



HAL
open science

INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE : Construction, caractérisation et optimisation d'un interféromètre Application aux mesures de précision

Matthias Büchner

► **To cite this version:**

Matthias Büchner. INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE : Construction, caractérisation et optimisation d'un interféromètre Application aux mesures de précision. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2010. tel-00591634

HAL Id: tel-00591634

<https://theses.hal.science/tel-00591634v1>

Submitted on 9 May 2011

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.

MEMOIRE
présenté en vue de l'obtention de
L'HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES
spécialité
Physique quantique

par

MATTHIAS BÜCHNER

INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE :

**Construction, caractérisation et optimisation d'un
interféromètre**

Application aux mesures de précision

Soutenue le 25 mai 2010 devant la commission d'examen :

M. François	Biraben	Rapporteur
M. Martial	Ducloy	Rapporteur
M. Christoph	Westbrook	Rapporteur
M. Guglielmo	Tino	Examineur
M. David	Guéry–Odelin	Président
M. Jacques	Vigué	Directeur de Recherche

Remerciements

C'est l'histoire d'un jeune étudiant, qui recherchait une thèse de diplôme. Il était séduit par un sujet qui nécessitait une collaboration avec une équipe à l'étranger. C'est à ce moment là, qu'il y a une étape importante dans sa vie : il commence une activité scientifique en France. Cette activité a pris naissance sous forme d'une collaboration étroite entre l'équipe expérimentale à Bielefeld en Allemagne et une équipe théorique à l'Université Paris-Sud. Il a adoré les séjours réguliers en France et ce sont ces séjours, l'atmosphère accueillante, mais également la pointe d'aventure qui l'ont poussé à faire une thèse en France. Cette thèse était clairement un enrichissement personnel et scientifique pour lui et nombreuses sont les personnes qu'il a remerciées vivement dans sa thèse. L'accueil chaleureux des français en général et les conditions de recherche très favorables aux jeunes chercheurs en particulier, ont été des facteurs déterminants pour continuer sa carrière scientifique en France. Cet étudiant, c'était moi !

Je suis depuis 14 ans dans le Laboratoire Collision, Agrégats, Réactivité (LCAR) de l'Université Paul Sabatier et du CNRS à Toulouse. Mes premiers remerciements sont destinés à Jacques Vigué, qui m'a chaleureusement accueilli dans son équipe. Ses connaissances sur l'ensemble de la physique sont époustouflantes et ses calculs d'ordre de grandeur légendaires. Les discussions scientifiques ont été nombreuses, accompagnées de ses calculs omniprésents, toujours avec l'objectif d'une compréhension plus profonde de la physique. Le partage de ses remarquables capacités a été d'un très grand bénéfice pour moi et je l'en remercie de tout mon cœur.

Au sein du LCAR, j'ai trouvé un terrain très favorable à mes recherches. Je remercie très vivement le personnel technique et administratif de notre laboratoire et de notre institut : le service électronique, informatique, mécanique, la bibliothèque, le service d'assistance aux expériences et le secrétariat. Leur disponibilité et leurs compétences ont été d'une aide précieuse pour mener nos recherches dans d'excellentes conditions. En particulier, j'exprime toute ma reconnaissance à Gérard Tréneç, Ingénieur de Recherche. Il était toujours disponible pour des petits et grands problèmes, son aide et son savoir-faire étaient indispensables.

Ce travail n'a pas été possible que grâce à l'aide de nombreux stagiaires de tous niveaux. Je tiens à remercier Leszek Jozefowski, Bruno Viaris de Lesegno et Haikel Jelassi, qui ont passé leurs post-docs ou ATER dans notre équipe, pour leurs contributions importantes. J'exprime aussi de vifs remerciements à Caroline Champenois, Rémi Delhuille, Alain Miffre, Marion Jacquy et Steven Lepoutre qui ont effectué leurs thèses au sein de notre équipe. Leur dévouement, leur enthousiasme et leur capacité de travail acharné et efficace ont été des ingrédients indispensables au succès de notre interféromètre atomique. Il y a eu des hauts et des bas pendant la mise en marche et l'exploitation de notre interféromètre. Cependant tous ces doctorants ont gardé le moral et n'ont pas arrêté de mener leur travail à bien.

J'exprime mes sincères gratitudeux aux des membres du jury de mon habilitation. Je remercie François Biraben, Martial Ducloy, David Guéry-Odélin, Guglielmo Tino et Christoph Westbrook d'avoir accepté d'examiner et de juger ce travail.

Enfin, je souhaite orienter mon regard vers une autre direction. L'environnement scientifique est sans aucun doute extrêmement important, mais il ne faut en aucun cas négliger l'environnement hors travail.

Je tiens à remercier sincèrement les membres du bureau de la MJC de St Sulpice la Pointe pour les réunions intéressantes, efficaces dans la bonne ambiance et la convivialité.

J'ai la chance d'avoir une famille très compréhensible qui m'a énormément soutenu. Malgré ce travail supplémentaire, ma femme Nina, et mes trois enfants, Martin, Alice et Frédéric ont montré une compréhension sans faille et m'ont toujours encouragé pas uniquement pour la rédaction, mais également pour mon travail pendant toutes ces années. J'estime plus que jamais leur indulgence parce que j'ai conscience que ma passion pour la recherche n'a pas d'heure et s'arrête rarement. Merci encore de remplir de joie ma vie.

Contents

I	Curriculum Vitae	1
I	Études et carrière professionnelle	5
I.1	Recherche	6
I.2	Enseignement	6
I.3	Distinctions et Qualités	7
I.4	Activités administratives et responsabilités collectives	7
I.5	Conférences invitées	7
I.6	Collaborations nationales et internationales	10
I.7	Activités pédagogiques	12
I.8	Activité de Recherche	12
I.8.1	Ma thèse de Diplôme à Bielefeld	12
I.8.2	Ma thèse au Laboratoire de Photophysique Moléculaire à Orsay	13
I.8.3	Mon stage post-doctoral à Orsay	13
I.8.4	Mes premières activités de recherche à Toulouse	14
I.8.5	Mes activités de recherche sur l'interférométrie atomique	14
I.9	Encadrement	17
I.10	Publication dans des revues à comité de lecture	23
I.11	Articles dans des comptes-rendus de congrès	25
I.12	Activités de Vulgarisation	26
II	Interférométrie atomique	27
I	Les divers interféromètres atomiques et leurs applications	29
I.1	Introduction	29
I.2	Outils de manipulation cohérente des ondes de matière	30
I.2.1	Diffraction par des structures matérielles	30
I.2.2	Diffraction par des faisceaux lumineux	30
I.2.3	Autres processus de manipulation cohérente d'atomes	34
I.3	Brève revue des interféromètres atomiques	35
I.3.1	Généralités	35
I.3.2	Présentation rapide de quelques interféromètres atomiques	37
I.3.3	Interféromètres atomiques de Mach-Zehnder	39
I.4	Analyse théorique des interféromètres de Mach-Zehnder	44

I.4.1	Considérations générales: modèle élémentaire en ondes planes	44
I.4.2	Modèle tenant compte de la diffraction par les fentes de collimation	46
I.4.3	Effet de distances différentes entre réseaux consécutifs	47
I.4.4	Effet d'une faible rotation des réseaux dans leur plan	47
II	La diffraction de Bragg par laser: Approches théoriques	51
II.1	Introduction	51
II.2	Un atome en interaction avec une onde stationnaire laser	52
II.3	États de Bloch et diffraction atomique : résultats analytiques	53
II.4	Diffraction atomique du premier ordre : résultats numériques	55
II.5	Conclusion et Perspectives	57
III	L'interféromètre atomique de Toulouse	59
III.1	Dispositif expérimental	59
III.2	Résultats expérimentaux: La diffraction atomique	61
III.3	Résultats expérimentaux: Franges d'interférences atomiques	63
III.4	Conclusion	66
IV	Caractérisation de notre interféromètre	69
IV.1	Sélectivité de notre interféromètre atomique	69
IV.1.1	Principe de l'expérience	69
IV.1.2	Le montage expérimental	70
IV.1.3	Modélisation, résultats expérimentaux et analyse de ces résultats	71
IV.2	Mécanismes de décohérence	74
IV.3	Conclusion	77
V	Mesure absolue de la polarisabilité électrique du lithium	79
V.1	Définition de la polarisabilité	79
V.2	Méthodes expérimentales	80
V.2.1	Déflexion d'un jet par un gradient d'un champ électrostatique	81
V.2.2	Méthode "E-H gradient balance"	82
V.2.3	Méthode par temps de vol d'une fontaine atomique	84
V.2.4	Mesures par interférométrie atomique	84
V.3	Notre mesure de la polarisabilité électrique de lithium	86
V.3.1	Notre montage expérimentale	86
V.3.2	Résultats	88
V.4	Aspects théoriques de la polarisabilité électrique	91
V.4.1	Généralités sur la polarisabilité de l'atome de lithium	91
V.4.2	Corrections ultimes	93
V.4.3	Comparaison entre notre valeur et les meilleurs calculs	93
V.5	Perspectives	94
V.5.1	Réduire l'incertitude des mesures de la géométrie du condensateur	94
V.5.2	Calibration du condensateur avec un atome de référence	95
V.5.3	Rendre le jet plus monocinétique et mesurer très précisément sa vitesse	95
V.5.4	Compensation de la dispersion de phase par des déphasages en fonction du temps	95

V.5.5	Méthode "Aharonov–Casher"	97
V.5.6	Améliorations retenues pour une future mesure de la polarisabilité	98
VI	Indice de réfraction pour ondes de lithium	99
VI.1	Introduction	99
VI.1.1	Généralités sur l'indice de réfraction	99
VI.1.2	Premières mesures d'indice de réfraction pour les ondes atomiques	100
VI.1.3	Nos mesures d'indice de réfraction pour les ondes atomiques de lithium	100
VI.1.4	Contenu de ce chapitre	102
VI.2	Éléments théoriques	102
VI.2.1	Lien entre l'amplitude de diffusion en avant et l'indice de réfraction	102
VI.2.2	L'amplitude de diffusion vers l'avant: approche semi-classique	103
VI.2.3	L'indice de réfraction pour les cibles mobiles	105
VI.3	Nos mesures de l'indice de réfraction pour une onde de lithium	108
VI.3.1	Notre dispositif expérimental	108
VI.3.2	Calcul du signal interférométrique	109
VI.3.3	Résultats expérimentaux et comparaison avec les prédictions théoriques	109
VI.3.4	Conclusion et Perspectives	112
VII	Mesure de l'interaction atome–surface	115
VII.1	Quelques rappels théoriques sur l'interaction atome–surface	116
VII.2	Expériences avec des réseaux nanométriques	119
VII.2.1	Les réseaux nanométriques utilisés	119
VII.2.2	Expériences de diffraction par nanoréseau: équipe de J. P. Toennies	119
VII.2.3	Expériences de diffraction par nanoréseau: équipe de A. Cronin	121
VII.3	Notre mesure d'interaction atome–surface	122
VII.3.1	Dispositif expérimental	122
VII.3.2	Signaux expérimentaux et leur interprétation	123
VII.3.3	Calcul du déphasage induit par le nanoréseau	125
VII.3.4	Valeur de C_3 de l'interaction de Van der Waals lithium- SiN_x	129
VII.4	Sensibilité à la gravitation non-Newtonienne	130
VII.5	Conclusion	133
VIII	Perspectives	135
VIII.1	Mettre en évidence l'effet He–McKellar–Wilkins	137
VIII.1.1	Bref historique des phases topologiques	137
VIII.1.2	Proposition de M. Wilkens	139
VIII.1.3	Proposition de H. Wei <i>et al.</i>	139
VIII.1.4	Calcul élémentaire de l'effet HMW	140
VIII.1.5	Notre dispositif expérimental	141
VIII.2	Déphasage et décohérence avec une source lumineuse	143
VIII.2.1	Décohérence induite par laser	143
VIII.2.2	Mesure de la polarisabilité dynamique	144
VIII.2.3	Applications en projet avec notre interféromètre	145
VIII.3	Un interféromètre de deuxième génération	145

VIII.3.1	Création d'un banc d'interféromètre suspendu et stabilisé mécaniquement.	146
VIII.3.2	Une source d'atomes de lithium plus brillant et accordable	146
VIII.4	Optique atomique à large transfert de quantité de mouvement	147
VIII.4.1	Interféromètres de H. Müller et S. Chu en 2008	149
VIII.4.2	Interféromètre de F. Biraben <i>et al.</i> en 2009	149
VIII.4.3	Interféromètres de H. Müller et S. Chu (2009)	151
VIII.5	Neutralité de la matière	153
VIII.5.1	Nos propositions de dispositif expérimental	154
VIII.5.2	Une proposition de mesure de la neutralité électrique par l'équipe de M. Kasevich	157
VIII.6	Interactions atome–surface	158
VIII.6.1	Réflexion et diffraction d'atomes par une onde lumineuse évanescente lumineuses	159
VIII.6.2	Propositions de mesure de l'interaction atome–surface par interférométrie atomique	161
VIII.6.3	Discussion et perspectives	162
VIII.7	Perspectives à long terme de l'interférométrie atomique	164
IX	Travaux annexes	167
IX.1	Propriétés des jets supersoniques	167
IX.2	Application de l'interféromètre atomique à l'antihydrogène	168
IX.3	Développement d'un laser à milieu amplificateur solide	169
	Références	171
III	Annex: Publications sélectionnées	183

Part I
Curriculum Vitae

Matthias Büchner

Date et lieu de naissance: 20 mai, 1966 à Gadderbaum, près de Bielefeld (Allemagne)
Nationalité: Allemande
Situation de famille: Marié, trois enfants

Activité professionnelle : chargé de recherche CNRS (CR1)

Adresse professionnelle : IRSAMC-LCAR, Université de Toulouse UPS-CNRS, UMR 5589
118, Route de Narbonne
31062 Toulouse Cedex 9
France

Téléphone: (+33) (0)5 61 55 76 74

Adresse électronique: matthias.buchner@irsamc.ups-tlse.fr

Chapitre I

ÉTUDES ET CARRIÈRE PROFESSIONNELLE

depuis octobre 1996 : Chercheur au CNRS (chargé de recherche) au Laboratoire Collisions, Agrégats, Réactivité UMR 5589, Université de Toulouse UPS-CNRS, UMR 5589, Toulouse

janvier 2001 - décembre 2001 : Stage post-doctoral au Clarendon Laboratory, Oxford, Royaume-Uni, dans l'équipe de C. Foot, G. Summy et K. Burnett (mise à disposition par le CNRS)

juillet 1995 - septembre 1996 : Stage post-doctoral chez Dr. B. Bourguignon, Institut d'Électronique Fondamentale et Laboratoire de Photophysique Moléculaire, Université de Paris-Sud, Orsay (France); stage financé par une bourse de la Société de Secours des Amis des Sciences

Doctorat en Physique soutenance : 19 avril 1995

(mention: très honorable avec les félicitations du jury)

Études théoriques de la photoionisation, photodissociation et des processus annexes des adsorbats moléculaires sur des surfaces

Recherche effectuée sous la direction de Dr. G. Raseev et Dr. O. Atabek

au Laboratoire de Photophysique Moléculaire, Université de Paris-Sud, Orsay (France)

décembre 1994 - mai 1995 : ATER en Chimie à l'Université de Paris-Sud, Orsay

Diplôme en Physique (Diplomphysiker) sous la direction du Pr. Dr. U. Heinzmann

diplôme obtenu à l'université de Bielefeld (Allemagne) en janvier 1992

Étude théorique et expérimentale de la photoionisation angulairement résolue : Résultats rotationnellement résolus pour la molécule HI dans la région de l'autoionisation spin-orbite

I.1 Recherche

depuis 1998

Études expérimentales et théoriques en interférométrie et optique atomiques au Laboratoire Collisions, Agrégats, Réactivité, Université de Toulouse UPS-CNRS, UMR 5589, Toulouse

janvier 2001 - décembre 2001

Travail expérimental: piégeage et refroidissement d'atomes, Clarendon Laboratory, Oxford University, Oxford (Royaume-Uni)

oct. 1996 - décembre 1997

Spectroscopie moléculaire à très haute résolution, Etude de la stéréodynamique d'une réaction, Laboratoire Collisions, Agrégats, Réactivité Université de Toulouse UPS-CNRS, UMR 5589, Toulouse

juillet 1995 - septembre 1996

Adsorbats moléculaires sondés par génération de deuxième harmonique (SHG) et de somme de fréquences (SFG), travail expérimental effectué à l'Institut d'Electronique Fondamentale et au Laboratoire de Photophysique Moléculaire, Université Paris-Sud, Orsay (France)

novembre 1991 - juillet 1995

Études théoriques de la photoionisation, photodissociation et des processus annexes des adsorbats moléculaires sur des surfaces, Laboratoire de Photophysique Moléculaire, Université Paris-Sud, Orsay (France)

septembre 1989 - novembre 1991

Etude expérimentale et théorique de la photoionisation de HI en phase gazeuse., Lehrstuhl für Molekül- und Oberflächenphysik, Universität Bielefeld, Bielefeld (Allemagne)

I.2 Enseignement

Attaché Temporaire d'Enseignement et de Recherche (ATER):

décembre 1994 - mai 1995 : ATER en Chimie à l'Université de Paris-Sud, Orsay (France)

Monitorat:

- **avril 90 - juillet 1990** : employé comme Studentische Hilfskraft (moniteur) à l'Université de Bielefeld (Allemagne), semestre d'été 1990, (total: 96 heures)
- **nov. 1989 - décembre 1989** : employé comme Studentische Hilfskraft (moniteur) à l'Université de Bielefeld (Allemagne), semestre d'hiver 1989/90, (total: 128 heures)
- **avril 1989 - juillet 1989** : employé comme Studentische Hilfskraft (moniteur) à l'Université de Bielefeld (Allemagne), Ssemestre d'été 1989, (total: 96 heures)

I.3 Distinctions et Qualités

Boursier de la Société de Secours des Amis de Sciences (septembre 1995 - juillet 1996).

Boursier de la Communauté Européenne (novembre 1991 - octobre 1993)

programme SCIENCE N° ERBSCI*CT000577

Surface mediated photofragmentation dynamics. Theoretical approach to photoionisation, photodissociation and related processes

I.4 Activités administratives et responsabilités collectives

- 2009 : membre nommé de la commission ATER 30ième section à l'Université Paul Sabatier (Toulouse)
- Expert AERES : membre du Comité de Visite du Laboratoire Physique des Gaz et des Plasmas (novembre 2008)
- rapporteur (referee) pour les Journaux Scientifiques Chemical Physics Letters et Physical Review Letters
- Depuis octobre 2007 : membre élu du CNU (Conseil National des Universités), 30^{ime} section
- Depuis mai 2004 : membre élu du conseil du Laboratoire Collisions, Agrégats, Réactivité UMR5589
- mars 2005 - août 2008 : membre nommé de la Commission de Spécialistes 30ième section à l'Université Paul Sabatier (Toulouse), membre du bureau (assesseur)
- janvier 2005 - juillet 2008 : membre de la commission informatique du laboratoire
- 1999-2000 : membre nommé de la Commission des Spécialistes de la 30ième section
- 1998-1999 : membre nommé de la Commission des Spécialistes de la 30ième section
- 1998-2001 : membre élu du Conseil de l'IRSAMC (Institut de Recherche sur les Systèmes Atomiques et Moléculaires Complexes)
- 1998 - décembre 2001 : responsable des séminaires du Laboratoire Collisions, Agrégats, Réactivité

I.5 Conférences invitées

1. Oriented molecules: photodissociation and reaction

G. Bazalgette, M. Büchner, E. Audouard, R. White, M. Büchner and J. Vigué, Workshop: Stereodynamics of Chemical Reactions, Bielefeld (Allemagne), 1-5 décembre 1996

2. Oriented molecules: spectroscopy and dynamics

J. Vigué, G. Bazalgette, A. Durand, J.C. Loison, G. Tréneç, R. White, E. Audouard, M. Büchner, XVIIth Symposium of Molecular Beams, Orsay (France), 1-6 juin 1997

3. Photodissociation of oriented molecules

G. Bazalgette, M. Büchner, J.C. Loison, E. Audouard, R. White, G. Tréneç et J. Vigué, EWLAC97, European Workshop on Laser Applications in Chemistry, Barcelona (Espagne), 21-27 juin 1997

4. **Index of refraction of gases for atomic waves**
C. Champenois, P. Dupl a, E. Audouard, M. Büchner and J. Vigu 
 3rd European meeting of the molecular beam and dynamic group, Lunteren (Pays-Bas), 2-7 septembre 1998
5. **Oriented ICl molecules probed by photodissociation**
G. Bazalgette, G. Tr nec, E. Audouard, M. Büchner and J. Vigu , Colloque Franco-Taiwanais :
 dynamique molculaire, Orsay (France), 12-14 Octobre 1998
6. **Atomic Interferometry with lithium**
M. Büchner, C. Champenois, C. Boisseau, R. Delhuille, L. Jozefowski, C. Rizzo and J. Vigu 
 National meeting of the INFM, Catania (Italie), 14-18 juin 1999
7. **Principle and design of an atomic interferometer working with lithium atoms**
M. Büchner, C. Champenois, C. Boisseau, R. Delhuille, L. Jozefowski, C. Rizzo and J. Vigu 
 International workshop on ATOMIC INTERACTIONS IN LASER FIELDS, Nicolas Copernicus
 University, Torun (Pologne), 1-3 septembre 1999
8. **Nanolithographies par forces radiatives**
C. Mennerat-Robilliard, R. Mathevet, M. Büchner, J. Vigu  and J. Weiner
 Atelier: Surfaces and Interfaces, Porquerolles (France), 27 septembre - 1 octobre 1999
9. **Some theoretical and experimental aspects of three-grating Mach-Zehnder atom interferometers**
R. Delhuille, C. Champenois, M. Büchner, L. Jozefowski, Th. Lahaye, R. Mathevet, C. Robilliard, A. Miffre, C. Rizzo, G. Tr nec and J. Vigu , 6th Atom Optics and Interferometry Workshop,
 Cargese (France), juillet 2000
10. **Atom interferometry: principles and applications to fundamental physics**
R. Delhuille, C. Champenois, M. Büchner, R. Mathevet, C. Rizzo, C. Robilliard and J. Vigu , in
 Quantum Electrodynamics and the Physics of the Vacuum, QED 2000, Trieste (Italie), 5-11 octobre
 2000
11. **Interférométrie atomique sur un jet atomique de lithium**
M. Büchner, C. Champenois, R. Delhuille, A. Miffre, L. Jozefowski, C. Rizzo, G. Tr nec and J. Vigué, Journées du GDR GREX 2001, Grasse (France), 9-11 octobre 2001
12. **Exploring chaos with cold atoms**
M. D'Arcy, R. Godun, M. Büchner, D. Cassettari, G. Summy and K. Burnett, Houses of Parliament,
 London (Royaume-Uni), 19 mars 2001
13. **Interférométrie atomique sur un jet atomique de lithium** *M. Büchner, C. Champenois, R. Delhuille, A. Miffre, L. Jozefowski, C. Rizzo, G. Tr nec and J. Vigué*, Réunion du GDR GREX, Grasse (France), 9-11 octobre 2001
14. **First experiments with a Mach-Zehnder atom interferometer**
R. Delhuille, A. Miffre, L. Jozefowski, B. Viaris de Lesegno, M. Büchner, C. Rizzo, G. Tr nec and J. Vigué, Colloque PAAT 2002, Cracovie (Pologne), 31 mai - 2 juin 2002
15. **Interférométrie avec l'atome de Lithium**
R. Delhuille, A. Miffre, B. Viaris de Lesegno, M. Büchner, C. Rizzo, G. Tr nec and J. Vigué, PAMO
 2002, Bourges, 1-4 juillet 2002

16. **Atom interferometry on a thermal lithium beam**
A. Miffre, R. Delhuille, M. Büchner, C. Robilliard, C. Rizzo, G. Tréneç and J. Vigué, Symposium " Cold atoms and quantum information ", Collège de France, 7 février 2003
17. **Atom interferometry**
A. Miffre, M. Jacquey, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué, ECAMP/PAMO, Rennes (France), 6-10 juillet 2004
18. **Interférences atomiques de contraste élevé avec le lithium aux énergies thermiques**
A. Miffre, M. Jacquey, M. Büchner, G. Tréneç et J. Vigué, Journées du GREX 2004, Nice (France), 27-29 octobre 2004
19. **Atom Interferometry with thermal Lithium**
M. Büchner, A. Miffre, M. Jacquey et J. Vigué, Europeen workshop: Quantum Mechanics for SPACE Workshop, Chatillon (France), 30 mars 30 - 1 avril, 2005
20. **Interférométrie atomique avec le lithium aux énergies thermiques**
M. Büchner, A. Miffre, M. Jacquey, G. Tréneç et J. Vigué, Congrès Général de la Société Française de Physique et de Belgian Physical Society, Lille (France), 29 août - 2 septembre 2005
21. **Interférométrie atomique avec le lithium**
A. Miffre, M. Jacquey, M. Büchner, G. Tréneç et J. Vigué, COLOQ9, Dijon (France), 7-9 Septembre 2005
22. **Phase noise due to vibrations in Mach-Zehnder atom interferometers**
M. Jacquey, A. Miffre, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué, SIGRAV meeting, Florence (Italie), 27 septembre - 1^{er} octobre 2006
23. **Atom interferometry**
M. Jacquey, A. Miffre, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué, Fascination for Lasers Molecules and Clusters, meeting en l'honneur de L. Wöste et M. Broyer, Berlin (Allemagne), 6-8 octobre 2006
24. **Atom interferometry with lithium atoms at thermal energy**
M. Jacquey, A. Miffre, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué, ESF exploratory workshop: Coherence, decoherence & entanglement of non-degenerated massive quantum systems, Universität Wien & Erwin Schrödinger Institute of Mathematical Physics, Vienne (Autriche), 5-7 octobre 2007
25. **Atom interferometry with separated paths**
S. Lepoutre, G. Dolfo, H. Jelassi, G. Tréneç, M. Büchner and J. Vigué, International meeting "Gravitational Waves Detection with Atom Interferometers", at Galileo Galilei Institute for Theoretical Physics in Arcetri, Firenze (Italie), 23-24 février 2009
26. **Dispersive atom interferometry phase shifts due to atom-surface interactions**
S. Lepoutre, H. Jelassi, M. Büchner, G. Tréneç, J. Vigué, V.P.A. Lonij et A.D. Cronin, GRANIT-workshop, Les Houches, 14-19 Février 2010
27. **Mesure par interférométrie atomique de l'interaction atome-surface**
S. Lepoutre, H. Jelassi, G. Tréneç, J. Vigué, V.P.A. Lonij et A.D. Cronin Congrès Général de la SFP, Ecole Polytechnique, Palaiseau (France), 6-10 juillet 2009

28. **New applications for nano-gratings**

A.D. Cronin, V.P.A. Lonij, W.F. Holmgren, C. Klauss, S. Lepoutre, H. Jelassi, G. Trenec, M. Büchner, et J. Vigue, Frontiers on Matter Wave Optics, Conference: Crete, April 6-11 2010

29. **Detection of the He-McKellar-Wilkens phase shift by atom interferometry**

S. Lepoutre, H. Jelassi, G. Trenec, M. Büchner, and J. Vigue, Frontiers on Matter Wave Optics, Conference: Crete, April 6-11 2010

I.6 Collaborations nationales et internationales

depuis 2006: **Atom Interferometry**

coll. franco-italienne, partenaire: équipe du professeur Guglielmo Tino, LENS et Université de Florence (Italie)

Le professeur G. Tino a passé un mois comme professeur invité à l'Université Paul Sabatier en 2006.

depuis 2006: **Mesure interférométrique de l'interaction atome-surface**

coll. franco-américaine, partenaire: équipe du professeur A. Cronin, University of Arizona, Tuscon, Arizona (Etats-Unis)

Le professeur A. Cronin a séjourné trois fois dans notre équipe, en 2006 (3 jours), en 2007 (10 jours accompagné de son doctorant V.P.A. Lonij) et en 2009 où il a été maître de Conférence invité à l'Université Paul Sabatier durant le mois de juin 2009. Nous avons déjà publié deux articles ensemble.

depuis 2005: **Optique atomique quantique**

collaboration entre trois laboratoires et deux partenaires industriels. Cette collaboration est financée par l'Action Inter-Régionale des Régions MIDI-PYRENEES et PROVENCE-ALPES-CÔTE D'AZUR . Les membres de cette collaboration sont :

- LCAR-Laboratoire Collisions, Agrégats, Réactivité Université Paul Sabatier Toulouse III et CNRS UMR 5589, responsable J. Vigué : *Interféromètre Atomique*
- PIIM-Physique des Interactions Ioniques et Moléculaires UMR6633 CNRS-UAM1, Université de Provence, responsable F. Vedel : *Piégeage d'ions*
- INLN- Institut Non Linéaire de Nice, UMR 6618 responsables R. Kaiser et Ch. Miniatura : Condensation de Bose-Einstein
- CILAS- Marseille, ZI Saint-Mitre, avenue de la Roche Fourcade, 13400 Aubagne
- AGEODAGIS SARL, 16, rue d'Auriac, 31310 Rieux Volvestre

2001-2004: **Interférométrie atomique, développement d'un test sensible de la neutralité électrique des atomes**

collaboration franco-allemande: PROCOPE 2001-2004 partenaire: équipe du Professeur J.P. Toennies, Max Planck Institut für Strömungsforschung, Göttingen (Allemagne)

Ce projet portait sur le développement d'un test original et sensible de la neutralité de la matière par interférométrie atomique. L'interféromètre atomique développé par l'équipe du professeur J.P. Toennies utilisait l'atome d'hélium dans son état fondamental et cet atome est très peu polarisable. Nous pensions que cet appareil était un très bon choix pour tester cette nouvelle méthode, car la polarisabilité électrique couplée à des asymétries du montage risquait de réduire la sensibilité. Nous avons

échangé des visites et une doctorante de notre équipe, M. Jacquy, a effectué deux séjours d'une durée totale voisine de 8 semaines à Göttingen. A cause de problèmes techniques, l'interféromètre atomique de Göttingen n'a pas pu fonctionner à ce moment là. Le projet a été abandonné, sans résultats. L'interféromètre atomique de Göttingen a été démonté et le professeur Toennies est maintenant à la retraite.

1989–1991:

coll. franco-allemande, financée par la CEE: 1998–1991, *Spin polarisation of molecular adsorbates* (SCI*0192-C (EDB))

partenaires:

- G. Raseev, H. Lefevre-Brion, Laboratoire de Photophysique Moléculaire, Université Paris-Sud, Orsay (France) et N.A. Cherepkov (St. Petersburg)
- l'équipe de Prof. U. Heinzmann, Lehrstuhl für Molekül- und Oberflächenphysik, Universität Bielefeld (Allemagne)

Dans le cadre de ce projet, j'ai effectué des séjours de plusieurs semaines à Orsay pour travailler sur la partie théorique de ma thèse de diplôme (Diplomarbeit), portant sur la **Photoionisation angulairement résolue de la molécule HI dans la région de l'autoionisation spin-orbite**

I.7 Activités pédagogiques

Monitorat:

Pendant la période 17/4/89 – 15/7/90, à Bielefeld (Allemagne), j'ai enseigné à un groupe d'étudiants des deux premières années (avant le "Vordiplom") en les aidant à résoudre des exercices illustrant le cours magistral (travaux dirigés) et le cas échéant en leur expliquant le contenu de ce cours. Ensuite, j'ai surveillé les travaux pratiques faits par les étudiants. Il s'agissait d'expériences d'une durée d'une demi-journée donnant lieu à un court rapport résumant la théorie et les résultats expérimentaux. Les expériences ont concerné la physique nucléaire, l'électrodynamique classique et des phénomènes de mécanique classique.

ATER : 1/12/94–31/5/95

En qualité d'ATER, j'ai assuré à l'Université de Paris XI (Orsay) des travaux dirigés de première année de DEUG ainsi que des travaux pratiques de maîtrise de Chimie–Physique, sur les thèmes suivants : thermodynamique, cristaux ioniques, mécanique quantique fondamentale, classification périodique, orbitales moléculaires, hybridation et mésomérie.

Les travaux pratiques ont porté sur l'étude par photolyse laser nanoseconde d'un phototransfert d'électrons en utilisant un spectrophotomètre, un spectrofluorimètre et un laser Nd:YAG dans le régime nanoseconde. Le but principal a été l'utilisation des résultats expérimentaux dans un calcul de rendement quantique de séparation de charges entre un complexe contenant le ruthénium et l'azote et un accepteur d'électron.

I.8 Activité de Recherche

Depuis mes études, mes activités de recherche sont très variées, par la nature expérimentale ou théorique des travaux et par les thèmes abordés. Dans un premier temps, ces activités étaient centrées sur la spectroscopie en phase gazeuse puis sur celle des absorbats moléculaires et sur l'étude des réactions chimiques. A partir de 1998, j'ai travaillé à la construction et à l'optimisation d'un interféromètre atomique utilisant la manipulation des atomes par forces radiatives et à l'application de cet interféromètre atomique à des mesures de précision.

I.8.1 Ma thèse de Diplôme à Bielefeld

A la fin de mes études de Physique à l'Université de Bielefeld en Allemagne, j'ai effectué une thèse de diplôme sous la responsabilité du professeur U. Heinzmann en collaboration avec G. Raseev et H. Lefevbre–Brion du Laboratoire de photophysique Moléculaire (1989-1991). Il s'agissait d'un travail mi-expérimental mi-théorique sur la photoionisation dans la région d'autoionisation spin-orbite rotationnellement résolue de la molécule HI en phase gazeuse.

L'appareil expérimental à l'Université de Bielefeld permettait de mesurer la distribution angulaire des photoélectrons et aussi leur polarisation de spin angulairement résolue. Nous avons utilisé un rayonnement dans l'UV du vide pour exciter la molécule de HI dans la région d'autoionisation spin-orbite. Le dispositif expérimental était capable de résoudre la rotation de HI dans le processus d'excitation et étudier ainsi l'effet Fano rotationnellement résolu.

La structure moléculaire, la rotation et la vibration, les diverses interactions en jeu (spin-orbite, la présence d'un continuum, ...) et les capacités du dispositif expérimental, notamment la résolution de la polarisation des photoélectrons nécessitaient une étroite collaboration avec des théoriciens pour interpréter

les spectres expérimentaux et pour guider de nouvelles expériences. J'ai travaillé sur les deux aspects, en effectuant des expériences à Bielefeld et en interprétant les résultats existants et en calculant des spectres pour planifier de nouvelles expériences.

I.8.2 Ma thèse au Laboratoire de Photophysique Moléculaire à Orsay

Après ma thèse de diplôme, j'ai décidé de changer complètement de domaine de recherche et de lieu de travail. Fin 1991, j'ai commencé une thèse de doctorat au Laboratoire de Photophysique Moléculaire à l'Université de Paris-Sud (Orsay) sous la responsabilité de G. Raseev et O. Atabek. Le domaine de recherche était centré sur la photofragmentation des adsorbats moléculaires, en particulier sur la photoionisation, la photodésorption et des processus annexes. J'ai choisi de faire ce changement radical de thématique, motivé par le souhait de travailler dans un domaine de recherche très actif, toujours de nature fondamentale, mais néanmoins plus proche d'applications comme la catalyse. Ce travail a bénéficié d'un support de la Communauté Européenne dans le cadre du projet "SCIENCE" (ARBSCI*CT000S77) et s'est terminé par la soutenance de ma thèse.

Comparé à la phase gazeuse, la présence de la surface implique des changements importants : tous les degrés de liberté, électroniques et nucléaires, de la molécule sont concernés. Les liaisons électroniques sont modifiées, faiblement pour des molécules physisorbées, et plus fortement par des molécules chimisorbées. Les modes impliquant les noyaux comme la rotation sont fortement modifiés par la présence de la surface mais aussi par celles des molécules voisines adsorbées. La surface change aussi la dynamique de la photofragmentation et, pour la photoionisation, le photoélectron peut soit être émis directement vers le détecteur soit être réfléchi par la surface, ce qui donne lieu à des effets d'interférence. Pour la photodésorption dans un régime non-thermique, la molécule est d'abord excitée électroniquement, puis la désexcitation transfère une partie de l'énergie électronique dans un mode nucléaire et particulièrement dans le mode associé à la désorption. Dans ma thèse j'ai étudié ces divers effets à l'exception des effets impliquant un changement de liaisons électroniques. J'ai soutenu ma thèse avril 1995.

I.8.3 Mon stage post-doctoral au Laboratoire de Photophysique Moléculaire et à l'Institut d'Electronique fondamentale à Orsay

A la fin de ma thèse, j'ai décidé de reprendre une activité expérimentale dans un domaine de recherche voisin de celui de ma thèse. A l'aide d'une bourse post-doctorale de la Société de Secours des Amis de Sciences, j'ai rejoint l'équipe de B. Bourguignon au Laboratoire de Photophysique Moléculaire et à l'Institut d'Électronique fondamentale à Orsay. Cette équipe travaillait sur la caractérisation des sites d'adsorbats moléculaires sur des surfaces métalliques.

Nous avons utilisé diverses techniques: l'absorption infrarouge (IRAS), la génération du second harmonique laser (SHG) et la somme de fréquences laser (SFG) pour sonder le déplacement de fréquence de la vibration interne d'un adsorbat avec l'environnement. Pendant mon stage post-doctoral, un travail annexe a été effectué en collaboration avec l'équipe de C. Henri à Marseille : le nettoyage d'une surface de MgO couverte d'agrégats de platine par laser excimère.

I.8.4 Mes premières activités de recherche à Toulouse : spectroscopie de ICl à très haute résolution et étude de la stéréodynamique de collisions réactives

Le 1^{er} octobre 1996, j'ai commencé à travailler comme chargé de Recherche de 2^{me} classe au Laboratoire Collisions, Agrégats, Réactivité UMR 5589 à l'Université Paul Sabatier (Toulouse) sous la direction de Jacques Vigué. Dans un premier temps, j'ai travaillé sur la spectroscopie de la molécule ICl à très haute résolution et sur l'étude de la stéréodynamique des collisions réactives F + ICl orientée.

Nous nous sommes intéressés à la spectroscopie par absorption saturée à très haute résolution de la molécule ICl. Cette technique permet de résoudre la structure hyperfine dues aux spins nucléaires des noyaux d'iode et de chlore. L'intérêt de ces mesures est double : d'une part, ces mesures donnent un accès indirect mais très sensible au caractère plus ou moins polaire de la liaison chimique et, d'autre part, ces raies très fines pouvaient servir d'étalons secondaires de fréquence dans la zone spectrale entre 600 et 700 nm environ.

Quand je suis arrivé à Toulouse, une expérience de stéréodynamique des collisions réactives ICl + F \rightarrow IF + Cl était en cours de montage mais elle n'a pas pu être réalisée. Le principe était d'orienter la molécule ICl par un champ électrostatique intense, ce qui est possible si le jet moléculaire produit par expansion supersonique est rotationnellement très froid.

Pour préparer cette expérience, des mesures d'orientation par champ électrostatique sur un jet moléculaire ICl ont été réalisées avant mon arrivée, et l'orientation produite avait été mesurée par une expérience de photodissociation. J'ai participé à l'analyse détaillée de cette expérience.

Nous avons également fait un travail théorique d'analyse de la collision entre une molécule orientée et un atome. Il est important de savoir comment se fait le passage entre la phase de préparation de la molécule orientée et la phase de la collision proprement dite. L'interaction entre l'atome et la molécule pourrait modifier l'orientation de l'axe moléculaire car, aux petites distances, cette interaction domine largement l'interaction dipolaire de la molécule avec le champ électrique appliqué. Nous avons étudié cette question sur une base assez générale, puis nous avons illustré ces calculs par l'exemple de la collision K+ICl étudié expérimentalement par Möller et Loesch à l'Université de Bielefeld (Allemagne).

Nous avons commencé la mise en marche de notre expérience de stéréodynamique. Il restait à produire la collision réactive et à détecter le produit IF par fluorescence induite par laser et nous avons eu des problèmes avec le vieux laser à krypton ionisé nécessaire pour pomper le laser à colorants utilisé pour détecter la molécule IF. En 1997, nous avons décidé d'arrêter cette expérience pour concentrer nos efforts sur la construction d'une nouvelle expérience d'interférométrie atomique.

Dans ce manuscrit, je ne détaillerai pas ces activités antérieures, mais je me concentrerai sur mon sujet actuel de recherche, l'interférométrie atomique, sujet sur lequel je travaille exclusivement depuis 1998.

I.8.5 Mes activités de recherche sur l'interférométrie atomique

Depuis 1998, mon activité de recherche se concentre sur l'interférométrie atomique et ses applications à des mesures de très haute précision. Durant l'année 2000, j'ai bénéficié d'une mise à disposition du CNRS pour me familiariser avec les techniques du piégeage et du refroidissement des atomes et j'ai passé cette année dans l'équipe de C. Foot, G. Summy et K. Burnett au Clarendon Laboratory à Oxford (Royaume-Uni).

Depuis 11 ans, mon activité de recherche est donc centrée sur l'interférométrie atomique. Nous avons construit un interféromètre atomique de Mach-Zehnder. Comme son homologue optique, l'intérêt d'un tel instrument est son extrême sensibilité de mesure qui permet de détecter de très faibles interactions

de l'onde atomique avec son environnement. Pour effectuer une telle mesure, il faut introduire une perturbation sur un seul des deux faisceaux atomiques formant les deux bras de l'interféromètre et on peut alors mesurer les effets de la perturbation (qui sont un déphasage et une atténuation de l'onde atomique qui la traverse) sur le signal de franges d'interférences atomiques.

Notre interféromètre atomique est l'homologue d'un interféromètre optique de type Mach-Zehnder. Il fonctionne avec l'atome de lithium aux énergies thermiques. Nous avons utilisé la diffraction par des réseaux de phase pour jouer le rôle des lames séparatrices et des miroirs de l'interféromètre. Ces réseaux de phase sont réalisés par des ondes stationnaires laser dont la longueur d'onde est choisie très proche de la première raie de résonance optique du lithium à 671 nm et la diffraction par ces réseaux est dans le régime de Bragg. Dans ce régime, chaque réseau ne produit qu'un seul faisceau diffracté en plus du faisceau direct et l'on peut régler leurs intensités relatives en jouant sur la densité de puissance laser : ce sont les conditions idéales pour créer un interféromètre ayant une forte transmission et produisant des franges avec une excellente visibilité.

Dans nos conditions expérimentales habituelles, les atomes de lithium ont une vitesse moyenne voisine de 1070 m/s ce qui correspond à une longueur d'onde de Broglie 54 pm et un angle de diffraction au premier ordre de seulement 160 microradians. Pour séparer les faisceaux atomiques formant les bras de l'interféromètre, la distance entre ondes stationnaires consécutives doit être grande et nous avons choisi une distance égale à 0.6 mètre. Avec une telle distance la distance maximale entre les deux bras de l'interféromètre est égale à 100 micromètres quand nous utilisons la diffraction au premier ordre et elle atteint 300 micromètres avec la diffraction du troisième ordre. Le développement et la caractérisation de notre appareil ont donné lieu à plusieurs publications de nature expérimentale mais aussi théorique.

Nous avons appliqué notre interféromètre atomique à des mesures spécifiques aux interféromètres à bras séparés. Avant nous, une seule équipe, celle de D.E. Pritchard au MIT, avait pratiqué de telles mesures avec son interféromètre atomique fonctionnant avec l'atome de sodium. Nous avons réalisé les mesures suivantes :

- la mesure très précise de la polarisabilité électrique statique de l'atome de lithium dans son état fondamental. En introduisant une électrode mince entre les deux bras de l'interféromètre, nous avons pu séparer spatialement les deux faisceaux atomiques et appliquer un champ électrique sur un seul des deux bras. L'interaction de l'atome avec ce champ étant très petite devant l'énergie cinétique de l'atome, le seul effet de cette interaction est de déphaser l'onde atomique. Nous avons mesuré ce déphasage avec précision. Avec une connaissance précise de la géométrie du champ électrique et de la vitesse atomique, nous avons pu mesurer la polarisabilité électrique statique de l'atome de lithium et réduire l'incertitude sur sa valeur d'un facteur trois par rapport à la meilleure mesure précédente.
- l'indice de réfraction de plusieurs gaz rares pour les ondes atomiques de lithium. L'interféromètre atomique est le seul instrument qui peut mesurer la partie imaginaire et réelle de l'indice de réfraction. Il faut aussi séparer les bras par une feuille mince et on peut alors introduire une faible pression de gaz sur un seul faisceau atomique. On mesure sur le signal interférométrique l'atténuation et le déphasage de l'onde atomique qui a traversé le gaz. En changeant la vitesse de lithium nous avons pu mettre en évidence un effet d'oscillation de gloire prévue par la théorie de l'indice de réfraction. Nous avons aussi vérifié que nos mesures de la partie imaginaire de cet indice sont en excellent accord les mesures de la section efficace totale de collision du lithium sur le gaz.
- plus récemment, nous avons étudié l'interaction de Van der Waals entre l'atome de lithium et une surface. Pour cette étude, nous avons collaboré avec l'équipe de A. Cronin à Tucson, Université d'Arizona (États-Unis) et les mesures ont été effectuées avec notre interféromètre. Un nanoréseau

matériel de pas de égal à 100 nm, avec des fentes de 53 nm de large et une épaisseur de 110 nm est introduit sur un des bras de l'interféromètre. Ce réseau atténue et déphase l'onde transmise dans l'ordre 0 (le faisceau direct) ce qui se traduit par une réduction du flux transmis par l'interféromètre, une perte de visibilité et un déphasage des franges d'interférence. Le déphasage est induit par l'interaction des atomes avec la surface du nanoréseau. Ces études permettent de mesurer le coefficient de l'interaction van der Waals avec précision. Nous avons constaté une dépendance inhabituelle du déphasage en fonction de la vitesse atomique, ce qui s'explique par le fait que la zone de distance atome-surface, qui domine dans le calcul du déphasage, dépend de la vitesse. Les déphasages mesurés nous ont permis de donner aussi des limites pour une éventuelle violation à courte portée de la loi Newtonienne de la gravitation : ces limites sont comparables aux valeurs présentes de la littérature. Ces résultats montrent le potentiel d'un interféromètre atomique pour ce type de mesure.

Je ne décrirai pas mes projets dans ce chapitre introductif. Il suffit de dire ici que ces projets sont toujours centrés sur l'interférométrie atomique, avec le développement d'un interféromètre plus performant et avec des mesures originales, toujours spécifiques aux interféromètres à bras séparés.

I.9 Encadrement

Thèses

J'ai contribué à l'encadrement de 5 doctorants qui ont déjà soutenu leur thèse et à celui de 2 thèses en cours actuellement. Grégory Balzagette travaillait sur l'orientation de la molécule ICl avant mon arrivée à Toulouse et j'ai participé à l'encadrement de la fin de sa thèse sur la spectroscopie de très haute résolution de ICl. Les autres doctorants ont tous travaillé sur le projet *Interférométrie Atomique* de notre équipe. Pour les 5 doctorants qui ont soutenu leur thèse à l'Université Paul-Sabatier à Toulouse, j'ai participé comme membre du jury à la soutenance, à l'exception de celle de Grégory Balzagette.

- Steven LEPOUTRE : en thèse depuis septembre 2007, directeur de thèse J. Vigué; j'estime ma contribution à son encadrement à environ 50%

Interférométrie Atomique: application à des mesures de précision et à l'étude d'effets fondamentaux

Publications que j'ai co-signées avec ce doctorant :

- " Index of refraction of gases for matter waves: effect of the motion of the gas particles on the calculation of the index ", Phys. Rev. A. **77**, 013621 (2008)
- "Dispersive atom interferometry phase shifts due to atom-surface interactions", Europhys. Lett., **88**, 20002(2009)
- Gilles DOLFO : en thèse depuis novembre 2006, directeur de thèse J. Vigué; j'estime ma contribution à son encadrement à environ 50%

Développement d'un interféromètre atomique isolé des vibrations du laboratoire

G. Dolfo est professeur agrégé et il travaille à temps partiel dans notre équipe.

- Marion JACQUEY : 2003-2006, soutenance le 4 décembre 2006; directeur de thèse J. Vigué; j'estime ma contribution à son encadrement à environ 50%

Expériences d'interférométrie atomique avec l'atome de lithium

M. Jacquy est restée dans notre équipe jusqu'en juin 2007 grâce à un poste d'ATER à l'université Paul Sabatier. Puis, elle a effectué un stage postdoctoral au LENS à Florence (Italie) sous la direction du professeur G. Tino. En 2008, M. Jacquy a été nommé maître de conférence à l'université Paris-Sud à Orsay et elle travaille dans l'équipe de N. Picqué au laboratoire de Photophysique Moléculaire.

Publications que j'ai co-signées avec cette doctorante :

- " Anomalous cooling of the parallel velocity in seeded beams ", Phys. Rev. A **70**, 030701(R) (2004)
- " Lithium atom interferometer using laser diffraction: description and experiments ", Eur. Phys. J. D **33**, 99-112 (2005)
- " Parallel temperatures in supersonic beams: Ultra-cooling of light atoms seeded in a heavier carrier gas ", J. Chem. Phys. **122**, 094308 (2005)
- " Atom interferometry " , Comments on Atomic, Molecular and Optical Physics, Physica Scripta **74**, C15-23 (2006)
- " Atom interferometry measurement of the electric polarizability of lithium ", Eur. Phys. J. D **38**, 353-365 (2006)

- " Measurement of the electric polarizability of lithium by atom interferometry ", Phys. Rev A **73**, 011603(R) (2006)
 - " Vibration induced phase noise in Mach-Zehnder atom interferometers ", Appl Phys. B -Lasers and Optics **84**, 617-625 (2006)
 - " Phase noise due to vibrations in Mach-Zehnder atom interferometers ", Europhys. Lett. **75**, 688-694 (2006)
 - " Test of the isotopic and velocity selectivity of a lithium atom interferometer by magnetic dephasing ", Euro. Phys. Lett. **77**, 20007-20012 (2007)
 - " First measurements of the index of refraction of gases for lithium atomic waves ", Phys. Rev. Lett. **98**, 240405 (2007)
 - " Index of refraction of gases for matter waves: effect of the motion of the gas particles on the calculation of the index ", Phys. Rev. A. **77**, 013621 (2008)
 - " Dispersion compensation in atom interferometry by a Sagnac phase ", Phys. Rev. A. **78**, 013638 (2008)
- Alain MIFFRE : 2001-2005, soutenance le 23 juin 2005; directeur de thèse J. Vigué, co-directeur C. Rizzo; j'estime ma contribution à son encadrement à environ 50%

Expériences d'interférométrie atomique avec l'atome de lithium : Mesure de précision de la polarisabilité électrique

Après un stage post-doctoral comme ATER en 2005-2006 dans le groupe de F. Vedel au Laboratoire Physique des Interactions Ioniques et Moléculaires (UMR 6633) Université de Provence, Marseille, A. Miffre a été nommé Maître de Conférence au LASIM (UMR 5579) à l'Université Claude Bernard à Lyon.

