



Interférométrie atomique avec l'atome de lithium : Réalisation d'un interféromètre présentant un contraste et un flux élevés en vue de mesures de précision

Rémi Delhuille

► To cite this version:

Rémi Delhuille. Interférométrie atomique avec l'atome de lithium : Réalisation d'un interféromètre présentant un contraste et un flux élevés en vue de mesures de précision. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2002. Français. NNT : . tel-00002371

HAL Id: tel-00002371

<https://theses.hal.science/tel-00002371>

Submitted on 10 Feb 2003

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

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

THÈSE

présentée devant
l'université Paul Sabatier—Toulouse III
en vue de l'obtention du
doctorat de l'université Paul Sabatier,
spécialité : Physique quantique
par

RÉMI DELHUILLE

INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE
AVEC L'ATOME DE LITHIUM :
RÉALISATION D'UN INTERFÉROMÈTRE PRÉSENTANT UN CONTRASTE
ET UN FLUX ÉLEVÉS EN VUE DE MESURES DE PRÉCISION.

soutenue le 16 décembre 2002 devant le jury composé de

Alain ASPECT, IOTA, Orsay	rapporteur
Matthias BÜCHNER, université de Toulouse	
Massimo INGUSCIO, LENS, Florence	rapporteur
Geert RIKKEN, LNCMP, Toulouse	
Carlo RIZZO, université de Toulouse	directeur
Jacques VIGUÉ, université de Toulouse	

Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité, UMR 5589,
Université P. Sabatier, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse cedex 4

A ma grand-mère, ma "Mutti", qui a toujours cru en moi

Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier Jacques Vigué pour les nombreux rôles qu'il a joué pour moi. Je le remercie pour son accueil tout d'abord au sein du LCAR dont il est le directeur mais aussi au sein du groupe interférométrie atomique qu'il dirige. C'est sous sa direction et dans son bureau que j'ai fait mes premiers pas dans le monde de la physique atomique expérimental et je suis heureux d'avoir eu un tuteur aussi attentif et généreux dans le partage de ses connaissances pour mes débuts. Au cours de ma thèse, il a non seulement été un chef d'équipe proche de mon quotidien d'expérimentateur mais il m'a aussi énormément aidé dans la rédaction de ce manuscrit.

Je remercie aussi Carlo Rizzo, mon directeur de thèse, pour m'avoir guidé pendant ces trois années. Son soutien et son optimisme m'ont beaucoup apporté dans mon travail de tous les jours.

Mes remerciements vont aussi aux membres du jury. Tout d'abord à Alain Aspect et Massimo Inguscio qui ont bien voulu relire mon manuscrit et me faire part de leurs remarques malgré leur emploi du temps chargé. J'ai aussi beaucoup apprécié que Geert Rikken s'intéresse à mes travaux et accepte de présider le jury.

Les résultats présentés dans ma thèse sont évidemment le fruit du travail de toute une équipe et je voudrais adresser ma gratitude à tous ceux qui ont partagé la vie quotidienne de l'interféromètre atomique. Je remercie tout d'abord Matthias Büchner qui m'a guidé dans mes premiers pas en physique expérimentale. J'ai beaucoup profité de mes interactions avec Caroline Champenois qui m'a ouvert la voie et Alain Miffre à qui je laisse le soin de la manip. J'adresse aussi mille mercis à tous les stagiaires qui se sont succédés sur l'expérience et en particulier Thierry Lahaye, Emmanuel Lavallette et Robert Saers dont l'aide m'a été très précieuse.

J'ai aussi grandement profité (et même trop parfois, je l'avoue) de notre ingénieur de recherche, Gérard Trénec, tant pour son intarissable savoir en optique et en mécanique que pour sa disponibilité et sa serviabilité. Je lui dois notamment l'ensemble des dessins de l'expérience et de précieux conseils sur le réglage des lasers à colorant. Je remercie encore les bras volontaires de Laurent Polizzi et William Volondat, toujours prêts à apporter leur participation. Sincères remerciements toujours aux techniciens sans le travail desquels l'expérience n'aurait jamais pu voir le jour : Michel Giancesin, Daniel Castex et Philippe Paquier.

Je remercie aussi nos "nano-voisins" Tatjana Wilk, Cécile Robilliard, Renaud Mathevet et John Weiner avec lesquels mes relations ont toujours été très enrichissantes sous des points de vue très variés. Je voudrais dire merci à tous les autres membres du LCAR qui ont fait de ces années bien plus qu'un simple travail, en particulier les thésards que j'ai le plus fréquenté Etienne Gindensperger, Jérôme Degert, Sébastien Zamith et Arnaud Rentenier ainsi que nos inestimables secrétaires Philippe Miroux, Agnès Cloutour et Marie-France Rolland sans lesquels la vie quotidienne des chercheurs serait un enfer administratif.

Ma gratitude va finalement à mes proches et à tous les amis que j'ai fréquenté pendant ma thèse. Toutes ces personnes ont contribué, chacune à sa manière, à me faire avancer dans mon projet. J'ajoute de plus une attention particulière à mes collègues moniteurs qui m'ont apporté une ouverture d'esprit et une palette de points de vue d'un immense intérêt.

Table des matières

I	Introduction	5
I.1	Histoire des forces lumineuses	5
I.1.1	La question de l'existence de forces radiatives jusqu'à la fin du XIXième siècle	6
I.1.2	Premières mesures des forces radiatives vers 1900	8
I.1.3	Théorie quantique et relativité : le photon	9
I.1.4	Premières études des forces radiatives à l'échelle microscopique à partir de 1933	11
I.1.5	1960 : l'apparition du laser et ses conséquences	13
I.1.6	Développement des expériences de manipulation d'atomes par la- ser à partir de 1970	15
I.1.7	La naissance de l'optique atomique dans les années 1980	18
I.1.8	Analogie entre interférométrie optique et interférométrie atomique	19
I.1.9	Les outils de manipulation des atomes	21
I.1.10	Les différents types d'interféromètres	31
I.1.11	Applications de l'interférométrie atomique	40
I.2	Notre expérience : motivations, choix et vue d'ensemble	42
II	Principe de l'interféromètre	47
II.1	Diffraction atomique par une onde stationnaire	48
II.1.1	Traitement de la diffraction par les états de Bloch	48
II.1.2	Cas de la diffraction de Bragg du premier ordre	60
II.1.3	Sélectivité de la diffraction de Bragg	62
II.1.4	Paramètres expérimentaux dans le cas particulier du lithium	66
II.2	Propagation d'une onde atomique	68
II.2.1	Observation des franges d'interférence	71

II.3 Conclusion	72
III Dispositif expérimental	73
III.1 Le jet supersonique de lithium	73
III.1.1 Théorie du jet supersonique	73
III.1.2 Conception du four	77
III.2 Le montage à vide	81
III.2.1 Description de l'enceinte à vide	81
III.2.2 Système de pompage	82
III.3 Collimation du jet	84
III.3.1 Besoins et réalisation pratique	84
III.3.2 Fabrication des fentes de collimation	84
III.3.3 Améliorations possibles	85
III.4 L'interféromètre : réalisation et alignement	86
III.4.1 La source laser	86
III.4.2 Description du banc supportant les miroirs	87
III.4.3 Alignement des réseaux de l'interféromètre	89
III.5 Conclusion	93
IV Détecteur à fil chaud pour le lithium	95
IV.1 Principe du détecteur de Langmuir-Taylor	96
IV.2 Description du montage expérimental	97
IV.2.1 Le filament de rhénium	98
IV.2.2 Le système de focalisation	99
IV.2.3 Le channeltron	99
IV.2.4 Température du fil en fonction du courant de chauffage	100
IV.3 Efficacité de détection	103
IV.4 Optimisation du détecteur	105
IV.4.1 Nettoyage initial du fil chaud	107
IV.4.2 Ionisation du gas résiduel	111
IV.4.3 Oxydation du fil de rhénium	112
IV.4.4 Temps de réponse du détecteur	120
IV.5 Comparaison avec un détecteur à fluorescence induite	122

V	Résultats expérimentaux	129
V.1	Etude expérimentale de la diffraction de Bragg	129
V.1.1	Principe de l'expérience	129
V.1.2	Résultats et analyse	132
V.1.3	Oscillation de Rabi de l'intensité diffractée	138
V.1.4	Conclusion : diffraction par les réseaux successifs	140
V.2	Interférences atomiques	142
V.2.1	Premiers résultats expérimentaux	144
V.2.2	Amélioration du contraste	146
V.2.3	Facteurs limitant le contraste	151
V.2.4	Bilan	163
VI	Mesures interférométriques	165
VI.1	Mesure de l'indice de réfraction d'un gaz	167
VI.1.1	Principe de la mesure	168
VI.1.2	Mesures d'indice pour une onde de sodium	170
VI.2	Mesure de la polarisabilité atomique	171
VI.2.1	Description de l'expérience	173
VI.2.2	Mesure de la polarisabilité du sodium	175
VI.2.3	Précision attendue	176
VI.3	Mesure de la neutralité des atomes	178
VI.3.1	Principe de la mesure	180
VI.3.2	Enjeux de la mesure interférométrique	184
VI.4	Conclusion	187
A	Calcul du potentiel lumineux	193
B	Théorie du jet supersonique	197
B.1	Régime hydrodynamique	197
B.2	Intensité du jet	198
B.3	Régime moléculaire	199
C	Le pentaprisme	201

En 1924, L. de Broglie a introduit la relation qui porte son nom et qui donne la longueur d'onde associée à une particule d'impulsion p . Cette relation implique que tous les objets de la physique ont à la fois un caractère ondulatoire et un caractère corpusculaire. Il est donc naturel de transposer les expériences d'optique au domaine des ondes de matière et, en particulier, les expériences d'interférométrie. La diffraction des électrons et des atomes a pu être observée très rapidement après l'introduction de la relation de de Broglie, confirmant ainsi sa validité. Ces expériences ont été réalisées par C. Davisson et H. Germer en 1927 pour les électrons et par I. Estermann et O. Stern en 1930 pour un jet atomique d'hélium. Par la suite, la diffraction des neutrons a aussi été mise en évidence. Cependant, l'extension naturelle de ces travaux consistant à construire des interféromètres à ondes de matière s'est heurtée à deux problèmes : la très petite longueur d'onde de la plupart des ondes de matière et la difficulté à réaliser l'équivalent des éléments que sont en optique les miroirs et les lames séparatrices. Ces difficultés ont retardé l'apparition du premier interféromètre à ondes de matière jusqu'en 1952, date à laquelle L. Marton et ses collaborateurs construisent un interféromètre à électrons. Le principe de cet appareil repose sur la diffraction des électrons sur trois cristaux métalliques très minces dans la géométrie de Mach-Zehnder. Ce même principe sera repris en 1974 par H. Rauch et ses collaborateurs pour la réalisation d'un interféromètre à neutrons. La naissance de l'interférométrie atomique est plus tardive et elle est intimement liée aux progrès de la manipulation des atomes par la lumière. Si on excepte les expériences de I. Rabi et de N.F. Ramsey qui peuvent être interprétées comme des analogues atomiques de l'interférométrie de polarisation en optique, la première génération d'interféromètres atomiques a vu le jour en 1991 :

- O. Carnal et J. Mlynek réalisent une expérience de fentes d'Young utilisant un jet

atomique d'hélium métastable comme source d'ondes atomiques ;

- un interféromètre de Mach-Zehnder utilisant trois réseaux matériels et un jet de sodium comme source d'ondes atomiques est construit par l'équipe de D. Pritchard ;
- suivant une idée de Ch. Bordé, J. Helmcke et ses collaborateurs réalisent un interféromètre dont le principe est basé sur les franges de Ramsey en absorption saturée. L'expérience faite sur un jet de calcium permet de mettre en évidence l'effet Sagnac avec des ondes atomiques ;
- M. Kasevich et S. Chu construisent un interféromètre de Mach-Zehnder fonctionnant avec des atomes froids de sodium. Ces atomes sont diffractés par laser, en utilisant la diffraction Raman et cet appareil permet une première mesure par interférométrie atomique de l'accélération locale de la pesanteur g .

Par la suite, le sujet s'est rapidement développé, donnant naissance à des appareils d'une sensibilité et d'une diversité remarquables.

Cette thèse poursuit les travaux sur l'interférométrie atomique entamés dans l'équipe de Jacques Vigué avec la thèse de Caroline Champenois. Elle décrit la construction d'un interféromètre atomique de Mach-Zehnder fonctionnant avec l'atome de lithium ainsi que les premières expériences réalisées avec cet appareil. La motivation originelle de ces travaux d'interférométrie atomique est l'intérêt de notre équipe pour l'indice de réfraction des gaz pour les ondes de matière. Pour réaliser cette mesure, il faut pouvoir séparer physiquement les deux chemins atomiques qui interfèrent, pour mettre une faible pression de gaz sur un seul de ces deux chemins. L'interféromètre de Mach-Zehnder est très bien adapté à ce type d'expériences, ainsi que l'ont montré les expériences de l'équipe de D. Pritchard au M.I.T. Non seulement les chemins atomiques sont séparés, mais encore la grande symétrie de cet appareil le rend très peu sensible aux petits défauts de construction. Enfin, le signal d'interférences n'est que faiblement sensible à la longueur d'onde des ondes atomiques, un point indispensable pour obtenir un signal assez intense avec les sources atomiques incohérentes que sont les jets atomiques. Un point-clé de notre expérience est la diffraction des atomes par une onde laser stationnaire quasi-résonante avec la première transition de résonance du lithium à 671 nm. Dans notre expérience, la diffraction est élastique, c'est-à-dire qu'elle ne change pas l'état interne de l'atome, et elle utilise le régime de Bragg, dans lequel l'interaction entre l'atome et le laser dure longtemps, ce qui a pour effet par conservation de l'énergie et de l'impulsion de ne permettre qu'un seul

ordre non nul de diffraction. En ajustant la densité de puissance laser ou le temps d'interaction, on peut régler la probabilité de diffraction pour obtenir l'équivalent de lames séparatrices ou de miroirs pour les atomes et on peut réaliser ainsi un interféromètre atomique de Mach-Zehnder, en utilisant trois diffractions successives. Il est nécessaire de collimater très fortement le jet atomique de lithium, qui sert de source : ceci permet de séparer les deux faisceaux de sortie de l'interféromètre, qui portent des signaux d'interférences complémentaires. Cette collimation permettra aussi de séparer les deux chemins atomiques à l'intérieur de l'interféromètre.

Durant ma thèse, la diffraction du jet de lithium puis les premières franges d'interférences atomiques ont été observées avec succès. Grâce à une étude préliminaire poussée des différents effets pouvant limiter le contraste des franges d'interférences dans un interféromètre atomique fonctionnant avec un jet atomique aux énergies thermiques et grâce à une conception réfléchie du montage expérimental, nous avons pu réaliser un appareil très performant : les premiers résultats présentés dans cette thèse montrent des figures d'interférences très bien contrastées et un flux détecté assez élevé. Réunies, ces deux caractéristiques permettent d'obtenir une très bonne sensibilité pour les mesures de phase, ce qui est essentiel pour réaliser des mesures de précision.

Le chapitre I donne un aperçu assez complet de l'histoire des forces radiatives et de la manipulation des atomes par la lumière. J'insiste plus particulièrement sur les développements de ces dix dernières années dans le domaine de l'interférométrie atomique et je termine ce chapitre par une brève présentation de notre expérience. Les principes théoriques régissant l'interféromètre que nous avons réalisé sont développés dans le chapitre II. Le processus de diffraction est tout d'abord décrit en utilisant les fonctions de Bloch pour représenter la fonction d'onde atomique à l'intérieur de l'onde laser stationnaire. Ce formalisme est utilisé ensuite pour discuter le cas particulier de la diffraction de Bragg. Un modèle simple de la propagation des ondes atomiques dans l'interféromètre est aussi donné et permet ainsi de prédire les résultats attendus. Le chapitre III donne une description d'ensemble des principaux composants formant notre interféromètre : fonctionnement du jet atomique de lithium, collimation de ce jet atomique, réalisation des ondes stationnaires laser servant à la diffraction atomique. Les procédures permettant l'alignement très précis requis pour le jet et les ondes stationnaires laser sont décrites en détail. Le chapitre IV est dédié à l'étude du détecteur à fil chaud utilisé pour détecter les atomes de lithium. Ce détecteur, qui utilise un filament de rhénium porté à une température voisine

de 1500 K, ionise les atomes qui sont ensuite détectés par un multiplicateur d'électrons. La théorie d'un tel détecteur, dit de Langmuir-Taylor, est rappelée et son efficacité est mesurée, ce qui permet une comparaison des performances de cet appareil avec celles d'un détecteur utilisant la fluorescence des atomes induite par laser. Les résultats des premières expériences de diffraction et d'interférométrie atomique réalisées dans l'équipe au cours de ma thèse sont présentés et discutés dans le chapitre V. Le point principal de ces expériences est l'obtention de franges d'interférences présentant un très bon contraste et un signal relativement élevé. Les facteurs pouvant encore limiter le contraste sont discutés de manière assez complète. Finalement, le chapitre VI décrit trois mesures de précision qui seront réalisées au cours des prochaines années avec cet appareil :

- la mesure de l'indice de réfraction d'un gaz pour une onde atomique, qui est la motivation première de l'expérience,
- la mesure de la polarisabilité électrique statique de l'atome de lithium dans son état fondamental,
- le test de la neutralité électrique des atomes de lithium.

Les perspectives ouvertes par l'interférométrie atomique ne se limitent bien sûr pas à ces mesures de type fondamental et d'autres interféromètres atomiques ont permis de réaliser des mesures très variées, le plus souvent avec une très grande précision.

Chapitre I

Introduction

I.1 Résumé de l'histoire des forces exercées par la lumière

Le principe fondamental sur lequel repose les expériences présentées dans cette thèse est l'action de la lumière sur la matière. Je vais donc donner dans ce paragraphe les étapes importantes qui ont jalonné l'histoire de l'étude des forces exercées par la lumière sur la matière.

L'idée que la lumière peut exercer une pression sur un corps matériel a été énoncée pour la première fois en 1619 par Kepler pour expliquer l'orientation de la queue des comètes [1]. Les premiers calculs concernant la pression de radiation lumineuse ont été effectués indépendamment par Maxwell [2] et Bartoli [3] dans la dernière partie du XIX^{ème} siècle mais il a fallu attendre le tout début du XX^{ème} siècle pour voir apparaître les premières mesures expérimentales de la pression de radiation lumineuse. En effet, cette force est très difficile à mettre en évidence car le rapport de l'impulsion transportée par une particule sur son énergie est le plus petit possible si cette particule se déplace à la vitesse de la lumière. La pression de radiation a été de ce fait longtemps masquée par des forces dues aux gaz environnants perturbés par l'action du faisceau lumineux comme dans le radiomètre de Crookes [4]. C'est pourquoi les mesures de Lebedev [5] et de Nichols et Hull [6, 7] qui furent des prouesses expérimentales n'ont été réalisées qu'au début du XX^{ème} siècle. Suite à ces résultats expérimentaux en bon accord avec la théorie, le sujet suscite peu d'intérêt pendant près d'un demi siècle étant donné la faiblesse des forces mises en jeu. Cependant, l'apparition du laser en 1960 a permis de disposer de sources lumineuses très intenses et a relancé l'activité expérimentale dans le domaine. Si on as-

socie à cette invention le phénomène de résonance atomique qui conduit à une très forte réponse de l'atome à une stimulation lumineuse, on est désormais capable de communiquer aux atomes grâce aux forces lumineuses des accélérations considérables, supérieures à 10^5 fois l'accélération de la pesanteur.

I.1.1 La question de l'existence de forces radiatives jusqu'à la fin du XIX^{ème} siècle

La première suggestion d'une pression lumineuse sur la matière est due à Kepler en 1619[1]. La pression du rayonnement solaire sur les particules composant la queue des comètes expliquait selon lui pourquoi cette queue est toujours dirigée dans la direction opposée au soleil quelle que soit la direction dans laquelle se déplace la comète. Cette idée a été beaucoup discutée en particulier dans le cadre de l'opposition entre théorie corpusculaire et théorie ondulatoire de la lumière. Newton, soutenant la vision corpusculaire, considérait cette hypothèse plausible sur une base purement mécanique. Euler, quant à lui, apporta son soutien à la théorie ondulatoire tout en validant l'hypothèse de Kepler : il démontra qu'une onde exerce une pression sur un corps placé en travers de sa direction de propagation.

Plusieurs expériences ont été réalisées au cours du XVIII^{ème} siècle [1, 8] et au début du XIX^{ème} siècle [9] pour tenter de mettre en évidence au laboratoire l'existence des forces de pression lumineuses mais elles ont toutes conduit à des résultats peu concluants ou contradictoires. De cette période, on peut retenir la conclusion de Fresnel sur son expérience en 1825 [9] : les forces observées ne sont ni d'origine magnétique, ni d'origine électrique.

En 1873, Crookes [4] construit un appareil pour observer l'effet de la force de pression lumineuse, appareil qui portera par la suite son nom : le radiomètre de Crookes (voir schéma I.1). Il s'agit d'un moulin placé sous vide dont les ailes ont une face absorbante et une face réfléchissante; éclairé, le moulin se met à tourner comme si la lumière repoussait les faces absorbantes. Le résultat attendu initialement par Crookes était que la lumière repousse les faces réfléchissantes. En effet, si le rayonnement apporte une énergie E à la surface d'une aile, il apporte une impulsion $|\vec{p}| = E/c$, si la face est absorbante, $|\vec{p}| = 2E/c$ si elle est parfaitement réfléchissante, en supposant dans les deux cas que l'incidence du rayonnement est normale. Dans l'expérience de Crookes, un faisceau lumineux homogène éclaire à la fois une face absorbante et une face réfléchissante situés sur deux ailes

opposées du moulin. Une impulsion deux fois plus grande est transférée à la face réfléchissante. Donc une force due à la pression lumineuse apparaît et détermine le sens du mouvement : la face réfléchissante devrait être repoussée par le rayonnement lumineux. Le résultat expérimental s'est révélé être une rotation des ailes dans le sens inverse de celui attendu. En réalité, Crookes venait de découvrir les forces radiométriques qui sont dues à la pression d'un gaz résiduel dans l'enceinte à vide. Sur une surface absorbante, l'énergie absorbée est convertie en chaleur puis elle est communiquée aux molécules du gaz environnant. Les molécules de ce gaz, en quittant la surface après s'y être thermalisées, sont légèrement plus chaudes que lors de leur arrivée sur la surface. En repartant de la surface, elles ont donc une impulsion moyenne plus grande qu'en y arrivant. On peut estimer l'ordre de grandeur de l'impulsion Δp donnée à la surface en écrivant que la variation d'énergie cinétique $N\Delta(mv^2/2)$ des N molécules frappant la surface est égale à E :

$$\Delta p \approx Nm\Delta v = \frac{E}{v}$$

où v est une certaine vitesse moyenne des molécules du gaz. La force radiométrique résultante est donc plus grande que la force de pression de radiation dans un rapport de l'ordre de c/v soit environ 10^6 .

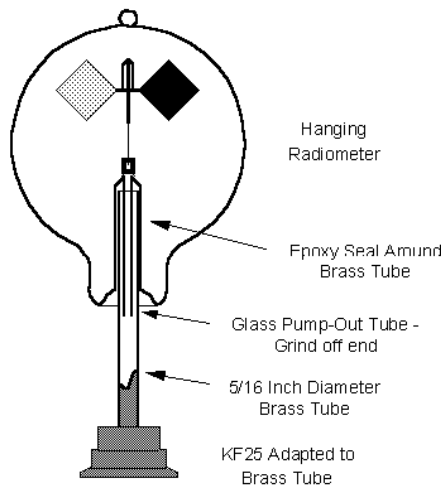


FIG. I.1 – Schéma de montage du radiomètre de Crookes

Après ces tentatives expérimentales infructueuses, des avancées théoriques sont faites à partir de 1873. Maxwell, dans son livre publié en 1873 [2], calcule que, dans

tout milieu où une onde se propage, il existe une pression égale à la quantité d'énergie par unité de volume et normale aux fronts d'ondes. Cette idée est confirmée par Bartoli en 1876 sur la base du second principe de la thermodynamique [3]. Ces travaux sont publiés de nouveau en 1884 [10] de manière plus complète après la parution d'un article Eddy en 1882 sur le même sujet [11].

I.1.2 Premières mesures des forces radiatives vers 1900

C'est au début du XXIème siècle que sont observées pour la première fois de manière claire les forces de pression lumineuses. Deux séries d'expériences ont été menées séparément d'une part par Lebedev en Russie [5, 12], d'autre part par Nichols et Hull aux Etats-Unis [6, 7]. Les premières expériences montrent clairement qu'il existe une pression de radiation. Les articles suivants donnent des résultats plus satisfaisants quantitativement : la valeur mesurée est bien celle calculée par Maxwell et Bartoli aux erreurs de mesure près. Dans toutes ces expériences, les forces radiométriques qui sont potentiellement beaucoup plus grandes sont éliminées par des procédures expérimentales astucieuses mais différentes. Dans l'expérience de Lebedev, l'astuce consiste à envoyer le faisceau de lumière sur une feuille mince d'argent qui est un métal très bon conducteur de la chaleur : la température s'élève de la même manière des deux côtés de la feuille et donc les forces radiométriques se compensent presque parfaitement. L'utilisation du vide le plus poussé possible à l'époque permet aussi de réduire l'importance des forces radiométriques.

Nichols et Hull quant à eux ont travaillé avec des lames de verre argentées épaisses à des pressions plus élevées. Ils distinguent la force de pression de radiation des forces radiométriques par leur temps d'établissement. La force de pression de radiation s'établit instantanément alors que les forces radiométriques varient jusqu'à l'établissement de l'équilibre de température du miroir ce qui prend plusieurs minutes aux pressions utilisées dans leurs expériences. Leurs mesures montrent en effet que les forces radiométriques changent de signe pour une pression de l'ordre de 10-30 millibar. La théorie simple des forces radiométriques présentée précédemment n'est en effet valable que si le gaz est en régime de vide dit moléculaire, c'est-à-dire quand le libre parcours moyen des molécules du gaz est comparable ou supérieur aux dimensions de l'enceinte soit pour des pressions inférieures à environ 10^{-3} millibar. A plus haute pression, les phénomènes sont beaucoup plus complexes et difficiles à modéliser, puisqu'il faudrait décrire en détail l'hydrodynamique du gaz. En appliquant le faisceau lumineux sur un temps court (6 secondes) durant

lequel les forces radiométriques sont encore faibles, ils ont pu mesurer la pression de radiation avec une précision de quelques pourcents grâce à une balance de torsion.

Une fois établie l'existence d'une action "mécanique" de la lumière sur la matière, le sujet connaîtra rapidement quelques raffinements. Lebedev [13] reprendra ainsi à cette époque l'application de la pression de radiation à l'orientation de la queue des comètes proposée par Kepler. Et une controverse éclatera, principalement entre Abraham et Minkowski, sur l'impulsion transportée par la lumière dans un milieu dispersif d'indice n . Abraham défendait l'idée que l'impulsion lumineuse vaut E/nc alors que Minkowski affirmait que la formule était En/c . Le problème est en fait très subtil et complexe et des progrès théoriques ont été faits jusqu'à des époques récentes [14]. Un bref article de synthèse a été écrit par Peierls en 1987 [15].

I.1.3 Théorie quantique et relativité : le photon

Le domaine de la pression de radiation a évolué radicalement du point de vue conceptuel avec le développement de la physique quantique et de la dualité onde-corpuscule. Les prémices de la théorie quantique ont été posés par Planck et Einstein au début du XX^{ème} siècle. Planck proposa tout d'abord en 1900 la quantification de l'énergie pour résoudre le problème du rayonnement du corps noir auquel se heurtait la théorie ondulatoire de l'électromagnétisme de Maxwell [16]. En particulier, en introduisant la constante qui porte aujourd'hui son nom, Planck apportait une solution à la divergence "classique" de l'énergie totale d'un corps noir de température fixée prévue par la théorie. En réalité, si Planck a été le premier à proposer une suite discrète d'énergies pour décrire le champ électromagnétique total, il n'attribuait pas de réalité physique à cette discrétisation. C'est Einstein qui postula en 1905 l'existence du photon, quanta d'énergie électromagnétique, pour expliquer l'effet photo-électrique [17]. C'était donc un retour à la théorie corpusculaire soutenue par Newton et battue en brèche par les succès de l'électromagnétisme dans l'interprétation de l'optique. Il a donc fallu un certain temps avant que ce concept ne soit accepté par la communauté des physiciens. Le point de vue issu des travaux de Planck et Einstein décrivait la lumière comme un ensemble de particules dont l'énergie et l'impulsion étaient reliées à la fréquence et au vecteur d'onde de l'onde électromagnétique par

les relations de Planck-Einstein :

$$E = \hbar\omega \quad (I.1)$$

$$\vec{p} = \hbar\vec{k} \quad (I.2)$$

où $\hbar$ est la constante introduite par Planck divisée par 2π . Une étape importante pour prouver l'existence des photons a été la découverte de l'effet Compton en 1923.

On a donc à partir de cette période tenté de réinterpréter les expériences de diffraction et d'interférométrie, ce qui a conduit à la définition d'amplitude de probabilité de présence et à l'équation de Schrödinger qui sont à la base de la physique quantique moderne. En 1924, L. de Broglie soutient dans sa thèse [18] que, tout comme la lumière possède à la fois un aspect ondulatoire et un aspect corpusculaire, on peut associer aux particules "matérielles" de masse m et de vitesse v une onde dont la longueur d'onde λ_{dB} est donnée par la formule dite de de Broglie

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{mv}. \quad (I.3)$$

L'effet Compton : conservation de l'énergie et de l'impulsion

Une question reste cependant en suspens concernant la diffusion Compton bien après sa découverte : on ne peut pas à l'époque vérifier si l'énergie et l'impulsion sont conservées événement par événement ou seulement en moyenne. En effet, si l'explication collisionnelle de la diffusion des rayons X donnée par Compton en 1923 [19] était la plus vraisemblable, les expériences n'étaient pas alors assez complètes pour différencier les deux possibilités. S. Stenholm [20] considère néanmoins le problème comme résolu en 1950 par des mesures en coïncidence de Cross et Ramsey [21]. Lors de la collision entre un photon X et un électron, on peut donc écrire que l'énergie et la quantité de mouvement sont conservées pour chaque événement (voir figure I.2) :

$$h\nu_0 + mc^2 = h\nu + \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \text{ (énergie)} \quad (I.4)$$

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c} \cos \theta + \frac{mv \cos \phi}{\sqrt{1-\beta^2}} \text{ (impulsion selon Ox)} \quad (I.5)$$

$$0 = \frac{h\nu}{c} \sin \theta - \frac{mv \sin \phi}{\sqrt{1-\beta^2}} \text{ (impulsion selon Oy)} \quad (I.6)$$

Ces équations de conservation sont, comme on le verra par la suite, primordiales dans la compréhension de l'action de la lumière sur la matière. Avec des modifications

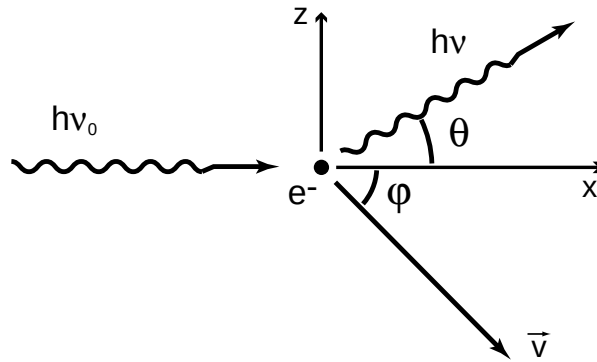


FIG. I.2 – Principe de l'effet Compton : un photon X de fréquence ν_0 subit une collision avec un électron d'un atome. Si cet électron est peu lié, on peut le considérer comme libre et au repos. La fréquence et la direction du photon diffusé sont modifiées et l'électron est émis avec une vitesse $\vec{v}$.

mineures, elles permettent par exemple de prévoir l'effet Doppler du premier et du second ordre ainsi que l'effet de recul lors de l'absorption d'un photon par un atome.

I.1.4 Premières études des forces radiatives à l'échelle microscopique à partir de 1933

Une fois posées les bases de la mécanique quantique, l'étude des forces radiatives est envisagée d'un point de vue nouveau. La principale avancée de cette période est la prédiction en 1933 par Kapitza et Dirac [22] de la diffraction d'électrons traversant une onde stationnaire lumineuse. Ces auteurs expliquent dans leur article la diffraction comme l'effet d'un transfert d'impulsion des photons vers l'électron. L'électron absorbe dans l'onde stationnaire un photon se déplaçant dans un sens et réémet un photon de même fréquence dans la direction opposée par émission stimulée. La conservation de l'énergie impose aussi une géométrie particulière : les vitesses de l'électron avant et après diffraction sont symétriques par rapport aux plans d'onde de l'onde stationnaire (voir figure I.3). C'est la configuration dite de Bragg par analogie avec la diffraction de Bragg des rayons X sur les plans cristallins d'un solide.

Kapitza et Dirac proposent de réaliser une telle expérience car ils espèrent mettre ainsi en évidence expérimentalement pour la première fois le phénomène d'émission stimulée prévu en 1917 par Einstein [23]. Malheureusement, l'application numérique réalisée dans l'article avec les moyens expérimentaux disponibles à l'époque ne laisse pas envisager la possibilité d'observer l'effet prédit : avec une lampe à arc intense au mercure

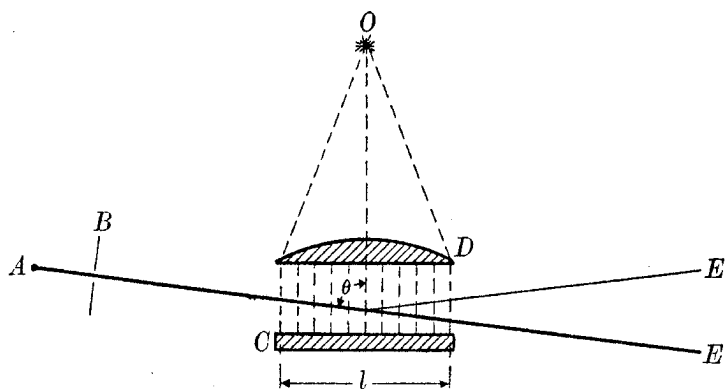


FIG. I.3 – Schéma de l'expérience de diffraction des électrons par la lumière proposée par Kapitza et Dirac en 1933. La figure ci-dessus est reproduite de l'article original [22].

et des électrons de basse énergie (25 eV), la probabilité de diffraction calculée n'est que de 10^{-14} et l'angle de diffraction de seulement $0,05^\circ$.

La même année, une expérience [24] utilisant la résonance atomique montrera la déflexion d'un jet atomique par la lumière. Dans cette expérience de Frisch, l'atome absorbe un photon et son impulsion est donc augmentée de celle du photon. Puis il se déexcite en émettant un photon de fluorescence dans une direction aléatoire. Finalement, l'impulsion de chaque atome est changée d'une quantité aléatoire comprise entre 0 et 2 fois l'impulsion d'un photon et le jet est globalement dévié.

Le pompage optique

Si le sujet des forces radiatives à proprement parler ne connaît pas de nouveaux développements jusqu'en 1960, la découverte du pompage optique par Kastler [25] va marquer une étape supplémentaire dans la compréhension de l'interaction matière-rayonnement. Il s'agit dans ce cas non plus d'échange d'impulsion entre le rayonnement et les atomes mais d'échange de moment cinétique. Le nouveau domaine, dont Kastler et Brossel sont à l'origine, se développe rapidement et permet des mesures précises de nombreuses propriétés atomiques et des mesures très sensibles des champs extérieurs. Le point essentiel est que, grâce au pompage optique, on peut désormais échapper à l'équilibre thermodynamique et obtenir une inversion de population, c'est-à-dire une population plus élevée dans un niveau excité que dans le niveau fondamental. Cette découverte est donc fondamentale dans le développement du maser puis du laser. Kastler envisage même dans son article la possibilité de refroidissement atomique par rayonnement lumineux, c'est-à-

dire la diminution l'énergie cinétique des atomes sous l'effet de la lumière.

I.1.5 1960 : l'apparition du laser et ses conséquences

Avec la réalisation du premier laser en 1960, la possibilité d'observer expérimentalement l'effet Kapitza-Dirac est de nouveau envisagée. Alors que les densités de puissance lumineuse disponibles augmentent, de nombreux articles théoriques reprennent les travaux de Kapitza et Dirac (voir, par exemple, la référence [26] et les références incluses). La première observation d'un effet de diffraction des électrons est faite par Bartell *et al.* en 1965 [27]. Comme le montre la figure I.4 extraite de l'article original, les résultats sont assez peu probants : même si un effet certainement dû à l'irradiation laser est observé, il n'est pas possible de vérifier si la diffraction est bien décrite par la théorie. Il n'apparaît pas en particulier de pics de diffraction à des angles bien définis. D'autres expériences ne permettront même pas d'observer un effet de diffraction. Les résultats expérimentaux sont donc d'abord relativement contradictoires.

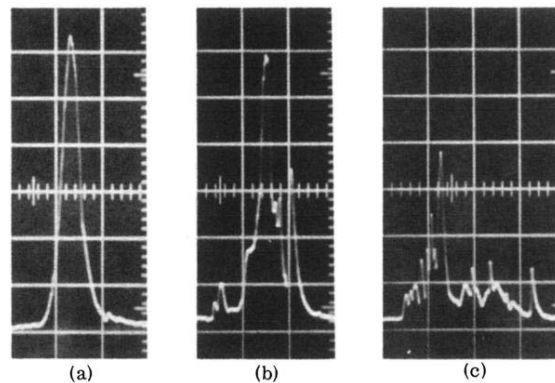


FIG. 1. Contour of electron beam: (a) during flash-tube discharge with laser cavity blocked; (b), (c) during laser pulse. Oscilloscope sweep 0.067 m/cm. Electron-beam sweep past detector slit equivalent to 10^{-4} rad/cm.

FIG. I.4 – Première mise en évidence expérimentale de l'effet Kapitza-Dirac par Bartell *et al.* . Image reproduite de l'article [27].

Une avancée importante dans le domaine théorique est le calcul général de l'amplitude de diffraction par Federov en 1967 [28] dans le cas de la géométrie de Bragg. Le calcul original de Kapitza et Dirac se limitait au premier terme non nul en intensité lumineuse dans le cadre d'une théorie perturbative. Dans cette limite, on trouve que l'amplitude de diffraction est proportionnelle au carré de l'intensité lumineuse. Ce résultat n'est évidemment valable que pour des faibles intensités et Federov montre dans son ar-

ticle que, dans le régime de Bragg, l'amplitude de diffraction est proportionnelle au sinus de l'intensité. Un développement limité au premier ordre de la formule de Federov rend bien le résultat avancé par Kapitza et Dirac pour les faibles valeurs de l'intensité. Cette nouvelle compréhension du processus de diffraction permet à H. Schwarz [29] en 1973 d'interpréter les résultats négatifs de plusieurs expériences antérieures comme des cas où, par hasard, l'intensité lumineuse était telle que l'argument du sinus valait pratiquement π (voir figure I.5). Il apparaît donc logique qu'aucune diffraction n'ait été observée puisque la probabilité de diffraction était quasi-nulle. Federov [30] propose aussi en 1974 une autre explication à la disparition de la diffraction : si l'intensité de l'onde lumineuse qui interagit avec les électrons varie suffisamment lentement (on parle de passage adiabatique), le phénomène de diffraction pourrait ne pas avoir lieu. Le bilan global dans le domaine de la diffraction électronique reste donc assez mitigé. Même si la compréhension des phénomènes a progressé, aucune expérience n'a permis de visualiser clairement une figure de diffraction électronique formée de plusieurs pics comme on peut en observer pour la lumière avec un réseau.

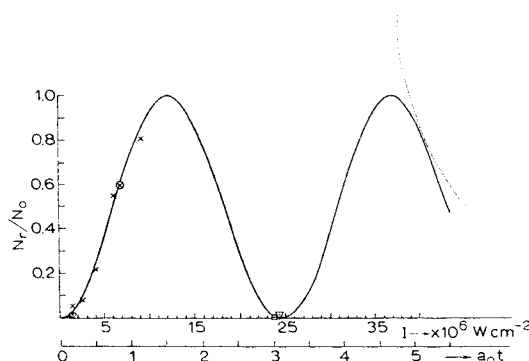


Fig. 1. Reflection probability as a function of light intensity, I , for interaction duration $t = l/v = 1.6$ ns, using a neodymium doped glass laser. Lower abscissa represents the argument of the sine square of eq. (5) in radian. (For point designation see table 1.)

FIG. I.5 – *Dépendance de l'amplitude de diffraction en fonction de l'intensité lumineuse : la formule en sinus donnée par Federov [28] rend bien compte des résultats expérimentaux. On remarque notamment les points expérimentaux autour d'une phase $a_0 t \approx \pi$ pour lesquels l'intensité diffractée est quasiment nulle. Image reproduite de l'article [29].*

Il faudra attendre encore pratiquement 30 ans pour voir apparaître la première expérience où les différents pics de diffraction sont résolus. Celle-ci a en effet été réalisée en 2001 dans l'équipe de Batelaan avec une densité de puissance de l'ordre de

10^{11} watts/cm² [31]. Contrairement aux expériences précédentes [32, 33], les auteurs montrent clairement un effet de la nature ondulatoire des électrons car la figure obtenue résulte de l'interférence entre les différentes parties de la fonction d'onde de l'électron et ne peut pas s'interpréter comme le mouvement classique d'une particule matérielle.

En 1966, Altshuler, Frantz et Braunstein [34] font remarquer que les atomes, qui peuvent comme les électrons absorber et réémettre un photon de manière stimulée, peuvent être également diffractés par une onde stationnaire lumineuse. L'idée la plus importante est que la probabilité de diffraction est considérablement plus forte pour les atomes que pour les électrons et que cet effet peut encore être amplifié si la lumière utilisée à une fréquence proche d'une résonance atomique. Ces deux effets montrent que l'on devrait pouvoir utiliser des puissances lumineuses beaucoup plus faibles.

Le domaine des forces radiatives s'est enrichi en 1970 des expériences de Ashkin [35] montrant la pression exercée par un faisceau laser sur des microparticules. L'auteur montre que, grâce au laser, il est aisé de s'affranchir des forces radiométriques qui avaient gêné les expérimentateurs du début du XX^e siècle. Il est ainsi possible d'accélérer ou au contraire de piéger des gouttelettes d'eau ou d'huile. L'application à des systèmes plus petits comme les atomes ou les molécules est aussi envisagée.

I.1.6 Développement des expériences de manipulation d'atomes par laser à partir de 1970

Dans la continuité des idées de Ashkin et de Altshuler *et al.*, les premières premières expériences de manipulation des atomes par laser voient le jour. Dans un premier temps, elles concernent uniquement la déflexion d'un jet atomique sous l'effet de la pression de radiation [36, 37, 38]. Une des motivations principales des expérimentateurs était la possibilité grâce à cette technique de séparer les différents isotopes d'une même espèce atomique [38].

Puis, en 1975, l'utilisation du laser est proposée pour ralentir ou refroidir les atomes ou les ions piégés. Pour les atomes, c'est Hänsch et Schawlow qui sont à l'origine de la première proposition [39] alors que Wineland et Dehmelt présentent un système pour les ions dans un piège [40]. Cette étape va marquer le point de départ de toute une nouvelle branche de la physique atomique, la physique des atomes froids. Ce domaine va rapidement se développer dans les années 1980 pour exploser dans les années 1990. Les progrès réalisés pendant ces années vont conduire à l'observation de phénomènes physiques re-

marquables comme la condensation de Bose-Einstein [41], illustration macroscopique de la théorie quantique. Dans la suite, je ne parlerai pratiquement pas du développement du refroidissement des atomes et l'exposé sera centré sur la diffraction et les interférences atomiques. Cependant il faut noter que ces deux domaines sont étroitement liés. C'est par exemple après la proposition de Hänsch et Schawlow que l'étude du comportement d'un atome dans une onde stationnaire résonante a été relancée (voir, par exemple, la référence [42] et les références incluses).

Dans les années suivantes, les travaux théoriques sur les forces subies par les atomes dans une onde lumineuse se poursuivent donc. Cook et Bernhardt [43] calculent notamment l'amplitude de diffraction atomique par une onde stationnaire mince. Ils montrent que le phénomène d'émission stimulée permet d'obtenir des angles de déflexion plus grands que dans les expériences de déflexion reposant sur l'émission spontanée. Le point sur les travaux utilisant l'effet de résonance atomique est fait dans un article de revue de Kazantsev [44] : dans la plupart des articles, l'étude est faite à la résonance ou très proche de celle-ci, donc il faut considérer à la fois les effets liés à l'émission spontanée (force dissipative) et les effets liés à l'émission stimulée (force dipolaire). Ce cas général contraint à écrire les équations de Fokker-Planck pour l'évolution de l'atome dans l'onde électromagnétique comme l'on fait Baklanov et Dubetskii [45].

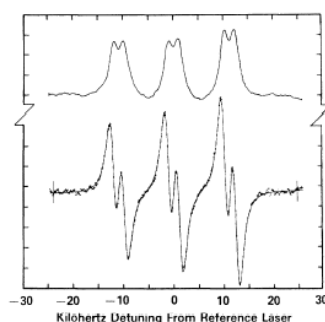


FIG. 1. Derivative spectrum of the three main hyperfine lines of $^{12}\text{C}_4$ showing the recoil doubling (lower curve). Methane pressure, 70 μTorr ; room temperature; modulation, 800 Hz peak to peak. A least-squares fit (solid line) gives a width of 1.27 kHz HWHM and a recoil doublet splitting of 2.150 kHz, the the high-frequency peak 1% larger than the low-frequency ones. The upper curve, integrated from a sample of such data, shows that each hyperfine component is spectrally doubled by the recoil effect.

FIG. I.6 – *Observation du dédoublement des raies hyperfines de la molécule CH_4 sous l'effet de l'énergie de recul communiquée à la molécule par les photons. Image reproduite de l'article [46].*

L'effet de recul lié à l'émission stimulée d'un photon a été observé dès 1976 sur

la molécule CH_4 dans les expériences de spectroscopie d'ultra-haute résolution par Hall, Bordé et Uehara [46]. Ainsi que le montre la figure I.6, chacune des raies d'absorption saturée correspondant à un sous-niveau hyperfin est dédoublée en deux pics séparés par deux fois l'énergie de recul $\hbar\omega_r = \hbar^2 k_L^2 / 2m$ où k_L est le vecteur d'onde du laser d'excitation et m la masse de la molécule. Les auteurs soulignent en outre l'analogie entre cet effet, la diffraction atomique dans la géométrie de Bragg et la diffraction des électrons prévue par Kapitza et Dirac. Cependant la première vraie expérience de diffraction d'atomes par une onde laser stationnaire est réalisée par Arimondo *et al.* [47] en 1979. Dans cet article, il est clairement montré que le processus mis en jeu est lié à l'émission stimulée et non pas à une désexcitation spontanée des atomes.

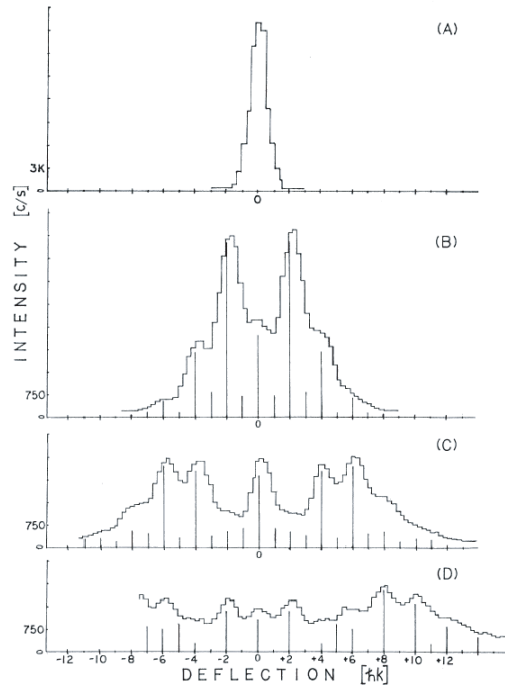


FIG. 1. Atomic beam profiles for the following laser powers: (a) 0, (b) 5, (c) 10, and (d) 20 mW. Vertical bars under data depict momentum transfer imparted by the field, i.e., a computer deconvolution accounting for the atomic beam profile, velocity distribution, and spontaneous emission recoil after the interaction. The height of each bar at position x is proportional to the probability that an atom gains $x\hbar k$ momentum.

FIG. I.7 – Les premiers pics de diffraction atomique par une onde lumineuse observés dans l'équipe de Pritchard. Image reproduite de l'article [46].

Pourtant cette première expérience, comme la suivante effectuée par Grinchuk *et al.* [48], ne permettent pas résoudre les différents pics de diffraction associés aux processus impliquant n cycles "absorption dans une onde - émission stimulée dans l'autre". Les premiers résultats prouvant que la quantité de mouvement des atomes est modifiée d'un nombre pair de fois la quantité de mouvement transportée par un photon sont obtenus dans l'équipe de Pritchard au MIT (Massachusetts, Etats-Unis) [49]. L'originalité de ces

travaux repose sur l'utilisation d'un faisceau laser désaccordé par rapport à la résonance atomique. Grâce à cette astuce qui permet de s'affranchir en grande partie des effets incohérents liés à l'émission spontanée et grâce à une très bonne résolution angulaire, le groupe de Pritchard observe des pics discrets correspondant aux différents ordres de diffraction comme on peut le voir sur la figure I.7. Cette étude expérimentale s'appuie sur des travaux théoriques des années précédentes [50, 51] qui traitent en détail des différents régimes de diffraction. L'article de Bernhardt et Shore [50] traite notamment du cas d'une onde laser à résonance ou hors résonance introduisant ainsi l'idée utilisée par Pritchard et ses collaborateurs. En outre, on voit apparaître la distinction entre deux cas selon la durée de l'interaction avec l'onde stationnaire. Dans le cas où l'atome est plongé brièvement dans l'onde lumineuse, on peut utiliser l'approximation de Raman-Nath proposée dans le cadre de la diffraction de la lumière par des ultrasons [52] et on obtient pour l'amplitude de diffraction des fonctions de Bessel comme pour la diffraction de la lumière par une onde acoustique [53]. Quand l'atome passe un temps plus long dans l'onde laser, il apparaît des résonances en fonction de l'angle d'incidence des atomes sur l'onde stationnaire et un ordre de diffraction est privilégié : c'est le régime de Bragg.

I.1.7 La naissance de l'optique atomique dans les années 1980

A partir des années 1980, le sujet se développe rapidement jusqu'à former un domaine à part entière, l'optique atomique. La théorie de l'interaction matière-rayonnement est affinée et de nombreuses expériences utilisant la pression de radiation sous diverses formes voient le jour. Il n'est pas possible ici de donner une vue extensive de l'ensemble des travaux réalisés dans ce domaine car, comme on peut le constater sur la figure I.8, on assiste à une véritable explosion de la quantité d'articles écrits chaque année. Dans la suite, tout ce qui a trait aux techniques de refroidissement d'atomes sera laissé de côté. Ces techniques impliquent des effets dissipatifs liés à l'émission spontanée. Ces effets dissipatifs sont nécessaires pour le refroidissement mais doivent être évités dans les expériences d'interférométrie atomique car ils détruisent, au moins partiellement, la cohérence atomique. Ce refroidissement laser a ouvert la voie à une multitude d'expériences nouvelles mais son rôle est en général limité à une phase préliminaire de préparation des atomes dans les expériences d'optique atomique. La physique des gaz quantiques dégénérés à proprement parler ne sera pas non plus décrite car cette physique non linéaire est trop vaste et trop complexe pour être résumée en quelques pages. Cependant, je citerai

les principales expériences d’optique atomique réalisées avec des échantillons d’atomes froids. Pour ordonner et présenter de manière synthétique les expériences d’interférométrie atomique, je m’appuyrai pour commencer sur l’analogie avec l’interférométrie optique. Les outils de manipulation des atomes seront ensuite décrits plus en détail. Selon les outils utilisés pour la réalisation de l’expérience, il sera donc possible de faire un classement des différents types d’interféromètres atomiques existants actuellement qui inclut aussi les interféromètres moléculaires.

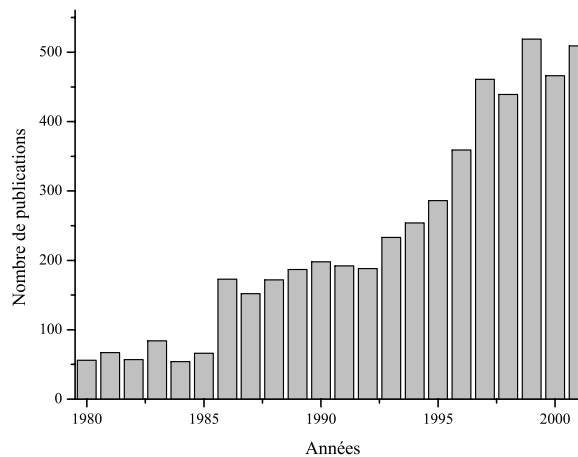


FIG. I.8 – Nombre d’articles publiés chaque année depuis 1980 qui utilisent un des trois PACS suivants “Mechanical effects of light on atoms, molecules, and ions”, “Optical cooling of atoms or molecules; trapping”, “Atom interferometry techniques”.

I.1.8 Analogie entre interférométrie optique et interférométrie atomique

Les premiers interféromètres optiques comme les dispositifs à division du front d’onde (trous et fentes de Young, miroirs et biprismes de Fresnel) ou l’expérience des anneaux de Newton ont avant tout un intérêt historique. Les interféromètres présentant un grand intérêt pratique sont apparus plus tard et, si on excepte les interféromètres à ondes multiples, ils peuvent être répartis en deux classes :

- les interféromètres de polarisation,
- les interféromètres à division d’amplitude comme le Michelson ou le Mach-Zehnder.

Les géométries de ces deux derniers appareils sont d’ailleurs très proches car l’interféromètre de Michelson n’est ni plus ni moins qu’un interféromètre de Mach-Zehnder replié

sur lui-même.

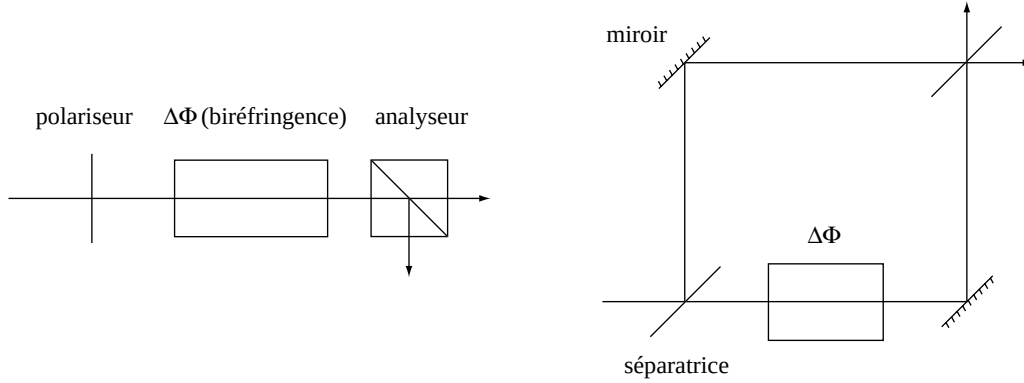


FIG. I.9 – Les deux principaux types d’interféromètres : l’interféromètre de polarisation à gauche et l’interféromètre à division d’amplitude, ici de type Mach-Zehnder. Les signaux S_1 et S_2 sont les deux sorties complémentaires des interféromètres et ont une intensité de la forme $I = I_0 (1 - C \cos \Delta\Phi)$. C est le contraste des franges et vaut 1 dans les deux cas si l’interféromètre est parfaitement symétrique.

Les interféromètres optiques à ondes multiples comme celui de Fabry-Pérot peuvent être oubliés dans cette discussion car ils n’ont encore pas d’équivalent en optique atomique hormis le piège à atomes non dissipatif qui peut être considéré comme une cavité Fabry-Pérot pour les atomes.

Il existe d’importantes différences fondamentales entre les atomes et les photons comme le fait que l’atome ait une masse contrairement au photon et que les interactions atome-atome sont très grandes alors que les interactions photon-photon sont négligeables. Malgré cela, les deux particules libres sont décrites quantiquement par un état formé d’un vecteur d’onde $\vec{k}$ et de nombres quantiques décrivant l’état interne. L’état interne du photon est entièrement défini par la donnée du vecteur polarisation $\vec{\epsilon}$ qui appartient à un espace de dimension 2 et donc l’état du photon peut s’écrire $|\vec{k}, \vec{\epsilon}\rangle$. L’atome possède quant à lui une structure interne plus complexe et son état interne est défini dans le cas général par la donnée des nombres quantiques α , F et M_F où F et M_F sont respectivement le moment cinétique total et sa projection sur l’axe de quantification tandis que α résume tous les autres nombres quantiques. On peut donc écrire l’état décrivant l’atome de la même manière que celui du photon : $|\vec{k}, \alpha, F, M_F\rangle$. Cette similitude entre la description du photon et celle de l’atome implique qu’on retrouvera pour les interféromètres atomiques sensiblement la même classification que pour les interféromètres optiques. Cette analogie est aussi valable pour les molécules et, dans la suite de ce paragraphe, la référence au

mot “atome” de manière générale peut toujours être comprise comme “atome ou molécule”. En effet, mis à part des détails techniques dans la manipulation des particules, les interféromètres moléculaires ne diffèrent pas vraiment des interféromètres atomiques.

Les différences entre les propriétés des atomes et celles des photons conduisent cependant à distinguer les deux types d'appareils sur certains points. Tout d'abord, l'espace des états internes est considérablement plus vaste pour l'atome que pour le photon et cela enrichit d'autant les expériences d'optiques atomiques qui peuvent ainsi mettre à profit la complexité de la structure interne de l'atome. Les interféromètres atomiques sont de plus sensibles à tous les effets liés à la force de gravitation ou aux forces d'inertie liées au mouvement du référentiel du laboratoire par rapport à un référentiel galiléen car ils utilisent des particules massives. Pour finir, les atomes aux énergies thermiques ont une longueur beaucoup plus petite que les photons dans le domaine visible, ce qui a d'importantes conséquences pratiques dans les expériences. Pour fixer les idées, les longueurs d'ondes typiques des atomes thermiques sont dans la gamme 10-100 picomètres ce qui est 10^4 fois plus petit que la longueur d'onde d'un photon visible.

I.1.9 Les outils de manipulation des atomes

Le principal défi en optique atomique est la réalisation de dispositifs permettant de manipuler les atomes comme on manipule les photons. On a vu depuis le début de ce chapitre que la lumière est un bon candidat pour la manipulation des atomes mais il existe aussi d'autres possibilités. Historiquement, le premier élément d'optique atomique réalisé expérimentalement a été le polariseur et il est l'élément-clé pour la réalisation d'un interféromètre de polarisation. Pour construire un interféromètre à division d'amplitude, il faut disposer de l'équivalent d'une lame séparatrice pour les atomes et on verra l'importance critique dans ce cas de la diffraction atomique. Les avancées en optique atomique ont aussi permis de réaliser des miroirs à atomes et même plus récemment des guides d'onde atomiques.

Le polariseur

L'équivalent du polariseur pour les atomes a été démontré par l'expérience de Stern et Gerlach [54, 55]. En effet, 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. Grâce aux gradients de champ présents au voisinage d'un aimant,

ce polariseur permet de différencier spatialement les atomes en fonction leur nombre quantique M_F . Dans certaines conditions, le pompage optique peut jouer un rôle tout à fait équivalent. Cependant, en utilisant le phénomène d'émission spontanée, le pompage optique permet aussi de réaliser des opérations beaucoup plus complexes que la simple sélection d'un sous-niveau magnétique donné. Mais, en général, la cohérence atomique n'est pas préservée au cours du pompage optique.

La diffraction atomique

La diffraction des ondes de matière a un rôle essentiel dans la réalisation d'interféromètres à ondes de matière car on peut l'utiliser aussi bien pour réaliser l'équivalent d'une lame séparatrice que celui d'un miroir. Ce phénomène est une conséquence directe de la dualité onde-corpuscule introduite par L. de Broglie en 1924. Les premières mises en évidence expérimentales datent des années qui ont suivies l'énoncé du principe théorique. En 1927, la diffraction d'électrons sur le réseau cristallin de la surface d'un métal a été observée par Davisson et Germer [56]. Trois ans plus tard, en 1930, la diffraction d'un jet atomique d'hélium à la surface d'un cristal de NaCl est réalisée par Estermann et Stern [57]. Ces travaux ont, par la suite, été étendus à la diffraction inélastique et à la diffraction des neutrons. Ils ont donné naissance à des techniques désormais standards qui donnent accès aux propriétés de surface ou de volume des matériaux selon l'énergie de la sonde employée. La diffraction élastique permet de caractériser l'ordre local en surface du solide, un exemple étant la technique LEED qui utilise les électrons. L'étude de la diffraction inélastique quant à elle permet de remonter aux excitations de surface si le projectile est un atome comme l'hélium ou aux excitations de volume si le projectile est un neutron. Cependant, la diffraction atomique par une surface ne permet pas de réaliser simplement un interféromètre à trois réseaux et il faudra attendre le début des années 1980 pour que l'activité dans ce domaine soit relancée par les progrès de la manipulation des atomes par laser.

Après les expériences de E. Arimondo *et al.* [47], V. Grinchuk *et al.* [48] et P. Moskowitz *et al.* [49], le phénomène de diffraction atomique par la lumière est étudié plus en détail tant du point de vue théorique [58] que du point de vue expérimental [59, 60]. Un numéro spécial du *Journal of the Optical Society of America B* (n° 11, vol. 2, 1985) consacré aux forces lumineuses sur la matière donne une vue d'ensemble de l'état des recherches à cette date. Les différents cas limites que sont le régime de Raman-Nath

[59] et celui de Bragg [60] (voir figure I.10) sont clairement mis en évidence expérimentalement. Leur intérêt dans la réalisation d'un interféromètre à atomes est souligné par les auteurs. La diffraction dans le régime de Raman-Nath correspond à un régime où

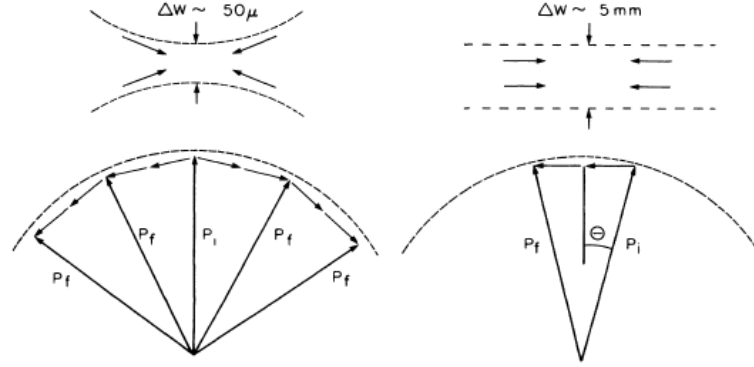


FIG. 1. Comparison of Kapitza-Dirac and Bragg scattering. A tightly focused waist (left) has a large angular uncertainty in the direction of its photons, thus allowing energy conservation for many final momentum states p_f —this is the Kapitza-Dirac regime. The observation of Bragg scattering requires a much larger waist for the light where the photons are highly collimated. In this case, the only process which can conserve energy and momentum is Bragg scattering (right).

FIG. I.10 – Représentation schématique des deux régimes limites de diffraction : le régime de Raman-Nath (à gauche) et le régime de Bragg (à droite). Dans le premier cas, un faisceau laser très focalisé permet, grâce à la grande incertitude angulaire sur l'impulsion des photons, d'assurer la conservation de l'énergie de l'atome pour de nombreuses valeurs de la quantité de mouvement finale. Cela permet alors l'existence de plusieurs ordres de diffraction. Dans le second cas, le faisceau laser est si large que la conservation de l'énergie n'est permise que pour un unique ordre de diffraction et à condition que la quantité de mouvement atomique fasse un angle Θ avec l'onde stationnaire. Ce schéma est tiré de l'article [60].

l'onde stationnaire est suffisamment mince pour qu'on néglige le mouvement transverse des atomes à l'intérieur de l'onde laser. Un front d'onde atomique est donc modulé avec la même période que l'onde stationnaire après l'interaction avec la lumière. Les interférences constructives entre les différents fronts d'onde conduisent à une figure de diffraction identique à celle observée en optique grâce à un réseau en transmission. C'est pourquoi on parle de réseau de phase pour désigner les ondes stationnaires quasi-résonantes. Pour réaliser la condition d'onde mince de Raman-Nath, il faut que le temps d'interaction des atomes avec la lumière soit court. Mais cela implique que la densité de puissance laser soit suffisamment grande pour que le processus de diffraction soit efficace. Plus précisément, l'hypothèse de Raman-Nath revient à supposer que le produit $\tau = \omega_r t_{int}$ est très petit devant 1 et que l'amplitude du potentiel lumineux V_0 est grande devant l'énergie de recul $\hbar\omega_r = \hbar^2 k_L^2 / 2m$. Le paramètre sans dimension τ est ici un écriture du temps d'interaction

t_{int} que passe l'atome dans l'onde laser dans l'échelle de grandeur naturelle du problème.

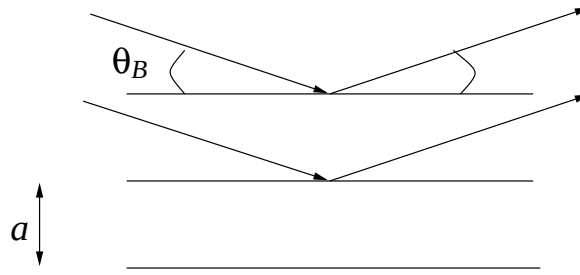


FIG. I.11 – Principe de la diffraction de Bragg : une onde atomique de longueur d'onde de de Broglie λ_{dB} est diffractée par les plans formés par l'onde stationnaire de période a .

La diffraction de Bragg, quant à elle, est l'analogue de la diffraction des rayons X par la structure en plans d'un solide cristallin. Tout comme pour la diffraction de Bragg des ondes électromagnétiques, un seul ordre de diffraction au plus est permis (en plus de l'ordre zéro qui est toujours autorisé) et il faut pour cela que le vecteur d'onde des ondes atomiques forme un angle bien défini avec les plans diffractants constitués par les noeuds de l'onde stationnaire (voir figure I.11). Ce phénomène ne peut avoir lieu que si l'atome passe un temps suffisamment long dans l'onde lumineuse et, contrairement au régime de Raman-Nath, le temps réduit τ doit être au moins de l'ordre de 1. Pour des atomes thermiques et des ondes lasers dans le visible, ceci revient à avoir une largeur typique de l'onde stationnaire d'au moins quelques millimètres. Comme le temps d'interaction est plus grand, la densité de puissance de l'onde laser n'a pas besoin d'être aussi grande que dans la diffraction de Kapitza-Dirac pour que la diffraction soit efficace.

Après la mise en évidence du phénomène de diffraction de Bragg par le groupe de D. Pritchard, d'autres expériences ont notamment permis d'observer la diffraction pour des ordres supérieurs à 1 : il s'agit des expériences réalisées dans le groupe de Siu Au Lee [61, 62] à Fort Collins et des expériences menées dans le groupe de K. van Leeuwen [63] à Eindhoven. La première équipe a observé jusqu'au sixième ordre la diffraction de Bragg d'un jet d'atomes de néon métastables par une onde stationnaire de longueur d'onde 640 nm (voir figure I.12). La seconde équipe travaille avec un jet ralenti d'atomes d'hélium métastables et une onde stationnaire de fréquence 1083 nm. Cette expérience a notamment mis en évidence plus récemment la diffraction de Bragg à l'ordre 8 et l'oscillation de la probabilité de diffraction en fonction de la puissance laser pour le cinquième ordre de diffraction, appelé oscillation de Rabi ou oscillation de Pendellösung (voir fi-

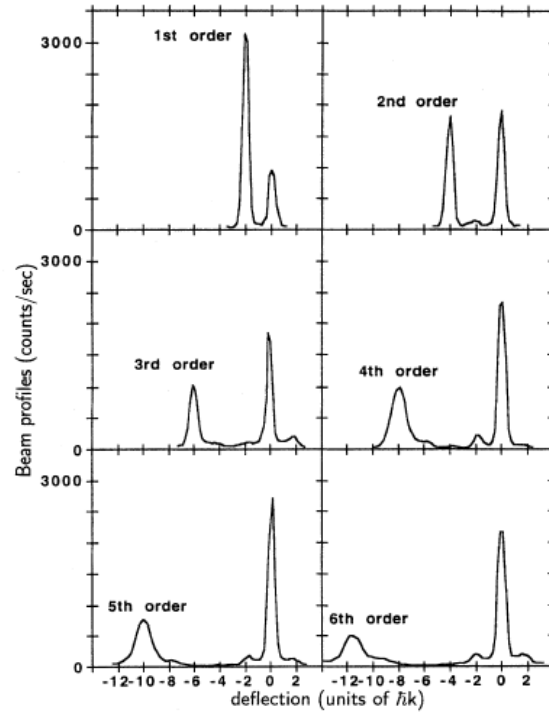


FIG. 2. Beam profiles for first- through sixth-order Bragg scattering of neon, obtained by scanning a $5\text{-}\mu\text{m}$ slit in front of the detector. Undelected peaks are on the right-hand side. For the first-, second-, and third-order profiles, the standing wave radius was 6.0 mm with a laser power of 30 mW . For the fourth-, fifth-, and sixth-order profiles, the standing wave radius was 3.7 mm and the laser power was 60 mW . $2\hbar k$ corresponds to about $58\text{ }\mu\text{rad}$ of deflection.

FIG. I.12 – Les figures de diffraction obtenues dans le groupe de Siu Au Lee en 1995 [62].

gure I.13).

Toutes les expériences précédentes reposent sur des phénomènes élastiques mais il est aussi possible que l'énergie interne de l'atome change au cours du processus de diffraction. Une des premières idées dans ce domaine de la diffraction inélastique a été formulées dès 1989 par Ch. Bordé [64]. L'auteur proposait en effet de réinterpréter les expériences de spectroscopie de N.F. Ramsey [65] en terme d'interférences entre deux ondes de vecteur d'onde différents. Au lieu d'utiliser deux zones de champ comme l'avait fait N.F. Ramsey, Ch. Bordé a montré qu'en utilisant successivement quatre ondes laser progressives, on construit un interféromètre de type Mach-Zehnder qui sera nommé par la suite interféromètre de Ramsey-Bordé. Le schéma typique d'un tel interféromètre est représenté sur la figure I.14. L'onde atomique incidente est dans ce montage diffractée par chacun des champs lumineux et la première onde laser joue par exemple le rôle de séparatrice. Plus précisément, si on réduit l'atome à un système à deux niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$, l'état interne va osciller dans le champ laser résonant entre les deux niveaux. Une telle os-

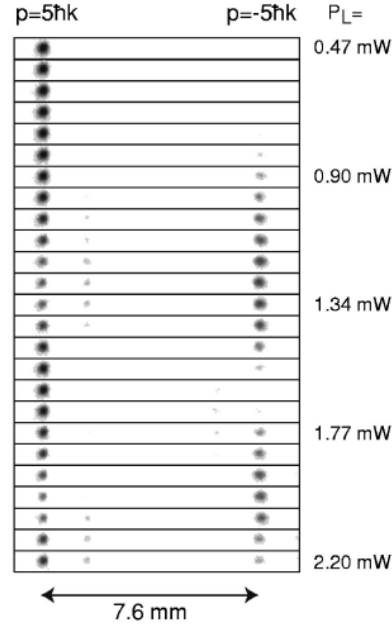


FIG. 3. Pendellösung oscillations in fifth-order Bragg scattering. Each image contains 10 000 atoms distributed over $0.07\hbar k \times 0.07\hbar k$ sized bins. The incoming momentum state has momentum $5\hbar k$ and the Bragg diffracted state momentum $-5\hbar k$ along the direction of the light beams.

