscopy*, Phys. Rev. A **52**, 2682 (1995).

[248] L. RADZIEMSKI, R.-J. ENGLEMAN ET J. BRAULT, *Fourier-transform-spectroscopy measurements in the spectra of neutral lithium, ^{6}Li I and ^{7}Li I (Li I)*, Phys. Rev. A **52**, 4462 (1995).

[249] W. STWALLEY ET L. H. NOSANOW, Phys. Rev.Lett. **36**, 910 (1976).

[250] J. D. BOER ET R. LUNBECK, Physica **XIV**, 520 (1948).

[251] P. S. JULIENNE ET F. H. MIES, J. Opt. Soc. Am. **6**, 2257 (1989).

Résumé

La construction d'interféromètres atomiques permet d'envisager la mesure très précise de quantités physiques. Cette étude présente une mesure de la polarisabilité de l'atome de lithium par interférométrie atomique. Le résultat obtenu, $\alpha = (24{,}33 \pm 0{,}16) \times 10^{-30}$ m^3, améliore la connaissance de cette grandeur physique d'un facteur trois par rapport aux mesures les plus précises recensées dans la littérature.

Ce travail présente de manière détaillée le réglage puis l'utilisation d'un interféromètre atomique de Mach - Zehnder. Les deux bras de l'interféromètre sont séparés spatialement par diffraction élastique de l'onde atomique par une onde stationnaire laser, quasi résonante avec la première transition de résonance du lithium. Un ensemble de techniques expérimentales souvent complexes dans leur mise en oeuvre est nécessaire pour construire l'interféromètre. Après une étude détaillée de la source d'atomes de lithium (un jet supersonique ensemencé dans de l'argon), nous présentons nos signaux d'interférence atomique, d'excellente visibilité, allant jusqu'à 84,5 % au premier ordre de diffraction. Une grande variété de signaux a été enregistrée, par diffraction de l'isotope fermionique dans des ordres supérieurs ou par diffraction de l'isotope bosonique minoritaire. La qualité des signaux d'interférence obtenus est ensuite mise à profit pour réaliser des mesures de phase d'une grande précision. Une première expérience permet d'évaluer la sensibilité de l'interféromètre atomique aux gradients de champ magnétique. Une mesure absolue de la polarisabilité électrique du lithium est ensuite proposée par application d'un champ électrique sur un seul des deux chemins atomiques, distants de seulement 90 micromètres. La construction d'un tel condensateur, son alignement par rapport au jet atomique, et son utilisation sont détaillées dans cette thèse, et conduisent à une mesure très précise du déphasage induit par effet Lo Surdo - Stark (précision de 0,07 %). Pour cette première mesure, l'incertitude finale sur la polarisabilité du lithium est de seulement 0,66 %, et elle est dominée par l'incertitude sur la vitesse moyenne des atomes, ce qui laisse espérer des possibilités d'un gain de précision supplémentaire.

Abstract

Atom interferometers are very sensitive tools to make precise measurements of physical quantities. This study presents a measurement of the static electric polarizability of lithium by atom interferometry. Our result, $\alpha = (24.33 \pm 0.16) \times 10^{-30}$ m^3, improves by a factor of three the most accurate measurements of this quantity.

This work describes the tuning and the operation of a Mach - Zehnder atom interferometer in detail. The two interfering arms are separated by elastic diffraction of the atomic wave by a laser standing wave, almost resonant with the first resonance transition of lithium atom. A set of experimental techniques, often complicated to implement, is necessary to build the experimental set-up. After a detailed study of the atom source (a supersonic beam of lithium seeded in argon), we present our experimental atom signals which exhibit a very high fringe visibility, up to 84.5 % for first order diffraction. A wide variety of signals has been observed, by diffraction of the bosonic isotope at higher diffraction orders and by diffraction of the fermionic less abundant isotope. The quality of these signals is then used to do very accurate phase measurements. A first experiment investigates how the atom interferometer signals are modified by a magnetic field gradient. An absolute measurement of lithium atom electric polarizability is then achieved by applying a static electric field on one of the two interfering arms, separated by only 90 micrometers. The construction of such a capacitor, its alignment in the experimental set-up and its operation are fully detailed. We obtain a very accurate phase measurement of the induced Lo Surdo - Stark phase shift (0.07 % precision). For this first measurement, the final uncertainty on the electric polarizability of lithium is only 0.66 %, and is dominated by the uncertainty on the atom beam mean velocity, so that a further reduction of the uncertainty can be expected.