- " The three-grating Mach-Zehnder optical interferometer : a tutorial approach using particle optics ", European Journal of Physics, **23**, 623-635 (2002)
- " Diffraction phases in atom interferometers ", Phys. Rev. A **68**, 013607 (2003)
- " Anomalous cooling of the parallel velocity in seeded beams ", Phys. Rev. A **70**, 030701(R) (2004)
- " Lithium atom interferometer using laser diffraction: description and experiments ", Eur. Phys. J. D **33**, 99-112 (2005)
- " Parallel temperatures in supersonic beams: Ultra-cooling of light atoms seeded in a heavier carrier gas ", J. Chem. Phys. **122**, 094308 (2005)
- " Atom interferometry ", Comments on Atomic, Molecular and Optical Physics, Physica Scripta **74**, C15-23 (2006)
- " Atom interferometry measurement of the electric polarizability of lithium ", Eur. Phys. J. D **38**, 353-365 (2006)
- " Measurement of the electric polarizability of lithium by atom interferometry ", Phys. Rev A **73**, 011603(R) (2006)
- " Vibration induced phase noise in Mach-Zehnder atom interferometers ", Appl Phys. B-Lasers and Optics **84**, 617-625 (2006)
- " Phase noise due to vibrations in Mach-Zehnder atom interferometers ", Europhys. Lett. **75**, 688-694 (2006)
- " Test of the isotopic and velocity selectivity of a lithium atom interferometer by magnetic dephasing ", Euro. Phys. Lett. **77**, 20007-20012 (2007)

- " Dispersion compensation in atom interferometry by a Sagnac phase ", Phys. Rev. A. **78**, 013638 (2008)
- Rémi DELHUILLE : 1999-2002, soutenance le 16 décembre 2002; directeur de thèse C. Rizzo et co-directeur M. Büchner; j'estime ma contribution à son encadrement à environ 50%
Interférométrie avec l'atome de Lithium: Réalisation d'un interféromètre présentant un contraste et un flux élevés en vue de mesures de précision.
 Après un séjour post-doctoral de 2 ans à Ludwig-Maximilians Universität München chez le professeur T.W. Hänsch, Rémi DELHUILLE a arrêté sa carrière dans la recherche scientifique.
 Publications que j'ai co-signées avec ce doctorant :
 - " Optimization of a Langmuir-Taylor detector for lithium ", Rev. Scient. Instrum. **73**, 2249-2258 (2002)
 - " High contrast Mach-Zehnder lithium atom interferometer in the Bragg regime ", Appl. Phys. B **74**, 489-493 (2002)
 - " Diffraction phases in atom interferometers ", Phys. Rev. A **68**, 013607 (2003)
- Caroline CHAMPENOIS : 1996-1999, soutenance le 17 décembre 1999; directeur de thèse J. Vigué; j'estime ma contribution à son encadrement à environ 25% sur la période 1998-1999
Interférométrie avec l'atome de Lithium : Analyse théorique et construction d'un interféromètre, application
 C. Champenois est actuellement Chargée de Recherche au Laboratoire Physique des Interactions Ioniques et Moléculaires (UMR 6633) Université de Provence, Marseille
 Publications que j'ai co-signées avec cette doctorante :
 - " Fringe contrast in three grating Mach Zehnder atomic interferometer ", Euro. Phys. Journal D **5**, 363-374 (1999)
 - " Atomic diffraction by a laser standing wave : analysis using Bloch states ", Euro. Phys. Journal D **13**(2), 271-278 (2001)
 - " Diffraction phases in atom interferometers ", Phys. Rev. A **68**, 013607 (2003)
 - " Index of refraction of gases for matter waves: effect of the motion of the gas particles on the calculation of the index ", Phys. Rev. A. **77**, 013621 (2008)
- Grégory BAZALGETTE-COURRÈGES-LACOSTE : soutenance le 15 Décembre 1997; directeur de thèse J. Vigué; j'estime ma contribution à son encadrement à environ 25%
Spectroscopie de très haute résolution de ICl. Photodissociation et collision de la molécule de ICl orienté
 Après avoir été post-doc à Amsterdam dans le groupe de S. Stolte à l'université libre d'Amsterdam, G. Bazalgette a travaillé plusieurs années comme chercheur au TNO Institute of Applied Physics - Delft University et il est actuellement à l'ESA où il travaille comme " Optical Instrument Engineer, Optical Instruments Section (EOP/PIO) ESA/ESTEC", toujours aux Pays-Bas.
 Publications que j'ai co-signées avec ce doctorant :
 - " Photodissociation of ICl molecules oriented by an intense electric field : experiments and theoretical analysis ", J. Phys. Chem. A **102**, 1098-1105 (1998)
 - " Saturation spectroscopy of the A-X transition of ICl molecule " Euro. Phys. Journal D **6**, 193-200

Stages de DEA/Master II

J'ai encadré sept stagiaires de DEA/Master II. Un stagiaire (O. Gerardin) a fait sa thèse à l'université de Brest, un autre (N. Felix) est allé enseigner comme professeur agrégé dans l'enseignement secondaire. Notre dernier stagiaire, P.-E. Dupouy, ingénieur INSA, a souhaité faire une carrière d'ingénieur dans le secteur privé, les autres ont effectué leur thèse au sein de notre équipe. Le stagiaire de 2007, S. Lepoutre, a obtenu une bourse de thèse BDI CNRS/région Midi-Pyrénées pour effectuer une thèse dans notre équipe.

- Nicolas Heim : février – juin 2010, stagiaire Master II "Nanoscience, Nanocomposant, Nanomesure"
Interférométrie atomique
- Paul-Edouard DUPOUY : février – juin 2009, stagiaire ingénieur INSA (Toulouse)
Interférométrie optique
- Steven LEPOUTRE : mars – juin 2007, stagiaire Master II "Physique de la Matière" (Toulouse)
Interférométrie atomique
- Nicolas FELIX : avril – juin 2006, stagiaire Master II "Physique de la Matière" (Toulouse)
Interférométrie atomique: Application à des mesures de l'indice de refraction de gaz rares pour les ondes atomique de lithium
- Marion JACQUEY : avril – juin 2003, stagiaire Master II "Physique de la Matière" (Toulouse)
Alignement et réglages d'un interféromètre atomique en vue de mesure de précision
- Alain MIFFRE : février – juin 2000, stagiaire DEA "Physique de la Matière" (Toulouse)
Evaluation de l'efficacité d'un détecteur à ionisation de surface
- Rémi DELHUILLE : avril – juin 1999, stagiaire DEA "Physique de la Matière" (Toulouse)
Diffraction de l'atome de lithium par une onde stationnaire
- Olivier GERARDIN : avril – juin 1998, stagiaire DEA "Physique de la Matière" (Toulouse)
Préparation du pompage optique de jet de lithium: Absorption saturée du lithium dans un heat-pipe

Stages de Maîtrise/Master I

- Mathias PROST : 20 avril – 6 juin 2009 *L'interférométrie atomique*
- Mathilde HELOU : mai–juin 2007 *Tests optiques pour l'interférométrie atomique*
- David CAPELLE : avril -juin 2006 *Interféromètre atomique: Déphasage induit par une onde lumineuse*

- Claus SCHMITZER (Université Paul Sabatier Erasmus, Allemagne) et Ludovic ARNAUD :
avril – juin 2005
Mise au point d'une diode laser en vue d'optimiser un interféromètre atomique
- Laura LAZAR, (Université Paul Sabatier Erasmus, Roumanie): avril – juin 2004 *Interférométrie atomique*
- Pierre GINEST : avril -juin 2003
Réglage et mesures sur un Mach-Zehnder atomique
- Laurent DOEUVRE , Jean-Philippe BARBASTA : mai – juin 2000, *Mise au point et caractérisation d'une diode laser à 671 nm*
- Stéphanie SANCHEZ : mai – juin 1999, *Asservissement d'une diode laser sur la fréquence de résonance d'une cavité Fabry-Pérot*

Stages de Licence

- Pierre GINEST : juillet 2002 (Université Paul Sabatier, Toulouse)

Stage d'élèves de grandes écoles

- Adrien SIGNOLES : 23 mai – 25 juin 2008, stage de École Normale Supérieure de Cachan
- Thomas NIRRENGARTEN : 2–27 juillet 2002
stage de deuxième année du MIP, École Normale Supérieure ULM (Paris)
Réglage et optimisation d'un Mach-Zehnder optique
- Olivier ALZINA : 2–27 juillet 2002
stage de deuxième année du MIP, École Normale Supérieure ULM (Paris)
Réglage et optimisation d'un Mach-Zehnder optique
- Thierry LAHAYE : 26 juin–24 juillet 2000
stage de deuxième année du MIP, École Normale Supérieure (Paris)
Diffraction d'une onde atomique de lithium par une onde laser stationnaire
- Cyril GUILLOUX : 31 mai–31 juillet 1999 stage de deuxième année de l'École Supérieure D'Optique (Orsay)
Diffraction d'atomes de Li par une onde stationnaire laser
- Julien CHRISTY, Malika ESSADOUNI, Isabelle LECOMTE, Fabrice MARTINS et Olivier PINAUD :
18 mai–2 juillet 1999, stage de deuxième année SUPAERO (Toulouse)

*Diffraction d'atomes par laser***Autres stages**

- Christophe QUENEL, stage BTS première année (durée 8 semaines), Lycée Déodat De Severac, Toulouse, Génie Optique (2010)
- Carine RICARD, stage BTS première année (durée 8 semaines), Lycée Déodat De Severac, Toulouse, Génie Optique (2008)
- Dorothea BRÜGGEMANN, (jeune bachelière), stage d'initiation à la recherche, durée 3 semaines, Oxford (2001),
- encadrement de plusieurs stagiaires de première année d'études universitaires à Oxford, durée 2 semaines (2001)
- Jérôme VAQUIE, Département Génie Électrique et Informatique Industrielle, IUT Bordeaux I, (1998) *Conception électronique d'un lambdamètre Michelson*

I.10 Publication dans des revues à comité de lecture

- 1. Cross section and spin polarization for photoionization of the HI molecule: Rotationally resolved theoretical results in the spin-orbit autoionization region**
M. Büchner, G. Raseev and N.A. Cherepkov, J. Chem. Phys. 96, 2691 (1992)
- 2. Backscattering of electrons in photoionization of an adsorbed CO molecule**
P. Budau, M. Büchner and G. Raseev, Surf. Sci. 292, 67 (1993)
- 3. Hindered rotation of molecular adsorbates: Application to photoionization**
M. Büchner and G. Raseev, Phys. Rev. B 49, 2168 (1994)
- 4. Angular motion of molecular adsorbates influenced by surface coverage**
P. Parneix, M. Büchner and G. Raseev and N. Halberstadt, Chem. Phys. Lett. 223, 430 (1995)
- 5. The entrance pathway of collision involving oriented molecules**
M. Büchner, G. Bazalgette and J. Vigué, J. Phys. Chem. A 101, 7634-7638 (1997)
- 6. Laser desorption of C contaminated Pd clusters grown on MgO(100)**
D.D. Do, K. Wang, H. Wu, M. Morbidelli, A. Varma A., B. Bourguignon, S. Carrez, M. Büchner, C.R. Henry, Chem. Phys. Lett. 287, 40-46 (1998)
- 7. Photodissociation of ICl molecule oriented by an intense electric field: experiments and theoretical analysis**
G. Bazalgette, R. White, G. Tréneç, E. Audouard, M. Büchner, and J. Vigué, J. Phys. Chem. A 102, 1098-1105 (1998)
<http://pubs.acs.org/cgi-bin/article.cgi/jpcafh/1998/102/i07/html/jp972074b.html>
- 8. Fringe contrast in three gratings Mach-Zehnder atomic interferometers**
C. Champenois, M. Büchner, and J. Vigué, Euro. Phys. J. D 5, 363-374 (1999)
<http://www.edpsciences.org/articles/epjd/abs/1999/03/d8105/d8105.html>
- 9. Saturation spectroscopy of the A-X transition of the ICl molecule**
G. Bazalgette, M. Büchner, C. Champenois, G. Tréneç and J. Vigué, Euro. Phys. J. D 6, 193-200 (1999)
<http://www.edpsciences.org/articles/epjd/abs/1999/05/d8193/d8193.html>
- 10. Atomic diffraction by a laser standing wave: analysis using Bloch states**
C. Champenois, M. Büchner, R. Delhuille, R. Mathevet, C. Robilliard, C. Rizzo and J. Vigué, Euro. Phys. J. D 13, 271-278 (2001)
<http://www.edpsciences.org/articles/epjd/abs/2001/02/d0184/d0184.html>
- 11. Optimization of a Langmuir-Taylor detector for Lithium**
R. Delhuille, A. Miffre, E. Lavalette, M. Büchner, C. Rizzo, G. Tréneç, J. Vigué, H.J. Loesch and J.P. Gauyacq, Rev. Scient. Instrum. textbf73, 2249-2258 (2002)
- 12. The three grating Mach-Zehnder particle interferometry: a tutorial approach using particle optics**
A. Miffre, R. Delhuille, B. Viaris de Lesegno, M. Büchner, C. Rizzo and J. Vigué, Euro. Journal Phys. 23, 623-635 (2003)

13. **High-Contrast Mach-Zehnder lithium-atom interferometer in the Bragg regime**
R. Delhuille, C. Champenois, M. Büchner, L. Jozefowski, C. Rizzo, G. Trévec and J. Vigué, Appl. Phys. B **74**, 489-493 (2002)
14. **Diffraction phases in atom interferometers**
M. Büchner, R. Delhuille, A. Miffre, C. Robilliard, J. Vigué and C. Champenois, Phys. Rev. A **68**, 013607 (2003)
15. **Anomalous cooling of the parallel velocity in seeded beams** *A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Trévec and J. Vigué*, Phys. Rev. A **70**, 030701(R) (2004)
16. **Lithium atom interferometer using laser diffraction: description and experiments**
A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Trévec and J. Vigué, Eur. Phys. J. D **33**, 99-112 (2005)
<http://www.edpsciences.org/articles/epjd/abs/2005/04/d04295/d04295.html>
17. **Parallel temperatures in supersonic beams: Ultracooling of light atoms seeded in a heavier carrier gas**, *A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Trévec and J. Vigué*, J. Chem. Phys. **122**, 094308 (2005)
18. **Atom Interferometry**
A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Trévec and J. Vigué, Comments on Atomic, Molecular and Optical Physics, Physica Scripta **74**, C15-23 (2006)
19. **Atom interferometry measurement of the electric polarisability of lithium**
A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Trévec and J. Vigué, Eur. Phys. J. D **38**, 353-365 (2006)
<http://www.edpsciences.org/articles/epjd/abs/2006/05/d05299/d05299.html>
20. **Measurement of the electric polarizability of lithium by atom interferometry**
A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Trévec and J. Vigué, Phys. Rev. A **73**, 011603(R) (2006)
21. **Phase noise due to vibrations in Mach-Zehnder atom interferometers**
M. Jacquy, A. Miffre, M. Büchner, G. Trévec and J. Vigué, Europhys. Lett., **75** (5), 688-694 (2006)
<http://www.iop.org/EJ/article/0295-5075/75/5/688/epl9517.html>
22. **Vibration-induced phase noise in Mach-Zehnder atom interferometers**
A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Trévec and J. Vigué Appl. Phys. B **84**, 617-625 (2006)
<http://www.springerlink.com/content/5065q61027482w11/>
23. **Test of the isotopic and velocity selectivity of a lithium atom interferometry by magnetic dephasing**, *M. Jacquy, A. Miffre, M. Büchner, G. Trévec and J. Vigué*, Europhys. Lett. **77**, 20007-p1-5 (2007)
<http://www.iop.org/EJ/abstract/0295-5075/77/2/20007>
24. **First measurements of the index of refraction of gases for lithium atomic waves**,
M. Jacquy, M. Büchner, G. Trévec and J. Vigué, Phys. Rev. Lett. **98**, 240405 (2007)
<http://link.aps.org/abstract/PRL/v98/e240405>,
25. **Index of refraction of gases for matter waves: Effect of the motion of the gas particles on the calculation of the index** ,
C. Champenois, M. Jacquy, S. Lepoutre, M. Büchner, G. Trévec and J. Vigué, Phys. Rev. A **77**, 013621 (2008)

26. **Dispersion compensation in atom interferometry by a Sagnac phase**
M. Jacquy, A. Miffre, G. Tréneç, M. Büchner, J. Vigué, and A. Cronin, Phys. Rev. A **78**, 013638 (2008)
27. **Matter wave explorer of gravity**
Ertmer W., Schubert C., Wendrich T. and Gilowski M., Zaiser M., V. Zoest T., Rasel E. J., Bordé C., Clairon A., Laurent P., Lemonde P., Santarelli G., Schleich W., Cataliotti F. S., Inguscio M., Poli N., Sorrentino F., Modugno C., Tino G.M., Gill P., Klein H., Margolis H., Reynaud S., Salomon C Lambrecht A, Peik E., Jentsch C., Johann U., Rathke A., Bouyer P., Cacciapuoti L., De Natale P., Christophe B., Foulon B., Touboul P., Maleki L., Yu N., Turyshv S.G., Anderson J.D., Schmidt-Kaler F., Walser R., Vigué J., Büchner M. Angonin M.-C., Delva P., Tournenc P., Bingham R., Kent B., Wicht A., Wang L.J., Bongs K., Dittus Hj., Lämmerzahl C., Theil S., Sengstock K., Peters A., Müller T., Arndt M., Iess L., Bondu F., Brillet A., Samain E., Chiofalo M. L., Levi F., Calonico D. Experimental Astronomy **23**, 611-649 (2009)
28. **Dispersive atom interferometry phase shifts due to atom-surface interactions**
S. Lepoutre, H. Jelassi, G. Tréneç, M. Büchner, V.P.A. Lonij, A.D. Cronin and J. Vigué, Europhys. Lett. **88**, 20002-p1-6 (2009)

I.11 Articles dans des comptes-rendus de congrès

1. **A novel method to test atom neutrality with a Mach-Zehnder atom interferometer**, *C. Champenois, M. Büchner, R. Delhuille, R. Mathevet, C. Robilliard, C. Rizzo and J. Vigué*, Proceedings of the Workshop Hydrogen Atom II, S. G. Karshenboim, F. Pavone, F. Bassani, T. W. Hänsch, M. Inguscio éditeurs, Springer Lecture Notes in Physics p 554 (2001)
2. **Atom interferometry : principles and applications to fundamental physics**, *R. Delhuille, C. Champenois, M. Büchner, R. Mathevet, C. Rizzo, C. Robilliard and J. Vigué*, in Quantum Electrodynamics and the Physics of the Vacuum, QED 2000, AIP Conference Proceedings **564**, G. Cantatore ed., p 192-199 (2001)
3. **Some theoretical and experimental aspects of three-grating Mach-Zehnder atom interferometers**, *R. Delhuille, C. Champenois, M. Büchner, L. Jozefowski, Th. Lahaye, R. Mathevet, C. Robilliard, A. Miffre, C. Rizzo, G. Tréneç and J. Vigué*, Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences (Paris) IV **2**, 587-593 (2001)
4. **Interféromètre de Mach-Zehnder atomique fonctionnant avec le lithium : premiers signaux**, *R. Delhuille, C. Champenois, M. Büchner, L. Jozefowski, B. Aymes, A. Miffre, E. Lavalette, R. Sares, B. Viaris de Lesegno, C. Rizzo, G. Tréneç and J. Vigué*, J. Phys. IV France **12**, pr5-131 (2002), (Proceedings de COLOQ7)
5. **Fringe contrast in Mach-Zehnder atom interferometers**, *R. Delhuille, A. Miffre, B. Viaris de Lesegno, M. Büchner, C. Rizzo, G. Tréneç and J. Vigué*, Acta Physica Polonica B **33**, 2157-71 (2002)
6. **Diffraction phases in atom interferometry**, *M. Büchner, R. Delhuille, A. Miffre, C. Robilliard, J. Vigué and C. Champenois*, J. Phys. IV **119**, 139-140 (2004), (Volume de Comptes Rendus de COLOQ8)

7. **An atom interferometer using thermal lithium atoms**, A. Miffre, M. Jacquey, R. Delhuille, M. Büchner, C. Rizzo, G. Tréneç and J. Vigué, *J. Phys. IV* **119**, 233-234 (2004), (Volume de Comptes Rendus de COLOQ8)
8. **Lithium atom interferometer**, M. Jacquey, A. Miffre, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué, *J. Phys. IV* **135**, p.9-16 (2006), (Volume de Comptes Rendus de COLOQ9)
9. **Measurement of the refraction index for atom waves**, M. Jacquey, M. Buchner, G. Treneç et J. Vigue, *Ann. Phys. Fr* **32**, 183-185 (2007), (Volume de Comptes Rendus de COLOQ10)

I.12 Activités de Vulgarisation

- Article publié dans le Bulletin de la Société Française de Physique, Numéro 136, juillet-août 2002
Interférométrie atomique avec le lithium A. Miffre, R. Delhuille, B. Viaris de Lesegno, M. Büchner, C. Rizzo et J. Vigué
- Article publié dans Europhysics News, 34/4, 129-131 (2003)
Atom interferometry with lithium
R. Delhuille, A. Miffre, B. Viaris de Lesegno, M. Büchner, C. Robilliard, C. Rizzo, G. Tréneç and J. Vigué
- Participation à l'action **Portes ouvertes : Fête de la science: Objectif Physique**, 10-16 octobre 2005

Part II

Interférométrie atomique

Chapitre I

LES DIVERS INTERFÉROMÈTRES ATOMIQUES ET LEURS APPLICATIONS

Publication associée à ce chapitre :

- A. Miffre, M. Jacquey, M. Büchner, G. Tréneç, and J. Vigué,
Atom interferometry, Phys. Scr. **75**, C15 (2006)

I.1 Introduction : connexion entre l'interférométrie avec la lumière et celle avec les ondes de matière

Le développement des interféromètres optiques par A. Fizeau (1853), A. Michelson (1881), Lord Rayleigh (1881), L. Zehnder (1891), L. Mach (1892), C. Fabry et J.-B. Pérot (1899) a permis de très nombreuses expériences et des mesures de très grande précision, comme la fameuse expérience de Michelson-Morley en 1886 qui établit l'invariance de vitesse de la lumière. Des interféromètres optiques, issus de la recherche fondamentale, sont aujourd'hui utilisés couramment dans l'industrie et surtout dans la recherche. De plus, le principe du laser repose sur l'interféromètre de Fabry-Perot.

La dualité onde–corpuscule, introduite en 1924 par L. de Broglie, associe à chaque particule de matière une onde quantique et la fameuse relation de de Broglie relie la longueur d'onde λ_{dB} à la masse de la particule m et à sa vitesse v :

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{mv} \quad (\text{I.1})$$

dans le cas d'une particule non-relativiste.

La première confirmation expérimentale de la nature ondulatoire d'une particule massive a été fournie par les expériences de C. Davisson et H. Germer en 1927 : ils ont observé la diffraction d'électrons par la surface d'un cristal de nickel et vérifié quantitativement la validité de la relation de de Broglie [1].

Trois ans après, en 1930, la diffraction d'atomes d'hélium par la surface d'un cristal de NaCl est observée par I. Estermann et O. Stern [2]. Pour fixer les idées, nous pouvons calculer l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de de Broglie pour les atomes. Les valeurs accessibles de la longueur d'onde de Broglie couvrent une très large gamme, entre des valeurs très petites, par exemple 5 picomètres pour l'atome de sodium à une vitesse $v = 3400$ m/s, jusqu'à plusieurs micromètres pour un atome ultra-froid à une vitesse de l'ordre du millimètre par seconde.

Le premier interféromètre à ondes de matière a été réalisé par L. Marton *et al.* [3] en 1952. Il s'agit d'un interféromètre à électrons, dans une géométrie de Mach-Zehnder. Cet interféromètre utilise trois cristaux très minces pour diffracter les électrons et ces processus de diffraction remplacent les lames séparatrices et les miroirs de l'interféromètre optique de Mach-Zehnder.

En 1974, l'équipe de H. Rauch a construit un interféromètre à neutrons, utilisant aussi une géométrie Mach-Zehnder et la diffraction par des cristaux pour remplacer les lames séparatrices et les miroirs. Il s'agit de cristaux épais utilisés dans le régime de Bragg et l'angle d'incidence des faisceaux de neutrons doit donc vérifier la condition de Bragg. Ce type d'interféromètre a permis de réaliser de nombreuses expériences qui sont décrites dans le livre de H. Rauch et S. Werner [4].

I.2 Outils de manipulation cohérente des ondes de matière, dans le cas des atomes ou des molécules

Le développement de l'optique atomique a utilisé de nombreux outils pour manipuler d'une manière cohérente les ondes de matière associées aux atomes. Nous allons décrire ici les manipulations par des structures matérielles ou par des faisceaux de lumière.

I.2.1 Diffraction par des structures matérielles

Des fentes ou des nanoréseaux fabriqués par des techniques de nanolithographie servent à diffracter les atomes. En 1969, J.A. Leavitt et F.A. Bills ont observé la diffraction d'une onde de sodium par une simple fente [5]. Une expérience de fentes d'Young a été réalisée par J. Mlynek et O. Carnal en 1991 avec l'hélium métastable [6].

Les progrès de la nanolithographie ont permis de construire des réseaux de fentes de largeur de l'ordre de 100 nm avec une excellente régularité [7, 8]. Ces nanoréseaux ont été utilisés par l'équipe de D.E. Pritchard pour construire en 1991 un interféromètre atomique fonctionnant avec le sodium atomique à une vitesse voisine de 1000 m/s [9] et cet interféromètre a été utilisé pour des expériences très variées qui seront citées plus loin; cet appareil a été transféré vers 2003 à l'université de Tucson dans l'équipe d'A. Cronin, avec laquelle nous avons une collaboration. Ce même genre de nanoréseau a été utilisé par l'équipe de J.P. Toennies [10, 11] d'abord pour la diffraction des agrégats d'hélium, puis pour construire un interféromètre atomique fonctionnant avec l'atome d'hélium dans son état fondamental. L'équipe de M. Arndt et de A. Zeilinger à Vienne utilise aussi des réseaux matériels de période micrométrique pour leur interféromètre de Talbot-Lau fonctionnant d'abord avec la molécule C_{70} [12] puis avec une série de molécules de plus en plus grosses.

La diffraction par des réseaux matériels est très intéressante parce que le même réseau peut diffracter une vaste famille d'atomes ou de molécules mais leur défaut essentiel est de produire plusieurs ordres de diffraction sans que l'on puisse choisir les intensités de ces différents ordres et d'avoir une transmission globale assez faible.

I.2.2 Diffraction par des faisceaux lumineux

La manipulation des atomes par des faisceaux de lumière est beaucoup plus variée, avec des possibilités très nombreuses et des performances très intéressantes. Cependant, l'interaction d'un atome avec la lumière n'est pas très forte dans le cas général et pour manipuler un atome avec des densités de puissances lumineuses pas trop élevées, il faut utiliser une lumière dont la fréquence est suffisamment proche d'une résonance atomique, ce qui fait que chaque expérience est spécifique à l'atome utilisé. Enfin, la pureté spectrale et la densité de puissance nécessaires imposent en pratique l'usage de lasers monofréquence assez puissants et cette condition réduit la gamme des atomes que l'on peut ainsi manipuler.

L'usage de ce genre de techniques avec des molécules est tout à fait possible du point de vue théorique mais la répartition des molécules sur de nombreux états internes de rotation et de vibration fait

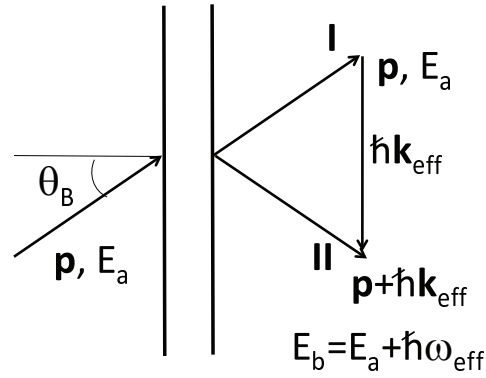


Figure I.1: Séparateur de faisceaux généralisé et condition de Bragg (figure après Ch. Bordé [15]). Un atome incident dans l'état initial $|a, \mathbf{p}\rangle$ ayant l'impulsion \mathbf{p} et l'énergie E_a traverse un ou plusieurs faisceaux laser. L'atome peut soit rester dans son état initial (faisceau I) soit, après l'absorption d'un photon (ou plusieurs photons) apportant l'impulsion $\hbar\mathbf{k}_{eff}$ et l'énergie $\hbar\omega$, se retrouver dans l'état $|b, \mathbf{p}_f = \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{eff}\rangle$ ayant l'énergie $E_b = E_a + \hbar\omega$ (faisceau II). La condition de Bragg, qui consiste à écrire l'égalité des énergies cinétiques initiale et finale de l'atome, est vérifiée sur la figure.

que le processus de manipulation ne concernera qu'un seul de ces états internes et très peu d'expériences de ce genre ont été réalisées. En 1994, Ch. Bordé *et al.* [13] ont construit un interféromètre avec la molécule d'iode I_2 et, en 2000, Ch. Lisdar *et al.* [14] ont construit un interféromètre avec la molécule de potassium K_2 .

Il existe un processus incohérent qui correspond à l'absorption réelle d'un photon laser suivie de émission spontanée d'un photon de fluorescence dans une direction aléatoire. Ce processus incohérent a une probabilité négligeable durant l'interaction d'un atome avec la lumière à condition que l'écart en fréquence du laser à la résonance atomique soit suffisamment grand : dans ce cas, la manipulation des atomes par la lumière est alors totalement cohérente et la transmission des atomes est totale.

La figure I.1 (d'après une figure de Ch.J. Bordé [15]) illustre le processus de base de la manipulation des atomes par des faisceaux de lumière: en interagissant avec la lumière, l'atome absorbe un photon (ou plusieurs photons) apportant l'impulsion $\hbar\mathbf{k}_{eff}$ et l'énergie $\hbar\omega$. Le processus est résonant ($E_b = E_a + \hbar\omega$) et l'atome passe de l'état initial $|a, \mathbf{p}\rangle$ à l'état final $|b, \mathbf{p}_f = \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{eff}\rangle$. Le processus est supposé élastique, c'est-à-dire l'atome ne change pas son énergie cinétique. Les lois de conservation s'écrivent [15] :

$$\begin{aligned} \hbar\mathbf{p}_f &= \hbar\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{eff} && \text{(conservation de l'impulsion)} && \text{(I.2)} \\ \mathbf{0} &= \mathbf{k} \cdot (\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{eff}/2) && \text{(conservation de l'énergie cinétique)} \end{aligned}$$

Ces deux conditions de conservation imposent que l'angle d'incidence de l'atome, l'angle entre \mathbf{p} et la direction perpendiculaire à la direction de l'impulsion apportée par les photons \mathbf{k}_{eff} , est égal à l'angle de Bragg θ_B donné par :

$$\sin \theta_B = \frac{\hbar |\mathbf{k}_{eff}|}{2 |\mathbf{p}|} = \frac{|\mathbf{k}_{eff}| \lambda_{dB}}{4\pi} \quad \text{(I.3)}$$

où $\lambda_{dB} = h/|\mathbf{p}|$ est la longueur d'onde de de Broglie de l'atome.

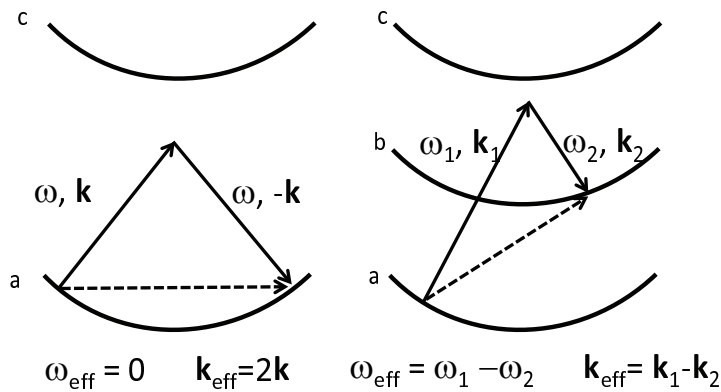


Figure I.2: Deux cas de diffraction très utilisés dans l'interférométrie atomique. Les deux schémas montrent leurs diagrammes énergie totale en fonction de l'impulsion. Partie gauche de la figure : diffraction de Bragg par une onde stationnaire laser. L'atome initialement dans l'état $|a\rangle$ absorbe un photon quasi-résonnant d'énergie $\hbar\omega$ proche de $E_c - E_a$ et d'impulsion $\hbar\mathbf{k}$ et il se désexcite par émission stimulée vers l'état $|b\rangle$ en émettant un photon d'énergie $\hbar\omega$ et d'impulsion $-\hbar\mathbf{k}$. Par référence au cas général décrit dans la figure I.1, ce processus de diffraction implique un photon effectif de pulsation nulle $\omega_{eff} = 0$ d'impulsion $\hbar\mathbf{k}_{eff} = 2\hbar\mathbf{k}$. Partie droite de la figure : diffraction Raman par deux ondes laser contrapropageantes de pulsations ω_1 et ω_2 . L'atome initialement dans l'état $|a\rangle$ absorbe un photon d'énergie $\hbar\omega_1$ et d'impulsion $\hbar\mathbf{k}_1$ puis il émet par émission stimulée un photon d'énergie $\hbar\omega_2$ et d'impulsion $-\hbar\mathbf{k}_1$. Ce processus Raman transfère donc l'atome de l'état $|a\rangle$ dans l'état $|b\rangle$ et lui communique une impulsion de $\hbar\mathbf{k}_{eff} = \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$.

Du point de vue de l'évolution d'atome, l'interaction laser-atome couple les deux états $|a, \mathbf{p}\rangle$ et $|b, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{eff}\rangle$. Ce couplage crée une superposition cohérente des deux états et cette évolution est décrite par une oscillation de Rabi. La population atomique est transférée de manière oscillante entre l'état initial $|a, \mathbf{p}\rangle$ et l'état final $|b, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{eff}\rangle$, l'état final quand le couplage a disparu dépend de la force du couplage et du temps d'interaction. Comme en résonance magnétique nucléaire, on parle d'une impulsion π , si la totalité des atomes sont transférés de l'état initial $|a, \mathbf{p}\rangle$ vers l'état $|b, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{eff}\rangle$ et d'impulsion $\pi/2$ si l'état final est une superposition cohérente à parts égales de ces deux états.

Dans sa forme la plus simple, on peut utiliser un seul photon pour induire la transition de l'état $|a\rangle$ vers l'état $|b\rangle$. Ceci impose que la transition soit au moins partiellement autorisée mais comme on veut garder la superposition cohérente des états $|a\rangle$ et $|b\rangle$, il faut que l'état supérieur $|b\rangle$ ait une longue durée de vie : ces deux conditions sont contradictoires et seules quelques transitions atomiques sont favorables. Ce processus a donc servi essentiellement avec des états excités $|b\rangle$ métastables de longue durée de vie, en particulier avec des atomes de calcium [16, 17] et de magnésium [18]. Ce processus est utilisé dans l'interféromètre de type Ramsey-Bordé, dont la première réalisation est due à F. Riehle *et col.* [16] en 1991.

Comme le fait remarquer Ch.J. Bordé [15], le passage de l'état initial $|a\rangle$ à l'état final $|b\rangle$ peut aussi impliquer deux photons et il décrit plusieurs schémas de ce type. Je me restreins ici au deux cas les plus fréquemment utilisés dans l'interférométrie atomique, la diffraction élastique sans changement d'état interne et la diffraction Raman. Pour ces deux cas, le photon effectif de la figure I.1 est remplacé par un processus à deux photons, toujours en résonance avec la transition entre l'état interne initial $|a\rangle$ et l'état interne final qui est le même état $|a\rangle$ pour la diffraction de Bragg et qui est un autre sous-niveau hyperfin

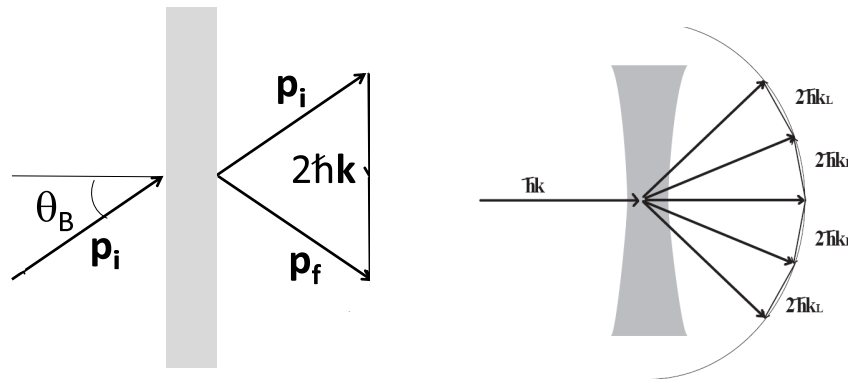


Figure I.3: *A gauche: diffraction dans le régime de Bragg. Ce schéma correspond au schéma de la figure I.1, adapté pour la diffraction élastique impliquant deux photons. Le cercle de rayon de $|\mathbf{p}_i|$ représente la conservation de l'énergie cinétique. L'impulsion finale \mathbf{p}_f doit se trouver sur le cercle : $|\mathbf{p}_i| = |\mathbf{p}_f|$. Cette condition ainsi que la conservation de l'impulsion impose que l'angle d'incidence doit remplir la condition de Bragg et limite les ordres de diffraction à deux, l'ordre 0 et l'ordre 1. A droite: diffraction dans le régime de Kapitza-Dirac. Ce régime limite correspond à la diffraction atomique dans une onde stationnaire mince. Il existe une distribution de la direction du vecteur impulsion $\hbar\mathbf{k}$ des photons et plusieurs ordres de diffraction sont autorisés.*

de l'état fondamental $|b\rangle$ pour la diffraction Raman.

La figure I.2 illustre ces deux cas. Ces diagrammes montrent l'énergie totale (interne et cinétique) de l'atome en fonction de son impulsion. Deux ou trois états internes $|a\rangle$, $|b\rangle$, $|c\rangle$ sont impliqués dans la diffraction et ils sont représentés par la parabole décrivant leur énergie totale en fonction de leur impulsion selon la direction de l'impulsion transférée $\hbar\mathbf{k}_{eff}$ par les lasers. L'atome traverse deux ondes laser contra-propageantes de même pulsation ω dans le cas de la diffraction de Bragg et de pulsations ω_1 et ω_2 dans le cas de la diffraction Raman. Dans les deux cas, la pulsation des photons est choisie de manière à être proche de l'énergie des transitions atomiques $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ et de $|b\rangle \rightarrow |c\rangle$. L'écart à résonance doit être suffisamment grand pour réduire la probabilité d'émission spontanée, qui est un processus incohérent et donc non souhaité, à un niveau très faible mais il faut augmenter la densité puissance laser pour maintenir la probabilité du processus de diffraction au niveau souhaité. Cette question sera discutée dans un chapitre suivant (II, p.51ff) et en pratique c'est la puissance laser disponible qui détermine la valeur de l'écart à la résonance atomique.

Les ondes lasers fournissent des photons d'impulsions égales à $\pm\hbar\mathbf{k}$ dans le cas de la diffraction de Bragg ou $+\hbar\mathbf{k}_1$ et $-\hbar\mathbf{k}_2$ dans le cas de la diffraction de Raman. Dans le cas de la diffraction de Bragg, l'atome dans l'état $|a\rangle$ absorbe un photon d'énergie $\hbar\omega$ et d'impulsion $\hbar\mathbf{k}$ d'une des deux ondes laser, quasi-résonant avec la transition $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ puis il émet, par émission stimulée, un photon d'énergie $\hbar\omega$ et d'impulsion $-\hbar\mathbf{k}$ dans l'autre onde laser en se désexcitant vers son état initial $|a\rangle$. Notons que la condition de résonance est remplie d'une manière triviale avec deux photons de même énergie $\hbar\omega$. Au total, la lumière a transféré à l'atome une impulsion totale de $\mathbf{k}_{eff} = 2\hbar\mathbf{k}$. C'est ce processus de diffraction élastique que nous l'utilisons dans notre interféromètre atomique à Toulouse. Une description plus détaillée sera donnée dans le chapitre suivant (II, p.51).

Dans le cas de la diffraction de Raman, l'atome initialement dans l'état $|a\rangle$ absorbe un photon d'énergie $\hbar\omega_1$, quasirésonant à la transition $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ et gagne l'impulsion $\hbar\mathbf{k}_1$. Il émet par émission

stimulée un photon d'énergie $\hbar\omega_2$ dans l'onde laser contrapropageante laser et gagne l'impulsion $-\hbar\mathbf{k}_2$. Si $\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2 = E_b - E_c$, le transfert de $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ est résonant et l'atome se retrouve dans l'état $|c\rangle$ en ayant gagné une impulsion totale $\hbar\mathbf{k}_{eff} = \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$.

Jusqu'ici, nous avons considéré que les photons lasers avaient une impulsion dont la direction est parfaitement définie. Dans ces conditions, la conservation de l'impulsion et de l'énergie cinétique et d'impulsion mène à la condition de Bragg (éq. I.3), représentée sur la gauche la figure I.3. \mathbf{p}_i est l'impulsion initiale de l'atome et son énergie cinétique vaut $|\mathbf{p}_i|^2/(2m)$. L'impulsion finale \mathbf{p}_f doit vérifier $|\mathbf{p}_i| = |\mathbf{p}_f|$ donc être sur le cercle tracé sur cette figure. On voit que cette condition associée au fait que l'impulsion transférée est $2\hbar\mathbf{k}$ explique la condition de Bragg et limite les ordres de diffraction autorisés à permis à deux, l'ordre 0 et l'ordre 1. Cependant, l'onde stationnaire laser doit être infiniment épaisse pour que la direction de \mathbf{k} soit parfaitement définie. En réalité, l'onde stationnaire a une épaisseur finie et la direction des vecteurs \mathbf{k} a une distribution. Si cette distribution est suffisamment large, plusieurs ordres de diffraction sont autorisés, comme illustré sur la partie droite de la figure I.3 : il s'agit du régime dit de Kapitza-Dirac.

I.2.3 Autres processus de manipulation cohérente d'atomes

Enfin, il existe d'autres méthodes de manipulation cohérente d'atomes [19] que je vais énumérer rapidement car nous ne les utilisons pas dans notre expérience :

- Dans une fontaine atomique, la gravitation sert de miroir à atomes.
- Des miroirs à atomes ont été réalisés avec des ondes lumineuses évanescentes [20, 21]. Grâce à ces ondes évanescentes un interféromètre dans le domaine temporel a pu être réalisé [22] et elles permettent de sonder la force Van der Waals [23]. La perte de cohérence d'un miroir à ondes évanescentes a été mesurée par interférométrie à Orsay [24]. Ces miroirs seraient excellents si les ondes évanescentes étaient idéales mais, en plus du champ évanescent, il existe toujours de la lumière diffusée par les défauts de l'interface et cette lumière perturbe le fonctionnement de ces miroirs.
- Des structures périodiques à 1 dimension (ou 2 dimensions) dans la direction x (respectivement x et y) formées soit d'aimants, soit de courants électriques, peuvent produire un champ magnétique qui varie périodiquement selon la direction x (ou selon les directions x et y) et décroît exponentiellement avec la distance z au plan Oxy . On peut montrer que ce champ sert de miroir pour des atomes suffisamment lents ayant un moment magnétique dont la projection sur le champ local est telle que ces atomes sont repoussés par les zones de champ intense [25, 26, 27, 28]. Grâce à ces forces, l'équipe de A. Aspect a pu réaliser un potentiel à double puits sur une puce à atomes [29].
- Les oscillations de Bloch d'un atome dans une onde stationnaire laser ont été observées pour la première fois en 1996 par les groupes de recherche de C. Salomon [30] et de M.G. Raizen [31]. le processus est analogue à la diffraction de Bragg mais au lieu d'avoir une onde stationnaire, les deux faisceaux ont une différence de fréquence balayable et ceci permet d'effectuer un grand nombre de fois un transfert d'impulsion $2\hbar\mathbf{k}$.

En 2009, deux interféromètres atomiques ont utilisé la diffraction de Bragg [32] ou la diffraction Raman [33] comme étape préparatoire, suivie par des oscillations de Bloch. Les oscillations de Bloch permettent de réaliser des séparatrices à large transfert d'impulsion, ce qui est très intéressant pour construire des interféromètres. Nous en reparlerons dans le chapitre Perspectives (section VIII.4, p.147).

I.3 Brève revue des interféromètres atomiques

I.3.1 Généralités

Les différentes possibilités de manipulation cohérente des ondes atomiques ont permis la réalisation de types très variés d'interféromètres atomiques. On peut essayer de classer ces différents types d'interféromètres en fonction de leur principe de fonctionnement :

- Les interféromètres les plus anciens sont l'analogie atomique des interféromètres utilisant la polarisation de la lumière en optique, celle-ci étant remplacée par les états internes de l'atome. L'expérience la plus connue de ce genre est l'expérience des franges de Ramsey [34] qui est universellement utilisée pour construire les horloges atomiques. Dans ce cas, la superposition d'états internes est réalisée par une impulsion micro-ondes et la quantité de mouvement transférée au cours de cette absorption de photons micro-ondes est presque négligeable, ce qui fait que l'on peut discuter ce type d'interféromètre comme si les atomes se propageaient selon une trajectoire indépendante de l'état interne. Je ne discuterai pas ici ces interféromètres mais je cite sans les décrire les travaux très originaux réalisés avec ce type d'interféromètres par l'équipe de J. Baudon et de J. Robert [35] au Laboratoire de Physique des Lasers à Villetaneuse.
- Les autres interféromètres utilisent une séparatrice atomique pour transformer le faisceau atomique incident en deux (ou éventuellement plusieurs) faisceaux cohérents qui se propagent à travers l'interféromètre et qui, après des processus de réflexion, se recombinent sur une deuxième séparatrice atomique et les faisceaux recombinaison interfèrent sur le détecteur.

Je vais concentrer la discussion sur ce deuxième type d'interféromètres qui s'est développé depuis 1991 et, dans ce type, on peut encore distinguer une grande variété de catégories, selon le processus de diffraction et selon le type de sources atomiques.

Si la diffraction ne change pas l'état interne de l'atome et si l'on utilise la diffraction en champ lointain par un réseau matériel ou par une onde stationnaire laser, la séparation spatiale des deux faisceaux dans et à la sortie de l'interféromètre est la propriété essentielle. Dans les deux cas (diffraction par un réseau matériel ou diffraction par une onde stationnaire laser), cette séparation spatiale permet d'appliquer une perturbation sur un des faisceaux se propageant à l'intérieur de l'interféromètre et pas sur l'autre et donc de faire des mesures de cette perturbation d'une manière très analogue à ce qui se fait en optique. La séparation spatiale à la sortie de l'interféromètre est aussi indispensable pour distinguer les faisceaux de sortie qui, dans ce cas, portent des signaux d'interférences complémentaires. Le fait que l'atome soit dans le même état interne dans les différents faisceaux cohérents est un avantage considérable : par exemple, si l'on utilise un atome paramagnétique, l'effet Zeeman n'induit de déphasage entre les faisceaux atomiques qu'en présence d'un gradient de champ magnétique et l'interféromètre peut très bien fonctionner avec des atomes répartis sur plusieurs sous-niveaux Zeeman. C'est ce type d'interféromètre que nous avons construit.

Toujours avec une diffraction ne changeant pas l'état interne, l'équipe dirigée par A. Zeilinger et par M. Arndt a construit des interféromètres moléculaires [12] utilisant la diffraction par des réseaux matériels fonctionnant dans le régime de champ proche. Ces interféromètres de Talbot-Lau ont servi à tester la capacité d'interférer de molécules de plus en plus grosses, qui ont une très courte longueur d'onde de de Broglie à cause de leur masse élevée et de leur vitesse thermique.

La diffraction laser Raman ou la diffraction à un photon par excitation vers un état de longue durée de vie change l'état interne. Ces deux diffractions, qui produisent des faisceaux avec une séparation spatiale, ont servi à construire des interféromètres atomiques variés. La diffraction Raman est la plus utilisée

et elle a été longtemps la seule diffraction utilisée avec les atomes froids car il est possible de distinguer les faisceaux de sortie de l'interféromètre par leur état interne. Il est donc possible de mesurer le signal de sortie en utilisant une détection laser sélective en état interne, même si les faisceaux de sortie se recouvrent fortement, ce qui est le cas le plus fréquent.

En 1991, M. Kasevich et S. Chu [36] ont réalisé un interféromètre temporel en utilisant la diffraction Raman des atomes. Depuis ce premier travail, ce type d'interféromètre a été très utilisé pour mesurer les effets inertiels. Les interféromètres atomiques sont en effet très sensibles aux effets inertiels, l'accélération et la rotation. Leur sensibilité est très supérieure à celle des interféromètres optiques parce que le temps de transit de l'atome dans l'interféromètre est beaucoup plus long que celui d'un photon à cause de la différence des vitesses de propagation. Comme ces interféromètres utilisent les états internes pour la détection sélective des faisceaux de sortie, la collimation de la source atomique peut ne pas être très forte ce qui permet de travailler avec un flux élevé et une sensibilité accrue. Cette grande sensibilité a été exploitée pour la mesure de la rotation par l'équipe de M.S. Kasevich [37, 38, 39] et celle de A. Landragin [40], pour la mesure de l'accélération locale de la pesanteur g par l'équipe de S. Chu [41, 42] et par celle de F. Pereira Dos Santos [43] et pour la mesure de la constante G de la gravitation universelle par les équipes de M.S. Kasevich [44] et de G. Tino [45, 46].

La source d'atomes peut être un nuage d'atomes froids, éventuellement un condensat de Bose-Einstein ou un faisceau atomique aux énergies thermiques. Chacune de ces sources d'atomes a des avantages et des inconvénients.

Une source d'atomes froids provenant d'un piège magnéto-optique peut fournir un nuage de l'ordre de 10^6 atomes, une à quelque fois par seconde. La vitesse de ce nuage est faible, quelques mètres par seconde, et réglable ce qui permet un long temps d'interaction, allant jusqu'à 1 seconde environ dans les interféromètres utilisant une trajectoire en fontaine atomique. La structure en impulsions est utilisée dans les interféromètres temporels mais un faisceau continu issu par exemple d'un piège magnéto-optique à 2 dimensions pourrait être utilisé.

Un condensat de Bose-Einstein fournit un nuage très dense avec un nombre d'atomes en général assez faible (autour de 10^5) et très lent, car en chute libre ou guidé dans un piège dipolaire formé d'un faisceau laser intense. Le taux de répétition est faible, de l'ordre d'une impulsion toutes les 10 secondes environ.

Une source d'atomes thermique fournit un flux d'atomes qui peut atteindre des valeurs élevées. Le flux dépend très fortement de l'atome choisi et de la collimation nécessaire. Ainsi nous avons travaillé avec un jet de lithium collimaté transportant 10^5 à 10^6 atomes par seconde [47], mais l'équipe de M. Kasevich [38] a réalisé un jet de Césium thermique collimaté par forces radiatives transportant 10^{11} atomes par seconde. Cependant, la vitesse des atomes est grande, typiquement de plusieurs centaines de mètres par seconde, et assez mal définie (la largeur relative de la distribution de vitesse est souvent supérieure à 10%). La grande vitesse limite fortement le temps d'interaction, aux environs d'une à quelques millisecondes.

Avec des atomes qui sont beaucoup plus lents que la lumière, il est possible de construire des interféromètres temporels. Dans ces interféromètres, les manipulations cohérentes sont réalisées par impulsions lasers appliquées à des instants bien définis et avec des faisceaux lumineux qui irradient tous les atomes de manière homogène. Ce type d'interféromètre est utilisé surtout avec des nuages d'atomes froids. Par opposition, on appelle interféromètre spatial un interféromètre dans lequel le faisceau atomique traverse successivement une série d'éléments d'optique atomique (réseaux matériels ou ondes stationnaires laser) placés sur la trajectoire des atomes.

Je ne peux pas présenter ici une revue complète des interféromètres atomiques et je réfère le lecteur au livre collectif "Atom Interferometry" édité en 1997 par P.R. Berman [48] ou à l'article de revue écrit par A. Cronin, J. Schmiedmayer et D.E. Pritchard qui a paru en 2009 dans Review of Modern Physics [19]. Dans la suite de ce chapitre, je vais présenter six interféromètres atomiques en me restreignant aux

interféromètres induisant une séparation spatiale des faisceaux atomiques. Une attention particulière est donnée aux interféromètres à géométrie Mach-Zehnder, dont notre interféromètre fait partie.