FIG. I.13 – *Illustration de l'oscillation de Rabi pour le cinquième ordre de diffraction de Bragg observée dans le groupe de K. van Leeuwen [63]. Cette oscillation a été observée pour la première fois pour les atomes dans le groupe de D. Pritchard [60].*

cillation a été observée expérimentalement par la première fois par Rabi en 1938 [67]. En particulier, l'état en sortie de l'onde laser dépend du temps passé à l'intérieur du champ lumineux et une impulsion de $\pi/2$ correspondra, par exemple, à une superposition cohérente des états $|f\rangle$ et $|e\rangle$ avec la même probabilité de présence dans chaque état. La partie de la fonction d'onde se trouvant dans l'état $|e\rangle$ a absorbé un photon de l'onde laser et la quantité de mouvement est alors modifiée en même temps que l'état interne. L'onde atomique incidente a donc été diffractée par l'onde laser progressive. Ce phénomène est appelé diffraction inélastique car l'énergie interne de l'atome est modifiée au cours du processus. Suite à la proposition de Ch. Bordé, des interféromètres de Ramsey-Bordé ont été construits et ont permis notamment la première mesure de l'effet Sagnac sur les ondes atomiques [66] et celle de la différence entre la polarisabilité statique de l'état fondamental et celle de l'état excité pour différents atomes [68, 69, 70].

On peut aussi réaliser le même processus avec deux ondes laser contrapropageantes de fréquences légèrement différentes. L'atome peut donc subir, au cours de la traversée du champ lumineux total, une transition Raman qui est un processus inélastique. Finalement,

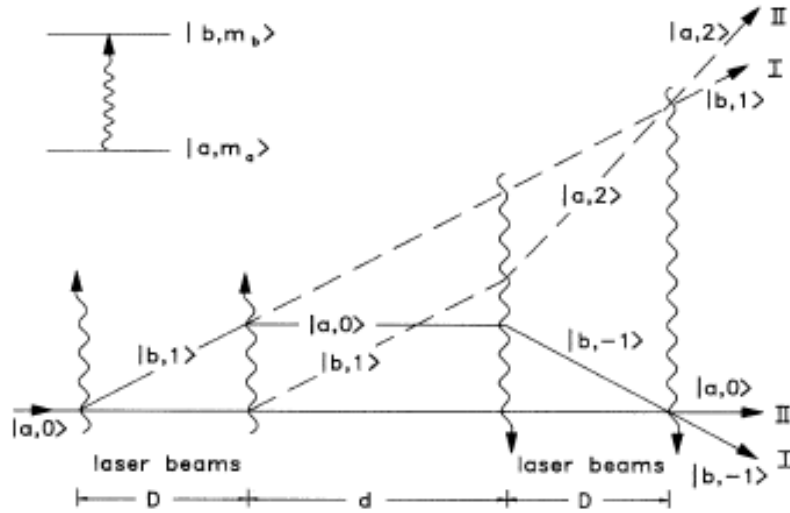


FIG. I.14 – Schéma de principe de l'interféromètre de Ramsey-Bordé. Chaque onde laser progressive correspond à communiquer une impulsion $\pi/2$ à l'onde atomique incidente dans le formalisme de l'oscillation de Rabi. L'atome ne reste pas dans le même état interne au cours de sa propagation : il se trouve dans l'état excité $|b\rangle$ sur certaines parties du chemin et dans l'état fondamental $|a\rangle$ sur le reste du trajet. Figure reproduite de l'article [66].

le résultat de la traversée de ces deux ondes contrapropageantes pour l'onde atomique est encore une diffraction inélastique. Cette dernière configuration a été mise en œuvre avec succès par M. Kasevich et S. Chu pour réaliser un interféromètre pour des atomes froids de césium [71]. Une présentation synthétique de l'ensemble des phénomènes de diffraction par une onde lumineuse a été écrite par Ch. Bordé [72] et il est ainsi possible de décrire avec un unique formalisme les différents cas de figure présentés jusqu'ici.

Les miroirs à atomes

L'idée de réfléchir des atomes grâce aux forces lumineuses a été pour la première fois proposée par R. Cook et R. Hill en 1982 [73]. Les atomes entrant dans une zone où le champ électromagnétique n'est pas nul sont repoussés par la force dipolaire exercée par l'onde lumineuse quand la fréquence de celle-ci est proche d'une résonance atomique mais décalée vers le bleu. La force de répulsion est d'autant plus grande que l'intensité lumineuse est élevée. Cependant, avec des densités d'énergie lumineuse aisément accessibles et des désaccords suffisants pour éviter la diffusion réelle de photons, il n'est pas possible de réfléchir des atomes ayant une forte énergie cinétique perpendiculaire. Les expériences utilisent donc soit un gaz d'atomes préalablement refroidis par laser, soit un

jet atomique attaquant le miroir avec une incidence rasante. Le miroir utilise une onde évanescente obtenue par la réflexion totale interne d'un faisceau laser à l'intérieur d'un prisme. Cette onde évanescente est alors localisée à la surface du prisme. La première expérience de réflexion atomique sur une onde lumineuse a été réalisée avec un jet atomique en incidence rasante par V. Balykin *et al.* [74]. Par la suite, la réflexion d'atomes froids en incidence normale a été mise en évidence par M. Kasevich *et al.* [75]. Grâce au champ de pesanteur, on peut ainsi créer une cavité fermée à une extrémité par un miroir à atomes et à l'autre extrémité par la force de gravité. Ce type de cavité a été réalisé dans le groupe de C. Cohen-Tannoudji [76] où de nombreux rebonds d'un nuage de césium froid ont été observés sur la surface d'un miroir légèrement concave pour éviter de perdre trop rapidement les atomes par diffusion parallèlement au plan du miroir (voir figure I.15).

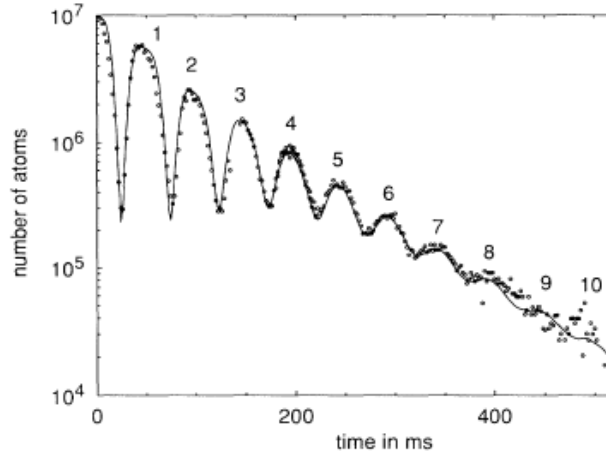


FIG. I.15 – Nombre d'atomes passant dans un faisceau sonde placé à une hauteur fixée au-dessus du miroir en fonction du temps. Les rebonds successifs sont notés de 1 à 10. Figure reproduite de l'article [76].

Il est aussi aisé de moduler la force de répulsion d'un tel miroir en jouant simplement sur l'intensité lumineuse. Ceci est équivalent à déplacer la surface d'un miroir en optique. Cette technique a donné naissance à de remarquables expériences comme la modulation de phase d'une onde de de Broglie atomique [77]. Si Ω est la fréquence d'oscillation du miroir, une onde atomique incidente d'énergie cinétique E_0 est réfléchi sous la forme d'une superposition cohérente d'ondes d'énergie $E_0 + p\hbar\Omega$ où p est un entier. La cohérence de ses diverses ondes a été mise en évidence par la réalisation d'un interféromètre à fentes de Young dans le domaine temporel [78, 79]. Une autre caractéristique importante des miroirs qu'ils soient optiques ou atomiques est leur état de surface. En

effet, la qualité du point de vue cohérence de l'onde réfléchié dépend de la rugosité du miroir, c'est-à-dire de la rugosité de l'onde évanescente. Une étude de ce sujet a été faite à l'Institut d'Optique à Orsay dans le groupe de A. Aspect [80, 81] Cette étude a montré en particulier que l'état de surface du miroir est très sensible à la lumière diffusée par le prisme utilisé pour créer l'onde évanescente. Au prix d'une surface superpolie avec des rugosités meilleures que le nanomètre, la diffusion transverse des atomes semble être tout à fait négligeable. La rugosité du miroir devient un paramètre essentiel quand on envisage de réaliser un réseau de diffraction en réflexion à partir d'un miroir atomique. La réalisation d'un tel réseau nécessite uniquement de moduler spatialement le potentiel lumineux en créant, par exemple, une onde évanescente stationnaire par réflexion du faisceau lumineux sur lui-même. La même équipe a ainsi mis en évidence la diffraction inélastique d'un nuage d'atomes froids sur un réseau de ce type [82].

Une autre technique reposant sur la répulsion par une force magnétique a aussi été expérimentée avec succès. On sait créer un champ magnétique évanescent $\vec{B}$ devant une surface en lui imprimant une modulation sinusoïdale dans le plan de celle-ci. Un atome suffisamment lent pour que son moment magnétique $\vec{M}$ reste orienté parallèlement au champ magnétique local sera repoussé ou attiré par cette onde évanescente "statique" selon le signe du produit $\vec{M} \cdot \vec{B}$. Par rapport aux miroirs reposant sur la force dipolaire électrique, les miroirs magnétiques permettent de s'affranchir des problèmes de cohérence liés au phénomène d'émission spontanée. Ils peuvent être aussi beaucoup plus grands que les miroirs lumineux (typiquement 10 mm contre 1 mm pour les miroirs lumineux) car il ne souffrent pas des limitations liées à la puissance des lasers accordables près de la résonance atomique. La première réalisation expérimentale d'un tel miroir a été obtenue par le groupe de E. Hinds en 1995 [83]. Dans cette expérience, la réflexion d'atomes froids de rubidium sur la bande magnétique d'une cassette audio a été mise en évidence. Par la suite, cette équipe a utilisé avec succès des disquettes d'ordinateur [84, 85] et des bandes vidéo [86] pour améliorer les performances des miroirs. Ce type de surface est particulièrement avantageux car il s'agit de produits commerciaux et il est aisé d'inscrire sur ces supports des structures produisant les gradients de champ nécessaires à la réflexion des atomes. Une revue de l'ensemble de ces travaux a été récemment publiée par E. Hinds et I. Hughes [87]. D'autres types de surface magnétiques réfléchissantes ont aussi été construites à base d'aimants permanents [88, 89] et de réseaux de fils conducteurs de pas submillimétrique [90, 91, 92].

Les guides d'onde atomiques

Un autre outil de l'optique qui peut être transposé au cas des atomes est le guide d'ondes. De nombreuses expériences de ce type ont été réalisées ces dernières années avec des échantillons d'atomes froids et le sujet est encore en plein développement. Tout comme pour les miroirs à atomes, les guides d'onde atomiques peuvent être divisés en deux catégories selon qu'ils s'appuient sur les forces optiques ou les forces magnétiques.

Le guidage optique repose sur l'utilisation d'une onde laser dont la fréquence est décalée en général vers le bleu par rapport à une résonance atomique. En effet, le champ lumineux exercé dans ce cas une force répulsive sur les atomes et va jouer le rôle d'une surface réfléchissante comme en optique. En donnant au faisceau lumineux une forme tubulaire, on crée alors un guide d'onde pour les atomes. Cependant on peut aussi utiliser un faisceau laser décalé en fréquence vers le rouge pour maintenir et guider les atomes à l'intérieur de la région de forte intensité lumineuse. La première proposition de guide d'onde atomique [93] est apparue logiquement en 1993 peu après la démonstration des miroirs atomiques. Dans leur article, M. Ol'Shanii *et al.* suggèrent d'utiliser une fibre optique creuse injectée en incidence rasante par un laser décalé en fréquence vers le rouge. Cette idée a été mise en pratique ensuite par M. Renn *et al.* [94] pour guider des atomes de rubidium entre deux chambres à vide. Dans les années suivantes, d'autres expériences ont montré le guidage d'atomes dans des fibres optiques creuses injectées cette fois dans leur région annulaire par un laser décalé vers le bleu [95, 96].

Une autre manière de créer un guide lumineux est de se servir directement d'un faisceau laser se propageant librement. De même que précédemment, la force exercée par la lumière peut être attractive [97] ou répulsive [98]. Quand la force est répulsive, le laser est généralement dans un mode de Laguerre-Gauss qui présente la particularité d'avoir un profil d'intensité spatial en forme de couronne et les atomes se propagent alors à l'intérieur d'un tube lumineux. Ce genre de faisceau a aussi permis le guidage de condensats de Bose-Einstein [99]. Des développements récents de ces techniques ont ouvert une voie prometteuse en démontrant le guidage d'atomes grâce à l'utilisation d'éléments optiques microfabriqués [100, 101].

L'approche magnétique du guidage les atomes se base sur l'interaction entre un champ magnétique extérieur et le moment magnétique dipolaire de l'atome. Ce sujet est aussi discuté dans l'article de revue de E. Hinds et I. Hughes [87] cité plus haut. His-

toriquement, les premières expériences de guidage magnétique des atomes sont bien antérieures aux récents développements du sujet et ont été réalisées dans les années 1950 par Friedburg et Paul [102, 103]. Cependant, ces expériences, qui étaient effectuées sur un jet thermique d'atomes, nécessitaient un très fort champ magnétique. Les techniques de refroidissement des atomes ont permis d'améliorer considérablement la situation. Le guidage magnétique d'atomes froids a notamment été démontré dans le groupe de D. Meschede [104, 105] avec des aimants permanents produisant des champs moins élevés que dans les expériences des années 1950 tout en offrant un confinement plus efficace.

Un des inconvénients des aimants permanents est qu'il n'est pas possible de couper le champ magnétique à la demande. C'est pourquoi dans la plupart des applications, les champs magnétiques sont créés par la circulation d'un courant dans des fils conducteurs. La configuration du guide peut être relativement simple et ne comporter qu'un ou deux fils [106, 107]. Mais le guidage magnétique a aussi été démontré avec un champ quadrupolaire créé par quatre fils [108, 109]. Pour finir, la réalisation de structures de dimensions micrométriques sur des surfaces ouvre de nombreuses possibilités. Le piégeage et le guidage d'atomes avec ce type de système ont déjà été prouvés expérimentalement [110, 111, 112, 113] et cela laisse envisager de nombreuses applications, en particulier, dans le domaine de l'interférométrie atomique [114, 115, 116].

I.1.10 Les différents types d'interféromètres

Comme en optique, on peut classer les interféromètres atomiques en deux grands groupes : les interféromètres de polarisation d'une part et les interféromètres à division de l'onde incidente. La séparation entre ces deux classes est cependant plus subtile en interférométrie atomique car de nombreux dispositifs changent simultanément la quantité de mouvement et l'état interne des atomes. Il s'agit en particulier des processus de diffraction inélastique qui sont utilisés dans les interféromètres Ramsey-Bordé. Je rangerai donc par la suite dans les interféromètres de polarisation les appareils n'introduisant pratiquement pas de changement sur la trajectoire des atomes. Les interféromètres utilisant explicitement la diffraction inélastique seront quant à eux classés avec les interféromètres à division d'amplitude. Les deux paragraphes suivants seront consacrés à la description de ces deux classes d'interféromètres. Puis un dernier paragraphe se consacrera plus particulièrement à répertorier l'ensemble des interféromètres atomiques à division de l'onde incidente.

Les interféromètres de polarisation

Les premières expériences montrant des franges d'interférences atomiques ont été obtenues dans les années 1950 mais n'ont été interprétées comme telles qu'à partir de 1989 suite à l'article de Ch. Bordé [64]. Il s'agit des expériences de N.F. Ramsey proposées initialement en 1950 [65] qui ont rapidement prouvé leur intérêt [117, 118]. Ces expériences avaient pour but la spectroscopie des atomes et molécules d'un jet thermique à l'aide de champs résonants avec les transitions atomiques. N.F. Ramsey a suggéré d'utiliser deux zones de champ pour améliorer la précision des mesures réalisées avec un seul champ par I. Rabi et ceci peut être considéré comme la toute première réalisation d'un interféromètre atomique de polarisation. Le détail de l'historique de ces expériences se trouve dans le livre de N.F. Ramsey [119] et ne sera pas repris ici.

Un des débouchés importants des expériences de Ramsey a été l'application de la spectroscopie à deux zones de champ au domaine de la métrologie. En effet, cette méthode a rendu possible la mesure des fréquences de résonance atomique avec une très grande précision. Ainsi, depuis 1967, la seconde est définie par la durée de 9 192 631 770 périodes de la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental du césium 133. C'est pour cette raison que l'on parle d'horloges atomiques pour qualifier les expériences de spectroscopie de ce type. Depuis les années 1990, les horloges atomiques utilisent des atomes refroidis et la technique de Ramsey a été adaptée à une géométrie verticale dite de fontaine où les atomes sont lancés vers le haut et retombent dans le champ de pesanteur [120, 121]. L'horloge atomique au ^{133}Cs donne maintenant une valeur de la transition à 9,19 GHz du césium avec une précision de $1,0 \times 10^{-15}$ [122]. Pour illustrer les progrès dans ce domaine depuis 50 ans, la figure I.16 représente les premières franges obtenues par Ramsey en 1952 et les franges observées aujourd'hui dans les horloges atomiques.

La technique des franges de Ramsey a aussi été appliquée avec succès à la mesure du déplacement de Lamb du niveau 2S de l'atome d'hydrogène par Lundeen et Pipkin [124, 125]. Lundeen et Pipkin ont ainsi pu améliorer d'un ordre de grandeur la précision des premières mesures dues à Lamb *et al.* [126, 127]. L'interférométrie de polarisation a finalement donné la mesure la plus précise de ce déplacement en 1983 [128]. La précision de cette mesure semble désormais peu susceptible d'augmenter car elle est limitée essentiellement par la largeur naturelle du niveau 2P qui vaut 100 MHz.

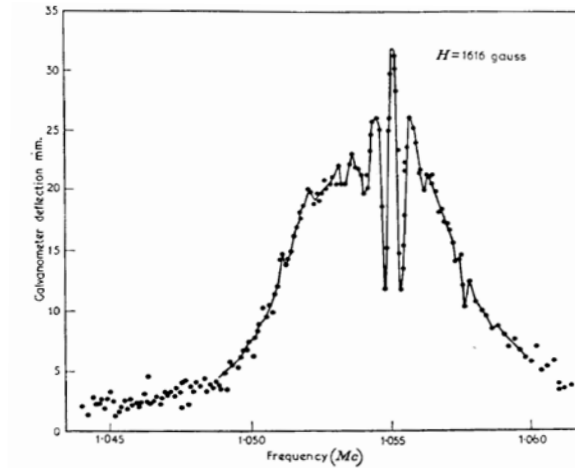


FIG. V. 4. Experimental transition probability for the central resonance of D_2 as a function of frequency with separated oscillating fields method (KOL 50a, KOL 52).

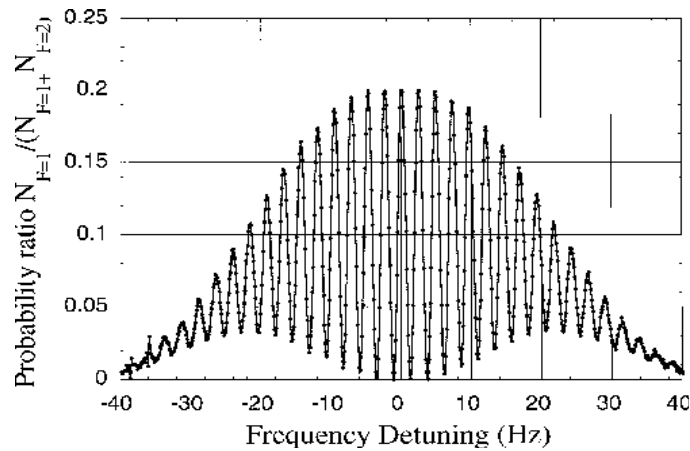


FIG. I.16 – Illustration de l'avancée des progrès dans les mesures de spectroscopie du type franges de Ramsey. En haut, les premières franges obtenus par N.F. Ramsey en 1952 [119]. En bas, les franges enregistrées aujourd'hui avec les fontaines atomiques [123]. On remarquera que l'échelle des franges est passée du kiloHertz au Hertz, l'usage des atomes froids permettant un allongement extraordinaire du temps de mesure.

Tous les interféromètres de polarisation précédents se servent des interférences pour obtenir une grande précision de mesure. Une autre application de cette configuration est d'introduire une perturbation qui va induire une phase différente sur chacun des deux états internes se propageant dans l'appareil c'est-à-dire sur chacun des bras de l'interféromètre. La perturbation va alors induire un déplacement du système de franges. Une telle expérience a été réalisée dans l'équipe de J. Baudon [129]. L'interféromètre construit utilise comme polariseur et analyseur des transitions de Majorana entre sous-niveaux Zeeman de l'hydrogène métastable. Comme le principe des polariseurs dans cet appareil repose sur l'effet Stern-Gerlach, celui-ci est communément appelé interféromètre de Stern-Gerlach. Etant donnée la nature de l'appareil, la seule perturbation qui puisse induire un déphasage

entre les deux “bras” de l’interféromètre est un champ magnétique. Par analogie avec l’optique, cette perturbation est équivalente à un milieu biréfringent en optique. Plusieurs expériences ont été réalisées avec différentes configurations de champ magnétique entre le polariseur et l’analyseur. Le premier effet mis en évidence a été celui de la phase de Berry [130]. Par la suite, ce groupe a vérifié un des postulats de la mécanique quantique sur la mesure en effectuant des expériences de choix retardé [131]. L’expérience montre, comme la théorie le prévoit, que des interférences apparaissent bien même si on introduit la dernière séparatrice alors que la particule est déjà dans l’interféromètre. R. Mathevet *et al.* ont aussi démontré la mise en série de deux interféromètres de Stern-Gerlach [132].

Les premiers interféromètres à division de l’onde incidente

Les interféromètres à division de l’onde incidente peuvent être de deux types : ils reposent soit sur la division du front d’onde, soit sur la division d’amplitude. Le premier groupe inclut entre autres l’expérience des fentes de Young et celles du biprisme de Fresnel. Ces interféromètres ont avant tout un intérêt conceptuel et n’ont pas conduit à beaucoup d’applications. Au contraire, les interféromètres à division d’amplitude comme celui de Michelson et celui de Mach et Zehnder ont déjà montré en optique la grande variété des mesures qu’ils permettent. Ces interféromètres présentent aussi l’avantage par rapport aux systèmes à division du front d’onde de donner des franges d’interférences dont le contraste est indépendant de l’étendue de la source. On peut donc utiliser une source étendue pour observer les interférences ce qui permet d’augmenter facilement l’intensité du signal détecté. En outre en interférométrie des ondes de matière, il est très difficile de réaliser de bons miroir en incidence normale. C’est pourquoi le montage de Mach-Zehnder s’est avéré essentiel dans ce domaine. Cette configuration a de plus une autre caractéristique avantageuse par rapport à la configuration de Michelson : même à différence de marche non nulle, il existe un système de franges indépendant de la longueur d’onde de la source. Le contraste des franges n’est donc pas réduit si la source n’est pas monochromatique. Cette propriété d’achromaticité du montage de Mach-Zehnder est importante car il est très difficile de disposer d’une source d’onde de matière monochromatique. Le premier interféromètre à ondes de matière a été réalisé avec des électrons en 1952 par L. Marton [133]. Il repose sur la géométrie de Mach-Zehnder et le rôle des miroirs et des séparatrices est joué par des réseaux de diffraction constitués de cristaux de quelques centaines d’atomes d’épaisseur. Dès 1962, des efforts ont été fait pour obtenir le même

résultat avec une source de neutrons thermiques. L'aboutissement de ces travaux fut l'observation de franges d'interférences en 1974 par H. Rauch *et al.* [134]. De nouveau, cette expérience repose sur l'utilisation de la géométrie de Mach-Zehnder et de réseaux cristallins pour diffracter les neutrons. Une différence par rapport à l'interféromètre de Marton est que, dans l'interféromètre à neutrons, les réseaux sont suffisamment épais pour imposer une condition de Bragg sur la diffraction. Cela impose d'ajuster l'angle d'incidence des neutrons mais permet d'éliminer de nombreux faisceaux parasites. De nombreuses expériences ont pu être réalisées avec ce type d'appareil et on peut se référer pour plus de détails aux livres [135, 136]. Cependant, les principales limitations des interféromètres à neutrons sont le faible flux des sources disponibles et leur très grande complexité qui impose la création de laboratoires spécialisés. Les sources atomiques sont de ce point de vue beaucoup plus intéressantes car les jets peuvent être plus intenses par plusieurs ordres de grandeur et surtout disponibles là où on le souhaite.

En raison de la difficulté de manipulation des atomes, il a fallu attendre les années 1990 pour voir apparaître les premiers interféromètres atomiques. Les premières franges d'interférences atomiques ont été obtenues grâce à des structures matérielles diffractantes : d'une part O. Carnal et J. Mlynek [137] observent des interférences en faisant passer un jet atomique d'hélium métastable à travers deux fentes de Young de largeur $1\text{ }\mu\text{m}$ et séparées de $8\text{ }\mu\text{m}$, d'autre part le groupe de D. Pritchard [138] construit pour le sodium un interféromètre à trois réseaux de type Mach-Zehnder qui utilise des réseaux de fils de pas 200 nm obtenus par nanolithographie comme objets diffractants (voir figure I.17). Ces deux expériences montrent qu'il est possible d'appliquer directement les principes de l'optique aux ondes atomiques si on dispose pour diffracter les atomes d'objets de dimensions suffisamment petites.

Les premiers appareils reposant sur l'interaction atome-laser voient le jour le mois suivant dans deux groupes utilisant des sources atomiques différentes : il s'agit d'un côté d'un jet thermique de calcium métastable [66] et d'un autre d'un nuage d'atomes froids de césium [71]. Ces deux expériences reposent sur la diffraction inélastique décrite plus tôt et doivent beaucoup aux expériences de spectroscopie à deux zones de Ramsey. Ch. Bordé [64] avait proposé en 1989 de réinterpréter les expériences de Ramsey [65] comme des interférences entre deux paquets d'ondes cohérents se recouvrant spatialement et avait suggéré alors un arrangement des champs lumineux dans lequel les paquets d'ondes se superposent en sortie de l'interféromètre. L'équipe de J. Helmcke met

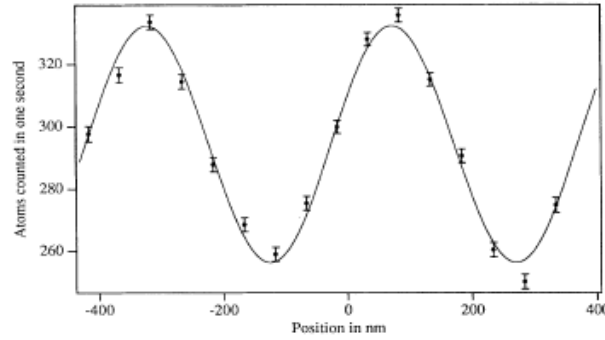


FIG. 4. Interference signal from 400 s of data (~ 23 s per point). Background hot-wire noise of 40 counts/s subtracted. The solid line is a least-squares fit by a sine function with 400-nm period. Error bars are 1 standard deviation assuming Poissonian noise, and slightly underestimate the noise because of the super-Poissonian character of the hot-wire background.

FIG. I.17 – *Les premières franges d'interférences obtenues avec l'interféromètre du M.I.T. [138].*

au point suivant cette technique un interféromètre de Ramsey-Bordé utilisant 4 ondes laser progressives [66] pour séparer et recombinaer le paquet d'ondes atomiques incident. Au contraire, M. Kasevich et S. Chu [71] se servent d'atomes refroidis lancés vers le haut et retombant dans le champ de pesanteur pour réaliser un interféromètre de type Mach-Zehnder. L'interaction atome-laser se traduit dans cette expérience par des transitions Raman entre deux sous-niveaux de l'état fondamental et l'interféromètre est refermé après trois passages dans des ondes lasers désaccordées contrapropageantes qui réalisent dans le formalisme de l'oscillation de Rabi une séquence d'impulsions $\pi/2-\pi-\pi/2$. Ces deux expériences utilisent la structure énergétique en niveaux de l'atome et les paquets d'ondes se propageant sur les différents bras de l'interféromètre n'ont non seulement pas la même impulsion (ou un vecteur d'onde) mais aussi pas le même état interne. Dans les deux cas, la diffraction atomique est donc un processus inélastique contrairement aux expériences utilisant des structures matérielles qui ne changent pas l'état interne des atomes.

Les divers interféromètres atomiques existants

Après les premières démonstrations expérimentales de 1991, d'autres appareils ont été construits. Ces interféromètres seront classés dans la suite en cinq groupes qui diffèrent d'une part par la manière dont les atomes sont manipulés et d'autre part par la source d'ondes atomiques. Ce second critère se justifie par la grande différence de longueur d'onde entre atomes thermiques et atomes froids. Les expériences avec des atomes

froids, même si elle sont conceptuellement similaires, vont donc présenter d'importantes différences, ne serait-ce que par la vitesse de propagation des paquets d'ondes. Le premier groupe correspond aux configurations les moins conventionnelles et inclut notamment les interféromètre à division du front d'onde. Dans les trois groupes suivants, la géométrie est toujours équivalente à celle de Mach-Zehnder. Le second groupe est celui des interféromètres utilisant la diffraction inélastique comme les interféromètres de Ramsey-Bordé. Les autres interféromètres utilisent quant à eux la diffraction élastique et on ne discutera d'abord en détail que des interféromètres à atomes chauds. Un autre groupe est basé sur l'utilisation de l'effet Talbot et l'observation des franges est faite en champ proche. Finalement, ce paragraphe se conclura sur la présentation de quelques interféromètres atomiques réalisés avec des échantillons d'atomes froids.

La première classe d'interféromètres rassemble des configurations assez différentes mais relativement exotiques qui sont intéressantes essentiellement pour leur aspect conceptuel et historique. Ceci inclut en particulier de premier interféromètre atomique démontré en 1991 : l'expérience des fentes de Young atomique [137]. Avec cet appareil, il a été possible de tester les corrélations d'une paire de particules atome-photon [139]. Le même groupe a aussi montré qu'il était possible de visualiser des interférences avec un interféromètre fonctionnant avec une source non collimatée et polychromatique [140]. Cette expérience utilise la déflexion d'un jet d'hélium métastable par un fil chargé placé sur la trajectoire des atomes.

Les deux premiers interféromètres de type Ramsey-Bordé ont déjà été présentés dans le paragraphe précédent et ont été réalisés dans les groupes de J. Helmcke [66] et S. Chu [71]. Ces deux expériences ont permis des mesures très sensibles qui seront discutées dans le paragraphe suivant. Un des avantages principaux de ce type d'interféromètre est que les sorties complémentaires de l'interféromètre peuvent toujours être distinguées l'une de l'autre car les atomes de chacune d'elles ne sont pas dans le même état interne. On peut donc toujours détecter des interférences même si les deux voies de sortie de l'interféromètre se recouvrent spatialement. D'autres interféromètres basés sur le principe proposé par Ch. Bordé ont été construits depuis les travaux pionniers de 1991. On peut citer par exemple un interféromètre fonctionnant avec l'atome de calcium [141], et un autre avec le magnésium [142]. En 1997, l'équipe de M. Kasevich a modifié l'expérience de 1991 sur le césium pour réaliser un gyroscope très sensible avec un jet atomique de césium et des impulsions Raman [143]. M. Weitz *et al.* ont aussi observé avec un inter-

féromètre de Ramsey-Bordé des interférences à ondes multiples [144]. En outre, de nouvelles configurations pour les interféromètres Ramsey-Bordé ont été démontrées. Dans le groupe de W. Ertmer, un système atomique à quatre niveaux a été utilisé [145] et le principe de l'interféromètre de Ramsey-Bordé a été transposé dans le domaine temporel avec un échantillon d'atomes refroidis [146]. Cette dernière expérience fait intervenir comme celle de M. Weitz *et al.* de nombreuses ondes atomiques et donne donc lieu à une interférogramme similaire à celui observé avec un interféromètre de Fabry-Pérot. Pour finir, un interféromètre moléculaire fonctionnant avec l'iode moléculaire I_2 a aussi été implémenté avec la technique de Ramsey-Bordé [147].

La diffraction élastique d'atomes chauds peut être réalisée soit par des réseaux de fils, soit par des ondes laser stationnaires. La première possibilité a été exploitée tout d'abord dans le groupe de D. Pritchard [138]. Cette expérience a déjà été brièvement décrite dans le paragraphe précédent et nous verrons dans la suite qu'un de ces atouts repose dans la bonne séparation spatiale des deux bras de l'interféromètre. Un avantage de l'utilisation de réseaux de fils est que ces éléments diffractent n'importe quelle particule. Ainsi, l'interféromètre du M.I.T. a permis de mettre en évidence des interférences d'ondes moléculaires de Na_2 [148]. Le groupe de J.P. Toennies a construit récemment un appareil très similaire fonctionnant avec l'atome d'hélium dans son état fondamental [149] dans lequel la séparation entre les bras de l'interféromètre est de l'ordre du millimètre soit plus d'un ordre de grandeur de plus que l'expérience de D. Keith *et al.* de 1991. La diffraction élastique par une onde lumineuse stationnaire a été mise en œuvre pour la première fois dans la réalisation d'interféromètres atomiques en 1995 dans les groupes de A. Zeilinger [150] et Siu Au Lee [61]. Alors que chacune de ces expériences utilise pour source un jet supersonique de gaz rare dans un état métastable (l'argon et le néon respectivement), leur principale différence réside dans le processus de diffraction impliqué : la diffraction de Kapitza-Dirac dans l'expérience de E. Rasel *et al.* [150] ou la diffraction de Bragg dans l'expérience de D. Giltner *et al.* [61]. Dans ces deux derniers cas comme dans l'expérience de Pritchard, il faut noter que les deux bras de l'interféromètre sont spatialement séparés. Notre expérience [151] est très similaire à celle du groupe de Siu Au Lee. Les principales différences résident dans l'utilisation d'un atome plus léger, le lithium, et dans l'augmentation de la séparation spatiale des bras de l'interféromètre.

Un facteur réduisant la précision des mesures en interférométrie atomique est le flux limité disponible à la sortie de l'interféromètre. Ce point est surtout vrai pour les inter-

féromètres utilisant la diffraction élastique. Un moyen d'augmenter le flux par rapport aux interféromètres de Mach-Zehnder à trois réseaux est de s'affranchir de l'étape de collimation qui induit souvent d'importantes pertes. C. Clauser *et al.* [152] ont montré que des franges étaient toujours visibles avec un interféromètre à trois réseaux d'amplitude si on s'appuie sur l'effet Talbot-Lau. Chacune des fentes du premier réseau joue le rôle d'une source indépendante. Après diffraction par le deuxième réseau, l'onde atomique issue de chaque fente fait du second réseau une image exacte à des intervalles réguliers, c'est l'effet Talbot. Plus précisément, l'onde de de Broglie de longueur d'onde λ_{dB} donne une image exacte du réseau diffractant de pas a pour des distances multiples de la longueur de Talbot $L_T = a^2/\lambda_{dB}$. L'ensemble des figures de diffraction produites par toutes les fentes sources se somme de manière incohérente. Dans les plans de Talbot, l'intensité de l'image du second réseau va donc être multipliée par le nombre de fentes sources, c'est l'effet Lau. Combinés, ces deux effets permettent de construire des appareils présentant des flux plus intenses et ne nécessitant pas des réseaux de pas très petit. Un appareil du même type a été réalisé dans le groupe de A. Zeilinger avec des réseaux commerciaux d'or de pas $10\ \mu\text{m}$ et un jet d'argon métastable [153]. La même équipe a mis par la suite à profit les caractéristiques de l'interféromètre de Talbot-Lau pour mettre en évidence des interférences avec la plus grosse molécule jusqu'à présent, la molécule de fullérène C_{70} [154].

En dehors de l'expérience de M. Kasevich et S. Chu [71], plusieurs autres expériences ayant observé des interférences avec des atomes froids ces dernières années. La première est la transposition dans le domaine temporel de l'expérience des fentes de Young [79]. En modulant dans le temps la force de répulsion d'un miroir à atomes, les auteurs ont pu manipuler très finement les ondes atomiques de césium provenant d'un nuage d'atomes froids rebondissant sur le miroir. Cette modulation temporelle a notamment permis d'observer des interférences entre ondes de césium. La diffraction en incidence rasante sur un miroir atomique dont l'intensité de l'onde évanescente est modulée spatialement a aussi permis de mettre en évidence des interférences atomiques [155]. En 1999, une expérience très similaire à celle de M. Kasevich et S. Chu [71] a mise en évidence les facteurs limitant le contraste des franges dans les interféromètres de Ramsey-Bordé à atomes froids [156]. La même année, L. Deng *et al.* [157] ont montré pour la première fois l'existence d'un effet Talbot temporel avec un condensat de sodium. Plus récemment, Y. Torii *et al.* [158] ont réalisé un interféromètre de Mach-Zehnder utilisant la diffraction

de Bragg sur trois réseaux successifs. La différence majeure avec l'expérience de D. Giltner *et al.* [61] de 1995 est que la source est cette fois un condensat de Bose-Einstein de rubidium tombant dans le champ de pesanteur. Le domaine de l'interférométrie atomique avec des atomes froids est toujours en grand développement actuellement. Plusieurs propositions d'expérience utilisant en particulier les guides d'ondes ont été faites récemment et attendent encore d'être mises en œuvre [114, 115, 116].

I.1.11 Applications de l'interférométrie atomique

L'interférométrie atomique a conduit à de nombreuses applications dans le domaine de la physique fondamentale et de la métrologie. On peut notamment se reporter au livre [159] pour un tour d'horizon de l'ensemble des applications mises en œuvre jusqu'en 1997. L'essentiel des mesures consiste à quantifier le déphasage des franges d'interférences ou la perte de contraste, voire ces deux quantités simultanément. Les applications de l'interférométrie atomique peuvent être regroupées en plusieurs classes. Les interféromètres atomiques permettent tout d'abord de mesurer les propriétés caractéristiques des atomes et en particulier leur interactions avec l'environnement. Comme on l'a déjà évoqué, les interféromètres atomiques sont aussi sensibles aux rotations et aux accélérations. Plusieurs expériences se sont aussi concentrées sur la mesure du rapport $\hbar/m$ de la constante de Planck sur la masse de l'atome. Finalement, il est aussi possible de tester les propriétés de cohérence des ondes atomiques.

Les mesures interférométriques permettent de mesurer très précisément de faibles quantités en optique classique comme en optique atomique. Selon la perturbation induite sur la propagation des ondes atomiques, on va avoir accès à l'interaction des atomes avec cette perturbation. L'interaction des atomes avec un champ électrique a notamment été étudiée par plusieurs groupes. Dans ces expériences, c'est en général la polarisabilité électrique des atomes qui est mesurée. Le groupe de D. Pritchard a mesuré grâce à l'interféromètre atomique présenté plus haut la polarisabilité du sodium dans l'état fondamental [160]. Cette mesure est réalisée en faisant passer les deux chemins qui interfèrent à travers des zones où le champ électrique est différent. Le même type de mesure peut être réalisé avec un interféromètre de Ramsey-Bordé mais on obtient cette fois la différence de polarisabilité électrique entre deux états internes distincts de l'atome. Ce genre d'expérience a été réalisé par V. Rieger *et al.* [70] avec l'atome de magnésium et par A. Morinaga *et al.* [161] avec l'atome de calcium. Il est aussi possible d'introduire non plus un champ

électrique mais un gaz dilué sur le parcours des atomes à l'intérieur de l'interféromètre ; on mesure ainsi l'indice de réfraction du gaz pour une onde de de Broglie. Cette expérience requiert un interféromètre à bras spatialement séparés et n'a été réalisée à ce jour que dans l'équipe de D. Pritchard [162, 163, 164]. Dans cette expérience, on mesure la partie imaginaire de l'indice reliée à l'absorption en observant l'atténuation du signal et la partie réelle de l'indice en observant le déphasage induit par la présence du gaz.

Le signal d'interférences atomiques est aussi sensible aux effets inertiels. Le premier de ces effets, déjà largement utilisé optique, est l'effet Sagnac qui induit un déphasage des franges quand l'interféromètre est en rotation. Il a été observé pour la première fois en 1991 pour les atomes avec l'interféromètre construit par F. Riehle *et al.* [66]. Cet effet a, par la suite, été observé dans de nombreuses expériences (voir par exemple [165, 153, 166]). Il est particulièrement intéressant en interférométrie atomique car il a permis notamment d'obtenir le gyroscope le plus sensible à l'heure actuelle [167]. Les points-clés de cette expérience sont un important flux pour obtenir une très grande précision sur la mesure de phase et la maximisation de l'aire enclose entre les deux bras car l'effet Sagnac est proportionnel à cette quantité. Les interféromètres atomiques sont aussi sensibles aux accélérations et donc, en raison du principe d'équivalence, aux champs gravitationnels. Cette sensibilité peut être démontrée avec des dispositifs assez similaires à ceux utilisés pour mettre en évidence l'effet Sagnac. La première démonstration expérimentale en interférométrie atomique est due à M. Kasevich et S. Chu [165]. Depuis, la même expérience utilisant une fontaine de césium a permis d'obtenir une précision relative de 1×10^{-10} en deux jours de mesure sur la valeur de l'accélération locale de la gravité g [168]. Avec deux interféromètres, il est bien entendu possible de mesurer le gradient de l'accélération locale de gravité. L'expérience de ce type la plus sensible actuellement à été réalisée dans le groupe de M. Kasevich en 2002 [169].

La mesure du rapport de h/m où m est la masse de l'atome est très intéressante. En effet, la connaissance de cette quantité, complétée par la connaissance de la constante de Rydberg et celle du rapport de la masse de l'atome à celle de l'électron permet une détermination indépendante des précédentes de la constante de structure fine. Le principe de la mesure de h/m repose sur la mesure de la pulsation de recul $\omega_r = \hbar k_L^2 / 2m$, qui est donc le produit de la quantité cherchée par le carré du vecteur d'onde k_L du laser utilisé pour la diffraction. Pour faire de cette idée simple une mesure de précision, il faut utiliser les avantages de la spectroscopie de Ramsey et mesurer non pas le recul d'un

photon mais de plusieurs dizaines de photons : c'est ce qui a été fait par le groupe de S. Chu à Stanford en 1993 [170] en utilisant comme source d'ondes atomiques un gaz de césium très froid. La précision statistique de cette mesure est 10^{-7} , mais des erreurs systématiques voisines 8,5 fois plus grandes sont présentes et inexplicées. Cette mesure vient d'être portée très récemment à une précision de 6×10^{-9} [171] toujours par le groupe de S. Chu. Une autre mesure a été proposée par le groupe de D. Pritchard au M.I.T. [172] en utilisant un interféromètre double utilisant un condensat de Bose-Einstein de sodium comme source. Le signal observé est le contraste des franges qui oscille en fonction du temps, suivant que les signaux des deux interféromètres sont en phase ou en opposition de phase. La mesure réalisée a une incertitude statistique de $6,7 \times 10^{-6}$, mais est décalée de 2×10^{-4} de la valeur attendue. D'autres mesures sont envisagées, par exemple par le groupe de F. Biraben au Laboratoire Kastler-Brossel : ce groupe pense réaliser une mesure précise de l'oscillation de Bloch d'un gaz d'atomes froids dans une onde stationnaire quasi-résonnante.

Un certain nombre d'expériences d'interférométrie atomique ont visé à mettre en évidence des propriétés plus fondamentales des ondes atomiques comme leur cohérence. Des études dans les groupes de D. Pritchard [148] et de A. Zeilinger [154] ont montré par exemple que les ondes atomiques sont cohérentes sur des distances considérablement plus grandes que leur longueur d'onde et que des interférences peuvent être observées même quand la taille de la particule est beaucoup plus grande que la longueur d'onde de de Broglie et la longueur de cohérence. On peut aussi, comme en optique, chercher à vérifier les prédictions d'expériences de pensée comme celles visant à connaître le chemin par lequel est passée la particule [173]. On retrouve évidemment le même résultat qu'en optique : plus l'information sur la position de la particule est précise, plus le contraste des interférences diminue jusqu'à la disparition totale des franges quand on sait exactement par quel chemin est passé l'atome.

I.2 Notre expérience : motivations, choix et vue d'ensemble

Nous avons choisi de construire un interféromètre atomique pour réaliser des mesures de précision reposant sur l'application d'une perturbation sur un seul des bras de l'interféromètre de la même manière que l'on mesure en optique l'épaisseur d'une lame de verre ou l'indice de réfraction d'un gaz. La première contrainte dans ce cas est de

séparer spatialement les deux bras de l'interféromètre. Pour ce faire, nous utilisons la géométrie dite de Mach-Zehnder qui a déjà été beaucoup utilisée en interférométrie des ondes de matière [135, 136, 159]. Pour réaliser les éléments optiques rencontrés traditionnellement en interférométrie lumineuse que sont les séparatrices et les miroirs, nous nous appuyons sur les forces exercées par la lumière sur les atomes, en particulier, la diffraction des atomes lors de la traversée d'une onde stationnaire quasi-résonante avec une transition atomique. Cette technique revient à créer pour les atomes un réseau de phase qui transmet totalement le faisceau atomique en le diffractant dans un petit nombre d'ordres si l'intensité lumineuse n'est pas trop grande. De plus, si l'écart à résonance est suffisant, la probabilité d'émission spontanée peut être rendue négligeable et, dans cette limite, ce processus de diffraction est parfaitement cohérent. Le pas de ce réseau a est égal à la demi-longueur d'onde du laser :

$$a = \frac{\lambda_L}{2}. \quad (\text{I.7})$$

L'angle de diffraction des réseaux de phase pour les atomes est, dans le cas des petits angles, égal au rapport de la longueur d'onde de de Broglie sur le pas du réseau soit

$$\theta_d = \frac{\lambda_{dB}}{a}. \quad (\text{I.8})$$

Pour les atomes issus d'un jet atomique et un laser dans le spectre visible, l'angle de diffraction est typiquement très petit, de l'ordre de quelques dizaines de microradians. Pour séparer les deux bras de l'interféromètre sur des distances raisonnables (environ un mètre), il faut donc augmenter autant que possible l'angle de diffraction. Dans notre expérience, nous avons décidé d'utiliser le lithium car il est le plus léger des alcalins. Les alcalins sont, avec les gaz rares métastables, les atomes le plus largement utilisés en physique atomique car les jets atomiques sont faciles à produire avec ces atomes et leur détection est relativement efficace. La vitesse typique des atomes à la sortie d'un jet atomique est environ 1000 m/s ce qui donne une longueur d'onde de de Broglie de 58 pm pour le lithium. La première transition du lithium se trouve à 671 nm et présente l'avantage d'être facilement accessible par les sources laser actuelles (diode laser ou laser à colorant). On obtient avec ce choix un réseau de pas 335 nm et donc un angle de diffraction de $173 \mu\text{rad}$. L'équipe de D. Pritchard au M.I.T. a réalisé avec le sodium des mesures similaires à celles que nous envisageons avec une séparation entre les deux bras de l'interféromètre de $55 \mu\text{m}$ pour un écart entre les réseaux de 0,6 m [163]. En choisissant une distance comparable pour l'espacement des réseaux, nous obtenons une séparation entre bras de $105 \mu\text{m}$.

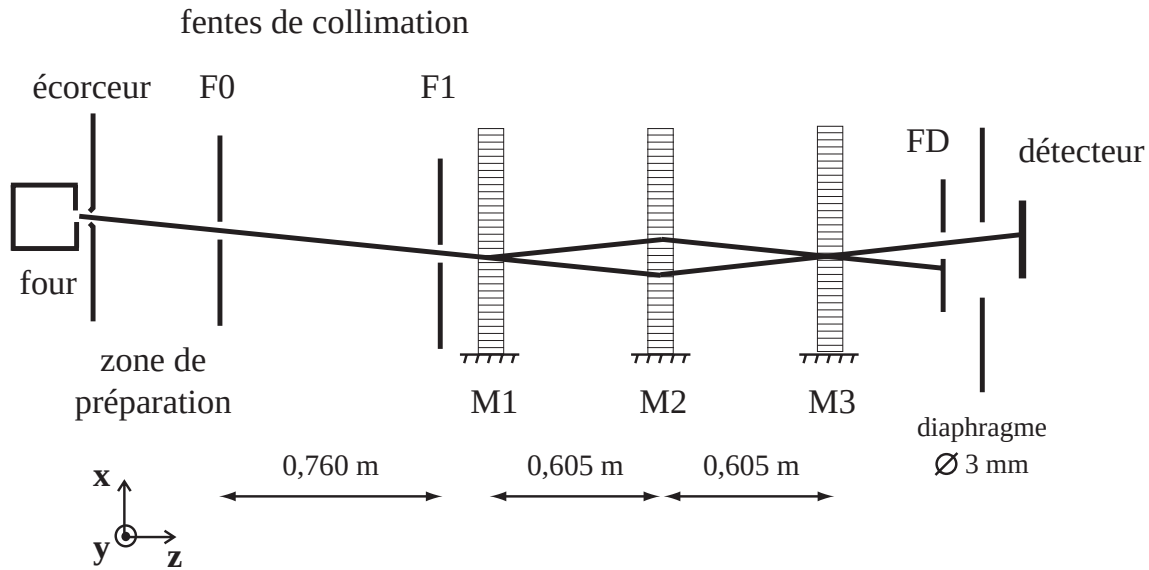


FIG. I.18 – Schéma du montage expérimental

Le schéma de principe de notre expérience représenté sur la figure I.18 découle directement des choix précédents. Les trois ondes laser stationnaires constituent la partie centrale du dispositif. Elles sont obtenues à partir d'un même faisceau issu d'un laser à colorant. Ce faisceau, une fois divisé en trois, est réfléchi sur des miroirs installés sur un banc optique placé sous vide. Le jet atomique de lithium qui alimente l'interféromètre provient d'un four situé à l'extrémité gauche sur la figure. Il s'agit d'un jet supersonique de lithium ensemencé dans l'argon. Quelques centimètres après la détente supersonique, les atomes traversent un écorceur à partir duquel ils se propagent librement. Pour finir, les atomes sont détectés à l'autre extrémité par un détecteur de Langmuir-Taylor. Le principe de ce détecteur repose sur l'ionisation du lithium à la surface d'un fil chaud de rhénium. Les ions formés sont ensuite détectés par un multiplicateur d'électrons à dynode continue (Channeltron).

La valeur de l'angle de diffraction impose que le jet atomique soit étroit et très bien collimaté dans le plan de diffraction. Pour séparer les deux bras de l'interféromètre, la divergence du faisceau atomique doit être plus petite que l'angle de diffraction et sa largeur au milieu de l'interféromètre doit être inférieure à la séparation entre bras soit environ $100 \mu\text{m}$. Cette collimation est obtenue grâce à deux fentes F0 et F1 séparées de $0,76 \text{ m}$. Ces fentes ont une largeur typique de quelques dizaines de micromètres. De même, à la sortie de l'interféromètre, on place une autre fente FD dont la largeur et la position sont réglables au micromètre près pour sélectionner les atomes d'une des deux

sorties de l'interféromètre. D'un point de vue théorique, c'est cette fente qui constitue le détecteur effectif de l'expérience. Par contre, le jet n'est limité en hauteur (la direction y sur le schéma) que par un trou de diamètre 3 mm placé juste avant le détecteur.

Pour finir, un emplacement a été réservé entre l'écorceur qui marque le début de la propagation libre des atomes et la première fente de collimation. Cet emplacement peut servir à la préparation des atomes avant leur collimation. On peut tout d'abord y envisager le pompage optique des atomes dans un seul sous-niveau hyperfin du niveau fondamental car le processus de diffraction dépend du sous-niveau et ne peut pas être optimisé pour les deux sous-niveaux simultanément. Cette zone pourrait aussi être utilisée pour le refroidissement transverse du jet, ce qui augmenterait la brillance de la source et donc le rapport signal sur bruit des mesures. Ces manipulations nécessitent une ou plusieurs autres sources laser monomodes asservies en fréquence. Nous disposons déjà dans ce but de deux diodes laser à la longueur d'onde de résonance du lithium, l'une commerciale de puissance 10 mW et l'autre montée au laboratoire de même puissance.

Chapitre II

Principe de l'interféromètre : diffraction et propagation de l'onde atomique

Comme on l'a vu dans l'introduction, les réseaux utilisés pour la réalisation de l'interféromètre sont un élément-clé et détermine un grand nombre des propriétés de l'appareil. Ce chapitre s'attachera donc dans un premier temps à décrire le processus mis en jeu dans le cas particulier de notre montage : la diffraction atomique élastique par une onde stationnaire quasi-résonante. Seule la diffraction élastique sera considérée dans la suite de ce chapitre.

L'idée d'utiliser une onde lumineuse stationnaire pour diffracter une onde de matière a été proposée pour la première fois en 1933 par Kapitza et Dirac pour les électrons [22] et par S. Altshuler *et al.* [34] pour les atomes. Pour les atomes, les premiers calculs théoriques de la diffraction par une onde laser stationnaire sont dus à Cook et Bernhardt [43] dans le cas résonant et à Bernhardt et Shore [50] dans le cas quasi-résonant. Les premières mises en évidence expérimentales datent de 1979 [47] et 1981 [48]. Mais c'est seulement en 1983 dans le groupe de Pritchard [49] qu'une expérience permet de résoudre deux pics distincts correspondant aux différents ordres de diffraction. Par la suite, le phénomène de diffraction d'atomes aux énergies thermiques par une onde stationnaire quasi-résonante a été étudié expérimentalement en détail non seulement par l'équipe de D. Pritchard [59, 60, 174, 175, 176] mais aussi dans le groupe de A. Zeilinger à Innsbruck [150, 177, 178, 179, 180] et dans celui de Siu Au Lee à Fort Collins [181, 62].

Ces deux derniers groupes ont construit des interféromètres atomiques à trois réseaux utilisant ce type de diffraction [150, 61]. Tout comme l'interféromètre du groupe de

D. Pritchard, ces appareils reposent sur la géométrie de Mach-Zehnder qui permet de séparer spatialement les deux bras de l'interféromètre si le jet atomique incident est suffisamment collimaté. La séparation maximale entre les deux bras des interféromètres de Innsbruck et de Fort Collins était respectivement de 8 et 18 μm . Contrairement à l'interféromètre à réseaux matériels du MIT où la séparation maximale entre bras valait 55 μm , ces interféromètres n'ont pas été utilisés par la suite comme outils de mesure. Fondamentalement, l'interféromètre atomique que nous avons construit est très similaire à celui construit au M.I.T. dans le groupe de D. Pritchard et à celui réalisé à Fort Collins dans le groupe de Siu Au Lee. Nous étudierons donc, dans une deuxième partie, la propagation d'une onde atomique dans l'interféromètre et les conditions nécessaires à l'observation de franges d'interférences.

II.1 Diffraction atomique par une onde stationnaire

Le problème de la diffraction par une onde stationnaire peut être traité théoriquement de manière générale et synthétique dans la cadre du formalisme de Bloch qui repose sur l'utilisation des propriétés des potentiels périodiques. Ce formalisme a été appliqué initialement au mouvement des atomes dans un potentiel lumineux par Y. Castin et J. Dalibard [182]. Il apparaît aussi implicitement dans deux articles de A. Zeilinger publiés en 1999 *et al.* [183, 184] qui traitent de la diffraction par une onde stationnaire. L'essentiel des résultats théoriques présentés ici a été publié par notre équipe en 2000 [185]. La première partie du chapitre présentera donc ce formalisme ainsi que les résultats auxquels il conduit. Puis, le cas particulier de la diffraction dans le régime de Bragg sera étudié plus en détail car c'est sur ce processus que repose notre interféromètre.

II.1.1 Traitement de la diffraction par les états de Bloch

La diffraction atomique par une onde stationnaire repose sur le caractère périodique du potentiel lumineux vu par l'onde atomique. L'origine de ce potentiel est bien expliquée par le formalisme de l'atome habillé introduit par Cohen-Tannoudji et décrit en détail dans le livre *Processus d'interaction entre photons et atomes* [186]. Je donnerai donc dans un premier paragraphe les grandes lignes de ce formalisme. Pour résoudre l'équation de Schrödinger qui donne l'évolution de la fonction d'onde atomique dans le potentiel lumineux de l'onde stationnaire, on appliquera ensuite le formalisme des états

de Bloch. Pour finir, afin d'obtenir l'amplitude de diffraction dans chaque ordre, on écrit la continuité de la fonction d'onde à l'entrée et à la sortie de l'onde stationnaire.

Origine du potentiel lumineux

Considérons un atome à deux niveaux, le niveau fondamental $|f\rangle$ et le niveau excité $|e\rangle$ d'énergies respectives E_f et E_e . L'énergie de transition est donnée par $E_e - E_f = \hbar\omega_0$ où ω_0 est la pulsation associée à la transition. Si on choisit pour origine des énergies l'énergie du niveau fondamental $|f\rangle$, le Hamiltonien de l'atome isolé H_0 a pour états propres $|f\rangle$ et $|e\rangle$ et pour valeurs propres 0 et $\hbar\omega_0$. Le champ électromagnétique a une pulsation ω_L et une composante électrique d'amplitude E et de polarisation $\vec{\epsilon}$. Ce champ, issu d'un laser monomode, est quasi-résonant avec l'atome, c'est-à-dire que l'écart entre la pulsation de l'onde lumineuse et celle de la transition atomique, $\delta_L = \omega_L - \omega_0$, est très petit devant ω_0 . Les états propres du Hamiltonien associé au mode laser sont repérés par le nombre N de photons dans le mode et ont une énergie $N\hbar\omega_L$. De plus, on se place ici dans l'hypothèse où l'écart à résonance est suffisamment grand pour pouvoir négliger l'émission spontanée. On peut donc oublier le champ électromagnétique du vide et ses couplages avec l'atome. De ce fait, le problème est ramené à l'étude de l'interaction entre l'atome et un mode du champ électromagnétique. A condition que le nombre de photons dans l'onde laser soit très grand, on peut considérer le champ lumineux de manière semi-classique et ainsi écrire sa composante électrique comme suit :

$$\vec{E} = E \vec{\epsilon} \cos \omega_L t. \quad (\text{II.1})$$

L'interaction entre l'atome et le champ se réduit à l'interaction dipolaire électrique entre le dipôle $\vec{d}$ de l'atome et la composante électrique du champ. Les éléments de matrice du Hamiltonien d'interaction H_{int} entre les états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ sont donc de la forme

$$\langle a | H_{int} | b \rangle = - \langle a | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | b \rangle E \cos \omega_L t. \quad (\text{II.2})$$

En l'absence d'interaction, le système total constitué de l'atome et du champ est décrit par deux nombres quantiques : l'état de l'atome, e ou f , et le nombre de photons dans le champ laser N . L'interaction couple des niveaux du type $|f, N+1\rangle$ aux niveaux $|e, N\rangle$ et $|e, N+2\rangle$. Quand l'écart à la résonance est petit devant la pulsation de la transition ($\delta_L \ll \omega_0$), le terme non résonant a un effet négligeable. Le diagramme énergétique est donc constitué d'un ensemble de paires $|f, N+1\rangle - |e, N\rangle$ espacées en énergie de $\hbar\delta_L$ et séparées

des paires voisines $|f, N+2\rangle$ - $|e, N+1\rangle$ et $|f, N\rangle$ - $|e, N-1\rangle$ par $\hbar\omega_L$. Dans l'approximation de l'onde tournante, le couplage entre deux niveaux d'une même paire vaut

$$\langle e, N | H_{int} | f, N+1 \rangle = -\frac{1}{2} \langle e | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | f \rangle E \equiv \frac{\hbar\Omega}{2}. \quad (\text{II.3})$$

Dans cette formule, Ω , la pulsation associée à ce couplage, est la pulsation de Rabi. L'effet de ce couplage va donc être de repousser les niveaux $|f, N+1\rangle$ et $|e, N\rangle$ l'un de l'autre. En effet, si on prend pour origine des énergies du système total celle du niveau $|e, N\rangle$, les énergies propres du Hamiltonien total $H = H_0 + H_{int}$ sont

$$E_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\hbar\delta_L \pm \hbar\sqrt{\delta_L^2 + \Omega^2} \right). \quad (\text{II.4})$$

On notera $|+\rangle$ et $|-\rangle$ les états propres associés à ces énergies.

Dans la limite où la pulsation de Rabi est très petite par rapport à l'écart à résonance, les énergies des niveaux de l'atome habillé deviennent

$$E_+ = \hbar\delta_L + \frac{\hbar\Omega^2}{4\delta_L} \quad (\text{II.5})$$

$$E_- = -\frac{\hbar\Omega^2}{4\delta_L}. \quad (\text{II.6})$$

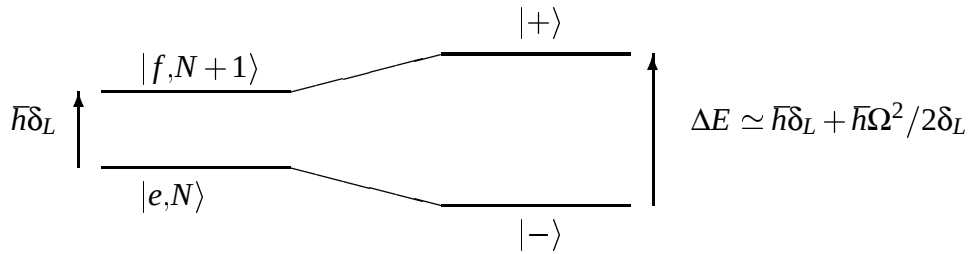


FIG. II.1 – Diagramme énergétique d'une paire de niveaux avant et après habillage de l'atome par le champ dans le cas d'un écart à résonance positif.

Les états propres $|+\rangle$ et $|-\rangle$ s'écrivent, dans l'approximation précédente ($\Omega \ll |\delta_L|$):

$$|+\rangle = \left(1 - \frac{\Omega^2}{4\delta_L^2} \right) |f, N+1\rangle + \frac{\Omega}{2\delta_L} |e, N\rangle \quad (\text{II.7})$$

$$|-\rangle = \frac{\Omega}{2\delta_L} |f, N+1\rangle - \left(1 - \frac{\Omega^2}{4\delta_L^2} \right) |e, N\rangle. \quad (\text{II.8})$$

L'état habillé $|+\rangle$ est très peu différent de l'état non habillé $|f, N+1\rangle$ et la principale modification de l'interaction entre l'atome et le champ électromagnétique est de provoquer un déplacement du niveau fondamental de l'atome. Ce déplacement lumineux a été

observé expérimentalement pour la première fois en 1961 par C. Cohen-Tannoudji [187] et vaut

$$V = -\frac{\hbar\Omega^2}{4\delta_L}. \quad (\text{II.9})$$

Le déplacement lumineux est d'autant plus grand que la fréquence du laser est proche de la résonance atomique et il est proportionnel au carré de la pulsation de Rabi et donc aussi à la densité de puissance laser par unité de surface. Ce déplacement lumineux est noté V car il peut être vu, dans l'équation de Schrödinger, comme un potentiel affectant la propagation de l'onde atomique.

On a négligé dans tout ce qui précède l'émission spontanée et on va voir que cette simplification est justifiée. En effet, la probabilité d'émission spontanée Γ_+ de l'état $|+\rangle$ vaut

$$\Gamma_+ = \frac{\Omega_0^2}{4\delta_L^2} \Gamma_e. \quad (\text{II.10})$$

où Γ_e est la probabilité d'émission spontanée de l'état $|e\rangle$. L'amplitude du potentiel V est quant à elle inversement proportionnelle à l'écart à résonance δ_L . De fait, en augmentant le désaccord δ_L , on peut toujours atteindre un domaine où le taux d'émission spontanée est négligeable. Pour observer un effet significatif du potentiel sur la propagation de l'onde de de Broglie, l'amplitude du potentiel V peut être augmentée à désaccord fixé en accroissant la puissance laser.

Equation de Schrödinger dans un potentiel lumineux

Le problème consiste à étudier la propagation d'une onde atomique que vecteur $\vec{k}$ à travers une onde lumineuse stationnaire (voir figure II.2). On considérera pour simplifier le profil spatial de l'onde laser dans la direction $\vec{z}$ est carré pour simplifier les calculs. Dans notre article [185], nous avons analysé la situation pour un profil plus réaliste de faisceau laser ne présentant pas de discontinuités d'intensité et nous avons pu montré que le traitement présenté ici est tout à fait valable. L'extension de l'onde lumineuse est supposée infinie dans la direction $\vec{y}$ de sorte que le nombre de dimensions pertinentes est réduit à deux. Le champ électrique de l'onde laser est la superposition de deux ondes progressives de pulsation ω_L et de vecteur $\vec{k}_L$ et $-\vec{k}_L$:

$$\vec{E}(x,z,t) = 2E_0\vec{\epsilon}\cos(k_Lx)\cos(\omega_Lt). \quad (\text{II.11})$$

Le potentiel lumineux V créé par ce champ est donc

$$V(x,z) = -\frac{\hbar\Omega^2}{4\delta_L} = -\frac{\hbar\Omega_0^2}{4\delta_L} \cos^2(k_Lx), \quad (\text{II.12})$$

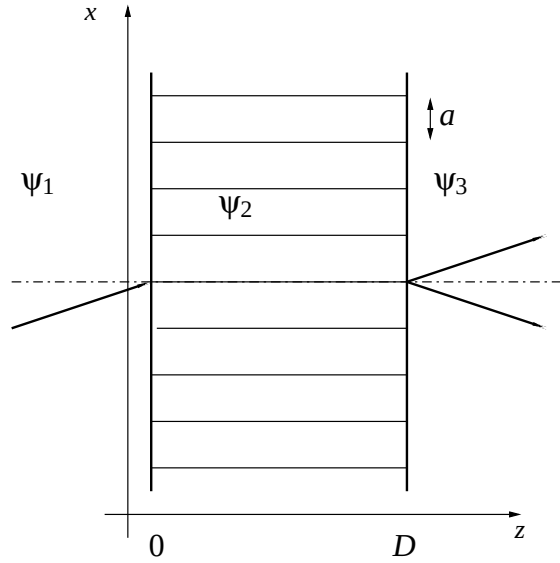


FIG. II.2 – Schéma de principe de la diffraction d'une onde atomique par un potentiel lumineux périodique.

si on note $\Omega_0 = -\langle e | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | f \rangle E_0 / \hbar$ la pulsation de Rabi associée à une onde progressive. Ce potentiel est attractif si le désaccord $\delta_L = \omega_L - \omega_0$ est positif et il est répulsif dans le cas contraire. Il est aussi périodique de période $a = \lambda_L / 2 = 2\pi / 2k_L$. Il constitue donc un réseau lumineux auquel on peut associer un vecteur réciproque $\vec{k}_R$ défini par

$$\vec{k}_R = 2\vec{k}_L. \quad (\text{II.13})$$

En utilisant la relation précédente, le potentiel lumineux peut aussi s'écrire, si on note V_0 son amplitude,

$$V(x, z) = V_0(z) \cos^2(k_L x) = \frac{V_0(z)}{4} [2 + \exp(ik_R x) + \exp(-ik_R x)]. \quad (\text{II.14})$$

La fonction d'onde atomique ψ de vecteur d'onde $\vec{k}_1$ est la solution de l'équation de Schrödinger suivante pour la valeur propre $E = \hbar^2 k_1^2 / 2m$:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) + V(x, z) \Psi = E \Psi = \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m} \Psi. \quad (\text{II.15})$$

Par la suite, on supposera toujours que l'amplitude du potentiel V_0 est très petite devant l'énergie cinétique initiale $\hbar^2 k_1^2 / 2m$ et que le vecteur d'onde incident $\vec{k}_1$ fait un angle faible avec l'axe $\vec{z}$. Ces hypothèses simplifient les calculs qui vont suivre mais ne réduisent en rien la validité générale du modèle. Sous ces hypothèses, l'équation indépendante du temps II.15 est équivalente à une équation de propagation dépendante du temps.

En effet, on peut chercher une solution de la forme

$$\Psi = \exp(ik_1 z) \psi(x, z) \quad (\text{II.16})$$

où $\psi(x, z)$ est une fonction variant lentement en z . Dans ce cas, on néglige les termes en dérivée seconde de ψ et l'équation II.15 devient :

$$\frac{i\hbar^2 k_1}{m} \frac{\partial \psi}{\partial z} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + V(x, z) \psi. \quad (\text{II.17})$$

D'après la formule de de Broglie, le vecteur d'onde k_1 est relié à la vitesse v par

$$k_1 = \frac{mv}{\hbar}. \quad (\text{II.18})$$

En incidence quasi-normale, on peut identifier la vitesse v à sa projection v_z sur l'axe $\vec{z}$: $v \simeq v_z$. Donc en remplaçant k_1 par sa valeur, on obtient

$$i\hbar v_z \frac{\partial \psi}{\partial z} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + V(x, z) \psi = H_x \psi. \quad (\text{II.19})$$

H_x désigne le Hamiltonien décrivant la dynamique dans la direction $\vec{x}$. Dans l'approximation semi-classique, le potentiel est négligeable devant l'énergie cinétique :

$$|V| \ll \frac{1}{2}mv^2. \quad (\text{II.20})$$

On peut donc supposer que la vitesse v_z est constante, alors

$$v_z = \frac{z}{t} \quad (\text{II.21})$$

et on aboutit à une équation de Schrödinger dépendant du temps :

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H_x \psi. \quad (\text{II.22})$$

Cette formulation est intéressante car elle permettrait d'utiliser des méthodes de résolution numérique standards. Cependant l'approximation quasi-classique qui néglige le mouvement de l'atome dans la direction $\vec{x}$ à l'intérieur de l'onde stationnaire implique que l'énergie n'est pas conservée exactement dans cette formulation.