I.3.2 Présentation rapide de quelques interféromètres atomiques

I.3.2.1 Interféromètre à fentes de Young

Le premier interféromètre à ondes de matière a été réalisé par O. Carnal et J. Mlynek [6] en 1991. L'arrangement expérimental est montré sur la figure I.4. Un jet supersonique d'hélium est excité par impact d'électrons ce qui produit des atomes métastables. La longueur d'onde est réglable par le choix de la température de la source du jet et la longueur d'onde de de Broglie peut valoir soit 56 picomètres, soit 103 picomètres. Les atomes traversent une fente de collimation (A) puis les fentes de Young (B) et ils sont détectés par un multiplicateur d'électrons, après avoir été sélectionnés par une fente fine ou par un réseau de fentes (C) dont la période a été choisie égale à l'interfrange calculé, égal à $8 \mu\text{m}$ quand la longueur d'onde vaut 103 pm. Le signal transmis par le réseau est beaucoup plus intense que celui transmis par une fente unique. La figure I.4 montre le signal en fonction de la position du réseau de détection et les franges d'interférences atomiques sont clairement visibles.

En 1992, F. Shimizu *et al.* [49] ont construit une expérience de fentes de Young avec un faisceau atomique de néon métastable très lent, produit en relâchant des atomes d'un piège laser. Ils ont observé un déplacement des franges d'interférences induit par l'application d'un champ électrique inhomogène sur l'interféromètre.

I.3.2.2 Interféromètre Ramsey-Bordé

En 1989, Ch.J. Bordé a proposé de construire un interféromètre avec quatre diffractions par des ondes laser progressives [50] et, en 1991, cet interféromètre a été construit par Riehle *et al.* [16]. Ce type d'interféromètre est nommé interféromètre de Ramsey-Bordé par analogie avec l'expérience de N.F. Ramsey utilisant des photons micro-ondes [34].

La figure I.5 montre le dispositif expérimental. Un jet thermique de calcium ^{40}Ca , de vitesse voisine de $v = 700 \text{ m/s}$, traverse quatre ondes laser progressives, issue d'un laser à colorant monofréquence. La distance entre la première et la deuxième onde et celle entre la troisième et la quatrième onde est $D = 13 \text{ mm}$ et celle entre la deuxième et la troisième onde est $d = 33 \text{ mm}$. Le laser est résonant avec la transition d'intercombinaison $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ du calcium ^{40}Ca à 657 nm. La durée de vie de l'état excité, voisine de 0.4 ms, est beaucoup plus grande que le temps de vol dans l'interféromètre $(2D + d)/v = 0.084 \text{ ms}$ et la destruction de la cohérence par émission spontanée est pratiquement négligeable. Dans le schéma de principe de la figure I.5, les états impliqués sont notés $|a, N\rangle$ et $|b, N\rangle$ où $|a = ^1S_0\rangle$ et $|b = ^3P_1\rangle$ désignent les états électroniques et N le nombre d'impulsions de photons transférées à l'atome.

L'atome incident, dans son état fondamental $|a, N = 0\rangle$, traverse la première onde laser qui le met dans une superposition des états $|a, N = 0\rangle$ et $|b, N = 1\rangle$. L'absorption d'un photon dévie sa trajectoire d'un angle de $22 \mu\text{rad}$ environ. Lorsqu'il traverse la deuxième onde laser, qui se propage dans la même direction que la première, ces deux mêmes états sont couplés et par absorption d'un photon, les atomes dans l'état $|a, N = 0\rangle$ peuvent passer dans l'état $|b, N = 1\rangle$ tandis que, par émission stimulée, les atomes dans $|b, N_b = 1\rangle$ peuvent se désexciter vers l'état $|a, N = 0\rangle$. Ces divers processus sont représentés par des lignes continues ou pointillées sur la figure. Les deux dernières ondes progressives se propagent dans la direction opposée à celle des deux premières ondes laser. Les processus d'absorption et d'émission stimulée peuvent s'y produire et deux interféromètres de Ramsey sont réalisés (lignes continues et en tirets). Chaque interféromètre possède deux sorties, la sortie I (respectivement II) est formée par les atomes dans l'état excité $|b\rangle$ (respectivement l'état fondamental $|a\rangle$).

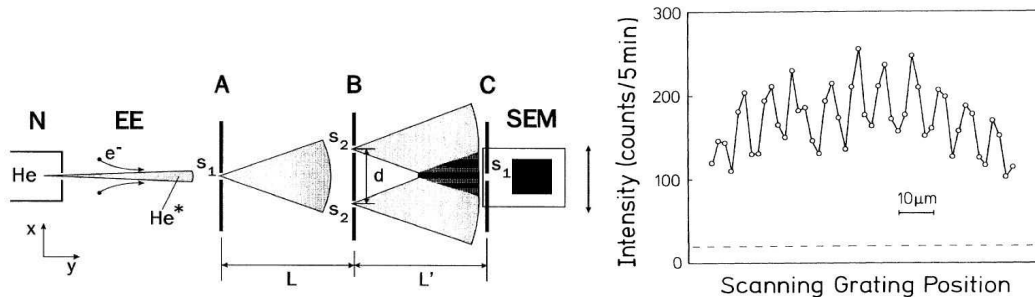


Figure I.4: A gauche: montage expérimental de fentes de Young avec l'hélium métastable de O. Carnal et J. Mlynek [6]. A partir d'un jet supersonique d'hélium (N), un faisceau d'hélium métastable est produit par excitation par impact d'électrons (EE). Après avoir passé une première fente (A) de largeur de $S_1 = 2 \mu\text{m}$, les atomes d'hélium métastable traversent deux fentes de $S_2 = 1 \mu\text{m}$ de large, écartées de $d = 8 \mu\text{m}$ (B), situées à la distance $L = 64 \text{ cm}$ de la fente source. Les franges d'interférences atomiques sont détectées dans un plan situé à une distance $L' = L$ du plan des fentes. Le système de détection est formé d'un réseau de fentes dont la période est égale à l'interfrange calculé et d'un multiplicateur d'électrons. L'utilisation de ce réseau crée un filtrage par effet de Moiré et son usage augmente le signal par rapport à la détection par une simple fente. L'interfrange calculé vaut $8 \mu\text{m}$ quand la longueur d'onde de de Broglie vaut $\lambda_{dB} = 103 \text{ picomètres}$. A droite: Signal d'hélium métastable en fonction de la position du réseau de détection. Les franges d'interférences atomiques sont clairement visibles.

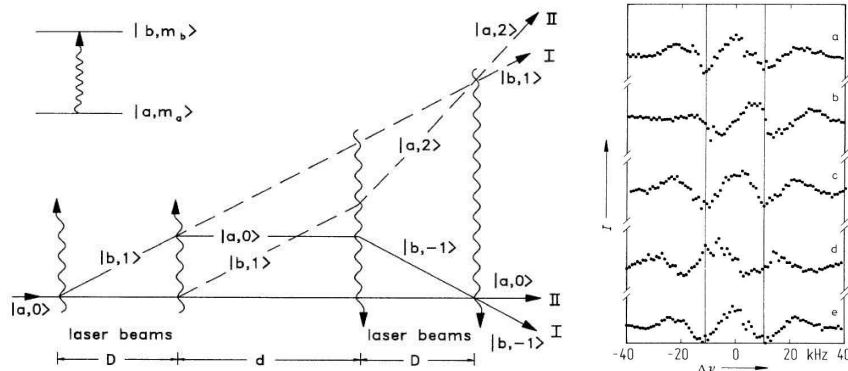


Figure I.5: A gauche: schéma de principe de l'interféromètre de Ramsey-Bordé construit par Riehle et al. [16] (voir la description dans le texte). A droite: signaux enregistrés avec l'appareil à l'arrêt (courbes a, c et e) et en rotation de vitesse angulaire égale à $\Omega = -0.09 \text{ s}^{-1}$ (courbe b) et $\Omega = +0.09 \text{ s}^{-1}$ (courbe (b)). Le déphasage Sagnac dû à la rotation de l'appareil est clairement visible et ce déphasage change de signe avec le sens de rotation.

La détection est réalisée grâce à la fluorescence des atomes se trouvant dans l'état excité (faisceaux de sortie I). Le signal est tracé en fonction de la fréquence du laser pour visualiser les franges de Ramsey. Ces interféromètres enferment une aire non nulle et, en conséquence, ils sont sensibles par effet Sagnac à la rotation de l'appareil, comme leurs homologues optiques.

Les courbes (a)-(e) (voir la partie droite de la figure I.5) montrent les enregistrements des franges de Ramsey et mettent en évidence l'effet de la rotation de l'interféromètre. Les courbes (a), (c) et (e) montrent ces franges pour un appareil à l'arrêt, tandis que les courbes (b) et (d) correspondent à un appareil en rotation avec une vitesse angulaire égale à $\Omega = -0.09 \text{ s}^{-1}$ (b) et $\Omega = +0.09 \text{ s}^{-1}$ (d). On voit clairement un déphasage qui change de signe selon le sens de la rotation de l'appareil, comme prédit par l'effet Sagnac.

I.3.3 Interféromètres atomiques de Mach-Zehnder

Ce type d'interféromètre est l'homologue de l'interféromètre optique du même nom. Dans un interféromètre optique de type Mach-Zehnder, une lame séparatrice divise l'onde lumineuse en deux. Deux miroirs superposent ces deux ondes et une deuxième lame séparatrice les recombine. Les lames séparatrices et les miroirs sont remplacés par les éléments d'optique atomique et plus précisément par la diffraction soit par un nanoréseau soit par une onde stationnaire laser.

I.3.3.1 Interféromètre à nanoréseaux de l'équipe de D.E. Pritchard

Le premier interféromètre à géométrie Mach-Zehnder a été développé par l'équipe de D.E. Pritchard en 1991 [9]. Cet appareil utilise la diffraction d'un jet supersonique de sodium par trois nanoréseaux de même pas. Depuis 1991, cet interféromètre a servi pour de nombreuses expériences et, vers 2003, il a été transféré dans l'équipe d'A. Cronin à Tucson (Arizona, USA), où d'autres expériences originales ont été réalisées. Dans le montage de 1991, les pas des nanoréseaux étaient de 400 nm. Ces réseaux ont été rapidement remplacés par des nanoréseaux de pas 200 nm et plus récemment par des réseaux de pas 100 nm.

La figure I.6 présente dans sa partie gauche le dispositif expérimental. Un jet supersonique de sodium est collimaté, puis il traverse les trois réseaux. La distance entre réseaux consécutifs valaient 0.6 m dans le montage initial et elle vaut 1 m dans le montage actuel [52, 53]. La longueur de de Broglie du sodium à la vitesse de 1000 m/s vaut environ 17 picomètres. Avec des réseaux de pas 100 nm, l'angle de diffraction au premier ordre est égal à 170 microradians et, au niveau du deuxième réseau, les faisceaux atomiques sont distants de $170 \mu\text{m}$, ce qui permet d'insérer un objet entre les faisceaux atomiques, un "septum" selon la terminologie introduite par l'équipe de D.E. Pritchard. Ces faisceaux diffractés par le deuxième réseau interfèrent au niveau du troisième réseau et cette interférence forme une onde de matière stationnaire dans la direction transversale dont la période spatiale est égale au pas du réseau. En translatant ce troisième réseau, l'intensité transmise est modulée par effet de Moiré et on observe ainsi les franges atomiques d'interférence atomiques. Les atomes transmis sont détectés par un détecteur de Langmuir-Taylor ("fil chaud"). Le schéma ne montre pas tous les faisceaux diffractés mais seulement l'existence de deux interféromètres, symétriques l'un de l'autre et certains faisceaux diffractés jouent des rôles parasites qui gênent certaines mesures. La partie droite de la figure I.6 montre des franges d'interférence enregistrées récemment avec cet appareil. Le flux moyen détecté est de 157000 atomes détectés par seconde et la visibilité des franges est égale à 42%. Ces signaux sont intenses et devraient permettre d'obtenir une excellente sensibilité en phase mais des problèmes de vibration ont toujours imposé une acquisition complexe du signal, avec une mesure de la position instantanée des nanoréseaux par un interféromètre de Mach-Zehnder optique auxiliaire et la précision des mesures de phase n'a jamais été excellente.

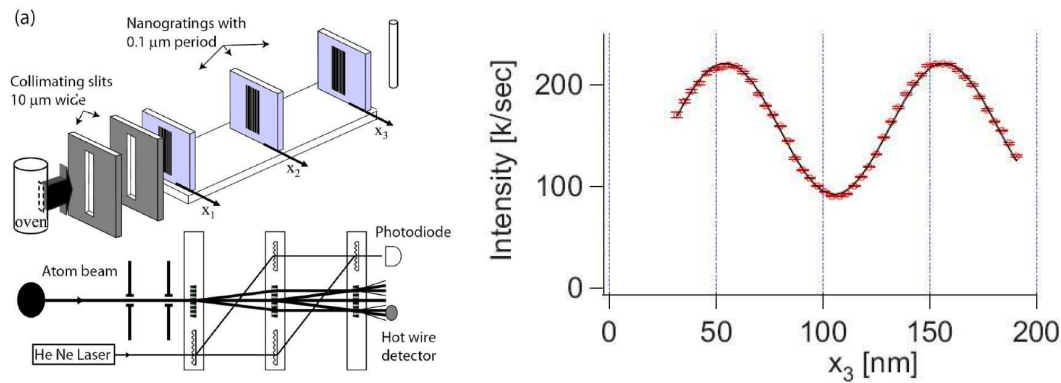


Figure I.6: *Partie gauche de la figure : vue en perspective du dispositif expérimental de l'interféromètre à nanoréseaux développé en 1991 par l'équipe de D.E. Pritchard [9] dans sa configuration actuelle utilisée par l'équipe d'A. Cronin [19]. Les trois réseaux de même pas sont séparés par des distances égales. Sur le schéma de principe, seuls quelques faisceaux diffractés sont tracés, montrant deux interféromètres symétriques. Les faisceaux qui convergent sur le troisième réseau forment en interférant une onde de matière stationnaire dans la direction transversale dont la période spatiale est égale au pas du réseau. En translatant ce dernier réseau, un effet de Moiré module le flux transmis. Ce schéma montre deux interféromètres symétriques. Un détecteur de Langmuir-Taylor (fil chaud) est placé devant la sortie d'un interféromètre et un enregistrement des franges d'interférences atomiques [19] est présenté sur la partie droite de la figure. Le flux moyen détecté de 157000 atomes détectés par seconde et la visibilité des franges est de 42%.*

Malgré ces limitations, cet interféromètre a permis une série impressionnante de mesures très originales puisque il a été longtemps le seul interféromètre atomique dans lequel la séparation des faisceaux cohérents permettait d'appliquer une perturbation sur un seul des bras de l'interféromètre. Ces expériences pionnières concernent par exemple la mesure de la polarisabilité de sodium dans son état fondamental [54], l'indice de réfraction de divers gaz pour une onde de sodium [55, 56, 57], et plus récemment une mesure interférométrique de l'interaction atome-surface [58]. Ce sont ces mesures qui ont décidé à développer à Toulouse un interféromètre atomique permettant également une séparation des bras pour des mesures analogues.

I.3.3.2 Interféromètre à ondes stationnaires dans le régime de Kapitza-Dirac de l'équipe de A. Zeilinger

Une autre possibilité pour réaliser les lames séparatrices et les miroirs nécessaires pour les ondes atomiques est la diffraction par ondes stationnaires lasers quasi-résonantes. En 1995, E. Rasel *et col.* [51] ont construit un interféromètre atomique de ce type qui est représenté sur la figure I.7. L'équipe avait choisi d'utiliser la diffraction atomique par une onde stationnaire laser mince, c'est à dire le régime dit de Kapitza-Dirac, ce qui fait que chaque onde stationnaire laser crée plusieurs faisceaux diffractés. L'atome utilisé était l'atome d'argon dans son état métastable et la diffraction laser utilisait un laser de longueur d'onde 811 nm.

Le dispositif expérimental est illustré sur la figure I.7 et on remarque que les parcours des faisceaux atomiques sont similaires à ceux de l'interféromètre à nanoréseaux de l'équipe de D.E. Pritchard

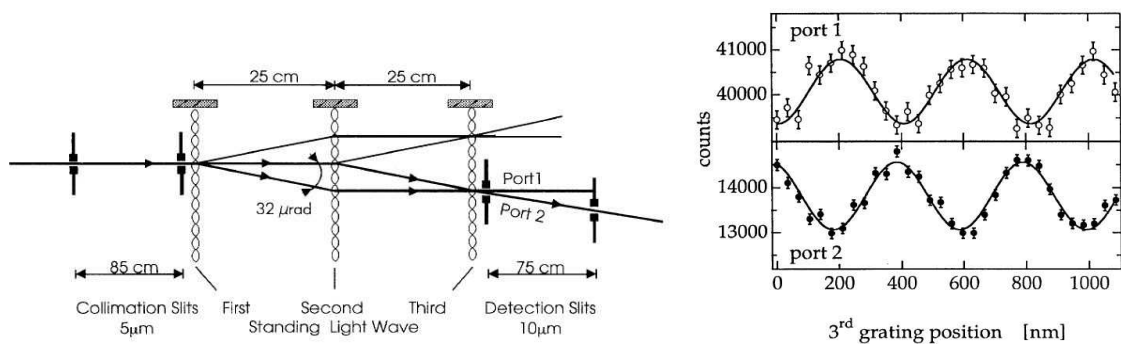


Figure I.7: *Partie gauche de la figure : Schéma de principe de l'interféromètre atomique, fonctionnant avec l'atome d'argon dans son état métastable, développé par l'équipe de A. Zeilinger [51] en 1995. Cet interféromètre utilise la diffraction atomique par une onde stationnaire dans le régime d'onde mince, régime dit de Kapitza-Dirac. Seuls quelques faisceaux diffractés sont tracés et ces faisceaux principaux forment deux interféromètres symétriques tout à fait analogues à ceux de l'interféromètre à nanoréseaux de D.E. Pritchard et d'A. Cronin. Cependant, il y a une différence importante : les nanoréseaux sont des réseaux d'amplitude, tandis que les ondes stationnaires sont des réseaux de phase. Dans le cas présent, pour chaque interféromètre, il existe deux faisceaux de sortie avec des signaux d'interférences complémentaires. Pour observer des franges, il faut séparer ces faisceaux complémentaires avec une fente située avant le détecteur. Partie droite de la figure : deux enregistrements des franges d'interférences atomiques complémentaires, avec une visibilité voisine de 6% pour le port 2.*

et, comme pour cet interféromètre, seuls quelques faisceaux diffractés sont tracés. Les atomes d'argon ont une vitesse moyenne de 850 m/s et donc une longueur d'onde de de Broglie 12 picomètres. Comme les ondes stationnaires ont une période égale à la demi-longueur d'onde du laser, soit 405 nm, l'angle de diffraction au premier ordre vaut seulement $32 \mu\text{rad}$ et comme la distance entre ondes stationnaires consécutives est égale à 0.25 m, la séparation des faisceaux atomiques au niveau de la deuxième onde stationnaire est petite, égale à $8 \mu\text{m}$. Le jet atomique était donc fortement collimaté par un système de deux fentes de largeurs égales à $5 \mu\text{m}$, séparées par une distance de 0.85 m.

Une différence supplémentaire par rapport à l'interféromètre à nanoréseaux de l'équipe de D.E. Pritchard est l'existence de deux sorties complémentaires pour cet interféromètre. Contrairement au nanoréseaux qui sont des réseaux d'amplitude, les ondes stationnaires agissent comme des réseaux de phase et on peut vérifier que les deux sorties transportent des signaux d'interférences complémentaires. Il faut donc sélectionner par une fente un des faisceaux de sortie si on veut observer des franges d'interférences atomiques. Le graphe de la figure I.7 montre les interférogrammes des sorties complémentaires 1 et 2, observés en traduisant le miroir de la troisième onde stationnaire laser. La visibilité est faible, à cause d'une séparation insuffisante des sorties complémentaires et probablement de faisceaux parasites venant d'autres ordres de diffraction.

I.3.3.3 Interféromètre de l'équipe de Siu Au Lee utilisant la diffraction laser dans le régime de Bragg

En 1995, D. Giltner *et al.* [59, 60] ont construit un interféromètre utilisant la diffraction atomique par des ondes stationnaires laser quasi-résonantes dans le régime de Bragg. Un jet de néon métastable est collimaté et traverse trois ondes stationnaires. Contrairement à l'expérience d'E. Rasel *et al.*, les ondes stationnaires sont épaisses et les atomes sont diffractés dans le régime de Bragg. Suivant l'incidence et les

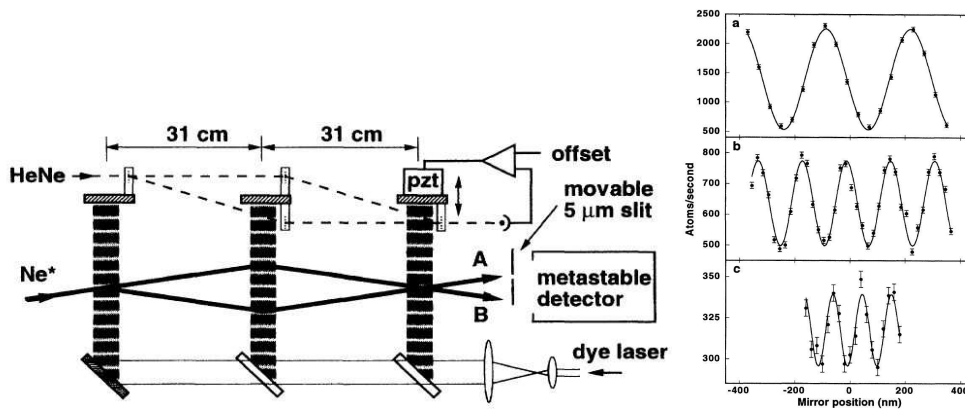


Figure I.8: Partie gauche de la figure : schéma de principe de l'interféromètre à ondes stationnaires laser développé par l'équipe de Siu Au Lee [59]. La diffraction laser dans le régime de Bragg produit seulement deux faisceaux, ce qui élimine la plupart des faisceaux parasites. Il existe deux faisceaux de sortie cohérents transportant des signaux d'interférences complémentaires et un des ces deux faisceaux est par une fente placée devant le détecteur de métastable. Partie droite de la figure : enregistrement des franges d'interférences atomiques observées avec un interféromètre utilisant l'ordre de diffraction $p = 1, 2$ et 3 . La visibilité décroît rapidement avec l'ordre passant de 62% pour l'ordre $p = 1$ à 22% pour l'ordre $p = 2$ et 7% pour l'ordre $p = 3$

paramètres de l'onde laser, on peut choisir l'ordre de diffraction et le processus de diffraction ne produit que le faisceau direct et le faisceau de l'ordre p choisi. L'angle de diffraction du premier ordre vaut $58 \mu\text{rad}$ et, avec une distance entre ondes stationnaires consécutives égale à 0.31 m , la séparation des faisceaux atomiques au niveau de la deuxième onde stationnaire est égale $18 \mu\text{m}$ pour un interféromètre utilisant l'ordre $p = 1$ de diffraction. Cette équipe a fait fonctionner son interféromètres avec les ordres $p = 1, 2$ et 3 . Les signaux d'interférences sont présentés sur la partie droite de la figure I.8 et montrent les franges. La visibilité obtenue avec l'ordre $p = 1$ est très bonne, 62% mais elle décroît rapidement avec l'ordre de diffraction et elle vaut 22% pour $p = 2$ et 7% pour $p = 2$. Pour observer les franges d'interférences, l'équipe a choisi de translater le miroir de la troisième onde stationnaire laser et la période d'une frange correspond à déplacement d'autant plus petit que l'ordre est élevé. Ce fait est relié au déphasage induit par la translation du miroir et sera discuté par la suite.

Les performances de cet interféromètre étaient tout à fait remarquables mais, malheureusement, cet interféromètre n'a été jamais utilisé pour des mesures de précision. Ces travaux nous ont très fortement inspirés pour le développement de notre interféromètre à Toulouse.

I.3.3.4 Interféromètre construit par l'équipe Y. Torii *et al.* utilisant un condensat de Bose-Einstein

Le développement des condensats Bose-Einstein ouvre des perspectives très intéressantes comme source atomique ayant des propriétés de cohérence analogues à celle du laser en optique traditionnelle. Diverses expériences ont fait usage de ces propriétés exceptionnelles. Par exemple, dans le groupe de B. Phillips, la diffraction de Bragg a été appliquée sur un condensat Bose-Einstein de rubidium pour étudier le processus de mélange à quatre ondes atomiques (L. Deng *et al* [61]).

Je vais décrire ici avec quelques détails un interféromètre temporel de Mach-Zehnder utilisant la

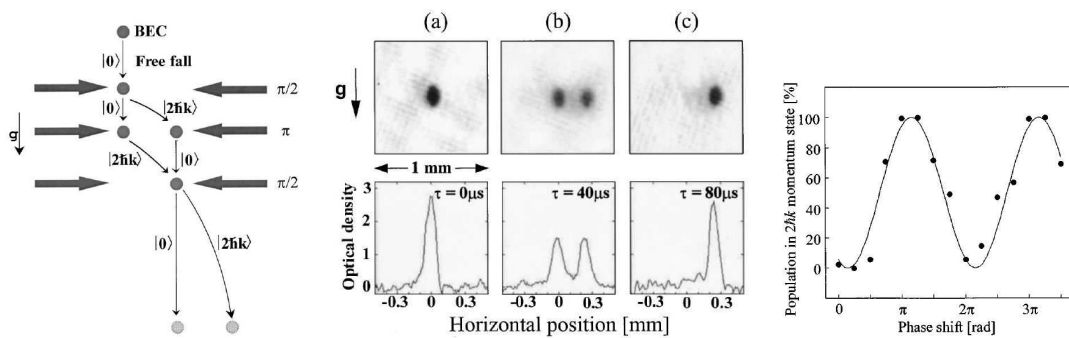


Figure I.9: *Partie gauche de la figure : Schéma de l'interféromètre temporel de Mach-Zehnder à diffraction de Bragg avec un condensat BEC de rubidium en chute libre. Trois impulsions $\pi/2$ – π – $\pi/2$ sont appliquées lors de la chute du condensat. Partie centrale de la figure : images et profils de densité des nuages d'atomes après 20 ms de chute libre après une impulsion de durée τ , variant 0 à 80 μs . $\tau = 40 \mu s$ correspond à une impulsion $\pi/2$ et $\tau = 80 \mu s$ à une impulsion π . Partie droite de la figure : population de l'état $|2\hbar k_L\rangle$ en fonction de la phase de la troisième impulsion. Une visibilité proche de 100% est atteinte.*

diffraction de Bragg d'un condensat Bose–Einstein. Le schéma de gauche sur la figure I.9 montre le dispositif expérimental de Y. Torii *et col.* [62]. Un condensat Bose-Einstein de rubidium est lâché en chute libre. Une onde stationnaire laser est appliquée en impulsion $\pi/2$ et crée une superposition cohérente des états $|0\rangle$ et $|2\hbar k_L\rangle$. Le nuage d'atome est divisé en deux parties qui commencent à se séparer. Une deuxième impulsion π transforme l'état $|0\rangle$ en $|2\hbar k_L\rangle$ et vice-versa. Une troisième impulsion $\pi/2$ joue le rôle de la deuxième séparatrice et mélange les deux faisceaux. Les images présentés au milieu de cette figure montrent le nuage après une chute de 20 ms et les différents pics correspondant au états d'impulsions différentes. Enfin, la courbe sur la partie droite de la figure montre la population de l'état $|2\hbar k_L\rangle$ en fonction de la phase de la troisième impulsion. La visibilité des franges d'interférences est voisine de 100%.

Avec la géométrie utilisée, pour que la condition de Bragg soit vérifiée, l'onde doit être stationnaire non pas dans le référentiel du laboratoire mais dans un référentiel en mouvement avec la vitesse de recul de l'atome : ceci est obtenu en envoyant deux ondes lasers de fréquences légèrement différentes.

I.4 Analyse théorique des interféromètres de Mach-Zehnder à trois réseaux

Publications associées à cette partie :

- A. Miffre, R. Delhuille, B. Viaris de Lesegno, M. Büchner, C. Rizzo and J. Vigué, **The three grating Mach-Zehnder particle interferometry: a tutorial approach using particle optics**, *Eur. Phys. J.* **23**, 623-635 (2002)
- C. Champenois, M. Büchner, and J. Vigué, **Fringe contrast in three gratings Mach-Zehnder atomic interferometers**, *Eur. Phys. J. D* **5**, 363-374 (1999)

I.4.1 Considérations générales: modèle élémentaire en ondes planes

Les interféromètres atomiques de Mach-Zehnder à trois réseaux jouent un rôle très important pour l'interférométrie des ondes de matière. En particulier, les seuls interféromètres à faisceaux spatialement séparés sont des interféromètres de Mach-Zehnder. Nous avons décrit dans ce chapitre plusieurs interféromètres de ce type: l'interféromètre à nanoréseaux de l'équipe de D.E. Pritchard [9], l'interféromètre utilisant la diffraction laser dans le régime Kapitza-Dirac construit par l'équipe de Zeilinger [51] et l'interféromètre utilisant la diffraction laser dans le régime de Bragg construit par l'équipe de S.A. Lee [59, 60].

Un modèle théorique pour l'interféromètre à nanoréseaux de l'équipe de D.E. Pritchard a été développé par Q. Turchette *et al.*. Ce modèle est un modèle numérique, avec des calculs spécifiques pour cet interféromètre. Dans le but de concevoir le meilleur interféromètre possible, nous avons développé un modèle essentiellement analytique et beaucoup plus général des interféromètres atomiques de Mach-Zehnder à trois réseaux [63]. Dans ce modèle, nous avons analysé principalement les effets liés à la géométrie de l'appareil et les résultats les plus intéressants du point de vue pratique sont le calcul de la réduction de la visibilité des franges associées aux principaux défauts d'alignement. Je vais résumer ce modèle et discuter ces résultats.

Le schéma typique d'un interféromètre atomique de Mach-Zehnder à trois réseaux est représenté sur la figure I.10. Après une collimation du jet atomique par le système de deux fentes S_0 et S_1 , l'onde atomique entre dans l'interféromètre proprement dit qui est formé des trois réseaux notés G_1 , G_2 et G_3 . Pour simplifier les calculs, on a supposé que la fente S_1 et le réseau G_1 sont dans le même plan. Les distances entre réseaux sont notées L_{12} et L_{23} et nous verrons l'effet d'une différence entre ces deux distances. La distance L_{34} entre le troisième réseau et le détecteur est un paramètre très important.

Nous associons au réseau G_i un vecteur réciproque \mathbf{k}_{G_i} , qui se trouve dans le plan du réseau et est perpendiculaire à ses traits. Le module de ce vecteur réciproque est égal à $|\mathbf{k}_{G_i}| = 2\pi/a$, où a est la période du réseau. Pour une onde lumineuse stationnaire, $\mathbf{k}_{G_i} = 2\mathbf{k}_L$ où \mathbf{k}_L est le vecteur d'onde d'une des deux ondes progressives formant l'onde stationnaire. On considère une onde atomique plane de vecteur d'onde \mathbf{k}_a , incidente sur le réseau G_i . Dans l'approximation où l'angle de diffraction est très faible et l'onde incidente quasi-normale au plan du réseau, le faisceau diffracté d'ordre p par ce réseau est une onde plane de vecteur d'onde $\mathbf{k}_a + p\mathbf{k}_{G_i}$. Plus précisément, l'onde incidente se transforme comme suit :

$$\phi(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}_a \cdot \mathbf{r}) \mapsto \phi_p(\mathbf{r}) = \alpha_i(p) \exp(i\mathbf{k}_a \cdot \mathbf{r} + ip\mathbf{k}_{G_i} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)) \quad (\text{I.4})$$

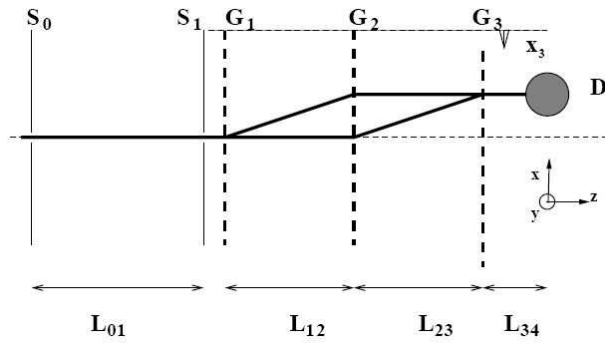


Figure I.10: Schéma d'un interféromètre atomique de Mach-Zehnder à trois réseaux. Les réseaux de diffraction peuvent être soit des nanoréseaux dont l'effet principal est de moduler l'amplitude de l'onde atomique transmise soit des ondes stationnaires laser non-résonnantes qui jouent le rôle de réseau de phase pour l'onde atomique.

où $\alpha_i(p)$ est l'amplitude de diffraction du réseau G_i dans l'ordre p et \mathbf{r}_i est un point origine lié au réseau G_i (la phase de l'amplitude $\alpha_i(p)$ dépend bien sûr du choix de ce point origine).

Dans l'interféromètre, un chemin est repéré par les ordres de diffraction $(p_1, p_2$ et $p_3)$, où p_i note l'ordre de diffraction par le réseau G_i . Dans l'article [63], nous avons considéré des cas plus complexes mais nous nous limiterons ici au cas le plus simple avec seulement deux chemins notés $(p, -p, 0)$ et $(0, p, -p)$. Les fonctions d'ondes associées à ces deux chemins s'écrivent :

$$\begin{aligned}\phi_{(p,-p,0)}(\mathbf{r}) &= \alpha_1(p)\alpha_2(-p)\alpha_3(0) \exp [i\mathbf{k}_a \cdot \mathbf{r} - ip\mathbf{k}_{G_1} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) + ip\mathbf{k}_{G_2} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_2)] \\ \phi_{(0,p,-p)}(\mathbf{r}) &= \alpha_1(0)\alpha_2(p)\alpha_3(-p) \exp [i\mathbf{k}_a \cdot \mathbf{r} + ip\mathbf{k}_{G_2} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_2) - ip\mathbf{k}_{G_3} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_3)]\end{aligned}\quad (\text{I.5})$$

Pour un interféromètre de Mach-Zehnder symétrique, c'est-à-dire avec des réseaux G_1 et G_3 identiques, on vérifie que les modules des amplitudes $\alpha_1(p)\alpha_2(-p)\alpha_3(0)$ et $\alpha_1(0)\alpha_2(p)\alpha_3(-p)$ sont égaux et le signal d'interférence s'écrit :

$$\begin{aligned}I &= |\phi_{(-p,p,0)}(\mathbf{r}) + \phi_{(0,p,-p)}(\mathbf{r})|^2 \\ &= I_0(1 + V_0 \cos [p(\mathbf{k}_{G_1} + \mathbf{k}_{G_3} - 2\mathbf{k}_{G_2}) \cdot \mathbf{r} + \varphi])\end{aligned}\quad (\text{I.6})$$

où le déphasage relatif des deux ondes φ dépend des positions des réseaux :

$$\varphi = p(2\mathbf{k}_{G_2} \cdot \mathbf{r}_2 - \mathbf{k}_{G_1} \cdot \mathbf{r}_1 - \mathbf{k}_{G_3} \cdot \mathbf{r}_3)\quad (\text{I.7})$$

Si les trois vecteurs d'onde ne vérifient pas $(\mathbf{k}_{G_1} + \mathbf{k}_{G_3} - 2\mathbf{k}_{G_2}) = \mathbf{0}$, l'intensité I est une fonction du point \mathbf{r} sur le détecteur. Ceci est l'expression du fait que les faisceaux qui interfèrent n'ont pas le même vecteur d'onde (ce vecteur d'onde vaut $\mathbf{k}_a - p\mathbf{k}_{G_1} + p\mathbf{k}_{G_2}$ pour une onde, et $\mathbf{k}_a + p\mathbf{k}_{G_2} - p\mathbf{k}_{G_3}$ pour l'autre onde) et il y a un système de franges sur le détecteur. La visibilité des franges ne sera bonne que si on restreint la surface du détecteur à une zone petit sur laquelle la phase $p(\mathbf{k}_{G_1} + \mathbf{k}_{G_3} - 2\mathbf{k}_{G_2}) \cdot \mathbf{r}$ varie peu. Si les trois réseaux sont identiques et les vecteurs d'onde sont parfaitement alignés selon l'axe x (voir figure I.10), alors $(\mathbf{k}_{G_1} + \mathbf{k}_{G_3} - 2\mathbf{k}_{G_2}) = \mathbf{0}$ et les équations I.6 et I.7 se simplifient:

$$I = I_0 [1 + V_0 \cos(\varphi)]\quad (\text{I.8})$$

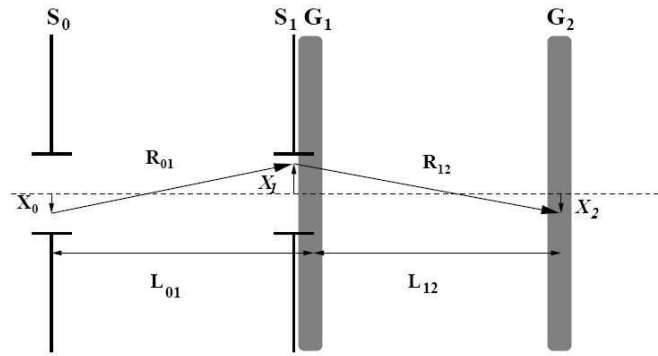


Figure I.11: Notations utilisées pour le modèle théorique.

Il est évident que l'on peut simplement balayer la phase des franges d'interférences en modifiant la position d'un réseau selon l'axe x et il faut noter que le déphasage φ est indépendant de la vitesse des atomes: on peut donc balayer de nombreuses franges sans aucune perte de visibilité. En présence d'une perturbation de la propagation sur un des deux chemins, il faudra bien sûr rajouter à φ la phase induite par cette perturbation.

I.4.2 Modèle tenant compte de la diffraction par les fentes de collimation

Notre modèle ressemble au modèle de Q. Turchette *et al.* [64] mais nous avons réussi à calculer analytiquement la plupart des intégrales ce qui réduit considérablement le volume des calculs numériques. De plus, nous avons pu dériver des formules approximatives mais très précises pour l'effet de certains désalignements sur la visibilité des franges.

La première fente S_0 est considérée comme une source totalement incohérente (chaque point émet des ondes sans relations de phases avec celles émises par un autre point de la fente). Il est clair que le signal I mesuré par le détecteur est l'intégrale sur le point \mathbf{R}_0 de la fente source et sur le point \mathbf{R}_4 du détecteur :

$$I = \int_{source} d\mathbf{R}_0 \int_{det} d\mathbf{R}_4 |A(\mathbf{R}_0, \mathbf{R}_4)|^2 \quad (\text{I.9})$$

$A(\mathbf{R}_0, \mathbf{R}_4)$ est l'amplitude diffractée par l'ensemble fente S_1 et les trois réseaux du point \mathbf{R}_0 de la fente source jusqu'au point \mathbf{R}_4 du détecteur. Dans la théorie scalaire de la diffraction, cette amplitude est donnée par l'intégrale de Fresnel-Kirchoff. En introduisant explicitement tous les éléments diffractifs, l'amplitude $A(\mathbf{R}_0, \mathbf{R}_4)$ est donnée par l'expression suivante :

$$A(\mathbf{R}_0, \mathbf{R}_4) = \frac{A_0}{i\lambda^3} \int_{S_1} d\mathbf{R}_1 \frac{e^{ik_o R_{01}}}{R_{01}} t_1(\mathbf{R}_1) \times \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R}_2 \frac{e^{ik_o R_{12}}}{R_{12}} t_2(\mathbf{R}_2) \times \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R}_3 \frac{e^{ik_o R_{23}}}{R_{23}} t_3(\mathbf{R}_3) \quad (\text{I.10})$$

$t_i(\mathbf{R}_i)$ est la transmission du réseau G_i , fonction du point dans le plan du réseau \mathbf{R}_i . Pour évaluer cette intégrale, nous avons travaillé dans l'approximation de Fresnel qui est parfaitement justifiée pour les distances et les longueurs d'onde mises en jeu. D'autre part, la fonction de transmission $t_i(\mathbf{R}_i)$, qui est périodique, est exprimée en série de Fourier, chaque terme de la série correspondant à un ordre de diffraction par le réseau G_i . Nous n'allons pas reproduire ici les calculs assez lourds de notre article [63] mais nous allons présenter trois résultats.

I.4.3 Effet de distances différentes entre réseaux consécutifs

Si les distances L_{12} et L_{23} entre réseaux consécutifs ne sont pas égales, la visibilité des franges d'interférences est réduite [56]. Nous avons trouvé que l'effet dominant vient de la phase "classique" calculée le long des rayons (cette phase ne tient pas compte de la diffraction par la fente S_1) et qui est donnée par [63, 47, 65]:

$$\psi = pk_G \Delta L \left[\left(\frac{L_{12} + L_{23}}{2L_{04}} - \frac{1}{2} \right) \theta + \frac{X_0 - X_4}{L_{04}} \right] \quad (\text{I.11})$$

ΔL est la différence entre L_{12} et L_{23} définie par $\Delta L = L_{23} - L_{12}$ et θ est l'angle de diffraction au premier ordre. Le premier terme donne uniquement un déphasage global des franges et ne modifie donc pas leur visibilité. Le deuxième terme dépend de X_0 et X_4 et, après intégration sur ces deux coordonnées, ce terme entraîne une diminution de la visibilité \mathcal{V} qui est donnée par :

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}_0 \left| \text{sinc} \left(\frac{pk_G e_0 \Delta L}{2L_{04}} \right) \text{sinc} \left(\frac{pk_G e_D \Delta L}{2L_{04}} \right) \right| \quad (\text{I.12})$$

où $\text{sinc}(x)$ est le sinus cardinal $\sin(x)/x$. e_0 et e_D sont les largeurs des fentes de collimation S_0 et de détection S_D . \mathcal{V}_0 est la visibilité pour un alignement parfait. On verra que, avec des valeurs réalistes des paramètres expérimentaux, il faut que la différence des distances ΔL deviennent importante (plusieurs millimètres dans notre expérience) pour entraîner une baisse notable de la visibilité de franges.

I.4.4 Effet d'une faible rotation des réseaux dans leur plan

Un faible rotation des réseaux dans leur plan entraîne également une diminution de la visibilité. On repart de l'équation I.6 et on calcule la valeur de $\delta \mathbf{k} = (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_3 - 2\mathbf{k}_2)$. En notant ϵ_i l'angle fait par le vecteur \mathbf{k}_i avec l'axe \mathbf{x} :

$$\mathbf{k}_{G_i} = k_G (\mathbf{x} \cos \epsilon_i + \mathbf{y} \sin \epsilon_i) \quad (\text{I.13})$$

$$\delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} \approx k_G (\epsilon_1 + \epsilon_3 - 2\epsilon_2) y \quad (\text{I.14})$$

où y est la projection du vecteur \mathbf{r} sur l'axe \mathbf{y} . Des franges parallèles à l'axe \mathbf{x} apparaissent sur la surface du détecteur et ces franges seront moyennées suite à l'intégration, ce qui réduit la visibilité qui s'écrit:

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}_0 \left| \text{sinc} \left[\frac{k_G h_0}{2} \frac{(\epsilon_2 - \epsilon_1)L_{14} + (\epsilon_2 - \epsilon_3)L_{34}}{L_{04}} \right] \text{sinc} \left[\frac{k_G h_D}{2} \frac{(\epsilon_2 - \epsilon_1)L_{01} + (\epsilon_2 - \epsilon_3)L_{04}}{L_{03}} \right] \right| \quad (\text{I.15})$$

Dans cette expression, h_0 et h_D sont les hauteurs utiles des fentes de collimation et de détection, sur lesquelles l'intensité incidente et l'efficacité de détection sont supposées constantes. Cette expression est une généralisation d'une formule établie par C. Ekstrom [66] qui supposait que le détecteur était dans le plan du réseau G_3 (c'est à dire $L_{34} = 0$).

Contribution de faisceaux multiples au signal d'interférences

Ce calcul a permis de mettre en évidence une très importante différence des interféromètres de Mach-Zehnder à trois réseaux suivant que les réseaux utilisés sont des réseaux d'amplitude ou des réseaux de phase. Dans les deux cas, ces réseaux produisent plusieurs ordres de diffraction : cette propriété est bien connue pour les réseaux d'amplitude et elle est vraie aussi pour la diffraction par une onde stationnaire laser,

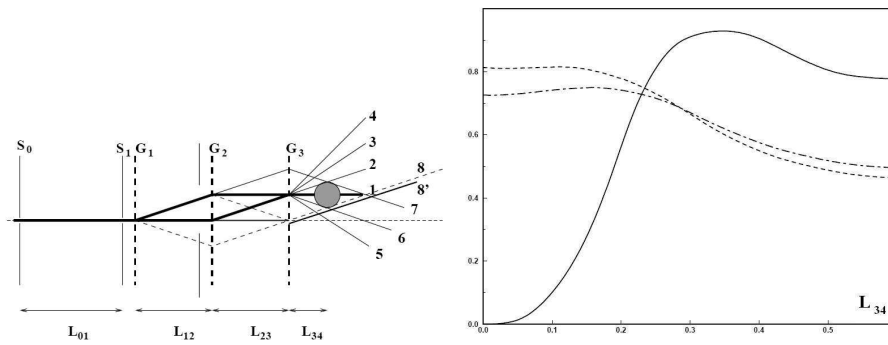


Figure I.12: *Partie gauche de la figure : les principaux faisceaux atomiques qui contribuent au signal. Partie droite de la figure : la visibilité franges d'interférences est calculée en fonction de la distance entre le réseau G_3 et la fente de détection. Deux calculs correspondent aux paramètres de l'interféromètre réseaux d'amplitude de l'équipe de D.E. Pritchard fonctionnant avec l'atome de sodium (vitesse $v = 1000$ m/s, réseau de période 200 nm) : fraction ouverte des réseaux $\beta = 0.33$ (ligne en tiret) avec une visibilité maximum de 81% et $\beta = 0.4$ (ligne en points-tiret) avec une visibilité maximum de 73%. Un calcul correspond à un interféromètre utilisant la diffraction laser à $\lambda_L = 671$ nm ($a = \lambda_L/2 = 331$ nm) et le lithium atomique (ligne continue). La visibilité atteint 93% au maximum. Pour ces trois calculs, la largeur des fentes de collimation vaut $e_0 = e_1 = 10$ μm et celle de détection $e_D = 50$ μm .*

par exemple dans le régime Kapitza-Dirac (seul le régime de Bragg fait exception avec deux faisceaux, le faisceau direct et un faisceau diffracté). Quand on prend en compte plusieurs ordres de diffraction pour chaque réseau dans un interféromètre de Mach-Zehnder, plusieurs faisceaux atomiques définis par les ordres (p_1 , p_2 et p_3) peuvent contribuer au signal d'interférence: la figure I.12 montre les faisceaux principaux pris en compte dans notre calcul.

Nous avons utilisé les amplitudes de diffraction en fonction de l'ordre p donnée par la modélisation la plus simple (diffraction par un réseau d'amplitude G_i avec une fraction ouverte de la période notée β_i ; diffraction de Kapitza-Dirac avec les amplitudes données par les formules de Raman-Nath) et nous avons utilisé notre modèle pour calculer la visibilité des franges d'interférences en fonction de la distance L_{34} entre le réseau G_3 et la fente de détection. La variation de la visibilité avec cette distance est très différente suivant qu'il s'agit d'un réseau d'amplitude ou un réseau de phase. Ces variations sont présentées sur la figure I.12.

Pour un réseau d'amplitude, la visibilité des franges est importante quand la distance L_{34} est nulle $L_{34} = 0$ et elle varie d'abord faiblement quand L_{34} augmente puis une nette décroissance est observée là où la distance L_{34} est égale à la distance entre réseaux $L_{12} = L_{23}$ car divers faisceaux parasites croisent le faisceau 1 à cet endroit. La forte visibilité en $L_{34} = 0$ a été expliquée par l'équipe de D.E. Pritchard comme un effet Moiré. Dans un interféromètre de Mach-Zehnder bien aligné, les deux faisceaux $(+1, -1, 0)$ et $(0, +1, -1)$ qui contribuent aux faisceaux de sortie numérotés de 1 à 6 forment une onde de matière stationnaire selon la direction des réseaux. Cette onde stationnaire est caractérisée par une visibilité \mathcal{V}_0 et elle a la même période a que les réseaux. Le réseau G_3 sert de masque d'amplitude et c'est un cas particulier d'effet Moiré, puisque les deux objets périodiques ont la même période. La visibilité est des franges d'interférences mesurées sur le détecteur est donnée par $\mathcal{V} = \mathcal{V}_0 \sin(\pi\beta_3)/(\pi\beta_3)$, où β_3 est la fraction ouverte du troisième réseau. On peut noter que pour des valeurs réalistes de β_3 , la visibilité ne peut jamais atteindre $\mathcal{V} = 100\%$.

Pour un interféromètre à réseaux de phase, les deux faisceaux $(+1, -1, 0)$ et $(0, +1, -1)$ con-

tribuent toujours aux faisceaux de sortie numérotés de 1 à 6 et la somme des intensités transportées par ces faisceaux ne contient pas de signal d'interférences puisque les réseaux de phase n'arrêtent pas les atomes. Si les seules amplitudes importantes sont celles des ordres 0 et 1, les seuls faisceaux de sortie importants sont les faisceaux numérotés 1 et 2 et ces faisceaux transportent des signaux complémentaires. Pour observer des interférences avec une visibilité importante, il faut faire croître la distance L_{34} jusqu'à ce que ces deux faisceaux se séparent et, dans l'hypothèse d'une séparation totale, la visibilité atteindrait 100%. La décroissance observée quand la distance L_{34} devient égale à la distance entre réseaux $L_{12} = L_{23}$ est, dans ce cas aussi, due à la présence de faisceaux parasites qui croisent le faisceau 1 à cet endroit.

Ce travail de modélisation nous a apporté des informations importantes sur la sensibilité d'un interféromètre atomique aux défauts d'alignement. De plus, il nous a montré qu'un interféromètre à réseaux de phase a deux avantages très notables par rapport aux interféromètres à réseaux d'amplitude :

- la transmission de l'interféromètre peut atteindre 100% quand l'interférence est constructive alors que les interféromètres à réseaux d'amplitude ont une transmission très faible. En effet, la probabilité de diffraction d'un réseau d'amplitude dans les ordres 0 et 1 qui sont les ordres utilisés pour construire un interféromètre sont assez faibles : pour une fraction ouverte $\beta=0.33$, la probabilité de diffraction dans les ordres $p = 0$ et 1 est de $\beta^2=0.11$ et de $\sin^2(\beta\pi)/\pi^2=0.08$ respectivement. De plus, les structures de maintien réduisent encore la transmission de manière notable. Finalement, environ 1% des atomes entrant dans l'interféromètre contribuent au signal d'interférences atomiques.
- la visibilité des franges d'un interféromètre à réseaux de phase peut être très élevée et proche de sa limite théorique égale à 100%. Avec un interféromètre à réseaux d'amplitude, la visibilité maximum théorique n'est pas aussi bonne et les expériences n'ont pas approché cette limite. Par exemple, la meilleure visibilité obtenue par l'équipe de D. Prichard est $\mathcal{V} = 48\%$ avec un signal moyen 1800 atomes/s détectés [56].

Cependant, le très grand avantage des interféromètres à réseaux d'amplitude est leur non-spécificité par rapport à l'espèce atomique ou moléculaire : presque toute espèce d'atome ou de molécule dont on peut produire un faisceau suffisamment intense peut être utilisée.

Chapitre II

LA DIFFRACTION DE BRAGG PAR LASER: APPROCHES THÉORIQUES

Publication associée à ce chapitre :

- A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué,
Lithium atom interferometer using laser diffraction: description and experiments, *Eur. Phys. J. D* **33**, 99-112 (2005)
- M. Büchner, R. Delhuille, A. Miffre, C. Robilliard, C. Champenois and J. Vigué,
Diffraction phases in atom interferometers, *Phys. Rev. A* **68**, 013607(2003)

II.1 Introduction

La diffraction atomique par une onde stationnaire laser a été beaucoup étudiée : nous rappellerons ici les premiers travaux de A.F. Bernhardt et B.W. Shore [67] en 1981, de C. Tanguy *et al.* [68] en 1984 et un article de revue de Ch.J. Bordé paru en 1997 dans le livre "atom interferometry" édité par P. R. Berman [15]).

Durant la thèse de Caroline Champenois entre 1996 et 1999, il nous est apparu qu'il n'existait pas de formalisme général pour décrire la diffraction atomique par une onde stationnaire laser. Seuls quelques cas particuliers étaient bien compris et décrits par des formalismes simplifiés adaptés à ces cas particuliers : il s'agissait essentiellement du cas d'un faible temps d'interaction, décrit par l'approximation de Raman-Nath, et du cas de la diffraction de Bragg, décrit par une oscillation de Rabi entre deux niveaux couplés. Le cas plus général était traité par intégration numérique de l'équation de Schrödinger, ce qui ne permet pas une intuition physique de ce qui se passe.

L'atome dans une onde stationnaire laser non-résonnante est un cas particulier d'une particule quantique dans un potentiel périodique et le formalisme naturel pour décrire la dynamique est celui des états de Bloch. L'application de ces états à la description de l'interaction entre un atome et un potentiel périodique a été introduit par Lethokov et Minogin [69] vers 1981, puis par Y. Castin et J. Dalibard [70]. Le formalisme que nous allons utiliser apparaît aussi de manière implicite dans les publications de M. Horne *et al.* [71] et C.M. Keller *et al.* [72], publiées en 1999.

Notre travail a rempli deux objectifs :

- le premier objectif est essentiellement didactique; il s'agit de comprendre mieux la diffraction et de voir quels sont les paramètres importants; en particulier l'intensité du potentiel ou la durée d'interaction n'intervenaient que par leur produit dans les cas traités analytiquement mais il était bien évident que chacun de ces deux paramètres joue un rôle propre.

- l'autre objectif est de déduire des résultats nouveaux, en particulier en ce qui concerne les déphasages associés à la diffraction [73]

En 2008, Holger Müller, qui travaille dans l'équipe de S. Chu, s'est intéressé à la description de la diffraction de Bragg aux ordres élevés et il a effectué des travaux complémentaires aux nôtres, avec des résultats originaux sur le caractère adiabatique de ce processus [74].

II.2 Un atome en interaction avec une onde stationnaire laser

Considérons une onde stationnaire qui est créée par deux faisceaux laser quasi-résonnants avec une transition de résonance de l'atome que l'on veut diffracter. Ces faisceaux se propagent selon les directions $\pm x$ et on va les traiter comme des ondes planes avec un profil transverse dont la forme sera précisée plus loin. On suppose que la densité de puissance lumineuse et le décalage entre la fréquence du laser ω_L et celle de la transition de résonance ω_0 sont choisis de manière à ce que la probabilité d'excitation de l'atome soit négligeable sur le temps d'interaction de l'atome avec l'onde stationnaire. Dans ces conditions, le seul effet de la présence des faisceaux lasers est de créer un potentiel dû au déplacement de l'énergie de l'état fondamental [75]. Ce potentiel est périodique en x , avec une périodicité égale à $\lambda_L/2$ (où λ_L est la longueur d'onde du laser) :

$$V(x, z) = V_0(z) \cos^2(k_L x) = \frac{V_0(z)}{4} [2 + \exp(+2ik_L x) + \exp(-2ik_L x)] \quad (\text{II.1})$$

$k_L = 2\pi/\lambda_L$ est le vecteur d'onde du laser. Le potentiel $V_0(z)$ est proportionnel à la densité de puissance du laser, qui dépend du profil du laser en z . La dépendance en y est négligée, ce qui est une excellente approximation et en conséquence le mouvement de l'atome selon y est libre et il ne sera plus considéré. De même, le décalage global dû au terme indépendant de x dans le potentiel $V(x, z)$ ne joue pratiquement aucun rôle dans les expériences de diffraction et il sera omis. L'équation de Schrödinger indépendante du temps s'écrit:

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

où $E = E_x + E_z$ et $E_i = \hbar^2 k_i^2 / (2m)$, ($i = x, z$) est l'énergie cinétique en dehors des faisceaux lasers. En général, on va s'intéresser à des atomes subissant la diffraction d'ordre p et la condition de Bragg d'ordre p est que $k_x \approx \pm p k_L$. Dans le cas d'atomes aux énergies thermiques, k_x est alors considérablement plus petit que k_z et donc E_x est négligeable devant E_z . Ceci est également valable pour le potentiel lumineux qui, dans le régime de Bragg, est négligeable devant E_z . En conséquence, c'est une excellente approximation de considérer k_z comme constant et de factoriser la fonction d'onde sous la forme $\Psi = \exp(ik_z z) \psi(x, z)$. Comme $\psi(x, z)$ varie lentement avec z , on peut négliger la dérivée seconde $\partial^2 \psi / \partial z^2$ et on obtient :

$$i\hbar v_z \frac{\partial \psi(x, z)}{\partial z} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(x, z)}{\partial x^2} + V(x, z) \psi(x, z) \quad (\text{II.3})$$

$v_z = \hbar k_z / m$ est la vitesse selon l'axe z , qui est supposée constante. On peut introduire le temps $t = z/v_z$ et on retrouve une équation de Schrödinger dépendant du temps, qui décrit le mouvement de l'atome en fonction de x et de t :

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(x, t)}{\partial x^2} + V(x, t) \psi(x, t) \quad (\text{II.4})$$

Il s'avère utile d'introduire des variables sans dimension [72, 76]:

$$\begin{aligned}
 X &= k_L x && \text{coordonnée réduite} \\
 q(z) &= V_0(z)/(4\hbar\omega_{rec}) && \text{potentiel réduit} \\
 \kappa &= k_x/k_L && \text{composante en } x \text{ d'un vecteur d'onde réduit} \\
 \varepsilon &= E_x/(\hbar\omega_{rec}) && \text{énergie cinétique réduite du mouvement selon } x \\
 \tau &= \omega_{rec} t && \text{temps réduit}
 \end{aligned} \tag{II.5}$$

où $\hbar\omega_{rec} = \hbar^2 k_L^2 / (2m)$ est l'énergie de recul de l'atome. L'équation II.4 devient :

$$i \frac{\partial |\psi\rangle}{\partial \tau} = \mathcal{H} |\psi\rangle \tag{II.6}$$

Les éléments de matrice du Hamiltonien \mathcal{H} sont donnés plus loin. Le cas où $q(\tau = \omega_{rec} z / v_z)$ est constant est un cas particulier très important. On peut aisément vérifier que l'équation Schrödinger indépendante du temps τ est en fait l'équation de Mathieu et les états propres du Hamiltonien \mathcal{H} sont des états de Bloch, à cause de la nature périodique du potentiel. Pour une onde plane incidente dont la composante x du vecteur d'onde réduit est κ_i , la solution de l'équation II.6 est donnée par :

$$|\psi(\tau)\rangle = \sum_{n=-\infty}^{\infty} u_n(\tau) |\kappa = \kappa_i + 2n\rangle \tag{II.7}$$

où il faut calculer les amplitudes $u_n(\tau)$. Dans la base $|\kappa = \kappa_i + 2n\rangle$ des états propres de l'impulsion selon x , les éléments de matrice du Hamiltonien \mathcal{H} s'écrivent:

$$\mathcal{H}(t) = \begin{pmatrix} \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & & & & & & \\ & 0 & q(\tau) & (\kappa+2)^2 & q(\tau) & 0 & & & & & \\ & & 0 & q(\tau) & \kappa^2 & q(\tau) & 0 & & & & \\ & & & 0 & q(\tau) & (\kappa-2)^2 & q(\tau) & 0 & & & \\ & & & & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & & \\ & & & & & & & & & & \ddots \end{pmatrix} \tag{II.8}$$

L'interaction couple uniquement des états vérifiant $\Delta\kappa = \pm 2$. Cette équation décrit le mouvement de l'atome selon l'axe x d'une manière générale et nous avons construit un programme numérique utilisable avec un profil arbitraire transverse du faisceau laser $q(\tau)$.

II.3 États de Bloch et diffraction atomique : résultats analytiques

Dans cette partie, nous considérons que, dans l'onde stationnaire, la densité de puissance du laser est constante $q(\tau) = q_0$ et que cette densité de puissance est nulle en dehors. Nous cherchons tout d'abord les solutions de l'équation de Schrödinger indépendante du temps dans les zones où $q = 0$ et $q = q_0$. Quand $q = 0$, les états propres sont des états d'impulsion $|\kappa = \kappa_i + 2n\rangle$ bien définie dont l'énergie est représentée par une parabole que l'on replie dans la première zone de Brillouin comme le montre la figure II.1. En présence d'un potentiel non nul q_0 mais peu intense, on peut appliquer un point de vue perturbatif: l'onde plane $|\kappa = \kappa_i\rangle$ est couplée aux états $|\kappa = \kappa_i \pm 2\rangle$ comme le montre l'équation II.8. L'effet est plus fort quand les énergies des deux niveaux couplés sont égales et on observe une forte levée

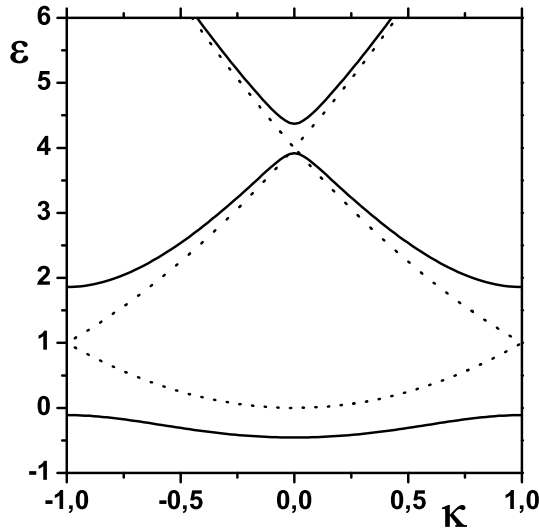


Figure II.1: Les énergies réduites $\varepsilon(\kappa, n) = E_x/(\hbar\omega_{rec})$ en fonction de l'impulsion réduite $\kappa = k_x/k_L$ dans la première zone de Brillouin. ε est tracé pour deux valeurs de q , $q = 0$ (ligne en pointillés) et $q = 1$ (ligne continue). On remarque que, dès que $q \neq 0$, le potentiel fait apparaître des bandes et des gaps dans le spectre d'énergie.

de dégénérescence entre ces états $|\kappa = \pm 1\rangle$ car il s'agit d'un couplage au premier ordre donc linéaire en q . Plus généralement, on observe une levée de dégénérescence des états $|\kappa = \pm p\rangle$ et d'énergie $\varepsilon = p^2$, soit au centre de la première zone de Brillouin si p est pair, soit au bord de la première zone de Brillouin si p est impair et le premier terme du couplage effectif est en q^p . Chacune de ces levées de dégénérescence correspond précisément à la diffraction de Bragg d'ordre p . Nous allons l'étudier plus en détail dans le cas $p = 1$.

La levée de dégénérescence des $\kappa \pm 1$ crée la diffraction de Bragg d'ordre $p = 1$: celle-ci a lieu quand l'onde incidente a une impulsion transverse égale à $\pm \hbar k_L$ et l'onde diffractée a une impulsion transverse opposée égale à $\mp \hbar k_L$, ce qui correspond bien en unités réduites à une impulsion $\kappa = \pm 1$. Ces deux états sont couplés par un terme de couplage égal à q et, après diagonalisation dans cette base minimale, les états propres sont les combinaisons symétriques et anti-symétriques des états $|\kappa = \pm 1\rangle$ et les énergies propres sont égales à $\varepsilon = 1 \pm q$. Il est facile de déduire la fonction d'onde après un temps τ passé dans l'onde stationnaire:

$$|\psi(\tau)\rangle = \exp[-i\tau] [\cos(q_0\tau) |\kappa = -1\rangle - i \sin(q_0\tau) |\kappa = +1\rangle] \quad (\text{II.9})$$

On a supposé que l'état initial était l'état $|\kappa = -1\rangle$ et τ est le temps de vol de l'atome dans l'onde stationnaire en unité réduite (pour un atome de vitesse v_z et une onde d'extension en z égale à D , $\tau = \omega_{rec}D/v_z$). Dans cette base minimale, la diffraction de Bragg d'ordre $p = 1$ est décrite par une oscillation de Rabi et la probabilité de diffraction dans l'ordre $p = 1$ est donnée par :

$$P_1(\tau) = \sin^2(q_0\tau) \quad (\text{II.10})$$

Cette image de couplage de deux états est simple mais elle n'est qu'approximative. Ces deux états

sont eux-même couplés à d'autres états et en particulier aux deux états $|\kappa = \pm 3\rangle$. Si on tient compte du terme de perturbation au deuxième ordre, on montre que les énergies $\varepsilon_{\pm 1}$ de ces deux états sont diminuées de la même quantité $-q_0^2/8$. Ce déplacement commun d'énergie entraîne une modification de la phase de propagation de l'onde atomique et pour un temps de $\tau = \pi$ et un potentiel lumineux $q_0 = 0.5$, cette phase supplémentaire est égale à $\pi/32 \approx 100$ mrad. Dans le cas de la diffraction de Bragg, cette phase supplémentaire n'est pas détectable sur les signaux interférométriques car elle est identique pour les deux états.

Cependant, nous avons montré dans notre publication [73], que cette phase supplémentaire est détectable quand on utilise par exemple le régime de diffraction de Kapitza-Dirac avec propagation simultanée d'au moins trois faisceaux dans l'interféromètre. Nous avons fait ce calcul motivés par un interféromètre temporel construit par S. Gupta *et al.* [77] pour la mesure de h/M . Cet interféromètre utilise la diffraction laser dans le régime Kapitza-Dirac et comme source atomique un condensat de Bose Einstein. Nous avons corrigé l'expression du signal en sortie d'interféromètre en modifiant sa phase d'une quantité importante. L'analyse des mesures n'était en fait pas sensible à la phase absolue du signal mais seulement à la variation de la phase en fonction du temps entre processus de diffraction et notre correction ne change pas donc le résultat de leur mesure. Cependant, les fluctuations de puissance laser induisent un bruit de phase et notre calcul explique bien le bruit de phase observé en sortie d'interféromètre par cette équipe, en supposant des fluctuations de puissance laser de l'ordre de quelques %.

L'équation II.9 est aussi approximative pour d'autres raisons. Dans la pratique, la source d'atomes n'est pas monocinétique et le jet atomique a une divergence : ces deux effets entraînent que la composante k_x du vecteur d'onde incident (et donc aussi κ en unités réduites) a une distribution de largeur non-nulle. Prenons l'exemple de la diffraction de Bragg du premier ordre et considérons une onde incidente avec κ voisin de $\kappa = -1$. Nous notons la quantité ζ la déviation relative de κ par rapport à cette valeur et nous écrivons $\kappa = -1 + \zeta$. En soustrayant un décalage d'énergie commun aux deux états, le Hamiltonien \mathcal{H} s'écrit :

$$\mathcal{H}(\tau) \approx \begin{pmatrix} -2\zeta & q(\tau) \\ q(\tau) & 2\zeta \end{pmatrix} \quad (\text{II.11})$$

En supposant toujours un profil rectangulaire de la densité laser $q(\tau) = q_0$, la probabilité de diffraction dans l'ordre $p = 1$ s'écrit:

$$P_1(\tau, \zeta) = \frac{q_0^2}{q_0^2 + 4\zeta^2} \sin^2 \left(\tau \sqrt{q_0^2 + 4\zeta^2} \right) \quad (\text{II.12})$$

Cette équation est une généralisation de l'équation II.10. Elle permet une compréhension de la diffraction de Bragg pour une source d'atomes imparfaite. Cependant, elle ne permet pas encore de modéliser une expérience réelle car, en général, le profil de la densité laser n'est pas rectangulaire mais sensiblement Gaussien. Ce cas va être étudié par intégration numérique de l'équation de Schrödinger dépendant du temps.

II.4 Diffraction atomique du premier ordre : résultats numériques

Nous allons considérer que le profil de la densité laser est Gaussien:

$$q(z) = q_0 \exp \left[\frac{-2z^2}{w^2} \right] \quad (\text{II.13})$$

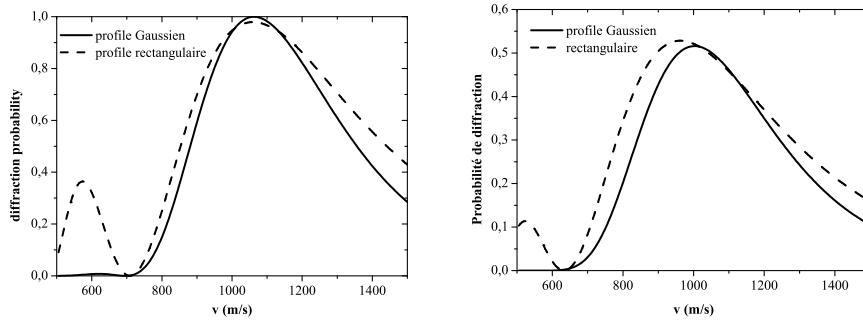


Figure II.2: Probabilité de diffraction dans l'ordre $p = 1$ pour un profil laser rectangulaire (tiretés) ou Gaussien (ligne continue). Partie gauche de la figure: configuration "miroir" ($q_0 = 0.74$ et $\tau_{int}(u) = 2.09$), menant à une probabilité de diffraction égale à 1 pour la vitesse $u = 1065$ m/s. Partie droite de la figure : configuration "lame séparatrice" ($q_0 = 0.37$ et $\tau_{int}(u) = 2.09$), menant à une probabilité de diffraction égale à 0.5 pour la vitesse $u = 1065$ m/s.

où w est le rayon du waist du laser. Pour un atome de vitesse v , nous définissons un temps d'interaction par $\tau_{int}(v) = \omega_{rec} w_0 \sqrt{\pi/2} v$. Ce temps d'interaction est choisi tel que l'intégrale $\int q(\tau) d\tau$ vérifie $\int q(\tau) d\tau = q_0 \tau_{int}$.

Avec une impulsion $q(\tau)$ de forme Gaussienne, l'équation de Schrödinger n'a de solution analytique que si la condition de Bragg est exacte, quand $\kappa = \pm 1$ pour l'onde incidente; Pour tenir compte des écarts à la condition de Bragg dus à la divergence du faisceau atomique et à un jet atomique qui n'est pas monocinétique, il faut développer une modélisation numérique. Celle-ci est très simple puisqu'il suffit d'une propagation à une seule dimension.

Nous avons résolu équation II.6 numériquement. Le programme numérique est basé sur une grille en τ . A chaque point de cette grille temporelle, l'équation de Schrödinger indépendant du temps est diagonalisée et les fonctions d'onde sont propagées analytiquement grâce à la connaissance des énergies. Neuf états de Bloch ont été pris en compte et les probabilités de diffraction ont été calculées en fonction de la vitesse atomique v .

Les courbes de la figure II.2 montrent la probabilité de diffraction dans l'ordre $p = 1$ en fonction de la vitesse atomique v pour une configuration "miroir" et une configuration "lame séparatrice": dans chaque cas, nous avons fait un calcul pour un profil rectangulaire (tiretés) et un calcul pour un profil Gaussien (ligne continue). Pour les calculs avec un profil Gaussien, nous avons pris un waist $w = 4.49$ mm et une vitesse moyenne $u = 1065$ m/s, correspondant à une configuration expérimentale typique. Le temps d'interaction vaut $\tau_{int}(u) = 2.09$ en unités réduites. Les valeurs de q sont alors choisies pour créer une configuration "miroir", $q_0 = 0.74$, ou une configuration "lame séparatrice" 50%-50%, $q_0 = 0.37$. Pour le profil rectangulaire, les mêmes valeurs de q_0 et de $\tau_{int}(u)$ ont été choisies, et la probabilité de diffraction atteint ainsi des valeurs proches de 1 ou de 0.5 pour la vitesse $u = 1065$ m/s. Sauf pour cette vitesse, la probabilité de diffraction calculée est nettement différente pour ces deux profils.

D'une part, avec le profil rectangulaire, il existe un maximum secondaire de la probabilité vers $v = 500$ à 600 m/s qui n'existe pas avec le profil Gaussien. Ce maximum secondaire n'a probablement que peu de conséquences expérimentales si la distribution de vitesse du jet est assez étroite autour de la vitesse $u = 1065$ m/s. Cette différence peut être expliquée par un argument d'adiabaticité : si la valeur de κ vérifie exactement la condition de Bragg, $\kappa = -1$, le branchement du potentiel lumineux ne peut jamais être adiabatique et la diffraction a toujours lieu mais si κ diffère notablement de cette valeur, le

profil Gaussien du potentiel respecte un critère d'adiabaticité et l'état final est identique à l'état initial : l'atome n'est donc pas diffracté. Ces arguments d'adiabaticité ne sont bien sûr jamais vérifiés avec un profil rectangulaire.

D'autre part, les probabilités de diffraction calculées avec ces deux profils se comportent assez différemment avec la vitesse autour de la vitesse $u = 1065$ m/s. Une modélisation précise d'un interféromètre devra nécessairement prendre en compte le profil réel des faisceaux laser et ne pas utiliser l'approximation par un profil rectangulaire.

Enfin, on constate que, pour la configuration "lame séparatrice", les maxima de la probabilité de diffraction sont différents suivant la nature du profil. L'équation II.12 explique cette différence pour le profil rectangulaire : pour une vitesse inférieure à la vitesse u , le temps d'interaction est plus long et l'argument du sinus dépasse $\pi/4$ et la probabilité de diffraction augmente jusqu'à ce que le préfacteur, qui diminue quand on s'écarte de la condition de Bragg, compense la croissance du sinus.

II.5 Conclusion et Perspectives

Nous avons développé un formalisme général pour la diffraction atomique par une onde stationnaire laser : ce formalisme est basé sur une description du mouvement transverse de l'atome par des états de Bloch. Nous tirons de ce formalisme général le modèle analytique classique de la diffraction de Bragg, modèle qui ne prend en considération que deux états de Bloch correspondant à l'état initial et à l'état diffracté. Ce formalisme général peut servir pour la modélisation numérique d'un interféromètre atomique, avec prise en compte de la distribution de vitesse du jet atomique et de sa divergence angulaire.

Nous avons développé des calculs de modélisation de notre interféromètre qui ne sont pas détaillés ici. Cette modélisation est basée sur un traitement semi-classique, analogue à ce qui est classique en optique : nous décrivons la propagation du jet atomique par des rayons atomiques, définis par deux points, un dans chacune des deux fentes de collimation. Ensuite, pour chaque rayon, nous calculons sa propagation en utilisant les amplitudes de diffraction calculées par les calculs que nous venons de décrire. Les résultats de cette modélisation sont en bon accord avec nos résultats expérimentaux. Nous ne les avons pas publiés, parce que l'approximation des rayons géométriques n'est pas très bien justifiée. En effet, cette approximation est basée sur le fait que la diffraction par les fentes est négligeable et le critère à vérifier est que le nombre de Fresnel N_F :

$$N_F = \frac{e_0 e_1}{\lambda_{dB} L_{01}} \quad (\text{II.14})$$

soit très grand, $N_F \gg 1$. Rappelons que e_0 et e_1 sont les largeurs de fentes de collimation, séparées par la distance L_{01} et λ_{dB} est la longueur d'onde de Broglie. Ce nombre peut être vu comme produit de deux angles, l'angle géométrique de collimation e_0/L_{01} et l'angle de diffraction e_1/λ_{dB} . Pour des valeurs typiques de notre interféromètre, $e_0 = 20 \mu\text{m}$, $e_1 = 12 \mu\text{m}$, $L_{01} = 0.8$ m et $\lambda_{dB} = 54$ pm (correspondant à une vitesse de $v = 1065$ m/s), N_F vaut environ $N_F \approx 6$. On peut donc considérer que cette approximation est à peu près justifiée mais les efforts nécessaires pour construire une modélisation éliminant ce traitement semi-classique par des rayons sont modérés et nous avons entrepris ce développement.

D'autre part, dans un avenir proche, nous allons ralentir le jet atomique de lithium avec une vitesse moyenne $u \approx 100$ m/s et éventuellement moins. La longueur d'onde de de Broglie et l'angle de diffraction au premier ordre seront alors multipliés par un facteur voisin de 10 et on pourra aussi augmenter la largeur des fentes e_0 et e_1 par un même facteur 10, tout en séparant aussi bien les faisceaux. Le nombre de Fresnel sera multiplié par ce facteur 10 et alors $N_F \approx 60 \gg 1$: l'approximation qui consiste à négliger la diffraction par les fentes sera vraiment justifiée.

Une question qui nous semble très intéressante est le rôle des défauts des fronts d'onde des ondes stationnaires laser : ces défauts ont des conséquences sur l'amplitude et la phase des faisceaux diffractés et il semble clair que l'effet de ces défauts augmente avec l'ordre p de diffraction. Cette question nous semble d'autant plus intéressante que nous envisageons de travailler à des ordres élevés de diffraction: avec l'atome de lithium à une vitesse lente, les ordres élevés seraient utiles essentiellement pour augmenter la sensibilité aux effets inertiels (rotation et accélération) mais avec des atomes lourds, l'usage d'atomes lents et celui d'ordres élevés sont nécessaires pour séparer les faisceaux atomiques dans l'interféromètre.

Chapitre III

L'INTERFÉROMÈTRE ATOMIQUE DE TOULOUSE

Publications associées à ce chapitre :

- R. Delhuille, C. Champenois, M. Büchner, L. Jozefowski, C. Rizzo, G. Tréneç, and J. Vigué, **High contrast Mach-Zehnder lithium atom interferometer in the Bragg regime**, *Appl. Phys. B.* **74**, 489-493 (2002)
- A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç, and J. Vigué, **Lithium atom interferometer using laser diffraction: description and experiments**, *Eur. Phys. J. D* **33**, 99-112 (2005). Cette publication est reproduite à la fin de ce présent manuscrit.

III.1 Dispositif expérimental

Nous avons construit un interféromètre atomique fonctionnant avec l'atome de lithium aux énergies thermiques [78]. Nous ne donnerons ici que les caractéristiques essentielles de cet appareil et le lecteur intéressé trouvera plus de détails dans les thèses de Rémi Delhuille [79], d'Alain Miffre [65] et de Marion Jacquy [80]. Nous avons choisi de construire un interféromètre de Mach-Zehnder, dont la conception a été fortement inspirée par les interféromètres atomiques de Mach-Zehnder construits par les équipes de D.E. Pritchard [9, 56] et de Siu Au Lee [81, 60]. Comme ces deux équipes, nous avons construit un interféromètre de Mach-Zehnder dans le plan horizontal pour que les signaux de cet interféromètre ne soient pas sensibles à l'accélération de la gravité. Nous avons suivi les choix de l'équipe de D. Pritchard sur les points suivants :

- nous avons construit un appareil de grande taille, avec une distance entre les réseaux de diffraction consécutifs voisine de 600 mm, ce qui permet de créer une séparation spatiale relativement importante entre les deux bras de l'interféromètre
- nous avons choisi de travailler avec un atome alcalin aux énergies thermiques, avec un jet supersonique ensemencé, ce qui permet d'obtenir un signal important en sortie d'interféromètre, de plusieurs dizaines de milliers d'atomes détectés par seconde
- nous avons choisi d'utiliser un détecteur à ionisation de surface (détecteur de Langmuir-Taylor ou détecteur à fil chaud) qui a une forte efficacité de détection pour les alcalins.

Cependant, au lieu d'utiliser la diffraction par des réseaux matériels comme l'équipe de D. Pritchard, nous avons choisi, comme l'équipe de Siu Au Lee, d'utiliser la diffraction laser sur des ondes stationnaires quasi-résonnantes dans le régime de Bragg. Ce processus est en effet idéal pour construire un interféromètre puisqu'il ne produit que deux faisceaux, le faisceau direct et le faisceau diffracté dans l'ordre

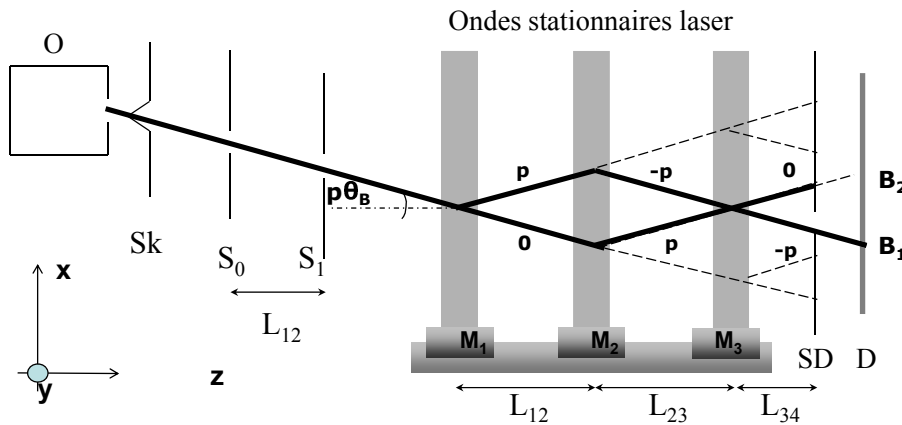


Figure III.1: Vue de dessus simplifiée de notre interféromètre atomique. Le jet supersonique de lithium émis par le four noté O traverse un écorceur noté Sk (pour skimmer), des fentes de collimation S_0 et S_1 , puis il traverse trois ondes stationnaires laser quasi-résonantes à la longueur d'onde $\lambda_L \approx 671$ nm. L'angle incidence est réglable et quand ce angle est égal à $p\theta_B$, où $\theta_B = \lambda_{dB}/\lambda_L$ est l'angle de Bragg, la diffraction produit essentiellement le faisceau d'ordre 0 et le faisceau d'ordre $\pm p$. La première onde stationnaire (miroir M_1) et la troisième onde stationnaire (miroir M_3) jouent le rôle de séparatrices atomiques tandis que la deuxième (miroir M_2) joue le rôle de miroir atomique. L'interféromètre produit donc deux faisceaux de sortie notés B_1 et B_2 portent des signaux d'interférence complémentaires et il faut en détecter un seul des deux pour observer les effets d'interférence. Une fente de sélection notée SD sélectionne le faisceau détecté par le détecteur à fil chaud noté D .

choisi par l'angle d'incidence et que l'on peut régler l'efficacité de diffraction par l'intensité de l'onde stationnaire. On obtient ainsi soit une séparatrice, soit un miroir. Théoriquement, un interféromètre de Mach-Zehnder construit ainsi doit avoir une visibilité des franges égale à 100% et une transmission totale du faisceau incident quand l'interférence est constructive pour le faisceau de sortie choisi.

Le seul inconvénient notable de la diffraction par une onde stationnaire laser est que la période du réseau a n'est pas très petite. En effet, a est égale à la moitié de la longueur d'onde λ_L du laser que l'on doit choisir très proche d'une transition de résonance atomique. Pour tous les alcalins, la seule transition de résonance intense est la première transition de résonance, située dans le visible ou le proche infrarouge et la période du réseau a est donc de l'ordre de 300 à 400 nanomètres ce qui est beaucoup plus que la période des réseaux matériels utilisés par l'équipe de D. Pritchard, avec $a = 200$ nanomètres pour les réseaux utilisés en 1991 [9] et $a = 100$ nanomètres assez rapidement après 1991. Pour obtenir un angle de diffraction au premier ordre aussi important que possible, il nous faut une longueur d'onde de de Broglie la plus grande possible et nous avons donc choisi d'utiliser le plus léger des alcalins, le lithium qui a deux isotopes naturels de masse atomiques : 7Li avec une abondance de 92.4% et 6Li avec une abondance de 7.6%. La plupart des expériences sont faites avec l'isotope le plus abondant 7Li . Pour cet atome avec une vitesse $v = 1065$ m/s obtenue dans un jetensemencé dans l'argon, la longueur d'onde de de Broglie vaut $\lambda_{dB} = 54$ picomètres. La première transition de résonance du lithium est à la longueur d'onde $\lambda = 671$ nm, ce qui donne une période de l'onde stationnaire égale à $a = \lambda_L/2 = 335$ nm et un angle de diffraction au premier ordre égal à $\lambda_{dB}/a \approx 160$ microradians.

La figure III.1 montre un schéma de l'expérience. Un four (O), chauffé à une température voisine de 800 °C, produit un jet supersonique de lithiumensemencé dans l'argon. Après avoir traversé un écorceur

(Sk), ce jet atomique se propage dans un bon vide et il peut être fortement collimaté par deux fentes S_0 et S_1 , de largeurs comprises entre 10 et 20 μm , séparées par une distance $L_{01} = 760$ mm. Les atomes traversent trois ondes stationnaires laser équidistantes ($L_{12} = L_{23} = 605$ mm), qui servent de réseaux de diffraction. Ces ondes stationnaires sont réalisées grâce à un laser à colorant continu et monofréquence pompé par laser à argon ionisé. La puissance émise est voisine de 400 mW et la fréquence, qui est accordable, est asservie sur une cavité externe par un asservissement de Couillaud-Hänsch [82].

La première onde stationnaire et la troisième onde stationnaire jouent le rôle de séparatrices atomiques tandis que la deuxième joue le rôle de miroir atomique. Une onde stationnaire étant définie par la direction normale au miroir servant à renvoyer le faisceau, il faut orienter ces miroirs de manière très précise d'une part pour vérifier la condition de Bragg et d'autre part pour que les deux faisceaux qui interfèrent sur le détecteur aient même vecteur d'onde. Les trois miroirs servant à produire les ondes stationnaires sont donc montés sur des supports point-trait-plan à deux étages : le premier étage manuel est réglé avec le montage ouvert à la pression atmosphérique et le deuxième étage utilise des cales piézo-électriques ce qui permet un ajustement très fin, mais avec une course réduite, quand le montage est sous vide.

La fente de détection (SD) est de largeur réglable (0–160 μm) par une cale piézo-électrique et sa position selon la direction x est aussi réglable sous vide. Cette fente est placée à une distance $L_{34} \approx 400$ mm de la troisième onde stationnaire laser. Cette fente sélectionne les atomes qui sont détectés par le détecteur à fil chaud. Notons que les deux faisceaux de sortie B_1 et B_2 transportent des signaux d'interférences complémentaires et la fente de détection est positionnée de façon à sélectionner une de ces deux sorties.

III.2 Résultats expérimentaux: observation de la diffraction du jet atomique par une onde stationnaire laser

Pour observer la diffraction atomique par une onde stationnaire laser dans le régime de Bragg (voir II, p. 51), la difficulté essentielle est le bon alignement de l'expérience et, en particulier, l'angle d'incidence du jet atomique sur l'onde stationnaire doit vérifier la condition de Bragg. Pour une diffraction d'ordre p , il faut que la direction normale au miroir formant l'onde stationnaire et l'axe du jet atomique fassent un angle égal $\pi/2 \pm p\theta_B$ où θ_B est l'angle de Bragg $\theta_B = \lambda_{dB}/\lambda_L$. La procédure d'alignement est détaillée dans la thèse d'Alain Miffre [65].

La figure III.2, extraite de notre publication [78], montre de manière très claire ce qui se passe quand la condition de Bragg est vérifiée. On fait tourner lentement le miroir M_2 de la deuxième onde stationnaire autour de l'axe vertical et on enregistre l'intensité du faisceau direct non diffracté : chaque fois que la condition de Bragg est vérifiée pour un ordre p , on observe une baisse d'intensité du faisceau direct.

Comme expliqué plus haut (II page 51), quand la condition de Bragg d'ordre $p = 1$ est vérifiée, l'onde stationnaire laser couple deux états quantiques de l'atome correspondant au même état interne et aux deux impulsions $|\kappa = -1\rangle$ et $|\kappa = +1\rangle$ et dans ce modèle simple, la probabilité de diffraction se comporte comme une oscillation de Rabi et est proportionnelle à $\sin^2(q\tau_{int})$. La phase $q\tau_{int}$ dépend linéairement du temps d'interaction et de la puissance laser et elle est inversement proportionnelle à l'écart de fréquence entre le laser et la transition atomique. La figure III.3 montre l'intensité du faisceau atomique diffracté en fonction de la puissance du laser et nous avons vérifié, par des expériences différentes, que le maximum de l'intensité diffractée correspond à une probabilité de diffraction très élevée, supérieure à 80%, limitée par la largeur non négligeable de l'effet des distributions de vitesse et d'angle d'incidence. Cette courbe illustre bien comment on peut réaliser une lame séparatrice de 50%-50% ou un miroir à atomes, en choisissant bien la puissance laser dans l'onde stationnaire.

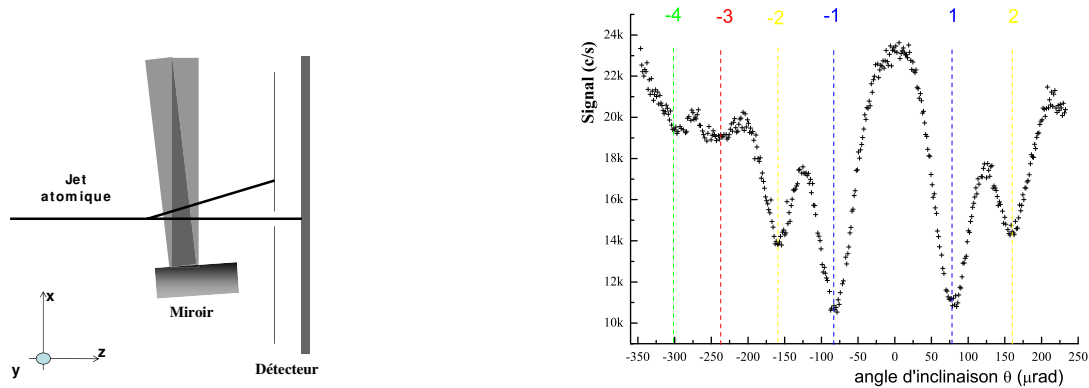


Figure III.2: La partie gauche de la figure donne un schéma du montage expérimental. Le détecteur mesure l'intensité du faisceau direct et cette intensité va baisser chaque fois que la condition de Bragg est vérifiée. Cette intensité, mesurée en fonction de l'angle de rotation du miroir Θ mesuré en microradians, est tracée sur la partie droite de la figure. Les différents minima observés sont indiqués par l'ordre de diffraction correspondant p et on observe très clairement tous les ordres p de diffraction entre $p = -4$ et $p = +2$.

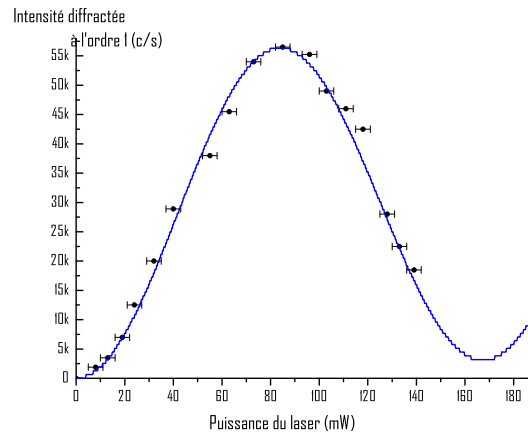


Figure III.3: Intensité du faisceau atomique diffracté dans l'ordre $p = 1$ en fonction de la puissance du laser. Les points sont expérimentaux et la courbe est un modèle théorique qui inclut un effet de moyenne de la probabilité donnée par la formule de Rabi (cet effet de moyenne représente l'effet des distributions de vitesse et d'angle d'incidence).

III.3 Résultats expérimentaux: observations de franges d'interférences atomiques

Pour aligner notre interféromètre, il faut bien sûr que les trois ondes stationnaires laser vérifient la condition de Bragg pour la diffraction dans l'ordre p choisi. Il faut aussi régler les puissances des trois faisceaux laser de manière à obtenir des lames séparatrices (pour la première onde stationnaire et pour la troisième) et un miroir atomique (pour la deuxième onde stationnaire).

Il faut enfin que les deux faisceaux atomiques qui arrivent sur le détecteur aient la même impulsion. Sur la figure III.1, on voit que pour les deux faisceaux atomiques contribuant à la sortie B_1 , l'un des faisceaux a reçu l'impulsion $2p\hbar\mathbf{k}_{L1} - 2p\hbar\mathbf{k}_{L2}$ tandis que l'autre faisceau a reçu $2p\hbar\mathbf{k}_{L2} - 2p\hbar\mathbf{k}_{L3}$ (où \mathbf{k}_{Li} est l'impulsion du photon laser se propageant selon la normale au miroir M_i). Il faut annuler la différence des impulsions transférées $\Delta\mathbf{p} = 2p\hbar[\mathbf{k}_{L1} + \mathbf{k}_{L3} - 2\mathbf{k}_{L2}]$. Si les trois miroirs sont initialement presque verticaux, il suffit de faire légèrement tourner l'un d'entre eux autour de l'axe horizontal pour annuler la différence $\Delta\mathbf{p}$.

Enfin, on montre que le déplacement δx d'un miroir selon la direction normale à sa surface entraîne un déphasage $\Delta\varphi$ de l'onde diffractée dans l'ordre p par ce miroir, avec $\Delta\varphi = 4\pi\delta x/\lambda_L$. Nous utiliserons le déplacement du miroir M_3 pour créer un tel déphasage et observer les franges d'interférences atomiques. La théorie prévoit que le signal observé est donné par:

$$I = I_0 [1 + \mathcal{V} \cos(\Delta\varphi)] + I_B \quad (\text{III.1})$$

où I_0 est le signal moyen, \mathcal{V} la visibilité des franges et I_B le signal parasite du détecteur à fil chaud. Il faut remarquer que le déphasage $\Delta\varphi$ est non dispersif c'est-à-dire indépendant de la vitesse initiale de l'atome et de son angle d'incidence, ce qui est très utile pour balayer des franges sans perte de visibilité.

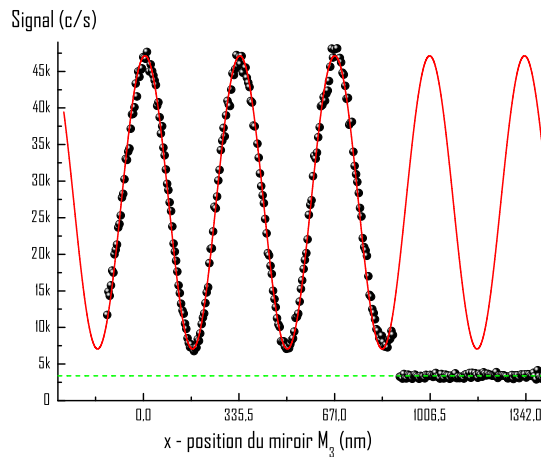


Figure III.4: Franges d'interférences atomiques observées avec notre interféromètre réglé en utilisant la diffraction de Bragg au premier ordre $p=1$. L'intensité moyenne I_0 vaut $I_0 = 23700$ c/s. Le signal parasite du détecteur, $I_B = 3000$ c/s, est enregistré sur la partie droite de la figure en arrêtant le jet atomique avant les fentes de collimation. La visibilité des franges est excellente, $\mathcal{V} = 84.5 \pm 1\%$. Je tiens à souligner la qualité du rapport signal sur bruit, chaque point correspondant à seulement 0.1 seconde de mesure.

La figure III.4 montre les franges d'interférences atomiques enregistrées avec notre interféromètre réglé en utilisant la diffraction de Bragg au premier ordre $p=1$. La visibilité de $\mathcal{V} = 84.5 \pm 1\%$ est très bonne. Le signal moyen $I_0 = 23700$ c/s est fort et le signal parasite du détecteur, $I_B = 3000$ c/s, est beaucoup plus petit que le signal moyen. En supposant que les bruits sont Poissonniens (une hypothèse un peu mais pas exagérément optimiste), ces mesures laissent espérer une sensibilité en phase $\delta\varphi_{min} \approx 1/[\sqrt{I_0}\mathcal{V}] \approx 8$ mrad/ \sqrt{Hz} . Nos mesures démontreront une sensibilité en phase un peu moins bonne de l'ordre de 16 mrad/ \sqrt{Hz} [83].

Notons que la séparation spatiale des deux bras, qui est maximale au niveau de la deuxième onde stationnaire, atteint une valeur élevée voisine de $100 \mu m$. cette valeur est suffisante pour introduire un feuille mince (un septum selon la terminologie de l'équipe de D. E. Pritchard) entre les deux faisceaux atomiques et pouvoir ainsi soumettre un seul des deux bras à une perturbation dont on déterminera l'effet sur le signal de franges d'interférence.

Dans le cas présent (diffraction d'ordre $p = 1$), le déplacement δx du miroir M_3 nécessaire pour faire défiler une frange est égal à la période du potentiel lumineux $\delta x = \lambda_L/2 = 335$ nm. La transmission mesurée de notre interféromètre est très bonne, avec une intensité maximale observée à l'interférence constructive voisine de 85% de l'intensité du faisceau atomique incident sur l'interféromètre. La transmission devrait être théoriquement égale à 100% et la différence est expliquée par la présence de l'isotope 6Li dont l'abondance naturelle est 7.6%, par la dispersion de vitesse et d'incidence du jet de lithium, qui rend la diffraction moins probable pour certaines classes d'atomes. La sélectivité de notre interféromètre (vitesse atomique, nature isotopique, etc..) sera discutée dans la partie IV.1 (p. 69).

Nous avons également réglé notre interféromètres en utilisant les ordres de diffraction $p = 2$ et $p = 3$. La figure III.5 présente les signaux obtenus. La visibilité \mathcal{V} et l'intensité moyenne sont encore assez élevées, avec $\mathcal{V} = 54\%$ et $I_0 = 20180$ c/s pour l'interféromètre à l'ordre $p = 2$, $\mathcal{V} = 26\%$ et $I_0 = 4870$ c/s pour l'interféromètre à l'ordre $p = 3$. Notons que dans le cas de la diffraction d'ordre p , le déplacement δx du miroir M_3 nécessaire pour faire défiler une frange est égal à la période du potentiel lumineux divisée par l'ordre p soit $\delta x = \lambda_L/(2p) \approx 168$ nm pour l'ordre $p = 2$ et 112 nm pour l'ordre $p = 3$.

Les interféromètres utilisant les ordres de diffraction $p = 2$ et 3 ont une sensibilité en phase nettement moins bonne que l'interféromètre d'ordre $p = 1$ mais ils sont, malgré cela, très intéressants, car la séparation spatiale des deux bras est p fois plus grande qu'à l'ordre 1: la distance entre les deux bras au niveau de la deuxième onde stationnaire atteint une valeur élevée, $200 \mu m$ pour l'ordre $p = 2$ et $300 \mu m$ pour l'ordre $p = 3$. Nous avons montré qu'une large part de la perte de visibilité quand l'ordre de diffraction augmente est due à la sensibilité de notre interféromètre au bruit sismique (voir la discussion dans la partie IV.2 (p. 74)).

Nous avons déjà rappelé que le lithium a deux isotopes naturels : (7Li : 92.4% et 6Li : 7.6%). Toutes les franges d'interférences atomiques montrées dans les figures III.4 et III.5 ont été observées en optimisant la diffraction de l'isotope le plus répandu 7Li et pour cela, nous avons utilisé une fréquence laser décalée de quelques GHz du côté bleu de la transition ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$, loin des transitions de l'autre isotope (voir la partie gauche de la figure III.6). Pour diffracter préférentiellement l'autre isotope, il faut accorder le laser créant les ondes stationnaires sur une transition adéquate pour cet isotope et, pour cela, nous avons utilisé un laser désaccordé dans le rouge de la transition ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$. La figure III.6) montre les franges ainsi enregistrées en utilisant la diffraction d'ordre $p = 1$. La visibilité est encore assez bonne, $\mathcal{V} = 55\%$, et l'intensité moyenne vaut $I_0 = 4240$ c/s. Une expérience de décohérence par effet Zeeman décrite (voir notre article [84] ou chapitre IV.1, p. 73) montre que ce signal de franges est très majoritairement dû à l'isotope 6Li .

Notons qu'il est assez facile de passer d'un isotope à l'autre puisqu'il suffit de changer la fréquence du laser et de réajuster l'orientation des trois miroirs car l'angle de Bragg $\theta_B = \lambda_{dB}/\lambda_L$ est inversement

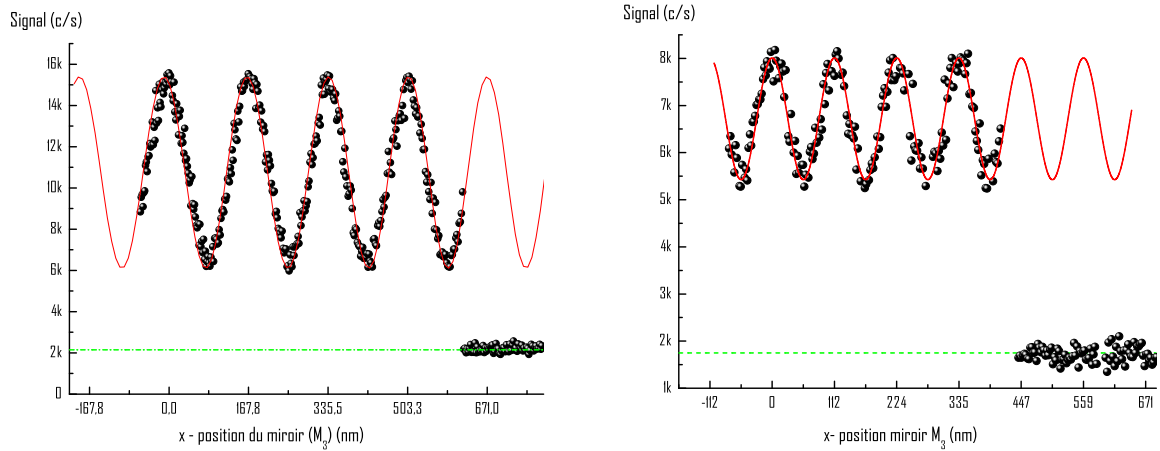


Figure III.5: Franges d'interférences atomiques observées avec notre interféromètre réglé en utilisant la diffraction de Bragg d'ordre $p = 2$ (partie gauche) et $p = 3$ (partie droite). Avec l'ordre $p = 2$, la visibilité atteint $\mathcal{V} = 54\%$ avec une intensité moyenne $I_0 = 20180$ c/s. Avec l'ordre $p = 3$, la visibilité atteint $\mathcal{V} = 26\%$ avec une intensité moyenne $I_0 = 4870$ c/s.

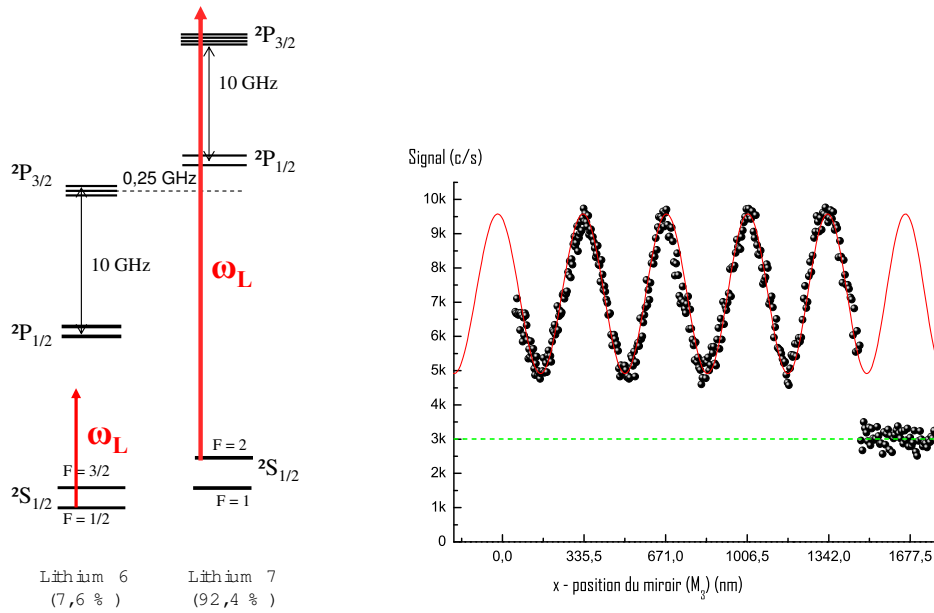


Figure III.6: Partie gauche : positions relatives des transitions atomiques des deux isotopes avec le choix de fréquence laser, du côté rouge de la transition ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$ pour diffracter préférentiellement ${}^6\text{Li}$ et du côté bleu de la transition ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ pour diffracter sélectivement ${}^7\text{Li}$. Partie droite : franges d'interférences atomiques observées en diffraction préférentiellement l'isotope ${}^6\text{Li}$. La visibilité vaut $\mathcal{V} = 55\%$ et l'intensité moyenne vaut $I_0 = 4240$ c/s.

proportionnel à la masse de l'atome. Après avoir réalisé cette expérience, nous avons remarqué qu'il serait possible d'utiliser une autre fréquence pour diffracter seulement le lithium ${}^6\text{Li}$, situé du côté bleu de la transition ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$ de l'isotope ${}^7\text{Li}$, sensiblement au tiers de l'écart de structure fine ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$, car, pour cette fréquence, le potentiel lumineux vu par l'isotope ${}^7\text{Li}$ s'annule par compensation des effets des deux transitions de structure fine alors que le potentiel lumineux vu par l'isotope ${}^6\text{Li}$ est fort.