L'équation II.15 peut aussi être écrite sous la forme

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + k_1^2 \left(1 - \frac{V_0(z) \cos(k_R x)}{2E} \right) \Psi = 0 \quad (\text{II.23})$$

si on néglige dans le potentiel le terme $V_0/2$ qui ne dépend pas de x . Cette équation d'onde est analogue à l'équation qui décrit la diffraction de la lumière par des ultrasons. En effet,

l'effet de l'onde acoustique est de modifier l'indice de réfraction du milieu qui devient modulé spatialement. On peut sur ce point se référer au livre de M. Berry dans lequel l'indice est écrit $\mu_0 + \mu_1 \cos(b\eta)$ et l'équation d'onde obtenue est la suivante :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} + k^2 \mu_0^2 \left(1 + \frac{2\mu_1 \cos(b\eta)}{\mu_0} \right) \phi = 0. \quad (\text{II.24})$$

On peut identifier directement cette équation avec la précédente en effectuant les correspondances suivantes : $\eta \rightarrow x$, $\xi \rightarrow z$, $\phi \rightarrow \Psi$, $k\mu_0 \rightarrow k_1$, $(2\mu_1/\mu_0) \rightarrow (-V_0/2E)$, $b \rightarrow k_R$. M. Berry introduit aussi deux paramètres sans dimensions $\rho = b^2/(\mu_0\mu_1k^2)$ et $x = k\mu_1 D$ qui correspondent aux deux paramètres sans dimensions introduits dans la suite de ce chapitre (voir équations II.34 et II.54) : $\rho \rightarrow -1/q$, $x \rightarrow -\gamma = -2q\tau_{int}$. Par analogie, on peut définir l'onde stationnaire comme un milieu d'indice de réfraction n pour les ondes atomiques donné par

$$n = \sqrt{1 - \frac{V(x,z)}{E}} \simeq 1 - \frac{V(x,z)}{2E}. \quad (\text{II.25})$$

Etats de Bloch atomiques dans l'onde stationnaire

Le mouvement de l'atome dans le potentiel lumineux est libre dans la direction $\vec{z}$. Dans la direction $\vec{x}$, la dynamique est analogue au mouvement d'un électron dans un solide cristallin. Ce problème est donc fréquemment rencontré en physique du solide et son traitement s'effectue à l'aide du théorème de Bloch, basé sur les propriétés des fonctions périodiques. Ce formalisme est étudié de manière approfondie dans la plupart des livres de physique du solide comme celui de Mermin et Ashcroft [188].

On va d'abord calculer les états propres du mouvement selon $\vec{x}$ pour une valeur fixée de z . Ces états sont de la forme

$$\Psi_{k,p}(x) = \exp(ikx) u_{k,p}(x) \quad (\text{II.26})$$

où $u_{k,p}(x)$ est une fonction périodique qui a la même périodicité que le réseau formé par l'onde stationnaire :

$$u_{k,p}(x+a) = u_{k,p}(x). \quad (\text{II.27})$$

La quantité k est couramment appelé quasi-impulsion. p est un indice qui définit la bande d'énergie sur laquelle on se trouve. Les fonctions de Bloch et les énergies propres sont donc des fonctions périodiques de la quasi-impulsion :

$$\Psi_{k+k_R,p}(x) = \Psi_{k,p}(x) \exp(ik_R x) \quad (\text{II.28})$$

$$\epsilon_{k+k_R,p} = \epsilon_{k,p} \quad (\text{II.29})$$

En raison de la périodicité, on peut toujours choisir la valeur de k telle que

$$-\frac{k_R}{2} < k \leq \frac{k_R}{2}. \quad (\text{II.30})$$

Cette plage de valeurs est nommée première zone de Brillouin.

Quand le potentiel lumineux est nul, l'atome est libre et les états propres du mouvement sont des ondes planes de vecteur d'onde k_x et d'énergie, l'énergie cinétique de translation $\epsilon_{k,p}^0$:

$$\epsilon_{k,p}^0 = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m}. \quad (\text{II.31})$$

On obtient donc pour le diagramme représentant l'énergie en fonction du vecteur d'onde une série de paraboles décalées les unes par rapport aux autres. Si on se ramène à la première zone de Brillouin en posant $k_x = k + pk_R$ tel que $-\frac{k_R}{2} < k \leq \frac{k_R}{2}$, on retrouve la traditionnelle parabole repliée représentée en pointillés sur la figure II.3 dont l'équation est donnée par

$$\epsilon_{k,p}^0 = \frac{\hbar^2 (k + pk_R)^2}{2m}. \quad (\text{II.32})$$

Le potentiel lumineux présente une composante continue d'amplitude $V_0/2$ (cf équation II.14). L'effet de ce terme indépendant pas de x est omis ici mais il ne conduirait qu'à décaler toutes les énergies d'une valeur constante.

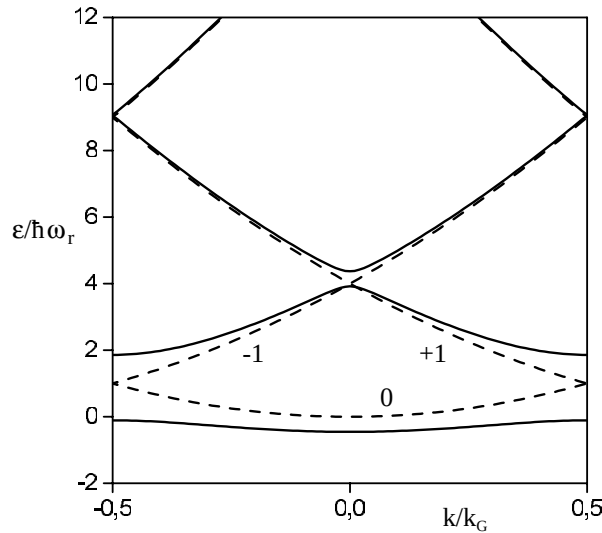


FIG. II.3 – Diagramme énergétique des états de Bloch pour un potentiel nul (traits pointillés) et pour un potentiel $V_0 = 4\hbar\omega_r$ (trait continu). Les trois premières bandes ont été ici repérées par leur indice $p = 0$ ou ± 1 . Notons que cette numérotation des bandes, naturelle si le potentiel est nul, ne peut plus être utilisée si V_0 est différent de zéro comme le montre la figure pour les bandes $+1$ et -1 .

L'équation II.32 introduit l'échelle d'énergie naturelle du problème qui est l'énergie cinétique de l'atome quand son impulsion est égale à celle d'un photon. Cette énergie est appelée énergie de recul :

$$\hbar\omega_r = \frac{\hbar^2 k_L^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k_R^2}{8m}. \quad (\text{II.33})$$

On peut alors définir un paramètre q sans dimension comme le font C. Keller *et al.* [184] pour mesurer le potentiel dans cette échelle naturelle :

$$q = \frac{V_0}{4\hbar\omega_r} \quad (\text{II.34})$$

$$\text{et } \frac{V}{\hbar\omega_r} = q \left[2 + e^{ik_{RX}} + e^{-ik_{RX}} \right] \quad (\text{II.35})$$

La présence du potentiel lumineux a pour effet de lever les dégénérescences au centre et en bord de zone de Brillouin. Il apparaît donc un couplage entre les états de même quasi-impulsion mais appartenant à des bandes d'énergie différentes. Lorsque l'atome entre dans le potentiel lumineux, les états libres se mélangent et leurs énergies modifiées seront notées $\varepsilon_{k,p}$. Dans le cas d'un couplage faible ($q \lesssim 1$), un raisonnement perturbatif peut s'appliquer : le potentiel ne couple que les états dont les valeurs de k ne diffèrent que de $\pm k_R$. Cependant, quand q est petit, le couplage entre les bandes successives décroît rapidement et c'est pourquoi l'écart entre deux bandes est de plus en plus faible quand la différence d'indice de bande augmente. On peut voir clairement sur la figure II.3 la levée de dégénérescence due au couplage entre les bandes $p = 0$ et $p = \pm 1$ en bord de zone ainsi que l'effet, plus faible, du couplage entre les bandes $p = +1$ et $p = -1$ au centre de la zone de Brillouin.

Calcul des amplitudes de diffraction

Pour obtenir les amplitudes de diffraction, il faut décrire la propagation de la fonction d'onde à travers trois milieux successifs : le vide, le potentiel périodique d'épaisseur D formant le réseau diffractant, puis de nouveau le vide. L'origine de l'axe $\bar{z}$ sera choisie à l'entrée du réseau de sorte que les trois milieux appartiennent aux régions de l'espace $z < 0$, $0 < z < D$ et $z > D$ respectivement. Le calcul repose sur la continuité de la fonction d'onde Ψ et de sa dérivée normale $\partial\Psi/\partial z$ aux interfaces entre deux milieux. Cependant, comme l'amplitude du potentiel est très petite devant l'énergie cinétique des atomes, on peut négliger toute onde réfléchi aux interfaces et alors la continuité de Ψ et de $\partial\Psi/\partial z$ sont équivalentes. On peut négliger, de plus, toute réflexion de l'onde atomique à l'entrée

et à la sortie du potentiel car le potentiel V_0 est très petit devant l'énergie cinétique de l'atome ($V_0 \ll E$). Un autre argument qui étaye cette hypothèse est que la transition entre le vide et le potentiel diffractant se fait toujours sur des distances plus grandes que la longueur d'onde lumineuse. Donc cette transition est très lente sur des échelles de distances caractérisées par la longueur d'onde atomique qui, dans notre expérience, est dix mille fois plus petite que la longueur d'onde du laser. Or, une transition sur une distance très grande devant la longueur d'onde de de Broglie annule pratiquement toujours l'amplitude de l'onde réfléchie si la propagation est possible dans les deux milieux.

La continuité pour tous les temps de la fonction d'onde dans les plans $z = 0$ et $z = D$ assure la conservation de l'énergie puisque $\omega = E/\hbar$ aura une valeur constante. Cette conservation de l'énergie se traduit notamment par le fait que l'énergie cinétique de l'atome incident E se répartit dans le réseau entre l'énergie d'une bande donnée dans la direction $\vec{x}$ et l'énergie de translation dans la direction $\vec{z}$:

$$\frac{\hbar^2 k_1^2}{2m} = \epsilon_{k,p} + \frac{\hbar^2 k_{z_2}^2}{2m}. \quad (\text{II.36})$$

La fonction d'onde dans le réseau sera donc une somme de la forme

$$\sum_{k,p} \Psi_{k,p}(x) \exp[ik_{z_2}(k,p)z]. \quad (\text{II.37})$$

Dans le cas général où une infinité de quasi-impulsions k sont accessibles, cette somme devrait s'écrire sous la forme d'une intégrale

$$\int_k dk \sum_p \Psi_{k,p}(x) \exp[ik_{z_2}(k,p)z] \quad (\text{II.38})$$

mais on verra par la suite que quelle que soit l'écriture le résultat final est le même puisqu'une seule valeur de k est permise par la continuité aux interfaces. Pour alléger l'écriture des formules, on peut utiliser la notation de Dirac dans laquelle l'onde plane de vecteur $\vec{k}_1$ sera notée

$$|\Psi_1\rangle = |\vec{k}_1\rangle = |k_{x_1}\rangle |k_{z_1}\rangle. \quad (\text{II.39})$$

Dans cette notation, les fonctions de Bloch dans le potentiel lumineux seront écrites

$$|k,p\rangle |k_{z_2}(k,p)\rangle \quad (\text{II.40})$$

où $k_{z_2}(k,p)$ est donné par l'équation II.36.

Lors du passage du vide au milieu diffractant, la fonction d'onde $|\Psi_1\rangle$ est projetée sur l'ensemble des fonctions de Bloch du réseau et la solution générale $|\Psi_2\rangle$ est une combinaison linéaire des fonctions $|k, p_2\rangle |k_{z_2}(k, p_2)\rangle$:

$$|\Psi_2\rangle = \sum_{k, p_2} b_{p_2}(k) |k, p_2\rangle |k_{z_2}(k, p_2)\rangle. \quad (\text{II.41})$$

La continuité de la fonction d'onde pour tout x dans le plan $z = 0$ impose

$$|k_{x_1}\rangle = \sum_{k, p_2} b_{p_2}(k) |k, p_2\rangle. \quad (\text{II.42})$$

L'orthogonalité de ondes planes implique qu'il n'existe qu'une seule quasi-impulsion k dans la première zone de Brillouin pour laquelle les termes de la somme au deuxième membre ne sont pas nuls. Cette quasi-impulsion, image de $|k_{x_1}\rangle$ dans la zone de Brillouin, est défini par un entier n tel que

$$k = k_{x_1} - nk_R. \quad (\text{II.43})$$

La somme de l'équation II.42 est donc réduite à une somme sur les indices de bande p où k est fixé par la donnée de l'entier n :

$$|k_{x_1}\rangle = \sum_{p_2} b_{p_2}(k) |k, p_2\rangle \quad (\text{II.44})$$

où les coefficients $b_{p_2}(k)$, projections de l'onde plane incidente sur les états de Bloch, sont donnés par :

$$b_{p_2}(k) = \langle k, p_2 | k_{x_1} \rangle. \quad (\text{II.45})$$

Lorsque l'onde atomique sort du réseau dans le plan $z = D$, elle est de nouveau projetée sur la base des ondes planes puisque la propagation est libre dans cette troisième région de l'espace. La fonction d'onde $|\Psi_3\rangle$ est donc une combinaison linéaire du type

$$|\Psi_3\rangle = \sum_{p_3} c_{p_3}(k) |k_{x_3}(p_3)\rangle |k_{z_3}(p_3)\rangle. \quad (\text{II.46})$$

La valeur de la composante selon l'axe $\vec{z}$ du vecteur $\vec{k}_3$ est fournie par la conservation de l'énergie dès l'instant où l'on a déterminé k_{x_3} :

$$\frac{\hbar^2 k_1^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k_{x_3}^2(p_3)}{2m} + \frac{\hbar^2 k_{z_3}^2(p_3)}{2m}. \quad (\text{II.47})$$

De même que dans le plan $z = 0$, la continuité de Ψ pour tout x dans le plan $z = D$ implique que

$$\sum_{p_2} b_{p_2}(k) |k, p_2\rangle |k_{z_2}(k, p_2)\rangle = \sum_{p_3} c_{p_3} |k_{x_3}(p_3)\rangle |k_{z_3}(p_3)\rangle. \quad (\text{II.48})$$

La quasi-impulsion k_{x_3} est fixée par la donnée d'un entier m tel que $k_{x_3} = k + mk_R$. Comme k_{x_1} est déjà relié à k par un nombre entier de fois le vecteur réciproque du réseau, on peut écrire

$$k_{x_3}(p_3) = k_{x_1} + p_3 k_R. \quad (\text{II.49})$$

A la sortie du réseau, seuls ne sont donc autorisés les vecteurs d'onde k_{x_3} qui diffèrent du vecteur d'onde incident k_{x_1} par un nombre entier de fois le vecteur de réseau k_R : c'est la définition de la diffraction. L'indice p_3 représente dans ce cas l'ordre de diffraction.

Les amplitudes de diffraction dans chaque ordre sont données par les coefficients c_{p_3} qui correspondent aux projections de $|\Psi_2\rangle$ sur la base des ondes planes :

$$c_{p_3} = \sum_{p_2} \langle k_{x_3}(p_3) | k, p_2 \rangle \langle k, p_2 | k_{x_1} \rangle \exp[i(k_{z_2}(k, p_2) - k_{z_3}(p_3))D]. \quad (\text{II.50})$$

Cette formule montre bien que le processus de diffraction est régi par le temps t_{int} que passe l'atome à l'intérieur de l'onde stationnaire. Quand l'angle d'incidence de l'atome sur le réseau est proche de la normale, la vitesse v_z est pratiquement celle de l'atome incident :

$$v_z \simeq \frac{\hbar k_1}{m}. \quad (\text{II.51})$$

Le temps d'interaction t_{int} est donc donné par

$$t_{int} = \frac{D}{v_z} \simeq \frac{mD}{\hbar k_1}. \quad (\text{II.52})$$

Dans l'hypothèse où le potentiel V_0 est très petit devant l'énergie cinétique de l'atome, l'amplitude de diffraction c_{p_3} s'exprime en fonction du temps d'interaction t_{int} comme :

$$c_{p_3} = \sum_{p_2} \langle k_{x_3}(p_3) | k, p_2 \rangle \langle k, p_2 | k_{x_1} \rangle \exp\left[-\frac{i}{\hbar}(\epsilon_{k, p_3}^0 - \epsilon_{k, p_3})t_{int}\right]. \quad (\text{II.53})$$

De la même manière que l'on a déjà introduit une échelle d'énergie naturelle du problème, on peut introduire un paramètre sans dimension qui donne une échelle de temps naturelle. Ce paramètre sans dimension τ_{int} qu'on appellera temps d'interaction réduit est obtenu en multipliant t_{int} par la pulsation ω_r comme dans l'article de C. Keller *et al.* [184] :

$$\tau_{int} = t_{int} \omega_r. \quad (\text{II.54})$$

Ce paramètre τ_{int} et le paramètre q introduit plus tôt résument l'essentiel de la physique du processus. En particulier, ils permettent de discerner les différents régimes de diffraction.

Cette manière de traiter la diffraction présente donc un avantage pédagogique car elle est tout à fait analogue à la manière d'agir en optique pour établir les équations de

Fresnel qui donne les amplitudes de réflexion et de transmission sur un dioptré plan. Ce calcul donne en outre accès directement à la phase accumulée par les différents ordres au cours de la traversée du réseau. Cette phase ne joue en général aucun rôle dans une expérience de diffraction simple où seule l'intensité est détectée. Par contre, elle est un paramètre dont il faut tenir compte dans la réalisation d'un appareil sensible aux phases comme un interféromètre.

II.1.2 Cas de la diffraction de Bragg du premier ordre

Pour la réalisation d'un interféromètre, il est beaucoup plus intéressant d'être dans un régime où existent uniquement deux ordres de diffraction car on limite ainsi le nombre de faisceaux parasites. Cette configuration permet aussi d'augmenter la transmission totale de l'interféromètre car il n'y a aucune perte dans des ordres de diffraction inutilisés. Si on ne veut observer que deux ordres de diffraction, seulement deux bandes d'énergie doivent être couplées l'une à l'autre. Il faut pour ce faire que le potentiel lumineux $V_0/4$ soit petit devant l'écart énergétique entre les deux bandes qui est de l'ordre de l'échelle caractéristique d'énergie $\hbar\omega_r$. Autrement dit, il faut être en régime perturbatif : $q \lesssim 1$. Pour que l'effet de ce couplage soit visible, il faut que la projection du vecteur d'onde incident sur l'axe $\vec{x}$ soit, selon les bandes couplées, en bord ou en milieu de zone de Brillouin. Ceci signifie que k_{x_1} doit être à peu près égal à un nombre entier de fois $k_R/2$:

$$k_{x_1} = p \frac{k_R}{2}. \quad (\text{II.55})$$

On ne considérera dans un premier temps que cette relation est vérifiée exactement mais on verra par la suite les conséquences d'un petit écart à cette condition.

Ce régime de diffraction est appelé régime de Bragg (voir figure II.4). Cet effet semble avoir été découvert expérimentalement par von Laue en 1912 dans le cas des rayons X se réfléchissant sur les plans cristallins d'un solide, mais l'interprétation du phénomène est donnée par W.H. Bragg et W.L. Bragg en 1913 [189, 190]. Ces derniers formulent en particulier la condition sur l'angle de diffraction qui porte depuis le nom de loi de Bragg. En effet, l'égalité II.55 est une condition sur l'angle d'incidence θ_B de l'onde atomique pour obtenir de la diffraction :

$$\sin \theta_B = \frac{k_{x_1}}{k} = p \frac{k_R}{2k}. \quad (\text{II.56})$$

Si on réécrit cette relation non plus en fonction des vecteurs d'onde mais en fonction des

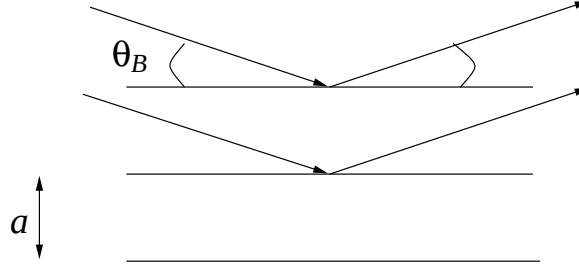


FIG. II.4 – Principe de la diffraction atomique de Bragg : une onde atomique de longueur d'onde de de Broglie λ_{dB} est diffractée par les plans formés par l'onde stationnaire de période a .

longueurs associées, on retrouve la formule bien connue de Bragg :

$$2a \sin \theta_B = p \lambda_{dB} \quad (\text{II.57})$$

où a est le pas du réseau et λ_{dB} la longueur d'onde atomique de de Broglie. On note ici que l'entier p représente l'ordre de diffraction.

Dans le régime de Bragg, seuls deux états dégénérés quand le potentiel est nul sont fortement mélangés par le potentiel que l'on a supposé faible. Il est très raisonnable de ne considérer que ces deux états dans la base des états de Bloch et le problème devient un problème à deux niveaux. Dans ce cas, la résolution peut se faire analytiquement. On va donc observer une oscillation de Rabi entre l'état correspondant à l'ordre 0, noté $|0\rangle$ et l'état correspondant à l'ordre p , noté $|p\rangle$.

Dans l'hypothèse où la condition de Bragg est remplie exactement, on se trouve, au premier ordre de diffraction, en bordure de zone de Brillouin. Le potentiel lumineux couple donc uniquement les niveaux $|0\rangle$ et $|-1\rangle$ tant que le paramètre q est assez petit. En l'absence de potentiel, ces deux niveaux sont dégénérés et on choisit leur énergie pour origine des énergies. Le potentiel introduit entre ces deux niveaux un terme de couplage $V_0/4$ de sorte que la dynamique du système est donnée par le Hamiltonien d'interaction

$$H = \begin{pmatrix} 0 & V_0/4 \\ V_0/4 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II.58})$$

dans la base $(|0\rangle, |-1\rangle)$. En utilisant les notations précédentes, l'amplitude de diffraction s'écrit

$$c_{-1} = -ie^{-i(2q+1)\tau_{int}} \sin(q\tau_{int}). \quad (\text{II.59})$$

Il apparaît naturellement une phase γ telle que

$$\gamma = 2q\tau_{int} = \frac{1}{2} \frac{V_0 t_{int}}{\hbar}. \quad (\text{II.60})$$

Et on peut écrire la probabilité de diffraction P_{-1} :

$$P_{-1} = |c_{-1}|^2 = \sin^2(q\tau_{int}) = \sin^2\left(\frac{\gamma}{2}\right). \quad (\text{II.61})$$

Comme dans la discussion de l'oscillation de Rabi, cette phase donne un maximum de probabilité de présence dans l'état "diffracté" pour une valeur de π .

Le choix de la phase γ régit la probabilité de diffraction dans chaque ordre. Expérimentalement, ce paramètre dépend d'une part du temps d'interaction, d'autre part de l'amplitude du potentiel lumineux. Si on considère comme fixée la vitesse des atomes, le temps d'interaction est uniquement défini par la largeur D de l'onde stationnaire. En outre, comme on l'a vu au paragraphe II.1.1, le potentiel lumineux dépend de l'écart à résonance du laser et de la pulsation de Rabi c'est-à-dire de la densité de puissance laser. On peut donc, en faisant varier la largeur de l'onde laser, sa puissance et son désaccord, donner à γ toutes les valeurs possibles. En particulier, avec un choix des paramètres tel que $\gamma = \pi/2$, on obtient une probabilité de présence égale à 1/2 dans chaque ordre; ceci réalise une séparatrice parfaite pour l'onde atomique. D'autre part, en choisissant des paramètres expérimentaux tels que $\gamma = \pi$, la totalité de l'onde atomique est diffractée; l'onde laser agit comme un miroir pour les atomes.

Pour les ordres de diffraction supérieurs, le principe est le même mais le potentiel lumineux contenu dans la phase γ couple des niveaux libres du type $\pm pk_R/2$. Giltner *et al.* [62] ont montré que, de manière générale, le couplage entre les niveaux libres $\pm pk_R/2$ apparaît par perturbation à l'ordre n et que la phase γ vaut alors :

$$\gamma = \frac{q^n \tau_{int}}{2^{2n-3} [(n-1)!]^2}. \quad (\text{II.62})$$

II.1.3 Sélectivité de la diffraction de Bragg

Le problème de la sélectivité du processus de diffraction de Bragg peut être traité simplement avec le formalisme présenté au chapitre II. On suppose que la projection k_{x_1} du vecteur d'onde atomique sur l'axe $\vec{x}$ diffère légèrement de $k_R/2$ de telle sorte que

$$k_{x_1} = (1 - \kappa) \frac{k_R}{2} \quad (\text{II.63})$$

où κ , très petit devant 1, est positif pour que k_{x_1} appartienne à la première zone de Brillouin. On peut encore traiter la diffraction de Bragg comme un système à deux niveaux $|0\rangle$ et $|-1\rangle$ qui correspondent respectivement à la fonction d'onde non diffractée

et à la fonction d'onde diffractée. Les termes de couplage du Hamiltonien H régissant l'évolution du système sont toujours

$$\langle 0|H|-1\rangle = \langle 0|H|-1\rangle = \frac{V_0}{4}. \quad (\text{II.64})$$

Mais la différence d'énergies du système non perturbé n'est plus nulle (voir figure II.5),

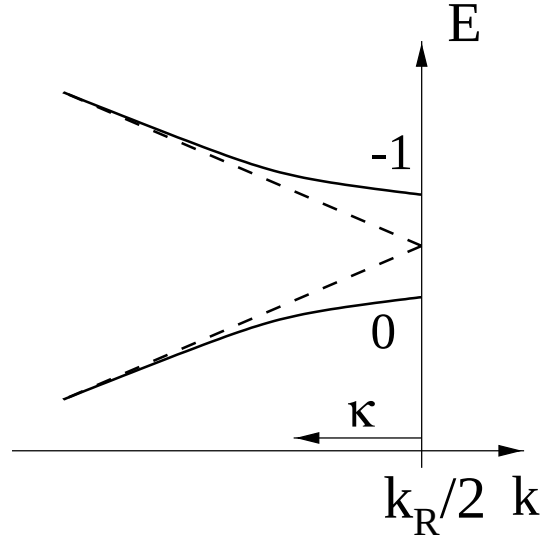


FIG. II.5 – Diagramme énergétique en bord de la première zone de Brillouin. Les bandes 0 et -1 correspondant à l'énergie de l'atome libre sont représentées en pointillés. Lorsqu'on applique un potentiel lumineux, ces deux états se mélangent pour donner les niveaux d'énergie représentés en trait continu et les bandes se repoussent créant un gap là où il y avait dégénérescence, en bord de la première zone de Brillouin.

elle est égale à la différence d'énergie cinétique dans la direction $\vec{x}$, notée Δ :

$$\Delta = \frac{\hbar^2 (k_R/2)^2 (-1 - \kappa)^2}{2m} - \frac{\hbar^2 (k_R/2)^2 (1 - \kappa)^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k_R^2 \kappa}{2m} = 4\hbar\omega_r \kappa. \quad (\text{II.65})$$

En choisissant l'origine des énergie comme précédemment, le Hamiltonien du système s'écrit donc

$$H = \begin{pmatrix} -\Delta/2 & V_0/4 \\ V_0/4 & \Delta/2 \end{pmatrix} = \hbar\omega_r \begin{pmatrix} -2\kappa & q \\ q & 2\kappa \end{pmatrix} \quad (\text{II.66})$$

La diagonalisation de ce Hamiltonien fournit les états propres du système $|+\rangle$ et $|-\rangle$ et leurs énergies associées, respectivement E_+ et E_- :

$$E_{\pm} = \sqrt{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 + \left(\frac{V_0}{4}\right)^2} = \hbar\omega_{rec} \sqrt{q^2 + 4\kappa^2}. \quad (\text{II.67})$$

On passe de la base d'origine ($|0\rangle, |-1\rangle$) à la nouvelle base ($|+\rangle, |-\rangle$) par l'intermédiaire d'une rotation d'angle Θ tel que

$$\tan 2\Theta = \frac{V_0}{2\Delta} = \frac{q}{2\kappa} \quad (\text{II.68})$$

avec $0 \leq \Theta < \pi/2$. Donc les états propres du système s'expriment dans la base d'origine comme :

$$|+\rangle = \cos \Theta |-1\rangle + \sin \Theta |0\rangle \quad (\text{II.69})$$

$$|-\rangle = -\sin \Theta |-1\rangle + \cos \Theta |0\rangle. \quad (\text{II.70})$$

Par définition des états de Bloch, l'onde incidente est dans l'état

$$|k_{x1}\rangle = |0\rangle = \sin \Theta |+\rangle + \cos \Theta |-\rangle \quad (\text{II.71})$$

Après propagation dans le réseau, la fonction d'onde en sortie vaut, dans le plan $z = D$,

$$\langle z = D | \Psi_2 \rangle = \sin \Theta e^{ik_z^+ D} |+\rangle + \cos \Theta e^{ik_z^- D} |-\rangle \quad (\text{II.72})$$

où k_z^+ et k_z^- représentent les composantes selon $\vec{z}$ des vecteurs d'ondes associés aux états $|+\rangle$ et $|-\rangle$. Les valeurs de k_z^+ et k_z^- sont tirées de la conservation de l'énergie au cours du processus (cf équation II.47) :

$$\frac{\hbar^2 k_1^2}{2m} = \frac{V_0}{2} + \hbar\omega_r + E_{\pm} + \frac{\hbar^2 (k_z^{\pm})^2}{2m}. \quad (\text{II.73})$$

Si, comme on l'a déjà supposé, l'énergie cinétique est très grande devant l'amplitude de potentiel lumineux, on peut donner une expression approximative de $k_z^{\pm}$:

$$k_z^{\pm} \simeq k_1 - \frac{V_0/2 + \hbar\omega_r}{\hbar v} - \frac{E_{\pm}}{\hbar v} \quad (\text{II.74})$$

avec $v = \hbar k_1/m$, la vitesse de l'atome dans le vide. Pour obtenir la probabilité P_{-1} de diffraction dans l'ordre 1, il faut écrire l'onde sortant du réseau en fonction des états $|0\rangle$ et $|-1\rangle$:

$$|\Psi_2(z = D)\rangle = \sin \Theta \cos \Theta \left(e^{ik_z^+ D} - e^{ik_z^- D} \right) |-1\rangle + \left(\sin^2 \Theta e^{ik_z^+ D} + \cos^2 \Theta e^{ik_z^- D} \right) |0\rangle. \quad (\text{II.75})$$

D'où

$$P_{-1} = |\langle -1 | \Psi_2(z = D) \rangle|^2 = \frac{V_0^2}{V_0^2 + 4\Delta^2} \sin^2 \left(\frac{1}{\hbar} \sqrt{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 + \left(\frac{V_0}{4}\right)^2} t_{int} \right) \quad (\text{II.76})$$

$$= \frac{q^2}{q^2 + 4\kappa^2} \sin^2 \left(\tau_{int} \sqrt{q^2 + 4\kappa^2} \right). \quad (\text{II.77})$$

Si on cherche à exprimer ce résultat en fonction de la phase γ présente quand la condition de Bragg est parfaitement vérifiée, il apparaît un paramètre sans dimension $y = 2\Delta/V_0 = 2\kappa/q$:

$$P_{-1} = \frac{1}{1+y^2} \sin^2 \left(\frac{\gamma \sqrt{1+y^2}}{2} \right). \quad (\text{II.78})$$

Cette équation implique que la probabilité de diffraction ne peut atteindre une valeur maximale de 1 seulement si la condition de Bragg est parfaitement remplie ($y = 0$). Dans le cas contraire, la probabilité maximum de diffraction vaut $1/(1+y^2)$ quand γ est ajusté en fonction de la valeur de y . Le paramètre y donne une mesure de l'écart entre la condition de Bragg et le cas réel imparfait. C'est l'écart relatif entre la projection du vecteur d'onde incident k_{x_1} sur l'axe $\vec{x}$ et le vecteur d'onde satisfaisant la condition de Bragg $k_R/2$. Cet écart à la condition de Bragg peut se traduire de deux manières dans la pratique :

- soit l'angle entre le réseau la direction de propagation de l'atome n'est pas exactement l'angle de Bragg,
- soit la vitesse de l'atome ne permet pas de satisfaire la condition de Bragg pour un angle fixé.

Ces deux effets sont la conséquence d'un même phénomène mais on parlera plutôt de sélectivité angulaire pour le premier cas et de sélectivité en vitesse pour le second cas. Si l'angle de Bragg est réglé pour la vitesse v_0 , alors pour toute vitesse différente $v_0 + \Delta v$, on a

$$y = \frac{2\Delta v}{qv_0}. \quad (\text{II.79})$$

De même pour une vitesse atomique donnée, on peut obtenir la diffraction pour un angle d'incidence $\theta_B + \Delta\theta$ différent de l'angle de Bragg θ_B avec une probabilité P_{-1} dans laquelle y vaut

$$y = \frac{2\Delta\theta}{q\theta_B}. \quad (\text{II.80})$$

Dans les deux cas, P_{-1} est une fonction résonante de l'écart à la condition de Bragg de largeur à mi-hauteur q : la condition de Bragg est d'autant plus sélective que l'amplitude du potentiel lumineux est petite, donc que le paramètre q est petit. La représentation graphique de P_{-1} est tracée pour fixer les idées sur la figure II.6 pour $\gamma = \pi$.

Grâce au formalisme de Bloch, on a vu une manière synthétique de traiter la diffraction et on peut, en fonction des paramètres q et τ_{int} , étudier les différents régimes limites possibles. Le cas particulier de la diffraction de Bragg a été ici présenté en grand

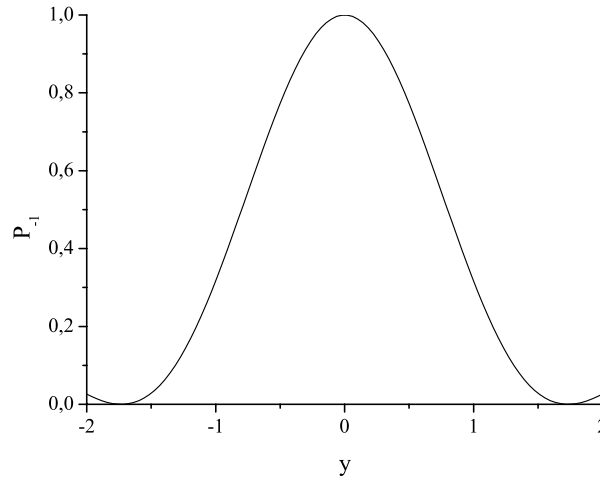


FIG. II.6 – Probabilité de diffraction en fonction du paramètre y pour $\gamma = \pi$. Tant que $|\kappa| < 0,5$, on peut toujours raisonnablement considérer que l'on est proche du bord de la zone de Brillouin, ce qui correspond pour $q = 1$ à $|y| < 2$.

détail car ce processus sert de base à la construction de notre interféromètre. Ce régime de diffraction présente deux intérêts pour l'application à l'interférométrie :

- tout d'abord, on limite au maximum les faisceaux atomiques parasites en réduisant à deux le nombre d'ordres autorisés
- on peut, de plus, contrôler précisément la probabilité de diffraction en faisant varier l'amplitude du potentiel lumineux. Dans l'hypothèse simplificatrice d'un faisceau incident de vitesse bien définie et d'ouverture angulaire négligeable, on peut obtenir un miroir parfait de coefficient de réflexion 1 ou une séparatrice 50% - 50% pour les ondes atomiques.

II.1.4 Paramètres expérimentaux dans le cas particulier du lithium

La mise en évidence expérimentale de la diffraction de Bragg impose de choisir les caractéristiques de l'onde laser de manière à ce que la phase γ soit de l'ordre de π . On va donner dans ce paragraphe quelques exemples des grandeurs expérimentales nécessaires. Dans le cas d'un faisceau laser de profil gaussien, la phase γ vaut

$$\gamma = 2q\tau_{int} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{V_0 t_{int}}{\hbar}. \quad (\text{II.81})$$

Le facteur $\sqrt{\frac{\pi}{2}}$ qui n'apparaissait pas dans l'équation II.60 provient simplement de l'intégration sur le profil gaussien alors qu'on avait supposé jusqu'à présent un profil carré. Le

potentiel V_0 est calculé dans l'appendice A :

$$V_0 = \frac{2}{9} \frac{d_{sp}^2 E_0^2}{\hbar \delta_L}. \quad (\text{II.82})$$

D'autre part, dans le cas d'un faisceau laser gaussien, le carré de l'amplitude du champ d'une onde progressive E_0^2 en fonction de la puissance laser délivrée P_L et du waist du faisceau w_0 s'exprime comme :

$$E_0^2 = \frac{4\mu_0 c P_L}{\pi w_0^2}. \quad (\text{II.83})$$

La phase γ peut alors être écrite en fonction de la puissance laser dans une onde progressive, du waist du faisceau et du désaccord en fréquence. Pour un jet de lithium de 1000 m/s, une puissance laser P_L en mW, un waist du faisceau w_0 en mm et un écart à résonance $\delta_L/2\pi$ en GHz,

$$\gamma = 1,09 \frac{P_L}{w_0 \delta_L}. \quad (\text{II.84})$$

L'émission spontanée a été négligé précédemment et on va vérifier numériquement que cette hypothèse est valide. Le taux d'émission spontanée intégré sur la traversée de l'onde laser est

$$\alpha_{ES} = \frac{\Omega_0^2}{4\delta_L^2} \Gamma_e t_{int} \sqrt{\frac{\pi}{2}} = \frac{2\gamma \Gamma_e}{\delta_L}. \quad (\text{II.85})$$

Pour une largeur naturelle $\Gamma_e/2\pi$ de 6,6 MHz [191], et un jet de lithium de 1000 m/s, on peut aussi exprimer α_{ES} en fonction des caractéristiques du faisceau laser :

$$\alpha_{ES} = 0,012 \frac{P_L}{w_0 \delta_L^2} \quad (\text{II.86})$$

pour une puissance laser P_L en mW, un waist du faisceau w_0 en mm et un écart à résonance $\delta_L/2\pi$ en GHz. Les valeurs expérimentales choisies devront être telles que α_{ES} reste très inférieur à 1, ce qui au vu de l'expression (II.86) n'est pas très contraignant. Le tableau suivant donne des exemples de puissances nécessaires pour obtenir une diffraction maximale ($\gamma = \pi$) quand le waist w_0 vaut 13 mm. On note que pour assurer un taux d'émission inférieur à 5% , il faut un écart à résonance d'au moins 1 GHz. En outre, la puissance des lasers disponibles étant limitée, on ne peut pas choisir un écart à résonance trop grand. La puissance totale fournie par notre source laser est de l'ordre de 350 mW; donc on ne pourra maximiser la diffraction avec ce laser que pour des écarts à résonance inférieurs à 10 GHz.

$\delta_L/2\pi$	P_L	α_{ES}
500 MHz	17 mW	9,8%
1 GHz	34 mW	4,9%
2 GHz	68 mW	2,5%

TAB. II.1 – Exemples de valeurs numériques nécessaires pour une diffraction maximale ($\gamma = \pi$) dans l'ordre 1 pour le régime de Bragg ($w_0 = 13$ mm). Pour chaque écart à résonance, le taux d'émission spontanée intégré α_{ES} est aussi fourni.

II.2 Propagation d'une onde atomique dans l'interféromètre de Mach-Zehnder

A partir du phénomène de diffraction expliqué précédemment, il est aisé de construire un interféromètre de type Mach-Zehnder grâce à trois réseaux de diffraction successifs. La géométrie de Mach-Zehnder est très proche de la géométrie très connue de Michelson. Cependant les faisceaux ne sont pas renvoyés sur eux-mêmes vers la séparatrice mais vers une deuxième séparatrice identique à la première. Si on applique ce principe en remplaçant miroirs et séparatrices par des réseaux de diffraction dans le régime de Bragg, on obtient la configuration représentée sur la figure II.7.

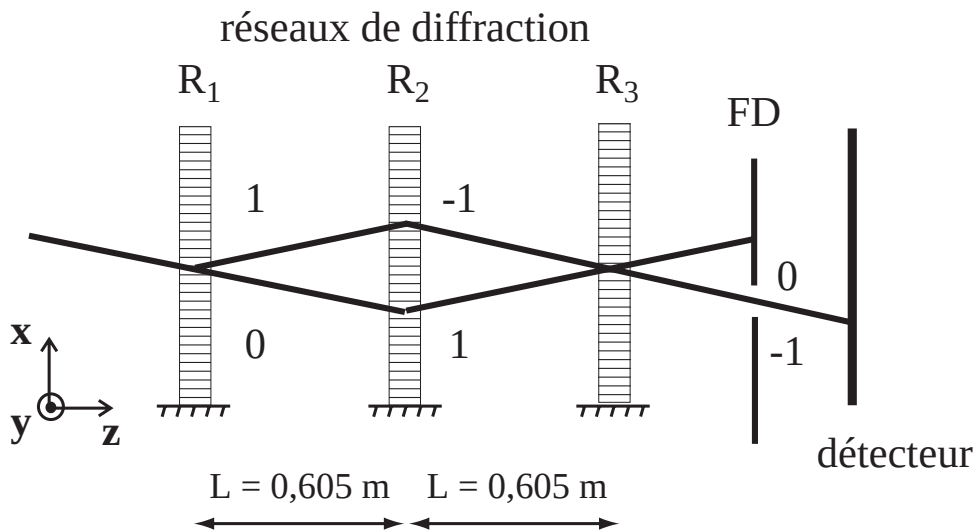


FIG. II.7 – Schéma de principe d'un interféromètre de Mach-Zehnder atomique utilisant des réseaux de Bragg.

Sur cette figure, on a fait l'hypothèse que les réseaux sont parfaitement réglés de telle sorte qu'il n'y ait aucun faisceau parasite. Le premier et le troisième réseau constituent des séparatrices et divisent l'onde incidente en deux ondes partielles de même am-

plitude si la phase γ de ces réseaux définie par l'équation II.60 vaut $\pi/2$. Le deuxième réseau sert quant-à-lui de miroir et la réflexion est totale si pour ce réseau $\gamma = \pi$.

Une description simple de la propagation peut être donnée si on suppose que l'onde atomique incidente est une onde plane de vecteur d'onde $\vec{k}$. Ce modèle ne tient cependant pas compte de l'effet de la diffraction par les fentes de collimation et il ne permet de prévoir qu'un nombre limité d'effets résultant de mauvais alignement des réseaux. On a vu que la diffraction dans l'ordre p_i par le réseau R_i ajoute au vecteur d'onde de de Broglie incident la quantité $p_i \vec{k}_{R_i}$ où $\vec{k}_{R_i}$ est le vecteur réciproque associé au réseau R_i . La phase acquise par l'onde atomique lors de la traversée dépend de la position relative du réseau par rapport à l'origine du repère dans lequel on considère l'onde atomique. Dans le repère dans lequel l'onde plane s'écrit $e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$, on note $\vec{r}_i$ la position du réseau R_i , qui correspond par exemple à la position d'un nœud bien défini de l'onde stationnaire au centre du profil spatial du laser. L'onde diffractée s'écrit donc

$$\Psi(\vec{r}) = \alpha_i(p_i) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} e^{i p_i \vec{k}_{R_i} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_i)}. \quad (\text{II.87})$$

Dans le cas représenté sur la figure II.7, l'onde se propageant selon le chemin du haut sur la figure subit d'abord une diffraction d'ordre 1 par le réseau R_1 puis une diffraction d'ordre -1 par le réseau R_2 et une diffraction d'ordre 0 par le dernier réseau pour arriver au détecteur. En appliquant le résultat II.87, on obtient l'expression de Ψ_h :

$$\Psi_h = \alpha_1(1) \alpha_2(-1) \alpha_3(0) \exp \left[i [\vec{k} \cdot \vec{r} + \vec{k}_{R_1} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_1) - \vec{k}_{R_2} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_2)] \right] \quad (\text{II.88})$$

$$\equiv a_h \exp \left[i [\vec{k} \cdot \vec{r} + \vec{k}_{R_1} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_1) - \vec{k}_{R_2} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_2)] \right]. \quad (\text{II.89})$$

D'autre part, la fonction d'onde Ψ_b se propageant sur le chemin du bas sur la figure II.7 est diffractée dans l'ordre 0 par le premier réseau R_1 , dans l'ordre 1 par le deuxième réseau R_2 et diffractée dans l'ordre -1 par le réseau R_3 . De la même manière que précédemment, on tire l'expression de Ψ_b :

$$\Psi_b = \alpha_1(0) \alpha_2(1) \alpha_3(-1) \exp \left[i [\vec{k} \cdot \vec{r} + \vec{k}_{R_2} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_2) - \vec{k}_{R_3} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_3)] \right] \quad (\text{II.90})$$

$$\equiv a_b \exp \left[i [\vec{k} \cdot \vec{r} + \vec{k}_{R_2} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_2) - \vec{k}_{R_3} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_3)] \right]. \quad (\text{II.91})$$

Ces deux ondes partielles sont cohérentes et elles interfèrent lors de leur recouvrement spatial à la sortie du troisième réseau. L'intensité sur le détecteur au point $\vec{r}$ est donc le module au carré de la somme des amplitudes Ψ_h et Ψ_b :

$$I = |\Psi_h + \Psi_b|^2. \quad (\text{II.92})$$

Cette intensité dépend de la position $\vec{r}$ sur le détecteur et s'écrit, si les deux amplitudes a_h et a_b ont la même phase,

$$I(\vec{r}) = I_0 \left[1 + C \cos \left((\vec{k}_{R_1} - 2\vec{k}_{R_2} + \vec{k}_{R_3}) \cdot \vec{r} - (\vec{k}_{R_1} \cdot \vec{r}_1 - 2\vec{k}_{R_2} \cdot \vec{r}_2 + \vec{k}_{R_3} \cdot \vec{r}_3) \right) \right] \quad (\text{II.93})$$

où I_0 est l'intensité moyenne et C est le contraste des franges d'interférence. Comme en optique, l'intensité moyenne I_0 est la somme des intensités de chaque onde partielle :

$$I_0 = |\alpha_1(1) \alpha_2(-1) \alpha_3(0)|^2 + |\alpha_1(0) \alpha_2(1) \alpha_3(-1)|^2 = |a_h|^2 + |a_b|^2. \quad (\text{II.94})$$

Et le contraste des franges est défini comme le rapport suivant

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (\text{II.95})$$

où $I_{\max}$ et $I_{\min}$ désignent respectivement l'intensité maximum et l'intensité minimum. Il vaut en fonction des amplitudes a_h et a_b

$$C = \frac{2a_h a_b}{a_h^2 + a_b^2} \quad (\text{II.96})$$

Si les réseaux R_1 et R_3 sont strictement identiques, les amplitudes a_h et a_b sont égales. Dans ce cas où l'interféromètre est symétrique, l'intensité I_0 se simplifie en

$$I_0 = 2|a_h|^2 = 2|\alpha_1(1) \alpha_2(-1) \alpha_1(0)|^2 \quad (\text{II.97})$$

et le contraste vaut $C = 1$.

Une propriété importante de cet interféromètre est que le déphasage entre les deux chemins ne dépend pas du vecteur d'onde incident $\vec{k}$. On parle donc d'achromaticité de l'interféromètre car toutes les longueurs d'onde atomique λ_{dB} contribuent de la même manière au signal d'interférences ; et ce même si les chemins à l'intérieur de l'interféromètre sont différents en raison de la sensibilité de la diffraction à λ_{dB} . Ce point est critique car en raison de la distribution de vitesse longitudinale des jets thermiques, il est impossible de disposer en pratique d'une source très monochromatique d'ondes atomiques. Cependant, il faut noter que cette propriété n'est vérifiée qu'en l'absence de perturbation de la propagation par des champs extérieurs. En effet, le déphasage induit par une perturbation de la propagation des ondes atomiques dépend en général de la longueur d'onde de de Broglie.

II.2.1 Observation des franges d'interférence

La phase du cosinus dans l'équation II.93 est formée de deux termes. Le premier terme dépend de la position $\vec{r}$ sur le détecteur et va donc donner naissance à un système de franges sur la surface du détecteur. Ces franges résultent de l'interférence entre deux ondes planes de vecteurs d'onde $\vec{k} + \vec{k}_{R_1} - \vec{k}_{R_2}$ et $\vec{k} + \vec{k}_{R_2} - \vec{k}_{R_3}$ différents. Après intégration sur la surface du détecteur, le signal d'interférences disparaît dans le cas général. Il faut de ce fait éliminer absolument ce terme pour ne garder que le second terme de la phase. Cette condition sur l'enregistrement de franges bien contrastées se traduit mathématiquement par l'annulation de la différence $\delta\vec{k}$ entre les deux vecteurs d'onde qui interfèrent, soit

$$\delta\vec{k} = \vec{k}_{R_1} - 2\vec{k}_{R_2} + \vec{k}_{R_3} = \vec{0}. \quad (\text{II.98})$$

La manière la plus simple d'assurer cette condition est de rendre les trois vecteurs d'onde $\vec{k}_{R_i}$ parallèles entre eux et parallèles à l'axe $\vec{x}$. La condition II.98 assure qu'une erreur sur le parallélisme entre deux réseaux peut être compensée par une erreur opposée sur le troisième. En effet, l'annulation du vecteur $\delta\vec{k}$ peut se faire en modifiant un seul vecteur $\vec{k}_{R_i}$, les deux autres étant fixes. Plus précisément, si on est proche de la condition d'alignement II.98 mais que chaque vecteur d'onde fait un angle δ_i petit avec l'axe $\vec{x}$ dans le plan $(\vec{x}, \vec{y})$, soit $\vec{k}_{R_i} = k_R(\cos\delta_i\vec{x} + \sin\delta_i\vec{y})$, la différence $\delta\vec{k}$ est, au premier ordre en θ_i ,

$$\delta\vec{k} = k_R(\delta_1 - 2\delta_2 + \delta_3)\vec{y}. \quad (\text{II.99})$$

Ce vecteur est parallèle à l'axe $\vec{y}$ et la phase $\delta\vec{k} \cdot \vec{r}$ va donc créer des franges sur la surface du détecteur. La perte de contraste due à ce mauvais alignement sera rediscutée dans le chapitre V.

Le second terme de phase, noté Φ ne dépend pas de la position sur le détecteur mais uniquement de la position relative des trois réseaux :

$$\Phi = \vec{k}_{R_1} \cdot \vec{r}_1 - 2\vec{k}_{R_2} \cdot \vec{r}_2 + \vec{k}_{R_3} \cdot \vec{r}_3. \quad (\text{II.100})$$

Grâce à cette phase il est aisé d'introduire un déphasage entre les deux bras de l'interféromètre. En effet, si le premier ou le troisième réseau se déplace par rapport aux autres dans la direction parallèle à son vecteur réciproque $\vec{k}_{R_i}$ c'est-à-dire la direction $\vec{x}$, la phase Φ varie périodiquement avec la période du réseau $a = 2\pi/k_R$. En raison du facteur 2 dans le deuxième terme de l'équation II.100, le déplacement du réseau R_2 induit quant à lui une variation périodique de période la moitié du pas du réseau. Dans la pratique,

il suffit de déplacer un des miroirs créant les ondes stationnaires, les deux autres étant maintenus fixes, pour faire défiler sur le détecteur les franges d'interférences successives. Cette remarque implique aussi que l'appareil est extrêmement sensible à toute source de vibration induisant un déplacement relatif des miroirs et cette sensibilité doit être prise en compte lors du montage expérimental.

II.3 Conclusion

On a montré dans ce chapitre comment traiter théoriquement le phénomène de diffraction atomique par une onde laser stationnaire quasi-résonante. On a vu en particulier l'utilité dans ce traitement de l'introduction des états de Bloch. Ce formalisme a permis ensuite une étude plus détaillée de la diffraction de Bragg. Cette étude a mis en évidence la sélectivité du processus de Bragg ainsi que les paramètres expérimentaux régissant la diffraction. On a ensuite prouvé qu'il est possible grâce au processus de diffraction de Bragg de construire un interféromètre atomique comportant très peu de faisceaux parasites. Grâce à un montage de type Mach-Zehnder à trois réseaux, on sépare spatialement les deux chemins qui interfèrent en sortie. Si on néglige toute perturbation par l'environnement, la différence de phase entre les deux bras de l'interféromètre dépend uniquement de deux termes : l'un, dépendant de la position sur le détecteur, doit être éliminé par l'alignement des réseaux pour obtenir un bon contraste; l'autre, qui ne dépend que des positions relatives des réseaux, peut servir à balayer l'interférogramme.

Chapitre III

Dispositif expérimental

Dans ce chapitre sera décrit en détail le dispositif expérimental que nous avons utilisé pour observer les franges d'interférences atomiques. Il est tout d'abord nécessaire de disposer d'une source d'atomes très intense, très brillante et presque monocinétique. Cette source est dans notre expérience un jet supersonique de lithiumensemencé dans l'argon. Elle sera décrite dans la première partie de ce chapitre. Pour assurer leur libre propagation, les atomes sont placés dans une enceinte à vide dont les dimensions sont imposées par celles de l'interféromètre atomique. Celles-ci sont fixées par l'angle de diffraction des atomes et par l'objectif de pouvoir séparer physiquement les deux bras de l'interféromètre. La seconde partie du chapitre est dédiée à la description de cette enceinte et de son système de pompage. L'étape principale de préparation du jet est sa collimation transverse dans une direction. Les besoins et la réalisation de cette collimation seront détaillés dans une troisième section. Les atomes pénètrent finalement dans l'interféromètre proprement dit. Ce dernier est constitué d'une série de trois ondes stationnaires formées par réflexion d'une onde laser sur des miroirs. La réalisation de ces réseaux de phase ainsi que leur alignement constitue l'objet de la dernière partie de ce chapitre. L'ultime étape qui réside en la détection des atomes sortant de l'interféromètre est étudiée plus en détail dans le chapitre suivant.

III.1 Le jet supersonique de lithium

III.1.1 Théorie du jet supersonique

La technique standard de production d'un jet d'atomes alcalins consiste à chauffer l'élément dans un four percé d'un petit trou par lequel sortent les atomes. Le chauffage

sert à élever la pression de vapeur saturante de l'alcalin. On peut distinguer deux régimes de fonctionnement pour un jet atomique :

- si la pression à l'intérieur du four est faible, les atomes passent de l'intérieur du four à l'extérieur sans subir de collisions. Il faut pour cela que le libre parcours moyen soit typiquement plus grand que le diamètre de la buse de sortie. On parle alors de régime effusif.
- Au contraire si la pression dans le four est suffisamment élevée, chaque atome subit des collisions, éventuellement nombreuses, entre l'instant où il sort du four et celui où il se propage librement dans le vide. Ces collisions freinent les atomes rapides et accélèrent les atomes lents. Le jet tend à devenir monocinétique : c'est le régime supersonique.

Pour deux fours identiques (même buse et même température), le jet effusif se révèle être plus intense que le jet supersonique. Mais les atomes d'un jet effusif ont une distribution de vitesse longitudinale beaucoup plus large que ceux d'un jet supersonique. Or la distribution en vitesse des atomes est directement reliée à la monochromaticité de la source d'ondes atomiques par la formule de de Broglie : plus la distribution des vitesses est étroite, plus la source est monochromatique. Et la polychromaticité de la source est un facteur limitant essentiel dans de nombreuses mesures interférométriques comme nous le verrons par la suite (voir chapitre VI). Nous avons donc choisi de nous placer en régime supersonique.

Cependant, il est difficile d'atteindre le régime supersonique uniquement par augmentation de la pression de vapeur saturante du lithium. Pour obtenir un jet supersonique, on ajoute un gaz non réactif, en général un gaz rare, dont la détente va imposer au jet de lithium un écoulement supersonique. Nous ne considérons dans ce chapitre que le cas particulier où le gaz porteur est l'argon. Un tel jet peut être décrit par deux séries d'équations valables chacune dans une zone de la propagation. A la sortie du four quand la densité de particules est encore importante, les collisions entre atomes assurent l'équilibre thermodynamique local et l'écoulement est régi par les lois de la dynamique des fluides : on parle de régime hydrodynamique. La densité du jet n décroissant au fur et à mesure du déplacement selon l'axe horizontal (Oz), il arrive un point à partir duquel on peut supposer qu'aucune collision ne se produit plus entre les atomes du jet. Notons z_c la distance de ce point à la buse. On appelle régime moléculaire le comportement du jet sans collision pour $z > z_c$. On place en outre un écorceur de rayon r_s à une distance z_s voisine de z_c .

Le détail des équations décrivant le jet supersonique est donnée dans l'appendice B. On reprendra ici uniquement les résultats du calcul pour obtenir des estimations du flux dans les conditions expérimentales. Pour connaître l'intensité du jet de lithium, il faut d'abord connaître l'intensité du jet d'argon. En raison de la forme de l'écoulement, un jet supersonique est plus intense qu'un jet effusif de même débit. L'accroissement d'intensité est donné par le facteur K_γ qui vaut 2 pour un gaz monoatomique [192] :

$$I_{Ar} = K_\gamma \frac{\dot{N}_{Ar}}{\pi}. \quad (\text{III.1})$$

Dans cette équation, $\dot{N}_{Ar}$ dénote le débit du jet d'argon. Pour une pression d'argon $p_{Ar} = 250$ mbar, une buse de diamètre $d = 200 \mu\text{m}$ et une température du four de $T_0 = 1000$ K, ce débit vaut $\dot{N}_{Ar} = 1,9 \times 10^{19}$ atomes/s. On en déduit $I_{Ar} = 1,2 \times 10^{19}$ atomes/s/sr. Cette intensité dépend assez peu de la température du four car elle est seulement proportionnelle à $T_0^{1/2}$. Le rapport de l'intensité du jet de lithium I_{Li} sur la densité de vapeur saturante de lithium n_{Li}^o est égal au rapport de l'intensité du jet d'argon I_{Ar} sur la densité d'argon dans le four n_{Ar}^o donc

$$I_{Li} = \frac{n_{Li}^o}{n_{Ar}^o} I_{Ar} = \frac{p_{Li}}{p_{Ar}} I_{Ar} \quad (\text{III.2})$$

où p_{Li} et p_{Ar} désignent respectivement les pressions de lithium et d'argon dans le four. L'intensité du jet de lithium est indépendante de la pression du gaz porteur mais dépend fortement de la température du four par l'intermédiaire de la pression de vapeur saturante p_{Li} . En effet, dans la gamme 700-1000 K, cette pression vaut en fonction de la température T_0 du four [193]

$$\log_{10}(p_{Li}) = 8,012 - \frac{8172}{T_0} \quad (\text{III.3})$$

où p_{Li} est exprimé en Torr. La représentation graphique de cette formule est donnée sur la figure III.1. A 1000 K, la pression de vapeur saturante du lithium est de 0,9 mbar, d'où on tire

$$I_{Li} = 4,4 \times 10^{16} \text{ atomes/s/sr}. \quad (\text{III.4})$$

D'autres paramètres importants qui définissent le jet atomique sont fixés dès lors qu'on entre dans le régime moléculaire : la vitesse moyenne des atomes et la largeur de la distribution de vitesse autour de cette valeur moyenne. La vitesse moyenne v_∞ est donnée par

$$v_\infty = \sqrt{5 \frac{k_B T_0}{m_{Ar}}} \quad (\text{III.5})$$

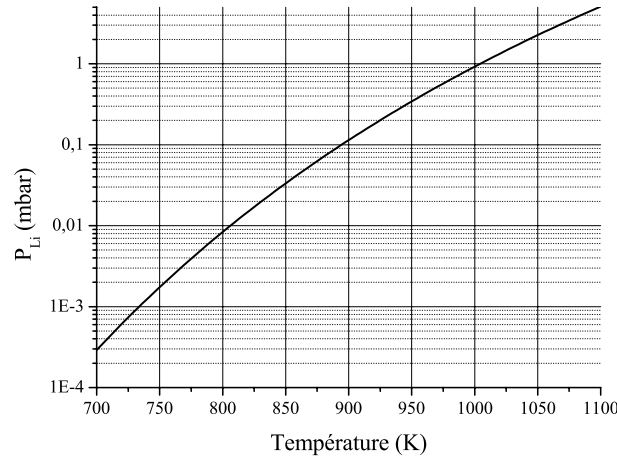


FIG. III.1 – Pression de vapeur saturante du lithium en mbar en fonction de la température en K.

et vaut $v_\infty = 1020$ m/s pour les conditions expérimentales précédentes. La distribution de vitesse longitudinale est de la forme $v^3 \exp\left(-(\nu - v_\infty)^2 / \alpha_{//Li}^2\right)$ [194] mais peut être considérée comme gaussienne quand cette distribution est étroite ($\alpha_{//Li} \ll v_\infty$). La distribution de vitesse longitudinale est d'autant plus étroite que la pression de gaz porteur est élevée. Pour une pression d'argon de 250 mbar, la dispersion en vitesse vaut $\alpha_{//Li} = \alpha_{//Ar} \sqrt{\frac{m_{Ar}}{m_{Li}}} = 326$ m/s (voir appendice B).

Pour déterminer le débit d'atomes atteignant le détecteur, il faut connaître le nombre d'atomes émis par unité de temps, de surface et d'angle solide qu'on peut appeler "luminance" du jet par analogie avec la lumière. La "luminance" L est le rapport du flux atomique $\dot{N}_{Li}$ sur la surface d'émission S_s multipliée par l'angle-solide d'émission $\Delta\Omega_e$:

$$L = \frac{d^5 N}{dt d^2 S d^2 \Omega} = \dot{N}_{Li} \frac{1}{S_s \Delta\Omega_e}. \quad (\text{III.6})$$

Comme le flux atomique $\dot{N}_{Li}$ est le produit de l'intensité du jet I_{Li} par l'angle solide défini par l'écorceur vu de la buse $\Delta\Omega_s = S_s / z_s^2$, on peut écrire

$$L = I_{Li} \frac{1}{z_s^2 \Delta\Omega_e} \quad (\text{III.7})$$

$$\text{avec } \Delta\Omega_e = \pi \left(\frac{\alpha_{//Li}}{v_\infty} \right)^2 = \pi \frac{2 m_{Ar} T_{//}}{5 m_{Li} T_0}. \quad (\text{III.8})$$

$$(\text{III.9})$$

Pour limiter les collisions après l'écorceur qui pourraient fortement réduire l'intensité du jet, celui-ci est placé à une distance $z_s = 2$ cm. Si on utilise la valeur de l'intensité calculée au paragraphe précédent, la luminance vaut $L = 3,4 \times 10^{20}$ atomes/s/m²/sr.

Deux fentes 1 et 2 de dimensions respectives $h_1 \times e_1$ et $h_2 \times e_2$ placées aux positions z_1 et z_2 collimatent le jet de telle sorte qu'après collimation le débit du jet est le produit de la "luminance" par l'angle-solide de collimation et par la surface émettrice effective

$$\dot{N}_{Li\text{coll}} = L \frac{e_2 h_2}{(z_2 - z_c)^2} \frac{(e_1 h_1)(z_2 - z_c)^2}{(z_2 - z_1)^2}. \quad (\text{III.10})$$

Les deux derniers termes du second membre représentent 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 sur le plan $z = z_s$ à partir du centre de la fente 2. Après simplification, il vient

$$\dot{N}_{Li\text{coll}} = L \frac{(e_2 h_2)(e_1 h_1)}{(z_2 - z_1)^2}. \quad (\text{III.11})$$

Les deux fentes de collimation ont une largeur respective $e_1 = 20 \mu\text{m}$ et $e_2 = 12 \mu\text{m}$ et sont séparées de 76 cm. La hauteur utile de ces fentes est définie par la portion du jet qui sera détectée. Celle-ci est limitée d'un côté par l'écorceur de diamètre 1 mm et de l'autre côté par un trou de diamètre 3 mm placé juste avant le détecteur. Comme ces deux extrémités sont distantes de 3 m et que la première fente est placée environ 40 cm après l'écorceur, les hauteurs utiles des fentes sont respectivement $h_1 = 1,5 \text{ mm}$ et $h_2 = 1,8 \text{ mm}$. Avec ces grandeurs expérimentales, on calcule un flux total après collimation

$$\dot{N}_{Li\text{coll}} = 3,8 \times 10^5 \text{ atomes/s.} \quad (\text{III.12})$$

III.1.2 Conception du four

Le lithium est de tous les alcalins celui dont le point de fusion est le plus élevé, soit 180°C [195]. Il est de ce fait solide à température ambiante, bien qu'assez mou pour être découpé au couteau. Il faut aussi le chauffer bien plus que les autres alcalins pour obtenir la même pression de vapeur saturante. Un four de lithium est donc comparative-ment plus difficile à réaliser qu'un four de césium ou de sodium par exemple. Dans la pratique, il faut pouvoir amener le lithium jusqu'à une température voisine de 1000 K (voir paragraphe III.1.1). Pour atteindre une telle température deux voies de chauffage sont habituellement envisagées : soit un chauffage par conduction à l'aide de résistances chauffantes, soit un chauffage par rayonnement à l'aide d'arceaux de tungstène portés à très haute température. La première alternative ne permet pas d'atteindre facilement des températures supérieures à 1300 K car les éléments chauffants fournis habituellement par la firme Thermocoax ne peuvent pas fonctionner au delà d'environ 1000°C . Cependant

la solution de chauffage par rayonnement, même si elle permet des températures proches de 1600 K, est d'une mise en œuvre plus lourde puisqu'elle nécessite d'une part des courants de plusieurs centaines d'ampères et d'autre part l'évacuation de toute la puissance de chauffage du four voisine de 10 kW pour des températures de 1600 K. Nous avons donc choisi la technique de chauffage par conduction en utilisant des résistances vendues par la firme Thermocoax.

D'autre part, pour éviter tout bouchage de la buse, la partie avant du four doit être surchauffée afin d'empêcher la condensation de vapeur au niveau de l'ouverture.

Partant de ces considérations, un premier four constitué de trois parties chauffées indépendamment a été réalisé en acier inoxydable usuel (Z3CN18.10) (voir figure III.2) :

- une série de deux plaques à l'arrière entre lesquelles se trouvait un premier élément chauffant et par où le gaz porteur arrivait
- la partie principale contenant le lithium sur laquelle était bobinée un deuxième élément chauffant
- l'avant entouré aussi d'un élément chauffant et se terminant par la buse.

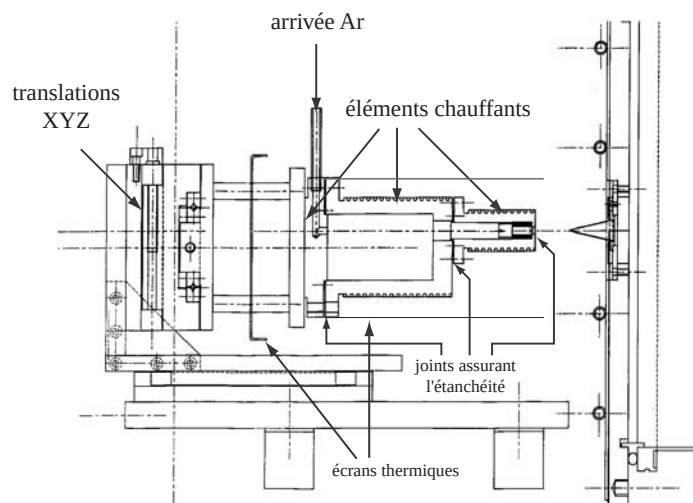


FIG. III.2 – Première version du four de lithium (l'écran thermique n'est pas représenté). Sur la droite, le flasque portant l'écorceur est recouvert d'une paroi en cuivre refroidie à l'eau.

La température de ces trois pièces était mesurée et régulée séparément. On notera sur le schéma que, pour minimiser la puissance perdue par conduction, le four est fixé sur des colonnettes de petit diamètre et qu'il est entouré d'un écran thermique renvoyant vers le four une fraction de la puissance perdue par rayonnement (environ la moitié).

Les premières figures de diffraction du lithium ont été obtenues grâce à ce four. Une version améliorée a, par la suite, été mise en place. Par rapport au four précédent, le nouveau présente les avantages suivants :

- il est plus petit et nécessite donc une puissance totale de chauffage plus faible et la puissance rayonnée ne chauffe plus l'enceinte à vide, grâce à un écran refroidi à l'eau qui l'entoure
- l'installation plus réfléchie des éléments chauffants permet désormais d'atteindre une température supérieure à 700°C
- malgré une buse de diamètre plus petit (200 μm au lieu de 300 μm), le four ne se bouche plus aussi souvent
- l'étanchéité est meilleure car il n'y a plus aucun joint dans la partie chauffée et grâce au nouveau profil des couteaux qui a permis d'utiliser pour les joints une matière plus molle que le molybdène, évitant ainsi la perte de tout le lithium par une fuite au niveau des joints
- le lithium liquide étant très mouillant, l'arrivée de gaz porteur se fait loin de la zone chaude pour empêcher un bouchage du tube de gaz par du lithium re-solidifié.

La dernière version du four s'inspire fortement du four de lithium réalisé au LASIM de Lyon dans l'équipe de M. Broyer pendant la thèse de Ph. Dugourd [196] qui utilisait un chauffage radiatif pour atteindre de plus hautes températures. Ce four est composé de deux parties différentes (voir figure III.3) : un premier tube creux contient le lithium alors que les éléments chauffants sont bobinés sur une autre pièce cylindrique qui est ajustée pour s'enquiller sur le premier tube. Pour limiter au maximum les risques de fuite, la buse de diamètre 200 μm est percée directement dans la pièce contenant le lithium et l'étanchéité est assurée par un seul joint en nickel de type Con Flat standard (CF35) placé à l'arrière sur une pièce refroidie. Le lithium lui-même est déposé sous forme solide dans une barquette entourée de part et d'autre par des tampons de toile métallique. Ces deux tampons, obtenus par compression d'une grille métallique de pas très fin (fils de diamètre 36 μm espacés de 45 μm), servent à filtrer les impuretés qui risquent de boucher la buse. De plus, l'arrière du four est maintenu froid par une circulation d'eau ce qui permet d'éviter l'obstruction de l'arrivée de gaz porteur. Les pertes par conduction liées au gradient thermique ainsi créé sont minimisées par la réduction de l'épaisseur du tube d'acier inoxydable.

La partie chauffante se compose d'une zone sur laquelle s'enroule deux éléments

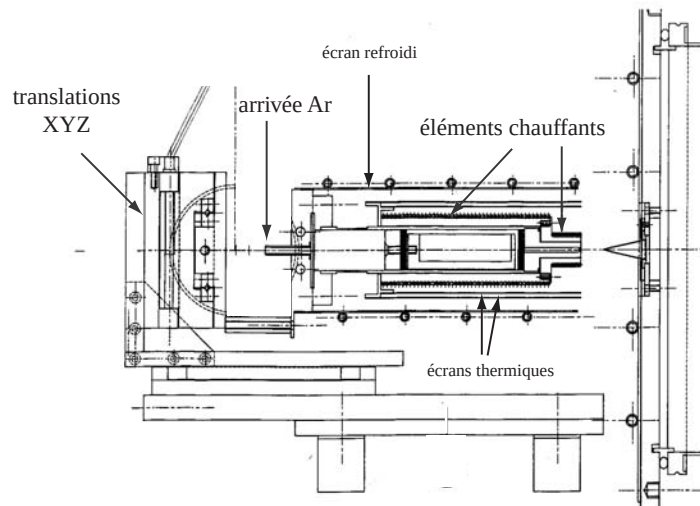


FIG. III.3 – Deuxième version du four de lithium

chauffants de gros diamètre et d'une zone de plus faible diamètre dédiée au chauffage de l'avant du four. La température de chacune de ces zones est contrôlée et régulée séparément. Les pertes par rayonnement sont proportionnelles à la surface extérieure totale du four et l'énergie apportée dépend essentiellement de la longueur de Thermocoax bobinée autour du four. Donc plus le bobinage du Thermocoax est serré, plus le chauffage du four est efficace. Compte tenu de cette remarque, le bobinage est jointif sur la partie avant et l'écartement entre deux spires sur la partie principale est réduit au maximum admissible pour la tenue du Thermocoax c'est-à-dire 0,1 mm. Pour diminuer encore la puissance nécessaire au chauffage, le four est entouré d'une série de deux écrans thermiques. En effet, en écrivant l'équilibre thermique entre le four et l'extérieur pour une puissance de chauffage fixée, on peut montrer que la température d'équilibre T du four entouré de n écrans vaut en fonction de la température d'équilibre T_0 sans écran :

$$T = \sqrt[n+1]{T_0}. \quad (\text{III.13})$$

Cette formule simpliste est valable dans le cas limite d'une géométrie plane infinie si on suppose que les écrans sont des corps noirs (ou des corps gris ayant même émissivité) et si on néglige la température extérieure mais elle a l'avantage de bien mettre en évidence l'intérêt pratique des écrans thermiques.