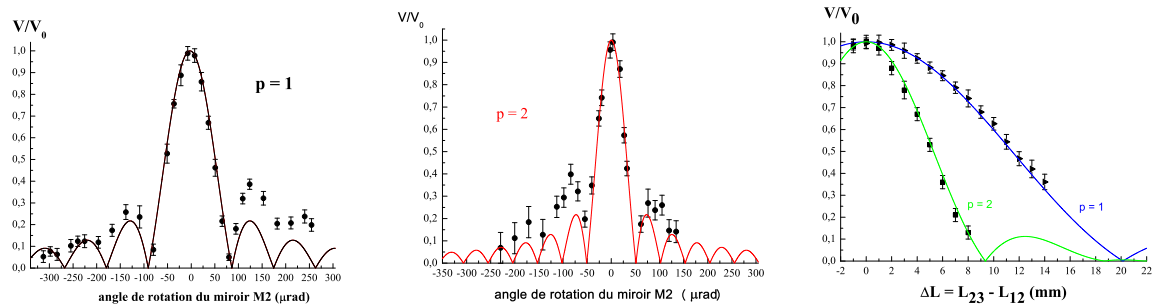


Figure III.7: A gauche, au milieu: Variation de la visibilité des franges d'interférences atomiques en fonction de l'alignement de l'interféromètre. Sur chacune des trois figures, la visibilité relative c'est-à-dire le rapport V/V_0 (où V_0 est la visibilité obtenue pour l'alignement optimum) est tracée en fonction d'un paramètre géométrique. Figure de gauche et figure du centre : ce paramètre est l'angle de rotation du miroir M_2 autour d'un axe horizontal, avec l'interféromètre réglé avec l'ordre de diffraction $p = 1$ (figure de gauche) et $p = 2$ (figure du centre). On remarque la très grande sensibilité de la visibilité à cet angle de rotation et cette sensibilité augmente avec l'ordre de diffraction. Figure de droite : ce paramètre est la différence $\Delta L = L_{23} - L_{12}$ des distances entre onde stationnaires consécutives. On remarque au contraire que la visibilité varie lentement avec le désaccord ΔL . Dans tous les cas, la théorie explique bien les observations.

Nous avons effectué des expériences pour caractériser notre interféromètre et notamment pour tester l'effet des défauts de l'alignement sur la visibilité des franges d'interférences atomiques. Nous avons étudié théoriquement ces effets bien avant la construction de notre interféromètre (voir notre publication [63] et aussi le chapitre I.4 page 44). Les figures III.7 montrent la variation de la visibilité des franges en fonction de l'alignement de l'interféromètre : influence de la rotation du miroir M_2 autour d'un axe horizontal pour un interféromètre réglé avec les ordres de diffraction $p = 1$ et $p = 2$ (la rotation de ce miroir balaye la différence des impulsions transférées Δp) et influence d'une inégalité des distances L_{12} et L_{23} entre les ondes stationnaires consécutives. pour un interféromètre réglé avec l'ordre de diffraction $p = 1$. Dans tous les cas, les mesures de visibilité sont comparées à un modèle théorique utilisant les équations I.15 et I.12 (p. 47f) et la comparaison est très satisfaisante.

III.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les expériences qui nous ont permis d'observer la diffraction de Bragg de l'atome de lithium par des ondes stationnaires laser à la longueur d'onde $\lambda_L = 671$ nm. Ce processus de diffraction est parfaitement adapté à produire des séparatrices et des miroirs pour les ondes atomiques.

Dans un deuxième temps, nous avons construit un interféromètre utilisant ce processus de diffraction et nous avons observé de très beaux signaux d'interférences, avec un signal intense et une excellente

visibilité. La meilleure valeur de la visibilité atteinte à ce jour par notre interféromètre est $\mathcal{V} = 84.5 \pm 1\%$ et c'est une des meilleures valeurs pour un interféromètre à bras spatialement séparés.

Les deux bras de l'interféromètre ont une séparation spatiale maximale qui est voisine de 100 micromètres au niveau de la deuxième onde stationnaire laser quand on utilise l'ordre de diffraction $p = 1$. Cette séparation est macroscopique et suffisante pour appliquer une perturbation sur un seul des deux bras et effectuer ainsi une mesure interférométrique de cette perturbation. De plus cette séparation maximale est proportionnelle à l'ordre de diffraction p et nous avons obtenu de très beaux signaux en utilisant la diffraction d'ordre $p = 2$ et, dans une moindre mesure, d'ordre $p = 3$.

La qualité des signaux d'interférence correspondent à une très bonne sensibilité en phase, de l'ordre de $16 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$. La sensibilité en phase et la séparation spatiale des faisceaux ont été utilisées pour trois mesures interférométriques :

- la mesure absolue de la polarisabilité de l'atome ${}^7\text{Li}$;
- la mesure de l'indice de réfraction de trois gaz rares pour les ondes atomiques de lithium;
- la mesure de l'interaction atome–surface dans le régime de Van der Waals.

Ces mesures sont décrites dans la suite de ce mémoire.

Chapitre IV

CARACTÉRISATION DE NOTRE INTERFÉROMÈTRE

Publications associées à ce chapitre :

- M. Jacquy and A. Miffre and M. Büchner and G. Tréneç and J. Vigué, **Test of the isotopic and velocity selectivity of a lithium atom interferometer by magnetic de-phasing**, *Eur. Phys. Lett.* **77**, 20007-20011 (2007)
- A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué, **Vibration-induced phase noise in Mach-Zehnder atom interferometers**, *Applied Physics B* **84**, 617-625 (2006)
- M. Jacquy, A. Miffre, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué, **Phase noise due to vibrations in Mach-Zehnder atom interferometers**, *Europhys. Lett.*, **75**, 688 (2006). Cette publication est reproduite à la fin de ce présent manuscrit.

Nous avons effectué certaines expériences pour caractériser notre interféromètre. D'une part, l'application d'un gradient de champ magnétique nous a permis de mesurer la sélectivité isotopique et la sélectivité en vitesse de notre appareil. D'autre part, nous avons essayé de comprendre ce qui limite la visibilité des franges d'interférences atomiques et cette étude nous a mené à analyser les diverses sources de bruit de phase dans notre interféromètre atomique. Ces études nous ont permis de tester certains aspects de notre modélisation et de voir les limites de celle-ci.

IV.1 Sélectivité isotopique et en vitesse d'un interféromètre atomique sondé par l'application d'un gradient de champ magnétique.

IV.1.1 Principe de l'expérience

Lorsqu'on applique aux atomes une faible perturbation U fonction du point dans l'interféromètre, les atomes subissent un déphasage qui s'écrit :

$$\Delta\phi = \frac{1}{\hbar v} \left[\int_{ACD} U(s) ds - \int_{ABD} U(s) ds \right] \quad (\text{IV.1})$$

Ce calcul au premier ordre de perturbation est une bonne approximation si la perturbation U est très petite devant l'énergie cinétique des atomes. ABD et ACD sont les chemins suivis par les deux bras de

l'interféromètre (voir figure IV.1). Comme perturbation, nous utilisons un champ magnétique inhomogène produit par une petite bobine située à l'intérieur de l'enceinte à vide. Si le champ magnétique est partout petit devant le champ magnétique nécessaire pour découpler la structure hyperfine de l'état fondamental du lithium, la perturbation U est donnée par l'effet Zeeman linéaire

$$U = -g_F M_F \mu_B B \quad (\text{IV.2})$$

où B le champ magnétique, g_F est le facteur de Landé du niveau hyperfin F et μ_B le magnéton de Bohr. Cette interaction dépend aux nombres quantiques F et M_F . A condition que la direction du champ \mathbf{B} vue par un atome ne varie pas trop rapidement par rapport à la fréquence de précession du moment cinétique \mathbf{F} autour de \mathbf{B} , on peut considérer que M_F reste constant au cours de la propagation de l'atome dans l'interféromètre. Cette condition est facilement vérifiée si il n'y a aucune région où le champ \mathbf{B} devient très petit et elle est vérifiée dans notre appareil avec partout une composante verticale de \mathbf{B} due au champ terrestre et voisine de 4×10^{-5} Tesla. Le déphasage peut être exprimé de manière approchée par :

$$\frac{\Delta\phi}{M_F} = -\frac{g_F \mu_B \Delta x}{\hbar v} \int \frac{\partial |B|}{\partial x} dz \quad (\text{IV.3})$$

Δx est la séparation entre les deux bras de l'interféromètre au niveau de la bobine créant le gradient de champ et z est l'axe de propagation du jet atomique (l'angle entre les deux bras est très petit et la zone où le gradient de champ est important est également petite). Notons que le déphasage dépend de la vitesse atomique en $1/v^2$: Δx dépend de l'angle de diffraction qui est inversement proportionnel à cette vitesse (on calcule $\Delta x = 93 \mu\text{m}$ pour une vitesse $v = 1065$ m/s) et proportionnel à l'ordre de diffraction utilisé p . Par conséquent, cette équation peut être réécrite :

$$\Delta\phi \approx C \frac{p g_F M_F \mathcal{I}}{\hbar v^2} \quad (\text{IV.4})$$

où C est une constante qui dépend de la géométrie de la bobine créant le champ magnétique et de la géométrie de l'interféromètre et \mathcal{I} est le courant électrique parcourant la bobine.

IV.1.2 Le montage expérimental

Le jet de lithium est ensemencé dans l'argon et, dans ces conditions, la vitesse moyenne u des atomes de lithium est $u = 1065$ m/s. Nous avons utilisé les isotopes de lithium dans leur abondance naturelle (${}^7\text{Li}$: 92.4%, ${}^6\text{Li}$: 7.6%). Le champ magnétique maximale créée par la bobine vaut $B = 1.3$ milliTesla pour le courant maximal utilisé $\mathcal{I} = 9$ A avec un gradient de 0.16 Tesla/m. Ce champ est suffisamment élevé pour introduire un début de découplage hyperfin et ce point est pris en compte dans notre modélisation numérique de ces expériences. Le graphe sur la partie droite de la figure IV.1 montre un exemple de franges d'interférences atomiques. l'interféromètre est réglé pour le lithium ${}^7\text{Li}$ et la population est également répartie sur les 8 sous-niveaux Zeeman hyperfins ${}^2S_{1/2}$, $F = 1$ et $F = 2$. En présence du courant $\mathcal{I} = 1.14$ A, la visibilité est réduite et on observe un déphasage voisin de π (inversion de visibilité).

Nous avons systématiquement enregistré des franges d'interférences atomiques pour une série de valeurs du courant \mathcal{I} dans la bobine et nous avons intercalé régulièrement des mesures avec un courant nul. Sur chaque enregistrement, nous avons mesuré la visibilité et le déphasage par rapport aux mesures de référence à courant nul. Nous ne discuterons ici que les mesures de visibilité relative définie comme le rapport de la visibilité en présence de gradient de champ divisée par la visibilité en l'absence de ce gradient $\mathcal{V}(\mathcal{I})/\mathcal{V}(\mathcal{I} = 0)$. Nous avons étudié les cas suivants :

- interféromètre réglé pour le lithium ${}^7\text{Li}$, sans pompage optique du jet. La population est également répartie sur les huit sous-niveaux Zeeman hyperfins ${}^2S_{1/2}$, $F = 1$ et $F = 2$.

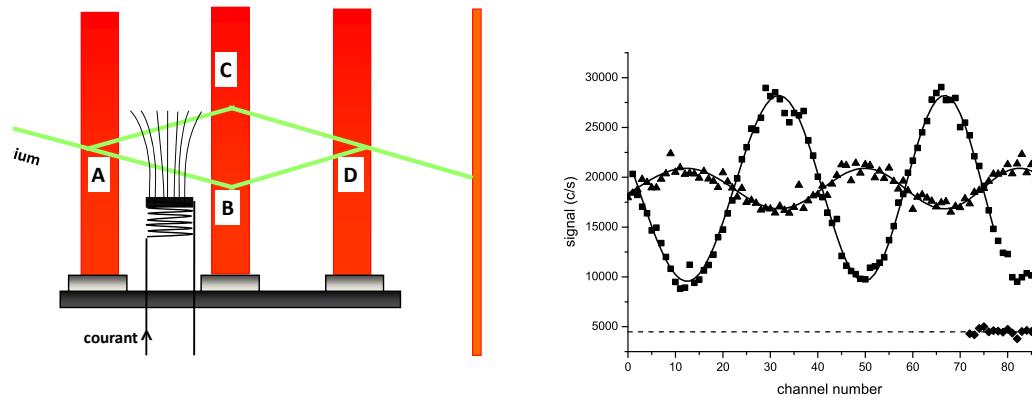


Figure IV.1: Application d'un gradient d'un champ magnétique sur notre interféromètre atomique. Partie gauche de la figure: schéma de principe de l'expérience montrant la bobine qui crée le champ magnétique inhomogène. ABD et ACD sont les chemins suivis par les deux bras de l'interféromètre. Partie droite de la figure : franges d'interférences atomiques enregistrées en balayant la position du miroir M_3 de la troisième onde stationnaire. Une courbe correspond (symboles carrés) à un courant électrique nul, $\mathcal{I} = 0$ A et une autre courbe (symboles triangulaires) à $\mathcal{I} = 1.14$ A. En présence du courant, on observe une visibilité fortement réduite et un déphasage proche de π (inversion de visibilité). Les courbes représentent le meilleur ajustement par des franges sinusoïdales et cet ajustement fournit la visibilité \mathcal{V} et le déphasage des franges.

- interféromètre est réglé pour le lithium ^6Li . sans pompage optique du jet. La population est également répartie sur les six sous-niveaux Zeeman hyperfins $^2S_{1/2}$, $F = 1/2$ et $F = 3/2$.
- interféromètre réglé pour le lithium ^7Li , avec pompage optique du jet dans l'état $F = 1$. Le pompage étant fait en champ magnétique faible, on s'attend à ce que la population soit à peu près également répartie sur les trois sous-niveaux Zeeman hyperfins de l'état $^2S_{1/2}$, $F = 1$.
- même expérience que la précédente mais alors que toutes ces expériences ont été faites avec un interféromètre utilisant la diffraction d'ordre $p = 1$, celle-ci est faite avec un interféromètre utilisant la diffraction d'ordre $p = 2$.

IV.1.3 Modélisation, résultats expérimentaux et analyse de ces résultats

Nous avons développé une modélisation numérique de cette expérience. La distance exacte de la bobine aux bras de l'interféromètre n'est pas connue et ceci est pris en compte en ajustant la constante géométrique C . Comme le déphasage induit dépend rapidement de la vitesse comme $1/v^2$, il faut prendre en considération la distribution de vitesse $P(v)$ du jet atomique. Nous utilisons une distribution Gaussienne qui est une bonne approximation de la distribution de vitesse de jets supersoniques :

$$P(v) = \frac{S_{\parallel}}{u\sqrt{\pi}} \exp \left[- \left((v - u)S_{\parallel}/u \right)^2 \right] \quad (\text{IV.5})$$

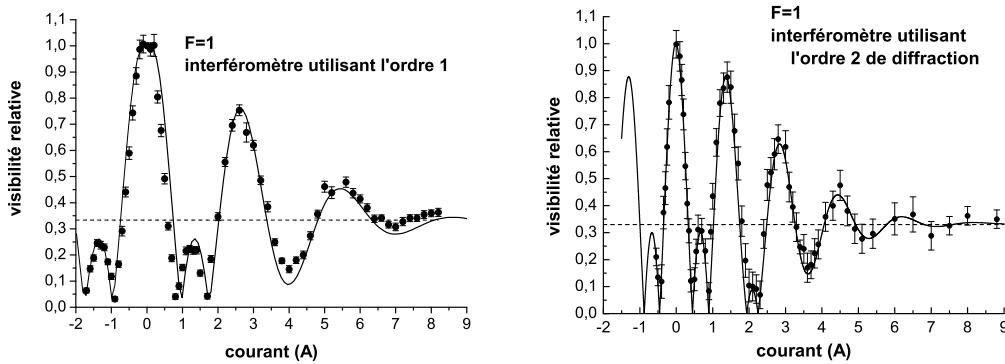


Figure IV.2: Visibilité relative pour l'isotope ${}^7\text{Li}$ pompé optiquement dans le niveau hyperfin ${}^2S_{1/2}$, $F = 1$ en fonction du courant \mathcal{I} circulant dans la bobine. Les points sont expérimentaux et les courbes représentent le meilleur ajustement théorique. Partie gauche de la figure: interféromètre utilisant la diffraction d'ordre $p = 1$. Partie droite de la figure: interféromètre utilisant la diffraction d'ordre $p = 2$.

u est la vitesse moyenne qui a été mesurée indépendamment. Le rapport de vitesse parallèle S_{\parallel} caractérise la largeur de la distribution et il est d'autant plus grand que la distribution est étroite. Il faudra ajuster la valeur du rapport de vitesse parallèle S_{\parallel} pour représenter au mieux nos mesures par le modèle. Enfin, dans les calculs, nous avons généralisé la formule IV.4 pour prendre en compte l'effet Zeeman non linéaire dû au découplage hyperfin.

La partie gauche de la figure IV.2 montre la visibilité relative des franges d'interférences atomiques en fonction du courant \mathcal{I} circulant dans la bobine. L'interféromètre atomique est réglé pour l'isotope ${}^7\text{Li}$ en utilisant la diffraction d'ordre $p = 1$ et le jet atomique est pompé optiquement dans le niveau hyperfin $F = 1$ de cet isotope. On constate que la visibilité relative décroît tout d'abord quand le courant augmente puis elle présente des récurrences périodiques. Il faut considérer séparément la contribution des différents niveaux M_F et pour une compréhension qualitative, on peut se limiter ici à l'effet Zeeman linéaire. La contribution du niveau $M_F = 0$ n'est pas affectée par le gradient de champ puisque l'effet Zeeman linéaire est nul pour ce niveau tandis que la contribution des sous niveaux $M_F = \pm 1$ reçoivent des déphasages de même valeur mais de signes opposés. Lors que la valeur absolue de ce déphasage atteint un multiple entier de 2π , les trois systèmes sont de nouveau en phase et la visibilité devrait retrouver sa valeur initiale quand le courant est nul, courant $\mathcal{I} = 0$. Les récurrences présentent une amplitude de plus en plus faible et ceci est dû à la distribution de la vitesse v des atomes, puisque le déphasage varie comme $1/v^2$. Enfin, quand le courant \mathcal{I} est grand, seul le niveau $M_F = 0$ contribue au signal de franges et la visibilité est réduite à $1/3$ de sa valeur initiale. L'effet Zeeman non-linéaire du niveau hyperfin $M_F = 0$ n'affecte pas la visibilité, mais déphase les franges quand le courant est élevé et nos mesures détectent bien ce déphasage. Un ajustement des mesures par la théorie développée ci-dessus fournit la valeur du rapport de vitesse parallèle, $S_{\parallel} = 9.0$, légèrement plus grande que la valeur $S_{\parallel} = 8.5$ donnée par nos mesures Doppler de la distribution de vitesse du jet atomique : cette petite différence peut aisément s'expliquer parce que la diffraction de Bragg d'ordre 1 est faiblement sélective en vitesse.

La partie droite de la figure IV.2 montre aussi la visibilité relative des franges d'interférences atomiques en fonction du courant \mathcal{I} circulant dans la bobine mais, pour cette expérience, l'interféromètre atomique utilise la diffraction d'ordre $p = 2$ de l'isotope ${}^7\text{Li}$. Le jet atomique est toujours pompé optique-

ment dans le niveau hyperfin $F = 1$ de cet isotope. Deux différences importantes apparaissent par rapport à l'expérience précédente. D'une part la séparation entre les deux bras est deux fois plus élevée, donc la périodicité des récurrences de la visibilité est deux fois plus élevée. D'autre part, la diffraction de Bragg d'ordre $p = 2$ est beaucoup plus sélective en vitesse que la diffraction d'ordre $p = 1$ et l'interféromètre sélectionne donc une plage assez étroite de vitesse autour de la vitesse moyenne du jet. Ceci explique le plus grand nombre de récurrences visibles et c'est confirmé par l'ajustement des mesures avec notre modèle numérique ; cet ajustement fournit pour le rapport de vitesse parallèle la valeur $S_{\parallel} = 14.5$, nettement plus grande que la valeur $S_{\parallel} = 8.5$ donnée par nos mesures Doppler de la distribution de vitesse du jet atomique.

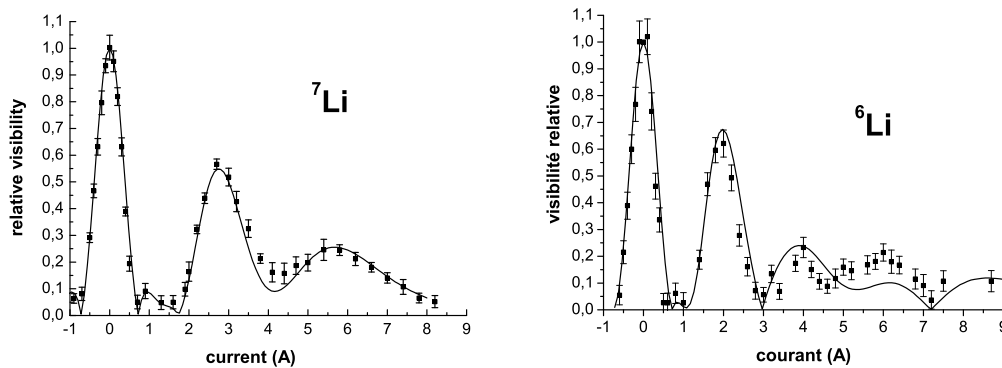


Figure IV.3: *Visibilité relative des franges d'interférences atomiques en fonction du courant \mathcal{I} circulant dans la bobine. Le jet atomique ne subit pas de pompage optique et l'interféromètre utilise la diffraction d'ordre $p = 1$. Les points sont expérimentaux et les courbes représentent le meilleur ajustement théorique. Partie gauche de la figure: l'interféromètre est réglé pour l'isotope ${}^7\text{Li}$. Partie droite de la figure: l'interféromètre est réglé pour l'isotope ${}^6\text{Li}$.*

La Figure IV.3 montre les visibilités relatives mesurées avec l'interféromètre réglé successivement pour les deux isotopes, ${}^7\text{Li}$ et ${}^6\text{Li}$, sans pompage optique du jet atomique. Les variations de la visibilité en fonction du courant \mathcal{I} circulant dans la bobine sont très différentes (par exemple, avec ${}^7\text{Li}$, la visibilité présente un maximum secondaire pour $\mathcal{I} = 3$ A, alors que pour ce même courant la visibilité est très faible avec l'isotope ${}^6\text{Li}$). Ces différences sont directement dues aux différences sur les nombres de sous-niveaux Zeeman hyperfin, sur les valeurs des facteurs de Landé différents et à la présence ou non de niveaux de $M_F = 0$. Notre modèle explique très bien nos résultats, à l'exception de la zone des courants élevés pour l'isotope ${}^6\text{Li}$, zone dans laquelle la visibilité est très faible.

Pour l'isotope ${}^7\text{Li}$, quand le courant est élevé, la visibilité tend vers zéro, contrairement à ce qui a été observé quand le jet est pompé optiquement dans le niveau $F = 1$. Comme je l'ai expliqué plus haut, quand le courant est élevé, seuls les sous-niveaux de $M_F=0$ contribuent au signal d'interférences atomiques. En l'absence de pompage optique, les deux sous-niveaux $F = 1, M_F = 0$ et $F = 2, M_F = 0$ contribuent au signal. Ces deux niveaux ne sont pas affectés par l'effet Zeeman linéaire mais l'effet Zeeman non-linéaire induit un déphasage et ce déphasage est de signe opposé pour ces deux niveaux. Ceci explique pourquoi la visibilité devient très petite pour les plus fortes valeurs du courant \mathcal{I} .

Le bon accord entre nos mesures et le modèle démontrent la sélectivité isotopique de notre appareil. Quand l'interféromètre est réglé sur l'isotope ${}^6\text{Li}$, le laser est décalé en fréquence de 14 GHz par rapport à la transition la plus proche de l'autre isotope, ${}^7\text{Li}$. Malgré ce décalage important, la probabilité de diffrac-

tion n'est pas nulle et il existe des faisceaux diffractés parasites de l'isotope ^7Li , à cause de l'abondance très dominante de cet isotope (92.4%). Ces faisceaux parasites ne produisent pratiquement pas de franges d'interférences comme le confirme l'excellent ajustement de la visibilité réduite en fonction du courant par notre modèle qui suppose que tout le signal est dû à l'isotope ^6Li . Ce résultat démontre le potentiel de notre appareil pour réaliser des mesures isotopiquement sélectives. Pour avoir une meilleure sensibilité sur l'isotope ^6Li , il serait cependant souhaitable de remplacer le lithium naturel par du lithium enrichi en ^6Li , qui est commercialement disponible.

IV.2 Mécanismes de décohérence, Influence du bruit sismique sur les phases

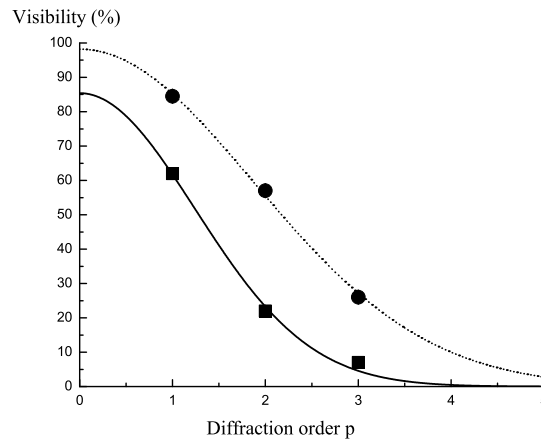


Figure IV.4: *Visibilité maximale en fonction de l'ordre de diffraction p utilisé pour l'interféromètre atomique. Symboles ronds : nos mesures. Symboles carrés : mesures de D. M. Giltner et al. [81] avec un interféromètre atomique de Mach-Zehnder utilisant la diffraction laser de l'atome de néon métastable. Dans les deux cas, la dépendance de la visibilité avec l'ordre p est très bien décrite par une courbe de Gauss.*

La Figure IV.4 présente nos mesures de visibilité des franges d'interférences atomique en fonction de l'ordre de diffraction utilisé p . Sur cette figure, nous avons aussi tracé les seules autres mesures analogues disponibles dans la littérature: il s'agit de mesures effectuées par D. M. Giltner *et al.* en 1995. Dans les deux cas, la dépendance de la visibilité avec l'ordre est très bien décrite par une Gaussienne et le fait que ce résultat soit vrai dans les deux seuls cas expérimentaux disponibles suggère une certaine généralité de cette perte de visibilité. La cause la plus naturelle de perte de visibilité dans un interféromètre est le bruit de phase. En présence d'un bruit de phase $\delta\phi$ de valeur moyenne nulle et de distribution Gaussienne, on calcule que la visibilité des franges passe d'une valeur \mathcal{V}_{max} à la valeur :

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}_{max} \exp \left[- \langle \delta\phi^2 \rangle / 2 \right] \quad (\text{IV.6})$$

La dépendance Gaussienne de \mathcal{V} avec l'ordre p que nous avons observé s'expliquerait alors par l'existence

d'un bruit de phase proportionnel à l'ordre p . Nous allons donc évaluer l'importance des différents mécanismes de décohérence présents dans notre interféromètre.

Il existe d'autres causes de perte de visibilité dans notre interféromètre. Il s'agit de problèmes de faisceaux atomiques :

- Recouvrement partiel des deux faisceaux de sortie :

Comme ces deux faisceaux transportent des signaux complémentaires, un faible recouvrement fait rapidement baisser la visibilité des franges. Avec la collimation utilisée, cet effet existe essentiellement quand l'interféromètre utilise l'ordre de diffraction $p = 1$ et, dans notre modélisation non publiée, nous estimons que la visibilité maximale pour l'ordre $p = 1$ serait voisine de $\mathcal{V}_{max}(p = 1) \approx 90\%$ et que l'effet de perte de visibilité serait négligeable pour les ordres $p = 2$ et $p = 3$ car la séparation des faisceaux de sortie, qui est proportionnelle à l'ordre p , est alors complète.

- Faisceaux parasites :

Il existe aussi des faisceaux parasites qui peuvent diminuer la visibilité des franges. D'abord, une très faible partie du faisceau atomique incident non diffracté peut passer à travers la fente de détection. D'autre part, quand on utilise les ordres de diffraction $p = 2$ ou $p = 3$, la diffraction de Bragg n'est pas parfaite et il peut exister des faisceaux parasites, d'ordre p inférieurs à l'ordre sélectionné, qui se propagent dans l'interféromètre et ces faisceaux faibles peuvent rajouter un fond au signal de sortie donc en diminuer la visibilité. Cet effet dépend de l'ouverture de la fente de détection et évidemment de la collimation. Nous n'avons pas vu d'effets notables pour l'interféromètre à l'ordre de diffraction $p = 1$, nous pensons que ces faisceaux parasites jouent un rôle quand nous avons utilisé l'interféromètre avec l'ordre $p = 2$ avec des vitesses atomiques élevées (voir chapitre VII, p. 115).

Nous allons évaluer tout d'abord les différents mécanismes de perte de cohérence qui ne sont pas dus à la sensibilité des interféromètres atomiques aux effets inertiels. Il s'agit des effets suivants :

- Influence du gaz résiduel dans l'interféromètre:

En 2005, l'équipe de A. Cronin a mis en évidence une décohérence des faisceaux atomiques en introduisant une faible pression de gaz dans l'enceinte de leur interféromètre atomique utilisant l'atome de sodium et de taille comparable au nôtre [85]. Une expérience analogue avait été réalisée en 2003 par l'équipe de M. Arndt et A. Zeilinger avec leur interféromètre de Talbot-Lau fonctionnant avec la molécule C_{70} [86]. Les résultats des deux expériences sont assez différents, essentiellement car la molécule C_{70} arrive sur le détecteur même si une collision a légèrement changé son impulsion tandis que l'atome de sodium est plus fortement dévié n'est pas détecté. En pratique, l'équipe de A. Cronin trouve que pour les faibles pressions, la perte de visibilité est quadratique en pression alors que la perte d'intensité est linéaire et la perte de visibilité est pratiquement négligeable pour des pressions inférieures à 10^{-6} mbar. La pression résiduelle dans notre interféromètre est voisine de 3×10^{-7} mbar et cet effet de décohérence par collisions doit être tout à fait négligeable (à cette pression en supposant une section efficace de totale égale à 5×10^{-18} m² (soit 500 \AA^2), nous calculons un libre parcours moyen du lithium voisin de 27 m et une probabilité de collision de quelques % durant la traversée de l'interféromètre).

- Perte de cohérence par émission spontanée :

La probabilité d'émission spontanée a été évaluée dans la thèse de A. Miffre [65] et, pour le décalage entre la raie laser et la transition de résonance voisin de 3 GHz que nous utilisons pour la diffraction d'ordre 1, la probabilité d'émission spontanée est estimée à 0.3% pour une séparatrice

à atomes et deux fois plus pour un miroir à atomes. Comme une fraction notable des atomes ayant émis un photon spontané ne seront pas détectés, la perte de visibilité associée semble tout à fait négligeable quand on utilise l'ordre $p = 1$. Pour les ordres $p = 2$ et 3 , les pertes sont plus importantes que pour l'ordre $p = 1$ mais elles restent petites, de l'ordre de quelques % au plus et elles ne contribuent qu'à une faible partie de la réduction de visibilité observée avec ces ordres de diffraction.

Les interféromètres atomiques sont connus pour être extrêmement sensibles aux effets inertiels et cette caractéristique est utilisée pour construire des accéléromètres pour mesurer l'accélération local de la pesanteur g [36] et gyromètres [16]. Cette sensibilité peut s'expliquer assez facilement en considérant l'effet d'un déplacement dépendant du temps des réseaux de diffraction ou des ondes stationnaires laser. Pour cela, on repart de l'équation I.7 (p. 45) et on suppose que les coordonnées x_i des miroirs dépendent explicitement du temps t . La phase Φ des franges d'interférence s'écrit:

$$\Phi = 2pk_L [x_1(t_1) - 2x(t_2) - 2(t_3)] \quad (\text{IV.7})$$

p est l'ordre de diffraction utilisé pour l'interféromètre. On peut faire apparaître l'accélération moyenne $a^{(x)}$ selon la direction x et la vitesse de rotation $\Omega^{(y)}$ selon la direction y perpendiculaire au plan de l'interféromètre en introduisant le temps de vol $T = L/v$ d'un atome entre deux ondes stationnaires consécutives (ces ondes sont séparées de la distance L qui est parcourue à la vitesse v). Si l'atome traverse la seconde onde stationnaire à l'instant $t_2 = t$, il traverse la première et la troisième aux temps $t_1 = t - T$ et $t_3 = t + T$ et, en développant la phase Φ au second ordre en T , on trouve [56]:

$$\begin{aligned} \Phi &= \Phi_{bending} + \Phi_{Sagnac} + \Phi_{acc.} \\ \Phi_{bending} &= 2pk_L [2x_2(t) - x_1(t) - x_3(t)] \\ \Phi_{Sagnac} &= 2pk_L [v_3^{(x)} - v_1^{(x)}] T = 4pk_L \Omega^{(y)} LT \\ \Phi_{acc.} &= 2pk_L a^{(x)} T^2 \end{aligned} \quad (\text{IV.8})$$

Le premier terme $\Phi_{bending}$ n'est pas un effet inertiel mais ce terme peut fluctuer si le montage n'est pas assez rigide. Ces fluctuations étaient importantes dans les interféromètres de l'équipe de D.E. Pritchard [9, 56] et celui de D.M. Giltner *et al.* [59, 60] et, dans ces deux interféromètres, un système d'asservissement basé un interféromètre Mach-Zehnder optique a été utilisé pour réduire le bruit de phase associé. Dans notre montage, les fluctuations rapides de ce terme sont tout à fait négligeables.

Le deuxième terme décrit l'effet Sagnac c'est-à-dire la sensibilité de la phase des interférences à la rotation de l'interféromètre selon l'axe y perpendiculaire au plan des faisceaux atomiques. Le troisième terme décrit la sensibilité à l'accélération selon la direction x .

On remarque que ces trois termes sont proportionnels à l'ordre de diffraction p utilisé. Si on fait l'hypothèse que ces termes ont des distributions Gaussiennes, la visibilité s'écrit [56, 87]:

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}_{max} \exp [-p \langle \Phi_{p=1}^2 \rangle / 2] \quad (\text{IV.9})$$

La figure IV.4) présente nos ajustements des points par des courbes de Gauss avec $\mathcal{V}_{max} = 85 \pm 2\%$ et $\langle \Phi_{p=1}^2 \rangle = 0.650 \pm 0.074 \text{ rad}^2$ pour l'expérience de Giltner *et al.* [59] et pour nos résultats $\mathcal{V}_{max} = 98 \pm 1\%$ et $\langle \Phi_{p=1}^2 \rangle = 0.286 \pm 0.008 \text{ rad}^2$.

Pour comprendre si le bruit de phase d'origine inertielle est bien une des causes importantes de la décroissance observée avec l'ordre de diffraction p , nous avons essayé d'estimer ce bruit de phase. Pour cela, nous avons analysé la dynamique mécanique de la barre par un modèle unidimensionnel basé sur

la théorie de l'élasticité. Nous avons ainsi pu calculer le spectre de bruit de phase en fonction du bruit de vibrations des supports. Pour estimer le bruit de phase global, il faut connaître le bruit sismique dans notre laboratoire et nous avons utilisé un spectre de ce bruit enregistré au début du montage de notre interféromètre. Cette modélisation a mené à deux résultats : dans le bruit de phase, le terme dominant est dû à l'effet Sagnac et la valeur estimée du bruit de phase est $\langle \Phi_{p=1}^2 \rangle = 0.16 \text{ rad}^2$. Le fait que ce bruit estimé soit plus petit que le bruit mesuré est explicable soit par une sous-estimation du bruit sismique réel, soit par l'existence d'autres sources de bruit de phase, par exemple liées à la diffraction laser. Malgré cette incertitude, ce résultat est très important. Il prouve que, pour notre interféromètre atomique à l'état actuel, ce bruit n'est pas trop gênant. Cependant, si nous utilisons des atomes nettement plus lents pour gagner en temps d'interaction, ce bruit risque d'être très gênant. En effet, les phases dues à l'effet Sagnac croissent proportionnellement au temps de vol T et les phases dues au terme d'accélération sont quadratiques en temps de vol T . Nous avons donc entrepris de construire un interféromètre suspendu pour réduire très fortement la partie haute fréquence du spectre de vibrations.

On peut s'interroger sur le rôle d'autres effets inertiels sur les signaux de notre interféromètres:

- Pour éviter d'être sensible à l'accélération de la pesanteur, notre interféromètre a été construit avec les faisceaux atomiques dans le plan horizontal. En effet, si l'interféromètre était dans le plan vertical, la phase due à l'accélération de la pesanteur serait voisine de 60 rad pour l'ordre $p = 1$ et une vitesse $v = 1065 \text{ m/s}$. La dispersion de cette phase résultant de la distribution de vitesse du jet atomique (ce déphasage varie comme $1/v^2$) serait très grande et la visibilité des franges serait très faible. La verticalité des miroirs est assurée à quelques dizaines de microradians près et on peut estimer l'effet d'une inclinaison du plan de l'interféromètre de 10^{-4} rad . Ceci entraînerait une phase d'accélération de l'ordre de 6 mrad et la perte de visibilité liée à la dispersion de cette phase résultant de la distribution de vitesse du jet atomique est absolument négligeable. Il faudrait atteindre une inclinaison tout à fait irréaliste de l'ordre de 1° du plan de notre interféromètre pour que cet effet induise une perte de visibilité non négligeable.
- La rotation de la Terre induit un déphasage Sagnac que nous avons calculé et qui vaut 0.65 rad pour un vitesse atomique $v = 1065 \text{ m/s}$ et ce déphasage varie comme $1/v$. La perte de visibilité résultant de la distribution de vitesse du jet atomique est négligeable. Nous avons montré que ce déphasage joue un petit rôle dans les signaux de notre mesure de la polarisabilité électrique du lithium (voir V, p. 79).

IV.3 Conclusion

Nous avons effectué des expériences, avons développé des modèles et avons analysé nos résultats pour caractériser notre interféromètre atomique. Nous avons appliqué un gradient d'un champ magnétique pour mesurer la sélectivité isotopique et en vitesse de notre appareil. Nous avons discuté les effets de décohérence possibles, qui pourraient réduire la visibilité des franges.

L'application d'un gradient d'un champ magnétique sur les faisceaux atomiques séparés rajoute une phase qui dépend des sous-niveaux Zeeman et du facteur Landé. Cette phase est fortement dispersive en vitesse atomique : $v \propto v^{-2}$. Si l'ensemble des atomes de lithium se trouvent dans plusieurs sous-niveaux Zeeman, chaque système de franges associé aux différents sous-niveaux magnétiques est déphasagé différemment. Dû au fait, que la détection n'est pas sensible aux sous-niveaux les franges atomiques observées sont une "moyenne". Le résultat est que la visibilité subit des basses et récurrences périodiques, qui sont une signature typique de l'isotope de lithium utilisé ainsi que la sélectivité en vitesse de notre appareil.

Nous avons également effectué des mesures comparables, mais avec une préparation de l'état de l'atome de lithium par pompage optique. Les atomes incidents ont été préparés dans l'état $|^1S_0, F = 1 \rangle$ et le nombre de sous-niveaux Zeeman est réduit à trois ($M_F = 0, \pm 1$). Nous avons utilisé deux interféromètres, un qui travaille avec les ordres de diffraction de $p = \pm 1$ et l'autre à $p = \pm 2$. Pour ce dernier la séparation des faisceaux cohérents est double et les baisses et récurrences de la visibilité a une périodicité approximativement doublé. Nous avons vu que les récurrences de visibilité sont amorties par la dispersion de la vitesse atomique. Cet amortissement est directement relié à la sélection en vitesse de notre interféromètre. Un interféromètre travaillant à l'ordre $p = \pm 1$ est faiblement sélectif, tandis que celui à $p = \pm 2$ sélectionne d'avantage la vitesse atomique, comme prédit la théorie.

Pour la décohérence, nous avons vu que l'effet dominant vient du bruit sismique. Notre interféromètre atomique est sensible aux effets inertiels et des vibrations venant de l'environnement provoquent un bruit de phase et en conséquence une baisse de visibilité. Cette baisse est plus prononcée pour les interféromètres travaillant à des ordres $p = 2, 3$, mais cette baisse n'est pas gênant. Les effets inertiels augmentent, lors qu'on travaille avec des atomes plus lents. Un rejet de ces vibrations par suspension asservies de notre interféromètre sera indispensable pour travailler avec un jet atomique ralenti et nous avons commencé à construire un prototype pour notre interféromètre de deuxième génération.

Chapitre V

MESURE ABSOLUE DE LA POLARISABILITÉ ÉLECTRIQUE DU LITHIUM

Publications associées à ce chapitre:

- A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué, **Measurement of the electric polarizability of lithium by atom interferometry**, *Phys. Rev. A* **73** 011603(R) (2006)
- A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué, **Atom interferometry measurement of the electric polarizability of lithium**, *Eur. Phys. J. D* **38** 353-365 (2006). Cette publication est reproduite à la fin de ce présent manuscrit.
- M. Jacquy, A. Miffre, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué and A. Cronin, **Dispersion compensation in atom interferometry by a Sagnac phase**, *Phys. Rev. A* **78**, 013638 (2008)

Quand un atome ou une molécule est exposé à un champ électrique, une redistribution de ses charges a lieu. Ce champ externe peut être un champ électromagnétique ou un champ créé par la présence d'une autre particule neutre ou chargée. La réponse la plus simple d'un atome à un champ électrique est la création d'un dipôle induit \mathbf{p} , proportionnel au champ électrique appliqué et la constante de proportionnalité est la polarisabilité électrique de l'atome. Cette quantité joue un rôle dans les interactions à longue portée avec une autre particule et elle est aussi reliée à des quantités bien connues comme la constante diélectrique et l'indice de réfraction. La mesure expérimentale de la polarisabilité est également un excellent test pour des calculs théoriques ab-initio de la structure atomique.

Dans ce chapitre, je commencerai par résumer les méthodes expérimentales utilisées dans la littérature. Ensuite, je détaillerai le dispositif expérimental que nous avons utilisé pour une mesure précise de la polarisabilité du lithium. La valeur que nous avons obtenue sera comparée aux résultats théoriques et expérimentaux disponibles. Ce chapitre se terminera par la discussion détaillée des perspectives d'amélioration de cette mesure.

V.1 Définition de la polarisabilité

Un champ électrostatique homogène \mathbf{E} induit dans l'atome un dipôle \mathbf{d} proportionnel au champ :

$$\mathbf{d} = \alpha_0 \mathbf{E} \tag{V.1}$$

α_0 est la polarisabilité exprimée en unité S.I. soit $\text{C.m}^2 \text{V}^{-1}$. Suivant un usage très général, la polarisabilité est exprimée en polarisabilité volumique α :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{4\pi\epsilon_0} \quad (\text{V.2})$$

L'unité S.I. de polarisabilité volumique est le m^3 . Il est instructif de prendre un modèle très simple pour d'une part expliciter l'unité de la polarisabilité et d'autre part en donner une valeur approximative. L'action d'un champ électrostatique sur un atome induit une séparation de x des deux charges opposées ($\pm q$), formant un dipôle $d = qx$. Pour les alcalins comme le lithium, une de ces charges est l'électron de valence et l'autre le noyau écranté par les électrons des couches fermés. Considérons qu'il existe une force de rappel $-kx$ entre ces deux charges. Dans ce modèle harmonique de l'atome, il est naturel que la fréquence de résonance de ce ressort corresponde à la première transition de résonance qui pour le lithium correspond à une longueur d'onde $\lambda=671$ nm. Ceci nous permet d'exprimer la constante de rappel du ressort, $k = m\omega_0^2$ avec m la masse d'électron et $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$ la pulsation de la raie de résonance. Les équations suivantes sont faciles à dériver :

$$\begin{aligned} kx &= qE \text{ (égalité des forces)} \\ \alpha_0 &= \frac{q^2}{m\omega_0^2} \\ \alpha &= \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{m\omega_0^2} = \alpha_{fs} \frac{\lambda_c}{2\pi} \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{V.3})$$

où α_{fs} est la constante de structure fine et $\lambda_c = h/(mc)$ est la longueur d'onde de Compton de l'électron. Il est maintenant évident que α a la dimension d'un volume. Ce modèle simple donne une valeur de α égale à $\alpha = 32 \times 10^{-30} \text{ m}^3$, en accord qualitatif avec les meilleures mesures et valeurs théoriques, $\alpha \approx 24.3 \times 10^{-30} \text{ m}^3$, la surestimation du modèle venant de l'approximation harmonique qui n'est pas réaliste.

V.2 Méthodes expérimentales

Nous pouvons distinguer deux classes de mesures, des mesures indirectes et directes. La première classe consiste à mesurer des quantités macroscopiques comme la constante diélectrique, l'indice de réfraction ou la diffusion Rayleigh. Ces quantités peuvent être déterminées avec une grande précision, mais elles sont reliées à la polarisabilité par des relations valables pour un milieu dilué donc en pratique gazeux. Une quantité nécessaire pour déduire la polarisabilité atomique ou moléculaire des mesures est la densité des particules dans le gaz qui doit être connue avec une bonne précision, ce qui n'est pas toujours le cas. En particulier, dans le domaine des basses densités, la densité absolue d'un gaz d'alcalins n'est connue qu'avec une précision moyenne de l'ordre de $\pm 10\%$.

L'autre classe consiste en des mesures directes pour une particule isolée et nous pouvons distinguer trois techniques expérimentales utilisées avec les atomes alcalins :

- La première mesure a été réalisée par van Scheffers et J. Stark en 1934 en utilisant la déflexion par un gradient de champ électrostatique [88]. Cette méthode a été améliorée par plusieurs équipes qui ont réussi à éliminer diverses sources d'erreurs systématiques et en conséquence réduire l'incertitude finale de la mesure. Nous pouvons citer les améliorations les plus importantes qui sont la sélection en vitesse des atomes et la méthode "E-H gradient balance" [89, 90, 91]. Ces méthodes de mesure seront détaillées plus loin.

α en 10^{-24}cm^3	année	$\alpha(\text{Li})$	$\alpha(\text{Na})$	$\alpha(\text{K})$	$\alpha(\text{Rb})$	$\alpha(\text{Cs})$
H. von Scheffers et J. Stark [88] [‡]	1934	12	-	34	-	42
A. Salop <i>et al</i> [90] [‡]	1961	20 ± 3.0	20 ± 2.5	36.5 ± 4.5	40 ± 5.0	52.5 ± 6.5
G. Chamberlain et J. Zorn [93] [‡]	1963	22 ± 1.5	21.5 ± 1.5	38 ± 3	37.5 ± 3	48.5 ± 5.5
W. Hall et J. Zorn [89] [‡]	1974	-	24.4 ± 1.7	45.2 ± 3.2	48.7 ± 3.4	63.3 ± 4.6
R.M. Molof <i>et al</i> [91] [‡]	1974	24.3 ± 0.5	23.6 ± 0.5	43.4 ± 0.9	47.3 ± 0.9	59.6 ± 1.2
C. Ekstrom <i>et al</i> [54] [†]	1995	$24.11 \pm 0.06 \pm 0.06$		-	-	-
J. Amini, H. Gould [94] [‡]	2003	-	-	-	-	59.42 ± 0.08
notre résultat [95, 96] [†]	2006	24.34 ± 0.16	-	-	-	-

Table V.1: Différentes valeurs expérimentales de la polarisabilité électrique des alcalins. Méthodes utilisées: [‡]: déflexion, [‡]: E-H balance, [†]: interférométrie atomique, [‡]: temps de vol d'une fontaine atomique.

- Une deuxième méthode consiste à utiliser un interféromètre atomique. Le développement de l'optique atomique a ouvert des nouvelles possibilités de mesure dans la physique fondamentale. Comme en optique, l'idée consiste en l'application d'un champ électrostatique homogène sur un seul des deux faisceaux atomiques dans l'interféromètre et de mesurer le déphasage des franges d'interférence induit par l'interaction des atomes avec le champ. En 1995, l'équipe de Pritchard a effectué ainsi la première mesure précise d'une polarisabilité par interférométrie atomique [54]. Cette mesure a été faite sur l'atome de sodium. Récemment, l'équipe de M. Arndt a utilisé un interféromètre de Talbot-Lau pour mesurer la polarisabilité électrique des fullerènes C_{60} et C_{70} [92]. Un gradient de champ électrique est appliqué sur tous les faisceaux dans l'interféromètre, ce qui induit un déphasage des franges qui est mesuré. Cette méthode, utilisant un gradient de champ électrique dans un interféromètre atomique, vient d'être utilisée par l'équipe de A. D. Cronin pour mesurer la polarisabilités de divers atomes alcalins (voir p. 86)
- Une troisième méthode est basée sur une fontaine atomique de césium et une mesure de temps de vol. Cette méthode a été utilisée en 2003 par l'équipe de H. Gould pour mesurer la polarisabilité électrique du césium. Près du sommet de leur trajectoire, les atomes entrent dans un condensateur où règne un champ électrique. Les atomes, qui sont attirés par le champ, sont donc accélérés, ce qui rallonge leur temps de vol. Cette technique a fourni une mesure très précise de la polarisabilité α_{Cs} du césium.

Le tableau V.1 résume les valeurs expérimentales obtenues pour les alcalins par des méthodes directes. Par la suite, je détaillerais ces trois méthodes.

V.2.1 Déflexion d'un jet par un gradient d'un champ électrostatique

La première mesure d'un dipôle moléculaire par une expérience de jet moléculaire a été réalisée par H. von Scheffers en 1934 [97]. Il utilisait un gradient de champ électrique pour mesurer les dipôles permanents des molécules KI, KCl et NaI. L'arrangement expérimental est formé d'un four qui émet un jet moléculaire effusif d'énergie thermique, d'une fente de collimation, d'un condensateur produisant un champ

électrique inhomogène et d'un détecteur à ionisation par fil chaud. Les molécules subissent une force $F_{el} = d(dE/dx)$ et le condensateur est conçu pour que cette force soit homogène sur un assez grand volume. Après passage dans le condensateur, les molécules sont défléchies et la déflexion est proportionnelle au dipôle moléculaire.

Ce montage a été ensuite adapté aux mesures du dipôle induit par le champ électrique dans des atomes alcalins. H. von Scheffers et J. Stark ont pu ainsi mesurer pour la première fois la polarisabilité des atomes de lithium, de potassium et de césium [88]. Dans le cas d'un dipôle induit, la déflexion δx est donnée par :

$$\delta x = \frac{1}{2} \alpha E \frac{dE}{dx} \frac{L_1^2 + 2L_1L_2}{mv^2} \quad (\text{V.4})$$

v est la vitesse de l'atome, m sa masse, L_1 la longueur du condensateur et L_2 la distance entre la sortie du condensateur et le détecteur. Expérimentalement, α est déduit par la dépendance de l'écart δx avec la tension appliquée sur le condensateur. Le champ E et son gradient dE/dx sont proportionnels à la tension appliquée. La distribution des vitesses atomiques dans le jet est supposée décrite par la distribution de Maxwell-Boltzmann pour les jets atomiques. Dans ce cas la vitesse la plus probable est donnée par $v = \sqrt{2kT/m}$, où k est la constante de Boltzmann, et la déflexion pour cette vitesse est donnée par :

$$\delta \bar{x} = \alpha E \frac{dE}{dx} \frac{L}{4kT} \quad (\text{V.5})$$

Il faut noter que la valeur mesurée ainsi par H. von Scheffers et J. Stark pour le lithium est beaucoup trop faible (voir tableau V.1).