Une dernier écran refroidi à l'eau et donc sans intérêt du point de vue du gain de puissance sert à évacuer la chaleur rayonnée vers l'extérieur. Les améliorations apportées au four ont permis d'atteindre une température de 750°C (800°C sur l'avant surchauffé).

III.2 Le montage à vide

L'enceinte à vide construite pour assurer la libre propagation des atomes de lithium est représentée sur la figure III.4. Je décrirai succinctement dans ce paragraphe le rôle de chaque partie du montage. Puis j'exposerai les besoins en matière de pompage pour chaque partie et les solutions employées pour répondre à ces besoins.

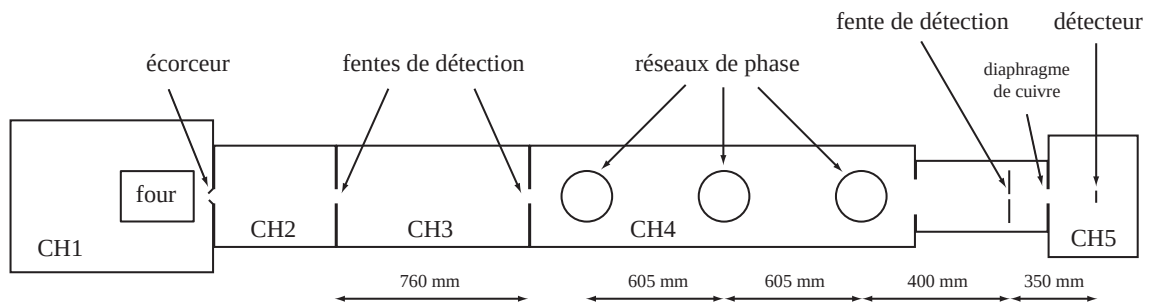


FIG. III.4 – Schéma du montage à vide

III.2.1 Description de l'enceinte à vide

Le montage à vide peut se décomposer en cinq modules différents que je noterai dans la suite CH1 à CH5. La source du jet décrite au paragraphe précédent se trouve dans la première chambre. La pression y est donc relativement élevée. Le deuxième module permet d'atteindre un vide tel que les atomes se propagent sans collision. Il est aussi destiné à la préparation des atomes par interaction avec un faisceau laser (pompage optique, refroidissement transverse...). Vient ensuite l'étape de collimation latérale du jet dans la troisième enceinte. Cette chambre est vide à l'exception des deux fentes décrites plus loin servant à la collimation et qui sont placées à chacune des extrémités. L'interféromètre lui-même se situe dans la quatrième partie. Cette partie est constituée de quatre pièces tubulaires : les trois premières permettent le passage des trois ondes stationnaires et la dernière contient la fente qui permet la sélection d'un faisceau de sortie de l'interféromètre. Pour finir le détecteur proprement dit est installé dans la cinquième chambre. Celle-ci est construite avec la technologie ultra-vide et peut-être isolée du reste de l'expérience par une vanne manuelle.

III.2.2 Système de pompage

La pression résiduelle dans l'essentiel du montage doit être suffisamment faible pour que le libre parcours moyen des atomes soit grand devant les distances qu'ils parcourent. Pour obtenir un libre parcours moyen de l'ordre de 10 m, il faut que la pression soit de l'ordre de 10^{-6} mbar dans les enceintes. Nous avons utilisé pour le pompage de ces modules, ainsi que pour celui de la source, des pompes à diffusion d'huile qui étaient déjà disponibles suite au démontage d'une expérience antérieure. La pompe à diffusion placée sous le four reçoit la quasi-totalité du gaz introduit par le jet supersonique donc une pompe à palettes à 2 étages Leybold D65B de débit $65 \text{ m}^3/\text{h}$ est dédiée entièrement à son pompage primaire. Au contraire, comme la charge de gaz est faible dans les chambres CH2 à CH4, une seule autre pompe de même type (Alcatel 2063 de débit $65 \text{ m}^3/\text{h}$) est attribuée au pompage primaire des autres pompes à diffusion. La chambre du détecteur quant à elle requiert une pression résiduelle plus faible et exempte de toute trace d'huile; nous utilisons de ce fait une pompe turbomoléculaire plutôt qu'une pompe à diffusion. Pour être totalement indépendante du reste de l'expérience, cette pompe secondaire dispose de sa propre pompe primaire de débit $15 \text{ m}^3/\text{h}$ (Alcatel 2020).

On a montré plus haut que le débit sortant du four est de $1,9 \times 10^{19}$ atomes par seconde dans les conditions typiques de fonctionnement ce qui correspond à température ambiante et dans une unité plus commode à environ 1 mbar.l/s. Une pompe VHS400 (Varian) de débit nominal 8000 l/s mais dont le débit réel semble notablement inférieur permet d'assurer une pression résiduelle inférieure à 10^{-3} mbar. La charge de gaz de la deuxième enceinte est encore essentiellement due au débit de gaz provenant de CH1 et entrant par l'écorceur et vaut environ 10^{-3} mbar.l/s. On atteint en fonctionnement un vide limite de quelques 10^{-6} mbar grâce à une pompe VHS6 (Varian) de débit nominal 2400 l/s surmontée d'un baffle refroidi. L'usage de baffles refroidis est indispensable pour cette pompe et toutes les suivantes car les enceintes CH2 et CH4 contiennent des éléments optiques susceptibles de perdre leur qualité si ils sont recouverts d'huile rétrodiffusée par les pompes. A partir de la chambre de collimation, la quantité de gaz apportée par le jet supersonique est négligeable devant le dégazage des parois en inox et des joints en Viton. Des valeurs données par la littérature [197], on tire dans notre cas particulier un débit induit par ce dégazage de 7×10^{-5} mbar.l/s. La pompe Alcatel Crystal 162 installée sous la troisième enceinte de vitesse de pompage 700 l/s donne donc un vide limite de l'ordre

de 10^{-7} mbar. Dans la chambre de l'interféromètre, le dégazage des parois et des joints est du même ordre que pour CH₃ soit environ 10^{-4} mbar.l/s. Mais pour certaines expériences comme celles de la mesure de l'indice de réfraction des gaz pour les ondes atomiques, il faut injecter un débit de gaz dans cette enceinte pouvant atteindre 10^{-4} mbar.l/s. Ceci nous a poussé à installer une assez forte vitesse de pompage sous la forme de deux pompes Varian VHS4 (vitesse nominale 1200 l/s) pour assurer en toutes circonstances un vide inférieur à 10^{-6} mbar dans cette partie.

Un point critique déterminant les performances ultimes des pompes à diffusion est l'huile utilisée. La première pompe recevant une quantité non négligeable de lithium est remplie d'une huile spéciale (Invoil 30) résistant bien aux produits réactifs comme les alcalins. Les autres pompes nécessitent uniquement une huile dont la pression de vapeur saturante est très faible et ceci pour diminuer le vide limite de la pompe seule. La meilleure huile dans ce domaine est celle de la firme Monsanto (Santovac 5) [198] mais son prix extrêmement élevé nous a conduit ne l'utiliser que dans les trois dernières pompes à diffusion. La VHS6 est remplie d'une huile de bonne qualité mais meilleur marché (DC704 de la firme Dow Corning).

Pour diminuer au maximum le signal parasite émis par le détecteur, il faut disposer d'un vide très poussé et très propre. Pour ce faire, la dernière chambre est pompée par une pompe turbo-moléculaire Leybold 151 de débit 110 l/s. De plus un soufflet isole cette pompe du bâti lui-même pour limiter les vibrations de l'interféromètre. La vitesse de pompage effective n'est donc finalement que de 60 l/s, ce qui pousse à réduire le plus possible la communication entre CH₄ et CH₅. Dans ce but, un disque de cuivre percé d'un trou de 3 mm de diamètre est installé à la place du joint de cuivre classique qui assure l'étanchéité entre la vanne ultra-vide et la chambre du détecteur. La conductance de ce petit trou est de l'ordre de 1 l/s, ce qui implique que le débit de gaz de CH₄ vers CH₅ est pratiquement négligeable car de l'ordre de 10^{-7} mbar.l/s. Comme cette enceinte est très rarement mise à l'air, nous avons pu atteindre une pression résiduelle meilleure que 10^{-8} mbar sans étuvage.

III.3 Collimation du jet

III.3.1 Besoins et réalisation pratique

Comme il a été dit précédemment, il est essentiel que le jet atomique soit très bien collimaté : pour séparer les deux faisceaux diffractés et donc les deux bras de l'interféromètre, il faut que la divergence du jet atomique soit largement inférieure à l'angle de diffraction. Il faut aussi que le jet ait une largeur plus petite que la séparation entre les deux bras vers le milieu de l'interféromètre afin de pouvoir appliquer une perturbation sur un bras indépendamment de l'autre. Finalement, il existe un dernier critère nécessaire à l'observation des franges : les deux sorties complémentaires de l'interféromètre doivent être séparées dans le plan de détection puisque le détecteur ne peut pas discriminer les atomes provenant de ces deux sorties. Ce critère est le plus sévère puisqu'il impose la séparation des deux faisceaux atomiques à 40 cm du dernier réseau de l'interféromètre. L'angle de diffraction étant typiquement de l'ordre de $160 \mu\text{rad}$, la largeur des faisceaux doit être inférieure à $57 \mu\text{m}$. La divergence maximale qui assure la complète séparation des faisceaux est donc $33 \mu\text{rad}$. Pour obtenir une divergence inférieure à $40 \mu\text{rad}$, on doit installer deux fentes d'au maximum $20 \mu\text{m}$ de large et séparées d'un mètre. Dans notre expérience, la distance entre les deux fentes est de 76 cm et la première fente a une largeur de $20 \mu\text{m}$ alors que la seconde ne mesure que $12 \mu\text{m}$ de large. La divergence ainsi obtenue est de $42 \mu\text{rad}$. Cette valeur est un peu plus élevée que la limite fixée plus haut mais nous avons dans un premier temps choisi de ne pas augmenter la collimation garder un flux sur le détecteur relativement élevé. Cela implique cependant qu'une partie des faisceaux de sortie ne sera pas exploitable puisque qu'elle ne portera qu'un contraste très faible.

Pour les besoins de l'alignement, ces deux fentes sont montées sur des platines de translation déplaçables sous vide. Ces platines comportent aussi un système qui permet de faire tourner les fentes dans leur plan afin de rendre les deux fentes parallèles entre elles. Une de ces rotations est manoeuvrable sous vide et l'autre, placée sur la première fente, ne peut être actionnée que lorsque l'expérience est mise à l'air.

III.3.2 Fabrication des fentes de collimation

Les fentes utilisées sont réalisées dans des matériaux amagnétiques car les gradients de champ présents à proximité de couteaux magnétiques sont susceptibles de défléchir notablement les atomes de lithium qui sont paramagnétiques et donc de dégrader la col-

limation espérée. Un autre effet des gradients de champ magnétiques très localisés serait d'induire des transitions non adiabatiques entre sous-niveaux Zeeman hyperfins et donc de détruire le pompage optique des atomes de lithium que nous comptons réaliser dans une étape ultérieure. L'équipe de E. Audouard au laboratoire TSI de St-Etienne a réalisé dans ce but un lot de trois fentes percées par laser dans des feuilles d'or minces collées sur des lames d'acier inoxydable. Comme ces lames n'étaient pas parfaitement planes, le contrôle de la focalisation du laser de perçage n'a cependant pas été suffisant pour obtenir des fentes de largeur $20\text{ }\mu\text{m}$ comme nous l'avions demandé. L'observation de la diffraction d'un faisceau lumineux issu d'un laser hélium-néon a permis de déterminer la largeur des fentes que nous avons reçues ainsi que le parallélisme de leurs bords. Sur les trois fentes, une seule présentait des bords relativement parallèles et une largeur d'environ $20\text{ }\mu\text{m}$. Les deux autres fentes se sont révélées beaucoup plus étroites (largeur inférieure à $10\text{ }\mu\text{m}$). De plus le parallélisme de leurs bords était loin de la valeur escomptée, la largeur de ces fentes variant typiquement de plusieurs dizaines de pourcents sur une hauteur de quelques millimètres. Nous avons donc utilisé la fente de $20\text{ }\mu\text{m}$ comme première fente de collimation et mis en place une technique différente pour la fabrication d'autres fentes.

Le laiton est un matériau très peu magnétique et possède l'avantage d'être facilement usinable. Il est donc aisé de fabriquer des lames de laiton de quelques millimètres d'épaisseur dont un des bords est biseauté avec un angle d'environ 45° . Le couteau ainsi obtenu est ensuite poli; ce qui permet de réduire ses irrégularités à des amplitudes de l'ordre du micromètre. On colle finalement deux de ces couteaux en vis-à-vis en contrôlant l'espacement et le parallélisme des deux bords sous un microscope. Cette technique a permis de fabriquer une fente dont la largeur est estimée à $12\text{ }\mu\text{m}$ par diffraction laser. Et l'écart au parallélisme parfait est inférieur au milliradians.

III.3.3 Améliorations possibles

Une première amélioration qui ne changerait en rien les résultats expérimentaux mais augmenterait grandement le "confort" expérimental consisterait à installer à la place des fentes actuelles des fentes de largeur ajustable (par transducteur piézoélectrique par exemple). Cependant le prix assez élevé d'un tel système nous a contraint à n'acheter dans un premier temps un système de ce type uniquement pour la fente de détection et pas pour les fentes de collimation.

Une autre idée pour améliorer le système de collimation actuel serait de refroidir

transversalement le jet atomique par laser avant l'étape de collimation par les fentes. Le refroidissement transverse par laser est désormais une technique standard en optique atomique [199, 200, 201] et permettrait d'augmenter l'intensité du jet collimaté. Cette étape devrait être réalisée dans la chambre précédant la première fente de collimation car à cause des forces radiatives, il ne faut plus faire interagir les atomes avec de la lumière à résonance après qu'ils aient franchi la première fente de collimation. Nous disposons déjà d'une diode laser à la longueur d'onde nécessaire. Cependant, la réduction de la divergence du jet atomique ne permettrait pas de s'affranchir facilement de la collimation par les fentes. En effet, il faut que la divergence finale du jet collimaté soit inférieure à la déviation angulaire correspondant au recul de l'atome émettant un photon.

III.4 L'interféromètre : réalisation et alignement

L'interféromètre atomique est constitué de trois réseaux de phase que les atomes traversent successivement. Ces réseaux de phase sont des ondes laser stationnaires quasi-résonantes avec une transition du lithium. Ils sont créés par la réflexion d'un faisceau issu d'un laser continu sur des miroirs. L'observation de franges d'interférences repose sur un bon alignement des trois réseaux. Il faut donc prendre grand soin à aligner les miroirs les uns par rapport aux autres. Ce paragraphe présentera tout d'abord la source laser et le montage optique réalisé pour obtenir les trois ondes stationnaires. Les trois miroirs utilisés sont montés sur un banc optique placé à l'intérieur de l'enceinte à vide et décrit dans une deuxième partie. Finalement, la technique d'alignement préliminaire des miroirs sera donnée en détail.

III.4.1 La source laser

Le laser utilisé est un laser à colorant du modèle développé par F. Biraben [202] pompé par un laser à argon ionisé de marque Spectra-Physics (BeamLokTM 2080). Toutes les expériences présentées dans cette thèse ont été réalisées avec du colorant de type DCM de marque Exciton. 0,5 g de colorant dilués dans 250 ml de propylène carbonate et 750 ml d'éthylène glycol permettent d'obtenir en sortie du laser une puissance maximale de 0,5 W pour une puissance du laser de pompe de 5 W. Après avoir traversé un isolateur optique, une partie du faisceau de sortie est prélevée pour contrôler la puissance et la longueur d'onde du laser. On dispose finalement d'une puissance typique de 300 mW

pour réaliser les ondes stationnaires servant de réseaux de phase. Le schéma de montage de l'optique est dessiné sur la figure III.5. Il se compose essentiellement d'un télescope

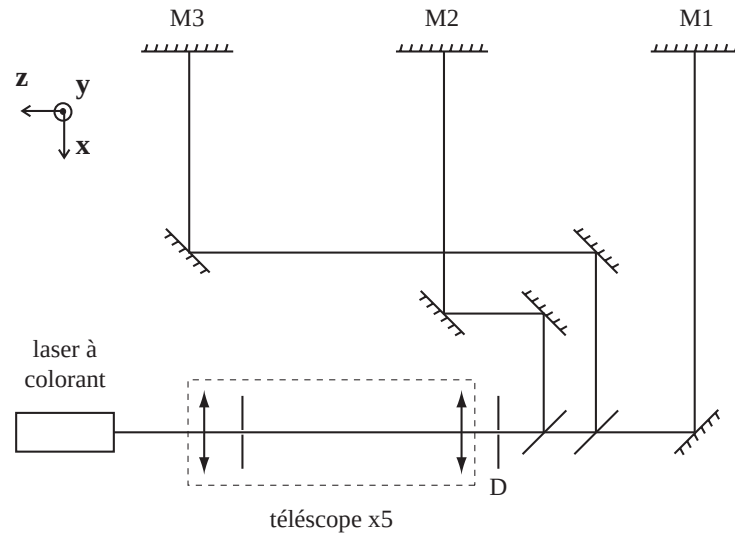


FIG. III.5 – Schéma de l'optique pour la réalisation des ondes stationnaires

qui grossit le diamètre du faisceau d'un facteur 5 et de deux lames séparatrices 50% - 50% qui permettent de réaliser les trois faisceaux lumineux nécessaires. Le télescope est constitué de deux lentilles convergentes de focales respectives 80 et 400 mm. Pour obtenir un faisceau non divergent en sortie du télescope, le plan focal image de la première lentille est pratiquement confondu avec la plan focal objet de la seconde lentille. Les deux plans focaux seraient exactement confondus si le laser n'était pas déjà divergent. Le diamètre final du faisceau laser est défini par un diaphragme D placé juste après le télescope. Celui-ci donne la possibilité de changer rapidement de diamètre des ondes stationnaires sans devoir modifier le télescope. Ces lames séparatrices ont en réalité un coefficient de réflexion voisin de 0,55. La deuxième face n'est pas traitée car on a choisi d'utiliser la polarisation parallèle au plan d'incidence et pour cette polarisation, le coefficient de réflexion à une incidence externe de 45° est très faible, car cette incidence est proche de l'incidence de Brewster.

III.4.2 Description du banc supportant les miroirs

Les trois miroirs servant à créer les ondes stationnaires sont montés sur un même banc optique (voir figure III.6). Ce banc a été conçu pour être le plus rigide possible, en ce qui concerne la flexion dans le plan horizontal, dans les limites qu'impose le système à vide. Cette propriété est essentielle car un assemblage très rigide permet de limiter

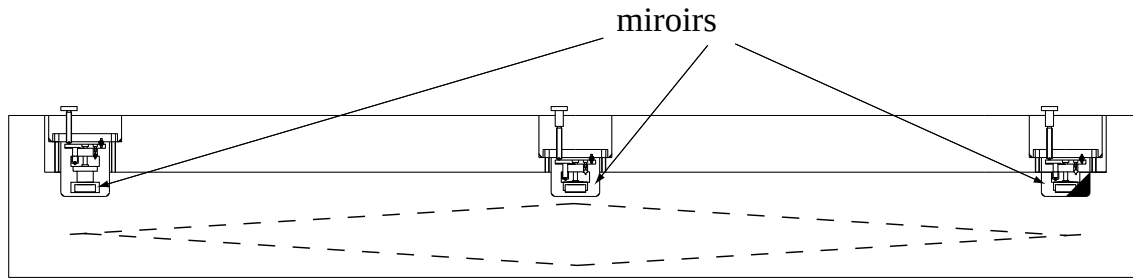


FIG. III.6 – Vue de dessus du banc optique sur lequel sont installés les miroirs servant à la réalisation des ondes stationnaires. Les traits pointillés figurent la forme de l'interféromètre mais la séparation des deux chemins a été largement exagérée pour améliorer la visibilité.

l'amplitude des vibrations relatives des réseaux qui pourraient détériorer le contraste des interférences (voir chapitre II). Chacun des miroirs peut pivoter autour d'un axe vertical (Oy) et d'un axe parallèle au jet atomique (Oz). Ces mouvements de rotation sont contrôlés par un montage point-trait-plan à base de vis micrométriques et ajustés finement par un point-trait-plan utilisant des cales piézo-électriques monté sur le premier point-trait-plan. La rotation mécanique a une sensibilité voisine de $200 \mu\text{rad}$ tandis que la rotation fine possède une course de 1 mrad et une précision de $1 \mu\text{rad}$ (ce qui correspond à une tension de $0,1 \text{ V}$ sur la cale piézo-électrique). Le troisième miroir n'est pas monté directement sur le point-trait-plan piézo-électrique mais sur une cale piézo-électrique cylindrique qui permet un déplacement de $5 \mu\text{m}$ (précision 5 nm) en translation selon l'axe (Ox).

De plus, un interféromètre optique à trois réseaux de type Mach-Zehnder lui aussi est monté directement au-dessus des miroirs. La phase du signal d'interférence optique dépend comme pour l'interféromètre atomique de la position relative des trois réseaux. Cet interféromètre optique permet donc de repérer très précisément la position du miroir mobile par rapport aux autres. Les réseaux utilisés pour l'interféromètre optique sont des réseaux de transmission blazés de pas $5 \mu\text{m}$ fournis par la firme anglaise Paton Hawksley. Faute d'un réseau assez grand, on n'utilise pas trois mais quatre réseaux, le réseau central étant divisé en deux parties. La source lumineuse est un laser hélium-néon placé hors de l'enceinte à vide. Le signal d'interférences est quant à lui enregistré par une photodiode placée aussi hors de l'enceinte à vide.

III.4.3 Alignement des réseaux de l'interféromètre

Les trois réseaux de diffraction que sont les ondes stationnaires doivent être alignés premièrement par rapport au jet atomique pour obtenir le phénomène de diffraction et deuxièmement les uns par rapport aux autres pour maximiser le contraste des franges d'interférences. Ces alignements sont obtenus par la rotation des miroirs décrite précédemment. Comme on l'a vu dans le paragraphe précédent, il est possible d'effectuer le réglage fin des miroirs alors que l'expérience est sous vide. Dans ce cas on observe directement le résultat sur le jet atomique grâce au détecteur à fil chaud. Mais il faut auparavant que les miroirs soient alignés grossièrement, c'est-à-dire à mieux que $500 \mu\text{rad}$. Cette étape qui doit être réalisée à l'atmosphère donc sans jet atomique est détaillée dans la suite.

L'alignement des réseaux nécessite donc deux étapes indépendantes. Tout d'abord, il faut aligner les réseaux les uns par rapport aux autres en tournant les miroirs autour d'un axe (Oz) parallèle à celui du jet de lithium. Cette opération peut se ramener à rendre les trois miroirs parfaitement verticaux et sera décrite dans la première partie du paragraphe. Il est ensuite nécessaire de régler l'angle des réseaux par rapport au jet atomique. Ce dernier alignement requiert de définir l'axe du jet atomique et consiste à faire tourner les miroirs autour d'un axe vertical (Oy) comme on le verra par la suite.

Réglage de la verticalité des miroirs

Une technique standard en optique pour définir des alignement repose sur l'utilisation de l'autocollimation. Rendre un miroir vertical est donc équivalent dans ce cas à rendre le faisceau optique issu d'un autocollimateur parfaitement horizontal. Cela présuppose de disposer à l'avance d'une surface verticale de référence ce qui n'est pas évident. Par contre il est très facile de réaliser une surface optique parfaitement horizontale grâce à la gravité terrestre. Le premier exemple auquel on peut penser est la surface d'un volume d'eau. Le principal problème avec l'eau est sa faible viscosité qui n'empêche pas d'importantes déformations de la surface sous l'effet de vibrations. Nous avons donc plutôt utilisé de l'huile servant normalement dans les pompes à diffusion. Le premier avantage par rapport à l'eau est la forte viscosité de cette huile qui élimine une grande partie des ondulations de la surface. De plus, l'indice de réfraction de l'huile est plus élevé que celui de l'eau donc le faisceau réfléchi qui sert à l'autocollimation est plus intense. En déposant

une feuille de caoutchouc noir au fond du récipient, on cache les réflexions venant du fond, ce qui facilite les réglages. Cette surface horizontale permet d'obtenir un axe bien vertical. Pour transformer cet axe en un axe horizontal, on emploie un système optique qui renvoie sous certaines condition la lumière perpendiculairement à sa direction d'incidence : le pentaprisme (voir annexe C). Il s'agit en fait de l'équivalent de deux miroirs inclinés de 45° l'un par rapport à l'autre.

On fait donc dans un premier temps l'autocollimation sur la surface d'huile en déplaçant le faisceau issu de la lunette autocollimatrice grâce à un miroir auxiliaire puis on retire le pentaprisme et on réalise de nouveau l'autocollimation en tournant cette fois le miroir de l'interféromètre à régler sans toucher au miroir auxiliaire qui définit l'axe horizontal (voir figure III.7).

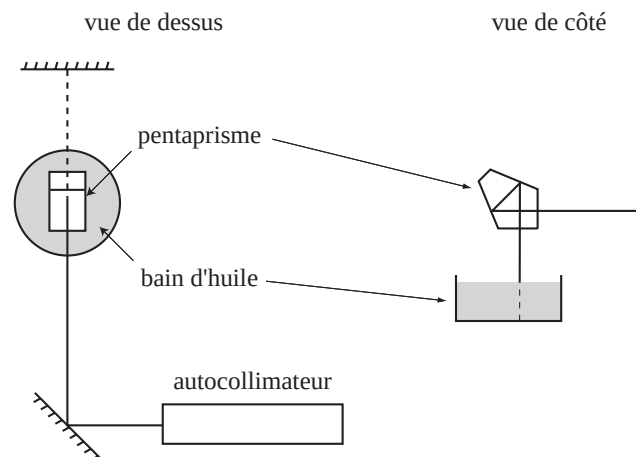


FIG. III.7 – Schéma de principe de l'alignement vertical des miroirs de l'interféromètre

J'ai précisé précédemment que la précision de ce réglage doit être meilleure que $500 \mu\text{rad}$ qui est la moitié de la course de la rotation piézo-électrique des miroirs. Si on admet que la bain d'huile donne pour chaque miroir la même référence, l'erreur sur l'alignement est uniquement due à l'erreur sur l'autocollimation car l'erreur sur l'angle fait par le pentaprisme est toujours la même pour un pentaprisme donné. La lunette (modèle ACM 300-38 de la firme Trioptics) utilisée pour l'autocollimation permet de détecter une erreur de l'ordre de $30 \mu\text{rad}$. Donc l'erreur maximale commise lors de cet alignement est bien plus petite que le critère énoncé plus haut.

Réglage de l'angle entre les réseaux et le jet de lithium

Pour travailler dans la configuration de diffraction de Bragg, il faut régler très précisément l'angle entre les réseaux de phase et le jet atomique. Cet angle doit valoir $\pi/2$ rad plus l'angle de Bragg de $80 \mu\text{rad}$ pour le premier ordre. Comme la course de la rotation piézo-électrique est de 1 mrad, il faut avoir ajusté à l'air l'angle considéré à mieux que $500 \mu\text{rad}$. En pratique, on peut négliger l'angle de Bragg lors du réglage avec les vis micrométriques car celui-ci est de l'ordre de grandeur de la précision du réglage. On se contente donc d'obtenir à l'air la perpendicularité entre l'axe du jet et celui des ondes stationnaires grâce à un pentaprisme.

Cependant avant de pouvoir envisager un réglage optique, il faut matérialiser l'axe du jet par un faisceau lumineux. Pour ce faire, on fait passer le faisceau issu d'un laser hélium-néon par l'écorceur et un trou de diamètre 1 mm placé au centre de la plaque métallique verticale qui se trouve à l'extrémité de la chambre de l'interféromètre, soit 2,60 m en aval (voir figure III.8). L'axe ainsi matérialisé est défini avec une précision

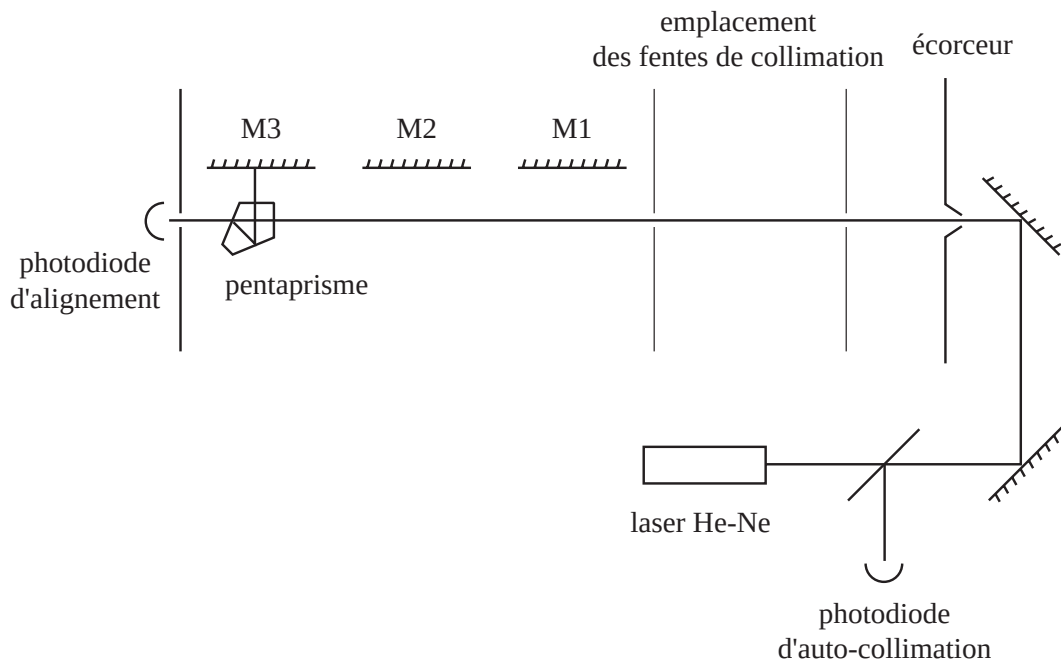


FIG. III.8 – Schéma de principe de l'alignement latéral du miroir M3 de l'interféromètre

inférieure au millimètre à chacune de ses extrémités ce qui correspond à une précision meilleure que $400 \mu\text{rad}$. On placera ensuite sur cet axe les autres éléments nécessaires au fonctionnement de l'interféromètre : les deux fentes de collimation, la fente de détection et le détecteur à fil chaud. En plaçant un pentaprisme sur le faisceau du laser d'alignement

au niveau du dernier miroir de l'interféromètre, on définit un axe perpendiculaire à l'axe du jet si l'arête du pentaprisme est bien verticale. Il suffit ensuite de tourner le miroir jusqu'à ce que le faisceau réfléchi se superpose au faisceau incident. Le critère utilisé pour définir la superposition est la maximisation de l'intensité du faisceau repassant à travers l'écorceur. Pour une mesure précise, une partie de cette intensité est prélevée par une séparatrice placée entre le laser et l'écorceur et renvoyée sur une photodiode. Le fabricant du pentaprisme (Casix) donne une erreur maximale sur l'angle de 90° de $10''$ d'arc soit $50 \mu\text{rad}$. S'ajoute à cela la précision de l'autocollimation du faisceau qui est déterminée par l'angle de rotation minimal discernable sur la photodiode et qui vaut $100 \mu\text{rad}$. Nous sommes donc juste à la limite de l'imprécision maximale posée plus haut. En réalité on peut réaliser la condition de Bragg de diffraction d'un côté ou de l'autre par rapport à l'incidence normale des atomes sur les réseaux. De ce fait, on dispose d'une marge supplémentaire égale à l'angle de Bragg de $80 \mu\text{rad}$ sur la définition de l'angle entre le jet et les réseaux à condition que les trois miroirs soient tous décalés du même côté par rapport à l'incidence normale.

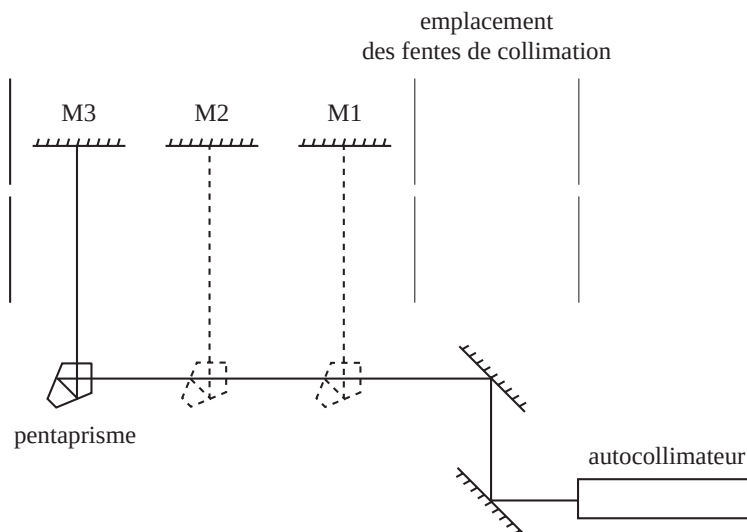


FIG. III.9 – Schéma de principe de l'alignement latéral des miroirs M1 et M2 de l'interféromètre

Il est donc plus judicieux d'aligner les deux autres miroirs par rapport au premier grâce à l'autocollimateur de sorte que l'erreur initiale soit reportée identiquement sur les autres miroirs avec une imprécision de $30 \mu\text{rad}$ plutôt que tirée de nouveau au hasard dans la plage de valeurs définie par la somme des erreurs précédentes. Le réglage à la lunette se fait en deux temps à l'aide d'un pentaprisme : dans un premier temps, on réalise l'auto-

collimation sur le miroir de référence en déplaçant le faisceau sortant de la lunette à l'aide de deux miroirs auxiliaires (*voir* figure III.9). Si l'arête du pentaprisme est bien verticale, on définit ainsi un axe parallèle à l'axe du jet obtenu dans le paragraphe précédent. On vient ensuite placer le pentaprisme en face du miroir à régler et, après avoir vérifié la verticalité de l'arête du pentaprisme, on réalise l'autocollimation en agissant sur la vis micrométrique du miroir sans toucher aux miroirs auxiliaires.

III.5 Conclusion

Dans ce chapitre, l'ensemble du dispositif expérimental a été passé en revue. L'expérience que nous avons construit utilise comme source un jet supersonique de lithium ensemencé dans l'argon. Ce jet est obtenu par chauffage du lithium jusqu'à des températures de 1100 K dans un four décrit en détail. Les atomes sont détectés très loin de leur point d'émission (3 m) après que le jet ait été très fortement collimaté. La théorie du jet supersonique permet de calculer le flux attendu sur le détecteur après collimation ainsi que les caractéristiques du jet comme la dispersion en vitesse longitudinale. Le système d'enceintes à vide et leur pompage a été décrit dans la deuxième partie. La collimation nécessaire pour nos expériences a été étudiée et nous avons vu comment la réaliser en pratique. La dernière partie du chapitre a décrit quant-à-elle la manière de créer l'interféromètre de Mach-Zehnder à trois réseaux. Le point-clé de l'alignement est largement discuté dans les parties concernant la collimation et le réglage des réseaux. Cet alignement pose des problèmes assez complexes et relativement difficiles à résoudre car les tolérances angulaires sont faibles et les objets à aligner sont distants et difficiles à observer. Il est notamment nécessaire de prérégler l'expérience avant de chercher le signal sur le détecteur car il y a beaucoup trop de paramètres pour une recherche systématique. En effet, il y a deux degrés de liberté pour chaque fente de collimation et pour la fente de détection (translation perpendiculaire au jet et rotation leur plan) et aussi deux degrés de liberté par miroir formant les ondes stationnaires (verticalité et angle avec le jet), ce qui fait un total de 12 degrés de liberté pour l'ensemble de l'expérience. Les techniques que nous avons employées pour résoudre les problèmes d'alignement ont été exposés de manière précise dans ce chapitre.

Chapitre IV

Détecteur à fil chaud pour le lithium

Un des points clés de l'expérience est la nécessité de disposer d'un détecteur très sensible capable de mesurer avec précision des flux de l'ordre de quelques dizaines de milliers d'atomes par seconde. Il y a pour les alcalins comme le lithium deux types de détecteurs susceptibles de présenter à la fois une bonne efficacité et un faible signal parasite : soit un détecteur dit à fil chaud qui a été proposé originellement par Langmuir et Taylor [203, 204, 205], soit un détecteur utilisant la fluorescence induite par laser [206] qui est apparu suite au développement des sources laser accordables qui permettent d'exciter la raie de résonance atomique avec une très grande efficacité. Pour des atomes aux énergies thermiques tels que le lithium dans notre expérience, le détecteur de Langmuir-Taylor nous a semblé la solution la plus adaptée à court terme car son efficacité est pratiquement indépendante de la vitesse des atomes, contrairement à la détection de la fluorescence induite par laser dont l'efficacité est d'autant plus faible que les atomes sont rapides. Nous avons aussi pu bénéficier de l'expérience acquise par l'équipe de H.J. Loesch à l'université de Bielefeld (Allemagne) sur la détection du lithium grâce à un fil chaud de rhénium. Des résultats expérimentaux de cette équipe prouvant la grande sensibilité de ce type de détecteur (capacité de détecter des signaux de l'ordre de quelques atomes par seconde) nous ont beaucoup encouragés à suivre cette voie.

Le principe du détecteur à fil chaud repose sur l'ionisation des atomes sur une surface métallique et est expliqué dans la première partie de ce chapitre. Je décris dans le paragraphe suivant le montage du détecteur que nous avons réalisé pour notre interféromètre. Une bonne efficacité de détection étant un critère important, nous avons donc mesuré celle de notre détecteur par une expérience qui est présentée dans la troisième section de ce chapitre. La quatrième partie traite quant à elle de l'optimisation du détec-

teur : les sources de signal parasite y sont énumérées ainsi que le moyen de les minimiser et le temps de réponse du détecteur y est discuté. Finalement, le dernier paragraphe est consacré à la détection des atomes par fluorescence induite. Cette technique est très utilisée pour la détection d'atomes froids et je donnerai une évaluation des performances attendues pour un tel détecteur dans le cas de notre expérience.

IV.1 Principe du détecteur de Langmuir-Taylor

Si un atome approche la surface d'un métal dont le travail de sortie Φ a une valeur comparable à celle du potentiel d'ionisation I_0 de l'atome, l'atome a une probabilité non négligeable de céder un électron à la mer de Fermi du solide. Dans ce cas, c'est donc un ion positif qui redécoule de la surface. L'ionisation est d'autant plus probable que le travail de sortie du métal est grand devant le potentiel d'ionisation atomique. Plus précisément, si la particule qui quitte la surface et en équilibre thermique avec la surface, la probabilité P_+ que l'atome soit ionisé prévue par la thermodynamique s'écrit :

$$P_+ = \frac{1}{1 + \frac{g_0}{g_+} \exp\left(\frac{I_0 - \Phi}{k_B T}\right)} \quad (\text{IV.1})$$

où g_0/g_+ est le rapport des poids statistiques de l'état fondamental de l'atome et de l'ion. Ce rapport vaut 2 pour les alcalins. k_B et T dénotent la constante de Boltzmann et la température. Cette formule est connue sous le nom de loi de Saha-Langmuir. A température nulle, l'ionisation ne serait possible que si le potentiel d'ionisation est inférieur au travail de sortie. Mais à température finie, la probabilité d'ionisation n'est plus nulle même si $I_0 > \Phi$ et dans ce cas elle croît avec la température. On peut montrer [207] que l'approche thermodynamique est valable parce que le temps de séjour de l'ion sur la surface est très long. Le résultat final est donc la moyenne au niveau microscopique de très nombreuses trajectoires menant soit à l'atome neutre, soit à l'ion, ce qui est bien compatible avec les prédictions de la thermodynamique.

La nécessité de chauffer fortement le filament n'est cependant pas reliée à l'augmentation de l'efficacité dans la loi de Saha-Langmuir mais au temps de résidence de l'atome sur la surface. En effet, le temps de réponse du détecteur est essentiellement la durée moyenne de vie d'une particule sur la surface. La température de chauffage est en général d'environ 1500 K, ce qui permet d'atteindre des temps de réponse bien inférieurs à la milliseconde.

Comme le montre l'équation IV.1, il est critique de disposer d'un métal dont le travail de sortie est élevé en particulier dans le cas de la détection du lithium car cet élément a le potentiel d'ionisation le plus élevé des alcalins ($I_{Li} = 5,392$ eV [195, p. E64]). Les métaux envisageables sont le platine ($\Phi = 5,77$ eV), l'iridium ($\Phi = 5,70$ eV) [208], le rhénium ($\Phi = 4,96$ eV) et le tungstène ($\Phi = 4,54$ eV) [209]. On préfère souvent des métaux très réfractaires comme le rhénium et le tungstène au platine et à l'iridium parce que leur point de fusion est plus élevé (voir tableau IV.1) et qu'il est parfois nécessaire de chauffer le filament bien au-delà de 2000 K comme on le verra par la suite. Entre ces deux derniers candidats, nous avons choisi le rhénium car son travail de sortie est plus élevé que celui du tungstène. Il est de plus possible d'augmenter le travail de sortie du rhénium [209, 210, 211, 212] et du tungstène [119, 213] en oxydant leur surface et ce jusqu'à des valeurs proches de 6 eV. Mais nous verrons par la suite que cette technique présente notamment l'inconvénient d'augmenter fortement le signal parasite et ses fluctuations.

TAB. IV.1 – *Travail de sortie et point de fusion des différents métaux réfractaires susceptibles d'être utilisés comme fil chaud*

métal	travail de sortie [208, 209]	point de fusion [195]
Pt	5,77 eV	2043 K
Ir	5,70 eV	2683 K
Re	4,96 eV	3440 K
W	4,54 eV	3660 K

IV.2 Description du montage expérimental

Le détecteur peut se décomposer en trois parties principales qui interviennent successivement dans le processus de détection : le filament de rhénium, le système de focalisation des ions et le multiplicateur d'électrons. Le point de départ est l'ionisation des atomes à la surface du fil de rhénium. Ces ions sont détectés par le multiplicateur d'électrons, du type channeltron, qui fournit des impulsions comptées une par une grâce à une chaîne de comptage. Pour améliorer la collection des ions par le multiplicateur d'électrons, le fil chaud est entouré par un système simple d'optique ionique qui focalise les ions émis dans le cornet d'entrée du channeltron (voir figure IV.1). Finalement, la température du filament joue un rôle très important car elle régit le comportement du détecteur et ses performances. Ce rôle sera étudié à la fin de cette section.

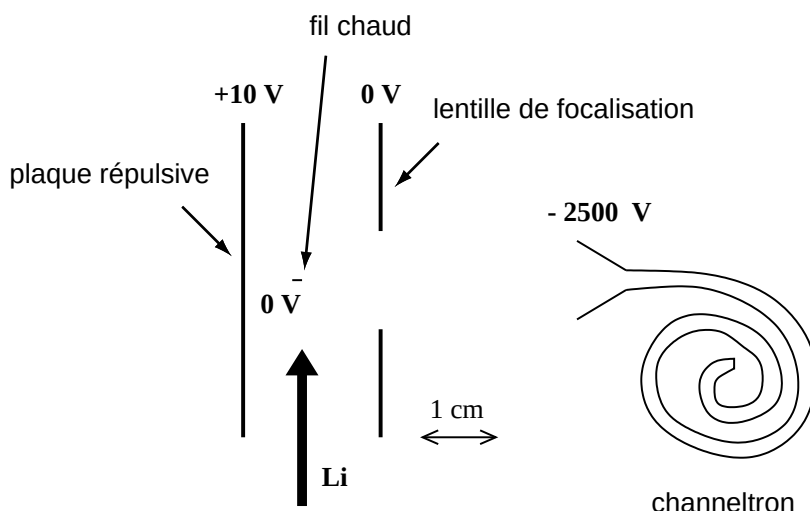


FIG. IV.1 – Schéma de montage du détecteur à fil chaud (vue de dessus). Les potentiels des différents éléments sont indiqués en gras. La tension **0 V** donnée pour le fil chaud est la tension au centre du filament; la différence de potentiel avec les extrémités due au courant de chauffage du fil est de l'ordre de 1 V

IV.2.1 Le filament de rhénium

Le cœur du montage expérimental du détecteur est le filament de rhénium. Ce filament est en fait un ruban de très faible épaisseur pour faciliter le chauffage et accélérer le nettoyage préliminaire comme on le verra au paragraphe IV.4. Nous avons utilisé pour notre détecteur deux types de fils : l'un, fourni par Goodfellow, de section $30\ \mu\text{m} \times 760\ \mu\text{m}$ et l'autre, fourni par Mackay, de section $0,0008'' \times 0,04''$ soit $20,3\ \mu\text{m} \times 1016\ \mu\text{m}$. Pour minimiser la puissance de chauffage qui fait dégazer l'enceinte et qui peut dégrader le channeltron, la longueur du ruban est réduite à moins de 2 cm. Un ruban de tantale est soudé en utilisant la soudure électrique par points à chaque extrémité pour éloigner les deux pièces qui tiennent mécaniquement le filament. En effet, ces pièces sont assez volumineuses par rapport aux dimensions du montage et risqueraient de perturber les potentiels électriques au voisinage de la zone d'émission des ions, ce qui pourrait avoir des conséquences néfastes sur la collection des ions. Un fil plus court permet aussi de réduire le signal parasite car ce signal est d'autant plus important que la surface du fil est grande. Un ressort est aussi installé pour maintenir le fil tendu malgré sa dilatation thermique lors du chauffage. La tension appliquée doit permettre d'éviter la flèche qui résulterait de l'allongement du fil, proche de 1 %, entre la température ambiante et la température de

travail¹. Mais elle ne doit pas être trop grande pour ne pas casser le filament. L'expérience montre la tension doit être inférieure à 1 Newton.

IV.2.2 Le système de focalisation

Le potentiel électrique du centre du fil est maintenu à la masse et la tension d'entrée du channeltron est de - 2500 V. Ceci permettrait déjà une bonne collection des ions étant donné leur faible énergie quand ils quittent la surface (à la température de 1500 K, $3k_B T/2$ vaut 0,2 eV). Pour améliorer cette collection intrinsèque du système de détection, on utilise un système d'optique ionique simple : une lentille électrostatique, placée entre le ruban de rhénium et l'entrée du channeltron qui focalise les ions émis et une plaque, installée de l'autre côté du fil par rapport au channeltron, qui repousse les ions sortant dans la "mauvaise" direction par sa tension positive (*voir* figure IV.1). Cette plaque permet en plus d'attirer une grande partie des électrons émis par le filament et empêcher ainsi des perturbations du champ électrique par accumulation de charges négatives. Le potentiel de cette plaque ne dépasse jamais une dizaine de volts pour éviter que l'accélération des électrons ne conduise à l'ionisation du gaz résiduel car ce phénomène constituerait une source de signal parasite. Le logiciel Simion [214] permet le calcul des trajectoires d'ions dans un potentiel électrostatique. Nous l'avons utilisé pour fixer a priori la valeur des potentiels de la lentille et de la plaque. La collection est optimale si la plaque est portée à 10 V et si la lentille est maintenue à la masse (*voir* figure IV.2). Par la suite nous avons vérifié que ces valeurs donnent un signal de lithium maximum en variant les potentiels autour des valeurs obtenues grâce aux simulations.

IV.2.3 Le channeltron

Les ions émis par le fil sont collectés par un multiplicateur d'électrons à dynode continue, couramment appelé channeltron, de marque Philips (XB919). Ce multiplicateur d'électrons a un gain d'environ 10^7 pour une tension de polarisation de 2500 V et fournit à la fin de la cascade d'amplification des impulsions de largeur typique 20 ns.

1. le coefficient d'expansion thermique du rhénium est donné par le fabricant Goodfellow sur le site www.goodfellow.com

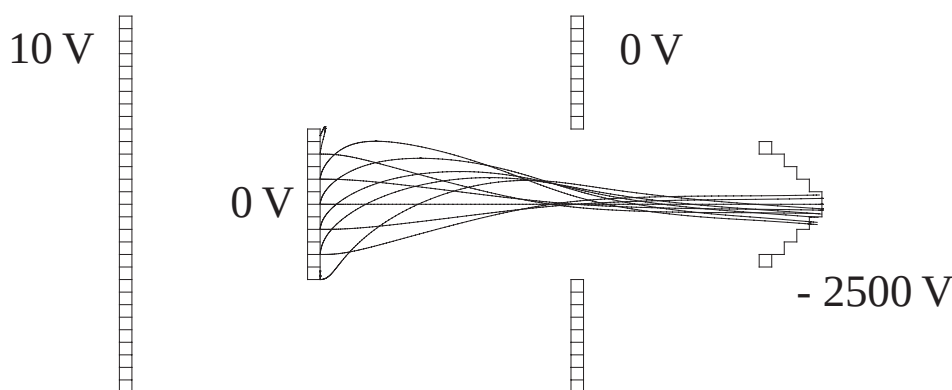


FIG. IV.2 – Simulation de la trajectoire d'ions sortant du fil chaud pour un potentiel de 10 V sur la plaque et de 0 V sur la lentille. La géométrie réelle est remplacée par une géométrie à symétrie cylindrique centrée sur l'axe fil-channeltron pour simplifier la simulation en utilisant un calcul à deux dimensions seulement.

IV.2.4 Température du fil en fonction du courant de chauffage

Un courant continu de l'ordre de quelques ampères circule dans le fil pour le chauffer. Comme l'efficacité et le temps de réponse dépendent de la température du filament, nous avons cherché à déterminer sa valeur en fonction du courant de chauffage. Pour cela, on écrit le bilan de puissance par unité de longueur du fil. Si on néglige les extrémités du fil où la conduction thermique joue un rôle important, un équilibre local s'établit entre la puissance fournie par effet Joule et les pertes par rayonnement thermique. Cette égalité donne une relation entre la température T et le courant I circulant dans le fil d'épaisseur a et de largeur b :

$$\frac{\rho(T)I^2}{ab} = \varepsilon(T)\sigma T^4 [2(a+b)] \quad (\text{IV.2})$$

où σ est la constante de Stephan-Boltzmann. ρ et ε dénotent respectivement la résistivité et l'émissivité totale du rhénium et dépendent tous les deux de la température. La variation de la résistivité en fonction de la température est pratiquement linéaire dans la gamme 1000-2000 K (voir figure IV.3) et s'écrit

$$\rho(T) = 26,0 \times 10^{-8} \times (1 + 1,27 \times 10^{-3} \times T) \quad (\text{IV.3})$$

si on exprime ρ en ($\Omega.m$) et T en K. Les données concernant l'émissivité du rhénium sont plus rares mais indiquent aussi une variation quasiment linéaire de l'émissivité en fonction de la température entre 300 et 3000 K. Une moyenne sur trois jeux de données expérimentales fournies dans la référence [215] donne

$$\varepsilon(T) = 0,0852 \times (1 + 1,15 \times 10^{-3} \times T). \quad (\text{IV.4})$$

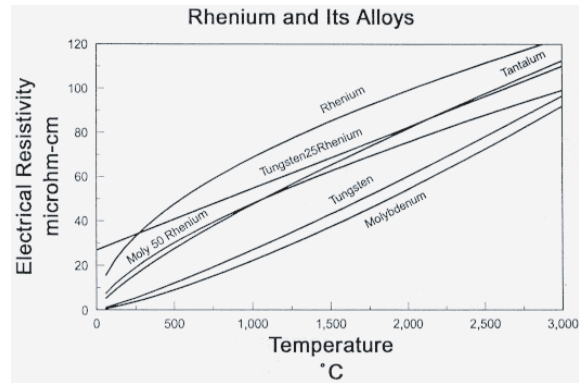


FIG. IV.3 – Résistivité de différents métaux et alliages en fonction de la température en degré Celsius (figure tirée du site www.rembar.com/rhen.htm)

Comme le montre la figure IV.4, les valeurs expérimentales sont assez dispersées et dif-

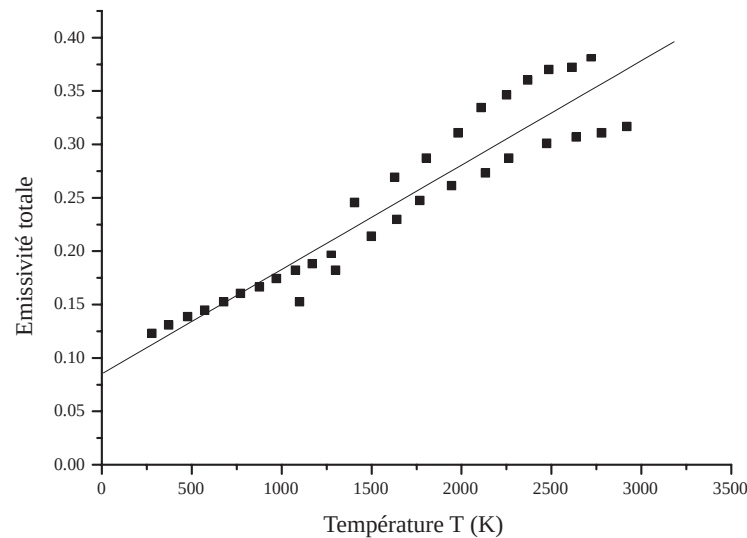


FIG. IV.4 – Emissivité totale du rhénium en fonction de la température. Les points sont tirés de la référence [215] et la droite représente la moyenne donnée par l'équation IV.4.

fèrent jusqu'à 20 % des valeurs données par l'équation IV.4. Etant donnée la relation entre ϵ et T fournie par l'expression IV.2, l'imprécision sur la température résultant de l'erreur sur l'émissivité sera 4 fois plus petite soit 5 %. Cette incertitude est la plus grosse source d'erreur dans la détermination de la température puisque tous les autres paramètres (courant, résistivité et dimensions) sont connus avec des précisions meilleures que 1 %. Les variations de ρ et ϵ avec la température sont très similaires donc le rapport $\rho(T)/\epsilon(T)$ est pratiquement constant dans la plage de température qui nous intéresse ($1000 < T < 2000$ K). De ce fait, il est tout à fait justifié de considérer que la température varie comme la racine carrée du courant ainsi que le font Stienkemeier *et al.* [216]. Pour

un fil de dimensions $a = 30 \mu\text{m}$ et $b = 760 \mu\text{m}$, on arrive à la loi suivante :

$$T = 1124 \times \sqrt{I} \quad (\text{IV.5})$$

où T est exprimé en kelvins (K) et I en ampères (A). Nous avons aussi mesuré directement la valeur de la température pour différents courants grâce à un pyromètre optique. Un tel appareil est calibré normalement pour mesurer la température d'un corps noir. Il faut de ce fait prendre en compte l'émissivité spectrale du rhénium ϵ_λ à la longueur d'onde λ et aussi éventuellement la transmission θ de la fenêtre à travers laquelle le fil chaud est observé. La température réelle du fil est donc donnée à partir de la température lue par

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_{lue}} + \frac{k_B \lambda}{hc} \ln(\epsilon_\lambda \theta). \quad (\text{IV.6})$$

A la longueur d'onde d'observation de 655 nm, l'émissivité spectrale vaut 0,40 [215] et on considère que les pertes sur chaque face de la fenêtre sont de 4 %. Ces valeurs donnent une correction non négligeable d'environ 200 K à 2000 K. Les résultats obtenus sont en bon accord avec la loi IV.5 si on tient compte de l'erreur de 5 % évoquée plus haut (*voir* figure IV.5). La surestimation systématique de la température par le pyromètre peut aussi s'expliquer par une mauvaise calibration de l'appareil emprunté à un service d'enseignement et que nous n'avons pas pu tester.

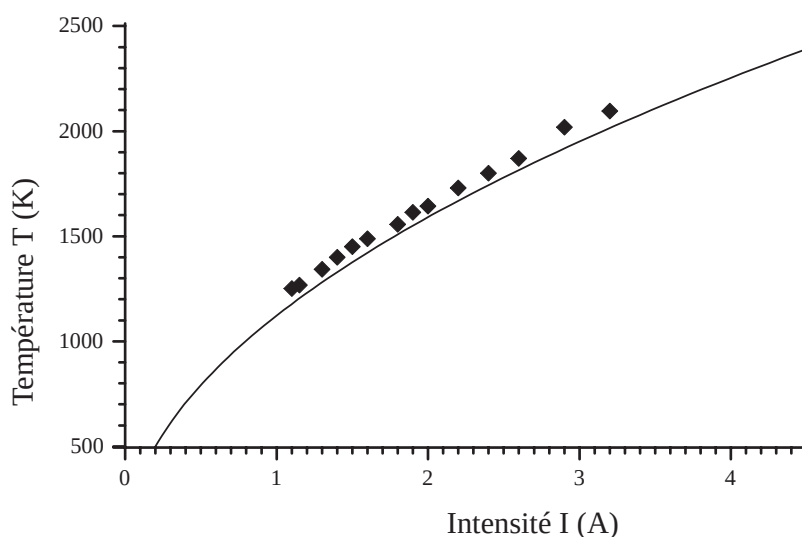


FIG. IV.5 – Température du fil chaud en fonction du courant qui le traverse. La courbe correspond à la fonction IV.5 et les points aux mesures faites avec le pyromètre et corrigées selon l'équation

IV.3 Efficacité de détection

La précision de notre expérience repose entre autres sur la sensibilité du détecteur. Pour vérifier le bon fonctionnement du détecteur à fil chaud, nous avons donc mesuré son efficacité totale. Cette efficacité est le produit de la probabilité d'ionisation à la surface du rhénium par l'efficacité de détection des ions qui inclut la collection, l'amplification et le comptage des ions. Pour notre mesure, on se sert d'un jet effusif produit par un petit four contenant du lithium. Ce jet est non seulement beaucoup plus facile à mettre en œuvre mais sa théorie est aussi parfaitement établie [119]. Comme le détecteur à fil chaud est très sensible, il faut envoyer peu d'atomes pour obtenir un signal et la saturation apparaît dès que le flux dépasse notablement 10^6 atomes détectés par seconde. Pour limiter le nombre d'atomes incidents, on interpose une fente de largeur réglable entre le four et le filament de rhénium. En réduisant cette fente à une largeur de $10\ \mu\text{m}$, on peut chauffer le four jusqu'à $673\ \text{K}$ sans saturer le détecteur. Le flux que reçoit une surface d'angle solide $\Delta\Omega$ vaut

$$\frac{dN}{dt} = I \Delta\Omega \quad (\text{IV.7})$$

où I est l'intensité du jet en atomes par seconde et par stéradian. Cette intensité dépend de la pression de la vapeur atomique dans le four p_{Li} : si on considère que la vapeur de lithium est un gaz parfait,

$$I = \frac{n_{\text{Li}} v_m a^*}{4\pi} = \frac{p_{\text{Li}}}{k_B T} \frac{v_m a^*}{4\pi} \quad (\text{IV.8})$$

où $v_m = \sqrt{8k_B T / \pi m_{\text{Li}}}$ est la vitesse moyenne des atomes dans le jet effusif et a^* l'aire du trou par lequel les atomes sortent du four soit $0,79\ \text{mm}^2$ dans notre expérience.

Malheureusement, la pression de vapeur saturante du lithium p_{Li} est assez mal connue dans le domaine des basses températures ($T < 700\ \text{K}$). On trouve dans la littérature plusieurs expressions donnant p_{Li} en fonction de la température pour $T > 700\ \text{K}$ [217, 193, 218]. Dans son livre [193], Nesmeyanov tient pour plus fiable dans la gamme $735\text{-}915\ \text{K}$ la relation suivante :

$$\log_{10}(p_{\text{Li}}) = 8,012 - \frac{8172}{T} \quad (\text{IV.9})$$

quand p_{Li} est exprimé en Torr.

Pour mesurer l'efficacité du détecteur, il faut donc vérifier l'exactitude de cette loi au moins jusqu'à $673\ \text{K}$. Dans ce but, nous avons enregistré l'absorption d'un faisceau laser à résonance par le jet atomique (voir figure IV.6). Quand l'absorption est faible,

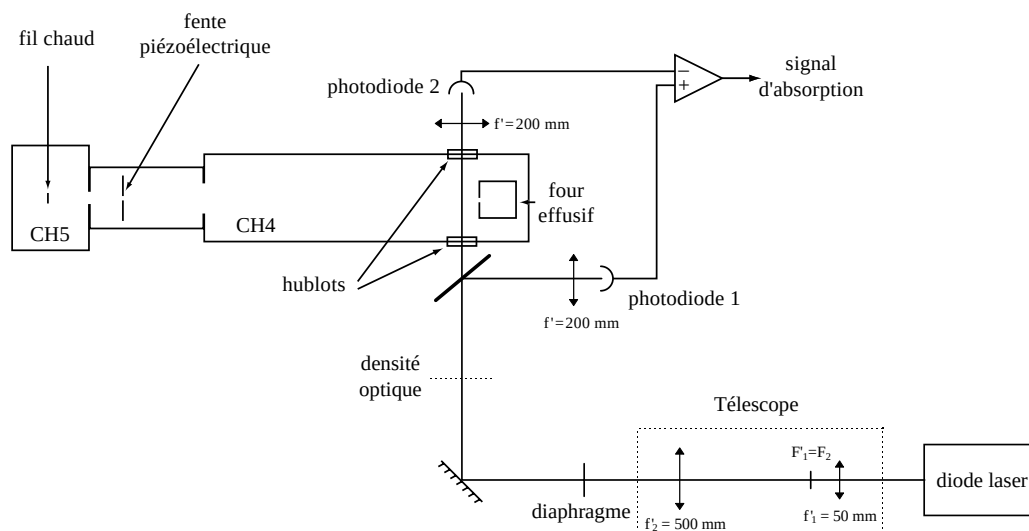


FIG. IV.6 – Schéma du montage expérimental servant à déterminer l'efficacité du détecteur à fil chaud

la densité dans le jet effusif est directement proportionnelle au taux d'absorption qui est défini comme le rapport de l'intensité lumineuse absorbée sur l'intensité incidente. Un exemple des signaux obtenus en balayant la fréquence du laser est représenté sur la figure IV.7. Pour réaliser les mesures, on asservit la fréquence du laser dans une des zones d'absorption visibles sur la figure IV.7 et on change la température du four. Même si la mesure de l'absorption est effectuée dans une zone où la densité de lithium est encore assez importante c'est-à-dire juste à la sortie du four, les signaux restent assez faibles car cette mesure est beaucoup moins sensible que la détection par fil chaud. Nous avons cependant pu mesurer un signal d'absorption de quelques dixièmes de pourcents pour une température du four de 673 K qui est la température maximale que permet la détection par fil chaud. L'absorption a été mesurée jusqu'à une température de 737 K. A cette température, on utilise la loi IV.9 pour calibrer le signal d'absorption car, à cause du pompage optique, la théorie de cette mesure n'est pas très simple. On admet que, à cette température, la pression de vapeur saturante est bien donnée par l'équation IV.9. Une régression linéaire sur les points expérimentaux correspondant à l'absorption donne pour la variation de p_{Li} en fonction de $1/T$ une pente de 7854 ± 146 K. Cette valeur est très proche de la valeur de 8172 K que l'on trouve dans l'équation IV.9. On vérifie donc bien que l'extrapolation de la loi donnée par Nesmeyanov est justifiée au moins jusqu'à 630 K. La figure IV.8 récapitule l'ensemble de la mesure d'efficacité du détecteur. Les mesures faites avec le fil chaud sont aussi en bon accord avec l'extrapolation de la variation de p_{Li} en

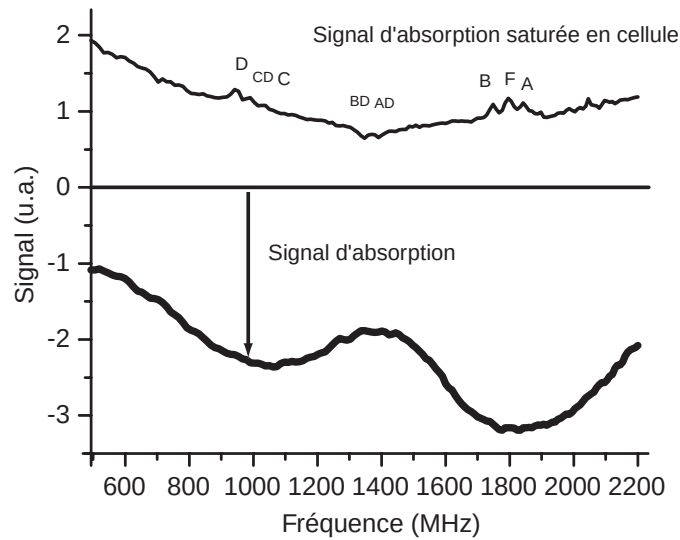


FIG. IV.7 – Signaux d’absorption typiques obtenus en balayant la fréquence de la diode laser. La température du four est de 570°C et la puissance laser de $0,22\text{ mW}$. On enregistre aussi en parallèle le signal d’absorption saturée du lithium (cf [219, Chap. IV]). Les transitions du lithium sont notées A, B, C, D, F sur le signal d’absorption saturée et donnent deux zones d’absorption pour le jet effusif après élargissement par saturation et par effet Doppler

fonction de la température car les points expérimentaux sont pratiquement alignés sur une droite parallèle à la droite donnée par l’équation IV.9. Si on se base sur l’extrapolation de la loi de pression de vapeur saturante, l’efficacité de détection d’un atome par notre détecteur à fil chaud est égale à $32\% \pm 5\%$ pour une température du ruban de rhénium égale à 1590 K . Cette valeur est très satisfaisante pour les expériences d’interférométrie atomique. On va voir cependant que cette efficacité ne dépend pas que de la température du ruban de rhénium.

IV.4 Optimisation du détecteur

La sensibilité du détecteur dépend aussi de l’importance des signaux parasites. En théorie, si ces parasites ne constituent qu’un fond constant, ils peuvent être éliminés en mesurant à intervalles réguliers le signal en l’absence de jet de lithium. Cependant, le bruit de ce fond viendra toujours limiter la précision des mesures si il est trop important. Dans le meilleur des cas, ce bruit est uniquement dû à la statistique de comptage Poissonnienne et est égal à la racine carrée de l’amplitude moyenne du fond. On verra par la suite (voir figure IV.16) que le bruit sur les signaux parasites de notre détecteur suit même une

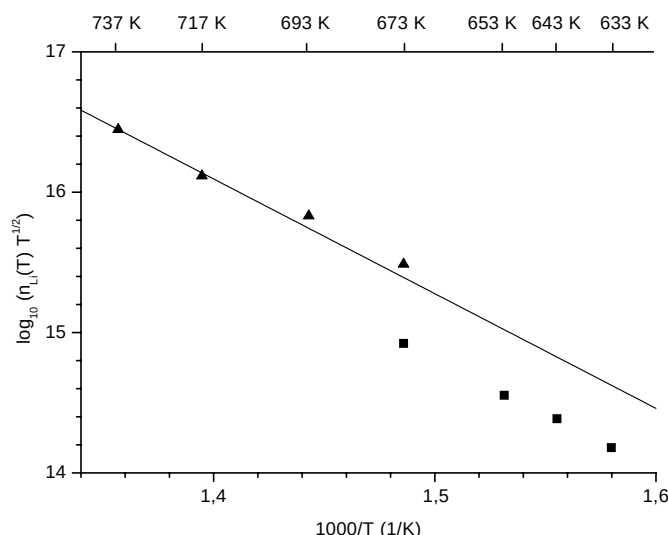


FIG. IV.8 – Récapitulatif de la mesure d'efficacité : le logarithme du produit $I \sqrt{T}$ en fonction de l'inverse de la température est une droite (voir équations IV.8 et IV.9). Les triangles représentent les mesures d'absorption et les carrés les mesures obtenues grâce au détecteur à fil chaud. La droite correspond à l'équation IV.9.

statistique sur-Poissonnienne. Il nous faut donc faire le maximum d'efforts pour diminuer l'amplitude des signaux parasites afin d'améliorer la précision des mesures effectuées avec le détecteur. Les signaux parasites sont dus à des ions détectés par le multiplicateur d'électrons qui ne sont pas des ions Li^+ provenant du jet atomique. Ils ont trois origines différentes qui seront discutées successivement :

- des atomes alcalins contenus dans le fil qui diffusent vers la surface du fil sous l'effet de la température et sont ionisés suivant le même principe que le lithium du jet,
- des particules du gaz résiduel dont le potentiel d'ionisation est suffisamment faible pour que la quantité d'ions produite à la surface du fil ne soit pas négligeable,
- des ions oxydes qui s'échappent de la surface du fil quand celle-ci est couverte d'oxygène introduit volontairement pour augmenter le travail de sortie du rhénium.

Pour finir, un dernier paramètre essentiel de tout détecteur est son temps de réponse car il impose une limite sur la vitesse d'évolution des phénomènes que l'on peut observer. Ce temps de réponse sera discuté dans la suite à partir des données fournies par Loesch [207], Stienkemeier [216] et Gladyszewski [220].

IV.4.1 Nettoyage initial du fil chaud

Les rubans de rhenium vendus dans le commerce contiennent quelques ppm d'alcalins, en particulier du potassium, qui résultent des méthodes de préparation du rhénium. Cette quantité d'alcalins, même si elle est faible en proportion, correspond à un grand nombre d'atomes. Sous l'effet du chauffage du fil, ces atomes diffusent dans le métal. Lorsqu'ils arrivent à la surface du rhénium, ils peuvent être ionisés car leur potentiel d'ionisation est faible. Et ils forment donc des ions qui quittent le filament et sont collectés par le channeltron. La quantité d'alcalin contenue dans le fil est telle que lorsqu'on chauffe le filament pour la première fois, le multiplicateur d'électrons est saturé par le signal parasite. Etant donnés le nombre d'atomes alcalins dans le fil et leur vitesse de diffusion, le flux d'ions ne diminuerait pas de manière avant des années si le fil était maintenu la température de travail de 1500 K. Cependant la constante de diffusion des atomes dans le rhénium augmente rapidement avec la température et il est possible de réduire le signal parasite provenant des alcalins diffusant hors du rhénium à des valeurs très inférieures à celles du signal attendu en quelques jours quand le fil est chauffé jusqu'à 2250 K.

Nous avons enregistré le flux d'ions émis pendant le nettoyage en fonction du temps et le résultat est représenté sur la figure IV.9. Pour réaliser cette mesure, le potentiel du centre du fil est porté à + 10 V alors que tous les autres éléments sont mis à la masse. Les ions positifs sont donc extraits du filament et émis de manière quasi-isotrope dans l'espace. L'arrangement expérimental est schématisé sur la figure IV.10. On mesure le courant ionique reçu par la plaque dite "répulsive" en intercalant une résistance $R = 126 \text{ M}\Omega$ entre la plaque et la masse. On ajoute aussi un condensateur en parallèle avec la résistance pour réduire les fluctuations de courant rapides (la constante de temps du filtre passe-bas RC vaut 12,6 s) et ainsi faciliter l'acquisition des données. La tension aux bornes de la résistance de $126 \text{ M}\Omega$ est mesurée par un millivoltmètre Hewlett-Packard d'impédance d'entrée $10 \text{ G}\Omega$. Ceci nous donne la mesure du courant qui ne représente par rapport au courant total que la fraction interceptée par la plaque c'est-à-dire 38 % si l'émission est isotrope.

Pour interpréter les résultats précédents, on peut mettre en équation la diffusion du potassium dans le rhénium. Cette dernière est régie par la loi de Fick qui traduit le fait que le flux de potassium $\vec{j}$ est proportionnel au gradient de la densité n :

$$\vec{j} = -D\vec{\nabla}n. \quad (\text{IV.10})$$

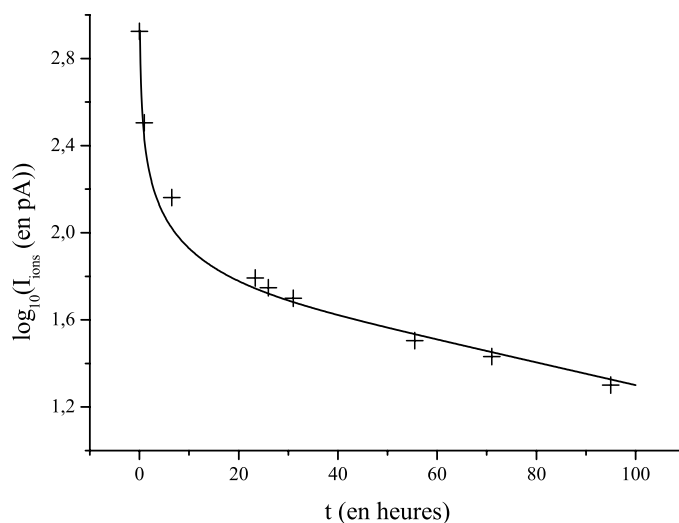


FIG. IV.9 – Logarithme du courant ionique en picoampères en fonction du temps pendant le nettoyage du fil à une température de 2250 K. La courbe est obtenue à partir de l'équation IV.10 en ajustant le paramètre N .

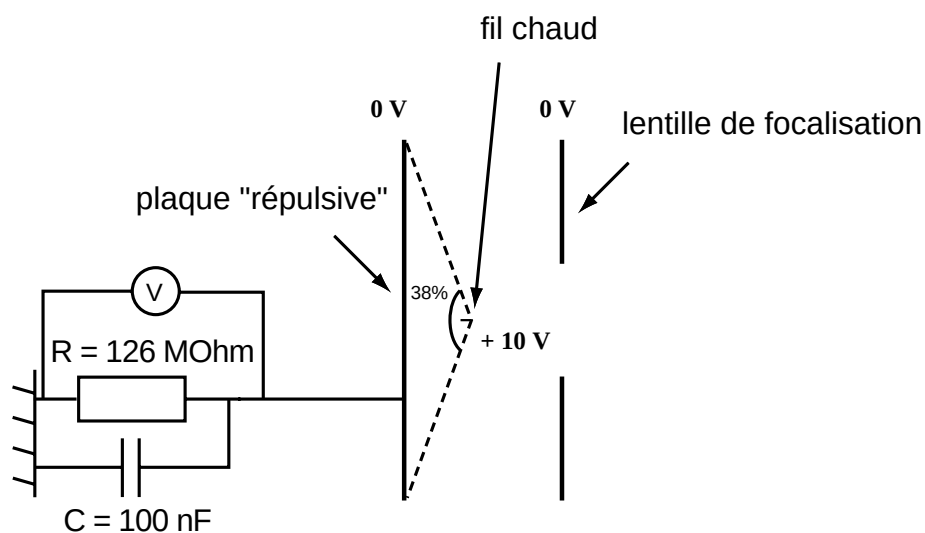


FIG. IV.10 – Schéma de principe de la mesure du courant ionique émis pendant le nettoyage du fil.

On appelle D la constante de diffusion des atomes dans le solide. Elle dépend de la température mais pas de la position dans le solide si celui-ci est homogène. La conservation de l'énergie,

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div } \vec{j} = 0, \quad (\text{IV.11})$$

conduit à une équation de diffusion classique :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \Delta n. \quad (\text{IV.12})$$

Si une des dimensions du solide est très petite par rapport aux deux autres comme dans un ruban d'épaisseur a , le problème se réduit à la diffusion dans la plus petite dimension notée z . On résout ensuite l'équation de diffusion en supposant que la densité de potassium initiale n_0 est homogène et en fixant comme condition limite que la densité à la surface est toujours nulle après l'instant initial. Les solutions de cette équation de diffusion sont de la forme

$$n(z, t) = \frac{4n_0}{\pi} \sum_{p \text{ impair}} \frac{1}{p} \sin\left(\frac{p\pi z}{a}\right) \exp\left(-\frac{p^2 t}{\tau_1}\right). \quad (\text{IV.13})$$

Le courant total ionique émis est égal au nombre d'atomes sortant par unité de temps du fil par diffusion multiplié par la charge élémentaire notée e , si on admet que tous les atomes s'ionisent avec une probabilité égale à 1 (ce qui est très raisonnable pour des atomes de potassium). Ce nombre d'atomes par unité de temps est donné par la somme de tous les modes de diffusion permis dans le ruban :

$$I_{\text{ion}}(t) = \frac{8Ne}{\pi^2 \tau_1} \sum_{p \text{ impair}} \exp\left(-\frac{p^2 t}{\tau_1}\right) \quad (\text{IV.14})$$

où N est le nombre total d'atomes de potassium dans le filament avant nettoyage. Chaque mode décroît exponentiellement avec une constante de temps $\tau_p = \tau_1/p^2$ où τ_1 est la constante de temps du mode d'ordre 1 :

$$\tau_1 = \frac{a^2}{\pi^2 D}. \quad (\text{IV.15})$$

Cette équation confirme l'idée intuitive selon laquelle le nettoyage est d'autant plus rapide que le fil est mince et que la constante de diffusion est grande. Aux temps longs, seul le premier mode contribue notablement au courant ionique et on peut obtenir une valeur expérimentale du temps τ_1 grâce aux mesures présentées sur la figure IV.9. On trouve $\tau_1 = 3,0 \times 10^5$ s d'où on déduit la valeur de la constante de diffusion à 2250 K : $D = 0,3 \times 10^{-15} \text{ m}^2/\text{s}$.

La firme Goodfellow d'où proviennent les premiers filaments que nous avons utilisés indique² que le rhénium vendu contient typiquement 1 ppm de potassium en masse et a priori pas d'autres alcalins en quantités mesurables. Comme le ruban a une section de 30μ sur 760μ et une densité de 21,02 [195], une longueur de 2 cm pèse $4,79 \times 10^{-6}$ kg et contient, d'après le fabricant, $1,48 \times 10^{14}$ atomes de potassium. Si on ajuste la loi donnée par l'équation IV.14 sur les valeurs expérimentales en laissant comme seul paramètre ajustable le nombre d'atomes initial N , on estime la quantité de potassium contenu dans le rhénium à $1,79 \times 10^{14}$ atomes, ce qui est très proche de la valeur fournie par le fabricant.

Il est aussi intéressant de connaître la dépendance de la constante de diffusion en fonction de la température car on peut ainsi estimer le signal parasite à la température de travail à partir de la mesure du courant ionique émis pendant le nettoyage. Comme pour la cinétique d'une réaction chimique, il est classique de décrire empiriquement la variation de la constante de diffusion par une loi de type Arrhénius [221]:

$$D = D_0 \exp \left(-\frac{E_{diff}}{k_B T} \right) \quad (IV.16)$$

où E_{diff} est l'énergie d'activation du processus de diffusion. La figure IV.11 montre le courant ionique mesuré en fonction de la température après six heures et demi de nettoyage. D'après l'équation IV.10, le flux d'ions émis est proportionnel à la constante de diffusion. Donc on s'attend aussi pour $I_{ions}(T)$ à une variation de type Arrhénius avec la même énergie d'activation E_{diff} si les mesures sont faites suffisamment rapidement pour qu'on puisse considérer le gradient de densité $\vec{\nabla}n$ comme constant. En échelle logarithmique, les points expérimentaux sont bien alignés et une régression linéaire donne $E_{diff} = 5,36 \pm 0,23$ eV ce qui est de l'ordre de grandeur des énergies d'activation pour la diffusion dans des métaux réfractaires [221]. Le préfacteur D_0 est obtenu à partir de la constante de diffusion calculée à 2250 K : $D_0 = 0,3 \times 10^{-3} m^2/s$. Grâce à cette étude, on peut prévoir le signal parasite à la température de travail à partir de la mesure du courant ionique pendant le nettoyage. A titre d'exemple, si on récolte un courant de 10 pA sur la plaque à 2250 K, la loi précédente prédit qu'on récolterait 1×10^{-5} pA à 1500 K, ce qui correspond à un signal parasite de 1700 ions par seconde.

2. source : site internet www.goodfellow.com

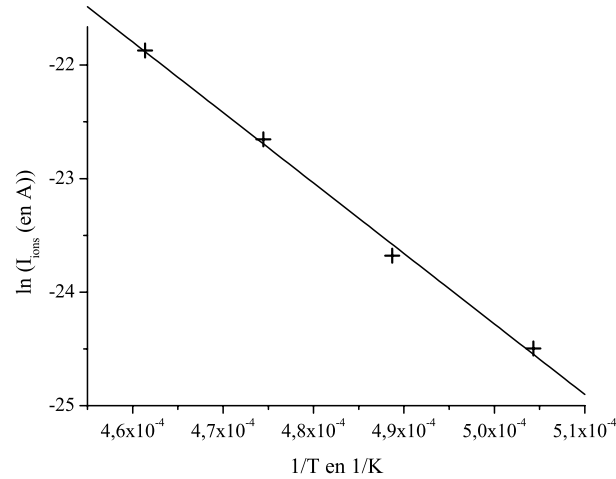


FIG. IV.11 – Courant ionique récolté sur la plaque en fonction de la température après 6,5 h de nettoyage. Les croix représentent les résultats expérimentaux et la droite correspond à une régression linéaire sur les points expérimentaux.

IV.4.2 Ionisation du gaz résiduel

La loi de Saha-Langmuir implique que toute molécule ou atome dont le potentiel d'ionisation est suffisamment faible peut être ionisé. L'ionisation de molécules organiques a déjà été observée à la surface d'un filament de rhénium [212] et Pauly et Toennies [213] ont enregistré le spectre de masse des ions produits par un fil de tungstène oxydé dans un vide créé par des pompes à diffusion. Ce spectre montre que le gaz résiduel et sa composition jouent un rôle important dans le fond total compté sur le détecteur. Le nombre $\dot{N}$ de particules de vitesse v traversant une surface S par unité de temps est proportionnel à la densité de particules n :

$$\dot{N} = \frac{1}{4}nvS. \quad (\text{IV.17})$$

A température ambiante la vitesse typique des particules est $v = 300$ m/s. La surface du fil est quant à elle constituée de deux faces de 2 cm sur 760 μm . Si une espèce donnée a une pression résiduelle de 10^{-9} mbar, soit une densité $n = 2,5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$, 6×10^{10} particules de cette espèce atteignent la surface du fil chaque seconde. Si le potentiel d'ionisation de cette espèce est de l'ordre de 8 eV, la loi de Saha-Langmuir prédit pour un fil chauffé à 1590 K l'émission de 14 000 ions par seconde dans le cas où le travail de sortie du filament vaut 6 eV (rhénium oxydé). Ceci n'est pas négligeable par rapport au flux d'ions Li^+ attendu et l'ionisation du gaz résiduel peut donc être gênante, surtout si le fil de

rhénium est oxydé.

Il est donc important de faire fonctionner le fil chaud à une pression résiduelle totale meilleure que 10^{-7} mbar et que le gaz restant soit essentiellement constitué de particules de potentiel d'ionisation élevé. C'est pourquoi la chambre du détecteur est pompée par une pompe turbo-moléculaire qui permet d'atteindre une pression limite inférieure à 10^{-8} mbar. Ce type de pompe permet aussi d'obtenir un vide exempt d'huiles contrairement aux pompes à diffusion. Cet avantage est notable car les huiles de pompes à diffusion ont des potentiels d'ionisation assez faibles alors que le vide obtenu par une pompe turbo-moléculaire ou une pompe à sublimation contient principalement des molécules de potentiel d'ionisation élevé comme H_2 , H_2O ou CO . Nous avons aussi essayé d'installer un piège refroidi à l'azote liquide pour réduire la pression des espèces condensables. Cependant, ce dispositif n'a pas permis de diminuer significativement le signal parasite sur le détecteur donc il a été abandonné.

IV.4.3 Oxydation du fil de rhénium

Il a été montré que l'oxydation de la surface peut augmenter notablement le travail de sortie du rhénium et donc l'efficacité d'ionisation. Dans le cas de l'ionisation du lithium, les premiers résultats ont été publiés par Persky en 1969 [210]. Une étude plus complète de l'efficacité d'ionisation obtenue avec un filament de rhénium a été entreprise plus récemment par Kawano et ses collaborateurs [211, 222, 223]. Dans ces travaux, les auteurs utilisent la loi de Saha-Langmuir pour obtenir le travail de sortie à partir de l'efficacité d'ionisation de différents alcalins. Comme le recouvrement de la surface du rhénium par l'oxygène dépend de la température du filament, on peut étudier le comportement du travail de sortie ou de l'efficacité de détection en fonction de la pression résiduelle d'oxygène et de la température du fil. On peut aussi collecter les électrons émis par le filament en présence d'oxygène et pour différentes températures comme l'on fait Kawano *et al.* [209]. Le courant électronique J sortant du filament dépend exponentiellement du travail de sortie et une mesure de ce courant permet de remonter au travail de sortie grâce à la loi de Dushman-Richardson :

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{k_B T}\right). \quad (\text{IV.18})$$

Nous avons réalisé avec notre détecteur une étude de l'efficacité de détection en fonction de la température et de la pression d'oxygène dans la chambre à vide contenant

le fil chaud. L'oxygène est introduit dans l'enceinte grâce à une vanne de fuite. On a ainsi fait varier la pression d'oxygène dans une gamme allant de 5×10^{-7} à 6×10^{-9} mbar si on considère que notre meilleur vide résiduel de 3×10^{-8} mbar est essentiellement composé d'air. Ces pressions sont lues directement à partir d'une jauge à ionisation Varian étalonnée pour l'air. Le fabricant propose pour l'oxygène différents coefficients correcteurs compris entre 0,9 et 1,1. Donc on peut raisonnablement considérer dans la suite que la jauge est bien étalonnée pour l'oxygène et on n'appliquera aucune correction aux mesures de la jauge.

Un flux de lithium constant est envoyé sur le filament et les ions émis sont collectés et comptés. Comme pour les expériences de test précédentes, le jet de lithium provient d'un four effusif placé dans une autre chambre à 2 m du détecteur et le flux est contrôlé par une fente piézo-électrique interposée 40 cm avant le filament. Le flux atteignant la surface du rhénium calculé par la théorie du jet effusif est estimé à $5,75 \times 10^5$ atomes par seconde. Ce calcul justifié au paragraphe IV.3 et correspond à une température du four de 360°C . Cependant, si ce flux est sensiblement constant au cours d'une série de mesures, l'incertitude sur la valeur exacte de ce flux est assez importante, probablement de l'ordre de 10 %, à cause de la mauvaise connaissance de la valeur de la pression de vapeur saturante p_{Li} .

Pour trois pressions d'oxygène différentes, nous avons mesuré le rapport entre le nombre d'ions comptés et le flux estimé en fonction de la température dans la gamme 1590 K-1880 K. Avant chaque mesure, le fil est porté à haute température ($T = 2250 \text{ K}$) pendant 2 minutes pour nettoyer la surface de toute impureté. On mesure ensuite la valeur du signal parasite en l'absence de jet de lithium et la valeur du signal total quand le flux constant (dont la valeur calculée est égale à $5,75 \times 10^5$ atomes par seconde) est envoyé sur le fil chaud. Ces données sont reportées dans le tableau IV.4.3 et les résultats sont synthétisés sur la figure IV.12. La valeur correspondant à l'expérience de mesure d'efficacité est aussi placée sur la figure et correspond à la même pression résiduelle 3×10^{-8} mbar que la série de points de plus basse efficacité. Le désaccord assez important entre cette valeur et les mesures de l'effet de l'oxydation peut s'expliquer par le fait que ces deux expériences ont été réalisées à une année d'intervalle et que la composition du vide résiduel et, par conséquent, le degré d'oxydation du fil, pouvaient avoir notablement changé.

L'efficacité de détection résulte de la probabilité d'ionisation donnée par la loi de Saha-Langmuir et de l'efficacité de détection des ions. L'efficacité de comptage des ions

TAB. IV.2 – Mesures du signal de lithium et du signal parasite en fonction de la pression d'oxygène dans l'enceinte pour différentes températures du filament de rhénium. Tous les signaux sont exprimés en nombre de coups par seconde.

$P(O_2)$ (mbar)	T	Signal parasite	Signal total	Signal de lithium
6×10^{-9}	1509 K	2 000	286 000	284 000
	1591 K	2 000	122 000	120 000
	1669 K	1 200	37 900	36 700
	1743 K	3 000	22 000	19 000
	1815 K	7 300	23 500	16 200
$2,1 \times 10^{-7}$	1509 K	26 000	408 000	382 000
	1591 K	13 000	346 000	333 000
	1669 K	9 500	296 000	286 500
	1743 K	24 000	217 000	193 000
	1815 K	34 000	151 000	117 000
$5,0 \times 10^{-7}$	1509 K	16 000	380 000	363 000
	1591 K	11 000	328 000	317 000
	1669 K	7 500	240 000	232 500
	1743 K	17 000	160 000	143 000
	1815 K	29 000	90 000	61 000

est constante et doit être égale à l'efficacité de détection totale quand la probabilité d'ionisation tend vers 1. Cet effet de saturation commence à être observé sur la figure IV.12 pour les pressions d'oxygène les plus élevées et les températures les plus basses. En extrapolant ces résultats, on peut déduire que l'efficacité de détection des ions Li^+ doit être de l'ordre de 70 %. A cause de l'incertitude sur la valeur théorique du flux atomique, il n'est malgré tout pas possible d'obtenir une valeur précise de l'efficacité de détection. La valeur de 70 % est tout de même compatible avec les valeurs publiées de l'efficacité des channeltrons pour l'ion H^+ qui sont d'environ 90 % à des énergies de quelques keV. L'augmentation de la température a deux effets sur l'efficacité de détection : tout d'abord le terme $k_B T$ dans la loi de Saha-Langmuir va augmenter mais surtout le travail de sortie Φ va diminuer au fur et à mesure que l'oxydation du filament diminue. L'effet du terme en $k_B T$ sur l'efficacité de détection dépend du signe de $I - \Phi$ mais sera toujours faible. Comme le montrent les courbes de la figure IV.12, la diminution de Φ avec le chauffage a un rôle prédominant. En effet, pour une pression d'oxygène de $2,1 \times 10^{-7}$ mbar par exemple, Φ décroît de 0,6 eV quand T varie de 1590 K à 1815 K.

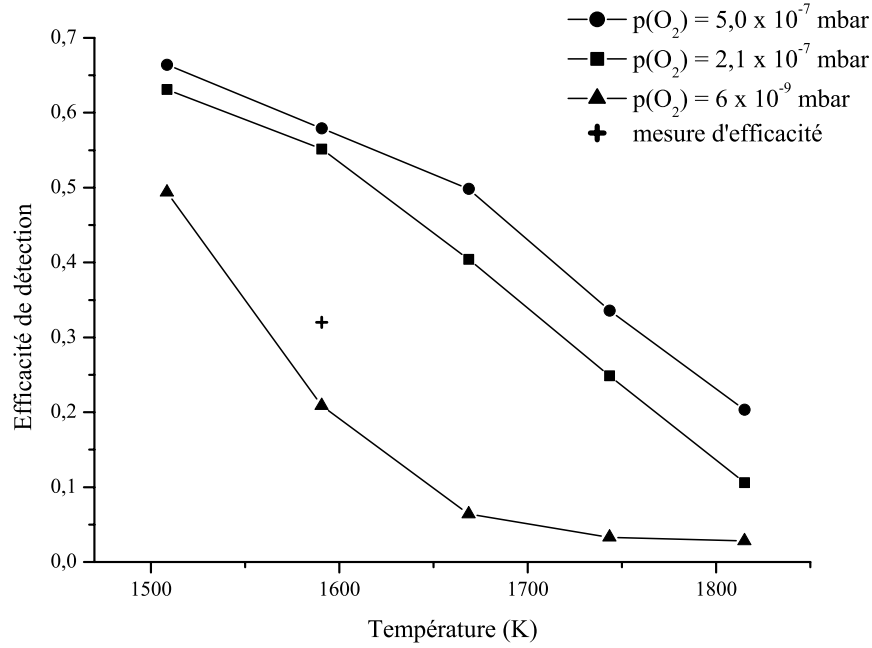


FIG. IV.12 – *Efficacité de détection en fonction de la température du filament pour différentes pressions d'oxygène. On a aussi figuré le point correspondant à la mesure réalisée au paragraphe IV.3.*

Modélisation de la dépendance du travail de sortie en fonction de la température et de la pression d'oxygène

Pour rationaliser cette variation de Φ avec la température, on peut modéliser simplement l'oxydation de surface du rhénium en décrivant le phénomène comme un équilibre chimique microscopique entre les sites cristallins nus et l'oxygène gazeux d'une part et les sites cristallins oxydés d'autre part :



Si on appelle σ_{Re} et σ_{ReO} les densités surfaciques de sites non oxydés et oxydés respectivement, la constante d'équilibre K de cette réaction est

$$K = \frac{\sigma_{\text{ReO}}^2}{\sigma_{\text{Re}}^2 p(\text{O}_2)} \quad (\text{IV.20})$$

où $p(\text{O}_2)$ dénote la pression partielle d'oxygène moléculaire. Par souci de commodité, on écrira dans la suite de la discussion cette constante d'équilibre qui dépend de la tempéra-

ture sous la forme d'une pression $p_c(T)$:

$$\left(\frac{\sigma_{ReO}}{\sigma_{Re}} \right)^2 = \frac{p(O_2)}{p_c(T)} \quad (IV.21)$$

La fraction de sites oxydés f ne dépend donc que de la pression partielle d'oxygène et de la constante d'équilibre de la réaction :

$$f = \frac{\sigma_{ReO}}{\sigma_{Re} + \sigma_{ReO}} = \frac{\sqrt{p(O_2)/p_c(T)}}{1 + \sqrt{p(O_2)/p_c(T)}}. \quad (IV.22)$$

Il faut ensuite relier la fraction oxydée f au travail de sortie Φ . L'hypothèse la plus simple consiste à supposer un accroissement linéaire du travail de sortie en fonction de la fraction de rhénium oxydée :

$$\Phi = \Phi_0 + f[T, p(O_2)] \Delta. \quad (IV.23)$$

Le travail de sortie passe alors linéairement de la valeur Φ_0 pour une surface métallique propre à la valeur $\Phi_0 + \Delta$ au fur et à mesure que l'équilibre chimique précédent se déplace vers la droite. Ceci donne donc pour chaque couple de valeurs expérimentales $(T, p(O_2))$ une valeur du travail de sortie.

Nous avons testé ce modèle à partir des résultats de l'article [209] où les données expérimentales de Φ sont tirées de l'émission électronique. La figure IV.13 présente le bilan du test de notre modèle. Les courbes continues sont issues de l'équation IV.23 où Φ_0 et Δ ont été utilisés comme paramètres ajustables. Ce modèle de l'oxydation du fil rend donc bien compte des observations expérimentales car un seul jeu de paramètres, $\Phi_0 = 4,94$ eV et $\Delta = 1,125$ eV, permet d'obtenir l'ensemble des courbes théoriques. Les résultats expérimentaux de Kawano *et al.* [209] pour des températures inférieures à 1400 K ne suivent pas du tout la tendance à plus haute température. Donc les données pour $T < 1400$ K n'ont pas été utilisées.

Si l'oxydation des sites de rhénium se fait différemment, c'est-à-dire si un site accepte par exemple deux atomes d'oxygène, la formule donnant l'équilibre chimique et donc f n'est plus la même et les résultats de nos simulations ont montré que l'accord avec les données expérimentales est nettement moins bon quand la fraction oxydée n'a pas la forme IV.22.

Cinétique d'oxydation

A "basse" température, la cinétique de l'oxydation du fil est suffisamment lente pour être observable directement le signal d'ions. Le jet atomique étant d'intensité constante au

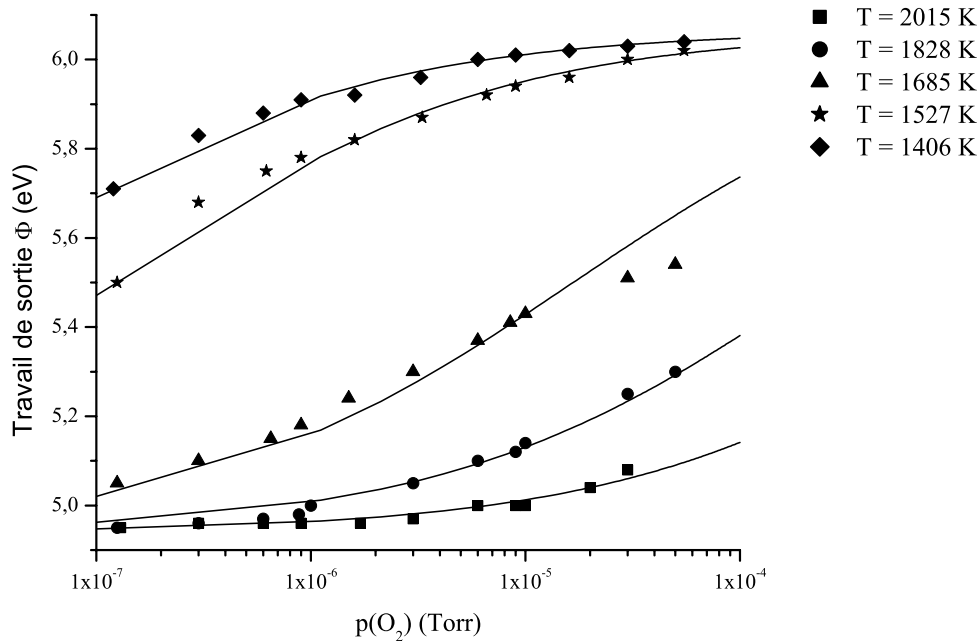


FIG. IV.13 – Test du modèle de l'oxydation par une variation linéaire du travail de sortie avec la fraction oxydée. sur les données de l'article [209].

cours de ces expériences, lorsque la pression d'oxygène varie brusquement, l'efficacité de détection croît ou décroît exponentiellement. On retrouve donc comme en cinétique chimique des passages d'un équilibre à un autre avec une variation exponentielle en fonction du temps quand la cinétique n'implique qu'une seule étape lente et que tous les réactifs ont des densités constantes au cours de l'expérience, sauf un réactif dont la concentration relaxe vers l'équilibre et que le taux de disparition est linéaire en densité de ce réactif. Les figures IV.14 et IV.15 montrent deux exemples caractéristiques de cette cinétique quand le fil est chauffé à 1660 K :

- sur la figure IV.14 est représentée l'augmentation du signal lorsqu'on introduit un flux d'oxygène dans l'enceinte tel que la pression totale passe de 3×10^{-8} mbar à $2,1 \times 10^{-7}$ mbar; la courbe continue montre le meilleur ajustement obtenu pour une évolution exponentielle dont on déduit un temps caractéristique d'oxydation de 4,9 s.
- sur la figure IV.15, on trouve un exemple de la décroissance du signal lorsqu'on coupe le flux d'oxygène. Dans le cas figuré ici, la pression chute brusquement de $5,0 \times 10^{-7}$ mbar à 3×10^{-8} mbar et le signal est bien reproduit par une exponentielle

décroissante (courbe continue) de durée caractéristique 34,3 s.

Nous avons collecté un ensemble de données concernant la cinétique d'oxydation mais nous n'avons pas cherché à modéliser ces résultats plus en détails.

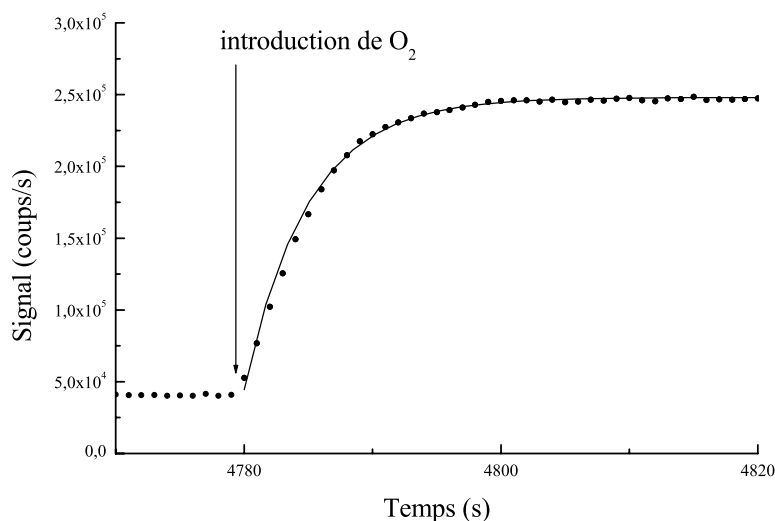


FIG. IV.14 – Exemple typique de la cinétique d'oxydation du fil chauffé à 1660 K pour une pression d'oxygène de $2,1 \times 10^{-7}$ mbar. Les points sont expérimentaux tandis que les courbes représentent le meilleur ajustement d'une fonction exponentielle.

Bilan de l'effet de l'oxydation sur les performances du détecteur

On a vu qu'à une température du fil de 1590 K une pression résiduelle d'oxygène d'environ 6×10^{-9} mbar est suffisante pour obtenir une efficacité de détection de l'ordre de 20 à 30 %. L'oxydation du fil par l'introduction volontaire d'oxygène permet d'atteindre des efficacités de détection proches de 70 % mais cette augmentation d'efficacité s'accompagne d'une augmentation du signal parasite (voir tableau IV.4.3). De plus, cette augmentation du signal parasite est souvent beaucoup plus grande que le gain sur le signal recherché. A 1590 K, par exemple, le signal est multiplié par presque un facteur 3 quand on introduit $2,1 \times 10^{-7}$ mbar d'oxygène mais le fond croît d'un facteur 6,5 dans le même temps. Le signal de fond dans le cas d'une forte oxydation du filament est aussi très bruyant et les fluctuations du nombre d'ions détectés dépassent rapidement la statistique Poissonienne. La figure IV.16 illustre ce phénomène pour une température du fil de 1670 K. On remarque sur cette figure, quelle que soit la pression résiduelle, l'existence

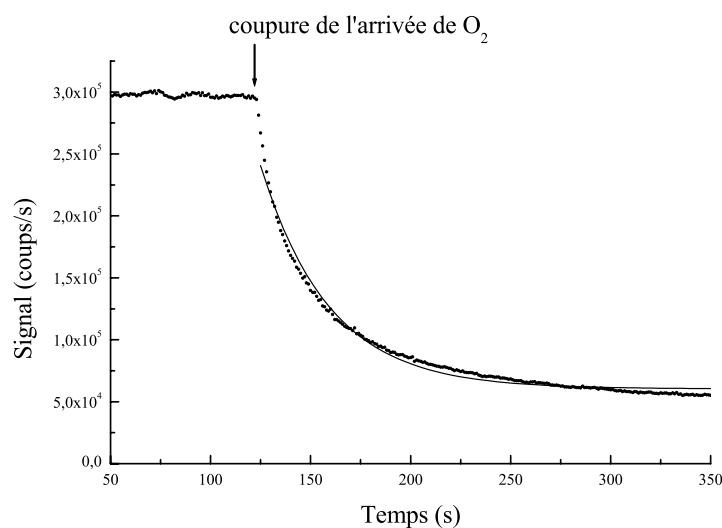


FIG. IV.15 – Exemple typique de la cinétique de désoxydation du fil chauffé à 1660 K pour une pression d'oxygène initiale de $5,0 \times 10^{-7}$ mbar. Les points sont expérimentaux tandis que les courbes représentent le meilleur ajustement d'une fonction exponentielle.

de bouffées de bruit d'amplitude très supérieure au bruit de Poisson. Ces bouffées sont bien connues dans le fonctionnement des fils chauds mais assez mal comprises. L'équipe de D. Pritchard rapporte dans son article de 1991 [138] un phénomène similaire pour la détection du sodium sur un fil chaud fait d'un alliage de platine et d'iridium mais ce problème est connu depuis bien plus longtemps. Dans notre cas, il semble que ces bouffées soient brèves et liées à l'émission d'ions oxydes de rhénium. La nature non Poissonienne de ces émissions ne peut s'expliquer qu'en considérant que les émissions d'ions successifs sont corrélées en temps parce que partageant une origine commune. Nous pensons qu'elles sont la signature de phénomènes d'avalanche de désoxydation durant lesquelles une facette d'un microcristal se désoxyde plus ou moins complètement en émettant des molécules d'oxygène et d'oxydes de rhénium ainsi que des ions oxydes de rhénium dans des proportions que nous ne connaissons pas.

Nous avons donc choisi de ne pas augmenter artificiellement la pression partielle d'oxygène dans l'enceinte du détecteur en raison des conséquences néfastes induites sur le rapport signal sur bruit : augmentation du signal parasite et augmentation du bruit sur ce signal parasite. L'efficacité d'ionisation est cependant assez bonne même sans ajout d'oxygène quand le filament n'est pas chauffé trop fortement ($T < 1600$ K). En effet,

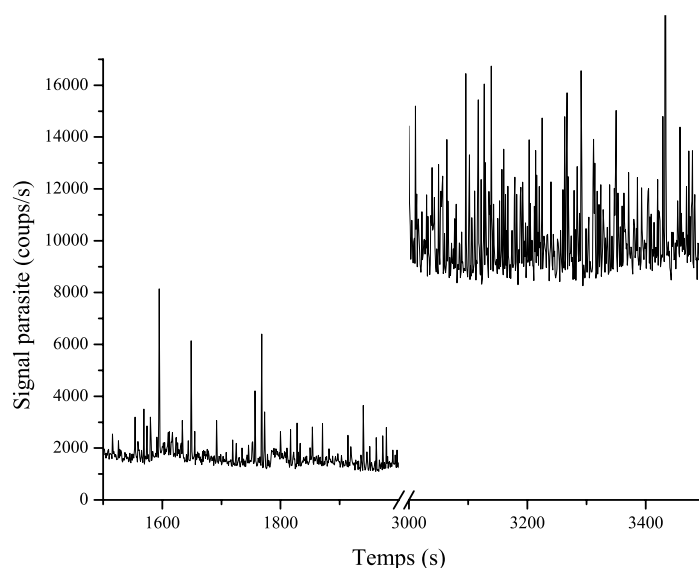


FIG. IV.16 – *Signal parasite détecté pour une température du fil de 1670 K pour deux pressions partielles d'oxygène. Sur la gauche de la figure, la pression partielle d'oxygène est de $2,2 \times 10^{-9}$ mbar si le gaz résiduel est de l'air. Sur la droite de la figure, on a introduit un flux d'oxygène tel que la pression dans l'enceinte soit de $3,1 \times 10^{-7}$ mbar.*

nous avons mesuré que l'efficacité de détection des atomes de lithium sature vers 70% (voir figure IV.12) mais étant donné les mesures du travail de sortie de l'équipe de Kawano, l'efficacité d'ionisation doit atteindre pratiquement 100% dans ces conditions et l'efficacité de 70% s'explique d'une part par les erreurs discutées plus haut dans l'évaluation du flux d'atomes et d'autre part par diverses imperfections expérimentales (pertes dans la collection des ions, efficacité du channeltron inférieure à 100%, pertes dans le comptage liées au niveau du discriminateur).

IV.4.4 Temps de réponse du détecteur

Le temps de réponse du détecteur est un paramètre important si on veut pouvoir observer des variations rapides du signal. Dans un détecteur de Langmuir-Taylor, le facteur limitant le temps de réponse est essentiellement le temps de résidence des ions sur la surface de rhénium. Ce temps de résidence τ dépend de l'énergie d'adsorption E_{ads} de l'ion à la surface et de la température T selon la loi de Langmuir :

$$\tau = \tau_0 \exp \left(\frac{E_{ads}}{k_B T} \right). \quad (\text{IV.24})$$

La théorie prévoit que le préfacteur τ_0 est de l'ordre de la période de vibration de l'ion près de la surface, typiquement 10^{-13} s. Comme l'énergie d'adsorption est de quelques électron-volts, il faut que la température soit d'au moins 1500 K pour obtenir des temps de réponse inférieurs à la milliseconde. C'est la raison principale pour laquelle le fil est chauffé à des températures élevées.

Le moyen le plus simple de mesurer ce temps de réponse est d'utiliser un jet atomique haché [216]. Il est aussi possible d'utiliser la fonction d'autocorrelation du courant ionique [220] pour mesurer des temps de réponse de l'ordre de la microseconde qui sont difficilement accessibles avec un jet haché. L'équipe de Loesch à Bielefeld nous a aussi fourni trois mesures du temps de réponse pour différentes températures. Ces trois mesures sont comparées avec les résultats obtenus par Stienkemeier *et al.* [216] et Gladyszewski [220] dans le tableau IV.4.4 après une légère extrapolation car les gammes de température ne sont pas exactement les mêmes dans les trois expériences. Plus précisément, les expériences de Loesch [207] ont été réalisées entre 1500 K et 1700 K alors que celles de la référence [216] et de la référence [220] ont été faites respectivement entre 1200 K et 1500 K et entre 1600 K et 2000 K.

TAB. IV.3 – Temps de résidence d'un ion Li^+ à la surface du fil chaud en fonction de la température : mesures issues des travaux de Loesch *et al.* [224], Stienkemeier *et al.* [216] et Gladyszewski [220].

	temps de réponse τ (μs)		
T (K)	Loesch <i>et al.</i> [224]	Stienkemeier <i>et al.</i> [216]	Gladyszewski [220]
1525	215	114	82
1600	75	35	35
1672	40	12	16

Toutes les mesures donnent le même ordre de grandeur pour le temps de réponse mais les résultats expérimentaux sont très dispersés. Cette grande différence entre les résultats expérimentaux peut s'expliquer par deux remarques :

- tout d'abord, le temps de réponse est très sensible à la température au travers de la dépendance exponentielle, donc toute erreur systématique dans la mesure de température a de fortes conséquences sur l'évaluation du temps de réponse;
- il faut ensuite tenir compte du fait que l'énergie d'adsorption croît avec le travail de

sortie [225] et que ce travail de sortie dépend de l'état d'oxydation de la surface de rhénium; différents degrés d'oxydation dans les diverses expériences peuvent donc expliquer le désaccord entre les résultats du tableau IV.4.4.

Pour finir, le tableau IV.4.4 récapitule l'ensemble des paramètres τ_0 et E_{ads} pour les différents atomes alcalins. La dernière ligne est obtenue à partir des trois valeurs du temps de réponse fournies par Loesch. Il semble y avoir une tendance de l'énergie d'adsorption à décroître quand le nombre de charge de l'alcalin augmente en accord avec des modèles théoriques simples reposant sur l'attraction ion-surface par effet de charge image. Cependant, les résultats pour un même alcalin sont trop différents pour pouvoir en tirer une conclusion définitive.

TAB. IV.4 – Valeurs de l'énergie d'adsorption et du préfacteur de l'exponentielle donnant le temps de résidence d'un alcalin sur une surface de rhénium.

référence	alcalin	E_{ads} (eV)	τ_0 ($\times 10^{-13}$ s)
[226]	Cs	$2,01 \pm 0,04$	$1,9 \pm 0,9$
[225]	Rb	$2,28 \pm 0,03$	$0,8 \pm 0,3$
[225]	K	$2,33 \pm 0,03$	$1,0 \pm 0,3$
[216]	K	$2,64 \pm 0,06$	$0,01 \pm 0,06$
[225]	Na	$2,75 \pm 0,03$	$0,2 \pm 0,1$
[220]	Na	1,92	31
[216]	Na	$2,95 \pm 0,07$	$0,05 \pm 0,04$
[220]	Li	2,37	12
[216]	Li	$3,36 \pm 0,05$	$0,009 \pm 0,006$
Loesch	Li	2,54	8,75

IV.5 Comparaison avec un détecteur à fluorescence induite

Une autre technique de détection des atomes consiste à exciter les atomes à l'aide d'un laser résonant avec une transition atomique et de collecter les photons émis spontanément. Ce paragraphe se limitera à donner un ordre de grandeur de l'efficacité globale attendue pour un détecteur de ce type sans poser le calcul exact de l'efficacité prenant en

compte la structure précise des niveaux électroniques du lithium. Etant données les incertitudes liées à la réalisation expérimentale, cette approche est dans un premier temps bien appropriée pour comparer les résultats du détecteur à fil chaud avec celui d'un détecteur à fluorescence induite.

La détection d'un atome passe par trois étapes successives qui jouent chacune un rôle dans l'efficacité totale de détection. Tout d'abord, il faut évaluer le taux de fluorescence par atome. Puis les photons issus de l'émission spontanée doivent être collectés le mieux possible. Finalement on choisit un détecteur pour les photons de fluorescence dont l'efficacité entre dans le calcul de l'efficacité globale. En outre, il faut aussi tenir compte dans ce type de détecteur du signal de fond qui est majoritairement dû à la diffusion du laser d'excitation dont la longueur d'onde est identique à celle des photons de fluorescence, ce qui interdit tout filtrage spectral.

Taux de fluorescence

L'hypothèse de départ la plus simple pour évaluer le nombre de photons émis spontanément par l'atome est de considérer l'atome comme un système à deux niveaux composé du fondamental 2S et du premier niveau excité 2P . Si le laser résonant sature la transition, la probabilité de présence dans l'état excité est égale à $1/2$. Le nombre de photons émis par l'atome par unité de temps est le produit de cette probabilité de présence par le taux de décroissance radiative de l'état excité Γ soit $\Gamma/2$. Si on suppose que l'atome de vitesse v interagisse avec le laser sur une distance L , donc pendant un temps $t_{int} = L/v$, chaque atome émettra un nombre N de photons de fluorescence égal à

$$N = \frac{\Gamma L}{2v}. \quad (\text{IV.25})$$

La vitesse v de notre jet supersonique vaut 1060 m/s et la durée de vie de l'état excité 2P du lithium est $\tau = 1/\Gamma = 27,1$ ns [191]. On peut estimer pouvoir collecter les photons émis sur une distance $L = 3$ mm sur laquelle les atomes seront plongés dans le faisceau lumineux. Donc on peut s'attendre à un total de $N = 52$ photons émis par atome.

Expérimentalement, on ne peut pas négliger la structure hyperfine du niveau fondamental du lithium. Si on n'utilise pas simultanément deux lasers accordés de manière à exciter les deux sous-niveaux hyperfins, on assistera seulement à l'émission d'un faible nombre de photons car, sous l'effet du pompage optique, les atomes s'accumuleront dans

le sous-niveau non excité et n'émettront plus de photons de fluorescence. En outre, dans le cas d'une excitation par deux lasers, la probabilité de présence dans l'état excité vaut $1/2$ si chacune des transitions est saturée et si chaque transition se fait vers des sous-niveaux hyperfins différents mais peut être sensiblement différente dans les autres cas. Enfin, on suppose dans cette analyse que le diagramme d'émission est sensiblement isotrope après moyenne sur tous les sous-niveaux de l'état fondamental.

La transition vers le premier état excité est dans notre cas le meilleur candidat pour la détection par fluorescence induite et on peut éliminer a priori les transitions vers des niveaux plus élevés pour deux raisons. Tout d'abord la longueur d'onde de la première résonance du lithium, 671 nm, est accessible par des diodes lasers commerciales simple d'utilisation. De plus, même si les transitions vers des états d'excitation plus élevés engendreraient des photons ultraviolets qui pourraient être détectés presque sans signal parasite, le nombre de photons émis serait considérablement plus faible, en particulier car l'excitation de ces niveaux mène à des cascades radiatives passant par des niveaux dont la durée de vie est plus longue que pour l'état de résonance 2^2P .

Collection de la fluorescence

Les photons de fluorescence sont émis dans tout l'espace et il faut donc réaliser une optique de collection ayant le plus grand angle solide possible sans pour autant collecter la lumière du laser d'excitation. L'intensité de fluorescence étant beaucoup plus faible que l'intensité du laser, ce problème de lumière parasite est un point important qui sera discuté à la fin de ce paragraphe.

Le montage optique le plus simple consiste à faire l'image de la zone émissive sur la zone sensible du détecteur de photons à l'aide de deux lentilles asphériques. La première de ces lentilles doit avoir une courte distance focale f_b et une très grande ouverture D pour maximiser l'angle solide de collection $\Delta\Omega$ donné par

$$\Delta\Omega = 2\pi(1 - \cos\theta) \quad (\text{IV.26})$$

où θ est défini par $\tan\theta = D/(2f_b)$. On peut trouver dans le commerce des lentilles Melles Griot d'ouverture $D = 52$ mm et de focale $f_b = 16,6$ mm, ce qui permet d'obtenir un angle solide de collection de 23 %, mais la qualité de l'image formée par ces lentilles est médiocre et ce calcul est donc optimiste.

L'angle solide que peut accepter la couche sensible d'un détecteur de photons est généralement plus petit que la valeur précédente et il faut en tenir compte lors de l'imagerie. On doit donc produire une image grossie en raison de la conservation de l'étendue optique : le produit de la surface de l'objet par l'angle solide sous lequel il est vu est conservé par l'imagerie en optique géométrique. Comme la surface émettrice est sensiblement un carré de 3 mm de côté si on veut détecter le jet atomique sur une hauteur de 3 mm, il faut disposer d'un détecteur pour les photons de fluorescence dont la surface est plus grande comme on le verra dans la suite.

Pour augmenter l'angle solide de détection, on ajoute un miroir sphérique de l'autre côté de la lentille de collection par rapport à la zone émettrice. Ce miroir n'a cependant pas une réflectivité parfaite et on peut attendre avec bon traitement de surface une valeur du coefficient de réflexion R comprise entre 0,95 et 0,98. En supposant l'émission lumineuse serait parfaitement isotrope, l'efficacité de collection est donnée par

$$\eta_{\text{collec}} = \frac{\Delta\Omega}{4\pi}(1+R)T \quad (\text{IV.27})$$

où T est la transmission totale du système de lentilles. Les pertes par transmission sont de l'ordre de 4 % par face à l'incidence normale et la moyenne de ces pertes n'augmente pas fortement avant d'atteindre des incidences supérieures à 60° . Si on admet cette valeur pour les pertes moyennes, le coefficient de transmission T vaut 0,85 pour deux lentilles seulement soit quatre faces de verre. Les fabricants d'optique proposent parfois un traitement spécial anti-reflet mais dans ce cas, même si les pertes à l'incidence normale sont réduites à 1,5 %, elles sont toujours de 3,5 % aux fortes incidences. L'amélioration qui en résulte sur la transmission totale est inférieure à 10 % et on n'en tiendra pas compte dans la suite, étant donné la précision du calcul effectué. Pour un miroir de réflectivité 95 %, on obtient donc une efficacité de collection $\eta_{\text{collec}} = 38\%$.

Détection de la fluorescence

On peut envisager deux types de détecteurs très efficaces pour les photons appartenant aux longueurs d'ondes visibles : les photodiodes à avalanche refroidies ou les photomultiplicateurs. Les premières n'acceptent cependant qu'une très faible étendue optique. En effet, la surface active des photodiodes à avalanche n'excède pas $200\ \mu\text{m}$ de côté et est enfoncé dans un trou, ce qui réduit l'angle solide accepté. Seuls les photomultiplicateurs fournissent une étendue optique suffisante pour l'imagerie d'une zone de 3 mm de côté

vue sous un angle solide de 3 stéradians. A 671 nm, les meilleures photocathodes sont en arseniure de gallium et ont un rendement quantique donné par le constructeur $\rho = 14 \%$. Cependant ces mesures sont tirées de mesures de courant réalisées avec des flux de photons relativement élevés et non de comptage d'impulsions. Dans le cas de comptage de photons, le rendement quantique observé est souvent plus faible. On admettra par la suite dans les applications numériques qu'il vaut $\rho = 10 \%$.

Signal attendu par atome. Comparaison avec le détecteur à fil chaud

En résumé, chaque atome émet 52 photons qui sont collectés avec une efficacité de 38 % et détectés ensuite avec un rendement de 10 %. Ceci conduit à la détection d'un nombre moyen de photons par atome $n_\gamma = 2$. Comme la distribution du nombre de photons détectés par atome est sensiblement une distribution de Poisson, l'efficacité de détection associée est excellente, avec seulement une fraction de l'ordre $e^{-2} = 14\%$ des atomes non détectés, ce qui est beaucoup mieux que l'efficacité actuelle utilisable de notre détecteur à fil chaud, voisine de 30%. Cependant, la grandeur importante n'est pas la valeur absolue du signal mais le rapport signal sur bruit pour un type de détecteur. Or ce rapport prend en compte le niveau de signal parasite sur le détecteur. Dans le cas de la détection par fluorescence induite à la même longueur d'onde que l'excitation, il est très difficile d'éliminer toute source de lumière parasite et le signal parasite peut être du même ordre de grandeur voir plus grand que le signal recherché [227]. Au contraire avec le détecteur à fil chaud, nous avons réussi à rendre le signal parasite petit devant le signal détecté. Nous allons comparer les performances de bruit de ces deux détecteurs, en admettant que le jet atomique donne un flux d'atomes régi par une statistique de Poisson.

En admettant que le bruit sur le détecteur à fil chaud est Poissonien (ce qui est optimiste), on peut aisément calculer le rapport signal sur bruit pour un flux incident moyen $N_{at} = 10^5$ atomes par seconde, un rendement de détection de 30% et un signal parasite de 3000 coups par seconde. On trouve que pour un temps de mesure de 1 seconde, le rapport signal sur bruit vaut

$$\frac{S}{B} = \sqrt{N_{at}} = 187 \quad (\text{IV.28})$$

en négligeant le bruit supplémentaire lié à la soustraction du signal parasite.

Pour le détecteur à fluorescence induite, les fluctuations sont un peu plus difficiles à calculer, car les émissions de photons issues d'un même atome sont évidemment cor-

réelées. Le signal mesuré est la somme d'un signal parasite dû à la lumière parasite des lasers servant à exciter la fluorescence et du signal de fluorescence des atomes. Si on prend un flux atomique typique $N_{at} = 10^5$ atomes par seconde et un signal parasite lumineux $P = 10^5$ photons par seconde, on obtient pour le détecteur à fluorescence induite un signal moyen $S = N_{at}n_\gamma = 2 \times 10^5$. Le bruit sur ce signal n'est pas Poissonien car on tire en fait d'abord un nombre aléatoire d'atomes puis un nombre aléatoire de photons pour chaque atome. Si les distributions du nombre d'atomes et de photons sont toutes deux Poissoniennes et que le nombre moyen de photons par atome est très petit par rapport au nombre moyen d'atomes, la variance du signal détecté est

$$\text{var}(S) = \sqrt{N_{at}(n_\gamma^2 + n_\gamma)}. \quad (\text{IV.29})$$

où n_γ est le nombre moyen de photons par atome soit 2 d'après le calcul précédent. Comme on peut s'y attendre, pour un signal moyen donné S , il n'est pas équivalent d'avoir un flux d'atomes important et peu de photons par atome que d'avoir un faible flux atomique et un grand nombre de photons par atomes. Le bruit sur le signal vaut donc

$$B = \sqrt{P + N_{at}(n_\gamma^2 + n_\gamma)} = \sqrt{(1 + 6) \times 10^5} = 837. \quad (\text{IV.30})$$

Le rapport signal sur bruit S/B est alors égal à 239.

La comparaison entre les deux types de détecteurs est en faveur de la détection par laser mais ce système ajoute plusieurs contraintes à l'expérience. La difficulté essentielle est l'élimination des faisceaux lumineux parasites car il faut non seulement éliminer les reflets parasites sur les fenêtres et les miroirs, mais aussi utiliser une peinture noire de très bonne qualité pour toutes les surfaces non optiques. Il faut aussi disposer d'au moins une source laser asservie en fréquence sur la résonance atomique. Il a donc été décidé de réaliser tout d'abord un détecteur à fil chaud pour l'observation du signal issu de l'interféromètre car ses performances sont proches de celles d'un détecteur par fluorescence et sa réalisation est plus simple. Néanmoins, le développement d'un détecteur à fluorescence induite fait parti des projets de notre équipe. En outre, si le jet atomique devait être ralenti, la réalisation d'un tel détecteur accroîtrait grandement les performances de détection tant que le fond n'est pas négligeable par rapport au signal car toute diminution de la vitesse de atomes augmente d'un même facteur le nombre de photons émis par atome.

Chapitre V

Résultats expérimentaux

Dans ce chapitre, je présenterai l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus jusqu'à présent avec notre appareil. On verra tout d'abord les détails du processus de diffraction atomique. Les différentes caractéristiques du régime de Bragg seront présentées expérimentalement puis discutées. La sélectivité en fonction de la vitesse ou de l'angle d'incidence des atomes sera étudiée. Et on montrera la dépendance de l'intensité de diffraction en fonction de la puissance du laser servant à la diffraction. Ensuite, j'exposerai les résultats des expériences d'interférométrie atomique réalisées grâce à notre montage. Ces expériences ont permis d'observer des franges d'interférences très bien contrastées et une étude des différents paramètres régissant le contraste sera faite.

V.1 Etude expérimentale de la diffraction de Bragg

V.1.1 Principe de l'expérience

Pour observer la diffraction d'une onde atomique de lithium sur une onde laser stationnaire, on dispose d'un jet supersonique très collimaté dans la direction de diffraction (voir chapitre III). Le réseau diffractant est créé par la réflexion du faisceau issu d'un laser à colorant sur un miroir. Il y a dans notre montage trois miroirs qui servent à la réalisation des trois réseaux de phase de l'interféromètre de Mach-Zehnder atomique (voir figure V.1). L'espacement entre deux miroirs successifs est de 60,5 cm. Le détecteur à fil chaud est situé 75 cm en aval du dernier miroir. Cependant le ruban de rhénium qui ionise les atomes est bien plus large que la séparation entre deux ordres de diffraction successifs même pour la diffraction par le premier réseau. En effet, au premier ordre de diffraction,

l'angle entre les deux faisceaux vaut

$$\theta_d = 2\theta_B \simeq \frac{\lambda_{dB}}{a} = \frac{h}{mva}. \quad (\text{V.1})$$

Pour une température du four de 700 ° C, la vitesse moyenne des atomes est 1008 m/s (voir chapitre III); le pas du réseau a est égal à la moitié de la longueur d'onde de résonance soit 335,5 nm; d'où un angle de diffraction pour le lithium de $\theta_d = 170 \mu\text{rad}$. Après 1,96 m, la séparation des deux faisceaux atomiques sur le ruban de rhénium est seulement de 333 μm alors que ce ruban a une largeur deux fois plus grande, 760 μm . Une fente de largeur réglable est donc placée avant le fil chaud et jouera le rôle de détecteur effectif. Cette fente de détection est montée sur une translation piézo-électrique de course 360 μm . Elle peut de ce fait être déplacée dans la direction $\vec{x}$ à mieux qu'un micromètre près, permettant ainsi de visualiser le profil en intensité à la sortie de l'expérience.

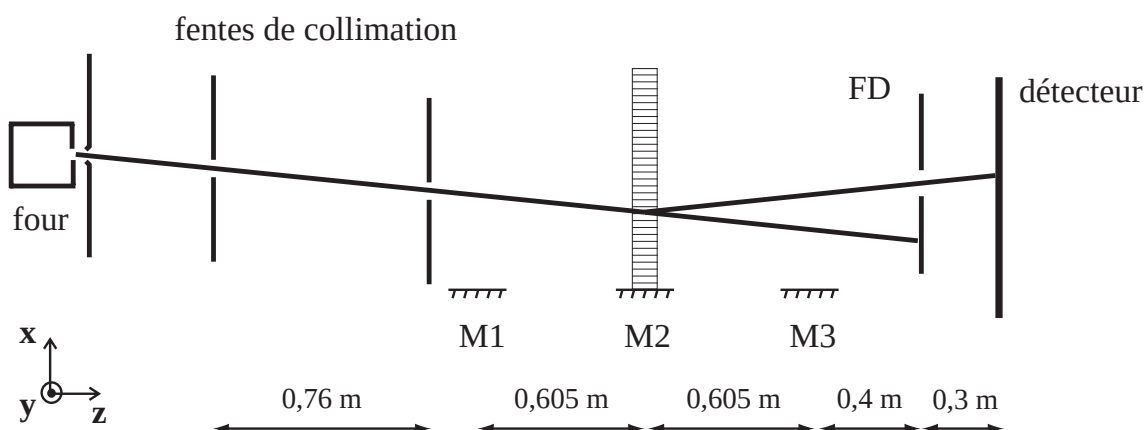


FIG. V.1 – Schéma de principe des expériences de diffraction. On a représenté sur la figure le cas de la diffraction par le deuxième réseau.

La première étape de l'expérience consiste à enregistrer le profil du jet de lithium collimaté pour repérer la position de ce qui sera l'ordre non diffracté dans la suite de l'expérience. On obtient typiquement une courbe comme celle de la figure V.2 quand la collimation est réalisée par une fente de 20 μm suivie d'une fente de 12 μm . Ce profil est très bien représenté par une fonction gaussienne de largeur à mi-hauteur 73 μm et centrée sur la valeur 38 μm .

Pour obtenir la diffraction de l'onde atomique, on introduit ensuite une onde stationnaire dont le diamètre, la puissance et la longueur d'onde sont fixés. Ces trois paramètres vont définir l'amplitude de probabilité de diffraction à travers le paramètre γ défini au

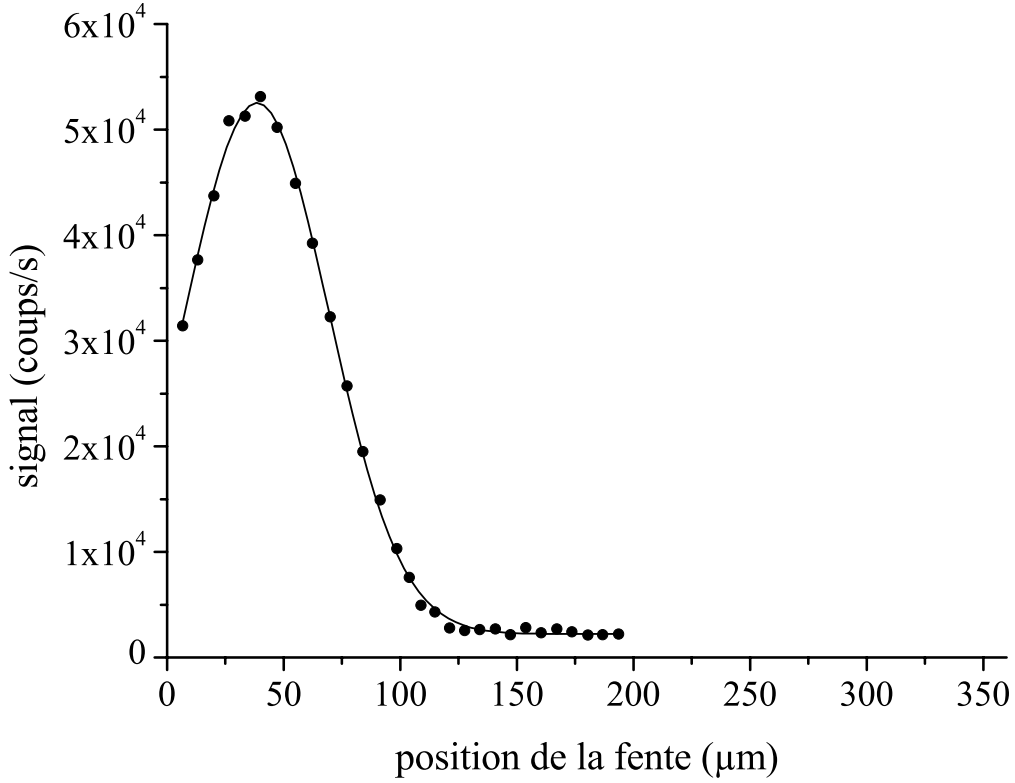


FIG. V.2 – Profil du jet atomique de lithium obtenu pour une température du four de 700°C et une collimation par une fente de $20\text{ }\mu\text{m}$ suivie d'une fente de $12\text{ }\mu\text{m}$. La fente de détection a sur cette figure une largeur de $50\text{ }\mu\text{m}$. Ce profil peut être décrit comme une gaussienne (en trait continu) de largeur à mi-hauteur $73\text{ }\mu\text{m}$ centrée sur la valeur $38\text{ }\mu\text{m}$.

chapitre II. Pour que la lumière ait un effet non négligeable sur les atomes, la longueur d'onde doit être proche d'une résonance atomique et nous avons choisi d'utiliser la transition entre l'état fondamental $|^2S_{1/2}\rangle$ et le premier état excité de l'atome de lithium $|^2P_{3/2}\rangle$ (voir figure V.3). En raison de la taille du faisceau lumineux et des puissances disponibles à la sortie du laser, l'écart à résonance sera dans nos expériences de l'ordre de quelques GHz. Cet écart est réglé en mesurant la longueur d'onde du laser grâce à un lambda-mètre après avoir repéré au préalable les longueurs d'ondes de transition du lithium. Etant donné le diagramme énergétique du lithium (voir figure V.3), on peut oublier l'effet de la transition $|^2S_{1/2}\rangle - |^2P_{1/2}\rangle$. On montre de plus dans l'appendice A que, pour un laser polarisé linéairement, le potentiel lumineux est indépendant du sous-niveau $|F, M_F\rangle$ de l'état fondamental, en admettant que le désaccord laser est indépendant du niveau hyper-

fin. L'amplitude du potentiel lumineux est alors donnée par

$$V_0 = \frac{\hbar\Omega^2}{\delta_L} = \frac{2}{9} \frac{d_{SP}^2 E_0^2}{\hbar\delta_L} \quad (\text{V.2})$$

où d_{SP} est l'élément de matrice réduit $\langle {}^2S || \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} || {}^2P \rangle$ quand l'écart à résonance δ_L est grand devant la structure fine de l'état 2P . Cependant, la différence d'énergie entre les deux sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental est du même ordre de grandeur que le désaccord du laser. Il faudra donc considérer séparément la diffraction pour le niveau $|{}^2S_{1/2}, F=1\rangle$ et celle pour le niveau $|{}^2S_{1/2}, F=2\rangle$ quand le jet atomique n'est pas pompé optiquement dans un seul de ces sous-niveaux.

Le diamètre de l'onde stationnaire est grand de manière à assurer que le régime de Bragg est une très bonne approximation. Il faut donc satisfaire la condition de Bragg II.57 sur l'angle d'incidence du vecteur d'onde atomique sur l'onde stationnaire. Si on cherche par exemple la diffraction par le deuxième réseau comme sur la figure V.1, le pic de diffraction d'ordre 1 devrait se trouver sur ce profil à une distance $\theta_d \times L$ du pic non diffracté, $L = 1,005$ m étant la distance entre le réseau et la fente de détection. Dans notre cas, avec les valeurs numériques précédentes, cette distance vaut $171 \mu\text{m}$. On place donc la fente de détection à $171 \mu\text{m}$ du centre du profil précédent, soit une abscisse de $209 \mu\text{m}$ sur le profil précédent. Lorsqu'il n'y a pas de laser, le signal mesuré est égal au fond sur le détecteur, c'est-à-dire environ 2200 coups par seconde dans notre exemple. Quand on introduit l'onde stationnaire, on satisfait à la condition de Bragg en tournant le miroir autour de l'axe $\vec{y}$ et en ajustant éventuellement l'arrivée du faisceau laser pour assurer une bonne rétro réflexion sur le miroir. L'angle du miroir par rapport au vecteur d'onde atomique a déjà été réglé grossièrement quand le montage n'était pas sous vide (voir chapitre III) et on cherche l'angle de Bragg uniquement en changeant la tension sur la cale piézo-électrique qui permet une rotation à quelques microradians près autour de l'axe $\vec{y}$. La phase γ étant fixée, l'angle de Bragg est ajusté en maximisant l'intensité diffractée, c'est-à-dire en maximisant le signal détecté quand la fente de détection est placée à la position attendue pour le pic de diffraction.

V.1.2 Résultats et analyse

Une fois l'angle de Bragg ajusté, il suffit de balayer la fente de détection pour visualiser la figure de diffraction représentée sur la figure V.4. Dans cette expérience comme

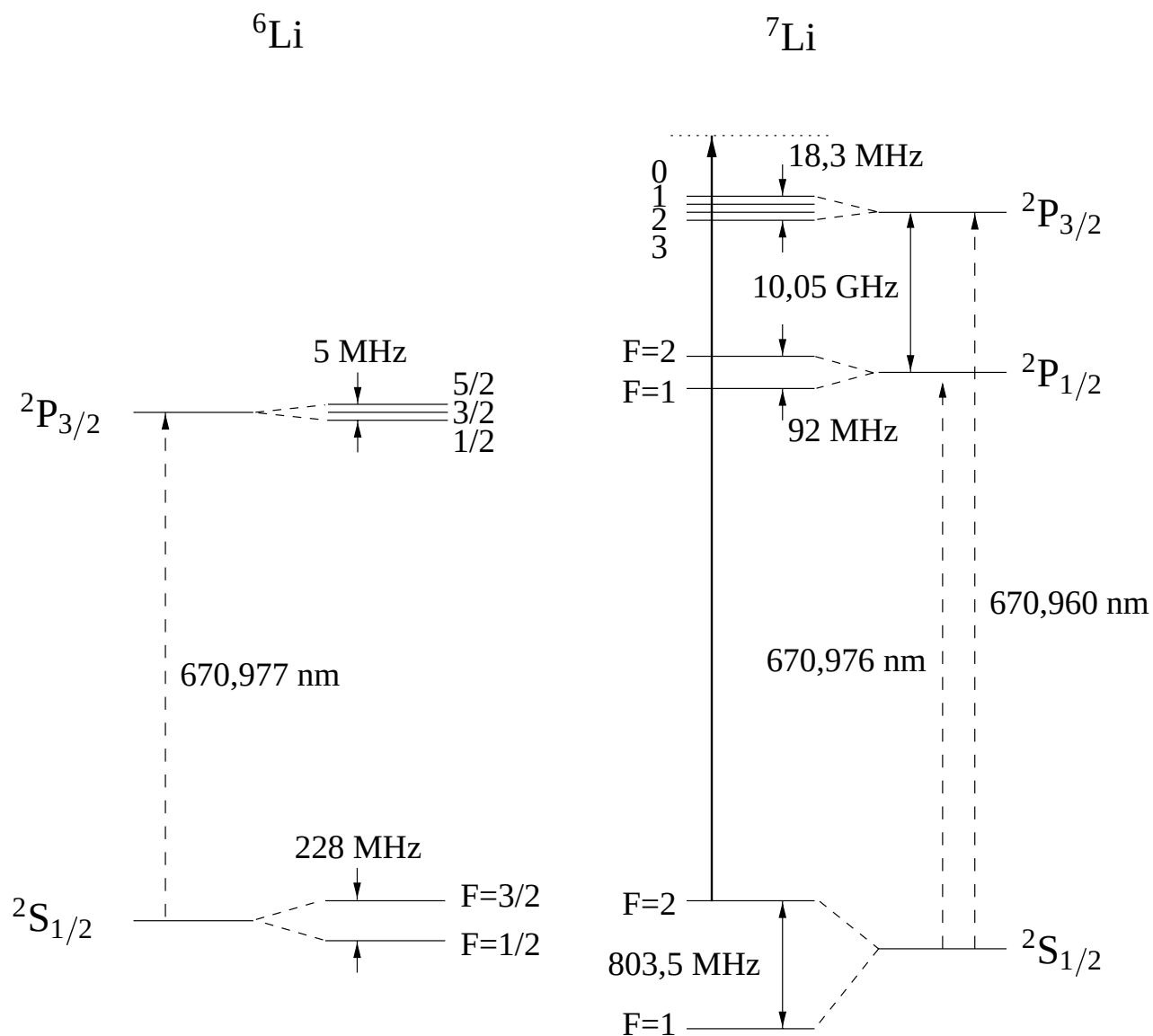


FIG. V.3 – Structure énergétique des premiers niveaux des deux isotopes du lithium tirée des références [228, 201, 229, 230]. Les longueurs d'onde sont, comme d'habitude, des longueurs d'onde dans l'air. Tous les écarts énergétiques sont connus avec une grande précision, meilleure que le mégaHertz, même si seuls les premiers chiffres significatifs ont été notés sur cette figure.

dans la plupart des autres, le diamètre de l'onde stationnaire vaut $D = 13$ mm et il est obtenu par élargissement du faisceau sortant du laser à colorant grâce à un télescope de grossissement 5. Le diamètre définitif du faisceau laser est ajusté par un diaphragme placé derrière le télescope. La puissance lumineuse de l'onde stationnaire est la puissance maximale disponible avec le laser à colorant au niveau du deuxième réseau, soit ici 100 mW. Finalement, l'écart à résonance est choisi en fonction du diamètre et de la puissance du faisceau laser pour que l'intensité diffractée soit maximale.