En 1963, G. Chamberlain et J. Zorn ont utilisé la même technique de déflexion [93]. Ils ont trouvé des valeurs encore trop faibles mais les écarts avec les valeurs récentes les plus précises sont fortement réduits. La valeur de la polarisabilité électrique repose sur plusieurs quantités. La géométrie du condensateur doit être connue précisément pour établir l'amplitude du champ E et de son gradient dE/dx en fonction de la tension appliquée. Le jet d'alcalin est thermique à une vitesse élevée, donc un temps d'interaction court. En conséquence, le déplacement δx est petit ce qui rend difficile sa mesure précise. La distribution de la vitesse atomique doit également être connue et c'est ce dernier point qui est le plus critique. Toutes ces mesures reposent en effet sur l'approximation que les vitesses atomiques sont décrites par la distribution Maxwellienne d'un jet effusif.

En 1974, W. Hall et J. Zorn [89] ont introduit une sélection en vitesse dans leur jet atomique et ont mis en évidence que sans sélection en vitesse les valeurs de la polarisabilité sont toujours sous estimées.

La figure V.1 montre la polarisabilité du césium en fonction de la pression résiduelle. Sans sélection en vitesse et en supposant la distribution Maxwellienne de vitesse d'un jet effusif, la polarisabilité mesurée dépend clairement de la pression résiduelle dans l'enceinte et elle ne s'approche de la valeur correcte pour les très faibles pression. Le gaz résiduel joue un rôle important en éliminant préférentiellement les atomes lents du jet atomique. Comme ce sont les atomes lents qui subissent la plus forte déflexion, cette modification de la distribution de vitesse modifie fortement la valeur de la polarisabilité ainsi mesurée comme montre la figure V.1.

V.2.2 Méthode "E-H gradient balance"

L'idée de cette méthode est de compenser la force créée par le champ électrique par une force venant de l'interaction entre le dipôle magnétique μ de l'atome et un champ magnétique inhomogène. La zone d'interaction doit être construite de façon à créer des champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} inhomogènes et proportionnels $\mathbf{E} = \lambda \mathbf{H}$ de manière à ce que les forces électriques et magnétiques peuvent se compenser.

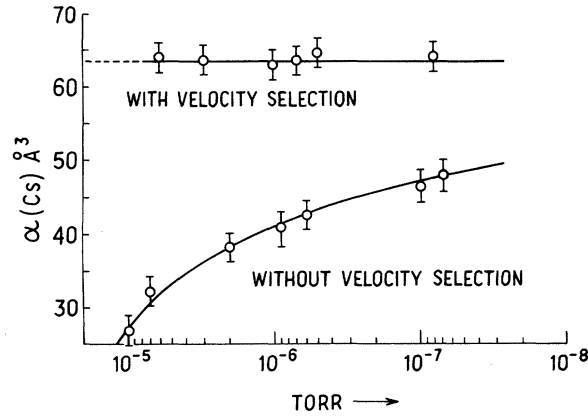


Figure V.1: Polarisabilité de césium en fonction de la pression résiduelle mesurée par W. Hall et J. Zorn [89] en 1974. Les points en haut montre les résultats avec une sélection en vitesse atomique, les points en bas sans sélection. Sans sélection en vitesse, la distribution en vitesse est prise comme Maxwellienne.

Cette compensation se produit pour des champs différents pour les différents sous niveaux Zeeman hyperfins (F , M_F) et ces champs vérifient la condition :

$$\alpha E \frac{dE}{dx} = -\mu(F, M_F, H) \frac{dH}{dx} \quad (\text{V.6})$$

Notons que $\mu(F, M_F, H)$ dépend du champ H parce que la structure hyperfine se découple.

Une première expérience utilisant cette technique a été réalisée par A. Salop *et al.* en 1961 [90]. Le champ magnétique était constant tandis que le champ électrique était balayé. Chaque fois que la condition V.6 est remplie pour un état hyperfin (F , M_F), les atomes dans cet état sont transmis en ligne droite et on observe un pic d'intensité sur le détecteur. Un avantage majeur de cette technique est l'indépendance de la mesure par rapport à la vitesse atomique mais la précision de la mesure dépend de la connaissance des intensités des deux champs. Pour connaître l'intensité du champ magnétique, les auteurs ont éteint le champ électrique et ils ont choisi un champ magnétique pour lequel le moment magnétique d'un atome dans un état hyperfin donné $\mu(F, M_F, B)$ s'annule à cause de l'effet de découplage de la structure hyperfine. Pour ce champ, ces atomes, qui ne sont pas défléchis, sont détectés. Le champ électrique E et son gradient dE/dx sont proportionnels à la tension appliquée V , avec des coefficients de proportionnalité qui dépendent de la géométrie du condensateur et qui ont été calculés.

En 1974, R. Molof *et al.* ont amélioré cette expérience [91]. Au lieu d'appliquer la méthode de calibration précédente [90], ils ont utilisé l'atome d'hélium dans l'état métastable 3S_1 pour calibrer leur appareil. La valeur théorique de la polarisabilité α_{He} dans son état métastable 3S_1 était déjà connue à une très grande précision [98] et l'équipe a utilisé cette valeur pour calibrer ses mesures. L'équipe a pu ainsi mesurer la polarisabilité du lithium et elle a obtenu la valeur $\alpha_{Li} = (24.3 \pm 0.5) \times 10^{-30} m^3$. Cette mesure, qui date de 1974, a donc une incertitude de 2.1% et, pour le lithium, c'est la mesure la plus précise effectuée avant notre expérience d'interférométrie atomique.

V.2.3 Méthode par temps de vol d'une fontaine atomique

En 2003, J. Amini et H. Gould [94] ont utilisé une fontaine atomique de césium pour une mesure de la polarisabilité de cet atome. Les atomes issus d'un piège magnéto-optique sont lancés vers le haut et, vers le haut de la trajectoire, les atomes entrent dans un condensateur électrique. Ils sont attirés par le champ électrique ce qui augmente leur énergie cinétique. Ils montent donc plus haut et le temps de vol est rallongé. La mesure de la polarisabilité est déduite de la variation du temps de vol avec le champ électrique appliqué dans le condensateur. Pour rendre plus précise la mesure de ce temps de vol, la dispersion initiale de vitesse des atomes a été réduite en utilisant des champs électriques pulsés [99]. L'incertitude relative sur la mesure de la polarisabilité du césium est évaluée à 0.13% (voir tableau V.1).

Cette expérience utilise un principe original et on pourrait essayer de l'appliquer à d'autres atomes et en particulier aux alcalins légers. Pour le lithium, cela semble très difficile. Le fonctionnement d'une fontaine atomique est basé sur un piège magnéto-optique puis la création d'une mélasse optique en mouvement pour lancer les atomes vers le haut. La réalisation d'une telle fontaine atomique avec le lithium ne semble pas possible à cause de la très grande dispersion de vitesse des atomes légers. En effet, la dispersion de vitesse des atomes dans un piège magnéto-optique est égale à quelques fois la vitesse de recul v_r des atomes: cette vitesse vaut 8.5 cm/s pour le lithium ${}^7\text{Li}$ alors qu'elle vaut 0.35 cm/s pour le césium ${}^{133}\text{Cs}$. Cette dispersion de vitesse a deux conséquences défavorables: l'expansion transverse du nuage fait perdre beaucoup plus d'atomes et l'expansion longitudinale rend plus imprécise la mesure du temps de vol. Cependant, on pourrait envisager de réaliser ce type d'expériences avec le lithium en partant d'un gaz plus froid, obtenu par refroidissement évaporatif, et il faudrait accélérer ce gaz sans le réchauffer, donc en évitant toute émission spontanée de photons.

V.2.4 Mesures par interférométrie atomique

La sensibilité de l'interférométrie atomique pour des mesures de la polarisabilité électrique a été démontrée expérimentalement par F. Shimizu *et al* en 1992 [49]. Cette expérience consistait à appliquer un champ électrique inhomogène près de fentes d'Young et la présence de ce champ déphasait les franges d'interférences atomiques. Cette expérience de démonstration ne visait pas à réaliser une mesure de polarisabilité.

Des mesures de la différence de la polarisabilité électrique entre deux états ont été réalisées avec des interféromètres atomiques à diffraction inélastique par V. Rieger *et al.* [100] et par A. Morinaga *et al.* [101]. Ces mesures sont aussi possibles par spectroscopie laser traditionnelle sans effet Doppler et l'intérêt de l'interférométrie atomique dans ce cas n'est pas très fort.

Pour mesurer précisément par interférométrie atomique la polarisabilité électrique d'un atome dans un état de longue durée de vie, il faut appliquer un champ électrique sur un seul des deux faisceaux atomiques se propageant dans l'interféromètre. En présence de champ électrique, le vecteur d'onde de l'onde atomique est modifié par le terme de polarisabilité et cette modification se traduit par un déphasage des franges d'interférences observées à la sortie de l'interféromètre.

En 1995, l'équipe de D. Pritchard a utilisé son interféromètre atomique à bras séparés pour une mesure de la polarisabilité du sodium [54]. La figure V.2 montre le dispositif expérimental. Cet interféromètre est d'une géométrie Mach-Zehnder. Trois réseaux matériels de période de 200 nm modulent l'amplitude de l'onde atomique et diffractent donc les atomes de sodium, ce qui crée des faisceaux atomiques cohérents et spatialement séparés. Si un champ électrique est appliqué sur un seul faisceau atomique, l'énergie de l'atome est modifiée par le terme de polarisabilité et l'atome est accéléré. Cette accélération se manifeste par un déphasage ϕ de l'onde atomique passant dans ce champ. Dans l'approximation WKB et supposant que le terme de polarisabilité est petit devant l'énergie cinétique de l'atome, ce déphasage s'écrit :

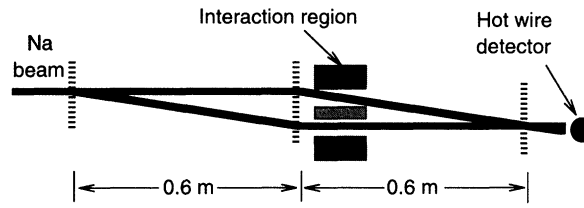


Figure V.2: Dispositif expérimental de Ekstrom et al. [54] pour la mesure de la polarisabilité de sodium. Une électrode mince, appelée septum, sépare les deux faisceaux atomiques et un champ électrique est appliqué sur un seul faisceau.

$$\phi = \frac{2\pi\epsilon_0\alpha}{\hbar v} \int E^2(\ell) d\ell \quad (\text{V.7})$$

où l'intégrale est prise selon la trajectoire classique ℓ de l'atome.

Expérimentalement, un condensateur est placé sur les deux bras de l'interféromètre. Une feuille mince de cuivre, appelée septum, sépare les deux faisceaux atomiques et permet d'appliquer un champ électrique sur un seul faisceau atomique. Des électrodes de garde, maintenues à la masse comme le septum, sont situées aux bouts des électrodes latérales et elles servent à réduire les champs de fuite. Pour une mesure, une tension est appliquée sur la partie centrale d'une des électrodes latérales et on mesure la phase des franges d'interférences en présence de ce champ électrique. Le déphasage dû à l'effet de polarisabilité est obtenu en comparant les franges avec et en absence du champ électrique. Enfin, la vitesse atomique est mesurée en enregistrant le profil de diffraction par un réseau. Ekstrom *et al.* ont ainsi mesuré la polarisabilité électrique du sodium. Leur résultat est donné sous la forme $\alpha_{Na} = (24.11 \pm 0.06 \pm 0.06) \times 10^{-30} \text{ m}^3$ où la première barre d'erreur est d'origine statistique et la deuxième d'origine systématique [54].

Dans sa thèse, effectuée dans l'équipe de D. Pritchard, T.D. Roberts présente une analyse critique de cette mesure [102]. La présence de dimères de sodium dans le jet a pu fausser ce résultat car ce dimère, qui est diffracté par les réseaux (cette équipe a d'ailleurs réalisé un interféromètre moléculaire avec ce dimère [103]), contribue au signal d'interférences. La proportion de ce dimère dans le jet atomique n'est pas négligeable, 20% environ, mais la transmission par l'interféromètre et par le condensateur est réduite à cause de la séparation des faisceaux moléculaires qui est deux fois plus petite que celle des faisceaux atomiques. L'estimation de l'erreur induite par la présence de dimères est donc très difficile. De plus, la polarisabilité du dimère dépend de son état quantique. Finalement, T. Roberts estime la contribution du dimère à la polarisabilité atomique à 2% et une erreur supplémentaire de l'ordre de 2% sur la polarisabilité électrique de sodium. Leur interféromètre, utilisant la diffraction par des réseaux matériels, a un autre inconvénient qui est la présence de faisceaux parasites provenant des autres ordres de diffraction. Ces faisceaux contribuent aux franges d'interférences atomiques et l'existence de plusieurs interféromètres complique l'interprétation de la mesure.

Malgré les limitations de cette mesure, je tiens à souligner le grand mérite de l'équipe de Pritchard. Cette équipe a réussi la première mesure de précision de la polarisabilité par interférométrie atomique. Cette mesure montre le potentiel de l'interférométrie atomique à faisceaux séparés pour des mesures de précision et ce sont ces expériences sur la polarisabilité et celles sur l'indice de réfraction qui nous ont motivés pour construire un interféromètre atomique à Toulouse. L'interféromètre atomique de l'équipe de Pritchard et le nôtre font partie des interféromètres atomiques utilisant la diffraction en champ lointain, nécessaire pour séparer les faisceaux, ce qui impose d'utiliser un jet atomique ou moléculaire ayant une bonne cohérence transverse. Avec des jets thermiques, la méthode employée pour obtenir cette cohérence

transverse est la collimation du jet, ce qui réduit très fortement le flux disponible.

Avec les grosses molécules comme les fullerènes, il est impossible de collimater suffisamment le faisceau moléculaire pour construire un interféromètre en champ lointain mais il est possible de construire un interféromètre de Talbot-Lau utilisant la diffraction en champ proche. L'équipe de M. Arndt a développé un interféromètre moléculaire de ce type en utilisant trois réseaux de pas de 991 nm [12]. Les bras de l'interféromètre ne sont pas séparés spatialement et, pour mesurer la polarisabilité des molécules, il faut appliquer un champ électrique inhomogène. Cette équipe a mesuré ainsi la polarisabilité des fullerènes C_{60} et C_{70} avec les résultats $\alpha(C_{60}) = (88.9 \pm 0.9 \pm 5.1) \times 10^{-30} \text{ m}^3$ et $\alpha(C_{70}) = (108.9 \pm 2.0 \pm 6.2) \times 10^{-30} \text{ m}^3$, où la première barre d'erreur indique l'erreur statistique et la deuxième l'erreur systématique [92]. Il faut noter que l'erreur statistique est très petite, de l'ordre de 1%, et que l'erreur systématique vient principalement de l'incertitude sur la géométrie du champ électrique et de son gradient.

Actuellement, l'équipe d'A. Cronin utilise son interféromètre atomique (qui est issu de l'interféromètre construit par D. Pritchard) en appliquant un gradient de champ électrique pour mesurer la polarisabilité des trois atomes Na, K et Rb [104, 105]. Ce gradient induit un déphasage des franges.

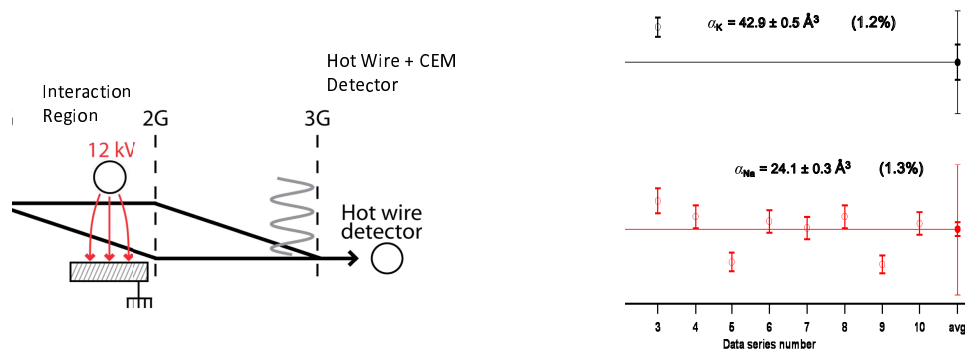


Figure V.3: Partie gauche: schéma de l'expérience de mesure de polarisabilité avec l'interféromètre atomique de l'équipe de A. Cronin par application d'un gradient de champ électrique. Partie droite: résultats préliminaires pour Na et K (séminaire d'A. Cronin du 12 juin 2009 à Toulouse)

La figure V.3 montre l'arrangement expérimental. Une plaque et un cylindre créent un gradient de champ électrique facilement calculable. La figure montre également quelques résultats préliminaires. L'erreur statistique, qui est assez petite, peut être encore réduite grâce à des mesures répétées. L'incertitude sur la polarisabilité, voisine de 1%, provient pour l'essentiel de l'incertitude sur position des faisceaux atomiques par rapport aux électrodes créant le champ électrique inhomogène.

V.3 Notre mesure de la polarisabilité électrique de lithium

V.3.1 Notre montage expérimentale

Nous avons utilisé notre interféromètre pour une mesure précise de la polarisabilité électrique du lithium. Je vais décrire ce qui dans le montage expérimental est spécifique à cette mesure puis les résultats obtenus que je comparerai aux valeurs théoriques. Notre instrument évite les deux sources d'erreurs indiquées ci-dessus: l'utilisation de la diffraction par onde stationnaire laser élimine toute pollution du signal par le

dimère de lithium, potentiellement présent dans notre jet et le régime de diffraction de Bragg au premier ordre permet de construire un interféromètre pratiquement sans aucun faisceau parasite.

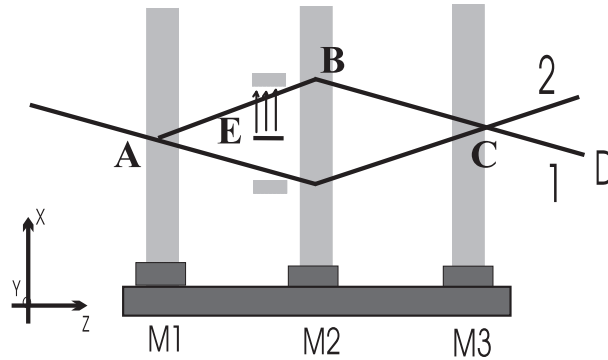


Figure V.4: Schéma de principe de l'arrangement expérimental utilisé pour la mesure de la polarisabilité du lithium. Le condensateur avec un septum est introduit juste avant la deuxième onde stationnaire laser notée B et un champ électrique est appliqué sur un seul des deux faisceaux atomiques.

La figure V.4 montre le montage expérimental. Une cellule avec trois électrodes est insérée sur les trajectoires des deux faisceaux atomiques, juste avant la deuxième onde stationnaire laser. La cellule est montée sur un point-trait-plan lui même monté sur une translation, ce qui permet de placer la cellule de façon à ce que les deux faisceaux atomiques passent dans le condensateur avec le septum entre eux. Nous pouvons ainsi appliquer un champ différent sur chaque faisceau.

L'électrode centrale, le septum (figure V.5) est formé d'une feuille très mince, d'épaisseur $6 \mu\text{m}$, de mylar aluminisé sur ses deux faces qui sont connectées à la masse électrique. Les deux autres électrodes sont des plaques de verre métallisées, séparées en trois parties: une électrode principale de longueur de 50 mm au milieu et deux électrodes de garde de longueur 15 mm. La séparation entre l'électrode principale et les électrodes de garde a été réduite au minimum nécessaire à l'isolation électrique: un trait de $100 \mu\text{m}$ de large a été tracé par évaporation laser. Ces électrodes de garde sont également mises à la masse. Elles confinent les champs de fuite au volume entre les électrodes et grâce à elles, la géométrie du condensateur est parfaitement définie. L'avantage de ce condensateur est que le potentiel et le champ électriques sont calculables partout analytiquement de manière simple à condition de connaître le potentiel partout sur les électrodes. Les zones isolantes entre l'électrode principale et les électrodes de garde sont, a priori, à un potentiel intermédiaire inconnu ce qui explique notre choix d'une largeur minimale pour ces zones isolantes. On peut alors exprimer l'intégrale du carré du champ électrique (éq. V.7) par une formule analytique, en supposant que la trajectoire longe la surface du septum et que le champ a un caractère bidimensionnel [65, 80]:

$$\int E^2(\ell)d\ell = \left(\frac{V_0}{h}\right)^2 L_{eff} = \left(\frac{V_0}{h}\right)^2 \left[2a - \frac{2h}{\pi}\right] \quad (\text{V.8})$$

avec V_0 la tension appliquée sur l'électrode, $2a$ la longueur de l'électrode principale et h l'écart entre le septum et l'électrode principale (voir figure V.5). Nous pouvons discuter les incertitudes restantes sur la géométrie du champ électrique :

- Nous avons calculé le champ dans une géométrie bi-dimensionnelle. Ce n'est pas une approximation, pour des électrodes parallèles et des espaces homogènes.

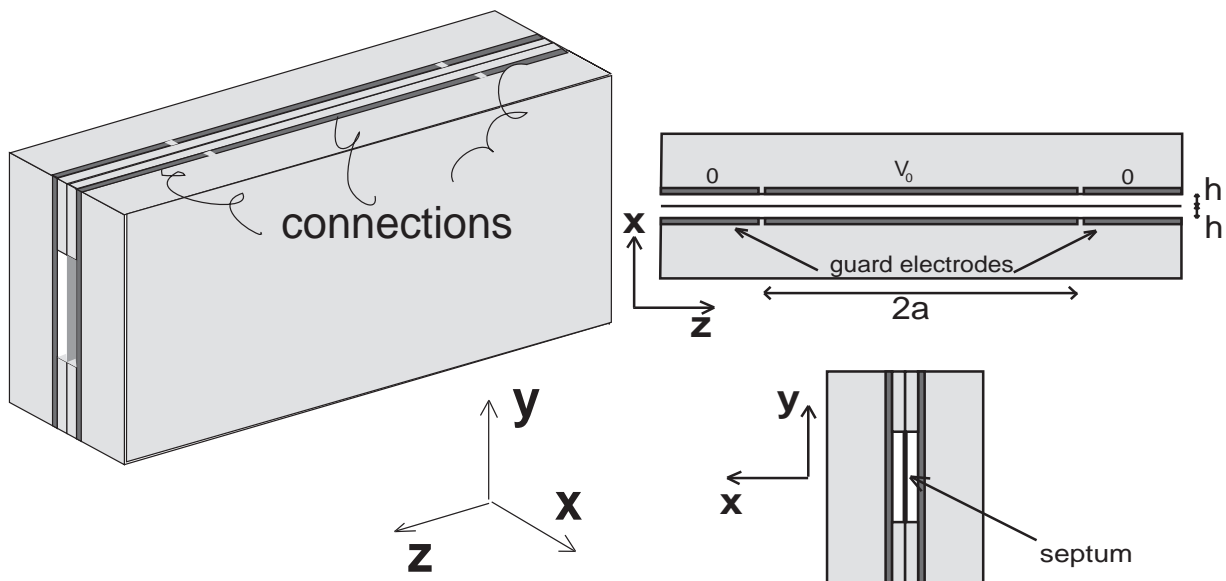


Figure V.5: Trois schémas de notre condensateur. À gauche : vue en perspective montrant l'ensemble du condensateur. À droite : vue de dessus et vue de bout. Les dimensions sont indiquées par des lettres. La longueur $2a$ vaut $2a = 50 \pm 0.1$ mm; l'écart entre le septum et les électrodes est noté $h \approx 2$ mm. Ce condensateur est approximativement symétrique, mais nous n'avons appliqué un champ électrique que d'un seul côté.

- Le potentiel électrique est mal connu au niveau des séparations entre l'électrode principale et les électrodes de garde. Cette séparation est très étroite et, par prudence, nous considérons que l'incertitude sur la longueur de l'électrode centrale est égale à la largeur d'une de ces zones.
- L'écartement entre les deux électrodes a été mesuré avec un comparateur de précision (Litematic Mitutoyo) sur une série de points selon l'axe z et il est bien représenté par une fonction linéaire en z avec la valeur moyenne de $h = 2.056 \pm 0.003$ mm. Dans cette limite, la correction liée aux non-parallélisme est négligeable.
- La formule V.8 donnant l'intégrale de E^2 doit être corrigée parce que les atomes ne passent pas sur la surface du septum mais à une petite distance de l'ordre de $50 \mu\text{m}$. La correction sur L_{eff} a été calculée et trouvée voisine à 5×10^{-5} en valeur relative, ce qui est tout à fait négligeable par rapport aux autres incertitudes.

V.3.2 Résultats

Nous avons mesuré des franges d'interférence en alternant une mesure avec une tension $V = V_0$ créant un champ électrique et une mesure en champ nul. La figure V.6 montre un exemple typique des franges d'interférences atomiques. Les points en noir représentent des franges enregistrées avec une tension nulle $V_0 = 0$ V et les points en gris des franges en présence d'une tension de $V_0 = 260$ V. On voit clairement un déphasage autour d'un multiple impair de π (ici 3π environ) et une baisse de visibilité. Cette baisse est due à la dépendance de la phase avec la vitesse des atomes (voir éq. V.7, p. 85) et à la distribution de vitesse des atomes contribuant au signal. Notons que la visibilité ne baisse pas en introduisant le septum, mais, pour gagner en sensibilité, nous avons ouvert la deuxième fente de collimation. En champ électrique

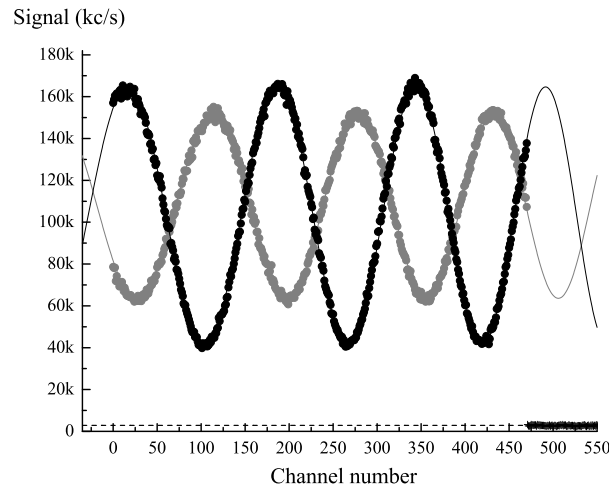


Figure V.6: Franges d'interférences atomiques pour $V_0 = 0$ (en noir) et $V_0 = 260V$ (en gris). Le déphasage dû au terme de polarisabilité électrique est voisin de 3π . Le temps de comptage est de 0.36 s par point de mesure et chaque enregistrement a duré 5 minutes environ.

nul, la visibilité est ainsi égale à 62% et l'intensité moyenne du signal de 10^5 coups/seconde. Pour une tension appliquée égale à $V_0 = 260$ V, la visibilité est de 42%.

La mesure du déphasage induit par le champ électrique est faite en comparant la phase de l'enregistrement fait en présence du champ et la moyenne des phases mesurées sur les enregistrements effectués en champ nul immédiatement avant et après. La mesure a une excellente précision, avec une incertitude de 3 mrad environ, tant que la visibilité reste assez forte. La précision finale est cependant moins bonne. Nous avons constaté une dérive de la phase des enregistrements effectués en champ nul. Cette dérive de phase est, pour une large part, linéaire en temps avec une pente de 7.5 ± 0.2 mrad/minute et, sur cette composante linéaire se superposent des oscillations de période de 17 minutes avec une amplitude quadratique moyenne de 33 mrad. La composante linéaire est bien expliquée par une dérive de température du montage. Pendant l'expérience, nous avons mesuré la température du support des miroirs formant les ondes stationnaires laser et cette température dérive de 1.17×10^{-3} K/min. Le montage du miroir M3 formant la troisième onde stationnaire laser est différent des deux autres, car il comporte une translation piézoélectrique et une dilatation différentielle de ce support entraînant un déplacement de M3 avec une vitesse de 371 pm/min suffit à expliquer la composante linéaire. Nous n'avons pas d'explication certaine des oscillations autour de la dérive moyenne et l'amplitude de ces oscillations est prise en compte dans l'erreur sur le déphasage.

La figure V.7 montre la visibilité et le déphasage en fonction de la tension appliquée V_0 . Les points montrent nos mesures avec leurs barres d'erreurs et les courbes sont issues d'un ajustement numérique fait simultanément pour la visibilité et le déphasage en prenant en considération la distribution de vitesse des atomes. Ce calcul, qui est détaillé dans nos publications [83, 95], utilise une description approximative de la distribution de vitesse d'un jet supersonique par une Gaussienne :

$$P(v) = \frac{S_{\parallel}}{u\sqrt{\pi}} \exp \left[- \left((v - u)S_{\parallel}/u \right)^2 \right] \quad (\text{V.9})$$

S_{\parallel} est le rapport de vitesse parallèle et u la vitesse moyenne.

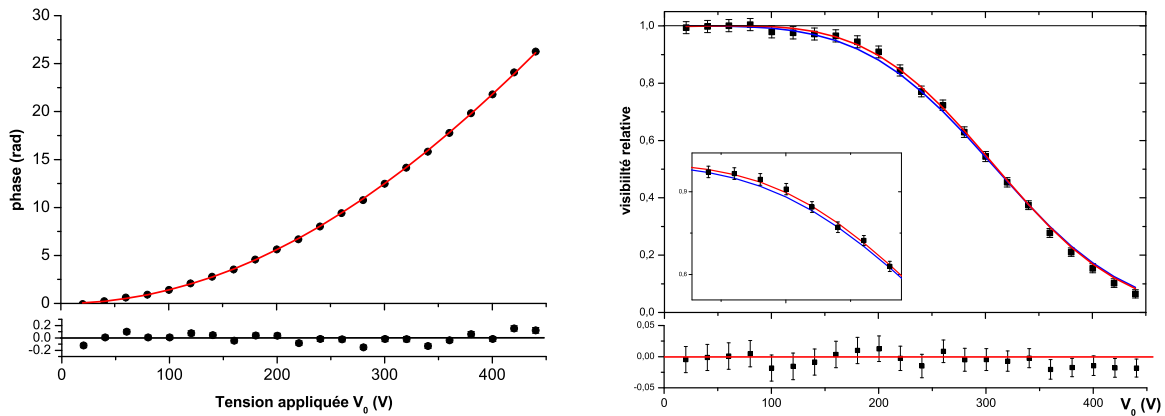


Figure V.7: Déphasage ϕ et visibilité \mathcal{V} relative en fonction de la tension appliquée V_0 . Les courbes en trait continu correspondent à un ajustement numérique simultané de ϕ et de \mathcal{V} . En bas du graphe, l'écart mesure-ajustements a été tracé avec une échelle dilatée.

Notons que deux ajustements ont été tracés et ces deux ajustements sont légèrement différents pour la visibilité (voir la partie droite de la figure V.7). L'ajustement le plus précis inclut le déphasage Sagnac induit par la rotation de la Terre tandis que notre ajustement initial ne prenait pas cet effet en compte. L'ajustement avec l'effet Sagnac reproduit mieux la dépendance de la visibilité avec la tension appliquée. En effet, comme le déphasage dû au terme de polarisabilité, le déphasage Sagnac dû à la rotation de la Terre dépend en $1/v$ où v est la vitesse atomique. Dans nos conditions expérimentales, ces deux déphasages sont de signes opposés et donc la présence du déphasage Sagnac retarde la perte de visibilité due à la dispersion de phase due au terme de polarisabilité. Ce retard est petit car le déphasage Sagnac vaut 0.644 rad pour la vitesse atomique moyenne $u = 1065.7$ m/s.

Le résultat de l'ajustement incluant l'effet Sagnac est le rapport de vitesse parallèle S_{\parallel} , trouvé égal à $S_{\parallel} = 7.67 \pm 0.06$ et le déphasage de $\Delta\phi(V_0)/V_0^2 = (1.3880 \pm 0.0010) \times 10^{-4}$ rad/V² pour la vitesse moyenne du jet notée u . La précision sur la valeur du déphasage est excellente, avec une incertitude de 0.07%, ce qui prouve la cohérence de nos mesures [96].

Pour déterminer la polarisabilité, il nous faut mesurer la vitesse moyenne du jet atomique. Nous avons effectué deux expériences pour la mesurer. Une expérience consiste à mesurer l'efficacité de diffraction en fonction de l'angle d'incidence du jet atomique sur une onde stationnaire laser. L'autre expérience consiste à défléchir les atomes grâce à un faisceau laser contra-propageant faisant un angle faible avec le jet atomique et nous avons observé une baisse de l'intensité du signal quand le laser est en résonance avec les atomes. Nous mesurons ainsi la vitesse des atomes par effet Doppler. Les deux mesures sont en très bon accord et nous en déduisant la vitesse moyenne $u = 1065.7 \pm 5.8$ m/s.

La valeur de polarisabilité électrique du lithium déduite de notre mesure est $\alpha = (24.34 \pm 0.16) \times 10^{-30} \text{ m}^3 = (164.19 \pm 1.08)$ unités atomiques, avec une incertitude finale de 0.66 %. Les composantes de l'incertitude sur α sont les suivantes :

- l'incertitude relative sur le carré de l'épaisseur du condensateur est de 3.0×10^{-3}
- l'incertitude relative sur la longueur du condensateur est de 2.0×10^{-3}
- l'incertitude relative sur la mesure de phase est de 0.7×10^{-3}
- l'incertitude relative sur la mesure de la vitesse moyenne est de 5.44×10^{-3} .

Il faut noter que la principale source d'incertitude sur α vient de l'incertitude de 0.54% sur la mesure de la

vitesse atomique moyenne et que l'incertitude sur la mesure par interférométrie atomique est la plus petite des incertitudes puisqu'elle ne vaut que 0.07%.

Enfin, il est intéressant de noter la sensibilité de l'interférométrie atomique : la présence du champ électrique crée un puits de potentiel égal à $U = 2\pi\epsilon_0\alpha E^2$. Ce potentiel accélère l'onde atomique qui passe dans le champ et la déphase par rapport à celle qui passe de l'autre côté du septum. Notre interféromètre peut détecter un déphasage minimum de 3 mrad environ. Ce déphasage correspond à un déplacement de la surface d'onde de $\delta x = 3 \times 10^{-3} \lambda_{dB}$, soit, puisque $\lambda_{dB} \approx 54$ pm, un déplacement $\delta x = 26$ fm acquis sur la longueur du condensateur $2a = 50$ mm. Ce déphasage correspond donc à un changement relatif de vitesse de 5×10^{-13} !

V.4 Aspects théoriques de la polarisabilité électrique

V.4.1 Généralités sur la polarisabilité de l'atome de lithium

Une mesure précise de la polarisabilité est un excellent test pour les calculs théoriques. La polarisabilité électrique α est issue d'un développement perturbatif puisque c'est le terme en E^2 du développement perturbatif de l'énergie de l'état fondamental $|f\rangle$ en puissance du champ électrique E . La polarisabilité électrique statique est donc donnée par :

$$\alpha = \sum_e \frac{|\langle f|D|e\rangle|^2}{E_e - E_f} \quad (\text{V.10})$$

où D est l'opérateur dipolaire électrique et e parcourt les états excités de l'atome d'énergie E_e . Il faut noter que les états du continuum jouent également un rôle et pour être strict, la somme dans l'équation doit être remplacée par une somme-intégrale sur les états $|e\rangle$ discrets et appartenant au continuum. Un calcul développé dans la thèse de M. Jacquey [80] donne une estimation des diverses contributions. La première transition de résonance contribue à 98.01% de la polarisabilité totale; les transitions vers les états Rydberg contribuent à 0.52%; les états du continuum à 1.35 % et, finalement, les électrons de cœur à 0.117 %. Notons que d'autres effets contribuent, les effets de corrélations entre électrons, les effets relativistes, la masse finie du noyau et la population thermique des sous-niveaux hyperfins, car la polarisabilité dépend très faiblement de l'état hyperfin [106].

De nombreux calculs de la polarisabilité ont été publiés. Dans un article de revue [109] datant de 1997, F.W. King dénombre 33 travaux théoriques sur la polarisabilité de lithium et quelques calculs plus récents sont cités dans la thèse de M. Jacquey [80]. Nous allons résumer de manière très rapide ces travaux.

En 1958, M. Sundbom a effectué un premier calcul de la polarisabilité de lithium avec une méthode Hartree-Fock et a trouvé une valeur de 135 u.a. [110]. Un an après A. Dalgarno et A.E. Kingston ont publié un calcul semi-empirique basé sur la connaissance des forces d'oscillateur et donnent une valeur de 164 a.u. [111].

En 1994, N.E. Kassimi et A.J. Takkar ont publié un calcul convergé par rapport à la taille de la base en utilisant une méthode Hartree-Fock - Self-Consistent-Field et ils ont trouvé $\alpha = 169.946$ u.a. [107]. L'écart important entre la valeur mesurée et ce dernier calcul souligne l'importance de la corrélation électronique. Il y a de nombreuses approches pour prendre en compte la corrélation électronique, en particulier la méthode *Interaction de configuration*, la perturbation *Møller-Plesset* et la méthode *Hylleraas*. Les méthodes *Interaction de configuration* et *Hylleraas* utilisent des calculs variationnels. La fonction d'onde de test est une combinaison linéaire des fonctions d'onde de base. L'équation de Schrödinger est résolue en optimisant les coefficients de cette combinaison linéaire et l'énergie associée à la fonction d'onde recherchée doit être minimale. La méthode *Interaction de configuration* utilise des déterminants de

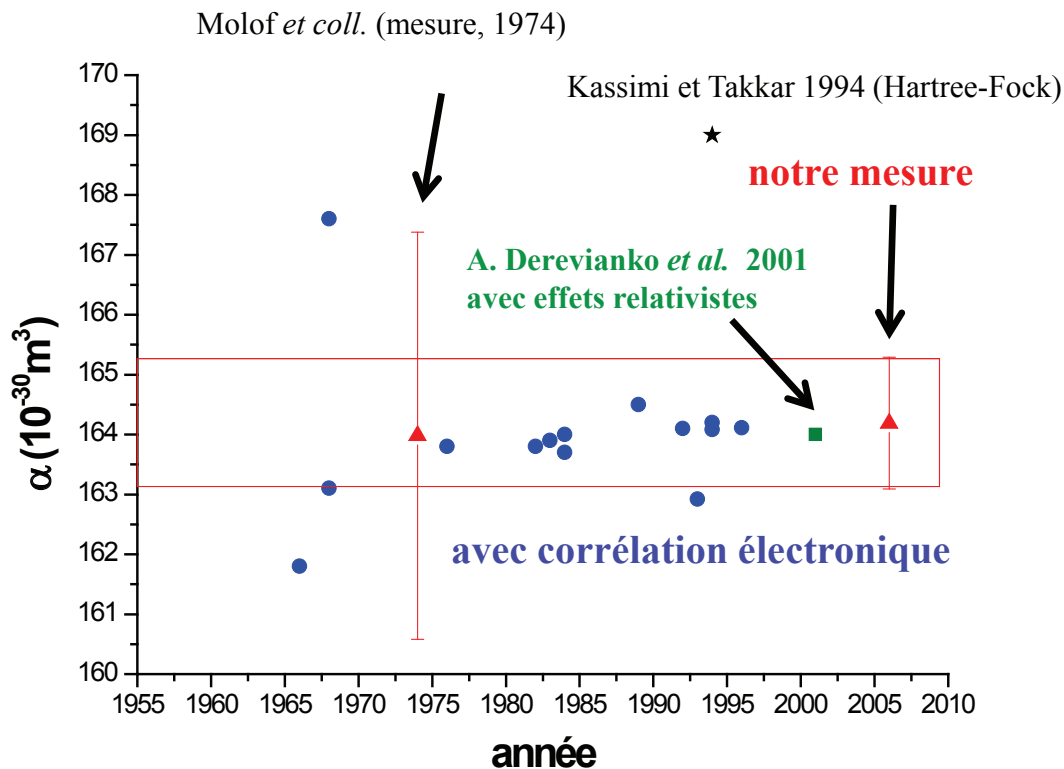


Figure V.8: Quelques valeurs théoriques et expérimentales de la polarisabilité α au fil du temps. Les points ronds représentent des valeurs de α issues des calculs prenant en considération les corrélations électronique (voir en bas de la page). L'étoile montre le résultat d'un calcul convergé de type Hartree-Fock (1994: [107]). Le carré montre la valeur calculée avec des effets relativistes (2001: Derevianko *et al.* [108]). Les triangles représentent la valeur expérimentale de α de Molof *et al.* (1974, [91]) et la nôtre.

Slater contenant des fonction d'onde spin-orbitales comme fonctions d'onde base. La méthode *Hylleraas* utilise des fonctions d'onde de base qui dépendent explicitement des distances relatives entre électrons. La méthode de *Møller-Plesset* est basée sur une approche perturbative. On rajoute un potentiel de corrélation et on traite le problème par une série de perturbation du type Rayleigh-Schrödinger.

Le résultat de ce dernier calcul, ainsi qu'autres résultats théoriques sont montrés sur la figure V.8^a. Ces résultats théoriques sont tracés en fonction du temps. Pour comparaison, la mesure de Molof *et al.* [91] et la nôtre sont montrés.

Dès 1966, G.M. Stacey a publié un premier calcul [112] utilisant l'interaction de configuration et donnant pour α la valeur $\alpha = 161.8$ u.a. Ce premier calcul a été suivi par de nombreux calculs donnant presque tous des valeurs dans la gamme 162 – 166 u.a.. Trois équipes ont effectué des calculs d'une grande

^a1966: G.M. Stacey *Proc.Phys.Soc* **88**, p.897; 1968: G.M. Stacey et A. Dalgano, *J.Chem.Phys.* **48**, 2515, E.S. Chang *et al.* *Phys.Rev.* **174**, p.16; 1976: J.S. Sims *et al.*, *Phys.Rev A* **14**, p. 576; 1982: J. Muszynska *et al.*, *Int.J.Quantum Chem.* **22**, 1153 ; 1983: J. Pipin et W. Woznicki, *Chem.Phys.Lett.* **95**, p.392; 1989: G. Maroulis et A.J. Thakkar, *J.Phys.B* **22**, 2439; 1992: J. Pipin et D.M.Bishop, *Phys.Rev.A* **45**, p.2736; 1993: R.J. Wheatley et W.J. Meath, *Mol.Phys.* **80**, p.25; 1994: Z.W. Wang et K.T. Chung, *At.Mol.Opt.Phys.* **27**, p.855; N. Kassimi et A. Thakkar, *Phys.Rev. A* **50**, p.2948; 1996: Z.-C. Yan *et al.*, *Phys.Rev. A* **54**, p.2824; 2001: A. Derevianko *et al.* *Phys.Rev. A* **63**, 052704

précision, pour lesquels ils ont estimé une barre d'erreur :

- N.E. Kassimi et A.J. Thakkar [107] ont effectué une série de calculs de perturbation Møller-Plesset d'ordre $n = 2, 3$ et 4 . De la convergence de ces calculs, ils ont déduit la valeur de α et une barre d'erreur: $\alpha = (164.2 \pm 0.1)$ u.a.
- Z.-C. Yan et G.W.F. Drake [113] ont effectué un calcul de type Hylleras et, de la convergence avec la taille de la base utilisée, ils ont obtenu $\alpha = (164.111 \pm 0.002)$ u.a.
- Le calcul le plus récent a été publié en 2001 par A. Derevianko *et al.* [108]. Ces auteurs ont inclus les effets relativistes dans leur calcul et ils obtiennent ainsi $\alpha = (164.0 \pm 0.1)$ u.a..

V.4.2 Corrections ultimes

Les effets relativistes sont très importants pour les alcalins lourds. On sait que la polarisabilité est corrélée à la valeur du potentiel d'ionisation I par la relation approximative $\alpha \propto I^{-2}$ [114]. Les effets relativistes rapprochent les orbitales s du noyau et font ainsi augmenter le potentiel d'ionisation I . En conséquence, la correction relativiste sur la polarisabilité est négative. L.S. Lim *et al.* [115] ont calculé l'influence de ces effets sur α pour tous les alcalins et ils ont montré que cette correction relativiste est une fraction de la polarisabilité proportionnelle à Z^2 , où Z est le nombre de charge du noyau. Pour le lithium, la correction relativiste calculée [115] est très petite, avec des valeurs $\Delta\alpha_{relat}$ comprises entre -0.05 et -0.07 u.a..

Il existe une autre correction qui n'est pas encore prise en compte dans les calculs : il s'agit de l'effet de masse finie du noyau. Z.C. Yan et G.W.F. Drake [116, 117] ont calculé l'effet d'une masse finie sur la force d'oscillateur de la première transition de résonance du lithium ainsi que sur l'énergie de cette transition. Pour la contribution de cette transition qui représente 98% de la polarisabilité totale, la correction de masse finie entraîne une diminution de la polarisabilité de 0.05 u.a. pour le lithium ^7Li .

Pour notre jet de lithium, les atomes se trouvent dans l'état fondamental $^2S_{1/2}$ dont les deux sous-niveaux hyperfins $F = 1$ et $F = 2$ sont peuplés thermiquement. Les paramètres expérimentaux de notre interféromètre sont tels que des atomes dans les états hyperfins $F = 1$ et $F = 2$ contribuent aux franges d'interférences atomiques, sensiblement proportionnellement à leur population initiale. En conséquence notre valeur de la polarisabilité mesurée est une moyenne pondérée de $\alpha(F = 1)$ et de $\alpha(F = 2)$. R. Mowat [106] a mesuré le déplacement relatif des deux sous-niveaux hyperfins de $M_F = 0$ induit par un champ électrique. Grâce à cette mesure nous pouvons estimer la différence relative de polarisabilité pour ces deux sous-niveaux $(\alpha(F = 2, M_F = 0) - \alpha(F = 1, M_F = 0))/\alpha = -3 \times 10^{-6}$. Cet écart est tout à fait négligeable par rapport à la précision des calculs et celle de notre mesure.

V.4.3 Comparaison entre notre valeur et les meilleurs calculs

Nous avons mesuré la polarisabilité de lithium dans son état fondamental grâce à notre interféromètre :

$$\alpha = (24.34 \pm 0.16) \times 10^{-30} \text{m}^3 = 164.3 \pm 1.1 \text{ u.a.} \quad (\text{V.11})$$

Cette valeur confirme la mesure antérieure de R. Molof *et al.* $\alpha = (24.3 \pm 0.5) \times 10^{-30} \text{m}^3$, [91]), mais nous avons réduit l'incertitude d'un facteur 3 environ. Notre mesure est en parfait accord avec les meilleurs résultats théoriques de N.E. Kassimi et A.J. Thakkar ($\alpha = (164.2 \pm 0.1)$ u.a., [107]), Z.-C. Yan *et al.* ($\alpha = (164.111 \pm 0.002)$ u.a., [107]) et A. Derevianko *et al.* ($\alpha = (164.0 \pm 0.1)$ u.a., [108]). Les corrections encore négligées par ces calculs ne devraient pas modifier la valeur de α plus de 0.1 u.a. On voit donc qu'il faut réduire la barre d'erreur sur la mesure à moins que 0.1 u.a. pour discriminer les divers résultats théoriques

et envisager de tester l'effet des corrections de masse finie du noyau ou des corrections relativistes. Je vais discuter dans la partie suivante les perspectives d'amélioration de notre mesure.

L'incertitude de notre mesure est dominée par l'erreur sur la mesure de la vitesse moyenne du jet atomique. Il est clair qu'une amélioration de l'incertitude de la valeur de la polarisabilité doit passer soit par une mesure beaucoup plus précise de vitesse moyenne du jet atomique soit par une technique de mesure qui ne dépend plus de cette vitesse. Une mesure de la vitesse moyenne me semble difficile : en effet la transmission de l'interféromètre peut modifier légèrement la vitesse moyenne et la distribution de vitesse des atomes contribuant au signal par rapport au jet atomique incident. Un contrôle de cette modification me semble difficile au moins tant que la distribution de vitesse est large, ce qui est le cas tant que nous utilisons un jet supersonique ensemencé. Un autre problème vient de la dispersion du déphasage avec la vitesse des atomes. Cette dispersion cause une perte de visibilité et elle interdit la mesure de très grands déphasages, ce qui permettrait de réduire l'erreur relative.

V.5 Perspectives

Nous avons vu l'intérêt d'une amélioration de la mesure de la valeur de la polarisabilité de lithium dans son état fondamental. Plusieurs pistes qui se complètent doivent être considérées :

- réduire l'incertitude des mesures de la géométrie du condensateur
- rendre le jet plus monocinétique et mesurer très précisément sa vitesse
- introduire une phase de compensation
- utilise une méthode de mesure de type "Aharonov- Casher" qui ne dépend pas de la vitesse atomique.
- calibrer le condensateur avec un atome de référence ayant une polarisabilité très bien connue.

V.5.1 Réduire l'incertitude des mesures de la géométrie du condensateur

Une mesure ultérieure plus précise de la polarisabilité ne peut pas se dispenser d'une amélioration de la mesure de la géométrie du condensateur. Il existe des méthodes de collage qui permettent d'assembler le condensateur avec des verres bien polis et une galette de silicium très mince ce qui améliore déjà l'incertitude de la géométrie du condensateur, notamment l'écart entre les électrodes h . Avec des méthodes optiques, cet écart peut être mesuré localement avec une précision optique, ce qui améliorerait l'incertitude sur cet écart h d'un facteur 100 à 1000.

Le choix de l'épaisseur des traits qui séparent l'électrode de garde et l'électrode principale est donné par la contrainte de l'isolation électrique. La littérature donne un champ maximal applicable de 5 MV.m^{-1} ([118], extrapolation de la figure 1). Actuellement, nous avons appliqué un champ de 4.6 MV.m^{-1} proche de la valeur maximale. Une diminution du gap, par exemple à $10 \mu\text{m}$, entraînera donc une réduction de la tension maximale utilisable et donc du champ maximal. En conséquence, les déphasages maximaux seront réduits d'un facteur 100 environ. Pour garder ou augmenter la précision de nos mesures de déphasage, il faudra alors diminuer les dérives du déphasage en champ nul et augmenter le temps de mesure. Cette approche est difficile mais réalisable. Mais, il existe une méthode de mesure pour laquelle le déphasage ne dépend plus de la longueur L_{eff} du condensateur. Nous avons appelé cette méthode type "Aharonov-Casher" car elle est inspiré de cet effet [119] et elle sera développée plus loin.

Enfin, l'utilisation d'un jet ralenti vers 500 m/s et la diffraction de Bragg à l'ordre 2 seront d'une grande aide pour réduire encore l'incertitude sur la géométrie du condensateur. La séparation entre les faisceaux atomiques qui interfèrent sera alors de 400 μm . Cette séparation permettra d'introduire un septum plus épais, par exemple une lame de verre de 200 μm d'épaisseur, ce qui améliorerait considérablement la planéité du septum .

V.5.2 Calibration du condensateur avec un atome de référence

On peut également envisager de calibrer notre condensateur avec un atome de référence. On a vu qu'une telle calibration a été utilisée par Molof et al. [91] avec une technique de mesure différente. Cette méthode est intéressante mais elle comporte de grosses difficultés avec notre interféromètre utilisant la diffraction laser de l'atome, car il faut changer la longueur d'onde du laser pour l'adapter à l'atome diffracté. Ce problème ne se pose pas quand on utilise la diffraction par des réseaux matériels.

De plus, même si on garde le même gaz porteur pour le jet supersonique, la vitesse atomique et sa distribution dépendent toujours de l'atome utilisé à cause du phénomène de "velocity slip". Il faut donc toujours mesurer la vitesse de l'atome avec une grande précision.

V.5.3 Rendre le jet plus monocinétique et mesurer très précisément sa vitesse

La phase reliée à la polarisabilité dépend de la vitesse moyenne, qui est actuellement le paramètre le plus mal connu. Nous avons utilisé une mesure basée sur la diffraction de Bragg et une mesure par effet Doppler. Il nous paraît impossible de réduire considérablement l'erreur avec les deux méthodes. Une mesure basée sur l'effet Doppler à très faible angle entre le jet atomique et le laser d'excitation pourrait être envisagée. Mais cette technique n'est pas d'une grande précision pour une distribution de vitesse large, ce qui est actuellement le cas pour notre jet supersonique. Elle pourrait être très précise avec un jet ralenti par laser et une distribution de vitesse étroite de l'ordre de quelques m/s de largeur.

V.5.4 Compensation de la dispersion de phase par des déphasages en fonction du temps

On peut réaliser une compensation de la dispersion de la phase induite par l'interaction entre l'atome et le champ électrique. Cette idée a été discutée par T.D. Roberts de l'équipe de Pritchard et un montage expérimental a été proposé et réalisé [120, 102]. L'équipe de Pritchard propose l'utilisation de deux gradients de champs électriques pulsés appelés hacheurs en phase, placés en amont et en aval du condensateur principal (voir Figure V.9)

L'idée est de créer une phase dont la dépendance en vitesse est opposée à celle créée par le champ électrique et qui donc compense cette dépendance. La figure V.9 illustre cette idée. Les atomes subissent un premier déphasage $\phi_1(t)$, fonction du temps en dent de scie, dû au premier "phase shifter" et un deuxième déphasage $\phi_2(t + (L_{shifter}/v))$, dû au deuxième "phase shifter". $L_{shifter}/v$ est le temps de vol pour aller d'un phase shifter à l'autre. Le déphasage total à la sortie de l'interféromètre s'écrit:

$$\phi_{tot} = (\omega_{int}L_{int} - 2\pi f L_{shifter}\phi_0) / v \quad (\text{V.12})$$

$\omega_{int}L_{int}/v$ est la phase de l'interaction à mesurer avec sa dépendance en v^{-1} (dans ce cas, l'interaction de l'atome avec un champ électrique homogène). On peut annuler le déphasage total en choisissant la

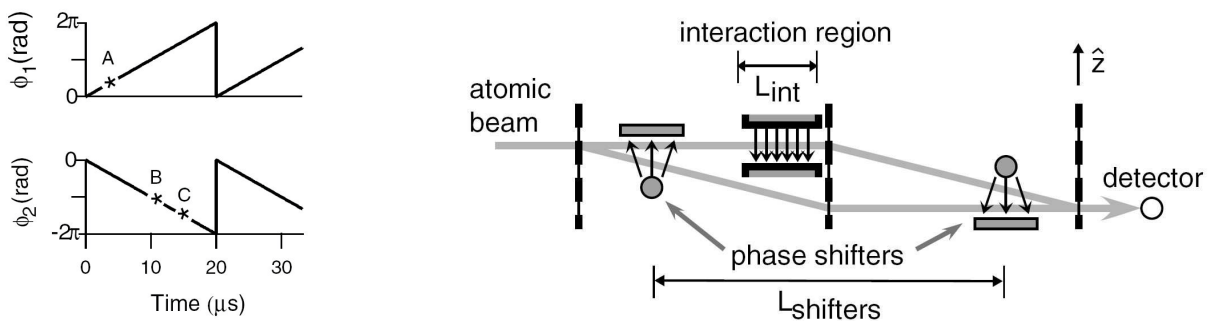


Figure V.9: *Partie gauche: principe utilisé pour créer un déphasage ayant une dépendance en vitesse proportionnelle à v^{-1} . $\phi_1(t)$ et $\phi_2(t)$ sont les déphasages créés par les deux "phase shifters" en fonction du temps. Partie droite: dispositif expérimental proposé par T.D. Roberts et al. [120, 102]. Deux zones de champ électrique inhomogène et dépendant du temps agissent sur les deux faisceaux atomiques, ce qui crée un déphasage fonction de la vitesse qui compense la dépendance avec la vitesse du déphasage créé par le condensateur principal.*

fréquence de modulation f et on a complètement éliminé la dispersion en vitesse, qui n'entre plus en jeu. On peut ainsi travailler à des déphasages $\omega_{int}L_{int}/v$ très élevés sans perte de visibilité, ce qui doit augmenter considérablement la précision des mesures. L'incertitude dépend maintenant de l'erreur sur la distance $L_{shifter}$ entre les "phase shifter" et évidemment de la géométrie du champ électrique du condensateur (ω_{int}, L_{int}). Le montage a été réalisé par cette équipe et ils ont pu observer le regain de visibilité. Néanmoins ce montage a plusieurs inconvénients, listés dans la thèse de T.D. Roberts [102]:

- Le déphasage compensatoire réel dévie de la dent de scie idéale.
- Le déphasage appliqué dépend des trajectoires atomiques puisque le champ électrique est inhomogène
- Le déphasage créé par un "phase shifter" varie en fonction de la vitesse des atomes. La séparation des deux faisceaux atomiques est plus grande pour les atomes lents que pour les atomes rapides et en conséquence le déphasage induit par le gradient du champ est plus grand pour les atomes lents que pour les atomes rapides.
- Si le temps de transit d'un atome dans un "phase shifter" n'est pas très petit devant le temps caractéristique de montée du champ, certains atomes voient un déphasage moyenné au lieu de voir la fonction dent de scie recherchée. Ce défaut est plus grave quand la fréquence de la dent de scie augmente et ceci limite le déphasage maximum que l'on peut compenser.

On peut envisager une compensation du déphasage par d'autres méthodes et/ou des améliorations de l'interféromètre. Avec un faisceau atomique ralenti, avec une vitesse moyenne d'environ 500 m/s et un diffraction d'ordre 2, la séparation des faisceaux atomiques dans notre interféromètre sera de 400 μm environ. On peut imaginer alors d'utiliser un déphasage par effet de Stark dynamique. Un faisceau laser vient illuminer orthogonalement un des deux faisceaux et lui impose un déphasage fonction du temps. La réalisation d'une rampe de puissance est facilement réalisable pour un faisceau laser et avec une séparation suffisante des deux faisceaux atomiques, l'arrangement expérimental peut être fait de manière à ce que le déphasage soit très constant sur les différentes trajectoires atomiques d'un des faisceaux atomiques et complètement négligeable pour le faisceau atomique voisin.

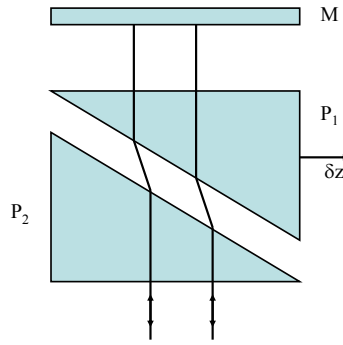


Figure V.10: Deux prismes sont placés entre le miroir de l'onde stationnaire et le faisceau atomique. Le parcours optique peut être rallongé et les nœuds de l'onde stationnaire seront déplacés.

Une autre idée de compensation a été proposée par notre équipe [96]. La dépendance en vitesse de l'effet Sagnac est exactement en v^{-1} . Vue la complexité et le volume de notre interféromètre atomique, un dispositif pour le mettre en rotation n'est pas simple à réaliser. Nous proposons de simuler cet effet en faisant bouger la première et la troisième onde stationnaire de façon opposée à des vitesses v_1 et v_3 . La phase Sagnac est donnée par:

$$\Delta\phi_{Sagnac} = 2k_L(v_1 - v_3)L/v \quad (\text{V.13})$$

avec $k_L = 2\pi/\lambda_L$ où λ_L est la longueur d'onde du laser créant les ondes stationnaires et L/v le temps de vol des atomes entre les ondes stationnaires consécutives. Pour réaliser un déphasage de 100 rad, v_1 et v_3 doivent être de 4.7×10^{-3} m/s. Si on réalise ces déplacements avec des translations piezoélectriques ayant des excursions de 15 μm , la période d'aller-retour est de quelques millisecondes ce qui provoquera des vibrations gênantes sur le banc d'interféromètre. L'introduction de deux prismes sur l'onde stationnaire entre le miroir et le jet atomique change le parcours optique (voir fig. V.10). En tradant les prismes les nœuds de l'onde stationnaire se déplacent et on crée ainsi un déphasage Sagnac.

Une troisième technique est l'utilisation de la diffraction laser par effet Raman. Cette technique est très utilisée par les interféromètres à atomes froids. En changeant la fréquence du laser d'un faisceau, on peut aisément changer la phase due à la diffraction. Il faut appliquer deux écarts opposés de fréquence pour la première et troisième diffraction. T. Gustavson *et al.* ont montré que ce déphasage est proportionnel à v^{-1} et ils l'ont utilisé pour compenser la phase Sagnac [38].

Ces trois méthodes devraient permettre de travailler avec des déphasages très élevés et donc de réduire l'incertitude sur la mesure des déphasages. La mesure ne dépend plus de la vitesse, le déphasage autour de zéro sera connu très précisément mais la mesure repose essentiellement sur la connaissance des géométries et des vitesses v_1 et v_3 ou les écarts en fréquence pour la diffraction Raman.

V.5.5 Méthode "Aharonov-Casher"

Une technique prometteuse que nous espérons plus facile à réaliser est le hachage du jet pour créer des bouffées d'atomes suivi par l'application d'un champ électrique pulsé. Des bouffées d'atomes sont créées en amont du condensateur, puis une tension est appliquée sur les électrodes dès que la bouffée d'atomes est totalement à l'intérieur du condensateur ($t = t_1$) et la tension est éteinte avant que la bouffée d'atomes soit sortie du condensateur ($t = t_2$). Dans cette configuration, l'intégrale de l'équation V.7 sur la trajectoire ℓ est remplacée par une intégrale sur le temps t :

$$\phi = \frac{2\pi\epsilon_0\alpha}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} E^2(t) dt \quad (\text{V.14})$$

L'incertitude sera limitée d'une part par la géométrie du condensateur selon la trajectoire des atomes et d'autre part par la connaissance du carré de la tension appliquée en fonction du temps. Il faut noter que la dispersion en vitesse des atomes n'influence plus le déphasage induit, dans l'hypothèse d'un champ électrique parfaitement homogène. On peut alors appliquer ainsi des déphasages élevés sans perte de visibilité. Néanmoins, des déviations du parallélisme entre les deux électrodes font intervenir la dispersion en vitesse et c'est probablement cet effet et les incertitudes sur la géométrie du condensateur qui seront les facteurs limitants de la mesure. Nous espérons que nous pourrions diminuer ainsi l'incertitude sur la mesure de la polarisabilité $\alpha(^7\text{Li})$ par un facteur au moins égal à 10.

V.5.6 Améliorations retenues pour une future mesure de la polarisabilité

Parmi les possibilités indiquées, nous voulons nous concentrer sur quatre points:

- La méthode d'"Aharonov-Casher" et l'application d'un champ électrique pulsé nous semble la plus prometteuse et la plus facile à mettre en œuvre.
- Un jet atomique ralenti par forces radiatives est en cours de construction. Nous avons commencé de monter ce ralentisseur mais le montage expérimental n'est pas encore opérationnel.
- Nous comptons aussi réduire l'incertitude sur la géométrie du condensateur, en utilisant des techniques plus évoluées de construction.
- L'application d'une compensation de la dispersion de phase soit par effet Stark dynamique soit par simulation de l'effet Sagnac avec la méthode de prismes mérite d'être évaluée plus complètement dans un deuxième temps.

Chapitre VI

INDICE DE RÉFRACTION POUR ONDES DE LITHIUM

Publications associées à ce chapitre :

- C. Champenois, M. Jacquey, S. Lepoutre, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué
Index of refraction of gases for matter waves: Effect of the motion of the gas particles on the calculation of the index, *Phys. Rev. A*, **77**, 013621 (2008)
- M. Jacquey, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué,
First measurements of the index of refraction of gases for lithium atomic waves, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 240405 (2007). Cette publication est reproduite à la fin du présent manuscrit.

VI.1 Introduction

VI.1.1 Généralités sur l'indice de réfraction

Dès qu'elle traverse un milieu dispersif, une onde subit un déphasage et une atténuation par rapport à la propagation qu'elle aurait eu dans le vide sur la même distance. Son vecteur d'onde k_0 est modifié par la présence du milieu et il devient égal à k donné par :

$$k = nk_0 \quad (\text{VI.1})$$

Dans le cas général, l'indice de réfraction n est un tenseur mais pour un milieu isotrope, n est simplement un nombre complexe. La partie réelle de n est l'indice de réfraction, qui mesure le changement de la vitesse de phase tandis que la partie imaginaire de n est l'indice d'extinction, qui décrit l'absorption de l'onde par le milieu. Après avoir traversé un milieu d'indice n sur une longueur L , l'onde transmise s'écrit :

$$\Psi = \Psi_0 \exp [i(n - 1)k_0L] \quad (\text{VI.2})$$

où Ψ_0 est l'onde incidente non modifiée par le milieu. On a supposé que l'indice n est très proche de 1 c'est-à-dire $|n - 1| \ll 1$, ce qui permet de négliger les pertes par réflexion aux interfaces.

Tous ces concepts se sont développés dans le cadre de l'optique traditionnelle. La mécanique quantique décrit la propagation des particules par des ondes et autour de 1940, la notion d'indice de réfraction a été étendue de l'optique vers les ondes de matière pour décrire la propagation des neutrons dans la matière dense (voir l'article de M. Lax [121]). L'indice de la matière dense est très voisin de 1 pour les neutrons, à cause de la faible portée des forces nucléaires qui seules contribuent à l'indice de réfraction.

Pour réaliser une mesure d'indice de réfraction par interférométrie, il faut pouvoir séparer les faisceaux à l'intérieur d'un interféromètre pour insérer le matériau dont on veut mesurer l'indice sur un seul faisceau. Ceci est vrai en optique traditionnelle comme en optique des ondes de matière.

VI.1.2 Premières mesures d'indice de réfraction pour les ondes atomiques

En 1995, l'équipe de D.E. Pritchard au MIT a utilisé son interféromètre atomique de Mach-Zehnder fonctionnant avec l'atome de sodium pour réaliser la première mesure de l'indice de réfraction de gaz pour des ondes de sodium [55]. Ces expériences mettent en évidence le déphasage et l'atténuation de l'onde par le gaz et elles ont permis de vérifier que les parties réelle et imaginaire de $(n - 1)$ sont bien linéaires en pression du gaz. Cette première série de mesures concernait tous les gaz rares, N_2 , NH_3 , CO_2 et H_2O et des ondes de sodium à une vitesse fixe de 1000 m/s. Ces mesures sont très intéressantes. D'une part, elles démontrent directement la notion d'un indice de réfraction d'un milieu dilué pour une onde atomique et, d'autre part, ces mesures fournissent une nouvelle manière de sonder les potentiels d'interaction entre un atome de l'onde (ici le sodium) et un atome ou une molécule du gaz cible. Le résultat le plus précis obtenu par cette équipe est le rapport $\rho = \text{Re}(n - 1)/\text{Im}(n - 1)$ et ce rapport varie très fortement avec le gaz cible, entre 0.12 pour l'hélium et 0.98 pour néon.

En 1997, cette équipe [56] a étendu ses mesures d'indice pour tous les gaz rares en variant la vitesse des atomes de sodium entre 700 et 1700 m/s. Ces mesures ont permis d'observer la variation du rapport ρ avec la vitesse et de la comparer avec les calculs théoriques de l'indice. Ces calculs dépendent de la connaissance du potentiel d'interaction de l'atome de sodium avec un atome du gaz cible et cette connaissance est imparfaite. L'accord général n'est pas mauvais mais des différences substantielles sont observées, comme le montre la figure VI.1(b).

En 2001, toujours dans l'équipe de D.E. Pritchard au MIT, T.D. Roberts *et al.* [57] ont repris ces mesures en remplaçant les nanoréseaux de pas de 200 nm utilisés dans l'interféromètre en 1995 et 1997 par des nanoréseaux de pas 100 nm. Ce montage a doublé la séparation des faisceaux atomiques, ce qui a permis de mesurer l'indice de l'argon, du krypton, du xénon et de l'azote moléculaire pour une large gamme de vitesse de l'onde de sodium, allant de 700 à 3000 m/s. Pour les gaz rares, les valeurs du rapport ρ sont comparées aux prédictions théoriques et cette comparaison n'est pas très satisfaisante, avec des comportements difficiles à expliquer autrement que par des problèmes de mesures : la figure 2 de l'article de T.D. Roberts *et al.* [57] reproduite ici (voir figure VI.1(b)) montre les résultats de ce travail.

VI.1.3 Nos mesures d'indice de réfraction pour les ondes atomiques de lithium

Les mesures d'indice de réfraction effectuées par l'équipe de D.E. Pritchard ont beaucoup intéressé notre équipe et elles ont été une des motivations principales du développement de notre interféromètre atomique avec le lithium. Une fois sa mise au point achevée, nous l'avons utilisé pour mesurer l'indice de réfraction de plusieurs gaz rares pour les ondes de lithium.

D'une part, ces mesures permettent de sonder les potentiels lithium-gaz rares et constituent un test différent de la compréhension théorique de l'indice. D'autre part, notre interféromètre a plusieurs avantages par rapport à l'interféromètre à nanoréseaux de l'équipe de D. E. Pritchard : dans notre interféromètre de Mach-Zehnder utilisant la diffraction laser dans le régime de Bragg, il n'y a presque pas de faisceaux parasites dus aux autres ordres de diffraction alors que ces faisceaux parasites jouent un rôle considérable dans les erreurs systématiques de mesure de l'interféromètre de l'équipe de D.E. Pritchard [55, 57, 102]. Enfin, nous avons construit une cellule d'interaction permettant une mesure absolue de l'indice de réfraction, grâce à la mesure directe de la pression du gaz dans cette cellule d'interaction, ce qui donne la densité du gaz cible. L'équipe de D. E. Pritchard a toujours mesuré la pression dans cette cellule de manière indirecte, par la remontée de la pression dans l'interféromètre, et elle a déduit la pression réelle dans la cellule de l'atténuation du jet atomique qui la traverse et de la valeur section efficace totale de collision.

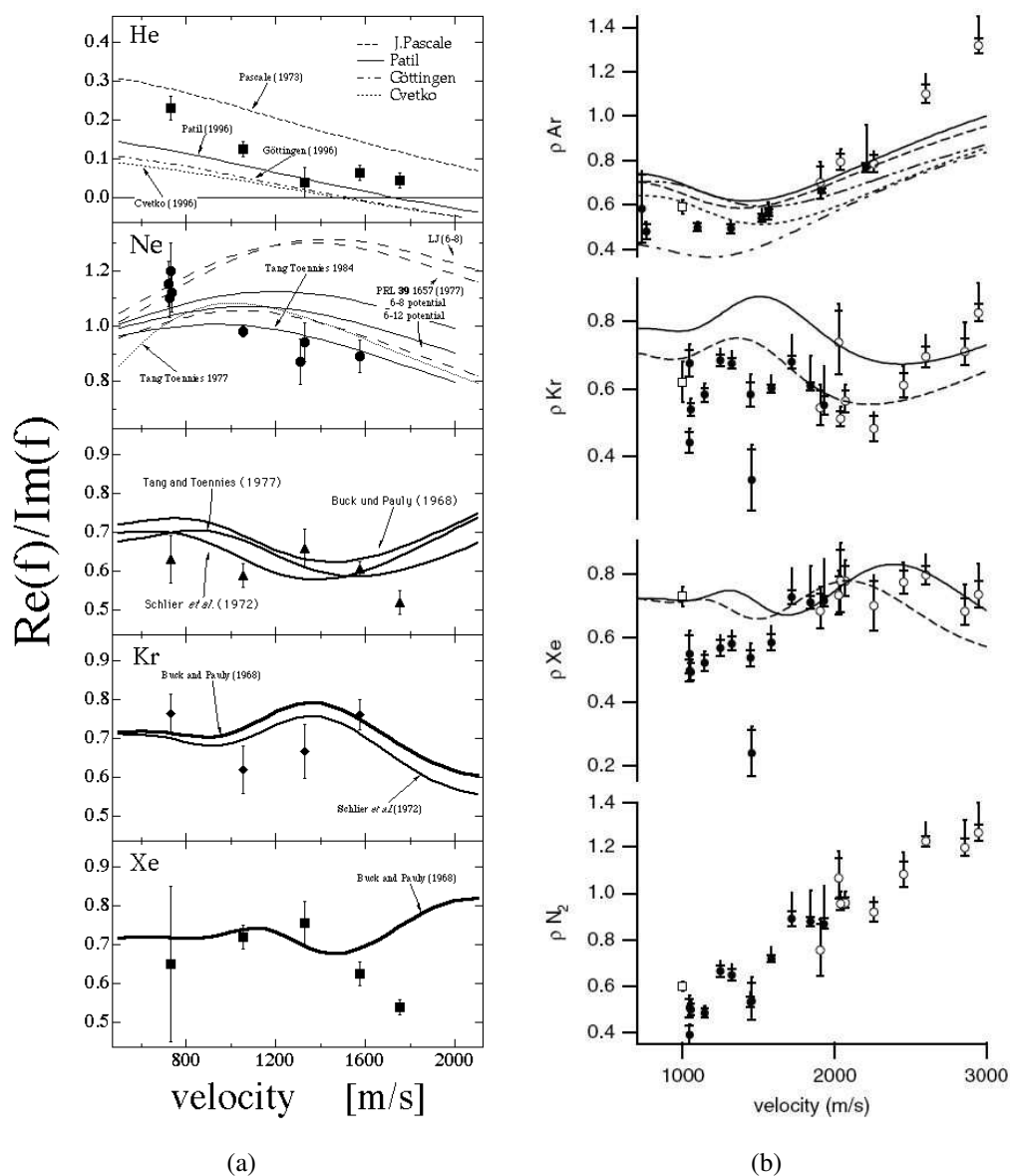


Figure VI.1: Rapport $\rho = \mathcal{R}e(n - 1)/\mathcal{I}m(n - 1)$ en fonction de la vitesse des atomes de sodium pour divers gaz. Les graphes sur la partie gauche de la figure montrent les rapports mesurés pour les gaz He, Ne, Ar, Kr et Xe, publiés en 1997 [56]. Les courbes sont les résultats de calculs avec différents potentiels d'interaction entre sodium et l'atome cible. Les graphes de la partie droite de la figure montrent les résultats de T.D. Roberts et al, publiés en 2002 [57]. L'utilisation des nanoréseaux de pas de 100 nm a permis de doubler la séparation des faisceaux (à vitesse égale) par rapport à l'expérience de 1997, et cette amélioration a ainsi permis de travailler à des vitesses atomiques plus élevées. Pour les deux expériences l'accord général entre les résultats expérimentaux et théorique n'est pas mauvais. Cependant il existe des désaccords très probablement d'origine expérimentale.

VI.1.4 Contenu de ce chapitre

Notre équipe a aussi travaillé sur la théorie de l'indice de réfraction et je vais tout d'abord résumer brièvement ces résultats. Une attention particulière sera donnée à l'expression de l'indice de réfraction pour les cibles mobiles car des résultats incorrects ont été publiés. Ensuite, je décrirai notre dispositif expérimental en détaillant les différences et améliorations par rapport à l'interféromètre de l'équipe de D.E. Pritchard. Je présenterai les résultats de nos mesures et je les comparerai aux calculs théoriques basés sur des potentiels lithium-gaz rares publiés. Enfin, je conclurai ce chapitre par les perspectives pour améliorer ces mesures.

VI.2 Éléments théoriques

VI.2.1 Lien entre l'amplitude de diffusion en avant et l'indice de réfraction

Dans ce sous-chapitre, nous allons relier l'indice de réfraction d'un gaz pour une onde atomique aux propriétés des collisions entre un atome de l'onde et un atome (ou molécule) du gaz. Dans un premier temps, on considère des centres diffusants fixes.

L'atome incident est décrit par une onde plane $\Psi_0 = \exp(i\mathbf{k}_p \mathbf{r})$ où \mathbf{k}_p le vecteur d'onde de l'atome incident. Cette onde plane est diffusée par un centre diffusant situé à l'origine des coordonnées; ce centre diffusant émet des ondes sphériques et dans la région asymptotique, loin de l'origine, l'onde finale est la superposition de l'onde incidente et d'une onde sphérique :

$$\Psi(r \rightarrow \infty) \sim \left(e^{i\mathbf{k}_p \mathbf{r}} + f(\mathbf{k}_p, \mathbf{k}') \frac{e^{i\mathbf{k}' \mathbf{r}}}{r} \right) \quad (\text{VI.3})$$

$f(\mathbf{k}_p, \mathbf{k}')$ est l'amplitude complexe de diffusion dans la direction \mathbf{k}' (la conservation de l'énergie impose que $|\mathbf{k}_p| = |\mathbf{k}'|$). Cette amplitude a la dimension d'une longueur. Seules les ondes diffusées vers l'avant $\mathbf{k}_p = \mathbf{k}'$ contribuent à l'indice de réfraction. Les ondes diffusées dans d'autres directions peuvent être rediffusées par d'autres particules cibles, mais la somme des amplitudes obtenues ne constitue pas une interférence constructive. A partir de maintenant, nous utilisons l'abréviation $f(k_p) = f(\mathbf{k}_p, \mathbf{k}' = \mathbf{k}_p)$.

Pour calculer l'indice de manière simple, les approximations suivantes sont nécessaires :

- la distance moyenne entre deux atomes du gaz cible, définie par $(n_t)^{-1/3}$ où n_t est la densité de ce gaz, doit être considérablement plus grande que la longueur d'onde de de Broglie de l'atome incident.
- Cette distance moyenne doit être beaucoup plus grande que la portée de l'interaction. Les potentiels réalistes entre un atome et une particule (atome/molécule) tendent vers zéro, mais ne s'annulent qu'à l'infini et une portée typique est difficilement définissable.
- La densité n_t doit être assez faible pour que la correction de champ moyen soit négligeable ce qui impose que $|n - 1| \ll 1$.

Pour des atomes thermiques à une vitesse $v = 1000$ m/s, la longueur d'onde de de Broglie est de quelques dizaines de picomètres (par exemple pour le lithium, $\lambda_{dB}^{(Li)} = 54$ pm). Les densités utilisées dans les expériences précédentes [55,56,57] correspondaient à des pressions de l'ordre de 1 mTorr à une température de 300 K, soit une densité $n_t \approx 3 \times 10^{19}$ particules/m³. A cette densité, la distance interatomique moyenne

vaut $n_t^{-1/3} \approx 3 \times 10^{-7}$ m et les potentiels d'interaction sont très faibles dans ce domaine de distance interatomique. De plus, les indices mesurés sont de l'ordre de $(n - 1) \approx 10^{-10}$. Il est donc clair que toutes ces approximations sont bien justifiées. Avec ces approximations et le fait que les centres diffusants sont répartis aléatoirement, on peut montrer que l'indice de réfraction n est liée à l'amplitude de diffusion vers l'avant par :

$$n - 1 = 2\pi n_t \frac{f(k_p)}{k_p^2} \quad (\text{VI.4})$$

Une dérivation de cette formule se trouve dans la publication de L. Foldy [122] (voir aussi la revue de Lax [121]). Il est intéressant d'introduire la section efficace totale de collision σ qui est reliée à l'amplitude de diffusion vers l'avant par le théorème optique :

$$\sigma = 4\pi \frac{\text{Im}(f(k_p))}{k_p} \quad (\text{VI.5})$$

Nous utiliserons cette relation plus loin.

VI.2.2 L'amplitude de diffusion vers l'avant: approche semi-classique de Landau-Lifchitz

Pour calculer l'amplitude de diffusion vers l'avant, il faut connaître le potentiel interatomique. Celui-ci est obtenu soit par des calculs de chimie quantique, soit en ajustant des données expérimentales variées (mesures de section efficace de collision totale ou différentielle, mesures de spectroscopie moléculaire, etc.) avec des potentiels paramétrables.

La collision de deux particules est traditionnellement décrite par le mouvement uniforme du centre de masse et par celui une particule fictive décrivant le mouvement relatif de vitesse \mathbf{v}_r avec un vecteur d'onde associé $\mathbf{k}_r = \mu \mathbf{v}_r / \hbar$, où μ est la masse réduite des deux particules. Les potentiels qui sont considérés ici auront toujours la symétrie sphérique. En conséquence, la fonction d'onde de ce particule fictive a une symétrie axiale et elle dépend de deux coordonnées r et θ . L'approche standard est la décomposition en ondes partielles et la fonction d'onde Φ décrivant le mouvement relatif s'écrit :

$$\Psi = \sum_{\ell} \frac{u_{\ell,E}(r)}{r} P_{\ell}(\cos \theta) \quad (\text{VI.6})$$

où E est énergie du mouvement relatif et $P_{\ell}(\cos \theta)$ est le polynome de Legendre d'ordre ℓ . La fonction d'onde radiale $u_{\ell,E}(r)$ se comporte à l'infini comme :

$$\begin{aligned} u_{\ell,E}(r \rightarrow \infty) &\propto \sin \left(k_r r - \frac{\ell\pi}{2} \right), \text{ pour } U(r) = 0 \\ u_{\ell,E}(r \rightarrow \infty) &\propto \sin \left(k_r r - \frac{\ell\pi}{2} + \delta_{\ell} \right), \text{ pour } U(r) \neq 0 \end{aligned} \quad (\text{VI.7})$$

δ_{ℓ} est le déphasage de la fonction d'onde radiale dû à la présence du potentiel. Une expression très connue relie l'amplitude complexe de diffusion vers l'avant aux déphasages (voir par exemple [123]) :

$$\begin{aligned} \mathcal{R}e(f(k_r)) &= \frac{1}{2k_r} \sum_{\ell} (2\ell + 1) \sin(2\delta_{\ell}) \\ \mathcal{I}m(f(k_r)) &= \frac{1}{2k_r} \sum_{\ell} (2\ell + 1) 2(\sin^2 \delta_{\ell}) \end{aligned} \quad (\text{VI.8})$$

Quand l'énergie est suffisamment grande, de très nombreuses ondes partielles contribuent aux sommes apparaissant dans l'équation VI.8 et cette hypothèse sera tout à fait justifiée pour les expériences de l'équipe de D.E. Pritchard et de la nôtre. Alors, en première approximation, il suffit de connaître le comportement du déphasage δ_ℓ quand ℓ tend vers l'infini pour estimer l'amplitude de diffusion vers l'avant. Pour évaluer ce comportement, il suffit de connaître le comportement asymptotique du potentiel quand $r \rightarrow \infty$. Dans cette région, les potentiels interatomiques sont du type $U(r \rightarrow \infty) \sim -C_m/r^m$ avec en général $m = 6$ si on considère l'interaction de Van der Waals sans effet de retard relativiste. Pour un tel potentiel, Landau et Lifchitz [123] donnent une expression analytique pour ces déphasages ([123], §126, p.570):

$$\delta_\ell = -\frac{\mu k_r^{m-2}}{2\hbar^2 \ell^{m-1}} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) \Gamma\left(\frac{m-1}{2}\right)}{\Gamma(m-2)} C_m \quad (\text{VI.9})$$

Cette expression est valable dès que $m > 2$ et $\Gamma(x)$ est la fonction Gamma d'argument x . De ce calcul, Landau et Lifchitz [123] déduisent aussi la section efficace totale :

$$\sigma(v_r) = 2\pi^{m/(m-1)} \sin\left[\frac{\pi}{2} \left(\frac{m-3}{m-1}\right)\right] \Gamma\left[\frac{\pi}{2} \left(\frac{m-3}{m-1}\right)\right] \left[\frac{\Gamma\left(\frac{m-1}{2}\right)}{\Gamma(m/2)}\right]^{\frac{2}{m-1}} \left(\frac{C_m}{\hbar v_r}\right)^{\frac{2}{m-1}} \quad (\text{VI.10})$$

En utilisant ces résultats, on peut aussi évaluer le rapport ρ des parties réelle et imaginaire de $(n-1)$, $\rho(v_r) = \text{Re}(n-1)/\text{Im}(n-1)$ qui a été mesuré par l'équipe de D.E. Pritchard [56,57]. D'après l'équation VI.4, ce rapport, qui est indépendant de la densité du gaz cible, vaut :

$$\rho = -(m-1) \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{m-1}\right) \Gamma\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{m-1}\right)}{\Gamma\left(-\frac{1}{m-1}\right) \Gamma\left(\frac{1}{m-1}\right)} \quad (\text{VI.11})$$

On peut remarquer que ce calcul prédit une valeur du rapport ρ qui ne dépend ni de la vitesse relative ni du coefficient du potentiel interatomique, tant que l'approximation que de nombreuses ondes partielles contribuent reste valable. Ce rapport vaut $\rho = 0.73$ pour $m = 6$ et il décroît quand m augmente, $\rho = 0.48$ pour $m = 8$ et $\rho = 0.36$ pour $m = 10$.

Ce calcul qui approxime le potentiel par son terme asymptotique à longue distance n'est cependant pas suffisant et il ne prédit pas les oscillations de gloire qui sont observables aussi bien sur les parties réelle et imaginaire de $(n-1)$ que sur la section efficace totale ou sur le rapport ρ .

L'effet de gloire a été d'abord observé en optique sur la rétrodiffusion de la lumière et son nom est dû à B. Cellini (1500-1571, voir autobiographie éditée par Sad [124]), qui a observé un anneau de lumière autour de l'ombre de sa tête sur l'herbe saturée en rosée. Dans ce cas, cet anneau vient de la lumière rétrodiffusée par des gouttelettes d'eau. Cet effet est facile à observer lorsqu'un avion vole au-dessus des nuages et projette son ombre sur la couche nuageuse [125, 126]).

L'existence d'un effet de gloire sur la diffusion vers l'avant est lié à un maximum du déphasage δ_ℓ en fonction de ℓ . Pour un potentiel interatomique typique attractif à longue distance et répulsif à courte distance, un tel maximum existe (voir la figure VI.2 tirée de [47]).

Il existe une interprétation semi-classique d'un tel maximum. Une collision avec un moment cinétique relatif $\ell\hbar$ correspond donc à un paramètre d'impact $b = \ell/k_r$. D'autre part, dans l'approximation semi-classique, on peut montrer que l'angle de déflexion de la trajectoire de paramètre d'impact b est proportionnel à la dérivée $d\delta_\ell/d\ell$ du déphasage par rapport à ℓ . L'existence d'un maximum du déphasage δ_ℓ en fonction de ℓ correspond à un extremum de la fonction de déflexion. Ce maximum est illustré graphiquement sur la figure VI.3 qui représente les trajectoires classiques dans un potentiel interatomique typique attractif à longue distance et répulsif à courte distance.

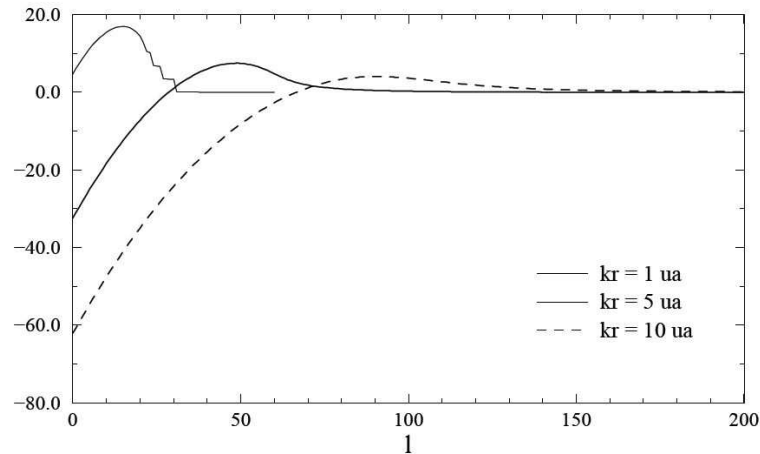


Figure VI.2: δ_ℓ en fonction de ℓ pour un potentiel Na-Ar et différentes valeurs du vecteur d'onde relatif (Figure tirée de la thèse de C. Champenois [47]).

Dans le calcul de l'amplitude de diffusion vers l'avant donnée par l'équation VI.8, l'existence d'un maximum du déphasage δ_ℓ en fonction de ℓ donne une contribution exceptionnelle parce que la phase est stationnaire autour de ce maximum. On peut évaluer [127, 47] cette contribution et montrer qu'elle induit des oscillations qui n'ont pas la même phase pour les parties réelle et imaginaire de l'amplitude de diffusion vers l'avant et donc aussi pour les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction. Ces oscillations de gloire sont donc aussi détectables sur le rapport $\rho(v_r) = \mathcal{R}e(n-1)/\mathcal{I}m(n-1)$ tracé en fonction de la vitesse relative v_r . Il est intéressant de noter que le nombre d'oscillations de gloire est relié au nombre d'états liés dans le potentiel interatomique [127, 47].

La section efficace totale de collisions atome-atome présente elle aussi des oscillations de gloire et cet effet a été observé pour la première fois en 1962 par R.W. Rothe *et al.* [128] en mesurant la section efficace totale lithium-xénon en fonction de la vitesse du lithium. Les premières observations des oscillations de gloire sur l'indice de réfraction pour les ondes atomiques sont dues à l'équipe de D.E. Pritchard [56]. T.D. Roberts *et al.* [57] ont repris ces mesures avec un montage amélioré et ils ont observé aussi des effets analogues.

VI.2.3 L'indice de réfraction pour les cibles mobiles

Toutes les formules données jusqu'ici sont en fait valables pour des centres diffusant fixes. Il est absolument nécessaire de prendre en compte le mouvement des atomes formant le gaz cible et de faire une moyenne sur la distribution de vitesse Maxwellienne de ces atomes. Malheureusement, les formules données dans les premières publications étaient fausses et ce n'est qu'en 2008 que nous avons publié une formule correcte.

La première proposition pour prendre en compte le mouvement des atomes du gaz cible a été faite par l'équipe de A. Dalgarno [129] et reprise par l'équipe de D.E. Pritchard [130, 131] :

$$n = 1 + 2\pi \frac{n_t}{k_p} \left\langle \frac{f(k_r)}{k_r} \right\rangle \quad (\text{VI.12})$$

Ici, le vecteur d'onde k_p est celui de l'onde atomique incidente dans le référentiel du laboratoire (p pour projectile) et k_r décrit le mouvement relatif entre l'atome de l'onde et l'atome du gaz cible. $\langle \dots \rangle$ est la

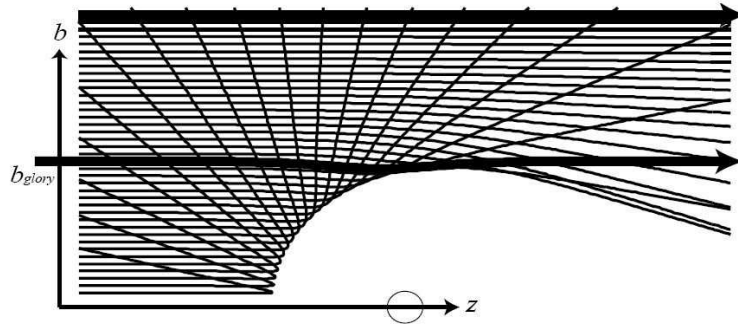


Figure VI.3: Trajectoires classiques calculées en présence d'un potentiel interatomique attractif à longue distance et répulsif à courte distance. Quand le paramètre d'impact b diminue, l'angle de déflexion, nul pour $b \rightarrow \infty$, croît et atteint un maximum puis il diminue parce que la trajectoire "rebondit" sur le cœur répulsif. Pour une valeur intermédiaire de b , il existe une trajectoire non défléchie tracée en trait gras. La contribution de cette trajectoire à la diffusion vers l'avant dépend de la phase accumulée et cet effet d'interférence, qui dépend de la vitesse atomique, induit les oscillations de gloire [102].

moyenne sur la distribution en vitesse du gaz cible. L'équipe de A. Dalgarno a publié plusieurs articles utilisant cette formule, pour calculer les indices de réfraction des gaz pour des ondes atomiques [132, 133] et également pour des ondes électroniques [134]. Ces travaux ont été continués par l'équipe de R.C. Forrey [135]. L'équipe de A. Dalgarno a écrit un article [136] dédié à la discussion de cette formule pour l'indice de réfraction pour des ondes de matière mais cet article ne donne pas une dérivation complète de leur formule, les auteurs soulignant seulement l'invariance de Lorentz de la quantité $f(k_r)/k_r = f(k_p)/k_p$.

Notre équipe a étudié cette question à plusieurs reprises. En 1997, C. Champenois *et al* [127] ont publié une formule erronée basée sur une généralisation de l'effet Fizeau en optique, qui est la modification d'indice due au mouvement du milieu. La formule proposée s'écrit :

$$\mathbf{k}_{p,m} = \mathbf{k}_p + \langle (n_{c,m} - 1) \mathbf{k}_r \rangle \quad (\text{VI.13})$$

$$\text{avec } n_{c,m} = 1 + 2\pi n_t \frac{f(k_r)}{k_r^2}$$

où $n_{c,m}$ est l'indice de réfraction calculé dans le référentiel du centre de masse de la collision. La description de l'effet Fizeau dans le cas des ondes atomiques n'était pas correcte et, après discussions avec l'équipe de Dalgarno, notre équipe a conclu que cette formule pour l'indice de réfraction était fautive. En 1999, C. Champenois a dérivé une autre formule de l'indice de réfraction pour prendre en compte le mouvement des atomes du gaz cible [47] :

$$n = 1 + 2\pi n_t \frac{m_p + m_t}{m_t} \left\langle \frac{f(k_r)}{k_p^2} \right\rangle \quad (\text{VI.14})$$

Dans notre publication de 2008 [137], nous avons montré que cette formule est bien correcte et que les deux premières formules (Eqs. VI.12 et VI.13) ne sont pas en accord avec la théorie des collisions. Pour montrer ce désaccord, nous avons introduit la section efficace totale que nous avons relié à la partie imaginaire de l'indice de réfraction. Dans la limite non relativiste, la section efficace totale $\sigma(v_r)$ est relié au nombre de collisions dN_{coll} pendant un temps $d\tau$ dans un volume dV entre un atome projectile p et un atome cible t :

$$\frac{dN_{coll}}{d\tau dV} = n_p n_t \sigma(v_r) v_r \quad (\text{VI.15})$$

n_p et n_t sont les densités des atomes projectiles p et des atomes cibles t . La valeur moyenne du nombre de collisions $dN_{coll,p}/d\tau$ pour une particule incidente et par unité de temps est donnée par :

$$\frac{dN_{coll,p}}{d\tau} = n_t \sigma(v_r) v_r \quad (\text{VI.16})$$

Un atome projectile de vitesse v_p traverse la longueur dL en un temps $d\tau = dL/v_p$. Après intégration de l'équation VI.16 sur l'axe de propagation de la particule, le taux de transmission T après passage de la tranche de gaz cible de longueur L s'écrit :

$$T = \exp \left[-n_t \sigma(v_r) \frac{v_r}{v_p} L \right] = \exp [-n_t \sigma_{eff}(v_p) L] \quad (\text{VI.17})$$

où $\sigma_{eff}(v_p) = \sigma(v_r) v_r / v_p$ est la section efficace de collision effective. L'équation VI.17 donnant la transmission de la tranche de gaz cible d'épaisseur L est la loi de Beer-Lambert. Il est maintenant évident que, pour une distribution de vitesse des atomes cibles $P(\mathbf{v}_t)$, la section efficace effective moyennée s'exprime par :

$$\langle \sigma_{eff}(v_p) \rangle = \int P(\mathbf{v}_t) \sigma(v_r) \frac{v_r}{v_p} d^3 \mathbf{v}_t \quad (\text{VI.18})$$

Du point de vue ondulatoire, après passage de l'onde incidente à travers de cette tranche de gaz cible de longueur L , la fonction d'onde est donnée par :

$$\Psi_{z=L} = \exp [i(n-1)k_p L] \Psi_0 \quad (\text{VI.19})$$

où Ψ_0 est l'onde incidente. La transmission en amplitude est donnée par $t = \exp [-\mathcal{I}m(n-1)k_p L]$ et le déphasage $\phi = \exp [\mathcal{R}e(n-1)k_p L]$. La transmission en intensité $T = t^2$ s'écrit :

$$T = \exp [-2\mathcal{I}m(n-1)k_p L] \quad (\text{VI.20})$$

Si on identifie cette équation à l'équation VI.17, on obtient une relation entre la partie imaginaire de l'indice de réfraction et la section efficace effective :

$$\mathcal{I}m(n-1) = \frac{n_t \langle \sigma_{eff}(v_p) \rangle}{2k_p} \quad (\text{VI.21})$$

En utilisant le théorème optique qui relie la section efficace totale et l'amplitude de diffusion vers l'avant (voir équation VI.5), nous pouvons écrire :

$$\mathcal{I}m(n-1) = 2\pi n_t \frac{m_p + m_t}{m_t} \left\langle \frac{\mathcal{I}m(f(k_r))}{k_p^2} \right\rangle \quad (\text{VI.22})$$

Nous pouvons alors généraliser cette expression à la partie réelle de l'indice et nous obtenons finalement l'indice de réfraction moyenné :

$$n = 1 + 2\pi n_t \frac{m_p + m_t}{m_t} \left\langle \frac{f(k_r)}{k_p^2} \right\rangle \quad (\text{VI.23})$$

ce qui est l'expression obtenue par C. Champenois (voir equation VI.14) [47]. Ce résultat est en accord avec un résultat obtenu par K. Hornberger et B. Vacchini [138] mais il est en désaccord avec les expressions

proposées par C. Champenois *et al.* en 1997 (éq. VI.13) et par l'équipe de A. Dalgarno *et al.* (éq. VI.12). En particulier, ce dernier résultat donne une section efficace effective indépendante de la vitesse v_p du projectile quand $v_p \rightarrow 0$.

VI.3 Nos mesures de l'indice de réfraction pour une onde de lithium

VI.3.1 Notre dispositif expérimental

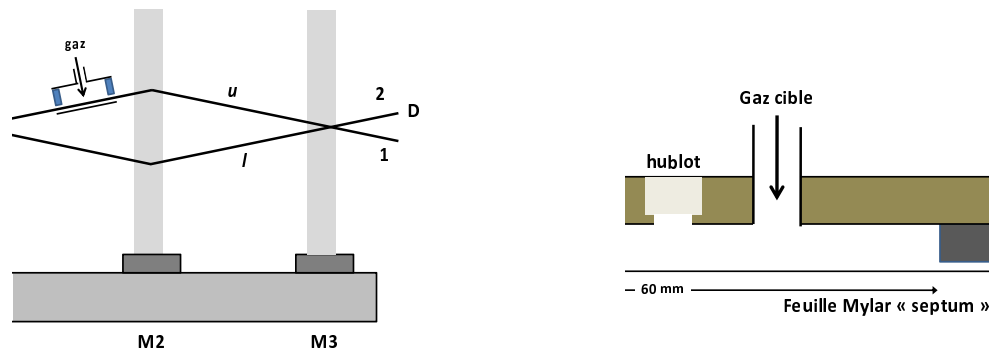


Figure VI.4: Le dispositif expérimental pour la mesure de l'indice de réfraction. Partie gauche de la figure : schéma de principe montrant la cellule de gaz installée sur un des faisceaux atomiques dans l'interféromètre. Partie droite de la figure : vue en coupe de la cellule de gaz. Le gaz cible est amenée par une ligne de gaz en technologie ultra-vide ce qui permet une pression résiduelle très faible. La cellule est ouverte à ses deux extrémités par des fentes de largeur faible, environ 300 micromètres, qui laissent passer un des faisceaux atomiques. Le septum qui est introduit entre les deux faisceaux atomiques est une feuille de mylar métallisé sur ses deux faces de 6 micromètres d'épaisseur.

Comme le montre la figure VI.4, une cellule de gaz a été introduite sur un des deux faisceaux atomiques dans l'interféromètre. La cellule est alimentée en gaz par une ligne de gaz en technologie ultra-vide CF16, ce qui permet une pression résiduelle très faible. Le diamètre de la ligne de gaz assure une bonne conductance et donc une faible différence de pression entre la jauge située à l'extérieur du montage à vide et la cellule. Les ouvertures de largeur 300 μm jouent deux rôles : d'une part, elles sont nécessaires pour l'entrée et la sortie du faisceau atomique et d'autre part, elles ont une conductance suffisamment faible pour permettre qu'une pression de gaz de 10^{-3} mbar à l'intérieur de la cellule entraîne une remontée de pression de seulement 2.4×10^{-7} mbar dans l'enceinte de l'interféromètre atomique. Une liaison avec une vanne entre la cellule et l'enceinte principale nous permet de vider très rapidement la cellule pour prendre des mesures de référence. Enfin, le hublot situé sur un côté de la cellule sert à visualiser le septum en mylar ce qui facilite son alignement par rapport au jet atomique.

VI.3.2 Calcul du signal interférométrique

Deux ondes notées "u" et "l" sur la partie gauche de la figure VI.4 interfèrent pour donner le signal de l'interféromètre. Pour l'onde "u", l'onde atomique incidente ψ_u de vecteur d'onde k_p dans le référentiel du laboratoire traverse la cellule de longueur L contenant un gaz de densité n_{gaz} . L'onde transmise $\psi_{u,t}$ est reliée à ψ_u par l'équation VI.2 :

$$\psi_{u,t} = \psi_u \exp [i(n-1)k_p L] = \psi_u t(n_{gaz}) \exp (i\varphi_{gaz}) \quad (\text{VI.24})$$

$t(n_{gaz}) = \exp [-\mathcal{I}m(n-1)k_p L]$ est la transmission en amplitude et $\varphi_{gaz} = \mathcal{R}e(n-1)k_p L$ est le déphasage de l'onde. L'onde atomique ψ_l ne traverse pas la cellule de gaz et le signal d'interférence s'écrit :

$$I = |\psi_{u,t} + \psi_l|^2 = I_0(n_{gaz}) [1 + \mathcal{V}(n_{gaz}) \cos (\varphi + \varphi(n_{gaz}))] \quad (\text{VI.25})$$

Le déphasage $\varphi(n_{gaz})$ induit par le gaz va être directement visible sur le signal de franges d'interférence que l'on observe en variant φ (comme dans toutes nos expériences, nous varions φ en déplaçant le miroir d'une des ondes stationnaires laser). Un calcul simple permet de montrer que $t(n_{gaz})$ est relié aux intensités I_0 et visibilités \mathcal{V} en présence et en absence de gaz par :

$$t(n_{gaz}) = \frac{I_0(n_{gaz})\mathcal{V}(n_{gaz})}{I_0(0)\mathcal{V}(0)} \quad (\text{VI.26})$$

Nous pouvons donc mesurer $\varphi(n_{gaz})$ et $t(n_{gaz})$ en enregistrant un signal en présence de gaz de densité n_{gaz} et en le comparant à un signal avec $n_{gaz} = 0$. Nous avons ainsi accès à la fois aux parties réelle et imaginaire de $(n-1)$ en une seule expérience.

VI.3.3 Résultats expérimentaux et comparaison avec les prédictions théoriques

Nous avons mesuré les indices de trois gaz, l'argon, le krypton et le xénon, pour plusieurs vitesses du jet de lithium. La figure VI.5 montre les franges d'interférences atomiques sans gaz cible et en présence de xénon, pour deux pressions différentes de xénon. On voit très clairement que la présence du gaz réduit l'intensité et la visibilité des franges et crée aussi un déphasage. Ces trois effets augmentent avec la densité du gaz n_{gaz} .