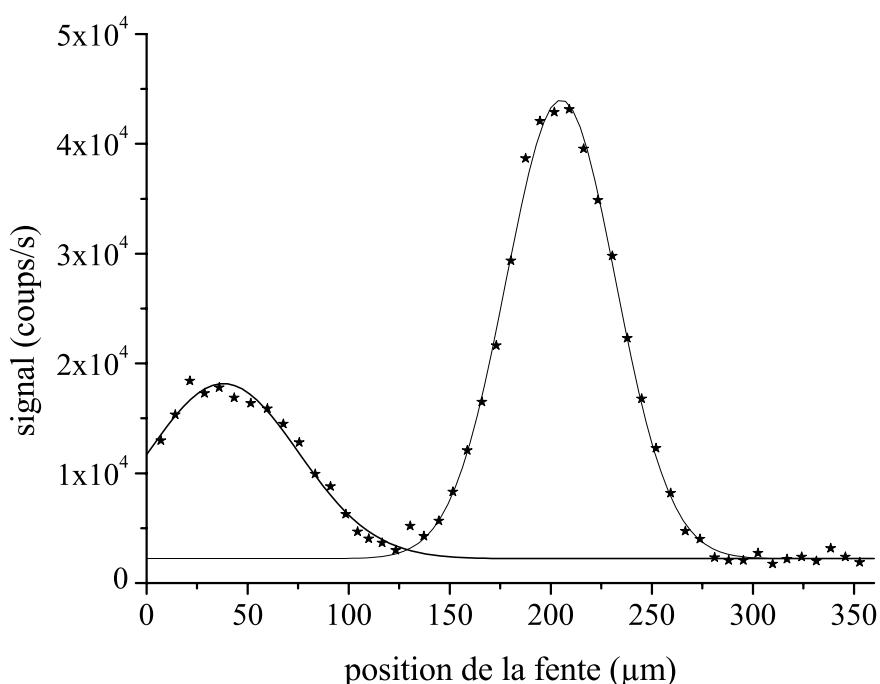


FIG. V.4 – Figure de diffraction du jet atomique dont le profil est représenté sur la figure V.2. Les paramètres définissant l'onde stationnaire sont son diamètre $D = 13$ mm, sa puissance $P_L = 110$ mW et son écart à la résonance $\delta_L = 2,1$ GHz vers le bleu pour le sous-niveau $F = 1$ (2,9 GHz pour $F = 2$). La fente de détection a une largeur de $50 \mu\text{m}$. Chaque pic de diffraction peut être approximé par une gaussienne (en trait continu). Pour l'ordre 0, la largeur à mi-hauteur vaut $88 \mu\text{m}$ et la valeur moyenne $38 \mu\text{m}$. Pour l'ordre 1, la largeur à mi-hauteur vaut $64 \mu\text{m}$ et la valeur moyenne $205 \mu\text{m}$.

En ajustant les points expérimentaux sur une somme de deux fonctions gaussiennes, on vérifie immédiatement que l'écart attendu entre les deux pics est pratiquement égal à celui prévu par le calcul. La gaussienne correspondant à la partie non diffractée du jet

atomique est centrée sur l'abscisse $38 \mu\text{m}$ comme le profil précédent (voir figure V.2) alors que la gaussienne correspondant à la partie diffractée du jet de lithium est centrée sur l'abscisse $205 \mu\text{m}$. L'écart entre les deux pics vaut donc $167 \mu\text{m}$ avec une incertitude de $2 \mu\text{m}$ due à l'ajustement des fonctions gaussiennes. Cette valeur est bien compatible avec la valeur calculée précédemment de $171 \mu\text{m}$. L'erreur commise sur la valeur "théorique" a deux origines : l'erreur sur la mesure de la distance entre le réseau et la fente de détection et l'erreur sur l'angle de diffraction qui est essentiellement l'erreur sur la vitesse des atomes. La première source d'erreur est relativement faible et ne dépasse pas quelques millimètres sur une distance de l'ordre du mètre soit une erreur relative de quelques dixièmes de pourcents. Par contre l'erreur sur la vitesse des atomes est difficile à évaluer car il n'est pas évident d'obtenir une mesure expérimentale de la vitesse. En outre, dans le jet supersonique, la vitesse du lithium peut être un peu plus élevée que celle de l'argon calculée par la théorie car le lithium est un élément plus léger. L'équipe de D. Pritchard utilise d'ailleurs la figure de diffraction pour déterminer la vitesse moyenne des atomes dans son expérience. Un autre moyen possible pour mesurer la vitesse des atomes serait de réaliser une expérience de fluorescence induite sur le jet avec un laser accordable à une incidence non normale et de déduire du profil Doppler de l'absorption la vitesse longitudinale des atomes.

On a maximisé dans cette expérience l'amplitude de diffraction mais, dans les conditions de ces expériences, il n'est pas possible de diffracter tous les atomes et donc de faire disparaître complètement le pic d'ordre 0. Les atomes diffractés dans l'ordre 0 lors de notre expérience peuvent avoir trois origines distinctes :

- Tout d'abord, le jet est obtenu à partir de lithium à l'état isotopique naturel ce qui implique que 7,4 % des atomes de l'isotope 6 du lithium. Or le diagramme énergétique du ${}^6\text{Li}$ ne présente pas de résonance intense à la longueur d'onde de la transition $|{}^2S_{1/2}\rangle - |{}^2P_{3/2}\rangle$ pour le ${}^7\text{Li}$. Plus précisément, la première résonance du ${}^6\text{Li}$ est séparée de la résonance $|{}^2S_{1/2}\rangle - |{}^2P_{3/2}\rangle$ du ${}^7\text{Li}$ par 11 GHz alors qu'une diffraction efficace nécessite un écart à résonance de l'ordre de 2 GHz pour la puissance et le diamètre du faisceau laser typiquement utilisés. Ceci implique que les atomes de lithium 6 ne seront jamais diffractés efficacement dans nos expériences.
- Il faut de plus considérer la structure hyperfine de l'état fondamental du ${}^7\text{Li}$ car le jet n'est pas pompé optiquement et les deux sous-niveaux fondamentaux sont donc peuplés. L'écart énergétique de 803,5 MHz est complètement négligeable face à

l'énergie thermique des atomes vers 1000 K ($k_B T$ équivaut en fréquence à 20 THz). Comme de plus, la relaxation hyperfine par collision est très peu probable, la population de ces sous-niveaux est proportionnelle à leurs poids statistiques. On peut donc supposer que les populations sont données par le nombre de sous-niveaux magnétiques de chaque niveau F : 3/8ièmes des atomes sont dans le niveau $F = 1$ et 5/8ièmes des atomes sont dans le niveau $F = 2$. De part la différence d'écart à résonance du laser, l'amplitude de diffraction sera différente pour chacun des ces deux sous-niveaux. Sans pompage optique, il n'est possible de maximiser l'amplitude de diffraction simultanément pour les deux sous-niveaux que dans deux cas particuliers :

- si le désaccord est vers le bleu pour l'un et vers le rouge de la même quantité pour l'autre,
- si le désaccord en fréquence est très grand devant la structure hyperfine de 800 MHz.

Cependant, la première possibilité est exclue car un désaccord de 401,8 MHz donnerait une probabilité d'excitation réelle trop forte durant la traversée des faisceaux laser. Le deuxième cas de figure n'a pas pu être non plus réalisé dans mes premières expériences car il nécessiterait un désaccord d'au moins 10 GHz et il faudrait une puissance laser de l'ordre de 500 mW, dont nous ne disposons pas, pour maximiser la probabilité de diffraction.

- Pour finir, la source d'ondes atomiques n'est pas parfaitement monochromatique puisque le jet présente une certaine dispersion longitudinale de vitesse. Or la condition de Bragg II.57 impose une valeur de la longueur d'onde atomique pour un angle fixé. Donc les atomes n'ayant pas une vitesse satisfaisant au critère de Bragg fixé par l'angle choisi précédemment seront diffractés avec une efficacité inférieure à 100% (voir paragraphe II.1.3).

Sélectivité de la diffraction de Bragg

On remarque aussi qu'en présence du laser servant à la diffraction, le pic non diffracté est élargi de 73 μm à 88 μm alors que le pic diffracté de largeur 64 μm est plus étroit que le profil original. La réduction de largeur du pic diffracté peut s'expliquer par la sélectivité en angle de la diffraction de Bragg. En effet, si la projection du vecteur d'onde

$\vec{k}_1$ associé la fonction d'onde d'un atome ne vérifie pas exactement la condition

$$k_{x1} = \frac{k_R}{2}, \quad (V.3)$$

la diffraction peut tout de même avoir lieu si l'écart à l'angle de Bragg n'est pas trop grand. Quand l'angle de diffraction est ajusté au mieux pour les atomes dont la vitesse transverse correspond au centre du profil V.2, les atomes situés sur les ailes sont peu voire pas diffractés. Cet effet explique aussi l'élargissement dans le même temps du pic non diffracté.

Une démonstration expérimentale de la sélectivité en vitesse de la diffraction de Bragg peut être obtenue en faisant varier la largeur de la distribution de vitesse du jet atomique. Cette largeur dépend essentiellement pour un jet supersonique de la pression de gaz porteur dans le four. Comme le montre la figure V.5, nous avons enregistré pour plusieurs pressions d'argon dans le four la figure de diffraction, tous les autres paramètres (angle d'incidence et phase γ) étant fixés.

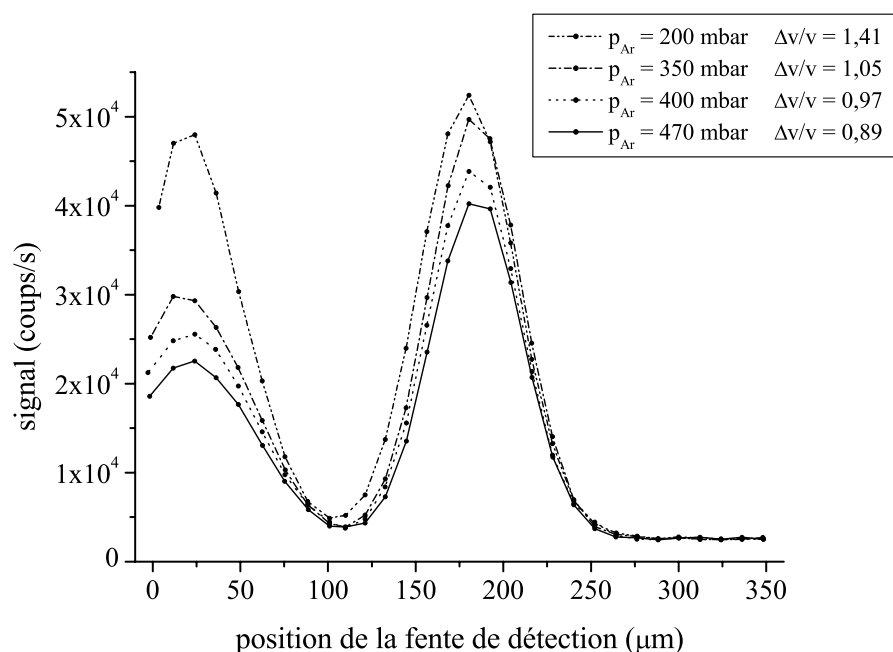


FIG. V.5 – Illustration expérimentale de la sélectivité en vitesse de la diffraction de Bragg : la même figure de diffraction est enregistrée pour plusieurs pressions du gaz porteur P_{Ar} . La largeur théorique de la distribution de vitesse longitudinale est donnée à titre indicatif.

On constate que la proportion d'atomes diffractés augmente nettement au fur et à mesure que la distribution de vitesse s'affine. On observe cependant dans le même temps une diminution du nombre total d'atomes détectés. Cette diminution est due à une baisse du flux atomique : quand la pression d'argon est augmentée dans le four, la pression de gaz résiduel dans l'enceinte du four croît aussi, particulièrement dans la zone de l'écorceur de sorte que le nombre de collisions entre atomes de lithium et du gaz porteur n'est plus négligeable dans l'écorceur. Ces collisions entraînent des pertes de flux puisque les atomes ayant percuté une autre particule dans la zone de régime moléculaire (après le trou de l'écorceur) n'ont pratiquement aucune chance de parvenir jusqu'au détecteur.

V.1.3 Oscillation de Rabi de l'intensité diffractée

La probabilité de diffraction atomique dans le régime de Bragg dépend périodiquement de la phase γ . Comme il a été montré au paragraphe II.1.4, pour un jet atomique de vitesse v , cette phase est proportionnelle à la puissance laser P_L et inversement proportionnelle à l'écart à résonance δ_L et à la largeur du faisceau laser D :

$$\gamma = 1,09 \times 10^{12} \frac{1}{v} \frac{P_L}{D \delta_L / 2\pi}. \quad (\text{V.4})$$

Le coefficient numérique 1,09 est obtenu en tenant compte uniquement du niveau $^2P_{3/2}$ quand P_L est exprimé en mW, D en mm et $\delta_L/2\pi$ en GHz. On doit donc pouvoir observer une oscillation de Rabi de la probabilité de diffraction en variant la puissance laser pour un écart à résonance et une largeur de faisceau fixée. Cette oscillation est aussi appelée effet Pendellösung par analogie avec la diffraction de Bragg des neutrons.

Pour visualiser cet effet, nous avons réalisé une expérience de diffraction au premier ordre au niveau du miroir M2 pour différentes valeurs de la puissance laser. Initialement, les valeurs des paramètres expérimentaux P_L , D et δ_L sont choisies pour maximiser l'intensité diffractée et on enregistre la figure de diffraction correspondante. En introduisant ensuite des atténuateurs sur le chemin de l'onde laser, on mesure l'intensité du jet atomique diffracté pour différentes puissances laser. Les résultats expérimentaux sont représentés sur la figure V.6.

Comme le jet atomique n'est pas pompé optiquement dans un seul sous-niveau fondamental, les figures de diffraction enregistrées sont la superposition des figures de diffraction pour le niveau $F = 1$ et pour le niveau $F = 2$. Pour chaque niveau F , le paramètre

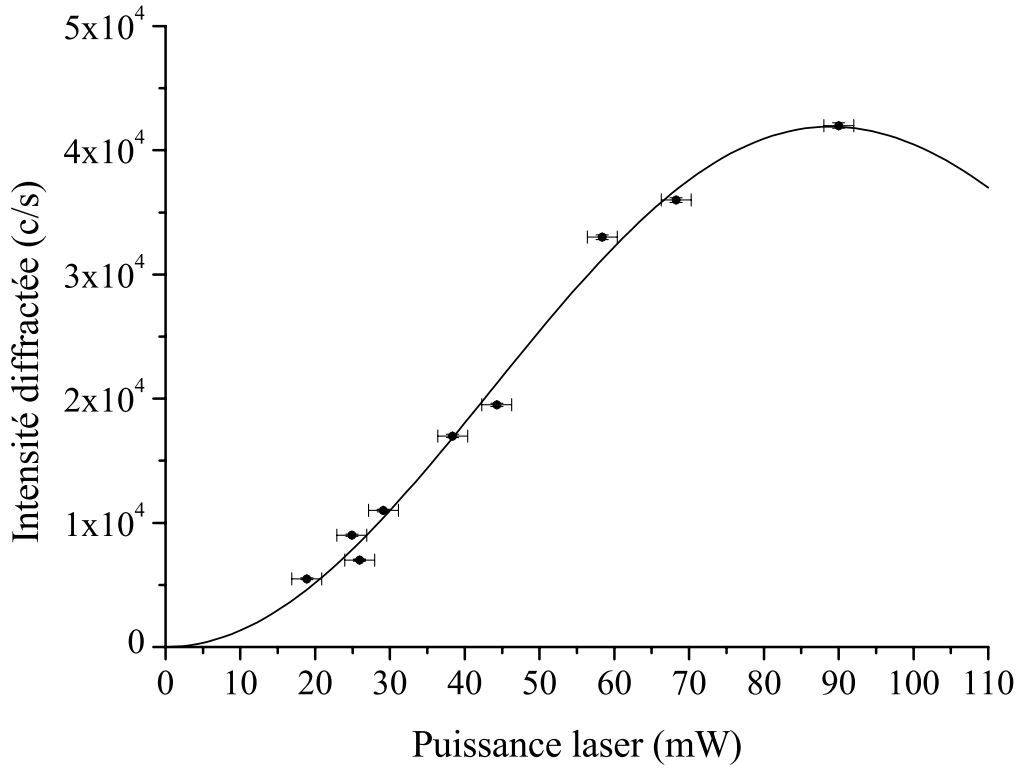


FIG. V.6 – Intensité du premier ordre de diffraction en fonction de la puissance laser de l'onde stationnaire pour un angle d'incidence fixé. La courbe en trait continu est le meilleur ajustement de la formule théorique décrivant la probabilité de diffraction.

γ ne diffère que par l'écart à résonance δ_L (voir appendice A). Si on considère que seul le niveau fondamental du lithium est peuplé, le rapport entre la population dans le niveau $F = 1$ et la population dans le niveau $F = 2$ est donné par le rapport du nombre de sous-niveaux magnétiques pour chaque niveau F , soit $3/5$. Les mesures de l'intensité de diffraction peuvent donc être représentées par une fonction du type

$$I = A \left(\frac{3}{8} \sin^2 \frac{\gamma_1}{2} + \frac{5}{8} \sin^2 \frac{\gamma_2}{2} \right) \quad (\text{V.5})$$

où γ_1 et γ_2 dénotent les phases associées à chaque niveau F et sont proportionnelles à la puissance P_L . L'ajustement de cette fonction sur les points expérimentaux donne $A = 44 \times 10^3$, $\gamma_1 = P_L/24,3$ et $\gamma_2 = P_L/32,4$. Or pour cette expérience, la largeur du faisceau est fixée à 13 mm et l'écart à résonance mesuré grâce au lambdamètre est de 2,1 GHz vers le bleu pour le niveau $F = 1$ et de 2,9 GHz vers le bleu pour le niveau $F = 2$. La vitesse moyenne des atomes vaut 1008 m/s. On peut ainsi calculer les valeurs

attendues a priori pour les paramètres γ_1 et γ_2 grâce à la formule V.4 : $\gamma_{1th} = P_L/25,2$ et $\gamma_{2th} = P_L/34,8$. L'incertitude sur ces valeurs est principalement due à l'incertitude sur l'écart à résonance déduit des mesures au lambdamètre. Cette incertitude est estimée à environ 5 %. L'écart entre les valeurs théoriques et celles déduites de l'ajustement de la fonction V.5 est inférieur à 7 %, ce qui permet de conclure à une bonne compatibilité des résultats expérimentaux avec les valeurs attendues.

V.1.4 Conclusion : diffraction par les réseaux successifs

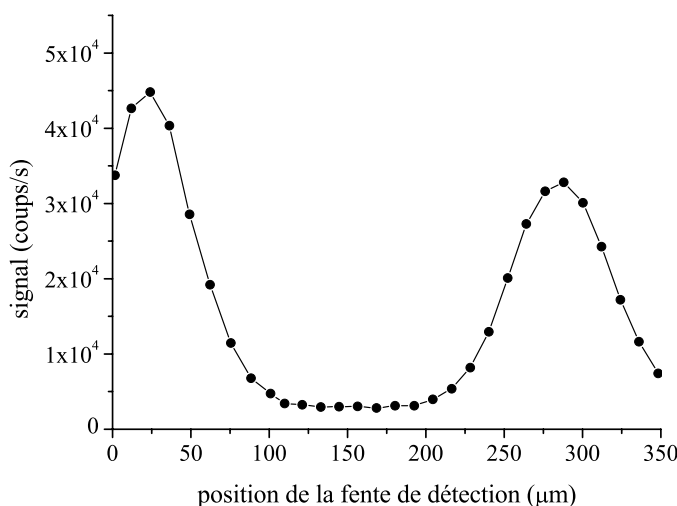


FIG. V.7 – Figure de diffraction typique obtenue avec le premier réseau de l'interféromètre.

On a montré précédemment qu'on dispose de tous les outils de base essentiels à la réalisation d'un interféromètre atomique. En effet, il est possible de réaliser trois réseaux diffractants par réflexion du faisceau laser sur les miroirs M1, M2 et M3. Les figures de diffraction typiques obtenues pour chacun des réseaux sont représentées sur les graphes V.7 à V.9. On a notamment vérifié que l'angle de diffraction mesuré est bien celui attendu soit $170 \mu\text{rad}$. On a aussi démontré expérimentalement deux caractéristiques importantes du phénomène de diffraction de Bragg : la sélectivité du processus due à la condition de Bragg II.57 et la variation de l'amplitude de diffraction en fonction des paramètres régissant l'onde stationnaire.

La sélectivité a été illustrée ici en changeant la largeur de la distribution de vitesse

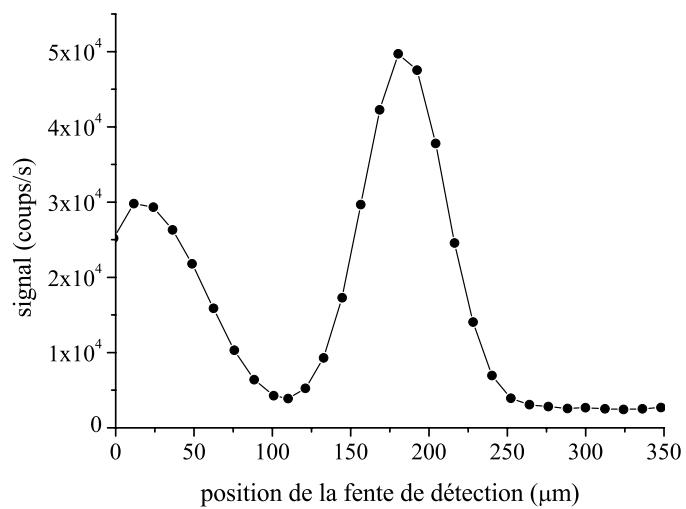


FIG. V.8 – Figure de diffraction typique obtenue avec le deuxième réseau de l'interféromètre.

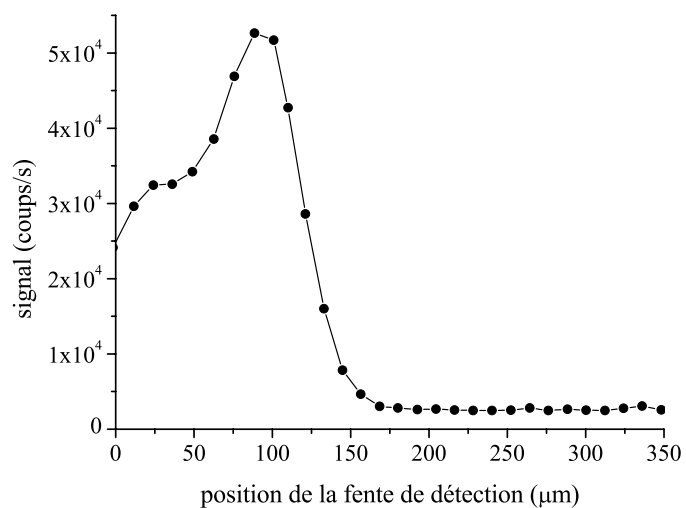


FIG. V.9 – Figure de diffraction typique obtenue avec le troisième réseau de l'interféromètre.

du jet atomique : pour un angle d'incidence et une phase γ fixés, la classe de vitesse pour laquelle les atomes sont efficacement diffractés a une largeur déterminée. Donc quand la distribution de vitesse de la source est plus large que l'acceptance du processus de diffraction, la proportion d'atomes diffractés est d'autant plus grande que la distribution de vitesse initiale est étroite. On aurait pu montrer de même en changeant l'angle entre le réseau et le jet atomique que la diffraction de Bragg présente une certaine acceptation angulaire. Ce phénomène est observé chaque fois que l'on cherche à optimiser l'angle d'incidence du jet sur le réseau mais nous n'avons pas enregistré spécifiquement de données sur cette propriété.

L'évolution de la probabilité de diffraction a été étudiée en variant la puissance laser pour un désaccord en fréquence et une largeur de l'onde stationnaire fixés. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec l'oscillation de Rabi prévue théoriquement dans le cas du régime de Bragg. Cette propriété est très importante par la suite car elle va permettre de faire jouer des rôles distincts aux différents réseaux : le premier et le troisième réseau seront ajustés pour être l'équivalent de séparatrices 50% - 50% alors que le second réseau jouera le rôle de miroir. Cet ajustement est réalisé très simplement quand la puissance par unité de surface sur le second réseau est le double de la puissance par unité de surface sur chacun des autres réseaux, le désaccord en fréquence et la largeur de l'onde stationnaire étant fixés au préalable pour tous les réseaux.

V.2 Interférences atomiques

La géométrie de l'interféromètre atomique et ses caractéristiques fondamentales ont déjà été présentées dans le chapitre II. La principale propriété de cet interféromètre est la séparation spatiale des deux chemins qu'empruntent les ondes qui interfèrent. Cette propriété est obtenue dans notre cas par un arrangement dit de Mach-Zehnder à trois réseaux (voir figure V.10). Le paragraphe précédent a donné une étude expérimentale détaillée du processus de diffraction se produisant au niveau de chaque réseau. En particulier, on a vu que le choix du régime de Bragg impose un diamètre des ondes laser stationnaires de l'ordre d'une dizaine de millimètres et qu'une fois ce paramètre fixé, seuls la puissance du laser et son écart à résonance permettent le réglage de la probabilité de diffraction. Dans notre expérience, les trois ondes stationnaires proviennent d'une même source laser. La fréquence de cette source est fixée et on sépare le faisceau sortant du

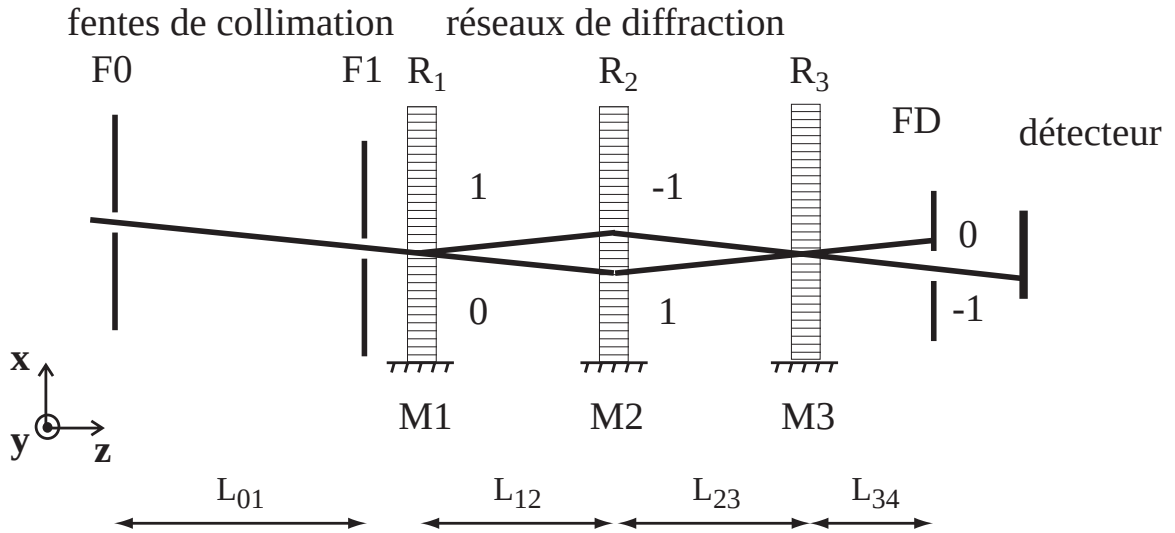


FIG. V.10 – Schéma de principe de l'interféromètre de Mach-Zehnder atomique à trois réseaux.

laser de sorte que la moitié de la puissance totale se trouve dans le deuxième réseau et qu'un quart de la puissance totale se trouve dans le premier et le troisième réseau (voir figure V.11). De cette manière, si l'écart à résonance est choisi tel que l'intensité de diffraction soit maximale pour le deuxième réseau, on obtient une séquence de pulsations de Rabi $\pi/2 - \pi - \pi/2$ pour les trois réseaux successifs qui correspond au cas de l'interféromètre de Mach-Zehnder : les ondes atomiques traversent une première séparatrice puis sont réfléchies sur un miroir (le deuxième réseau) pour être finalement superposées après traversée d'une deuxième séparatrice.

Cette partie s'attachera à décrire les premiers résultats expérimentaux obtenus grâce à l'interféromètre que nous avons construits. L'accent sera mis en particulier sur le contraste des franges d'interférences qui est défini comme

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (\text{V.6})$$

où $I_{\max}$ et $I_{\min}$ sont respectivement l'intensité maximale du signal et son intensité minimale. En effet, plus le contraste est élevé, plus la sensibilité de l'appareil sera grande. Cette grandeur est donc très importante dans l'objectif qui est le notre de réaliser un appareil de mesure très sensible. Plus précisément, le signal mesuré S est en général une différence de phase $\Delta\Phi$ entre deux figures d'interférences de valeur moyenne I_0 et de contraste C :

$$S = I_0 C \Delta\Phi. \quad (\text{V.7})$$

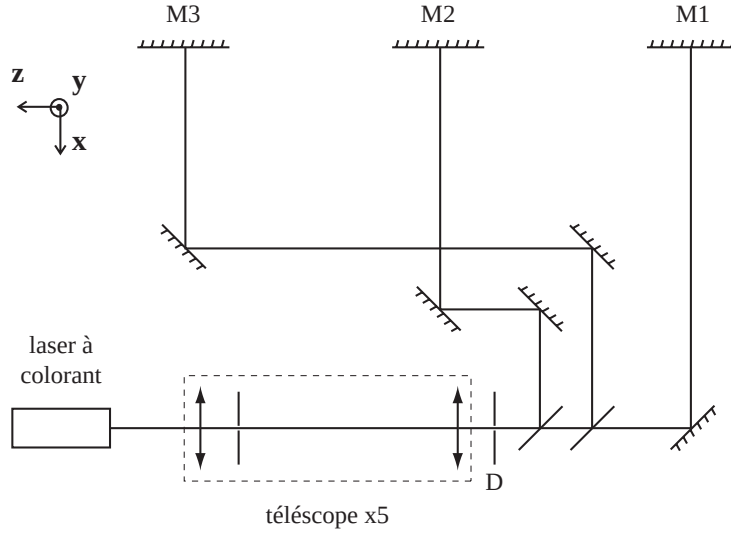


FIG. V.11 – Schéma de l'optique pour la réalisation des ondes stationnaires. L'élément *D* est un diaphragme qui permet d'ajuster précisément et commodément le diamètre des ondes stationnaires.

Dans le cas où le bruit est Poissonnien, il vaut $B = \sqrt{I_0}$. Le rapport signal sur bruit est donc donné par

$$\frac{S}{B} = \frac{I_0 C \Delta \Phi}{\sqrt{I_0}} = C \sqrt{I_0} \Delta \Phi. \quad (\text{V.8})$$

De ce fait, une mesure de la sensibilité est donnée par le facteur de mérite $I_0 C^2$ où I_0 est l'intensité moyenne du signal. D'où il est justifié de concentrer les efforts sur une augmentation du contraste même si cette augmentation implique une légère perte de signal. On vérifiera donc tout d'abord sur les tous premiers résultats que l'appareil se comporte comme prévu. Puis on montrera dans un deuxième temps comment il a été possible d'augmenter le contraste jusqu'à une valeur de 74 %. Finalement, une liste des facteurs pouvant encore limiter le contraste sera donnée et chacun des effets sera analysé séparément.

V.2.1 Premiers résultats expérimentaux

Dans un premier temps, nous avons choisi de ne pas collimater trop fortement le jet atomique car l'utilisation de fentes très étroites implique une forte perte de signal. Pour assurer un flux d'au moins quelques dizaines de milliers de coups par seconde sur le détecteur, la collimation était donc réalisée par une fente de $43 \mu\text{m}$ suivie d'une fente de $40 \mu\text{m}$ placée 76 cm après la première. Ces fentes étaient fabriquées en laiton selon la technique "maison" décrite au chapitre III. La source était quant à elle portée à une tempé-

rature de 700°C . Dans ces conditions, le jet atomique présente dans le plan de détection une largeur à mi-hauteur d'environ $140\text{ }\mu\text{m}$. Comme la séparation entre les deux sorties complémentaires de l'interféromètre n'est que de $65\text{ }\mu\text{m}$ dans le plan de la fente de détection, on ne peut pas éviter un fort recouvrement de deux faisceaux portant un contraste opposé. Ce recouvrement entraîne nécessairement une très importante perte de contraste mais n'empêche pas d'observer des franges d'interférences si la fente de détection est suffisamment étroite et correctement placée.

Après avoir ajusté l'angle de Bragg et l'intensité de diffraction pour chacun des réseaux de diffraction, on place sur le passage du jet de lithium les trois ondes stationnaires simultanément. Le troisième réseau est déplacé perpendiculairement au jet dans la direction $\vec{x}$ grâce à une cale piézo-électrique. La tension appliquée à la cale piézo-électrique est une fonction périodique triangulaire de période 200 s qui varie entre les tensions minimales et maximales acceptables par le piézo-électrique. La fente de détection est centrée sur la position d'un des deux faisceaux de sortie de l'interféromètre et on enregistre en fonction du temps le signal sur le détecteur. La courbe obtenue est représentée sur la figure V.12. On observe sur cette courbe les premières franges d'interférences atomiques obtenues avec notre appareil. On a vérifié notamment que ces franges ont la même périodicité que la modulation du troisième réseau. Il apparaît aussi sur le signal atomique quelques pics d'intensité, le plus intense ayant lieu au temps $t = 40\text{ s}$. Ces pics sont dus comme on l'a vu au chapitre IV au détecteur à fil chaud et peuvent raisonnablement être éliminés des données pour un traitement plus raffiné du signal.

Pour connaître à chaque instant la position du troisième réseau par rapport aux deux autres, on mesure le signal issu d'un interféromètre de Mach-Zehnder optique à trois réseaux [231] dont chaque réseau est solidaire d'un des miroirs formant les ondes stationnaires de l'interféromètre atomique. Les propriétés de cet interféromètre sont les mêmes que celles de l'interféromètre atomique décrites au chapitre II. Le déplacement du troisième réseau va donc donner naissance à des franges d'interférences dont la période est celle des réseaux optiques en transmission utilisés, soit $5\text{ }\mu\text{m}$. En enregistrant en parallèle les signaux issus des deux interféromètres, on peut ainsi convertir l'échelle temporelle en une échelle de longueur. Il est dès lors possible de vérifier que les franges d'interférences atomiques ont, en échelle de longueur, la même période que les réseaux de phase formés par les ondes stationnaires, c'est-à-dire 335 nm . Pour ce faire, on peut par exemple compter le nombre de franges atomiques qui défilent quand on parcourt une frange optique :

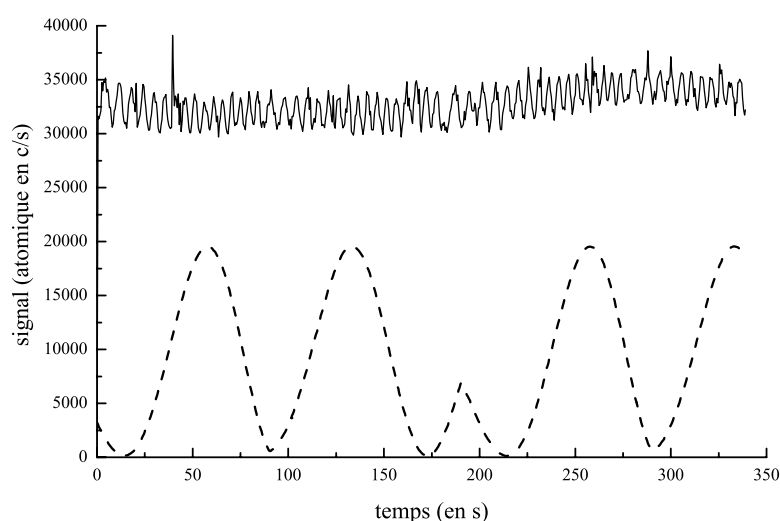


FIG. V.12 – *Premières franges d'interférences observées grâce à notre appareil. Les fentes de collimation ont une largeur de $43\ \mu\text{m}$ et de $40\ \mu\text{m}$. Les franges d'interférences enregistrées en parallèle sur l'interféromètre de Mach-Zehnder optique sont représentées en traits pointillés.*

sur la figure V.12 entre $t = 100\ \text{s}$ et $t = 183\ \text{s}$, on compte une frange optique et environ 15 franges atomiques. Or le rapport attendu théoriquement est $5\ \mu\text{m} / 335\ \text{nm}$ soit 14,9, ce qui correspond bien au résultat expérimental.

On note aussi que le contraste des franges sur ces résultats est seulement de l'ordre de 7 %. Ceci est très vraisemblablement dû au recouvrement des deux sorties portant un contraste opposé dans le plan de détection et nos premiers efforts dans l'amélioration du contraste ont de ce fait consisté à augmenter la collimation du jet de lithium.

V.2.2 Amélioration du contraste

La première étape visant à l'amélioration du contraste a été le remplacement des fentes de collimation de $43\ \mu\text{m}$ et $40\ \mu\text{m}$ de large par une fente de $20\ \mu\text{m}$ suivie d'une fente de $12\ \mu\text{m}$. La fabrication et l'alignement de ces fentes comporte de nombreuses difficultés qui ont déjà été exposées au chapitre III. Sans revenir sur ces différents points, on ne retiendra ici que le bilan de cette opération : comme le montre la figure V.13, la largeur du jet dans le plan de détection est considérablement réduite. Plus précisément, l'ajustement d'une fonction gaussienne sur chaque série de points expérimentaux indique

que la largeur à mi-hauteur du jet passe de $137\ \mu\text{m}$ à $66\ \mu\text{m}$. Il ne faut cependant pas tenir pour représentatif les hauteurs respectives des deux pics car non seulement le fond sur le détecteur n'est pas le même sur les deux enregistrements¹ mais, plus important, la largeur de la fente de détection n'est que de $30\ \mu\text{m}$ pour la courbe la plus large alors qu'elle est de $50\ \mu\text{m}$ pour la courbe la plus étroite. De manière générale, toute réduction de la largeur d'une fente de collimation entraîne une réduction du signal dans les mêmes proportions. Cependant, comme le facteur de mérite varie linéairement en fonction du signal moyen mais quadratiquement en fonction du contraste, il est tout à fait acceptable de diviser le flux par 6 ou 7 si le contraste est dans le même temps accru dans la même proportion. On peut contrebalancer de plus la perte de signal due à la collimation en chauffant plus le four.

Dès lors qu'on dispose d'un faisceau atomique mieux collimaté, il suffit de régler de nouveau chacun des réseaux de diffraction tour à tour. On balaie ensuite le troisième réseau alors que les trois ondes stationnaires sont en place simultanément pour observer les franges d'interférences. On a vu au chapitre II qu'une condition importante à l'observation de franges est le bon alignement des réseaux les uns par rapport aux autres. Le réglage grossier de cet alignement consiste à rendre verticaux du mieux possible les miroirs créant les ondes stationnaires. Ce réglage a déjà été décrit dans le chapitre III et sa précision de $80\ \mu\text{rad}$ assure que deux miroirs ne peuvent pas être inclinés l'un par rapport à l'autre autour de l'axe $\vec{z}$ d'un angle supérieur à $160\ \mu\text{rad}$. Sans affiner ce réglage, nous avons obtenu un contraste d'environ 20 %. La condition d'alignement II.98 sur les vecteurs des ondes qui interfèrent implique qu'un ajustement fin de l'alignement des réseaux peut être fait en ne tournant qu'un seul réseau dans son plan, c'est-à-dire en tournant un des miroirs autour de l'axe $\vec{z}$. Ce réglage fin est effectué grâce à une cale piézo-électrique qui permet de faire tourner les miroirs avec une précision de $1\ \mu\text{rad}$. Les effets d'une rotation sont visualisés directement sur les interférences enregistrées. On parvient ainsi rapidement à augmenter le contraste jusqu'à des valeurs supérieures à 50 %. La figure V.14 représente un exemple typique des courbes enregistrées sur l'ordinateur. Sur cette figure, le flux moyen est de 10 000 coups par seconde, une fois soustrait le fond d'environ 3000 coups par seconde. L'amplitude des oscillations est de l'ordre de 6000 coups par seconde ce qui donne un contraste de 60 %. Les variations du contraste et de

1. Comme on l'a vu au chapitre IV, le fond sur le détecteur dépend de l'histoire récente du fil et en particulier de la composition du vide résiduel dans l'enceinte.

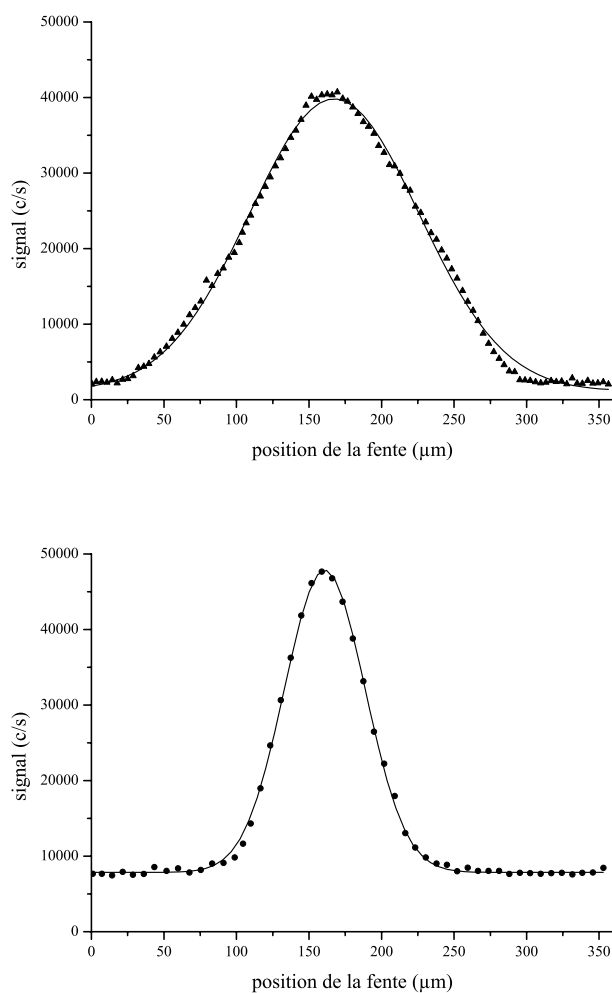


FIG. V.13 – Profil du jet atomique pour deux collimations différentes : les triangles (figure du haut) sont obtenus pour une fente de 43 μm suivie d'une fente de 40 μm alors que les cercles (figure du bas) sont obtenus pour une fente de 20 μm suivie d'une fente de 12 μm . Les courbes tracées en trait continu sont le meilleur ajustement d'une fonction gaussienne sur les points expérimentaux.

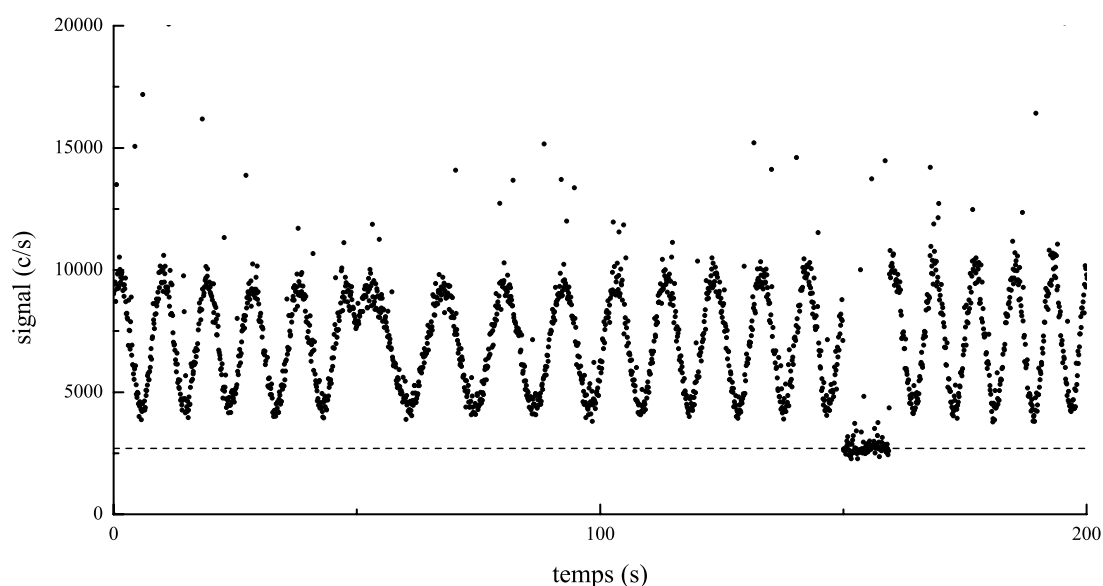


FIG. V.14 – Signal d'interférences typique enregistré pour une collimation par une fente de $20\ \mu\text{m}$ puis une fente de $12\ \mu\text{m}$. Le fond sur le détecteur est mesuré entre $t = 150\ \text{s}$ et $t = 160\ \text{s}$. Son niveau moyen est représenté en pointillés.

la période des franges visibles sur la figure sont essentiellement dues aux réglages visant à améliorer le contraste durant l'enregistrement. Vers $t = 50\ \text{s}$, on remarque l'effet d'un changement de direction du mouvement du miroir M3 : la figure d'interférences est balayée dans l'autre sens. On note aussi la présence de pics d'intensité sur le signal comme sur le fond provenant du détecteur à fil chaud lui-même. Ces pics dépassant nettement les valeurs normales du signal représentent environ 2 % du total des points enregistrés. Ils sont éliminés pour la plupart dans les traitements ultérieurs des données.

Après de nombreux ajustements précis des paramètres expérimentaux comme l'angle de Bragg et l'intensité de diffraction pour chaque réseau ou encore l'alignement des réseaux de phase les uns par rapport aux autres, nous avons pu obtenir un contraste très élevé qui est à ce jour le plus élevé obtenu grâce à un interféromètre à bras séparés utilisant des atomes aux énergies thermiques. Les franges enregistrées à cette occasion ainsi que le fond sur le détecteur durant cette expérience sont représentés sur la figure V.15. On a éliminé sur cette figure les pics de bruit mentionnés précédemment. On a ensuite ajusté sur les points expérimentaux une fonction sinusoïdale. Pour plus de précision, la dépendance en temps de la phase n'est pas choisie linéaire mais quadratique. Ce choix

permet de rendre compte du fait que l'allongement de la cale piézo-électrique déplaçant le troisième réseau n'est pas exactement linéaire quand on lui applique une tension variant linéairement. La fonction sinusoïdale décrivant le mieux les résultats expérimentaux a une valeur moyenne de 14 200 coups par seconde, une fois soustrait le fond de 3 400 coups par seconde. L'amplitude des franges vaut 10 500 coups par seconde, ce qui permet de déduire une valeur de 74 % pour le contraste de ces franges. La phase minimum

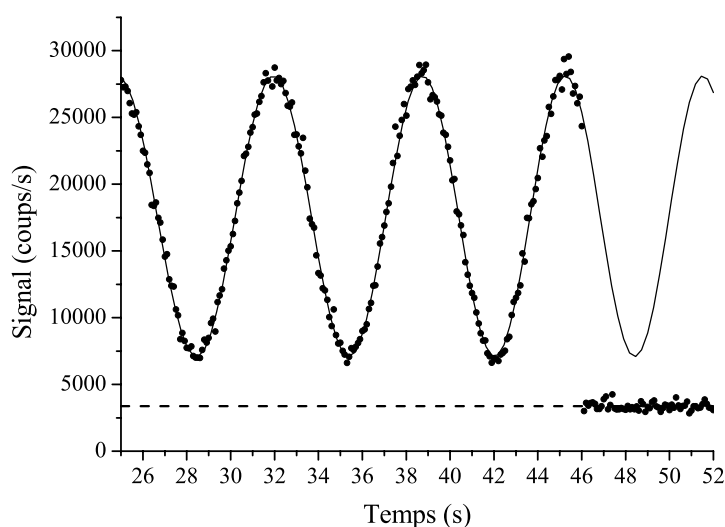


FIG. V.15 – *Franges d'interférences présentant le meilleur contraste obtenu, soit 74 %. Le fond enregistré 50 s plus tard est figuré sur la droite de la figure.*

déTECTABLE $\Delta\Phi_{min}$ dépend du bruit B sur le signal. Dans la partie où la mesure de phase est la plus sensible (pente maximale de la sinusoïde), la phase minimum détectable est reliée au bruit par la relation suivante :

$$B = 2I_0C\Delta\Phi_{min} \quad (V.9)$$

où I_0 est la valeur moyenne du signal. La mesure de l'écart entre les résultats expérimentaux et une fonction sinusoïdale donne un bruit de 1092 coups par seconde pour l'expérience précédente où un point est enregistré toutes les 0,1 s. Dans cette expérience, le contraste vaut 0,74 et le signal moyen est 14 200 coups par seconde, la sensibilité en phase de notre appareil vaut donc $\Delta\Phi_{min} = 52$ mrad pour un temps d'acquisition de 0,1 s, ce qui correspond à $17 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$.

V.2.3 Facteurs limitant le contraste

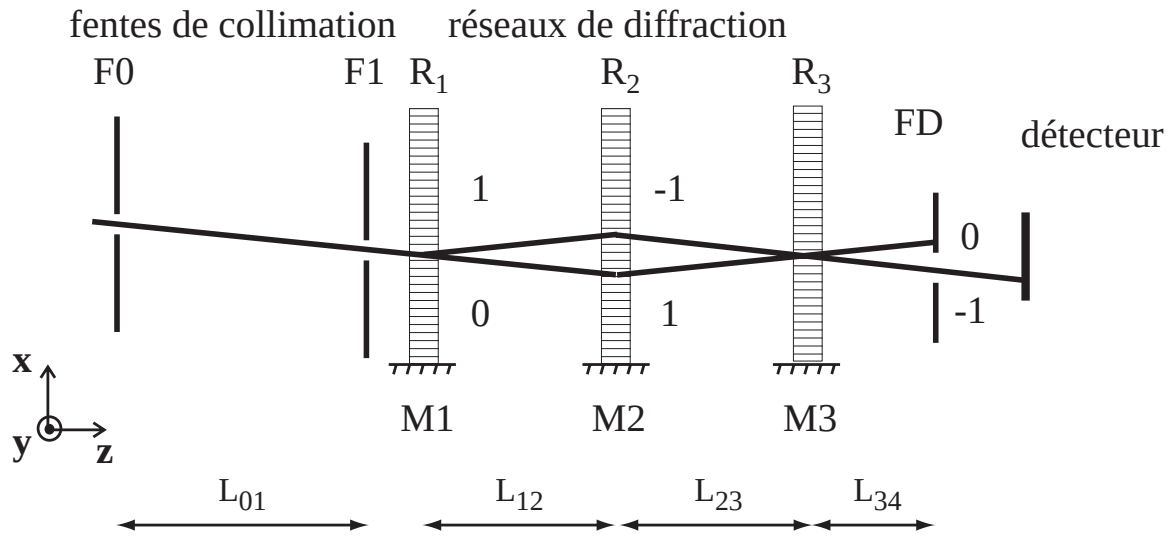


FIG. V.16 – Schéma de principe de l'interféromètre de Mach-Zehnder atomique à trois réseaux.

Réglages imparfaits de l'interféromètre

On peut donner de l'interféromètre une description plus réaliste que le simple modèle en ondes planes proposé au chapitre II. Dans cette description, on ne considère plus que les ondes se propageant sont planes mais qu'elles sont données par les lois de la diffraction de Fresnel-Kirchoff, en totale analogie avec l'optique. Dans ce modèle, comme en optique traditionnelle, on suppose que la première fente de collimation est une source incohérente. Cette même hypothèse a été faite par Q. Turchette *et al.* [232] pour la modélisation numérique de leur interféromètre de Mach-Zehnder. Par la suite, on calcule l'intensité reçue par le détecteur en intégrant, sur l'ensemble des points du détecteur et de la source, le module carré de l'amplitude diffractée. Ce modèle a été développé dans notre équipe au cours de la thèse de C. Champenois et a été publié en 1999 [233]. Je me contenterai ici de rappeler uniquement les résultats obtenus sur les pertes de contraste prévues par ce modèle. Outre l'effet de superposition de plusieurs faisceaux sur le détecteur qui sera traité de manière plus simple et plus complète dans le paragraphe suivant, on peut distinguer deux types d'imperfections dans les réglages de l'interféromètre : les distances entre réseaux L_{12} et L_{23} (voir figure V.16) peuvent tout d'abord être différentes, mais les réseaux peuvent aussi être mal orientés dans le plan (xOy). Ce dernier effet était déjà pré-

visible dans le modèle en ondes planes donné au chapitre II car une rotation des réseaux dans leur plan induit une différence entre les vecteurs des ondes planes qui interfèrent. En revanche, un modèle en ondes planes ne prévoit qu'un décalage des franges d'interférences si les réseaux ne sont pas équidistants et aucune perte de contraste contrairement au modèle utilisé dans ce paragraphe.

Si la distance entre les réseaux de l'interféromètre est déséquilibrée d'une longueur $\Delta L = L_{23} - L_{12}$, le contraste initial C_0 devient, quand on néglige la diffraction par la deuxième fente de collimation,

$$C = C_0 \left| \text{sinc} \left(\frac{k_R e_0 \Delta L}{2L_{04}} \right) \text{sinc} \left(\frac{k_R d \Delta L}{2L_{04}} \right) \right| \quad (\text{V.10})$$

où e_0 et d sont les largeurs respectives de la première fente de collimation et de la fente de détection et où $\text{sinc} x = \sin x / x$ désigne le sinus cardinal de x . Tant que $\Delta L < 0,03$ m, des simulations numériques montrent qu'il est justifié de négliger la diffraction par la deuxième fente de collimation de largeur $12 \mu\text{m}$. La perte de contraste est tracé en fonction de ΔL sur la figure V.17 pour nos paramètres expérimentaux : $e_0 = 20 \mu\text{m}$, $d = 50 \mu\text{m}$, $L_{04} = 2,52$ m, $k_R = 1,87 \cdot 10^7 \text{m}^{-1}$. Le contraste s'annule pour la première fois pour un

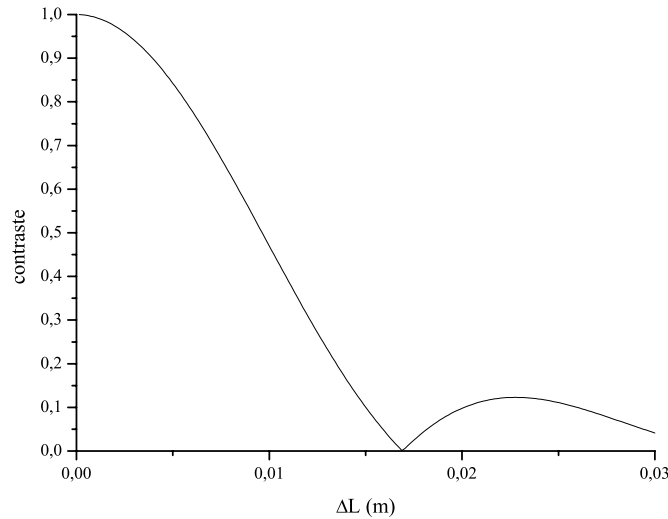


FIG. V.17 – *Contraste des franges d'interférences en fonction du déséquilibre $\Delta L = L_{23} - L_{12}$ quand la première fente de collimation a une largeur de $20 \mu\text{m}$, la seconde une largeur de $12 \mu\text{m}$ et la fente de détection une largeur de $50 \mu\text{m}$.*

déséquilibre légèrement inférieur à 2 cm. Or étant donné la forme de la courbe, la perte de

contraste est faible si la différence entre les distances inter-réseaux n'est que de quelques millimètres. Plus précisément, la contraste diminue de moins de 1 % si $\Delta L = 1$ mm. Comme on peut assurer dans la pratique le positionnement des réseaux au millimètre près, cette source de perte de contraste peut être négligée.

Si les traits du deuxième réseau forment un angle δ_{21} avec ceux du premier réseau autour de l'axe $\vec{z}$ et un angle δ_{23} avec ceux du troisième réseau, le contraste initial C_0 dans le cas où $\delta_{21} = \delta_{23} = 0$ devient

$$C = C_0 \left| \text{sinc} \left[\frac{k_R h_0}{2} \left(\frac{\delta_{21} L_{14} + \delta_{23} L_{34}}{L_{04}} \right) \right] \text{sinc} \left[\frac{k_R h_D}{2} \left(\frac{\delta_{21} L_{01} + \delta_{23} L_{03}}{L_{04}} \right) \right] \right| \quad (\text{V.11})$$

où h_0 et h_D sont les hauteurs respectives de la première fente de collimation et de la fente de détection. Cette formule que la perte de contraste associée à la rotation des réseaux ne dépend pas de la longueur d'onde atomique mais uniquement des dimensions de l'appareil. On note aussi que le contraste est d'autant plus sensible à l'angle relatif entre les réseaux que les hauteurs des fentes sont grandes. Pour fixer les idées, on peut calculer les angles δ_{21} et δ_{23} qui entraîne une perte de contraste de 10 %. Si on suppose que la perte de contraste se répartit également sur chacun des deux termes en sinus cardinal, chacun de ces termes faudra 0,95. Or pour des petits angles, $\text{sinc}(x) \simeq 1 - x^2/6$. Donc les arguments des sinus cardinaux doivent être égaux chacun à 0,55 en valeur absolue. Si les angles δ_{21} et δ_{23} sont du même ordre de grandeur alors

$$\frac{k_R h_0}{2} \left(\frac{\delta_{21} L_{14} + \delta_{23} L_{34}}{L_{04}} \right) \simeq \frac{k_R h_0}{2} \frac{\delta_{21} L_{14}}{L_{04}} \quad (\text{V.12})$$

$$\text{et } \frac{k_R h_D}{2} \left(\frac{\delta_{21} L_{01} + \delta_{23} L_{03}}{L_{04}} \right) \simeq \frac{k_R h_D}{2} \frac{\delta_{23} L_{03}}{L_{04}} \quad (\text{V.13})$$

car L_{34} et L_{01} sont petits devant L_{04} tandis que L_{14} et L_{03} diffèrent peu de L_{04} . La hauteur utile du détecteur est $h_D = 3$ mm et celle de la première fente de collimation est nécessairement inférieure car les atomes sortent d'un écorceur de diamètre 1 mm. Pour simplifier, on prendra dans ce calcul $h_0 = 1$ mm. Les autres valeurs numériques sont $L_{03} = 2,12$ m, $L_{14} = 1,76$ m, $L_{04} = 2,52$ m et $k_R = 1,87 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$. On trouve donc $\delta_{21} = 8 \times 10^{-5}$ rad et $\delta_{23} = 2 \times 10^{-5}$ rad. Comme les angles relatifs des réseaux peuvent être contrôlés avec une précision de 1 μrad , on peut raisonnablement penser qu'il sera toujours possible expérimentalement de réduire la perte de contraste due à la rotation des réseaux dans leur plan à des valeurs très faibles de l'ordre du pourcent. Mais il faut cependant remarquer que le contraste est extrêmement sensible à cette orientation et cette sensibilité, prévue théoriquement, est bien observée dans la pratique (voir paragraphe V.2.2).

Recouvrement de faisceaux sur le détecteur

Une autre source de perte de contraste des franges est l'arrivée sur le détecteur de faisceaux parasites. Dans un interféromètre reposant sur la diffraction de Bragg, il existe peu de faisceaux parasites et, comme le montrent les figures V.18 et V.16, le principal problème est le recouvrement des deux sorties complémentaires de l'interféromètre. Cet effet est typique des interféromètres atomiques utilisant des atomes "chauds" et la diffraction élastique. En effet, les différents faisceaux sortant de l'appareil ne se distinguent que par leur position dans l'espace. De plus, pour des atomes aux énergies thermiques, les angles de diffraction sont très petits en raison de la petitesse de la longueur d'onde de de Broglie. Il est donc mal aisé de ne détecter que les atomes appartenant à une unique sortie.

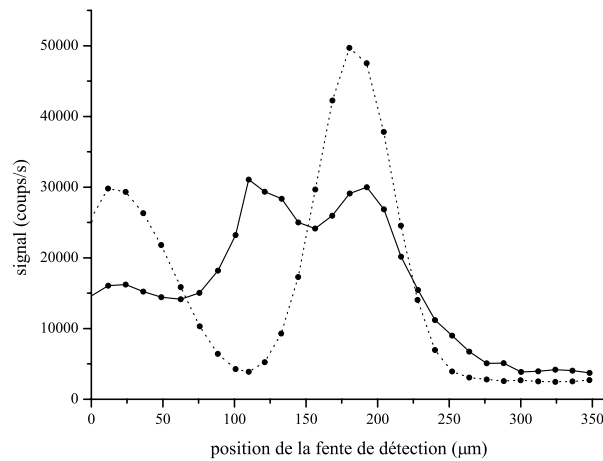


FIG. V.18 – Profil de l'intensité à la sortie de l'interféromètre quand les franges d'interférences sont balayées suffisamment rapidement pour que les deux sorties complémentaires de l'interféromètre présentent la même intensité moyenne. Pour fixer l'échelle, on a aussi représenté en pointillés la figure de diffraction obtenue pour le deuxième réseau seul.

Le problème du recouvrement des deux sorties de l'interféromètre est plus important pour un appareil utilisant des réseaux de phase que pour un appareil utilisant des réseaux d'amplitude. En effet, le contraste peut être très élevé pour des réseaux d'amplitude même si le détecteur est placé juste derrière le troisième réseau. L'origine de cette différence est que, dans le cas de réseaux d'amplitude, le troisième réseau joue le rôle d'un filtre de Moiré sur l'onde atomique stationnaire située dans son plan. Il permet ainsi d'observer très nettement la figure d'interférence et on peut même ainsi calculer le contraste

attendu [162]. Au contraire, pour des réseaux de phase, le contraste est nul juste après le troisième réseau car le produit de l'intensité d'une des deux sorties complémentaires par son contraste est exactement l'opposé du produit de l'intensité de l'autre sortie par son contraste. Dans ce cas, il est de ce fait logique de voir croître le contraste avec la distance séparant le détecteur du dernier réseau car on finit par atteindre une région dans laquelle les deux faisceaux ne se recouvrent plus.

Si l'intensité du faisceau que l'on veut observer est donnée par

$$I = I_0(1 + C \cos \Phi), \quad (\text{V.14})$$

on peut écrire de la même manière l'intensité de tout autre faisceau parasite I' :

$$I' = I'_0(1 - C' \cos \Phi). \quad (\text{V.15})$$

Le signal total est la somme des intensités I et I' :

$$I_{tot} = (I_0 + I'_0) \left[1 + \left(C \frac{I_0}{I_0 + I'_0} - C' \frac{I'_0}{I_0 + I'_0} \right) \cos \Phi \right]. \quad (\text{V.16})$$

Le contraste du signal total est donc plus petit que C et s'écrit

$$C_{tot} = C \frac{I_0}{I_0 + I'_0} - C' \frac{I'_0}{I_0 + I'_0}. \quad (\text{V.17})$$

Ceci montre donc que la présence d'un faisceau parasite diminue le contraste et que la perte de contraste est d'autant plus forte que l'intensité et le contraste du signal parasite sont grands. Pour fixer les idées, si le signal parasite est dix fois moins intense que le signal recherché, soit $I'_0 = 0,1I_0$, le contraste original est multiplié par 0,91 si le faisceau parasite ne porte aucun contraste et par 0,82 si le contraste du faisceau parasite est égal à C . Il peut donc se révéler intéressant de réduire au maximum l'intensité de faisceaux parasites en réduisant la largeur de la fente de détection ou en augmentant la collimation du jet atomique. Ceci peut permettre d'augmenter significativement le contraste mais cela implique dans le même temps une réduction du flux de particules détectées. Lorsqu'on cherche, comme c'est souvent le cas, à maximiser la sensibilité en phase de l'appareil, il faut maximiser la quantité $I_{tot}C_{tot}^2$, appelée facteur de mérite. Il semble que D. Pritchard et son équipe aient cherché à réaliser ce genre d'optimisation quand ils ont utilisé leur interféromètre atomique en tant que gyromètre [166] : en travaillant avec un flux élevé et un contraste assez faible, ils ont atteint la plus forte valeur du produit IC^2 publiée par ce groupe (voir tableau V.2.4) donc la meilleure sensibilité de phase. Il est pourtant

possible de trouver différents jeux de paramètres expérimentaux qui maximisent le facteur de mérite mais sa dépendance quadratique en contraste implique qu'il est bien souvent plus intéressant de chercher d'abord à augmenter le contraste si cela n'entraîne pas une perte de flux trop grande.

Dans le cas de notre expérience, on peut calculer très facilement le contraste à l'aide de la formule V.17 si on suppose que le seul faisceau parasite est la sortie complémentaire de l'interféromètre et qu'aucun autre faisceau parasite ne vient perturber la mesure. Dans le cas d'un interféromètre idéal, chaque faisceau porte un contraste de 1 et leur intensité est identique. Afin de faire un calcul très simple, nous avons ici fait l'hypothèse que le profil de l'intensité de chacun des faisceaux est déduit de simples considérations géométriques, en négligeant totalement la diffraction par les fentes de collimation. Les expériences de jet de Rabi décrites dans le livre de Ramsey [119] utilisent des fentes de largeur voisine de $10\text{ }\mu\text{m}$ et des distances de propagation comparables à celle des interféromètres atomiques : dans ce livre, les profils de jets sont calculés par l'optique géométrique en négligeant toute diffraction. La collimation par deux fentes successives produit un profil en forme de trapèze dont les dimensions dépendent de la largeur de chaque fente et de la distance les séparant. En considérant que le détecteur est centré sur une des deux sorties, on a calculé le contraste pour différentes positions du détecteur qui correspondent à différents degrés de recouvrement des deux voies de sortie. Ce calcul a été reproduit pour trois jeux de largeur des fentes de collimation et de détection. On peut comparer ces résultats avec ceux obtenus par le calcul numérique complet cité précédemment [233] et qui tient compte de la diffraction. La figure V.19 résume l'ensemble des résultats obtenus. On constate que l'accord entre le modèle simple représenté par des points et les courbes issues des calculs numériques complets est bon, les écarts ne dépassant pas quelques pourcents. Cette modélisation simple peut donc être très utile pour optimiser les différents paramètres expérimentaux régissant le fonctionnement de l'interféromètre comme la position du détecteur ou la largeur des fentes de collimation.

Inégalité des intensités des faisceaux qui interfèrent

Nous avons jusqu'à présent supposé que les réseaux de diffraction de l'interféromètre avaient une amplitude de diffraction idéalement réglée. En sortie de l'appareil, les amplitudes de chacune des deux ondes qui interfèrent sont, dans ce cas, les mêmes et le contraste des franges est égal à 1 si on omet toutes les autres pertes de contraste. Si,

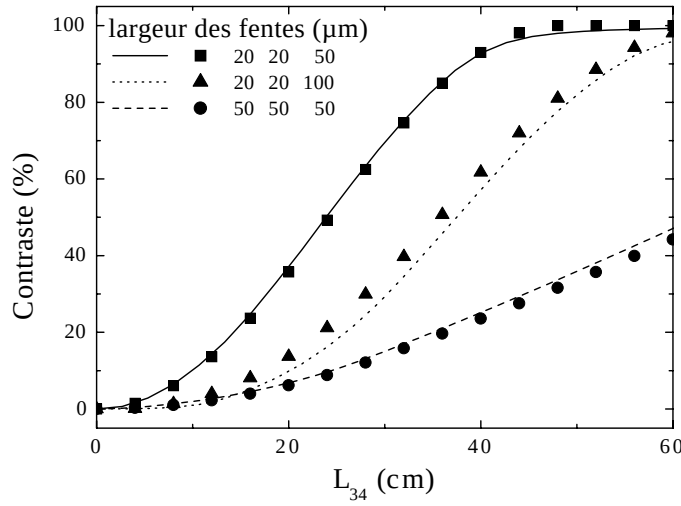


FIG. V.19 – *Contraste des interférences en fonction de la position du détecteur pour trois séries de paramètres expérimentaux : collimation par deux fentes de 20 μm et détection par une fente de 50 μm , collimation par deux fentes de 20 μm et détection par une fente de 100 μm , collimation par deux fentes de 50 μm et détection par une fente de 50 μm . Les résultats du calcul simple présentés dans ce paragraphe sont représentés par des symboles isolés et les résultats des simulations numériques complètes sont figurés par des courbes.*

au contraire, les intensités $|a_h|^2$ et $|a_b|^2$ de chacune des deux ondes sont dans un rapport $\rho = |a_h|^2/|a_b|^2$ différent de l'unité, le contraste peut s'écrire suivant l'équation II.96

$$C = \frac{2a_h a_b}{a_h^2 + a_b^2} = \frac{2\sqrt{\rho}}{1 + \rho}. \quad (\text{V.18})$$

Donc toute différence entre les amplitudes a_h et a_b induit une perte de contraste. Comme a_h et a_b jouent des rôles symétriques dans l'expression du contraste, on peut remplacer le rapport ρ par son inverse sans changer la valeur du contraste. Lorsque les deux intensités sont proches l'une de l'autre, c'est-à-dire quand $\rho \simeq 1$, la perte de contraste est cependant très faible. Ce résultat peut être déduit de l'allure de la représentation graphique de C en fonction de ρ (voir figure V.20) qui présente une tangente horizontale en $\rho = 1$. Plus précisément, autour de la valeur $\rho = 1$, le développement limité de C s'écrit

$$C \simeq 1 - \frac{\epsilon^2}{8} \quad (\text{V.19})$$

si on pose $\rho = 1 + \epsilon$. Même si le rapport des intensités est aussi grand que 4, le contraste est encore important et vaut $C = 0,8$. Comme la géométrie de Mach-Zehnder présente une

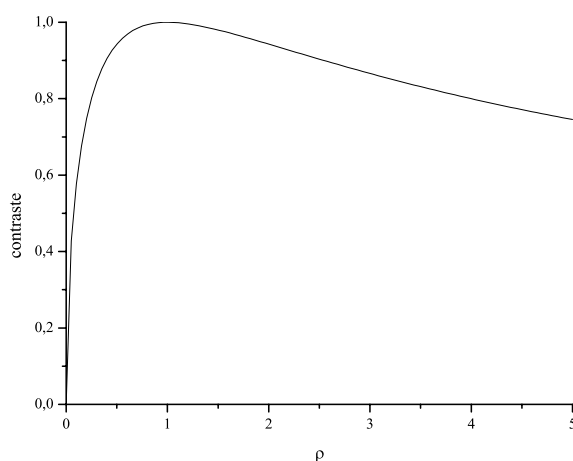


FIG. V.20 – *Contraste des interférences en fonction du rapport ρ entre les intensités $|a_h|^2$ et $|a_b|^2$ de chacune des deux ondes qui interfèrent à la sortie de l'interféromètre.*

importante symétrie, il suffit que les amplitudes de diffraction du premier et du dernier réseau soit identiques pour éliminer toute différence d'intensité entre les deux ondes qui interfèrent. De ce fait, on peut estimer que, même si le premier et le troisième réseau ne sont pas exactement identiques dans l'expérience, leur différence n'induit qu'une très faible perte de contraste ne dépassant pas quelques pourcents.

Fluctuations de phase

De nombreuses causes différentes peuvent conduire à des fluctuations du contraste qui, une fois intégrées, donnent lieu à une réduction du contraste observé. Les fluctuations de phase peuvent être d'origine temporelle comme nous le verrons dans le paragraphe suivant qui traite des vibrations mais peuvent aussi être dues à la moyenne sur les différents états internes ou à des distorsions du front d'onde atomique. En effet, la présence d'un gradient de champ magnétique entre les deux bras de l'interféromètre, par exemple, induit un déphasage qui dépend du sous-niveau magnétique de l'atome. La somme sur un ensemble d'atomes de moments magnétiques différents revient donc à moyenner plusieurs systèmes de franges déphasés les uns par rapport aux autres ce qui conduit à un système de franges de contraste plus faible que celui de chacune de ses composantes. D'autre part, les distorsions du front d'onde atomique sont la conséquence directe d'une dépendance spatiale de la phase liée à la propagation des ondes. Cette accumulation d'une différence

de phase entre les deux chemins au cours de la propagation de l'onde peut être causée, par exemple, par le processus de diffraction lui-même qui induit un déphasage dépend des caractéristiques du réseau.

Dans la plupart des cas, les phénomènes précédents impliquent une distribution aléatoire de la phase Φ autour d'une valeur moyenne Φ_{moy} et la somme sur l'ensemble de cette distribution réduit le contraste final. On peut trouver une étude de ce type d'effets dans la référence [163]. Si on suppose que la distribution de phase suit une loi gaussienne de variance σ , elle s'écrit

$$P(\Phi)d\Phi = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\Phi - \Phi_{moy})^2}{2\sigma^2}\right] d\Phi. \quad (V.20)$$

On obtient l'intensité du signal après intégration sur cette distribution :

$$\bar{I} = \int I_0 [1 + C \cos(\Phi)] P(\Phi) d\Phi \quad (V.21)$$

$$= I_0 \left[1 + C \cos(\Phi_{moy}) \exp\left(-\frac{\sigma^2}{2}\right) \right] \quad (V.22)$$

De cette dernière égalité, on déduit le contraste après moyenne sur l'ensemble de la distribution de phase $\bar{C}$ en fonction du contraste original C :

$$\bar{C} = C \exp\left(-\frac{\sigma^2}{2}\right). \quad (V.23)$$

L'importance d'une distribution de phase sur le contraste peut donc être très grande car le contraste décroît exponentiellement avec l'élargissement de la distribution. Nous allons illustrer cet effet dans le cas particulier des vibrations des réseaux les uns par rapport aux autres.

Vibrations relatives des réseaux

L'effet des vibrations des réseaux de l'interféromètre est essentiel car le déphasage entre les deux bras dépend de la position relative de ceux-ci (voir paragraphe II.2.1). Dans ce paragraphe, il suffit de considérer uniquement la phase associée à la position relative des réseaux donnée par l'équation II.100. Si on fait l'hypothèse que les vecteurs réciproques des réseaux sont parallèles à l'axe $\vec{x}$, l'équation II.100 devient, pour un interféromètre utilisant l'ordre de diffraction p :

$$\Phi = pk_R(x_1 - 2x_2 + x_3) \quad (V.24)$$

On a vu que la quantité $f = x_1 - 2x_2 + x_3$ peut servir à visualiser l'interférogramme. Du point de vue des vibrations, elle correspond à la flexion du banc de l'interféromètre dans le plan horizontal. Si les fluctuations de la flexion suivent une loi gaussienne de variance σ_f , la phase liée à cette vibration est décrite aussi par une distribution gaussienne de variance σ :

$$\sigma = pk_R \sigma_f. \quad (\text{V.25})$$

D'après l'équation V.23 du paragraphe précédent, on peut déduire la modification du contraste résultant de cette vibration :

$$\bar{C} = C \exp \left(-p^2 \frac{k_R^2 \sigma_f^2}{2} \right). \quad (\text{V.26})$$

On remarque que le contraste est une fonction gaussienne de l'ordre de diffraction et l'interféromètre sera donc d'autant plus sensible aux vibrations que l'ordre de diffraction utilisé sera grand.

Cependant, ce calcul simple ne prend pas en compte le fait que le paquet d'ondes atomique traverse chaque réseau à un instant différent à cause de sa vitesse finie de propagation. La quantité f est donc une fonction des temps t_i auxquels le paquet d'ondes traverse le réseau i :

$$f = x_1(t_1) - 2x_2(t_2) + x_3(t_3). \quad (\text{V.27})$$

Cette formulation va permettre de rendre compte de manière très simple de la sensibilité de l'interféromètre aux effets inertiels que sont les rotations et les accélérations. Pour simplifier, on va négliger l'effet de la distribution de vitesse du jet atomique autour de sa moyenne v et si $L_{12} = L_{23}$, le temps de vol entre deux réseaux est :

$$T = t_2 - t_1 = t_3 - t_2 = \frac{L_{12}}{v}. \quad (\text{V.28})$$

On peut, dans ce cas, écrire la quantité f comme un développement en puissance du temps T dans lequel chaque terme correspond à un effet inertiel différent. Pour ce faire, on exprime d'abord les positions $x_1(t_1)$ et $x_3(t_3)$ en fonction de leur valeur au temps t_2 :

$$x_1(t_1) = x_1(t_2) - v_{1x}T + \frac{a_{1x}T^2}{2} \quad (\text{V.29})$$

$$x_3(t_3) = x_3(t_2) + v_{3x}T + \frac{a_{3x}T^2}{2} \quad (\text{V.30})$$

où v_{ix} et a_{ix} représentent respectivement la vitesse et l'accélération du réseau i dans une référentiel galiléen. Bien que ces grandeurs puissent varier dans le temps, nous les considérerons constantes sur des intervalles de temps au moins égaux à T qui vaut environ 600

μ s dans notre expérience. Le développement en puissance de T de la flexion f est donné à partir des égalités précédentes par

$$f = [x_1(t_2) - 2x_2(t_2) + x_3(t_2)] + [v_{3x} - v_{1x}]T + \frac{[a_{1x} + a_{3x}]T^2}{2}. \quad (\text{V.31})$$

Chacune de ces trois contributions correspond à un effet distinct sur la phase Φ :

- le premier terme est la flexion instantanée du banc de l'interféromètre au temps t_2 , c'est-à-dire quand le paquet d'ondes est au centre de l'appareil.
- le deuxième terme est associé à l'effet Sagnac, c'est-à-dire la sensibilité de l'interféromètre aux rotations. En effet, la différence de vitesse $v_{3x} - v_{1x}$ s'écrit en fonction de la vitesse de rotation angulaire Ω_y autour de l'axe $\vec{y}$

$$v_{3x} - v_{1x} = 2\Omega_y L_{12}. \quad (\text{V.32})$$

Le terme de phase correspondant à cet effet est

$$\Phi_{\text{Sagnac}} = 2pk_R\Omega_y TL_{12}. \quad (\text{V.33})$$

qui est souvent écrit sous la forme équivalente $\Phi_{\text{Sagnac}} = 2mA\Omega_y/\hbar$ où A est l'aire enclose entre les deux bras de l'interféromètre, $A = pk_R L_{12}^2/k$.

- le troisième terme traduit la sensibilité de l'interféromètre aux accélérations et il induit un déphasage

$$\Phi_{\text{acc}} = \frac{1}{2}pk_R(a_{1x} + a_{3x})T^2 = pk_R a_{x\text{moy}}T^2 \quad (\text{V.34})$$

si on note $a_{x\text{moy}}$ l'accélération moyenne du premier et du troisième réseau et p l'ordre de diffraction. Tout comme l'effet Sagnac, ce terme est très utilisé car il permet des mesures d'accélération et en particulier des mesures du champ de gravité local [165, 168].

On associe, comme précédemment, des distributions gaussiennes à chacun des paramètres $f(t_2)$, Ω_y et $a_{x\text{moy}}$ dont les variances seront notées σ_f , σ_{Ω_y} et $\sigma_{a_{x\text{moy}}}$. La valeur moyenne des distributions en vitesse angulaire et en accélération n'est jamais nulle en raison du mouvement de la Terre dans tout référentiel galiléen. Si la source des ondes atomiques n'est pas monochromatique, on assistera à une diminution supplémentaire du contraste car les termes liés aux effets inertiels dépendent de la vitesse v des atomes. Ceci a déjà pu être observé pour l'effet Sagnac dans le groupe de M. Kasevich [143, 167] mais, comme la contribution de cet effet reste faible devant les autres pertes de contraste, celui-ci ne

sera pas pris compte dans cette discussion. La généralisation de l'équation V.26 donne la perte de contraste due au mouvement des réseaux :

$$\bar{C} = C \exp \left[-p^2 \frac{k_R^2}{2} \left(\sigma_f^2 + (2\sigma_{\Omega_y} L_{12} T)^2 + (\sigma_{a_{x moy}} T^2)^2 \right) \right] \quad (V.35)$$

$$\equiv C \exp \left[-p^2 \frac{k_R^2}{2} \sigma_{eff}^2 \right]. \quad (V.36)$$

Un exemple de la sensibilité du contraste aux vibrations peut être donné en se référant aux travaux de S.A. Lee et collaborateurs. Ce groupe a mesuré le contraste pour trois ordres de diffraction [61]. Or il a été montré [181] que dans cet interféromètre les gradients de champ magnétique jouent un rôle négligeable. On peut donc supposer que la perte de contraste est essentiellement due aux vibrations et que les résultats sont bien reproduits par l'équation V.36. Le bon accord entre les résultats expérimentaux et la prévision théorique visible sur la figure V.21 supporte fortement cette idée. On peut remarquer

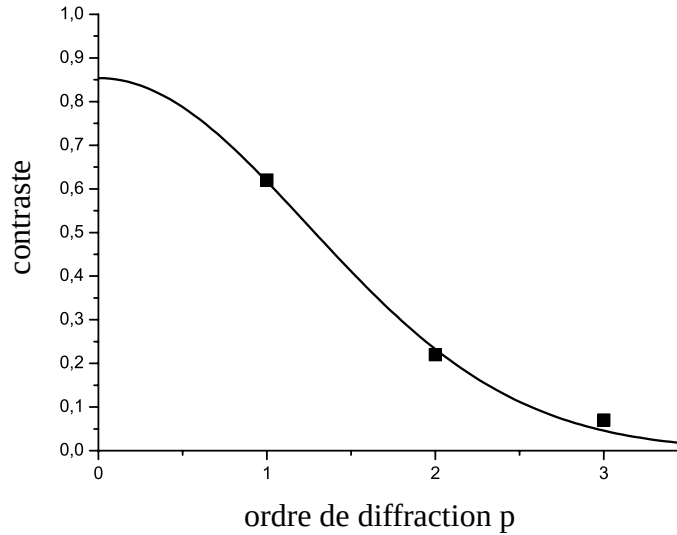


FIG. V.21 – *Contraste des franges en fonction de l'ordre de diffraction p mesuré par D. Giltner et al. [61]. La courbe en trait continu a été tracée par nos soins grâce à l'ajustement de l'équation V.26 sur les points expérimentaux.*

de plus que le contraste dans cette expérience aurait pu atteindre une excellente valeur en l'absence de vibrations : $C = 86 \pm 6 \%$. D'autre part, on déduit de l'ajustement une valeur de la variance effective $\sigma_{eff} \simeq 41$ nm car le pas des réseaux dans cette expérience est de 320 nm. Cet appareil utilise un interféromètre de Mach-Zehnder optique pour sonder la position du troisième réseau, mobile par rapport aux autres. Un asservissement utilisant le signal de cet interféromètre optique permet de réduire les vibrations liées à la flexion

de l'interféromètre atomique et, dans l'article [61], les auteurs estiment que la vibration relative des réseaux est inférieure à 20 nm. Même si il est difficile de relier cette information à une valeur précise de la variance σ_f , on peut probablement estimer que celle-ci est nettement plus petite que 41 nm. Les termes liés à la rotation et à l'accélération auraient donc un effet non négligeable dans cette expérience.

Remarque : Jusqu'à présent tous les interféromètres utilisant un système d'asservissement actif pour réduire les vibrations exerçaient leur contre-réaction sur le dernier réseau. Or, l'équation V.31 suggère que le mouvement du troisième réseau peut entraîner des pertes de contraste liées aux effets inertiels (phases Φ_{Sagnac} et Φ_{acc}) et pas seulement à la flexion instantanée. Au contraire, une compensation de la flexion instantanée exercée sur le deuxième réseau n'aurait par d'effets sur les termes inertiels et permettrait de réduire la perte de contraste due à σ_f sans augmenter σ_{Ω_y} et $\sigma_{a_{x moy}}$. Ce résultat intéressant est la conséquence du rôle identique que joue le deuxième réseau pour chaque chemin atomique. Malgré tout, sur l'interféromètre du M.I.T., le groupe de D. Pritchard a utilisé une compensation de la flexion sur le second réseau sans obtenir de meilleurs résultats.

V.2.4 Bilan

Le contraste très élevé obtenu, combiné à un flux relativement important, fait de l'interféromètre que nous avons réalisé un des interféromètres à bras séparés utilisant des atomes chauds les plus sensibles actuellement. Le tableau V.2.4 dresse un récapitulatif des différents interféromètres du même type ayant été réalisé depuis le travail pionnier du groupe de D. Pritchard en 1991. Ce tableau se limite cependant aux interféromètres dont les bras sont spatialement séparés et n'inclut pas, par exemple, l'interféromètre utilisé comme gyroscope par M. Kasevich *et al* [167]. Pour l'application à la mesure de rotations, la contrainte de séparation des bras n'est pas importante et on est donc pas obligé de réduire la largeur du faisceau atomique. Ceci a permis notamment à ce groupe d'obtenir un flux de l'ordre de 10^{11} événements par seconde pour un contraste d'environ 20 %, ce qui donne un énorme facteur de mérite de 4×10^9 .

Une revue des effets limitant le contraste a de plus été donnée pour les interféromètres atomiques utilisant la diffraction élastique des atomes. Cette étude donne les lignes directrices à suivre si on veut améliorer encore le contraste d'un tel appareil. On

TAB. V.1 – *Facteur de mérite pour les différents interféromètres à atomes chauds dont les bras sont spatialement séparés*

équipe	référence	contraste C	signal moyen I (s^{-1})	facteur de mérite IC^2
Pritchard	[138]	13 %	290	4,9
Pritchard	[163]	49 %	1 900	456
Pritchard	[166]	17 %	200 000	5780
Zeilinger	[150]	10 %	14 000	140
Siu Au Lee	[61]	62 %	1 500	576
notre appareil	[151]	74 %	14 000	7830

a notamment distingué les effets d'origine statique comme les défauts de réglage ou le recouvrement de faisceaux sur le détecteur des effets d'origine dynamique comme les vibrations relatives des différents réseaux ou les fluctuations de phase induites par des gradients de champ extérieurs.

Chapitre VI

Mesures interférométriques

Le but principal de notre expérience est la réalisation d'un appareil permettant de mesurer de très faibles perturbations. Comme on l'a vu dans le premier chapitre, l'interférométrie atomique peut donner lieu à de nombreuses applications. Lors de la conception de notre interféromètre, nous avons choisi de nous concentrer sur les mesures où un potentiel déphasant est appliqué sur un des deux chemins atomiques dans l'interféromètre, l'autre servant de référence (voir figure VI.1). Ces mesures sont inspirées des travaux réalisés dans l'équipe de D. Pritchard avec un interféromètre fonctionnant avec l'atome de sodium et des réseaux d'amplitude. On appelle V le potentiel qui perturbe la propagation

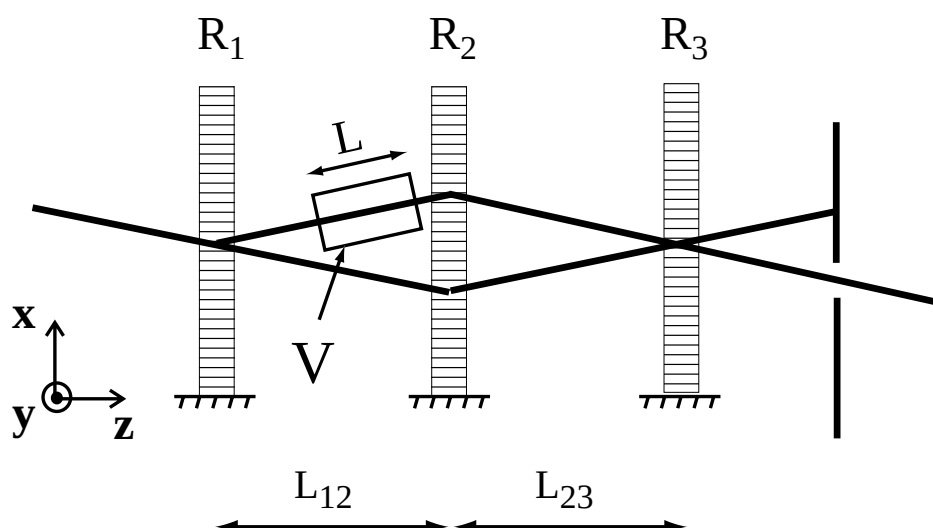


FIG. VI.1 – Principe des mesures interférométriques envisagées avec l'appareil que nous avons construit.

de la fonction d'onde atomique sur un des deux chemins. Quand cette perturbation est

faible, elle ne modifie pas la trajectoire classique des atomes et n'induit qu'une modification du vecteur d'onde atomique incident k :

$$k' = \sqrt{k^2 - \frac{2mV}{\hbar^2}} \simeq k - \frac{mV}{\hbar^2 k} = k - \frac{V}{\hbar v} \quad (\text{VI.1})$$

où m et v sont respectivement la masse et la vitesse de l'atome. La différence de phase accumulée entre les deux bras vaut alors

$$\Delta\Phi = - \int_e^s \frac{V(l)}{\hbar v} dl \quad (\text{VI.2})$$

si l est l'abscisse curviligne le long de la trajectoire classique et si e et s désignent l'entrée et la sortie de la zone sur laquelle s'étend la perturbation. Si la perturbation est uniforme le long de la trajectoire atomique, le déphasage $\Delta\Phi$ induit sur la propagation de l'onde vaut plus simplement :

$$\Delta\Phi = - \frac{V\tau}{\hbar} \quad (\text{VI.3})$$

où $\tau = L/v$ est le temps pendant lequel l'atome subit la perturbation. Grâce à notre interféromètre, nous espérons pouvoir, après des améliorations sur le flux atomique, détecter une phase aussi petite que 0,1 mrad après quelques heures d'intégration. Cette phase minimum correspond, pour un temps d'interaction de 100 μs , à une perturbation détectable aussi petite que $V_{\min} = 6,6 \times 10^{-16}$ eV, soit $V_{\min}/\hbar = 0,16$ Hz. Si les atomes ont une vitesse moyenne d'environ 1000 m/s, la durée d'interaction de 100 μs correspond à appliquer la perturbation le long du trajet des atomes sur une distance de 10 cm, ce qui est tout à fait compatible avec les dimensions du montage expérimental.

Les différents types d'interaction que nous avons choisi d'étudier à court terme sont l'interaction des ondes atomiques de lithium avec un gaz dilué et les perturbations liées à un champ électrique. D'autres effets comme les interactions avec un champ magnétique n'ont pas été retenus car les apports de l'interférométrie atomique sont moins évidents. L'interaction avec un champ magnétique, par exemple, donne lieu à une levée de dégénérescence des niveaux d'énergie de l'atome par l'intermédiaire de l'effet Zeeman mais cet effet est déjà mesuré très précisément par résonance magnétique ou par spectroscopie laser. Nous avons aussi étudié pendant mon travail de thèse l'effet sur la phase d'un interféromètre atomique du potentiel de gravitation pour des distances inférieures au millimètre [234]. Cette étude est cependant loin d'une réalisation expérimentale à l'heure actuelle, et elle ne sera donc pas reprise ici en détail.

La première partie de ce chapitre décrira donc l'effet sur l'onde atomique de la traversée d'une cellule de gaz. Par analogie avec l'optique, on verra que la quantité importante dans cette expérience est l'indice de réfraction du gaz pour les ondes atomiques. Cet indice, tout comme en optique, est complexe et sa partie imaginaire correspond à l'absorption ou à la diffusion de l'onde atomique alors que sa partie réelle rend compte du déphasage introduit sur la propagation de l'onde par les atomes du gaz cible. La suite du chapitre se compose de deux parties traitant toutes deux des interactions avec un champ électrique. Dans un premier temps, on étudiera l'effet d'un champ électrique constant sur un seul des deux bras, c'est-à-dire l'effet Stark sur les niveaux d'énergie. Le déphasage induit par cette perturbation permet de remonter à la polarisabilité électrique statique de l'état fondamental du lithium. On verra donc l'apport de l'interférométrie atomique à la mesure de la polarisabilité. Ensuite, nous montrerons qu'il est possible, grâce à un champ électrique, de tester la neutralité des atomes de lithium. Cette expérience originale sera décrite en détail et comparée à d'autres expériences visant à vérifier la neutralité de la matière.

VI.1 Mesure de l'indice de réfraction d'un gaz

La mesure de l'indice de réfraction d'un milieu en optique est une technique ayant de nombreuses applications pratiques et l'utilisation de l'interférométrie permet d'obtenir une très grande sensibilité. On peut ainsi par exemple, grâce aux variations locales de l'indice, remonter aux déformations, aux dilatations ou aux contraintes dans un matériau. Nous nous proposons de transposer ce type de mesures aux ondes atomiques de lithium. Cependant, étant donnée la forte interaction des ondes atomiques avec la matière, on ne pourra mesurer que l'indice de gaz très dilués car les milieux plus denses présenteraient un trop forte absorption. Cette expérience a déjà été réalisée à plusieurs reprises dans l'équipe de D. Pritchard avec un interféromètre atomique utilisant le sodium [162, 163, 164]. Nous allons voir tout d'abord le lien entre la mesure d'indice de réfraction et l'étude des collisions atomiques ainsi que l'intérêt de la mesure interférométrique. Je rappellerai par la suite les principaux résultats prévus par la théorie de l'indice. Les démonstrations menant à ces résultats ne seront pas repris ici en détail car elles ont déjà été présentées dans la thèse de C. Champenois [219]. Finalement, un aperçu des résultats pouvant être obtenus sera donné par la présentation des résultats pour une onde atomique de sodium.

VI.1.1 Principe de la mesure

Le principe de la mesure de l'indice de réfraction pour une onde atomique est le même qu'en optique traditionnelle : une cellule de longueur L contenant un gaz d'indice n et de densité N est interposée sur un des bras de l'interféromètre. D'un point de vue ondulatoire, la mesure en optique atomique se différencie essentiellement de son équivalent en optique par la valeur de la longueur des ondes qui interfèrent ($\lambda_{dB}/\lambda_{visible} \simeq 10^{-4}$). D'un point de vue collisionnel, les différences se situent dans la vitesse des projectiles ($v/c \simeq 3 \times 10^{-6}$), leur énergie et la force de l'interaction projectile-cible. Dans un interféromètre atomique, il n'est bien sûr pas possible d'utiliser une cellule fermée aux deux extrémités. Cependant si la cellule est limitée par deux fentes étroites et minces, la densité à l'intérieur de la cellule peut être maintenue constante tout en limitant le gradient d'indice sur les bords et le débit de gaz dans l'enceinte de l'interféromètre. Des fentes hautes de quelques millimètres et larges de $200 \mu\text{m}$ ont par exemple été utilisées par le groupe de D. Pritchard (voir figure VI.2).

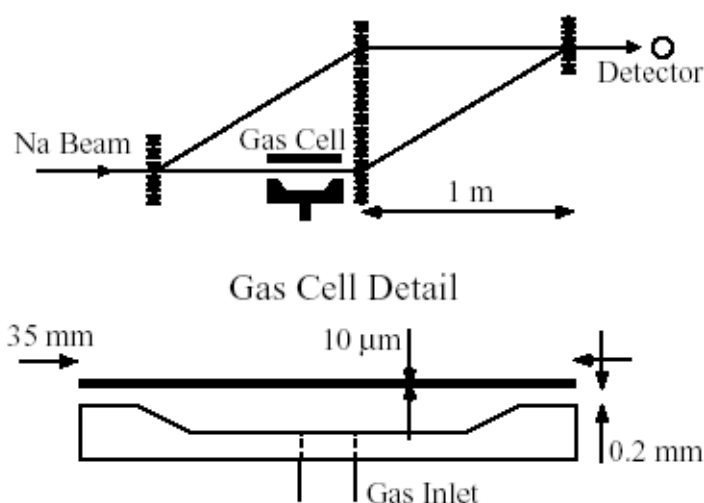


FIG. VI.2 – Schéma de l'interféromètre atomique et de la cellule de gaz utilisés dans le groupe de D. Pritchard [164].

L'indice de réfraction décrit la différence entre la propagation d'une onde dans le vide d'indice 1 et la propagation de la même onde dans le matériau d'indice n . Si on appelle Ψ_0 l'onde incidente, l'onde transmise Ψ est

$$\Psi = \Psi_0 e^{i(n-1)k_{dB}L} \quad (\text{VI.4})$$

où k_{dB} est le vecteur d'onde atomique. L'indice tire son origine des collisions entre atomes et est une grandeur complexe comme en optique. La partie imaginaire de l'indice donne l'absorption de l'onde incidente Ψ_0 et on peut donc en déduire l'atténuation du flux I en faisant remarquer que celui-ci est proportionnel à $|\Psi|^2$:

$$\frac{I}{I_0} = e^{2\text{Im}(n-1)k_{dB}L}. \quad (\text{VI.5})$$

Or, dans la limite des faibles densités, la loi de Beer-Lambert donne aussi une valeur de l'atténuation en fonction de la section efficace totale de collision σ entre les particules cibles et les particules projectiles :

$$\frac{I}{I_0} = e^{\sigma NL}. \quad (\text{VI.6})$$

L'indice de réfraction est donc relié à la section efficace totale de collision par la formule suivante :

$$2\text{Im}(n-1)k_{dB} = \sigma N. \quad (\text{VI.7})$$

On remarque tout d'abord que l'indice dépend comme on pourrait s'y attendre de la densité N du gaz dans la cellule et que quand cette densité est faible,

$$\text{Im}(n-1) \propto N. \quad (\text{VI.8})$$

L'égalité VI.7 montre aussi l'intérêt fondamental de la mesure interférométrique par rapport aux autres études de collisions. Ces dernières ne donnent, en général, accès qu'au paramètre σ alors que la mesure d'indice fournit aussi une information sur le déphasage induit par la collision. Cette information est contenue dans la partie réelle de l'indice qui n'est accessible que par une mesure interférométrique.

Quand la cellule de gaz est vide, les deux ondes Ψ_h et Ψ_b d'amplitudes réelles respectives a_h et a_b interfèrent et donne naissance à un signal qui s'écrit

$$I = I_0(1 + C \cos \Phi) \quad (\text{VI.9})$$

où Φ est la phase permettant de balayer l'interférogramme. L'intensité I_0 et le contraste C de ce signal dépendent des amplitudes de Chaque onde comme suit (voir chapitre II) :

$$I_0 = a_h^2 + a_b^2 \text{ et } C = \frac{2a_h a_b}{a_h^2 + a_b^2}. \quad (\text{VI.10})$$

Si on place sur le bras noté b un gaz d'indice n , l'amplitude de l'onde passant par ce chemin devient

$$a'_b = a_b e^{i(n-1)k_{dB}L}. \quad (\text{VI.11})$$

L'onde est donc atténuée d'un facteur β tel que

$$\beta = e^{\text{Im}(n-1)k_{dB}L} \quad (\text{VI.12})$$

et l'interférogramme est décalé d'une phase Φ_{gaz} telle que

$$\Phi_{gaz} = \text{Re}(n-1)k_{dB}L. \quad (\text{VI.13})$$

Le nouvel interférogramme s'écrit alors

$$I' = I'_0[1 + C' \cos(\Phi + \Phi_{gaz})] \quad (\text{VI.14})$$

$$\text{où } I'_0 = a_h^2 + a_b^2 \beta^2 \text{ et } C' = \frac{2a_h a_b \beta}{a_h^2 + a_b^2 \beta^2}. \quad (\text{VI.15})$$

Le déphasage Φ_{gaz} s'obtient directement en enregistrant consécutivement l'interférogramme avec et sans gaz dans la cellule. L'atténuation β se déduit des mesures d'intensité et de contraste avec et sans gaz dans la cellule :

$$\beta = \frac{C'I'}{CI}. \quad (\text{VI.16})$$

Les expériences permettent, de ce fait, de déterminer la partie réelle et la partie imaginaire de l'indice de réfraction :

$$\text{Re}(n-1) = \frac{\Phi_{gaz}}{k_{dB}L} \quad (\text{VI.17})$$

$$\text{Im}(n-1) = \frac{1}{k_{dB}L} \ln \beta. \quad (\text{VI.18})$$

VI.1.2 Mesures d'indice pour une onde de sodium

Les seules mesures d'indice ayant été réalisées jusqu'à présent proviennent du groupe de D. Pritchard au M.I.T. Ce groupe a choisi de mesurer le rapport ρ entre la partie réelle et la partie imaginaire de $(n-1)$ où n désigne l'indice, car cela peut se faire sans avoir une mesure précise de la pression du gaz dans la cellule de mesure et ces pressions, voisines de 10^{-3} mbar sont assez délicates à mesurer avec précision. Le paramètre ρ ne dépend en définitive que de la différence d'amplitude et de phase entre deux interférogrammes pris avec et sans gaz dans la cellule :

$$\rho = \frac{\text{Re}(n-1)}{\text{Im}(n-1)} = \frac{\text{Re} f(k)}{\text{Im} f(k)} = \frac{\Phi_{gaz}}{\ln(I'/I)}. \quad (\text{VI.19})$$

D'un point de vue théorique, la grandeur ρ est aussi très intéressante car elle est très sensible à la forme du potentiel en particulier au fond du puits. Une propriété caractéristique

de l'amplitude de diffusion vers l'avant est la présence d'oscillation en fonction de la longueur d'onde de la source. Ce phénomène est connu en optique sous le nom d'oscillation de gloire et se retrouve en interférométrie atomique quand on étudie la dépendance de ρ en fonction de la vitesse des atomes qui interfèrent. Cependant, en raison de la distribution de vitesse du jet incident, une grande partie de ces oscillations est moyennée et disparaît.

Les résultats des mesures les plus récentes effectuées grâce à l'interféromètre du M.I.T. sont représentés sur la figure VI.3 pour quatre gaz différents : l'argon, le krypton, le xénon et l'azote. Les prédictions données par le calcul à partir des potentiels inter-atomiques sont aussi représentées sur certains graphes. Les tendances prévues par la théorie sont bien respectées mais il est clair qu'il existe encore des écarts substantiels entre les résultats expérimentaux et les prévisions théoriques. On peut aussi remarquer pour le cas du xénon, par exemple, que plusieurs potentiels peuvent donner des résultats sensiblement différents. En dehors des incertitudes sur la forme exacte du potentiel théorique, l'écart avec les résultats expérimentaux peut aussi s'expliquer par des effets systématiques liés au protocole expérimental [164]. En effet, ce type de mesure est très ardu à mettre en œuvre et nécessite de fréquentes recalibrations [235]. Les mesures que nous prévoyons avec notre interféromètre seront donc très enrichissantes car elles permettront une comparaison des résultats expérimentaux pour deux ondes atomiques différentes et conduiront peut-être à une explication des différences observées entre théorie et expérience.

VI.2 Mesure de la polarisabilité atomique

La polarisabilité électrique décrit la réponse d'un atome à son immersion dans un champ électrique. Quand un atome dans le niveau fondamental interagit avec un champ électrique uniforme et statique $\vec{E}$, l'énergie du niveau fondamental est modifiée. Ce déplacement du niveau est appelé effet Stark statique et vaut

$$V_S = -\frac{1}{2}\alpha_E E^2 \quad (\text{VI.20})$$

si on note α_E la polarisabilité électrique statique du niveau fondamental. Cette grandeur peut-être être connue par des calculs ab-initio avec une grande précision. Elle permet notamment de calculer le développement de van der Waals des potentiels inter-atomiques. Cette mesure, si elle est suffisamment précise, permet aussi de tester expérimentalement les différents types de calculs ab-initio et donc d'améliorer notre compréhension des sys-

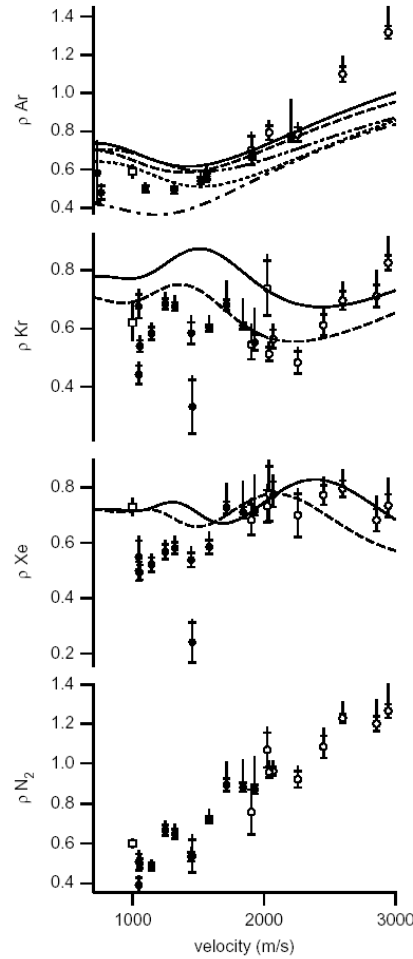


FIG. 2: ρ as measured for Na waves in Ar, Kr, Xe, or N_2 (• using 200 nm gratings, ○ 100 nm), showing evidence of glory oscillations in comparison to ρ as derived from predicted potentials: Na-Ar [15](—), [16](---), [7](····), [17](- · - · -); [18](- · - · -); Na-Kr [15](—), [19](---); and Na-Xe [20](—), [19](---), [21](····). Our 1995 measurement is also shown [8](boxes). The horizontal tick marks show the statistical error. The vertical error bar line includes systematic errors.

FIG. VI.3 – Résultats des mesures d'indice obtenues récemment dans l'équipe de D. Pritchard [164]. La quantité $\rho = \text{Re}(n-1)/\text{Im}(n-1)$ est tracée en fonction de la vitesse de l'onde atomique de sodium pour les gaz suivants (en allant de haut en bas) : argon, krypton, xénon et azote moléculaire.

tèmes atomiques.

Cette section présentera tout d'abord le principe de la mesure de polarisabilité en interférométrie atomique. En étudiant une expérience similaire réalisée avec l'interféromètre atomique du M.I.T. [160], nous verrons ensuite quels sont les principaux facteurs limitant la précision de la mesure et la manière de les réduire au maximum. Nous évaluons finalement la précision envisageable pour notre expérience et la comparerons avec les mesures et calculs déjà existants pour le lithium.

VI.2.1 Description de l'expérience

L'idée principale de la mesure interférométrique de la polarisabilité est de placer sur l'un des deux chemins atomiques dans l'interféromètre un champ électrique statique est uniforme. Le déphasage induit par la perturbation est

$$\Delta\Phi = -\frac{V_S\tau}{\hbar} = \frac{1}{2\hbar}\tau\alpha_E E^2. \quad (\text{VI.21})$$

Le schéma de l'expérience est représenté sur la figure VI.4. La perturbation est appliquée par l'intermédiaire d'un condensateur de longueur L à l'intérieur duquel le champ électrique est uniforme. Ce condensateur sera dans notre expérience fortement inspiré

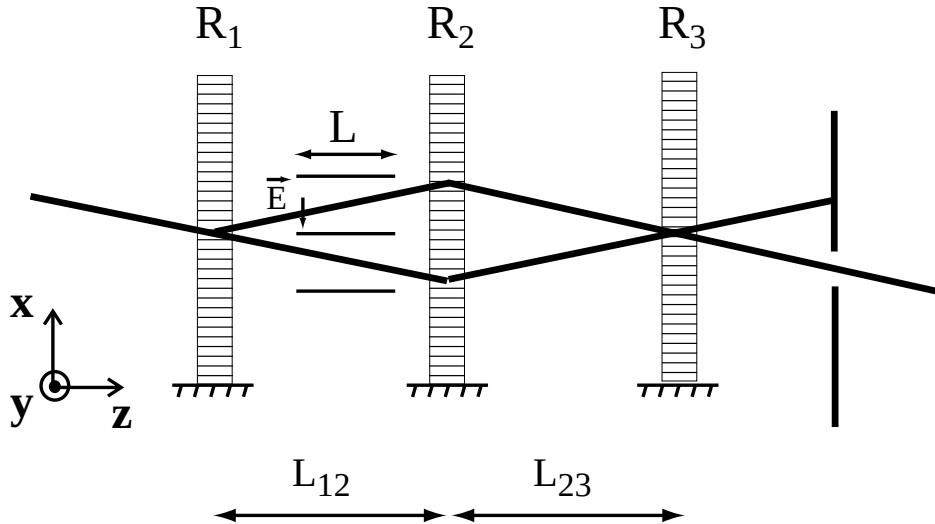


FIG. VI.4 – Principe de la mesure de polarisabilité électrique statique avec un interféromètre de Mach-Zehnder à trois réseaux.

de celui utilisé par le groupe de D. Pritchard reproduit sur la figure VI.5. Il sera constitué de deux plaques de verre de longueur 10 cm recouvertes d'une couche d'or qui servira d'électrode conductrice. Le verre est un matériau avantageux car l'état de surface du

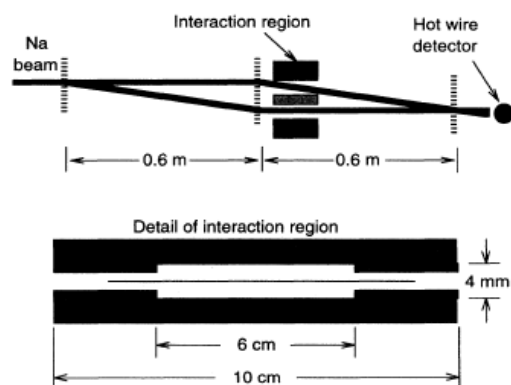


FIG. 1. Schematic of our interferometer and interaction region. Vertical dashed lines are 200-nm-period diffraction gratings. The detail of the interaction region shows the $10\text{-}\mu\text{m}$ copper foil suspended between the side plates. The guard electrodes are indicated in black at both ends.

FIG. VI.5 – Dispositif expérimental utilisé dans l'équipe de D. Pritchard pour la mesure de la polarisabilité du sodium [160]. En haut figure une représentation schématique de l'interféromètre et en bas la géométrie de du condensateur est illustrée.

condensateur est très important. Or, il est possible d'obtenir des pièces de verre ayant une surface très plane pour un faible coût. Ce matériau permettra aussi de mesurer très précisément l'espacement des plaques par interférométrie optique. Entre ces deux plaques de verre est tendue une feuille de mylar aluminisé. Cette feuille d'épaisseur $10\text{ }\mu\text{m}$ constitue la deuxième électrode du condensateur. Elle doit être très fine car c'est elle qui viendra s'intercaler entre les deux bras de l'interféromètre. Il faut donc prendre bien soin de la manière de tendre cette feuille. De plus, même si la feuille n'empêche pas le passage des atomes, toute irrégularité de sa surface entraînerait des inhomogénéités du champ électrique. L'écart entre le mylar et chacune des pièces de verre est défini par des entretoises de verre d'épaisseur 4 mm. Cet ensemble permet de disposer de deux condensateurs symétriques selon la plaque de verre sur laquelle on applique un potentiel électrique. On peut ainsi tester la symétrie de l'expérience en perturbant alternativement un bras puis l'autre. Afin de limiter les effets de bords, nous avons aussi prévu d'installer des électrodes de garde aux extrémités du condensateur. Ces électrodes pourront être réalisées directement sur les plaques de verres en ménageant deux bandes de couche métallique isolées à chaque extrémité et portées au même potentiel que l'électrode centrale en mylar métallisé. Le condensateur sera monté directement sur l'enceinte à vide et sa position ainsi que son orientation pourront être ajustées sous vide. Il sera ainsi complètement découplé du banc de l'interféromètre pour éviter que le système de positionnement mécanique transmette

de vibrations à l'interféromètre atomique et dégrade le bruit de phase.

VI.2.2 Mesure de la polarisabilité du sodium

L'interféromètre du M.I.T. a permis d'améliorer l'incertitude expérimentale sur la polarisabilité électrique statique du niveau fondamental du sodium d'un facteur 6 [160]. Dans le cadre des tests expérimentaux, les résultats sont habituellement fournis en terme de polarisabilité volumique α'_E définie par

$$\alpha'_E = \frac{\alpha_E}{4\pi\epsilon_0}. \quad (\text{VI.22})$$

Cette grandeur a la dimension d'un volume et vaut pour le sodium environ $24 \text{ \AA}^3$. Dans l'expérience réalisée par le groupe de D. Pritchard, un champ électrique de 280 V/cm produit un déphasage de 1 rad pour un jet de vitesse 1000 m/s et des déphasages aussi grands que 60 rad ont été enregistrés.

Les erreurs systématiques dans cette expérience sont dominées par les erreurs sur la géométrie du condensateur et celles sur la vitesse des atomes. Il faut d'une part connaître précisément l'écartement entre les électrodes. Cette distance est mesurée avec une précision de $0,05 \%$ dans l'expérience sur le sodium. D'autre part, une source d'erreur systématique importante est liée aux effets de bords. Même en utilisant des électrodes de garde, il faut introduire une longueur de condensateur effective L_{eff} définie en fonction du champ au centre du condensateur E par

$$E^2 L_{eff} \equiv \int_e^s E^2(x,z) dl. \quad (\text{VI.23})$$

La longueur effective est cependant très proche de la longueur physique du condensateur mais elle n'est connue qu'avec une précision de $0,08 \%$. La vitesse la plus probable des atomes est dans cette expérience mesurée par ajustement du profil de diffraction théorique sur le profil expérimental. En outre, la largeur de la distribution de vitesse a pour effet de réduire le contraste et de modifier le déphasage mesuré. L'ensemble des incertitudes liées à la mesure de la vitesse des atomes est estimé à $0,15 \%$ par l'équipe de D. Pritchard. L'ensemble des erreurs systématiques conduit à une incertitude totale sur la mesure de $0,25 \%$.

Les erreurs statistiques sont de deux origines : d'une part la mesure du déphasage des franges d'interférences et d'autre part la mesure de la vitesse la plus probable des atomes. La sensibilité en phase de l'interféromètre est donnée par le produit IC^2 . Il est

donc important d'avoir à la fois un flux moyen grand et un bon contraste afin d'augmenter la précision de la mesure de phase. Lors de leur mesure de la polarisabilité, Ekstrom *et al.* donnent une incertitude sur la phase de 10 mrad pour 1 minute d'acquisition soit $77 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$. L'incertitude de la mesure dans cette expérience a été diminuée en enregistrant le déphasage pour plusieurs valeurs du champ E . En ajustant la variation du déphasage en fonction du champ sur une parabole comme le prévoit la théorie, l'erreur statistique a pu être réduite à 0,15 %. Le total des erreurs statistiques conduit à une incertitude de l'ordre de 0,2 % sur la mesure de la polarisabilité.

VI.2.3 Précision attendue

De nombreuses valeurs de la polarisabilité du lithium obtenues par des calculs de chimie quantique peuvent être trouvées dans la littérature. Un aperçu des résultats théoriques récents est donné sur la figure VI.6. On ne détaillera pas les diverses méthodes

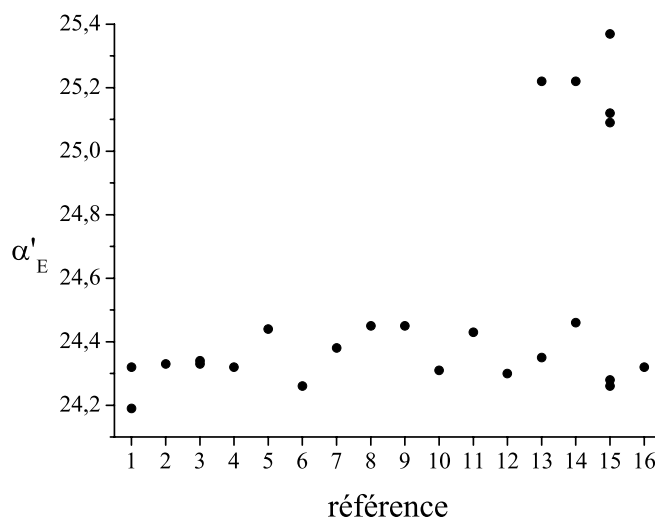


FIG. VI.6 – Comparaison des différentes valeurs de la polarisabilité électrique statique volumique α'_E en $\text{\AA}^3$ tirées des travaux des années 1990 à 2000. Les références des différents articles sont les suivantes : 1 [236], 2 [237], 3 [238], 4 [239], 5 [240], 6 [241], 7 [242], 8 [243], 9 [244], 10 [245], 11 [246], 12 [247], 13 [248], 14 [249], 15 [250], 16 [251]. Quand une référence compare plusieurs méthodes de calculs, on a figuré un point pour chaque résultat.

de calcul mais on peut noter que la majorité des valeurs sont situées autour de $24,3 \text{ \AA}^3$. La dernière mesure de la polarisabilité du lithium a été obtenue en 1974 par Molof *et*

al. [252] et reste la plus précise à ce jour. Dans cette expérience, on applique à un jet atomique un champ magnétique et un champ électrique tous deux inhomogènes mais de même géométrie. Quand l'intensité d'un des deux champ varie, la transmission du jet atomique présente une résonance chaque fois que pour un sous-niveau Zeeman-Stark les forces électriques et magnétiques se compensent. De la connaissance de l'intensité de chaque champ au niveau des résonances, on peut déduire la valeur de la polarisabilité de l'atome. Cette technique est appelée en anglais "E-H gradient balance" car elle consiste à équilibrer les forces dues aux gradients de champs électrique et magnétique. La plupart des calculs théoriques sont compatibles avec cette expérience [252] qui donne

$$\alpha'_E = 24,3 \pm 0,5 \text{ \AA}^3. \quad (\text{VI.24})$$

Les calculs de la polarisabilité ne peuvent être testés que si on mesure la polarisabilité avec une précision de $0,05 \text{ \AA}^3$, c'est-à-dire avec une incertitude relative de 0,2 %. Cette précision correspond à une amélioration d'un ordre de grandeur de la précision actuelle. Au vu de la précision de la mesure réalisé par D. Pritchard et ses collaborateurs, cette valeur semble tout à fait accessible avec notre appareil.

Si on note τ le temps passé dans le condensateur, l'incertitude relative sur la mesure de α_E est composée de trois termes dominant d'après l'analyse de la mesure de polarisabilité du sodium :

$$\frac{\Delta\alpha_E}{\alpha_E} = \frac{\delta\Phi}{\Delta\Phi} + 2\frac{\Delta D}{D} + \frac{\Delta\tau}{\tau} \quad (\text{VI.25})$$

où D est l'espacement entre les électrodes du condensateur. Avec la sensibilité en phase actuelle de l'interféromètre ($2 \times 17 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour la différence de phase entre 2 interférogrammes) et des déphasages de l'ordre de 10 rad, on peut atteindre en 1000 s d'acquisition une incertitude sur la mesure de la phase inférieure à 0,01 %. Avec la méthode de mesure prévue pour D , on devrait atteindre une précision au moins égale à celle du groupe de D. Pritchard, soit 0,07 %. Le point important sera donc de définir τ avec une précision d'environ 0,1 %. Pour ce faire, on peut envisager d'éliminer la dépendance en fonction de la vitesse des atomes. La technique utilisée consisterait à pulser le jet atomique et le champ électrique de manière à ce que les atomes passent tous le même temps à l'intérieur du condensateur : le champ n'est allumé que lorsque le dernier atome d'une bouffée est à l'intérieur du condensateur et il est éteint avant que le premier atome de cette bouffée ne sorte. Ceci permet en plus d'éliminer les problèmes liés aux effets de bords. L'inconvénient de cette technique est qu'elle entraîne une perte du flux d'atomes détectés

et diminue donc la sensibilité en phase de l'appareil. Cependant, il est toujours possible de compenser cette perte de flux en augmentant les temps d'acquisition si l'interféromètre est stable sur des temps suffisamment longs. L'incertitude sur le temps d'interaction τ se réduit donc dans ce cas au temps de commutation du champ électrique. Le temps τ sera de l'ordre de quelques dizaines de microsecondes si le condensateur mesure 10 cm et si le jet a une vitesse d'environ 1000 m/s. Il faut donc que le temps de commutation du champ soit inférieur à 10 ns. Ceci est aisément réalisable car un condensateur d'épaisseur 2 mm et de largeur 2 cm a une capacité d'environ 5 pF; une résistance de 200 Ω assure donc un temps caractéristique de charge de 1 ns et un temps de commutation de l'ordre de 10 ns. Mais comme le déphasage $\Delta\Phi$ est proportionnel au carré du champ électrique, il faut connaître avec précision l'expression de E en fonction du temps, sans effet de moyenne temporelle.

VI.3 Mesure de la neutralité des atomes

La neutralité des atomes repose sur l'égalité en valeur absolue de la charge du proton q_p et de celle de l'électron q_e et sur la neutralité du neutron. Si une de ces deux hypothèses étaient erronée, les atomes pourraient présenter une charge résiduelle. Seule une théorie de grande unification permet de relier les charges électriques des quarks et des leptons et cette théorie n'est pas encore solidement établie. L'égalité en valeur absolue de la charge du proton et de celle de l'électron est donc essentiellement basée sur des mesures expérimentales. Les expériences ont montré que la charge du neutron q_n vérifie $|q_n| < 1,1 \times 10^{-21} |q_e|$ [253]. Cette mesure est obtenue par l'observation directe de la déflexion d'un jet de neutrons par un champ électrique. La différence de charge entre le proton et l'électron, quant à elle, est aussi la charge résiduelle d'un atome d'hydrogène q_H . La limite actuelle sur la charge de l'hydrogène est donnée par le *Particle Data Group*: $|q_H| < 1 \times 10^{-21} |q_e|$ [254]. Cette valeur est tirée d'une expérience de 1973 non sur l'hydrogène mais sur un gaz de SF_6 [255]. Ce gaz est contenu dans une cavité acoustique. L'application d'un champ électrique alternatif devrait induire dans la cavité une onde acoustique de même fréquence que le champ électrique si les molécules du gaz possèdent une charge non nulle. La présence de cette onde acoustique est contrôlée par microphone qui mesure les variations de pression dans la cavité. L'expérience donne en fait une limite sur la charge de la molécule SF_6 de $1,9 \times 10^{-19} |q_e|$. On déduit de cette mesure la limite sur la charge de l'hydrogène en utilisant la conservation de la charge.

Pour une particule de masse atomique A et de numéro atomique Z , la conservation de la charge permet d'écrire la charge totale $q_{A,Z}$ comme

$$q_{A,Z} = Z(q_e + q_p) + (A - Z)q_n = Zq_H + (A - Z)q_n. \quad (\text{VI.26})$$

Dans l'article [255], les auteurs supposent que la charge du neutron est égale à celle de l'hydrogène. La charge de l'hydrogène vaut donc $q_H = q_{A,Z}/A$ et, pour la molécule SF_6 , on obtient $|q_H| < 1,3 \times 10^{-21} |q_e|$. L'hypothèse précédente $q_n = q_H$ repose sur la conservation de la charge dans la réaction de désintégration beta :

$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e \quad (\text{VI.27})$$

si on admet que la charge de l'antineutrino électronique $\bar{\nu}_e$ est nulle. Cependant la limite sur la charge du neutrino est assez mauvaise par rapport aux limites sur les autres charges : $|q_{\bar{\nu}_e}| < 2 \times 10^{-15} |q_e|$ [254]. La conclusion de l'article [255] pourrait donc être mise en doute. Mais l'expérience décrite dans l'article [253] fournit une limite sur la charge du neutron qui ne fait appel à aucune hypothèse et permet de tirer une limite sur la charge de l'hydrogène à partir de la mesure sur la molécule de SF_6 . En effet, l'égalité VI.26 permet d'écrire la limite sur le rapport $|q_H/q_e|$ comme

$$\left| \frac{q_H}{q_e} \right| < \frac{1}{Z} \left(\left| \frac{q_{A,Z}}{q_e} \right| + (A - Z) \left| \frac{q_n}{q_e} \right| \right). \quad (\text{VI.28})$$

La mesure sur la molécule de SF_6 pour laquelle $A = 146$ et $Z = 70$ donne donc $|q_H| < 3,8 \times 10^{-21} |q_e|$.

Depuis cette expérience de 1973, seule une autre mesure de la charge résiduelle des atomes a fourni une limite sur la charge de l'hydrogène [256]. Cette mesure repose sur l'étude du mouvement d'une sphère d'acier dans un champ électrique. Pour éviter toute friction, la sphère métallique est maintenue en lévitation par un gradient de champ magnétique. L'expérience réalisée avec un sphère de $200 \mu\text{m}$ de diamètre a permis de déterminer que sa charge résiduelle totale devait être inférieure à environ $1,6 \times 10^{-2} |q_e|$. En faisant la même hypothèse que dans l'article [255], on déduit la limite sur q_H du nombre de nucléons de la sphère, soit $1,97 \times 10^{19} : |q_H| < 0,8 \times 10^{-21} |q_e|$.

Comme les interféromètres atomiques sont extrêmement sensibles aux perturbations, on peut envisager de mesurer la charge résiduelle des atomes avec un appareil comme celui que nous avons construit. Cette idée a été très brièvement proposée pour la première fois par M. Kasevich et S. Chu en 1991 [71] et notre équipe l'a développée dans la référence [257]. Nous étudierons tout d'abord dans ce paragraphe le montage

expérimental permettant de réaliser cette expérience. Puis nous verrons quelles sont les performances attendues pour notre appareil et comment elles se comparent aux autres expériences envisageables.

VI.3.1 Principe de la mesure

Le schéma expérimental le plus simple pour tester la neutralité de atomes de lithium avec notre interféromètre est très similaire à celui utilisé pour la mesure de polarisabilité électrique. On place entre le premier et le deuxième réseau un condensateur de longueur L qui englobe les deux bras de l'interféromètre comme sur la figure VI.7. La position du

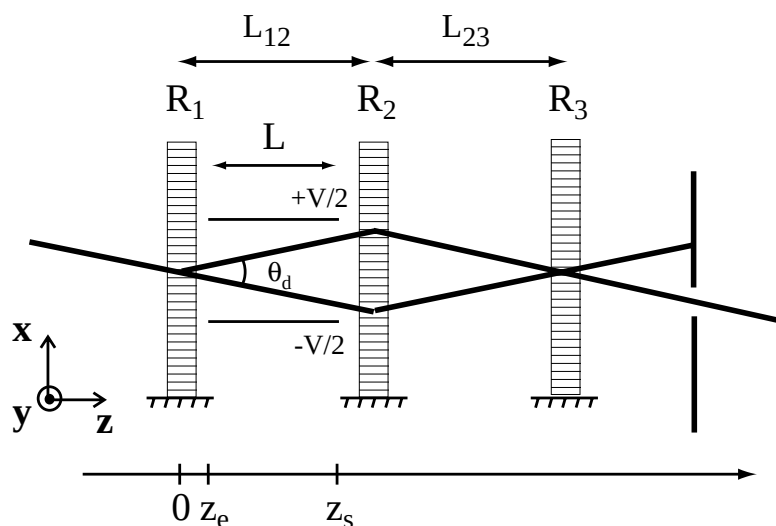


FIG. VI.7 – Montage expérimental permettant de mesurer une éventuelle charge résiduelle du lithium grâce à un condensateur de longueur L placé entre z_e et z_s .

condensateur dans la direction $\vec{x}$ n'est pas très importante car seule compte la différence de potentiel électrique entre les deux bras. Par contre, il est très important que les chemins dans le champ soient égaux pour les deux bras afin de ne pas induire de déphasage lié à la polarisabilité.

Le déphasage induit est toujours fonction du potentiel V comme dans l'équation VI.2 :

$$\Delta\Phi = - \int \frac{V(l)}{\hbar v} dl. \quad (\text{VI.29})$$

Dans cette équation, l'intégrale porte cette fois sur l'ensemble de la trajectoire classique de la particule dans l'interféromètre. Alors que dans le paragraphe précédent, on avait considéré que le terme du potentiel donnant lieu à l'effet Stark, il faut tenir compte de

contributions négligées jusqu'à présent. Pour ce faire, on développe le potentiel V en puissance du champ électrique $\vec{E}$:

$$V = V_0 + V_1 + V_2 + \dots \quad (\text{VI.30})$$

$$= q_{Li}V - \vec{d} \cdot \vec{E} - \frac{1}{2} \alpha_E \vec{E}^2 + \dots \quad (\text{VI.31})$$

Dans ce développement, V représente le potentiel électrique et $\vec{d}$ un éventuel dipole électrique lié à l'existence d'une charge résiduelle q_{Li} . Comme le champ électrique est le même sur chacun des deux chemins et que les longueurs des deux chemins dans le champ sont égales, le déphasage dû à la polarisabilité électrique statique α_E est nul. Il en est de même pour tous les autres termes du développement. La somme ci-dessus se réduit donc à son premier terme :

$$V = q_{Li}V. \quad (\text{VI.32})$$

Il faudra cependant toujours vérifier que le terme du potentiel lié à la polarisabilité reste petit devant l'énergie cinétique des atomes car on a supposé jusqu'à présent que la trajectoire des atomes n'était pas perturbée par l'introduction du potentiel V , ce qui pourrait devenir faux pour des valeurs élevées du champ $\vec{E}$.

La différence de potentiel électrique entre les deux trajectoires dépend de la distance moyenne entre les bras de l'interféromètre $\bar{d}$:

$$\int V(l) dl = E \bar{d} L \quad (\text{VI.33})$$

$$\text{avec } \bar{d} = \theta_d \frac{z_s + z_e}{2}. \quad (\text{VI.34})$$

Dans cette dernière expression, θ_d est l'angle de diffraction et z_e et z_s dénotent respectivement les distances de l'entrée et de la sortie du condensateur par rapport au premier réseau R_1 . Le déphasage induit sur l'interférogramme par une charge résiduelle du lithium vaut donc

$$\Delta\Phi = q_{Li} E \theta_d \frac{z_s + z_e}{2} \frac{L}{\hbar v}. \quad (\text{VI.35})$$

La limite sur la charge q_{Li} sera d'autant plus faible que la phase $\Delta\Phi$ sera grande. En effet, la résolution ultime de l'expérience dépend de la sensibilité en phase de l'appareil. Dans l'égalité VI.35, les paramètres géométriques tels que z_e , z_s et L sont toujours du même ordre de grandeur pour un interféromètre de taille raisonnable. Le champ électrique E peut être très élevé; plus précisément, R. Latham [258] assure qu'il est possible d'atteindre des champs de 20 à 30 MV/m quand la séparation entre les électrodes est de

quelques millimètres. Le seul terme qui peut être fortement augmenté est le rapport θ_d/v . Par définition de l'angle θ_d , on a

$$\frac{\theta_d}{v} = \frac{h}{mv^2 a} \quad (\text{VI.36})$$

où a est le pas des réseaux de diffraction. Le déphasage mesuré sera donc inversement proportionnel au carré de la vitesse des atomes. Il est donc possible d'améliorer nettement la sensibilité de la mesure en diminuant la vitesse des atomes. Pour fixer les idées, nous allons calculer la limite atteignable par notre interféromètre dans la situation actuelle et nous verrons quels progrès doivent être fait pour obtenir une mesure compétitive avec les autres expériences déjà réalisées. Avec notre appareil, on peut espérer une sensibilité en phase de l'ordre de 0,3 mrad pour un temps de mesure de 1 heure. La vitesse des atomes est d'environ 1000 m/s et le pas des réseau vaut 335 nm. On peut aisément appliquer un champ E de 10^6 V/m sur une longueur $L = 60$ cm grâce à deux condensateurs de 30 cm de long placés entre le premier et le second réseau et entre le second et le troisième réseau. La phase $\Delta\Phi$ est maximisée si la rapport $z_s + z_e/2$ est grand donc on a intérêt à placer chacun des condensateurs le plus près possible du second réseau. Si on impose une distance de 5 mm entre l'extrémité du condensateur et le deuxième réseau, alors $z_s = 0,6$ m et $z_e = 0,3$ m, soit $z_s + z_e/2 = 0,45$ m. Si aucun déphasage n'était enregistré suite à l'application du champ électrique, pour ces valeurs des paramètres expérimentaux, la limite sur la charge q_{Li} serait de $4,3 \times 10^{-18} |q_e|$. Cette valeur est en-dessous des meilleures performances publiées dans la littérature mais pourrait être améliorée en ralentissant le jet atomique et avec des champs électriques plus intenses. Il suffirait de gagner un facteur 30 sur la vitesse pour diminuer de trois ordres de grandeurs la limite sur la charge q_{Li} et ainsi atteindre le niveau de précision actuelle sur les mesures de charge résiduelle.

On vérifie aussi que pour un champ de 10^6 V/m, le terme de polarisabilité vaut 8×10^{-9} eV, ce qui est bien négligeable devant l'énergie cinétique qui vaut encore 4×10^{-6} eV quand la vitesse des atomes est de 10 m/s. Cependant, la phase induit par ce terme sur chaque bras est très grande (4×10^5 rad pour $v = 10$ m/s) et peut induire des erreurs systématiques sur la mesure. Il faut donc limiter au maximum les effets de bords qui peuvent conduire à des différences de champ électrique entre les deux trajectoires atomiques. La géométrie et le positionnement du condensateur doivent aussi être définis aussi bien que possible. En effet, il faut que la différence de longueur entre les deux chemins à l'intérieur du condensateur soit la plus petite possible pour pouvoir né-

gliger l'effet de la polarisabilité. Il est pourtant possible d'éliminer les effets du terme de polarisabilité en jouant sur la procédure expérimentale. Comme la phase due à la polarisabilité est quadratique en champ, cette phase est la même quand on inverse la polarité des potentiels appliquées à chacune des électrodes. Par contre, la phase induite par une charge résiduelle du lithium est inversée en même temps que la polarité des potentiels. La soustraction des signaux enregistrés pour deux polarités opposées fait donc disparaître tout déphasage lié au terme de polarisabilité. Cette procédure implique cependant de quadrupler le temps d'acquisition pour atteindre la même sensibilité en phase car la précision de mesure croît comme la racine du temps d'acquisition. De plus, comme pour la mesure de polarisabilité, l'effets de bords peuvent être réduits par l'installation d'électrodes de garde aux extrémités du condensateur. On peut aussi envisager d'utiliser un jet et un champ pulsé pour éliminer complètement ces effets de bords. Cependant, cette méthode implique une diminution du flux détecté et donc une perte de sensibilité en phase. En outre, il apparaît un champ magnétique transitoire à l'allumage et l'extinction des potentiels. Ce champ magnétique ajoute une phase à l'onde atomique lors de sa propagation en raison de l'interaction entre ce champ le moment magnétique permanent du lithium. De nouveau, si le montage est symétrique, cette phase est identique sur chacun des deux bras et aucun déphasage n'apparaît. Pour assurer l'élimination de cet effet même dans un cas non symétrique, on peut placer par pompage optique tous les atomes dans un sous-niveau $m_F = 0$, l'axe de quantification étant défini par l'axe du champ statique. Comme le moment magnétique de ces atomes est nul selon l'axe de quantification, ils sont insensibles aux faibles champs magnétiques. On remarquera pourtant que ce pompage optique n'est possible que pour l'isotope ^7Li qui, étant un boson, est le seul des deux isotopes à posséder des niveaux $m_F = 0$.

Il existe aussi un montage expérimental qui permet de réduire fortement l'effet de la polarisabilité. Le schéma de ce montage est représenté sur la figure VI.8. Il repose sur l'effet Aharanov-Bohm scalaire. Au lieu de traverser un unique condensateur, les deux trajectoires atomiques passent par deux volumes équipotentiels de même longueur L . Le déphasage de l'interférogramme induit par les potentiels V_1 et V_2 s'écrit dans ce cas

$$\Delta\Phi = q_{Li} (V_1 - V_2) \frac{L}{\hbar v}. \quad (\text{VI.37})$$

Si la différence de potentiel $(V_1 - V_2)$ est égale au produit $E\bar{d}$ du montage précédent, la sensibilité de la mesure est la même pour le nouveau montage alors que la phase induite

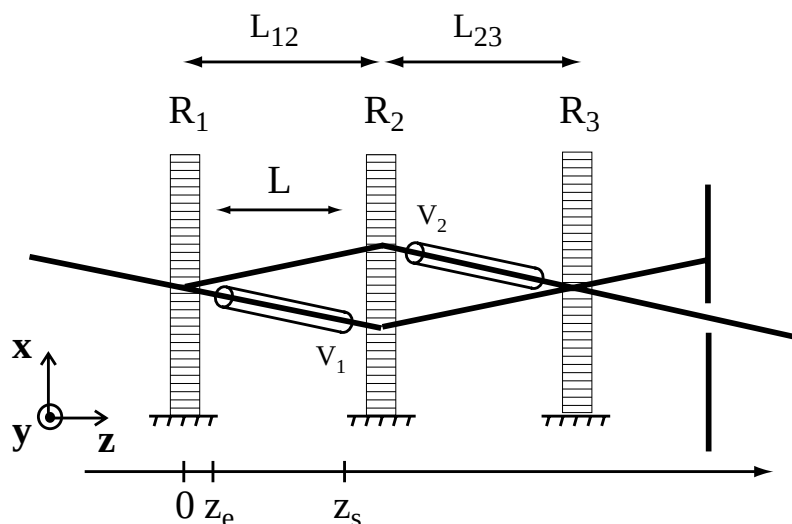


FIG. VI.8 – *Un autre montage expérimental permettant de tester la neutralité du lithium : les deux bras de l'interféromètre traversent deux cylindres conducteurs de potentiels respectifs V_1 et V_2 . Cette géométrie conduit à une très forte réduction de l'effet de la polarisabilité.*

par la polarisabilité est considérablement diminuée. Si le montage est symétrique et si les potentiels V_1 et V_2 sont opposés, il n'y a pas de déphasage induit par la polarisabilité atomique. On prête de nouveau attention aux effets de bords en plaçant des électrodes de garde aux extrémités de chaque cylindre. Malgré ses avantages théoriques, ce montage est beaucoup plus difficile à réaliser pratiquement que l'expérience précédente et les effets de bords ne sont pas calculables aisément pour ces volumes équipotentiels, ce qui peut induire des erreurs systématiques difficiles à évaluer.

VI.3.2 Enjeux de la mesure interférométrique

Même si le test de la neutralité atomique que nous proposons nécessite des efforts expérimentaux pour atteindre une précision comparable aux valeurs actuelles, cette méthode serait la première reposant sur l'utilisation d'un échantillon microscopique et non sur un ensemble macroscopique d'atomes ou de molécules. Etant donné la simplicité du montage expérimental, il serait donc intéressant de tenter une mesure même dans la configuration actuelle de notre appareil car cela validerait la neutralité atomique au niveau microscopique.

On peut aussi envisager d'utiliser les deux isotopes du lithium pour obtenir une

mesure de la charge du neutron. En effet, comme le spectre de résonance du ${}^6\text{Li}$ est très proche de celui du ${}^7\text{Li}$ utilisé jusqu'à présent, il est possible d'ajuster la fréquence des ondes stationnaires de sorte que seuls soient diffractés les atomes de l'isotope ${}^6\text{Li}$. Cet isotope ne représente que 6,4 % du lithium à l'état naturel mais il est possible de se procurer du ${}^6\text{Li}$ enrichi. On pourrait donc obtenir des flux comparables pour les deux isotopes et donc la même sensibilité. En mesurant la différence entre les déphasages pour le ${}^7\text{Li}$ et le ${}^6\text{Li}$, on déduirait une limite sur la charge résiduelle du neutron.

L'interféromètre à atomes froids de césium démontré dans l'article [71] permet de mesurer des accélérations et la meilleure sensibilité obtenue est de $2 \times 10^{-8}g/\sqrt{\text{Hz}}$ [259] où g est l'accélération locale de la gravité terrestre. Le test de la neutralité dans cet interféromètre se traduirait donc par une mesure de l'accélération a_e résultant d'un potentiel électrostatique :

$$a_e = \frac{q_{A,Z}E}{m}. \quad (\text{VI.38})$$

Il faudrait donc idéalement placer l'ensemble de l'appareil dans un champ électrique homogène $\vec{E}$. En pratique, les séparatrices de cet interféromètre sont des transitions Raman et le champ électrique donnerait lieu à un effet Stark qui perturberait les niveaux d'énergie et détériorerait certainement la qualité des séparatrices. Par souci de simplification, on négligera cependant cet effet dans la suite afin de déduire un ordre de grandeur de la limite envisageable avec ce montage. Si on suppose comme auparavant que l'effet de la polarisabilité s'annule pour des raisons de symétrie, il est possible de mesurer directement la charge des atomes à partir du signal d'interférences. L'application numérique avec l'atome de césium, la sensibilité citée ci-dessus, et un champ électrique de 10^6 V/m donne

$$|q_{A,Z}| < 4 \times 2,1 \times 10^{-21} |q_e|/\sqrt{\text{Hz}}. \quad (\text{VI.39})$$

Comme il faut comparer deux interférogrammes, le temps d'acquisition est doublé et la précision de la mesure pour un temps d'acquisition fixé est divisée par 4. Ceci explique le facteur 4 dans l'inégalité VI.39. Cette expérience conduirait donc à une précision identique à la limite actuelle en environ 1 minute. Si cette idée du test de la neutralité atomique a déjà été évoquée [71], elle n'a cependant pas encore donnée lieu à une mesure.

A ce jour, la seule mesure de l'effet d'un champ électrique reposant sur l'interférométrie atomique est due à Shimizu *et al.* [260]. Dans cette expérience, la configuration employée est très différente de celle proposée ici et ne donne pas une sensibilité très

élevée.

L'expérience de mesure de charge du neutron vue comme mesure interférométrique

L'expérience de mesure sur la charge du neutron citée plus haut [253] peut être interprétée comme une mesure interférométrique et nous allons ici préciser ce point de vue. Dans cette expérience, l'image d'un réseau d'absorption pour neutrons G_1 est faite sur un réseau identique G_2 après réflexion à incidence rasante sur un miroir cylindrique achromatique. L'agrandissement vaut 1 de sorte que l'image a les mêmes dimensions que l'objet et la distance entre G_1 et G_2 est notée L . La figure VI.9 représente le schéma expérimental employé où le miroir a été, pour simplifier, remplacé par une lentille. Un champ

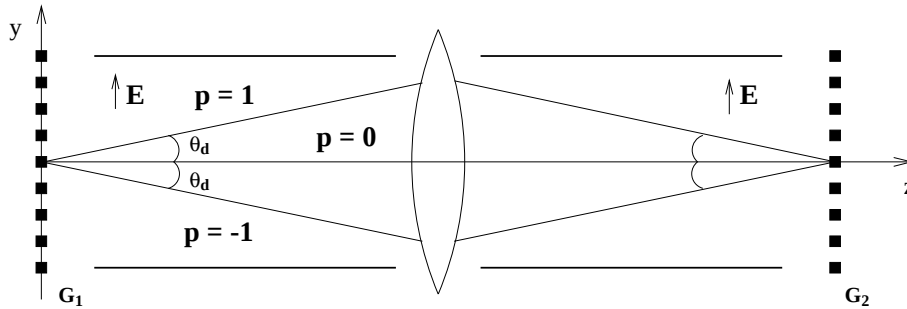


FIG. VI.9 – Représentation schématique de l'expérience réalisée par Baumann et al. [253] sur la charge du neutron.

électrique E , créé par deux condensateurs de longueur totale D , est appliqué perpendiculairement à l'axe optique. Si le neutron possède une charge résiduelle, l'image du réseau G_1 sur le réseau G_2 est déplacée quand le champ électrique est appliqué. La mesure de ce déplacement Δy donne donc accès à la charge du neutron par la relation :

$$\Delta y = \frac{q_n E L D}{4 m_n v^2}. \quad (\text{VI.40})$$

où q_n , m_n et v sont respectivement la charge, la masse et la vitesse du neutron.

Du point de vue interférométrique, la diffraction des neutrons par le premier réseau crée un ensemble d'ondes partielles qui se recombinent de manière cohérente pour produire une onde stationnaire sur le second réseau. La période a de cette onde stationnaire est la même que celle du premier réseau et donc que celle du second réseau. Dans l'expérience, le pas des réseaux est $a = 60 \mu\text{m}$ et la longueur d'onde de de Broglie des neutrons

vaut $\lambda_{dB} \simeq 1.74$ nm. Ces valeurs donnent pour l'angle de diffraction

$$\theta_d = \frac{\lambda_{dB}}{a} = 29 \mu\text{rad}. \quad (\text{VI.41})$$

Les franges d'interférences sont détectées simplement en déplaçant le deuxième réseau dans son plan. Le contraste de ces franges est d'environ 30% pour un signal moyen de 30 000 neutrons détectés par seconde. Pour la diffraction d'ordre p , le déphasage induit par le champ électrique est

$$\Delta\Phi(p) = p \frac{q_n E D L \theta_d}{4\hbar v} \equiv p \Delta\Phi_0. \quad (\text{VI.42})$$

Quand on applique le champ E , la figure d'interférences est simplement décalée de la quantité Δy :

$$\Delta y = \frac{\Delta\Phi_0 a}{2\pi}. \quad (\text{VI.43})$$

Ce résultat est le même que celui obtenu par le raisonnement des auteurs qui repose sur le calcul des trajectoires classiques. Pour comparer cette expérience à une mesure en interférométrie atomique, on peut exprimer la sensibilité de la mesure en terme de sensibilité de phase. Une charge résiduelle de $10^{-21} \times |q_e|$ induit un décalage de l'image de $\Delta y = 4.8 \times 10^{-10}$ m pour la longueur d'onde moyenne $\lambda_{dB} = 1.74$ nm. Le déphasage correspondant est $\Delta\Phi_0 = 5 \times 10^{-5}$ rad. Cette très grande sensibilité est obtenue après une centaine d'enregistrements de plusieurs heures chacun (chaque enregistrement donnant une limite voisine de $10^{-20} \times |q_e|$) et elle est limitée par des effets systématiques [253].

VI.4 Conclusion

On a décrit dans ce chapitre l'ensemble des mesures interférométriques qui devraient être réalisées à court terme avec l'interféromètre que nous avons construit. Ces mesures s'intéressent à deux types d'interaction des atomes avec leur environnement. D'un part, l'interaction des atomes avec les atomes d'un gaz dilué. D'autre part, l'interaction des atomes de lithium avec un champ électrique. Ces mesures sont permises grâce à la séparation spatiale des bras de l'interféromètre et grâce à sa très grande sensibilité. On a montré en particulier que la mesure d'indice d'un gaz devrait fournir des informations sur les potentiels lithium-gaz rare. Mais aussi que l'introduction d'un champ électrique devrait permettre d'améliorer d'un ordre de grandeur la précision actuelle sur la mesure de la polarisabilité électrique statique de l'état fondamental du lithium. On aussi examiné

la possibilité, toujours avec un champ électrique, de tester la neutralité des atomes de lithium. Cette dernière proposition ne nécessite pas de séparer physiquement les deux chemins atomiques. Elle est cependant intéressante car elle fournirait pour la première fois une mesure au niveau microscopique de la charge résiduelle des atomes.

Conclusion

Cette thèse dresse le bilan des travaux réalisés dans le domaine de l'interférométrie atomique avec l'atome de lithium depuis 1999 au Laboratoire Collision Agrégats Réactivité de Toulouse. L'essentiel du travail présenté dans ce texte est expérimental. Le but visé était la réalisation d'un interféromètre atomique de Mach-Zehnder à trois réseaux pour des mesures de précision. Une composante essentielle de cet interféromètre est la diffraction élastique des atomes de lithium par des ondes laser stationnaires quasi-résonantes avec la transition vers le premier électronique excité du lithium. Une première étape a donc été franchie en 2000 avec l'enregistrement des premières figures de diffraction du jet atomique par une onde laser stationnaire quasi-résonante. Cependant, le résultat essentiel de ces travaux est l'observation des premières franges d'interférences en 2001. Ces franges d'interférences présentent un fort contraste, 74%, associé à un flux atomique détecté voisin de 14 000 atomes par seconde. Ces valeurs sont assez élevées pour ce type d'appareil et doivent permettre d'obtenir une très bonne sensibilité pour une mesure de phase avec notre appareil. La stabilité mécanique de l'appareil est excellente et les fluctuations de phase sont de l'ordre de 52 mrad pour un temps d'acquisition de 0,1 seconde, ce qui correspond sensiblement à une stabilité de $17 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$. En parallèle de ces efforts expérimentaux, des travaux théoriques centrés non seulement sur le fonctionnement de l'interféromètre mais aussi sur ses applications à de futures mesures de précision ont été réalisés. Il s'agit d'une part de l'étude de la diffraction grâce au formalisme des états de Bloch et de l'étude du fonctionnement du détecteur à fil chaud.

De manière plus générale, cette thèse donne un tour d'horizon des concepts de l'interférométrie atomique en présentant aussi un historique des forces mécaniques exercées par la lumière sur la matière. Les principaux phénomènes impliqués dans le fonctionnement de notre interféromètre sont ensuite décrits. En particulier, on montre que la description selon les états de Bloch de la fonction d'onde atomique dans le potentiel lumineux

permet d'étudier le cas de la diffraction de Bragg. Ce régime de diffraction a, en effet, été retenu pour réaliser les réseaux de l'interféromètre car il présente l'avantage de pouvoir jouer le rôle de séparatrice 50%-50% ou celui de miroir de réflectivité totale, pour une classe de vitesse donnée. Cette configuration permet ainsi de réduire le nombre de faisceaux parasites tout en augmentant le flux moyen du signal d'interférence. Le dispositif expérimental qui a permis l'observation des premières figures d'interférences est aussi décrit en détail. On voit notamment que l'alignement des différents éléments constituant l'interféromètre est critique. Des solutions pratiques ont été proposées et mises en œuvre en particulier pour l'alignement des fentes servant à la collimation du jet atomique et pour celui des réseaux de diffraction de l'interféromètre. Une analyse détaillée du fonctionnement du détecteur à fil chaud est aussi donnée. Les différentes caractéristiques de ce type de détecteur sont étudiées successivement : son efficacité, le nettoyage préliminaire du fil chaud, l'effet de l'oxydation de la surface du fil et son temps de réponse. Ce détecteur a une efficacité totale de l'ordre de 30% et a permis de détecter des flux aussi faibles que quelques milliers d'atomes par seconde. Les performances de ce détecteur sont aussi comparées à celle d'un détecteur utilisant la fluorescence induite par laser, qui est envisagé pour remplacer le détecteur actuel. Les résultats expérimentaux sont exposés dans le détail. Il s'agit tout d'abord des résultats sur l'ensemble des principales propriétés de la diffraction de Bragg de premier ordre. Dans ce cadre, nous avons mis en évidence la variation de la probabilité de diffraction en fonction de la puissance laser et l'effet de sélectivité du régime de Bragg sur l'ensemble des atomes provenant de la source. Les travaux se sont, par la suite, poursuivis avec pour but l'observation de franges d'interférences. L'enregistrement des premières franges d'interférences a été réalisé au cours de ma thèse et il est présenté dans le cinquième chapitre. Une attention particulière est portée au contraste des franges d'interférences, à son amélioration et aux effets le limitant. Les résultats des expériences réalisées au cours de cette thèse sont très encourageants, comme on l'a vu plus haut. La grande sensibilité de notre appareil et des interféromètres atomiques de manière générale permet d'envisager de nombreuses mesures de précision. Trois de ces expériences qui devraient être réalisés avec l'interféromètre que nous avons construit ont été décrites. La séparation spatiale des deux chemins atomiques qui interfèrent permet notamment de réaliser des mesures nécessitant l'introduction d'une perturbation sur un seul des deux chemins atomiques. C'est le cas des deux premières expériences décrites dans cette thèse : la mesure de l'indice de réfraction d'un gaz pour une onde atomique

et la mesure de la polarisabilité électrique statique de l'état fondamental du lithium. La première mesure permettra de tester les potentiels d'interaction lithium-atome du gaz à longue distance. Elle donnera notamment des informations complémentaires de celles déjà obtenues par l'équipe de D. Pritchard avec l'atome de sodium. La mesure de la polarisabilité devrait, quant à elle, augmenter d'un ordre de grandeur la précision sur la valeur expérimentale actuelle de cette grandeur. Enfin, nous proposons un test expérimental de la neutralité des atomes qui peut être réalisé avec notre appareil. Ce test permettrait d'atteindre avec des temps d'acquisition raisonnables une limite sur la charge résiduelle du lithium relativement proche des meilleures expériences actuelles. Il serait en plus un test au niveau microscopique de la neutralité atomique, ce qui n'a pour l'instant jamais été réalisé. L'ensemble des résultats expérimentaux contenus dans cette thèse ainsi que l'étude préliminaire des mesures envisagées laisse entrevoir de nombreux développements futurs.

Annexe A

Calcul du potentiel lumineux pour la transition $|^2S_{1/2}\rangle - |^2P_{3/2}\rangle$ du lithium

Dans le cas d'un système atomique réel comme le lithium, il faut prendre en compte les structures fine et hyperfine des niveaux d'énergie dans le calcul du potentiel lumineux. On peut traiter chaque couple de sous-niveaux fins $|n, J, M_J\rangle$ et $|n', J', M'_J\rangle$ comme un système à deux niveaux et nous avons choisi d'utiliser les états $|^2S_{1/2}, J = 1/2\rangle$ et $|^2P_{3/2}, J = 3/2\rangle$. On choisit ici d'utiliser une polarisation linéaire du champ laser. Pour toutes les projections de moment cinétique, l'axe de quantification sera pris parallèle à la polarisation du laser. Le principal problème avec une polarisation circulaire est qu'elle implique une forte dépendance de V en fonction de M_J . En polarisation linéaire et si le niveau fondamental est $|J, M_J\rangle$ ¹, l'amplitude du déplacement lumineux V provient uniquement du couplage avec l'état excité $|J', M'_J = M_J\rangle$. S'il existe un autre état excité suffisamment proche en énergie de celui-ci pour que le couplage ne soit pas négligeable, il faut ajouter les déplacements lumineux provoqués.

Pour des états de structure fine $|J, M_J\rangle$ et $|J', M'_J\rangle$, le déplacement lumineux $V(M_J)$ peut être réécrit sous la forme

$$V(M_J) = \frac{E^2 \left| \langle J, M_J | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | J', M_J \rangle \right|^2}{\hbar \delta_L} \quad (\text{A.1})$$

En polarisation linéaire on notera d_0^1 l'opérateur $\vec{d} \cdot \vec{\epsilon}$. Le déplacement en fonction de M_J

1. le nombre quantique n ne joue aucun rôle dans la discussion et il sera omis dans les notations

est donné par le théorème de Wignert-Eckart [261] :

$$\left| \langle J, M_J | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | J', M_J \rangle \right|^2 = \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M_J & 0 & M_J \end{pmatrix}^2 \left| \langle J || d_0^1 || J' \rangle \right|^2 \quad (\text{A.2})$$

et toute la dépendance en M_J est contenue dans le coefficient $3j$. Dans le cas où $J = 1/2$ et que l'état excité soit $J' = 1/2$ ou $J' = 3/2$, les coefficients $3j$ ont la propriété d'être indépendants de M_J . Les deux sous-niveaux M_J du fondamental sont alors déplacés de la même énergie.

Si le noyau possède un spin nucléaire, comme dans le cas des alcalins, le niveau fondamental possède une structure hyperfine. L'état fondamental choisi sera noté $|F, M_F\rangle$. Si le déplacement lumineux est toujours provoqué par transition quasi-résonante sur l'état excité $|e\rangle = |J'\rangle$, ce déplacement est indépendant du sous-niveau Zeeman M_F du fondamental, dans le cas particulier où $J = 1/2$ et quand la polarisation est linéaire. Pour un niveau de structure hyperfine donné F ,

$$V_0 = \frac{E_0^2}{\hbar \delta_L} \sum_{M_J'} \left| \langle {}^2S_{1/2}, M_J = 1/2 | d_0^1 | {}^2P_{3/2}, M_J' \rangle \right|^2. \quad (\text{A.3})$$

où M_J est choisit arbitrairement pour le calcul. Les règles de sélection imposent que seul le terme où $M_J' = 1/2$ est non nul, et comme, au signe près,

$$\langle {}^2S_{1/2}, M_J = 1/2 | d_0^1 | {}^2P_{3/2}, M_J' \rangle = \frac{\sqrt{2}}{3} \langle {}^2S || d^1 || {}^2P \rangle \quad (\text{A.4})$$

et si on note d_{SP} l'élément de matrice réduit $\langle {}^2S || d^1 || {}^2P \rangle$, le potentiel effectif associé au déplacement lumineux est

$$V_0 = \frac{2}{9} \frac{d_{SP}^2 E_0^2}{\hbar \delta_L}. \quad (\text{A.5})$$

Calcul de l'élément irréductible $\langle {}^2S || d^1 || {}^2P \rangle$

La durée de vie τ_P du niveau excité $|{}^2P\rangle$ au dipôle de transition $d_{SP} = \langle {}^2S || d^1 || {}^2P \rangle$ par [262]

$$\frac{1}{\tau_P} = A_{SP} = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} \sum_{M_L} \left| \langle {}^2S; M_L | \vec{d} | {}^2P; M_L' \rangle \right|^2 \quad (\text{A.6})$$

et le résultat ne dépend pas de M_L' . Dans le cas particulier d'un état S , cette somme (A.6) se limite à un seul terme et

$$\sum_{M_L} \left| \langle {}^2S; M_L | \vec{d} | {}^2P; M_L' \rangle \right|^2 = \left| \langle {}^2S; M_L = 0 | d_0^1 | {}^2P; M_L' = 0 \rangle \right|^2 = \frac{1}{3} d_{SP}^2 \quad (\text{A.7})$$

Donc

$$d_{SP} = \sqrt{\frac{9\pi\epsilon_0\hbar c^3}{\tau_P\omega_0^3}} \quad (\text{A.8})$$

La durée de vie a été mesurée dans l'équipe de R. Hulet [191] et vaut $\tau_P = 27,102$ ns. De cette valeur, on tire $d_{SP} = 3,36 \times 10^{-29}$ S.I.= 3,97 ua.

Annexe B

Théorie du jet supersonique

B.1 Régime hydrodynamique

Dans ce régime qui décrit la première partie de l'écoulement, il n'y a pas de solution analytique aux équations de conservation. Mais les grandeurs thermodynamiques décrivant le jet peuvent être exprimées en fonction du rapport de vitesse parallèle $S_{//}(z)$ défini par

$$S_{//}(z) = \frac{v(z)}{\alpha_{//Ar}} \quad (\text{B.1})$$

où $\alpha_{//Ar} = \sqrt{\frac{2k_B T_{//}}{m_{Ar}}}$ est le paramètre décrivant la distribution thermique de la vitesse longitudinale. Notons que dans ce domaine les températures longitudinale $T_{//}$ et transverse $T_{\perp}$ sont sensiblement égales. Le rapport de vitesse parallèle présente l'avantage d'être directement déterminé par l'expérience, je l'utiliserai dans cette discussion alors que traditionnellement ces calculs sont basés sur l'utilisation du nombre de Mach

$$M = \sqrt{\frac{2}{\gamma}} S_{//}. \quad (\text{B.2})$$

La conservation des grandeurs thermodynamiques permet d'écrire deux équations valides dans le régime hydrodynamique :

- la conservation de l'énergie
- la conservation de l'entropie atomique

Si on suppose que le rapport des chaleurs spécifiques γ est constant, l'enthalpie h et l'entropie s d'un gaz parfait s'écrivent

$$h = \frac{\gamma k_B T}{\gamma - 1} \quad (\text{B.3})$$

$$s = \frac{k_B}{\gamma - 1} \ln(P n^{-\gamma}) + \text{constante} \quad (\text{B.4})$$

Et la pression P est reliée à la densité et la température par la loi des gaz parfaits :

$$P = n k_B T \quad (\text{B.5})$$

On peut donc tirer des équations de conservation, les expressions de la densité, de la vitesse et de la température en fonction du rapport de vitesse parallèle $S_{//}$:

$$n(z) = n_0 \left[1 + \frac{\gamma-1}{\gamma} S_{//}^2(z) \right]^{-\frac{1}{\gamma-1}} \quad (\text{B.6})$$

$$v(z) = \sqrt{\frac{2k_B T_0}{m}} S_{//}(z) \left[1 + \frac{\gamma-1}{\gamma} S_{//}^2(z) \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{B.7})$$

$$T(z) = T_0 \left[1 + \frac{\gamma-1}{\gamma} S_{//}^2(z) \right]^{-1} \quad (\text{B.8})$$

La quantité $S_{//}$ dépend de z et bien sûr de la forme de l'écoulement. Pour un jet libre c'est-à-dire sans tuyère, H. Ashkenas et F. Sherman ont montré par des simulations numériques [263] que le rapport de vitesse parallèle est assez rapidement bien représenté par le terme dominant d'un développement en z/d :

$$S_{//}(z) \approx \sqrt{\frac{\gamma}{2}} A \left(\frac{z}{d} \right)^{\gamma-1} \quad (\text{B.9})$$

avec A un coefficient de proportionnalité dépendant seulement de γ pour une buse à parois minces (devant son diamètre). On se place à partir d'ici dans le cas qui nous concerne c'est-à-dire celui du gaz monoatomique pour lequel $\gamma = 5/3$. Dans cette hypothèse, D. Miller [264] donne pour A la valeur 3,337 d'où

$$S_{//}(z) \approx 3,046 \left(\frac{z}{d} \right)^{2/3}. \quad (\text{B.10})$$

Quand on remplace $S_{//}(z)$ par son comportement asymptotique, les équations B.6 à B.8 deviennent :

$$n(z) \approx 0,140 n_0 \left(\frac{d}{z} \right)^2 \quad (\text{B.11})$$

$$v(z) \approx \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{k_B T_0}{m_{Ar}}} = \sqrt{5 \frac{k_B T_0}{m_{Ar}}} \quad (\text{B.12})$$

$$T(z) \approx 0,269 T_0 \left(\frac{d}{z} \right)^{4/3} \quad (\text{B.13})$$

B.2 Intensité du jet

Le nombre de Mach vaut 1 au point où la section de l'écoulement est minimale c'est-à-dire au niveau de la buse. Donc on peut calculer le nombre d'atomes d'argon émis

par la source par unité de temps $\dot{N}_{Ar}$; il est donné par la formule :

$$\dot{N}_{Ar} = n_0 \left(\frac{\pi d^2}{4} \right) \left(\frac{\gamma k_B T_0}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}. \quad (B.14)$$

L'intensité du jet de gaz porteur est

$$I_{Ar}(z) = n(z) v(z) z^2. \quad (B.15)$$

On peut noter, comme cela est fait par Beijerinck *et al.* [192], que cette intensité est proportionnelle à $\dot{N}_{Ar}$ et que le facteur de proportionnalité ne dépend que de γ :

$$I_{Ar} = K_\gamma \frac{\dot{N}_{Ar}}{\pi}. \quad (B.16)$$

K_γ est défini par rapport à un jet effusif pour lequel il vaut 1. On l'appelle "peaking factor" et vaut 2 pour un gaz monoatomique¹ [192]. Le diamètre de la buse est $d = 200 \mu\text{m}$, la température du four est typiquement $T_0 = 1000 \text{ K}$ et dans la plupart des expériences, la pression de gaz porteur vaut $P_{Ar} = 250 \text{ mbar}$. Ces valeurs numériques précédentes conduisent à $\dot{N}_{Ar} = 1,9 \times 10^{19} \text{ atomes/s}$ d'où

$$I_{Ar} = 1,2 \times 10^{19} \text{ atomes/s/sr}.$$

D'autre part, l'intensité du jet de lithium est

$$I_{Li} = \frac{n_{Li}^0}{n_{Ar}^0} I_{Ar} = 4,4 \cdot 10^{16} \text{ atomes/s/sr}, \quad (B.17)$$

$\frac{n_{Li}^0}{n_{Ar}^0}$ étant le rapport des quantités de lithium et d'argon dans le four soit $0,9 \text{ mbar} / 250 \text{ mbar}$ à 1000 K .

B.3 Régime moléculaire

La densité n dans le jet décroît comme $1/z^2$ donc il arrive une distance à partir de laquelle le taux de collision est trop faible pour maintenir l'équilibre thermodynamique. La détente est alors "gelée" et la distribution de vitesse est caractérisée par la valeur finale $S_{//\infty}$ du rapport de vitesse parallèle. Des simulations numériques de la détente supersonique [265] ont montré que la dépendance de $S_{//\infty}$ en fonction des paramètres de la source est de la forme

$$S_{//\infty} = B(P_0 d T_0^{-4/3})^{0,53} \quad (B.18)$$

1. on aurait aussi pu calculer K_γ à l'aide des équations précédentes et de la donnée de A; cette méthode conduit à $K_\gamma = 1,72$

où P_0 est exprimé en mbar, d en cm et T_0 en K. Le coefficient de proportionnalité peut être calculé à partir du potentiel d'interaction entre atomes du jet. J'utiliserai plutôt ici des mesures expérimentales [266] obtenues pour l'argon pur : $S_{//\infty} = 22$ pour $P_0 d = 7,6$ mbar.cm et $T_0 = 300$ K. De ces données, on déduit le coefficient de proportionnalité B :

$$S_{//\infty} = 422,8 (P_0 d T_0^{-4/3})^{0,53} \quad (\text{B.19})$$

Pour les paramètres expérimentaux précédents ($d = 200 \mu\text{m}$, $P_0 = 250$ mbar, $T_0 = 1000$ K), les vitesses typiques du jet sont

$$S_{//\infty} = 7,53, \quad v_\infty = 1020 \text{ m/s}, \quad \alpha_{//Ar} = 136 \text{ m/s} \quad \text{et} \quad T_{//} = 43,9 \text{ K}.$$

La dernière collision ajoute cependant une vitesse de direction aléatoire dont l'ordre de grandeur est la largeur de la distribution de vitesses du jet $\alpha_{//Li} = \alpha_{//Ar} \sqrt{\frac{m_{Ar}}{m_{Li}}} = 326 \text{ m/s}$. On note que si pour $z < z_c$ la distribution de vitesse dans le référentiel en mouvement avec la vitesse hydrodynamique v_∞ est isotrope, il n'en va pas de même en aval. En effet, les atomes ayant une grande vitesse transverse vont quitter plus rapidement un volume fixé autour de (Oz) se déplaçant avec le jet que les atomes qui ont une petite composante transverse. De ce fait découle une diminution de la largeur de la distribution de vitesse perpendiculaire; alors que la distribution de vitesse ne change pas. En régime moléculaire, les atomes sont donc diffusés indépendamment les uns des autres en z_c à partir de la surface $S_c = \pi r_c^2$ dans un cône de demi-angle $\alpha_{//Li}/v_\infty$.

Annexe C

Le pentaprisme

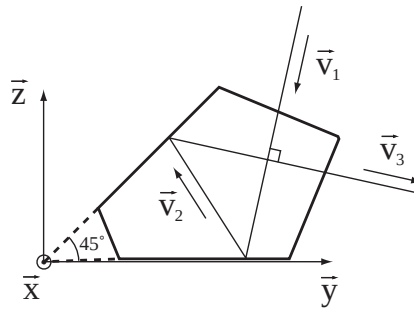


FIG. C.1 – Schéma de principe du pentaprisme

Un pentaprisme est découpé dans un morceau de verre de telle sorte que deux de ces faces forment un angle de 45° . Ces deux faces sont ensuite traitées pour réfléchir la lumière. Je montre dans cette annexe que tout rayon entrant dans le pentaprisme perpendiculairement à la droite d'intersection entre les deux faces réfléchissantes (aussi appelée arête du pentaprisme) ressort dévié de 90° et contenu dans un plan perpendiculaire à l'arête.

Pour faciliter les calculs, on choisit un repère "bien adapté" au pentaprisme (voir figure C.1) dans lequel les plans des miroirs sont $(\vec{x}, \vec{y})$ et $(\vec{x}, \vec{p} = (\vec{y} + \vec{z})/\sqrt{2})$. Dans ce repère un rayon incident quelconque de vecteur d'onde $\vec{v}_1$ a pour coordonnées (v_x, v_y, v_z) . La réflexion sur un plan conserve les composantes du vecteur incident parallèles à ce plan et change le signe de la composante normale du vecteur. Donc après le premier miroir, le rayon $\vec{v}_2$ se propageant dans le pentaprisme a pour coordonnées $(v_x, v_y, -v_z)$. Pour calculer la réflexion sur le deuxième miroir, il suffit d'écrire le vecteur $\vec{v}_2$ dans la base $(\vec{x}, \vec{p}, \vec{q} = (-\vec{y} + \vec{z})/\sqrt{2})$:

$$\vec{v}_2 = v_x \vec{x} + \frac{v_y - v_z}{\sqrt{2}} \vec{p} - \frac{v_y + v_z}{\sqrt{2}} \vec{q} \quad (\text{C.1})$$

Et donc le vecteur d'onde du rayon sortant du pentaprisme vaut

$$\begin{aligned} \vec{v}_3 &= v_x \vec{x} + \frac{v_y - v_z}{\sqrt{2}} \vec{p} + \frac{v_y + v_z}{\sqrt{2}} \vec{q} \\ &= v_x \vec{x} - v_z \vec{y} + v_y \vec{z} \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

Le produit scalaire $\vec{v}_1 \cdot \vec{v}_3$ n'est nul que si $v_x = 0$, c'est-à-dire que le rayon sortant du pentaprisme est perpendiculaire au rayon incident si et seulement si le rayon incident est perpendiculaire à l'arête du pentaprisme. Dans le cas général, on peut écrire le vecteur d'onde sortant sous la forme vectorielle suivante :

$$\vec{v}_3 = (\vec{v}_1 \cdot \vec{x}) \vec{x} - \vec{x} \wedge \vec{v}_1. \quad (\text{C.3})$$

Ces quelques remarques impliquent qu'il faut être très soigneux lors de la manipulation du pentaprisme car la précision de l'angle droit dépend aussi de la manière dont le faisceau de réglage entre dans le pentaprisme. En fait, on peut montrer facilement que si l'arête du pentaprisme forme un angle ε avec le faisceau incident, l'erreur sur l'angle droit est de l'ordre de ε^2 . Dans tous nos réglages, nous avons supposé que l'arête est parfaitement parallèle à la face d'entrée du pentaprisme. L'autocollimation sur la face avant permet dans cette hypothèse de vérifier la perpendicularité entre le rayon incident et l'arête du pentaprisme. Même si on tient compte de l'imprécision de l'autocollimateur et de l'erreur sur le parallélisme entre arête et face d'entrée du pentaprisme, la remarque précédente nous assure que l'erreur induite sur l'angle droit est négligeable car de l'ordre de $(50 \mu\text{rad})^2$ soit $0,25 \times 10^{-9}$ rad.

Bibliographie

- [1] DEMAIRAN, *Traité physique et historique de l'Aurore Boréale*, 2^e édn. (Paris, 1754).
- [2] J. MAXWELL, *A treatise on Electricity and Magnetism*, 1^{re} édn. (Oxford, 1873).
- [3] A. BARTOLI, *Sopra i movimenti prodotti dalla luce e dal calore sopra il radiometro di Crookes* (Firenze, 1876).
- [4] W. CROOKES, Phil. Trans. p. 501 (1873).
- [5] P. LEBEDEV, *Untersuchungen über die Druckkräfte des Lichtes*, Ann. d. Phys. **6**, 433 (1901).
- [6] E. NICHOLLS ET G. HULL, *A preliminary communication on the pressure of heat and light radiation*, Phys. Rev. **13**, 307 (1901).
- [7] E. NICHOLLS ET G. HULL, *The pressure due to radiation*, Phys. Rev. **17**, 26, 91 (1903).
- [8] A. BENNET, Phil. Trans. p. 81 (1792).
- [9] A. FRESNEL, Ann. Ch. et Phys. **XXIX**, 57, 107 (1825).
- [10] A. BARTOLI, Nuovo Cimento Serie 3 **XV**, 193 (1884).
- [11] H. EDDY, *Radiant heat: an exception to the second law of thermodynamics*, dans *Scientific Proceedings of the Ohio Mechanics' Institute*, p. 105 (1882).
- [12] P. LEBEDEV, *Die druckkräfte des Lichtes auf Gase*, Ann. d. Phys. **32**, 411 (1910).
- [13] P. LEBEDEV, *The pressure of light on gases. An experimental study for the theory of comets' tails*, Astrophys. J. **31**, 385 (1910).
- [14] R. PEIERLS, *Momentum and pseudomomentum of light and sound*, dans *Proc. Int. School Phys. "Enrico Fermi" 89*, édité par F. Bassani, F. Fumi et M. Tosi, p. 237 (North-Holland, Amsterdam, 1985).
- [15] —, *Momentum of light and light pressure in a dispersive medium*, dans *Interaction of radiation with matter. A volume in honour of Adriano Gozzini*, p. 187 (Scuola Normale Superiore, Pisa, 1987).
- [16] M. PLANCK, *Über irreversible Strahlungsvorgänge*, Ann. d. Phys. **1**, 69 (1900).
- [17] A. EINSTEIN, *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*, Ann. d. Phys. **17**, 132 (1905).
- [18] L. DE BROGLIE, *Recherches sur la théorie des quanta*, Annales de Physique **3**, 22 (1924).
- [19] A. COMPTON, *A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements*, Phys. Rev. **21**, 483 (1923).
- [20] S. STENHOLM, *The semiclassical theory of laser cooling*, Rev. Mod. Phys. **58**, 699 (1986).
- [21] W. CROSS ET N. RAMSEY, *The conservation of energy and momentum in Compton scattering*, Phys. Rev. **80**, 929 (1950).
- [22] P. KAPITZA ET P. DIRAC, *The reflection of electrons from standing light waves*, Proc. Cambridge Philos. Soc. **29**, 297 (1933).
- [23] A. EINSTEIN, *Zur Quantentheorie der Strahlung*, Physikalische Zeitschrift **18**, 121 (1917).
- [24] R. FRISCH, Zeits. f. Phys. **86**, 42 (1933).
- [25] A. KASTLER, J. Phys. Radium **11**, 255 (1950).
- [26] J. EBERLY, *Proposed experiment for observation of nonlinear Compton wavelength shift*, Phys. Rev. Lett. **15**, 91 (1965).

- [27] L. BARTELL, H. BRADFORD-THOMPSON ET R. ROSKOS, *Observation of stimulated Compton scattering of electrons by laser beam*, Phys. Rev. Lett. **14**, 851 (1965).
- [28] M. FEDEROV, Sov. Phys.-JETP **25**, 9532 (1967).
- [29] H. SCHWARZ, *The Kapitza-Dirac effect at high laser intensities*, Phys. Lett. A **43**, 457 (1973).
- [30] M. FEDEROV, *Stimulated scattering of electrons by photons and adiabatic switching on hypothesis*, Opt. Comm. **12**, 205 (1974).
- [31] D. FREIMUND, K. AFLATOONI ET H. BATELAAN, *Observation of the Kapitza-Dirac effect*, Nature **413**, 142 (2001).
- [32] H. SCHWARZ, H. TOURTELLOTTE ET W. GAERTNER, *Direct observation of nonlinear scattering of electrons by laser light*, Phys. Lett. **19**, 202 (1965).
- [33] P. BUCKSBAUM, D. SCHUMACHER ET M. BASHANSKY, *High-intensity Kapitza-Dirac effect*, Phys. Rev. Lett. **61**, 1182 (1988).
- [34] S. ALTSHULER, L. FRANTZ ET R. BRAUNSTEIN, *Reflection of atoms from standing light waves*, Phys. Rev. Lett. **17**, 231 (1966).
- [35] A. ASHKIN, *Acceleration and trapping of particules by radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. **24**, 156 (1970).
- [36] R. SCHIEDER, H. WALTHER ET L. WÖSTE, *Atomic beam deflection by the light of a tunable dye laser*, Opt. Comm. **5**, 337 (1972).
- [37] D. JACQUINOT, S. LIBERMAN, J. PICQUE ET J. PINARD, *High resolution spectroscopic application of atomic beam deflection by resonant light*, Opt. Comm. **8**, 63 (1973).
- [38] A. BERNHARDT, D. DUERRE, J. SIMPSON ET L. WOOD, *Separation of isotopes by laser deflection of atomic beam I. Barium*, Appl. Phys. Lett. **25**, 617 (1974).
- [39] T. HÄNSCH ET A. SCHAWLOW, *Cooling of gases by laser radiation*, Opt. Comm. **13**, 68 (1975).
- [40] D. WINELAND ET H. DEHMELT, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 637 (1975).
- [41] M. ANDERSON, J. ENSHER, M. MATTHEWS, C. WIEMAN ET E. CORNELL, *Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor*, Science **269**, 198 (1995).
- [42] S. STENHOLM, V. MINOGIN ET V. LETOKHOV, *Resonant light pressure due to a strong standing wave*, Opt. Comm. **25**, 107 (1978).
- [43] R. COOK ET A. BERNHARDT, *Deflection of atoms by a resonant standing electromagnetic wave*, Phys. Rev. A **18**, 2533 (1978).
- [44] A. KAZANTSEV, *Resonance light pressure*, Sov. Phys.-Usp. **21**, 58 (1978).
- [45] E. BAKLANOV ET B. DUBETSKII, *Fokker-Planck equation for gas atoms resonantly interacting with a light wave*, Opt. Spectrosc. **41**, 1 (1976).
- [46] J. HALL, C. BORDÉ ET K. UEHARA, *Direct optical resolution of the recoil doublet effect using saturated absorption spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **37**, 1339 (1976).
- [47] E. ARIMONDO, H. LEW ET T. OKA, *Deflection of a Na beam by resonant standing-wave radiation*, Phys. Rev. Lett. **43**, 753 (1979).
- [48] 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).
- [49] P. MOSKOWITZ, P. GOULD, S. ATLAS ET D. PRITCHARD, *Diffraction of an atomic beam by standing-wave radiation*, Phys. Rev. Lett. **51**, 370 (1983).
- [50] A. BERNHARDT ET B. SHORE, *Coherent atomic deflection by resonant standing waves*, Phys. Rev. A **23**, 1290 (1981).
- [51] A. KAZANTSEV, G. SURDUTOVICH ET V. YAKOVLEV, *Intersection of the quasi-energetic terms of an atom in the field of a standing light wave*, Opt. Comm. **43**, 180 (1982).
- [52] C. RAMAN ET N. NATH, Proc. Indian Acad. Sci. **2**, 406 (1936).

- [53] M. BERRY, *The diffraction of light by ultrasound* (Academic Press, London, 1966).
- [54] O. STERN, Z. Phys. **7**, 249 (1921).
- [55] O. STERN ET W. GERLACH, Z. Phys. **8**, 110 (1921).
- [56] C. DAVISSON ET H. GERMER, *Diffraction of electrons by a crystal of nickel*, Phys. Rev. **30**, 705 (1927).
- [57] I. ESTERMANN ET O. STERN, Z. Phys. **61**, 95 (1930).
- [58] 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).
- [59] P. GOULD, G. RUFF ET D. PRITCHARD, *Diffraction of Atoms by Light: The Near-Resonant Kapitza-Dirac Effect*, Phys. Rev. Lett. **56**, 827 (1986).
- [60] P. MARTIN, B. OLDAKER, A. MIKLICH ET D. PRITCHARD, *Bragg Scattering of Atoms from a Standing Light Wave*, Phys. Rev. Lett. **60**, 515 (1988).
- [61] D. GILTNER, R. MCGOWAN ET S. LEE, *Atom interferometer based on Bragg scattering from standing light waves*, Phys. Rev. Lett. **75**, 2638 (1995).
- [62] 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).
- [63] A. KOOLEN, G. JANSEN, K. DOMEN, H. BEIJERINCK ET K. VANLEEUEWEN, *Large-angle adjustable coherent atomic beam splitter by Bragg scattering*, Phys. Rev. A **65**, 041601 (2002).
- [64] C. BORDÉ, *Atomic interferometry with internal state labelling*, Phys. Lett. A **140**, 10 (1989).
- [65] N. RAMSEY, *A molecular beam resonance method with separated oscillating fields*, Phys. Rev. **78**, 695 (1950).
- [66] 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).
- [67] I. RABI, J. ZACHARIAS, S. MILLMAN ET P. KUSCH, *A New Method of Measuring Nuclear Magnetic Moment*, Phys. Rev. **53**, 318 (1938).
- [68] U. STERR, K. SENGSTOCK, J. MÜLLER, D. BETTERMENN ET W. ERTMER, *The magnesium Ramsey interferometer: applications and prospects*, Appl. Phys. B **54**, 341 (1992).
- [69] F. RIEHLE, T. KISTERS, A. WITTE ET J. HELMCKE, dans *Laser Spectroscopy*, édité par M. Ducloy, E. Giacobino et G. Camy, p. 246 (World Scientific, Singapore, 1992).
- [70] 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).
- [71] M. KASEVICH ET S. CHU, *Atomic Interferometry Using Stimulated Raman Transitions*, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
- [72] C. BORDÉ, *Matter-wave interferometers: a synthetic approach*, dans *Atom Interferometry*, édité par P. Berman, p. 257 (Academic Press, 1997).
- [73] R. COOK ET R. HILL, *An electromagnetic mirror for neutral atoms*, Opt. Comm. **43**, 258 (1982).
- [74] V. BALKIN, V. LETOKHOV, Y. OVCHINNIKOV ET A. SIDOROV, *Reflection of an atomic beam from a gradient of an optical field*, JETP Lett. **45**, 353 (1987).
- [75] M. KASEVICH, D. WEISS ET S. CHU, *Normal-incidence reflection of slow atoms from an optical evanescent wave*, Opt. Lett. **15**, 607 (1990).
- [76] 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).

- [77] A. STEANE, P. SZRIFTGISER, P. DESBIOLLES ET J. DALIBARD, *Phase modulation of atomic de Broglie waves*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4972 (1995).
- [78] P. SZRIFTGISER, D. GUÉRY-ODELIN, M. ARNDT ET J. DALIBARD, *Atomic wave diffraction and interference using temporal slits*, Phys. Rev. Lett. **77**, 4 (1996).
- [79] M. ARNDT, P. SZRIFTGISER, J. DALIBARD ET A. STEANE, *Atom optics in the time domain*, Phys. Rev. A **53**, 3369 (1996).
- [80] 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).
- [81] C. HENKEL, K. MOLMER, R. KAISER, N. VANSTEENKISTE, C. WESTBROOK ET A. ASPECT, *Diffuse atomic reflection at a rough mirror*, Phys. Rev. A **55**, 1160 (1997).
- [82] A. LANDRAGIN, L. COGNET, G. HORVATH, N. WESTBROOK, C. WESTBROOK ET A. ASPECT, *A reflection grating for atoms at normal incidence*, Europhys. Lett. **39**, 485 (1997).
- [83] 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).
- [84] I. HUGHES, P. BARTON, T. ROACH, M. BOSHIER ET E. HINDS, *Atom optics with magnetic surfaces. I. Storage of cold atoms in a curved of "floppy disk"*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **30**, 647 (1997).
- [85] I. HUGHES, P. BARTON, T. ROACH ET E. HINDS, *Atom optics with magnetic surfaces. II. Microscopic analysis of the "floppy disk" mirror*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **30**, 2119 (1997).
- [86] C. SABA, P. BARTON, M. BOSHIER, I. HUGHES, P. ROSENBUSCH, B. SAUER ET E. HINDS, *Reconstruction of a cold atom cloud by magnetic focusing*, Phys. Rev. Lett. **82**, 468 (1999).
- [87] E. HINDS ET I. HUGHES, *Magnetic atom optics: mirrors, guides, traps, and chips for atoms*, J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, R119 (1999).
- [88] A. SIDOROV, R. MCLEAN, W. ROWLANDS, D. LAU, J. MURPHY, M. WALCIEWICZ, G. OPAT ET P. HANNAFORD, *Specular reflection of cold caesium atoms from a magnetostatic mirror*, Quantum Semiclass. Opt. **8**, 713 (1996).
- [89] D. MESCHÉDE, I. BLOCH, A. GOEPFERT, D. HAUBRICH, M. KREIS, F. LISON, R. SCHUTZE ET R. WYNANDS, *Atom optics with permanent magnetic components*, Atom optics Proc. SPIE **2995**, 191 (1997).
- [90] M. DRNDIĆ, K. JOHNSON, J. THYWISSSEN, M. PRENTISS ET R. WESTERVELT, *Microelectromagnets for atom manipulation*, Appl. Phys. Lett. **72**, 2906 (1998).
- [91] D. LAU, A. SIDOROV, G. OPAT, R. MCLEAN, W. ROWLANDS ET P. HANNAFORD, *Reflection of cold atoms from an array of current-carrying wires*, Eur. Phys. J. D **5**, 193 (1999).
- [92] K. JOHNSON, M. DRNDIĆ, J. THYWISSSEN, G. ZABOW, R. WESTERVELT ET M. PRENTISS, *Atomic deflection using an adaptive microelectromagnet mirror*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1137 (1998).
- [93] M. OL'SHANII, Y. OVHINNIKOV ET V. LETOKHOV, *Laser guiding of atoms in a hollow optical fiber*, Opt. Comm. **98**, 77 (1993).
- [94] M. RENN, D. MONTGOMERY, O. VDOVIN, D. ANDERSON, C. WIEMAN ET E. CORNELL, *Laser-Guided Atoms in Hollow-Core Optical Fibers*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3253 (1995).
- [95] H. ITO, T. NAKATA, K. SAKAKI, M. OHTSU, K. LEE ET W. JHE, *Laser Spectroscopy of Atoms Guided by Evanescent Waves in Micron-Sized Hollow Optical Fibers*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4500 (1996).
- [96] M. RENN, E. DONLEY, E. CORNELL, C. WIEMAN ET D. ANDERSON, *Evanescent-wave guiding of atoms in hollow optical fibers*, Phys. Rev. A **53**, R648 (1996).

- [97] L. PRUVOST, D. MARESCAUX, O. HOUDE ET H.-T. DUONG, *Guiding and cooling of cold atoms in a dipole guide*, Opt. Comm. **166**, 199 (1999).
- [98] M. YAN, Y. ZHU ET J. YIN, *Dark-hollow-beam guiding and splitting of a low-velocity atomic beam*, J. Opt. Soc. Am. B **17**, 1817 (2000).
- [99] 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).
- [100] A. BARNETT, S. SMITH, M. OL'SHANII, K. JOHNSON, A. ADAMS ET M. PRENTISS, *Substrate-based atom waveguide using guided two-color evanescent light fields*, Phys. Rev. A **61**, 023608 (2000).
- [101] G. BIRKL, F. BUCHKREMER, R. DUMKE ET W. ERTMER, *Atom optics with microfabricated optical elements*, Opt. Comm. **91**, 67 (2001).
- [102] H. FRIEDBURG, Z. Phys. **130**, 493 (1951).
- [103] H. FRIEDBURG ET W. PAUL, Naturwissenschaften **38**, 159 (1951).
- [104] W. KAENDERS, F. LISON, A. RICHTER, R. WYNANDS ET D. MESCHÉDE, *Imaging with an atomic beam*, Nature **375**, 214 (1995).
- [105] A. GOEPFERT, F. LISON, R. SCHÜTZE, R. WYNANDS, D. HAUBRICH ET D. MESCHÉDE, *Efficient magnetic guiding and deflection of atomic beams with moderate velocities*, Appl. Phys. B **69**, 217 (1999).
- [106] J. DENSCHLAG, G. UMSHAUS ET J. SCHMIEDMAYER, *Guiding Neutral Atoms with a Wire*, Phys. Rev. Lett. **82**, 2014 (1999).
- [107] J. FORTAGH, H. OTT, A. GROSSMAN ET C. ZIMMERMANN, *Miniaturized magnetic guide for neutral atoms*, Appl. Phys. B **70**, 701 (2000).
- [108] M. KEY, I. HUGHES, W. ROOIJAKKERS, B. SAUER, E. HINDS, D. RICHARDSON ET P. KAZANSKY, *Propagation of Cold Atoms along a Miniature Magnetic Guide*, Phys. Rev. Lett. **84**, 1371 (2000).
- [109] B. TEO ET G. RAITHEL, *Loading mechanism for atomic guides*, Phys. Rev. A **63**, 031402 (2001).
- [110] N. DEKKER, C. LEE, V. LORENT, J. THYWISSSEN, S. SMITH, M. DRNDIĆ, R. WESTERVELT ET M. PRENTISS, *Guiding Neutral Atoms on a Chip*, Phys. Rev. Lett. **84**, 1124 (2000).
- [111] R. FOLMAN, P. KRÜGER, D. CASSETTARI, B. HESSMO, T. MAIER ET J. SCHMIEDMAYER, *Controlling Cold Atoms using Nanofabricated Surfaces: Atom Chips*, Phys. Rev. Lett. **84**, 4749 (2000).
- [112] D. CASSETTARI, B. HESSMO, T. MAIER ET J. SCHMIEDMAYER, *Beam Splitter for Guided Atoms*, Phys. Rev. Lett. **85**, 5483 (2000).
- [113] J. REICHEL, W. HÄNSEL, P. HOMMELHOFF ET T. HÄNSCH, *Applications of integrated magnetic microtraps*, Appl. Phys. B **72**, 81 (2001).
- [114] W. HÄNSEL, J. REICHEL, P. HOMMELHOFF ET T. HÄNSCH, *Trapped-atom interferometer in a magnetic microtrap*, Phys. Rev. A **64**, 063607 (2001).
- [115] E. HINDS, C. VALE ET M. BOSHIER, *Two-Wire Waveguide and Interferometer for Cold Atoms*, Phys. Rev. Lett. **86**, 1462 (2001).
- [116] E. ANDERSON, T. CALARCO, R. FOLMAN, M. ANDERSON, B. HESSMO ET J. SCHMIEDMAYER, *Multimode Interferometer for Guided Matter Waves*, Phys. Rev. Lett. **88**, 100401 (2002).
- [117] H. KOLSKY, T. PHIPPS, N. RAMSEY ET H. SILSBEE, *Radiofrequency Spectrum of D_2 in a Magnetic Field*, Phys. Rev. **80**, 483 (1950).
- [118] H. KOLSKY, T. PHIPPS, N. RAMSEY ET H. SILSBEE, *Nuclear Radiofrequency Spectra of H_2 and D_2 in High and Low Magnetic Fields*, Phys. Rev. **87**, 395 (1952).
- [119] N. RAMSEY, *Molecular beams*, édité par D.H. Wilkinson, W. Marshall (Oxford University Press, 1956).

- [120] M. KASEVICH, E. RIIS, S. CHU ET R. DEVOE, *rf spectroscopy in an atomic fountain*, Phys. Rev. Lett. **63**, 612 (1989).
- [121] A. CLAIRON, C. SALOMON, S. GUELLATI ET W. PHILLIPS, *Ramsey resonance in a Zacharias fountain*, Europhys. Lett. **16**, 165 (1991).
- [122] 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).
- [123] S. BIZE, Y. SORTAIS, M. SANTOS, C. MANDACHE, A. CLAIRON ET C. SALOMON, *High-accuracy measurement of the ^{87}Rb ground-state hyperfine splitting in an atomic fountain*, Europhys. Lett. **45**, 558 (1999).
- [124] S. LUNDEEN ET F. PIPKIN, *Separated-Oscillatory-Fields Measurement of the Lamb Shift in H, $n=2$* , Phys. Rev. Lett. **34**, 1368 (1975).
- [125] S. LUNDEEN ET F. PIPKIN, *Measurement of the Lamb Shift in Hydrogen, $n=2$* , Phys. Rev. Lett. **46**, 232 (1981).
- [126] W. LAMB ET R. RETHERFORD, *Fine Structure of the Hydrogen Atom by a Microwave Method*, Phys. Rev. **72**, 241 (1947).
- [127] S. TRIEBWASSER, E. DAYHOFF ET W. LAMB, *Fine Structure of the Hydrogen Atom. V*, Phys. Rev. **89**, 98 (1953).
- [128] V. PAL'CHIKOV, Y. SOKOLOV ET V. YAKOVLEV, *Lifetime of the 2p state and Lamb shift in the hydrogen atom*, JETP Lett. **38**, 418 (1983).
- [129] J. ROBERT, C. MINIATURA, S. LEBOITEUX, J. REINHARDT, V. BOCVARSKI ET J. BAUDON, *Atomic interferometry with metastable hydrogen atoms*, Europhys. Lett. **16**, 29 (1991).
- [130] 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).
- [131] B. LAWSON-DAKU, R. ASIMOV, O. GORCEIX, C. M. J. ROBERT ET J. BAUDON, *Delayed choices in atom Stern-Gerlach interferometry*, Phys. Rev. A **54**, 5042 (1996).
- [132] R. MATHEVET, K. BRODSKY, J. BAUDON, R. BROURI, M. BOUSTIMI, B. V. DE LESE-GNO ET J. ROBERT, *Double Atom Interferometer*, Phys. Rev. A **58**, 4039 (1998).
- [133] L. MARTON, *Electron interferometer*, Phys. Rev. **85**, 1057 (1952).
- [134] H. RAUCH, W. TREIMER ET U. BONSE, *Test of a single crystal neutron interferometer*, Phys. Lett. **47A**, 369 (1974).
- [135] V. SEARS, *Neutron optics* (Oxford University Press, 1989).
- [136] H. RAUCH ET S. WERNER, *Neutron interferometry* (Clarendon Press, 2000).
- [137] O. CARNAL ET J. MLYNEK, *Young's Double-Slit Experiment with Atoms: A Simple Atom Interferometer*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2689 (1991).
- [138] D. KEITH, C. EKSTROM, Q. TURCHETTE ET D. PRITCHARD, *An Interferometer for Atoms*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2693 (1991).
- [139] T. PFAU, C. KURTSIEFER ET J. MLYNEK, *Positive surface ionization of Na, NaCl, NaBr, NaI, and LiCl on Rhenium and oxygenated Rhenium surfaces*, Quantum Semiclass. Opt. **8**, 665 (1996).
- [140] S. NOWAK, N. STUHLER, T. PFAU ET J. MLYNEK, *Charged wire interferometer for atoms*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5792 (1999).
- [141] A. MORINAGA ET Y. OHUCHI, *Calcium-atom interferometer comprised of four copropagating traveling laser beams*, Phys. Rev. A **51**, R1746 (1995).
- [142] S. BAGAYEV, V. BARAULIA, A. BONERT, A. GONCHAROV, M. SEYDALIEV ET A. TYCHKOV, *Atom interferometry with Mg beams*, Laser Phys. **11**, 1178 (2001).
- [143] T. GUSTAVSON, P. BOUYER ET M. KASEVICH, *Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2046 (1997).

- [144] M. WEITZ, T. HEUPEL ET T. HÄNSCH, *Multiple Beam Atomic Interferometer*, Phys. Rev. Lett. **77**, 2356 (1996).
- [145] H. HINDERTHÜR, A. PAUTZ, F. RUSCHEWITZ, K. SENGSTOCK ET W. ERTMER, *Atom interferometry with polarizing beam splitters*, Phys. Rev. A **57**, 4730 (1998).
- [146] H. HINDERTHÜR, F. RUSCHEWITZ, H.-J. LOHE, S. LECHTE, K. SENGSTOCK ET W. ERTMER, *Time-domain high-finesse atom interferometry*, Phys. Rev. A **59**, 2216 (1999).
- [147] C. BORDÉ, N. COURTIER, F. DUBURCK, A. GONCHAROV ET M. GORLICKI, *Molecular interferometry experiments*, Phys. Lett. A **188**, 187 (1994).
- [148] M. CHAPMAN, C. EKSTROM, T. HAMMOND, R. RUBENSTEIN, J. SCHMIEDMAYER, S. WEHINGER ET D. PRITCHARD, *Optics and Interferometry with Na₂ Molecules*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4783 (1995).
- [149] J. TOENNIES, communication privée.
- [150] 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).
- [151] R. DELHUILLE, C. CHAMPENOIS, M. BÜCHNER, L. JOZEFOWSKI, C. RIZZO, G. TRÉ-NEC ET J. VIGUÉ, *High contrast Mach-Zehnder Lithium atom interferometer in the Bragg regime*, Appl. Phys. B **74**, 489 (2002).
- [152] J. CLAUSER ET S. LI, *Talbot-vonLau atom interferometry with cold slow potassium*, Phys. Rev. A **49**, R2213 (1994).
- [153] M. OBERTHALER, S. BERNET, E. RASEL, J. SCHMIEDMAYER ET A. ZEILINGER, *Inertial sensing with classical atomic beams*, Phys. Rev. A **54**, 3165 (1996).
- [154] 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).
- [155] L. COGNET, V. SAVALLI, G. HORVATH, D. HOLLEVILLE, R. MARANI, N. WESTBROOK, C. WESTBROOK ET A. ASPECT, *Atomic interference in grazing incidence diffraction from evanescent wave mirror*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5044 (1998).
- [156] R. GODUN, C. WEBB, P. FEATONBY, M. D'ARCY, M. OBERTHALER, G. SUMMY, C. FOOT ET K. BURNETT, *Limits of the separated-path Ramsey atom interferometer*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **32**, 5033 (1999).
- [157] L. DENG, E. HAGLEY, J. DENSCHLAG, J. SIMSARIAN, M. EDWARDS, C. CLARK, K. HELMERSON, S. ROLSTON ET W. PHILLIPS, *Temporal, Matter-Wave-Dispersion Talbot Effect*, Phys. Rev. Lett. **83**, 5407 (1999).
- [158] Y. TORII, Y. SUZUKI, T. KOZUMA, T. S. T. KUGA, L. DENG ET E. HAGLEY, *Mach-Zehnder Bragg interferometer for a Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. A **61**, 041602 (2000).
- [159] *Atom interferometry*, édité par P.R. Berman (Academic Press, 1997).
- [160] 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).
- [161] 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).
- [162] 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).
- [163] J. SCHMIEDMAYER, M. CHAPMAN, C. EKSTROM, T. HAMMOND, D. KOKOROWSKI, A. LENEFF, 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).
- [164] T. ROBERTS, A. CRONIN, D. KOKOROWSKI ET D. PRITCHARD, *Glory oscillations in the index of refraction for matter-waves*, pre-print physics/0203008 (2002).
 - [165] M. KASEVICH ET S. CHU, *Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer*, Appl. Phys. B **54**, 321 (1992).
 - [166] A. LENEFF, T. HAMMOND, E. SMITH, M. CHAPMAN, R. RUBENSTEIN ET D. PRITCHARD, *Rotation Sensing with Atom Interferometer*, Phys. Rev. Lett. **78**, 760 (1997).
 - [167] T. GUSTAVSON, A. LANDRAGIN ET M. KASEVICH, *Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope*, Class. Quantum Grav. **17**, 2385 (2000).
 - [168] A. PETERS, K. CHUNG ET S. CHU, *High-precision gravity measurements using atom interferometry*, Metrologia **38**, 25 (2001).
 - [169] J. MCGUIRK, G. FOSTER, J. FIXLER, M. SNADDEN ET M. KASEVICH, *Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry*, Phys. Rev. A **65**, 033608 (2002).
 - [170] 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).
 - [171] J. HENSLEY, ph.D. Thesis, Stanford.
 - [172] S. GUPTA, K. DIECKMANN, Z. HADZIBABIC ET D. PRITCHARD, *Contrast Interferometry using Bose-Einstein Condensates to Measure h/m and α* , Phys. Rev. Lett. **89**, 140401 (2002).
 - [173] M. CHAPMAN, T. HAMMOND, A. LENEFF, J. SCHMIEDMAYER, R. RUBENSTEIN, E. SMITH ET D. PRITCHARD, *Photon Scattering from Atoms in an Atom Interferometer: Coherence Lost and Regained*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3783 (1995).
 - [174] 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).
 - [175] 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).
 - [176] 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).
 - [177] M. OBERTHALER, R. ABFALTERER, S. BERNETT, J. SCHMIEDMAYER ET A. ZEILINGER, *Atom waves in crystals of light*, Phys. Rev. Lett. **77**, 4980 (1996).
 - [178] S. BERNETT, M. OBERTHALER, R. ABFALTERER, J. SCHMIEDMAYER ET A. ZEILINGER, *Coherent frequency shift of atomic matter waves*, Phys. Rev. Lett. **77**, 5160 (1996).
 - [179] 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).
 - [180] 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).
 - [181] D. GILTNER, *An interferometer for atoms using Bragg scattering from standing light waves*, Thèse de doctorat, Colorado State University, Fort Collins (1996).
 - [182] Y. CASTIN ET J. DALIBARD, *Quantization of atomic motion in optical molasses*, Europhys. Lett. **14**, 761 (1991).
 - [183] 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).
 - [184] 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).

- [185] 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).
- [186] C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPONT-ROC ET G. GRYNBERG, *Processus d'interaction entre photons et atomes* (InterEditions/Editions du CNRS, 1988).
- [187] C. COHEN-TANNOUDJI, *Observation d'un déplacement de raie de résonance magnétique causé par l'excitation optique*, C.R. Acad. Sci. **252**, 394 (1961).
- [188] N. ASHCROFT ET N. MERMIN, *Solid state physics* (Saunders International, 1976).
- [189] W. BRAGG ET W. BRAGG, Proc. Roy. Soc. **88A**, 428 (1913).
- [190] W. BRAGG ET W. BRAGG, *X-Rays and Crystal Structures* (London, 1915).
- [191] W. McALEXANDER, E. ABRAHAM ET R. HULET, *Radiative lifetime of the 2P state of lithium*, Phys. Rev. A **54**, R5 (1996).
- [192] H. BEIJERINCK ET N. VERSTER, *Absolute intensities and perpendicular temperatures of supersonic beams of polyatomic gases*, Physica **111**, 327 (1981).
- [193] A. NESMEYANOV, *Vapor pressure of the elements* (Elsevier, 1963).
- [194] H. HABERLAND, U. BUCK ET M. TOLLE, *Velocity distribution of supersonic nozzle beams*, Rev. Sci. Instrum. **56**, 1712 (1985).
- [195] *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, édité par R.C. Weast, 63^e édn. (CRC Press, 1982).
- [196] P. DUGOURD, *Structure et dynamique des petits agrégats métalliques*, Thèse de doctorat, Université Lyon I (1991).
- [197] J. O'HANLON, *A User's Guide to Vacuum Technology*, 2^e édn. (Wiley, 1989).
- [198] A. RICHARDT ET I. RICHARDT, *La technique du vide* (In Fine, 1998).
- [199] J. NELLESSEN, J. MÜLLER, K. SENGSTOCK ET W. ERTMER, *Large-angle beam deflection of a laser-cooled sodium beam*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2149 (1989).
- [200] B. SHEEHY, S. SHANG, R. WATTS, H. METCALF ET S. HATAMIAN, *Diode-laser deceleration and collimation of a Rubidium beam*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2165 (1989).
- [201] Z. LIN, K. SHIMIZU, M. ZHAN, F. SHIMIZU ET H. TAKUMA, *Laser cooling and trapping of Li*, Jpn. J. Appl. Phys. **30**, L1324 (1991).
- [202] F. BIRABEN ET P. LABASTIE, *Continuous single mode dye laser scanning up to 150 GHz*, Opt. Comm. **41**, 49 (1982).
- [203] I. LANGMUIR ET K. KINGDON, Proc. Roy. Soc. London A **107**, 61 (1925).
- [204] J. TAYLOR, Zeits. f. Physik **57**, 242 (1929).
- [205] J. TAYLOR, *The Reflection of Beams of the Alkali Metals from Crystals*, Phys. Rev. **35**, 375 (1930).
- [206] W. FAIRBANKS, T. HÄNSCH ET A. SCHAWLOW, *Absolute measurement of very low sodium-vapor densities using laser resonance fluorescence*, J. Opt. Soc. Am. **65**, 199 (1975).
- [207] 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).
- [208] 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).
- [209] 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).
- [210] A. PERSKY, *Double-slit experiments with correlated atom-photon states*, J. Chem. Phys. **50**, 3835 (1969).

- [211] H. KAWANO, S. ITASAKA ET S. OHNISHI, *Additional evidence for the work function increase due to adsorption of residual gases and for its decrease due to co-adsorption of the gases and alkali metal halide molecules during positive surface ionization in high vacua*, Int. J. Mass. Spectrom. Ion Process **73**, 145 (1986).
- [212] E. ZANDBERG, *Surface-ionization detection of particles (Review)*, Tech. Phys. **40**, 865 (1995).
- [213] H. PAULY ET J. TOENNIES, *Methods of experimental physics*, dans *Atomic interactions*, tm. 7, p. 268 (Academic Press, 1968).
- [214] D. DAHL, *SIMION 3D v6.0*, dans *43rd ASMS Conference on Mass Spectroscopy and Allied Topics*, p. 717 (Atlanta, GA, May 1995).
- [215] Y. TOULOUKIAN ET D. DEWITT, *Thermophysical properties of matter*, tm. 7, pp. 559–570 (IFI/Plenum, 1970).
- [216] 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).
- [217] R. DITCHBURN ET J. GILMOUR, *The vapor pressures of monoatomic vapors*, Rev. Mod. Phys. **13**, 310 (1941).
- [218] G. GUNDLACH, E. KNUTH, H. RUBAHN ET J. TOENNIES, *Cross sections for translational and rotational relaxation in Li/Li₂ and Na/Na₂ molecular beams*, Chem. Phys. **124**, 131 (1988).
- [219] C. CHAMPENOIS, *Interférométrie atomique avec l'atome de lithium : analyse théorique et construction d'un interféromètre, applications.*, Thèse de doctorat, Université Toulouse III (1999).
- [220] L. GLADYSZEWSKI, *Ionization degree for alkali on a rhenium surface*, Vacuum **45**, 289 (1994).
- [221] Y. ADDA ET J. PHILIBERT, *La diffusion dans les solides* (PUF, 1966).
- [222] H. KAWANO, K. OGASAWARA, H. KOBAYASHI, A. TANAKA, T. TAKAHASHI ET Y. TAGASHIRA, *Selection of the residual gas pressure suitable for operating a positive ion source of thermal ionization type*, Rev. Sci. Instrum. **69**, 1182 (1998).
- [223] H. KAWANO, H. MINE, M. MORIYAMA ET T. TANIGAWA, *Selection of the substrate metal best for thermal positive ionization*, Rev. Sci. Instrum. **71**, 856 (2000).
- [224] H. LOESCH, communication privée.
- [225] M. SCHEER ET J. FINE, *Kinetics of desorption. III. Rb⁺, K⁺ and Na⁺ from Rhenium*, J. Chem. Phys. **39**, 1752 (1963).
- [226] M. SCHEER ET J. FINE, *Kinetics of desorption. II. Cs⁺ and Ba⁺ from Rhenium*, J. Chem. Phys. **38**, 307 (1963).
- [227] P. SZRIFTGISER, *Cavité gravitationnelle et optique atomique temporelle*, Thèse de doctorat, Université de Paris-VI (1996).
- [228] V. CAVERO-MANCHADO, *La collision réactive Li(3s)+H₂ → LiH +H. Transfert de structure fine entre isotopes du lithium dans un jet unique*, Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, Orsay (1997).
- [229] C. SANSONETTI, B. RICHOU, J. R. ENGLEMAN ET L. RADZIEMSKI, *Measurements of the resonance lines of ⁶Li and ⁷Li by Doppler-free frequency-modulation spectroscopy*, Phys. Rev. A **52**, 2682 (1995).
- [230] L. RADZIEMSKI, R.-J. ENGLEMAN ET J. BRAULT, *Fourier-transform-spectroscopy measurements in the spectra of neutral lithium, ⁶Li I and ⁷Li I (Li I)*, Phys. Rev. A **52**, 4462 (1995).
- [231] 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).

- [232] Q. TURCHETTE, D. PRITCHARD ET D. KEITH, *Numerical model of a multiple-grating interferometer*, J. Opt. Soc. Am. B **9**, 1601 (1992).
- [233] C. CHAMPENOIS, M. BÜCHNER ET J. VIGUÉ, *Fringe contrast in three grating Mach-Zehnder atomic interferometers*, Eur. Phys. J. D **5**, 363 (1999).
- [234] R. MATHEVET, R. DELHUILLE ET C. RIZZO, *Computation of the phase induced by non-newtonian gravitational potentials in atom interferometry*, Class. Quantum Grav. **19**, L37 (2002).
- [235] T. HAMMOND, *Atom Interferometry: Dispersive index of refraction and rotation induced phase shifts for matter-waves*, Thèse de doctorat, Massachusetts Institute of Technology (1997).
- [236] 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).
- [237] N. EL-BAKALI-KASSIMI ET A. THAKKAR, *Static hyperpolarizability of atomic lithium*, Phys. Rev. A **50**, 2948 (1994).
- [238] M. JASZUNSKI ET A. RIZZO, *MCSCF calculation of the frequency-dependent hyperpolarizability of the lithium atom*, Int. J. Quantum Chem. **60**, 487 (1996).
- [239] 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).
- [240] M. MARINESCU, H. SADEGHPOUR ET A. DALGARNO, *Dispersion coefficients for alkali-metal dimers*, Phys. Rev. A **49**, 982 (1994).
- [241] 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).
- [242] S. PATIL ET K. TANG, *Multipolar polarizabilities and two- and three-body dispersion coefficients for alkali isoelectronic sequences*, J. Chem. Phys. **106**, 2298 (1997).
- [243] M. RÉRAT, B. BUSSERY ET M. FRÉCON, *Dipole polarizabilities of Li, C, and O and long-range coefficients for various molecular states of Li_2 , CO, and O_2* , J. Mol. Spec. **182**, 260 (1997).
- [244] D. PONOMARENKO ET A. SHESTAKOV, *Polarizabilities of ns and np Rydberg states of the Li atom*, Chem. Phys. Lett. **210**, 269 (1993).
- [245] 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).
- [246] Z.-W. 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).
- [247] 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).
- [248] 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).
- [249] 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).
- [250] S. PATIL ET K. TANG, *A simple method for polarizabilities and hyperpolarizabilities of alkali isoelectronic systems*, Chem. Phys. Lett. **295**, 152 (1998).
- [251] I. LIM, M. PERNPOINTNER, M. SETH, J. LAERDAHL, P. SCHWERDTFEGGER, 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).

- [252] 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).
- [253] J. BAUMANN, R. GÄHLER, J. KALUS ET W. MAMPE, *Experimental limit for the charge of the free neutron*, Phys. Rev. D **37**, 3107 (1988).
- [254] C. CASO ET *et al.*, *Review of particle physics. Particle data group*, Eur. Phys. J. C **3**, 1 (1998).
- [255] H. DYLLA ET J. KING, *Neutrality of molecules by a new method*, Phys. Rev. A **7**, 1224 (1973).
- [256] M. MARINELLI ET G. MORPURGO, *The electric neutrality of matter: a summary*, Phys. Lett. B **137**, 439 (1984).
- [257] C. CHAMPENOIS, M. BÜCHNER, R. DELHUILLE, R. MATHEVET, C. ROBILLIARD, C. RIZZO ET J. VIGUÉ, *Matter Neutrality Test Using a Mach-Zehnder Interferometer*, Lecture Notes in Physics, Proceedings of Hydrogen Atom II **1570**, 0554 (2000).
- [258] R. LATHAM, *High voltage vacuum insulation* (Academic Press, 1981).
- [259] A. PETERS, K. CHUNG ET S. CHU, *Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms*, Nature **400**, 849 (1999).
- [260] F. SHIMIZU, K. SHIMIZU ET H. TAKUMA, *Stark phase shift and deflection in the ultracold atomic interferometer*, Jpn. J. Appl. Phys. **31**, L436 (1992).
- [261] A. MESSIAH, *Mécanique quantique 2* (Dunod, 1995).
- [262] R. HILBORN, *Einstein coefficient, cross section, f values, dipole moments and all that*, Am. J. Phys. **50**, 982 (1982).
- [263] H. ASHKENAS ET F. SHERMAN, *Rarefied Gas Dynamics*, dans *Proc. IV Symp.*, édité par J. de Leeuw, tm. 2, p. 84 (Academic Press, 1968).
- [264] D. MILLER, *Atomic and Molecular Beam Methods*, édité par G. Scoles (Oxford University Press, 1988).
- [265] 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).
- [266] H.-D. MEYER, *Bildung von Dimeren in Edelgas-Düsenstrahlen*, Thèse de doctorat, Georg-August-Universität, Göttingen (1978).

INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE AVEC L'ATOME DE LITHIUM : RÉALISATION D'UN INTERFÉROMÈTRE PRÉSENTANT UN CONTRASTE ET UN FLUX ÉLEVÉS EN VUE DE MESURES DE PRÉCISION.

Cette thèse décrit la réalisation d'un interféromètre atomique de Mach-Zehnder utilisant le lithium. Cet appareil est constitué de trois réseaux de diffraction formés d'ondes stationnaires laser, quasi-résonantes avec la première transition de résonance du lithium. Le processus de diffraction utilise le régime de Bragg, pour lequel un seul ordre de diffraction est autorisé, et il s'agit d'une diffraction élastique qui conserve l'énergie cinétique de l'atome, modifie son impulsion, sans changement de son état interne. Grâce à une importante collimation du jet atomique qui sert de source, les deux chemins atomiques qui interfèrent sont spatialement séparés, ce qui permettra d'introduire une perturbation sur un seul des deux chemins atomiques. Les premières figures d'interférences obtenues avec cet appareil sont présentées dans cette thèse. Ces résultats permettent d'attendre une très grande sensibilité en phase de l'interféromètre car les franges enregistrées sont très contrastées et le flux moyen est assez élevé.

On trouvera, dans la première partie de cette thèse, une introduction historique présentant les avancées faites dans le domaine de la manipulation des atomes par la lumière et plus particulièrement en interférométrie atomique. Après une discussion théorique des principes mis en jeu dans cet interféromètre, le montage expérimental est décrit en détail, avec une attention particulière portée au fonctionnement du détecteur. Ensuite, les résultats des premières expériences sont présentés et analysés. Enfin, trois mesures prévues avec cet appareil sont discutées : la mesure de l'indice de réfraction d'un gaz pour une onde atomique, celle de la polarisabilité électrique statique du lithium et un test de la neutralité des atomes de lithium.

ATOMIC INTERFEROMETRY WITH LITHIUM ATOM: REALISATION OF A HIGH CONTRAST AND HIGH FLUX INTERFEROMETER FOR PRECISION MEASUREMENTS.

This thesis describes the construction of a Mach-Zehnder atom interferometer using Lithium. This device is made of three diffraction gratings, made of laser standing waves, almost resonant with the first resonance transition of lithium atom. The diffraction process relies on Bragg diffraction thus allowing only one diffracted order. It is elastic, i.e. only the atomic momentum is modified, leaving the kinetic energy and the internal state unchanged. Owing to an accurate collimation of the atomic beam, the two interfering atomic paths are spatially separated, so that one will be able to introduce a perturbation on only one atomic path. The first interference patterns achieved with this apparatus are shown in this thesis. From these results, we expect a very high sensitivity of the phase measurements because the fringe contrast is high and the mean detected flux is rather large.

In the first part of this thesis, an historical introduction presents the advances in atomic manipulation with light, and more precisely in atom interferometry. After a theoretical discussion of the principles involved in this interferometer, the experimental setup is described in details, with a special attention to the detector operation. Then, the experimental results are shown and analysed. Finally, three planned measurements are discussed: the measurement of the refractive index of a gas for atomic waves, the measurement of the static electric polarizability of Lithium and a test of the neutrality of Lithium atoms.