Pour calculer les valeurs absolues de l'indice de réfraction, il faut connaître la densité n_{gaz} du gaz, le vecteur d'onde k_p de l'onde incidente qui se déduit de la vitesse moyenne u du jet atomique et la longueur effective L de la cellule. Une jauge de pression donne la pression du gaz cible dont nous déduisons la densité n_{gaz} , après avoir corrigé la différence de pression entre la jauge et la cellule due à l'écoulement en régime moléculaire dans la ligne de gaz. La vitesse du jet atomique a été mesurée grâce à des mesures de l'angle de Bragg, selon une technique décrite auparavant (chapitre V, p. 79ff). Pour calculer la longueur effective L de la cellule, il faut tenir compte de la variation de densité dans les deux canaux de 300 micromètres de large aux deux bouts de celle-ci. Étant donné les pressions utilisées, l'écoulement est dans le régime moléculaire, et la densité varie linéairement avec la distance dans ces canaux. À partir de la géométrie de la cellule, nous avons ainsi estimé la longueur effective de $L = 66.5 \pm 1.0$ mm.

D'après l'équation VI.23, $(n-1)$ doit dépendre linéairement de la densité du gaz n_{gaz} et nous avons vérifié cette linéarité aussi bien pour la partie réelle que pour la partie imaginaire de $(n-1)$. Le tableau VI.1 donne les rapports entre $\mathcal{R}e(n-1)/n_{gaz}$ et $\mathcal{I}m(n-1)/n_{gaz}$ ainsi que le rapport $\rho = \mathcal{R}e(n-1)/\mathcal{I}m(n-1)$ pour ces trois gaz, la vitesse moyenne du jet atomique étant égale à $u = 1075 \pm 20$ m/s.

Nous avons effectué des mesures analogues en changeant la vitesse du jet atomique de lithium, en utilisant des gaz porteurs différents. Avant de comparer ces résultats aux prédictions théoriques, nous

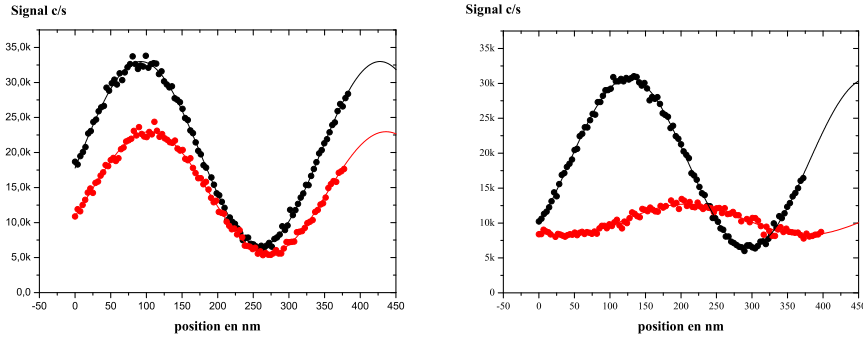


Figure VI.5: *Partie gauche de la figure : Franges d'interférences atomiques sans gaz (courbe avec une visibilité élevée) et en présence d'une pression de xénon $P_{Xe} = 0.9 \times 10^{-4}$ mbar. Une atténuation et un déphasage induits par le gaz sont visibles. De l'analyse de ces courbes, on déduit les valeurs de la transmission en amplitude $t_{gaz} = 0.66 \pm 0.01$ et du déphasage $\varphi_{gaz} = 260 \pm 24$ mrad. Partie droite de la figure : enregistrements analogues avec une pression de xénon plus forte $P_{Xe} = 4.36 \times 10^{-4}$ mbar; la transmission en amplitude vaut $t_{gaz} = 0.18 \pm 0.007$ et le déphasage vaut $\varphi_{gaz} = 1243 \pm 117$ mrad. On constate qu'avec cette pression de gaz, on voit encore des franges bien visibles alors que, pour un atome, la probabilité de traverser la cellule de gaz n'est que de $t_{gaz}^2 \approx 3.2\%$! La vitesse moyenne u du jet atomique vaut $u = 1075 \pm 20$ m/s.*

allons comparer nos mesures de la partie imaginaire de l'indice aux anciennes mesures de section efficace totale. En effet, comme nous l'avons rappelé plus haut, ces deux quantités sont étroitement reliées. Sur la partie gauche la figure VI.6(a), nous avons tracé les valeurs de la section efficace totale lithium-xénon déduite de nos mesures d'indice, les mesures de P. Dehmer et L. Wharton effectuées en 1972 [139] en mesurant la transmission d'un jet atomique très collimaté et filtré en vitesse à travers une cellule de gaz et les valeurs calculées de cette section efficace totale en utilisant le potentiel ajusté par ces auteurs pour représenter au mieux leurs mesures. Nos résultats sont un peu moins précis que ceux de P. Dehmer et L. Wharton mais ils sont en excellent accord avec leurs mesures et avec la courbe théorique. Il faut noter que la distribution en vitesse de notre jet atomique a une largeur relative à mi-hauteur voisine de 25%,

gaz	Ar	Kr	Xe
$10^{29} \mathcal{R}e(n-1)/n_{gaz}$	1.20 ± 0.11	1.57 ± 0.10	1.82 ± 0.07
$10^{29} \mathcal{I}m(n-1)/n_{gaz}$	2.11 ± 0.06	1.99 ± 0.07	2.40 ± 0.06
ρ	0.56 ± 0.05	0.78 ± 0.04	0.70 ± 0.03

Table VI.1: *Valeurs mesurées de l'indice de réfraction de l'argon, du krypton et du xénon pour des ondes de lithium de vitesse moyenne $u = 1075 \pm 20$ m/s. Ce tableau donne la partie imaginaire et réelle de $10^{29}(n-1)/n_{gaz}$, où n_{gaz} est mesuré en m^{-3} . Le rapport $\rho = \mathcal{R}e(n-1)/\mathcal{I}m(n-1)$ est également donné et il est extrait directement de l'analyse de nos mesures, avec une incertitude un peu plus faible que celle qui résulterait de la combinaison des incertitudes sur $\mathcal{R}e(n-1)$ et sur $\mathcal{I}m(n-1)$.*

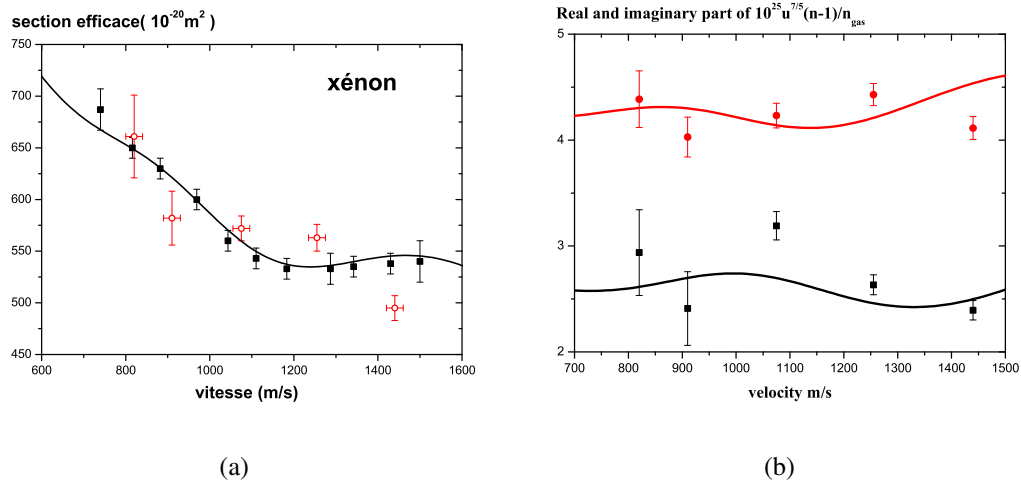


Figure VI.6: (Partie a): La section efficace totale de collision lithium–xénon en fonction de la vitesse moyenne u du jet atomique de lithium. Les cercles sont nos résultats de mesure par interférométrie atomique, les carrés noirs sont les résultats de P. Dehmer et L. Wharton [139] et la ligne continue représente les valeurs calculées de cette section efficace totale en utilisant le potentiel ajusté par ces auteurs pour représenter au mieux leurs mesures. (Partie b): Partie réelle (carrés noirs) et imaginaire (ronds gris) de $10^{25} u^{7/5} (n - 1)/n_{\text{gaz}}$ en fonction de la vitesse moyenne du jet de lithium u en m/s. Les courbes continues donnent l'indice calculé en utilisant le potentiel de P. Dehmer et L. Wharton [139] et elles sont en bon accord avec nos mesures. L'introduction du facteur $u^{7/5}$ élimine la tendance générale de décroissance de l'indice avec la vitesse u et ne laisse que les oscillations de gloire qui sont bien visibles sur les courbes théoriques.

plus grande que celle (4.4%) du jet filtré en vitesse de P. Dehmer et L. Wharton.

Sur cette courbe, on remarque que la section efficace totale décroît quand la vitesse augmente, avec des oscillations de gloire autour de cette décroissance. Le modèle semiclassique de Landau et Lifchitz appliqué au cas d'un potentiel se comportant à longue distance comme r^{-6} prédit que la section efficace totale σ_{tot} varie comme $v^{-2/5}$ (section VI.2.2, éq. VI.10, p. 104). On déduit de ce résultat que les parties réelle et imaginaire de $(n - 1)$ doivent varier comme $v^{-7/5}$ (voir éq. VI.21).

Sur la partie droite la figure VI.6(a), nous avons tracé nos mesures de l'indice de réfraction du xénon pour les ondes de lithium en fonction de la vitesse moyenne u du jet de lithium ainsi que les résultats d'un calcul de l'indice utilisant le potentiel ajusté par P. Dehmer et L. Wharton sur leurs mesures de section efficaces totales [139]. Pour éliminer la variation rapide avec la vitesse u , nous avons tracé les parties réelle et imaginaire de $u^{7/5}(n - 1)/n_{\text{gaz}}$. Les oscillations de gloire sont bien visibles sur les courbes théoriques et à la limite de notre précision sur les points expérimentaux.

La figure VI.7 montre le rapport $\rho = \text{Re}(n - 1)/\text{Im}(n - 1)$ pour les ondes de sodium et lithium dans un gaz de xénon en fonction de la vitesse moyenne du jet atomique. Les mesures pour les ondes de sodium sont celles de T.D. Roberts *et al.* [57] tandis que les mesures pour le lithium sont les nôtres [142]. Dans les deux cas des calculs de l'indice ont été réalisés et ils sont représentés par les courbes. Dans le cas du sodium, certains points s'écartent très notablement des prédictions théoriques.

Dans le cas du lithium, nos mesures sont beaucoup moins dispersées et en bon accord général avec la théorie. On peut discuter séparément la valeur moyenne de ρ et les oscillations de gloire. La valeur

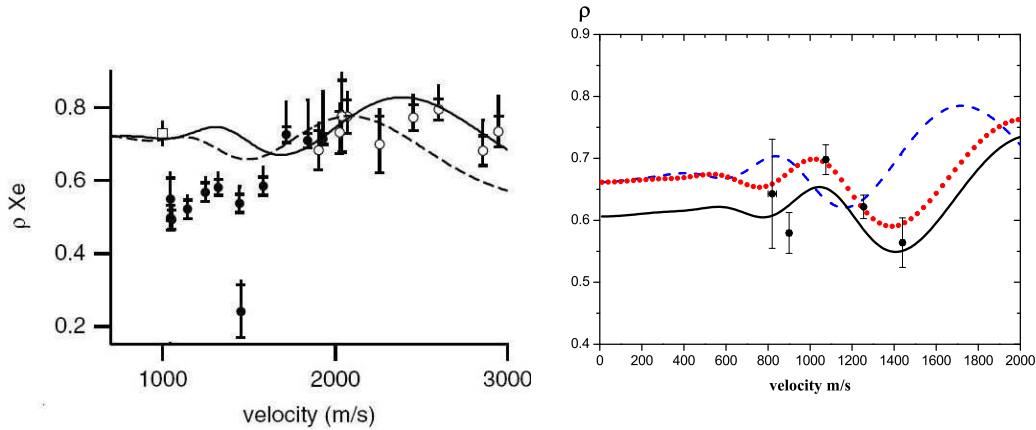


Figure VI.7: Valeurs de $\rho = \text{Re}(n - 1)/\text{Im}(n - 1)$ pour les ondes de sodium mesurées par T. Roberts et al. [57](partie gauche de la figure) et pour les ondes de lithium mesurées par notre équipe (partie droite de la figure). On remarquera que l'échelle est dilatée pour nos mesures. Dans les deux cas, le gaz cible est le xénon. Les courbes représentent les valeurs théoriques de ce rapport calculées avec divers potentiels. Dans le cas du lithium, il s'agit du potentiel ajusté par P. Dehmer et L. Wharton sur leurs mesures de section efficaces totales [139] (ligne continue) et des potentiel ab-initio de Cvetko [140] (ligne pointillée) ou de Patil [141] (ligne en tirets)

moyenne des mesures de ρ est voisine de 0.6 ce qui s'explique bien : le potentiel à longue distance est dominé par un terme en r^{-6} pour lequel on s'attend à $\rho = 0.73$ mais les contributions des termes d'ordre supérieur en r^{-s} avec $s = 8$ et 10 ne sont pas négligeables et, comme on l'a vu, ces contributions diminuent la valeur de ρ [127]. Pour les oscillations de gloire, les calculs théoriques utilisant les trois potentiels prédisent des oscillations d'amplitudes analogues mais de phase variable : cette phase est en effet très sensible à la profondeur du potentiel et à d'autres paramètres de celui-ci. Les deux potentiels publiés par P. Dehmer et L. Wharton [139] et par D. Cvetko *et al.* donnent une phase des oscillations de gloire en accord avec nos mesures. Dans le cas du potentiel de P. Dehmer et L. Wharton [139], ce n'est pas le hasard puisque ce potentiel a été ajusté sur les données de section efficace totale qui montrent très clairement des oscillations de gloire. Ceci confirme que l'oscillation de gloire que nous observons sur le rapport ρ dans le cas du xénon est un signal bien réel malgré les incertitudes de mesure.

La figure VI.8 présente nos mesures du rapport ρ obtenues avec l'argon et le krypton. La précision obtenue est comparable à celle obtenue dans le cas du xénon et l'accord de nos mesures avec les prédictions théoriques est aussi de qualité comparable, sauf pour le point correspondant à $u = 1075 \pm 20$ m/s pour l'argon (ce point a une valeur trop élevée). On peut remarquer que les oscillations de gloire écartent notablement le rapport ρ de sa valeur moyenne et c'est ainsi que les trois mesures effectuées sur le krypton donnent des valeurs supérieures à 0.70 alors que, en l'absence d'oscillation de gloire, la valeur du rapport ρ est voisine de 0.65 dans ce trois cas.

VI.3.4 Conclusion et Perspectives

D'une part, nous avons établi une formule pour l'indice de réfraction pour les ondes atomiques, en prenant en compte le mouvement des atomes du gaz cible.

D'autre part, en utilisant notre interféromètre atomique, nous avons pu mesurer l'indice de réfrac-

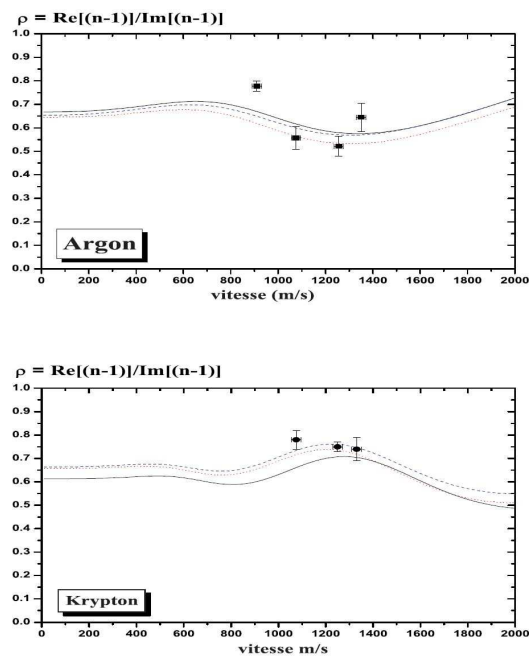


Figure VI.8: Rapport ρ en fonction de la vitesse moyenne du jet atomique (figure tirée de la thèse de M. Jacquy [80]). Les points représentent nos mesures et les courbes correspondent à des modélisations de C. Champenois [47] utilisant les potentiels de D. Cvetko et al. [140] (traits pointillés), S. Patil [141] (traits discontinus) et P. Dehmer et L. Wharton [139] (trait plein). L'accord entre l'expérience et les calculs est assez bon.

tion de l'argon, du krypton et du xénon pour les ondes de lithium, en fonction de la vitesse du jet de lithium. Avant nous, seule l'équipe de D.E. Pritchard au MIT [55, 56, 57] a réalisé des mesures d'indice de gaz pour les ondes atomiques, en utilisant son interféromètre atomique à sodium.

Par rapport au travail de l'équipe de D.E. Pritchard au MIT, nous avons apporté des améliorations importantes:

- notre dispositif expérimental permet des mesures absolues de l'indice de réfraction;
- grâce à la stabilité de notre interféromètre et à l'absence quasi-totale de faisceaux parasites, la précision des mesures interférométriques est bien meilleure;
- nous avons ainsi pu mesurer les parties réelle et imaginaire de $(n - 1)$ ainsi que leur rapport ρ avec une assez bonne précision;
- nous avons vérifié avec soin la cohérence de nos mesures avec les mesures antérieures de section efficace totale et aussi avec les prédictions théoriques pour l'indice de réfraction.
- nos mesures sont assez précises et cohérentes pour mettre en évidence une oscillation de gloire dans le cas du xénon.

Les perspectives ouvertes par ces mesures sont assez nombreuses:

- nous pourrions étendre la gamme des vitesses atomiques et varier les gaz cibles, en complétant la série des gaz rares;

- il serait souhaitable de refroidir la cellule de gaz pour réduire l'effet de moyenne thermique et observer des oscillations de gloire plus nombreuses et plus contrastées;
- nous pourrions mesurer l'indice de molécules simples comme H_2 , N_2 , NH_3 , CO_2 , H_2O et CH_4 . La structure de ces molécules (essentiellement les degrés de liberté de rotation) rendent la théorie plus complexe et il semble probable que l'effet de gloire doit être largement moyenné. Les calculs sont beaucoup plus compliqués et il n'existe probablement pas de calculs précis des surfaces de potentiels lithium-molécule.

Cependant, pour tester en détail la théorie, il faudrait améliorer la précision de mesures, idéalement d'un facteur de l'ordre de 10, car alors il serait alors possible de distinguer les prédictions théoriques correspondant à des potentiels assez semblables. Avec notre précision actuelle, nos mesures ne permettent pas de faire mieux que les autres techniques disponibles d'étude des potentiels lithium-atome.

Notre précision de mesure actuelle n'est pas limitée par le rapport signal sur bruit mais essentiellement par les dérives de phase de notre interféromètre atomique. Nous travaillons à améliorer notre appareil et nous ne référons des mesures d'indice quand ces améliorations auront été réalisées. Pour le moment, nous avons décidé d'étudier d'autres effets qui nous semblent plus intéressants et dont l'étude n'est possible qu'avec un interféromètre atomique à faisceaux séparés avec une excellente sensibilité en phase.

Chapitre VII

MESURE DE L'INTERACTION ATOME–SURFACE

Publication associée a ce chapitre:

- *S. Lepoutre, H. Jelassi, V.P.A. Lonij, G. Tréneç, M. Büchner, A.D. Cronin, and J. Vigué, **Dispersive atom interferometry phase shifts due to atom-surface interactions**, Europhys. Lett. **88**, 20002-p1-6 (2009), Cette publication est reproduite à la fin de ce manuscrit.*

Les interactions d'atomes ou de molécules avec des surfaces ont été étudiées depuis très longtemps, en particulier parce que l'adsorption ou la désorption sont des étapes indispensables dans la catalyse de réactions chimiques par des surfaces. Cette interaction est forte pour les espèces chargées ou possédant un dipôle permanent et cette interaction est plus faible mais non-négligeable pour les autres espèces comme les atomes neutres. Le début de ces études a commencé en 1873 par les travaux de J. D. Van der Waals, qui a reçu le prix Nobel en 1910 pour son travail. Il a proposé l'existence de forces atome-atome à longue portée pour expliquer certaines déviations observées à la loi des gaz parfaits. En 1930, London a expliqué la nature de ces forces pour des particules nonpolaires mais polarisables et il a calculé l'interaction entre ces particules par un calcul quantique [143, 144]. En 1932, J. E. Lennard-Jones a fait un calcul similaire pour l'interaction atome-surface [145].

Dans tous les cas (atome-atome ou atome-surface), cette interaction peut être expliquée, d'un point de vue phénoménologique, par les fluctuations du moment dipolaire de l'atome. Le dipôle moyen d'un atome est bien sûr nul, à cause de la parité, mais le dipôle instantané peut différer de la valeur nulle et, en présence d'une surface idéale et parfaitement conductrice, ce dipôle instantané interagit avec son image électrique et c'est cette interaction qui crée le terme dominant de l'interaction qui, comme l'interaction dipôle-dipôle, varie en $1/x^3$ où x est la distance atome-surface. Comme le montrent par exemple la référence [146], la fluctuation du dipôle atomique est expliquée par l'électrodynamique quantique et en particulier par l'existence de photons virtuels qui créent le dipôle instantané de l'atome. Ces photons se propagent à la vitesse de la lumière qui est finie, ce qui induit un effet de retard entre le dipôle instantané de l'atome et son image électrique: cet effet de retard a été pris en compte par H.B.G. Casimir et D. Polder en 1948 [147] et ils ont montré que cet effet modifie la dépendance à longue distance de l'interaction dont le terme dominant devient en $1/x^4$, la transition entre les deux régimes ayant lieu pour des distances de l'ordre de $\lambda/(2\pi)$ où λ est voisin de la longueur d'onde de résonance de l'atome. On parlera de régime de Van der Waals quand les effets de retard sont négligeables (donc pour les petites distances atome–surface) et de régime de Casimir–Polder (ou van der Waals retardé) dans le cas contraire. En 1956, E. Lifshitz a généralisé cette théorie pour décrire des surfaces ayant une permittivité diélectrique tout à fait générale, $\varepsilon(\omega)$ fonction de la fréquence ω [148].

Avec les progrès des expériences d'optique atomique, plusieurs études de l'interaction atome–surface ont été réalisées. D'une part, ces études sont indispensables pour une compréhension détaillée des expériences d'optique atomique utilisant des structures nanométriques pour manipuler l'onde atomique.

C'est le cas de la diffraction atomique utilisant des nanostructures en transmission ou, plus rarement en réflexion. L'interaction atome - surface modifie l'amplitude de diffraction dans les différents ordres d'un réseau [149, 150]. D'autre part, la compréhension des interactions atome–surface est également importante pour la réalisation de micromachines ou l'utilisation de puces atomiques. Dans ces dernières expériences, un nuage d'atomes froids ou un condensat de Bose Einstein est proche d'une surface structurée qui sert à manipuler les atomes par des forces magnétiques ou radiatives et les atomes subissent aussi les forces induites par la présence de cette surface.

On peut distinguer trois objectifs aux études actuelles de l'interaction atome–surface.

- des mesures précises de l'interaction van der Waals non retardée ou/et retardée (régime Casimir-Polder). Nos études expérimentales exposées dans ce chapitre concernent des mesures de l'interaction van der Waals non retardée.
- des mesures de l'influence de la température sur cette interaction car la théorie prédit que l'interaction à longue distance est fortement modifiée à température non nulle.
- la recherche d'une violation de la loi gravitationnelle Newtonienne pour les courtes distances. Une telle violation, qui est prévue par diverses théories, remettrait en cause de nombreuses questions, comme la matière noire, l'énergie noire et l'unification de la gravitation et de la mécanique quantique.

Ce chapitre est composé de cinq parties. La première partie donne quelques éléments théoriques et les résultats principaux sur l'interaction atome–surface d'origine électromagnétique dans le régime de Van der Waals non retardé. Je présente très brièvement le régime de Casimir–Polder à température nulle et à température finie. Une possible modification à courte portée de la loi de la gravitation sera traitée dans la section "Discussion" (p. 129). La deuxième partie présente les expériences effectuées par d'autres équipes en utilisant des réseaux avec des fentes de largeur nanométrique. Dans la troisième partie, je décris notre dispositif expérimental et nos résultats expérimentaux que je discute dans la quatrième partie. La dernière partie est la conclusion de ce chapitre. Les perspectives ouvertes par ce travail sont discutées dans le chapitre "Perspectives" (VIII.6, page 158).

VII.1 Quelques rappels théoriques sur l'interaction atome–surface

Les rappels théoriques présentés ici s'inspirent de l'article de D. Bloch et M. Ducloy [151]. Si une particule ayant un dipôle $\mathbf{d} = (d_x, d_y, d_z)$ se trouve à une distance x devant un demi-espace, remplie de matière, une image de ce dipôle est formée (voir figure VII.1). Pour l'instant, le demi-espace est considéré comme infiniment conducteur et idéal, c'est à dire décrit par une permittivité diélectrique $\varepsilon_r(\omega) \rightarrow \infty$ à toutes les fréquences ω et une permittivité magnétique $\mu_r = 1$. Dans ce cas l'énergie d'interaction, $U(z)$ s'écrit :

$$U(z) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{[d^2 + d_x^2]}{16x^3} \quad (\text{VII.1})$$

Les atomes n'ont pas de dipôle permanent. Cependant, le dipôle peut fluctuer quantiquement en temps. Pour calculer cette interaction quantiquement, il faut introduire les opérateurs associés, notamment $\mathbf{D}(t)^2$ et $D_z(t)^2$. La valeur moyenne $\langle g|\mathbf{D}(t)|g \rangle$ de l'opérateur dipolaire \mathbf{D} pour un état $|g \rangle$ de parité définie est évidemment nulle pour un atome, mais la valeur moyenne $\langle g|\mathbf{D}(t)^2|g \rangle$, et a priori $\langle g|D_x(t)^2|g \rangle$ ne sont pas zéro. En conséquence, il existe une interaction $U(z)$ pour un atome devant une

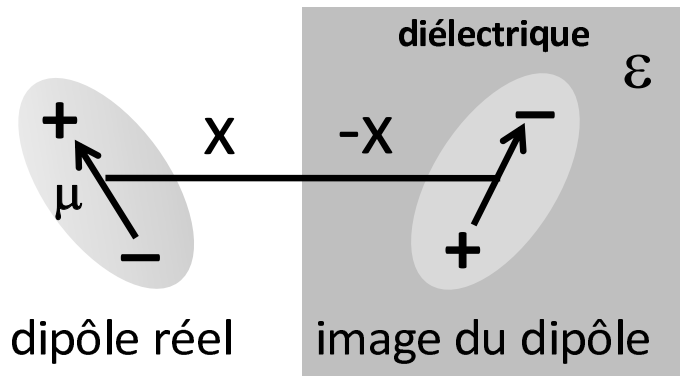


Figure VII.1: Une particule ayant un dipôle se trouve à une distance x devant une surface infiniment conductrice. Une image parfaite du dipôle est créée et une interaction entre le dipôle réel et l'image du dipôle s'établit.

surface. Cette interaction est de signe négatif, donc toujours attractive. Avec l'identité $\langle g|\mathbf{D}(t)^2|g \rangle = \sum_i \langle g|\mathbf{D}|i \rangle \langle i|\mathbf{D}|g \rangle$ (et une similaire pour D_z), l'équation VII.1 s'écrit :

$$U(x) = \langle g|\mathcal{U}(x)|g \rangle = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{[\sum_i |\langle g|\mathbf{D}|i \rangle|^2 + \sum_i |\langle g|D_x|i \rangle|^2]}{16x^3} \quad (\text{VII.2})$$

Les états $|g \rangle$, qui nous intéressent, sont de symétrie sphérique :

$$|\langle g|D_x|i \rangle|^2 = \frac{1}{3} |\langle g|\mathbf{D}|i \rangle|^2 \quad (\text{VII.3})$$

Il reste la somme sur toutes les transitions dipolaires virtuelles entre les états $|g \rangle$ et $|i \rangle \neq |i \rangle$.

$$U(x) = - \left[\frac{1}{48\pi\epsilon_0} \sum_{i \neq g} |\langle g|\mathbf{D}|i \rangle|^2 \right] \frac{1}{x^3} \quad (\text{VII.4})$$

Pour donner une idée des transitions dominantes pour le cas de l'atome de lithium, la transition dipolaire la plus forte est la transition $1s^2, 2s^1 S_{1/2} \rightarrow 1s^2, 2p^2 P$ à 671 nm (voir chapitre V.4, p. 91ff).

Pour une surface diélectrique, l'image du dipôle est modifiée et l'interaction doit être corrigée par un facteur $(\epsilon - 1)/(\epsilon + 1)$ avec ϵ la permittivité du diélectrique. Cette permittivité dépend de la fréquence du champ électromagnétique et cette dépendance doit être prise en considération pour la somme sur les transitions dipolaires. Dans la publication originale, Lifschitz donnait la formulation macroscopique de l'interaction van der Waals entre deux corps diélectriques [148]. Je utiliserai la formule de E. Zaremba et W. Kohn [152] pour l'interaction entre un atome polarisable et un demi-espace diélectrique. Cette formule contient une intégrale sur les fréquences imaginaires du produit de la polarisabilité atomique $\alpha(i\omega)$ par la fonction de réponse de la surface $g(i\omega)$:

$$C_3 = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \alpha(i\omega) g(i\omega) d\omega \quad (\text{VII.5})$$

où la fonction de réponse de la surface $g(i\omega)$ est liée à la permittivité électrique $\epsilon(i\omega)$ de la surface par :

$$g(i\omega) = \frac{\epsilon(i\omega) - 1}{\epsilon(i\omega) + 1} \quad (\text{VII.6})$$

Cette interaction est valable si les effets de retard sont négligeables. Pour expliquer l'effet de retard, il faut rappeler la nature du processus qui crée l'interaction. L'atome qui est dans son état fondamental peut émettre par une transition dipolaire électrique un photon virtuel correspondant à sa transition de résonance de pulsation ω_{res} et ce photon est réabsorbé par la surface. Ce photon est virtuel puisqu'il n'est pas possible de conserver l'énergie pendant que le photon est présent [153]. On peut négliger le temps $\Delta t = x/c$ de propagation du photon de l'atome à la surface si ce temps vérifie $\omega_{res}\Delta t \ll 1$ ce qui est équivalent à $x \ll \lambda_{res}/(2\pi)$ (avec $\lambda_{res} = (2\pi c)/\omega_{res}$ où ω_{res} est la pulsation de la transition de résonance). Dans ce cas, l'interaction peut être vue comme l'interaction électrostatique du dipôle de l'atome avec son image électrique instantanée dans le métal et l'interaction est donc en $1/x^3$.

Pour compléter cette section, je rappelle les expressions pour l'interaction atome-surface plus les distances plus grandes. Casimir et Polder ont dérivé une expression pour l'interaction Van der Waals retardé [147]. Cette interaction U_{CP} , appelée après ces auteurs, s'écrit pour une surface infiniment conducteur et idéale:

$$U_{CP}(x) \sim -\frac{C_4}{x^4} \text{ avec } C_4 = \frac{3}{8\pi} \hbar c \alpha(0) \quad (\text{VII.7})$$

avec c la vitesse de la lumière.

Jusqu'ici nous avons négligé les effets du rayonnement thermique. Ce rayonnement modifie l'interaction et cet effet devient important quand la distance atome–surface est comparable à la longueur d'onde dominante du rayonnement du corps noir à la température T de la surface [154]: $\lambda_{cn} = 2.23\hbar c/(k_B T)$, où k_B étant la constante de Boltzmann. Pour une température de $T=300$ K, cette distance vaut $17 \mu\text{m}$. J.F. Babb *et al.* [155] ont dérivé une expression pour ce potentiel fonction de la température. Pour $x \gg \lambda_{cn}$, le potentiel U_{therm} est donné par :

$$U_{therm}(x) = -\frac{k_b T}{4} \frac{\alpha(0)}{x^3} \quad (\text{VII.8})$$

Dans cette limite, l'interaction atome–surface dépend de nouveau aussi en x^3 comme dans le régime de Van der Waals. Ces expressions donnent les potentiels asymptotiques pour une surface idéale. Des généralisations pour des surfaces réelles et des expressions valables pour des larges gammes de distances se trouvent dans la littérature [155, 156]. Antezza *et al.* ont aussi traité le cas où le rayonnement incident est à une température différente de celle de la surface [156].

Les expériences décrites dans ce chapitre utilisent toutes des réseaux avec des fentes de largeur w nanométrique, typiquement $w \approx 50$ nm. Quand un atome passe à travers un tel réseau, il sonde l'interaction atome–surface sur une gamme de distances inférieures à $w/2 \approx 25$ nm, car l'interaction avec la surface la plus proche est rapidement dominante. Pour le lithium comme pour tous les alcalins, la distance de transition vers le régime de Casimir–Polder, se trouve autour de $d \approx 100$ nm. L'effet du rayonnement thermique apparaît pour des distances beaucoup plus grandes puisque, pour la température ordinaire, $T \approx 300$, K, la longueur d'onde dominante du rayonnement thermique est donnée par $\lambda_{cn} \approx 17 \mu\text{m}$. Donc dans toutes ces expériences, l'interaction est bien dans le régime de Van Der Waals.

Cette approximation a aussi été utilisée pour l'interaction de gaz rares avec des réseaux [149] et on peut remarquer qu'elle est beaucoup moins bien justifiée dans ce cas. C'est tout particulièrement vrai pour l'hélium dont la longueur d'onde de résonance vaut $\lambda_{res} = 58.4$ nm et on s'attendrait donc à une transition entre les régimes Van Der Waals et Casimir–Polder vers $d = 10$ nm.

VII.2 Expériences testant l'interaction atome–surface avec des réseaux nanométriques

VII.2.1 Les réseaux nanométriques utilisés

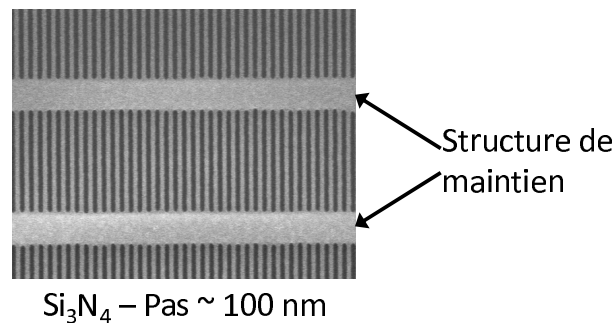


Figure VII.2: Image par microscopie électronique du réseau utilisé dans notre expérience. Ce réseau a un pas égal à 100 nm et il est formé de fentes de $w = 53 \pm 1$ nm percées dans une membrane de nitrure de silicium SiN_x d'épaisseur $L = 110 \pm 5$ nm. Ces fentes apparaissent en noir sur la figure. La surface gravée est considérable 1 mm (hauteur) \times 6 mm (largeur). Des structures de maintien sont nécessaires: ce sont des barres de 0.5 μ m de large, séparées de 1 μ m, dans la direction perpendiculaire aux fentes.

Plusieurs expériences ont été accomplies avec des réseaux nanométriques. Le nanoréseau que nous avons utilisé et qui est un modèle typique est montré sur la figure VII.2. Il a été fabriqué par Tim Savas au MIT pour l'équipe de Alexander Cronin à l'université de Tucson [157,58,158,53]. Ce réseau a été fabriqué dans une membrane de nitrure de silicium SiN_x d'épaisseur $L = (110 \pm 5)$ nm, par des méthodes de lithographie [159]. Ce nanoréseau contient une structure périodique de fentes d'une largeur $w = 53 \pm 1$ nm avec une périodicité de $d = (100 \pm 0.1)$ nm. La structure des barres de maintien est également périodique, la séparation de ces barres est de 1 μ m.

Deux types d'expériences ont été réalisés. Un premier type d'expérience consiste à enregistrer la figure de diffraction d'un jet atomique par un nanoréseau et à analyser les intensités relatives de diffraction dans les différents ordres observés. Un deuxième type d'expérience consiste à introduire le réseau sur un des bras d'un interféromètre atomique et à mesurer l'effet du réseau sur le signal de l'interféromètre, ce qui permet de mesurer l'amplitude complexe de l'ordre zéro de diffraction. Notre expérience fait partie de ce deuxième type et une seule expérience analogue avait été faite avant la nôtre, par l'équipe de A. Cronin en 2005 [158].

VII.2.2 Expériences de diffraction d'un jet atomique par un nanoréseau: équipe de J. P. Toennies

En 1994, l'équipe de J.P. Toennies à Göttingen [10]) a montré que la diffraction d'un jet supersonique par un nanoréseau permettait une sélection en masse non-destructive des diverses espèces présentes dans le jet: toutes les espèces allant sensiblement à la même vitesse, la longueur d'onde de Broglie est inversement

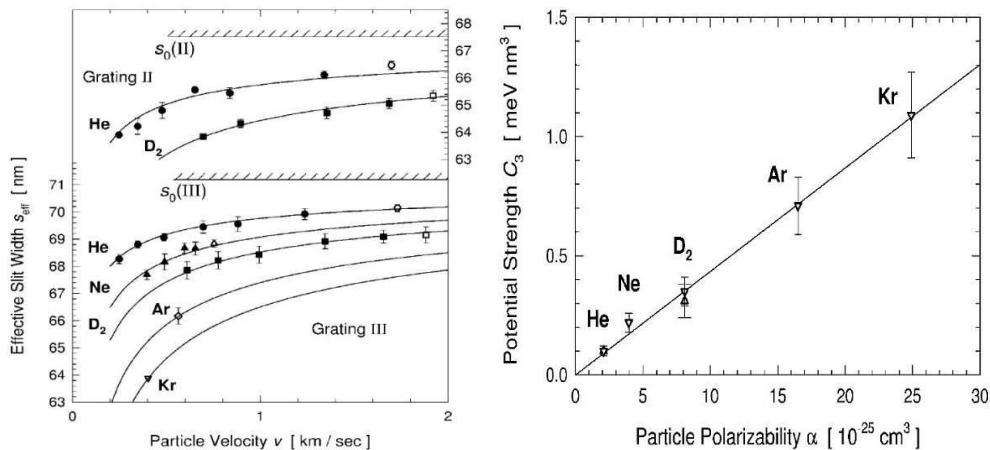


Figure VII.3: *Partie gauche: Largeur effective de fente mesurée pour quatre gaz rares et pour D₂, avec deux réseaux différents, en fonction de la vitesse du jet atomique. Partie droite: la valeur du coefficient C₃ déduit de l'analyse de la largeur effective en fonction de la vitesse est tracée en fonction de la polarisabilité de l'atome ou de la molécule, montrant que la loi semi-empirique C₃ ∝ α [160] est bien vérifiée pour les gaz rares et D₂.*

proportionnelle à la masse et l'angle de diffraction est lui aussi inversement proportionnel à la masse. Il a mis à profit cet outil en particulier pour étudier les petits agrégats formés d'atomes d'hélium ⁴He et ³He.

En 1999, cette même équipe [149] a mesuré les intensités relatives des divers ordres de diffraction pour un jet atomique de gaz rares et de D₂. Le dispositif expérimental est constitué d'un jet supersonique dont la source est température variable pour faire varier la vitesse du jet. Ce jet est très fortement collimaté avant de traverser à l'incidence normale un nanoréseau de pas de 100 nm. Un détecteur tournant autour de la position du réseau permet d'enregistrer les intensités des divers ordres de diffraction avec une résolution angulaire de 70 μrad (FWHM). Ce détecteur utilise l'ionisation par impact d'électrons et il inclut un spectromètre de masse. L'équipe a enregistré ainsi les intensités de diffraction jusqu'à l'ordre 7 pour l'hélium et plusieurs vitesses du jet. Des expériences moins complètes ont été réalisées avec le néon, l'argon, le krypton et le deutérium moléculaire.

Lorsque les atomes passent à travers le nanoréseau, ils subissent l'interaction Van der Waals avec la surface des côtés de la fente et accumulent une phase fonction de la distance à ces deux surfaces. Cette phase modifie les amplitudes des différents ordres de diffraction. On peut comprendre ces modifications en remarquant que, l'interaction étant attractive, chaque fente est l'équivalent d'une petite lentille cylindrique divergente. Une modélisation détaillée de cette expérience a été réalisée [149] et elle permet de très bien expliquer les résultats expérimentaux. Cette équipe a introduit une largeur effective des fentes du réseau, ce qui représente une partie importante de l'influence de l'interaction atome-surface sur la diffraction. La figure VII.3 trace cette largeur effective pour deux réseaux et plusieurs gaz en fonction de la vitesse atomique. Plus la vitesse est faible, plus l'interaction de Van der Waals joue un rôle important et plus la largeur effective de fente est réduite. Nous reproduisons sur la figure VII.3 le coefficient C₃ du potentiel de Van der Waals déduit de leurs mesures en fonction de la polarisabilité électrique statique α de l'atome ou de la molécule: la dépendance linéaire est bien vérifiée et cette dépendance est une loi semi-empirique qui a été proposée dans l'article de revue de H. Hoinkes en 1980 [160].

Un peu après ce travail, cette même équipe a observé la diffraction des atomes métastables d'hélium et de néon par des nanoréseaux [161] et ils ont aussi déduit de leurs mesures le coefficient le coefficient

C_3 du potentiel de Van der Waals. Le rapport C_3/α est beaucoup plus faible pour ces atomes métastables qui sont beaucoup plus polarisables que les gaz rares et ce résultat est bien expliqué par la théorie.

VII.2.3 Expériences de diffraction d'un jet atomique par un nanoréseau: équipe de A. Cronin

L'équipe de A. Cronin à Tuscon (Arizona, Etats-Unis) a utilisé un arrangement expérimental comparable avec un jet atomique de sodium [158]. En effectuant une série de mesures en fonction de la vitesse des atomes et en mesurant les intensités relatives des ordres 0 à 5, puis en les comparant à la théorie, cette équipe a obtenu une mesure du coefficient $C_3 = (2.7 \pm 0.8) \text{ meV nm}^3$ pour sodium-SiN_x. L'incertitude de mesure est égale à 29%.

J. Perreault et A. Cronin [58] ont réalisé ensuite une expérience d'interférométrie atomique en introduisant un nanoréseau sur un des bras de leur interféromètre atomique utilisant l'atome de sodium. Dans cet interféromètre de Mach-Zehnder, la diffraction des faisceaux atomiques utilise des nanoréseaux, tout à fait analogues à celui qui va servir d'objet d'étude et un schéma simplifié du montage expérimental est représenté sur la figure VII.4. Pour permettre à un des deux faisceaux atomiques de traverser le réseau sans perturbation, une fenêtre a été découpée dans le réseau. Pour l'autre faisceau, les deux structures périodiques créent des faisceaux diffractés dans deux directions différentes. L'angle de diffraction au premier ordre est égal à $536 \mu\text{rad}$ (réseau de période 100 nm) et à $36 \mu\text{rad}$ (réseau des barres de soutien de période $1.5 \mu\text{m}$) pour le sodium à une vitesse $v = 1000 \text{ m/s}$. On peut vérifier que ces faisceaux diffractés par le réseau contribuent à des signaux parasites mais qu'ils ne contribuent pas au signal de franges d'interférence car leurs chemins optiques sont trop différents des faisceaux normaux de l'interféromètre (si une petite contribution existait cependant, elle serait complètement moyennée par la dispersion de vitesse du jet atomique).

Seul le faisceau direct, c'est à dire correspondant à l'ordre de diffraction zéro dans les deux directions, contribue aux franges atomiques. Son amplitude de diffraction a une phase non nulle qui est due à l'interaction atome-surface. Cette phase apparaît directement comme un déphasage entre les franges enregistrées avec et sans réseau sur un des bras. Cette mesure a été faite pour plusieurs vitesses du jet atomique de sodium. La figure VII.4 présente leurs résultats de mesure et les points expérimentaux mon-

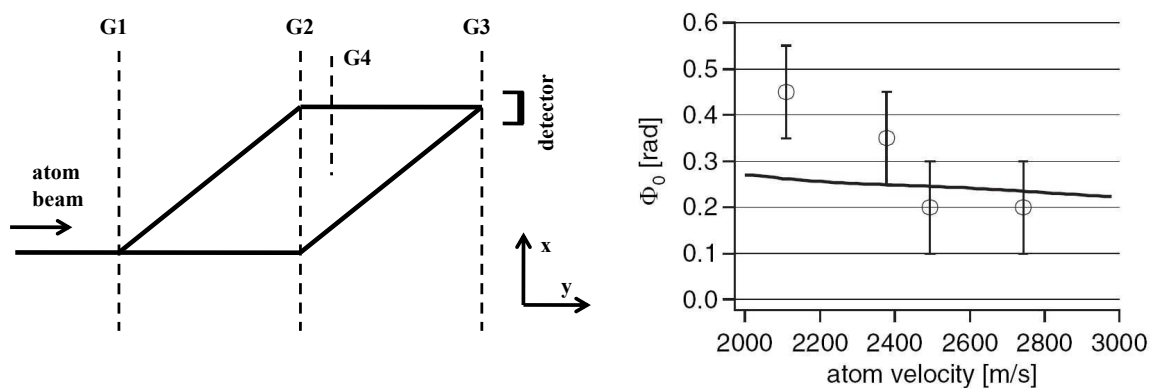


Figure VII.4: *Partie gauche de la figure : le schéma de l'expérience de A. Cronin et J.D. Perreault [58]. Partie droite de la figure : Le déphasage mesuré, égal à la phase de l'amplitude de l'ordre zéro de diffraction, est tracé en fonction de la vitesse moyenne du faisceau de sodium. Les points sont expérimentaux et la courbe est le résultat du calcul.*

tent une décroissance du déphasage avec la vitesse atomique. Le déphasage prévu par la théorie est calculé avec une valeur du coefficient C_3 atome-surface $C_3 = 3 \text{ meV} \cdot \text{nm}^3$ et le résultat du calcul décroît beaucoup plus lentement avec la vitesse atomique que ce que semble indiquer l'expérience. La théorie et l'expérience sont en accord raisonnable avec les mesures car la barre d'erreur de ces mesures, égale à ± 0.1 radians, est forte. Elle est due, en particulier, aux problèmes de vibrations des trois réseaux formant l'interféromètre.

Cette mesure nous a semblé très intéressante et nous avons souhaité tenter une expérience analogue avec notre interféromètre atomique qui permet des mesures beaucoup plus précises, grâce à sa très bonne stabilité mécanique. Nous avons réalisé cette expérience en collaboration avec l'équipe d'A. Cronin et ce travail est décrit dans la partie suivante.

Après ce travail, l'équipe de A. Cronin a effectué plusieurs autres mesures sur la diffraction atomique par des réseaux [53, 162]. Par exemple, dans certaines expériences de diffraction, le réseau a été utilisé à une série d'angles d'incidence. Ces travaux ne seront pas décrits ici, faute de place.

VII.3 Notre mesure d'interaction atome-surface par interférométrie atomique

VII.3.1 Dispositif expérimental

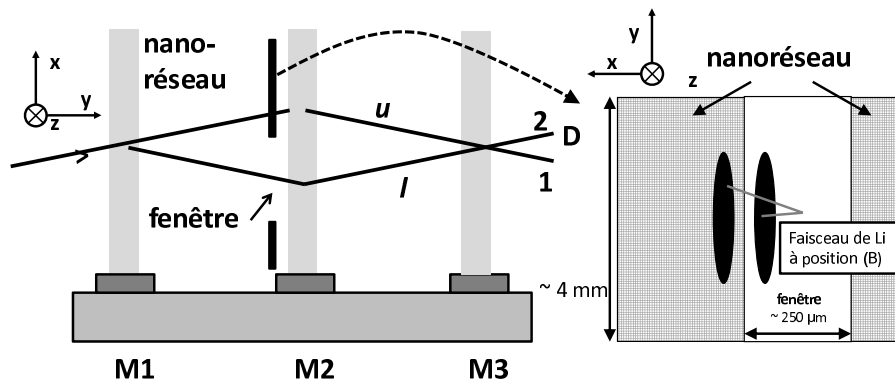


Figure VII.5: Notre dispositif expérimental pour la mesure de l'interaction atome-surface. Nous utilisons notre interféromètre atomique de Mach-Zehnder avec diffraction des atomes dans le régime de Bragg sur des ondes stationnaires laser formées sur les trois miroirs M_1 , M_2 et M_3 . Le nanoréseau, qui est percé d'une fenêtre large de $250 \mu\text{m}$ est introduit dans l'interféromètre, juste avant la deuxième onde stationnaire, là où les faisceaux atomiques notés "u" et "l" ont l'écart spatial maximum. En tradant le réseau dans la direction x , on peut étudier successivement les cinq configurations A,B,C,D et E décrites dans le texte.

Nous avons réalisé cette expérience en collaboration avec l'équipe d'A. Cronin, qui nous a prêté le nanoréseau qu'elle avait utilisé pour ses mesures de déphasage avec son interféromètre à sodium [58]. Depuis cette expérience, deux modifications du nanoréseau ont été faites : la fenêtre a été agrandie à sa valeur actuelle de $250 \mu\text{m}$ pour permettre aux deux faisceaux atomiques de passer aisément dans la fenêtre et le nanoréseau a été recouvert d'une couche Au/Pd pour observations par microscopie électronique.

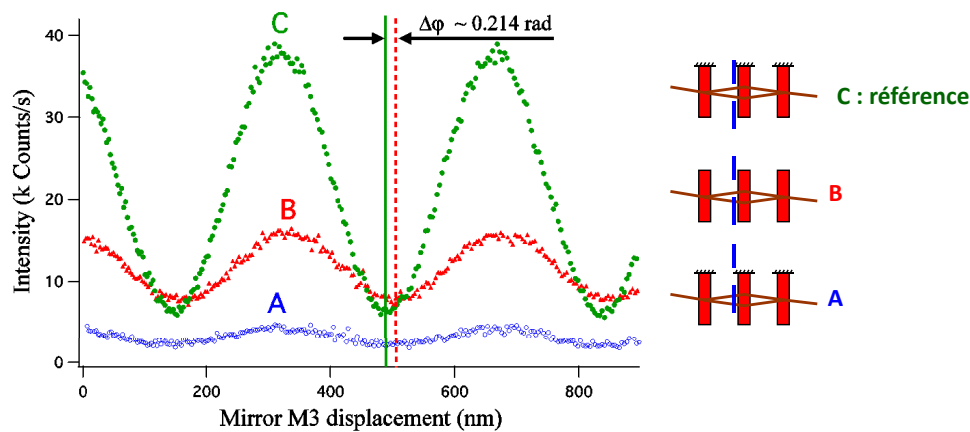


Figure VII.6: Les franges d'interférences pour diverses positions du nanoréseau : la position C représente la situation de référence avec les deux faisceaux traversant la fenêtre; dans la position B, un seul faisceau traverse le nanoréseau; dans la position A, les deux faisceaux traversent le nanoréseau. Le déphasage observé sur les franges quand on passe de la position C à la position B est égal au déphasage induit par la traversée du nanoréseau et il est égal à la phase de l'amplitude complexe de l'ordre zéro de diffraction.

Par rapport à l'expérience faite en 2005 par l'équipe de A. Cronin [58], une différence importante est que, grâce à la diffraction de Bragg, notre interféromètre à lithium ne contient que deux faisceaux cohérents qui contribuent aux franges d'interférences atomiques, ce qui simplifie l'analyse des signaux. Comme dans l'expérience de l'équipe de A. Cronin, le nanoréseau est orienté avec les fentes dans le plan de l'interféromètre et les faisceaux diffractés par le réseau de pas 100 nm ou par le réseau formé par les barres de support contribuent pas au signal parasite mais pas au signal d'interférences.

Le déroulement de l'expérience est le suivant: nous changeons la position du nanoréseau selon l'axe x_G et, pour chaque position du réseau, un système de franges est enregistré. A cause de la dérive de phase de l'interféromètre, nous utilisons une position de référence avec les deux faisceaux passant dans la fenêtre du nanoréseau, nous alternons un enregistrement à cette position de référence prise comme origine de x_G et un enregistrement à une position différente. Le déphasage de l'enregistrement fait pour cette position x_G du nanoréseau est calculé comme la différence de la phase de cet enregistrement et la moyenne des phases des deux enregistrements de référence avec $x_G = 0$ effectués juste avant et juste après.

- position (A): les deux faisceaux traversent le nanoréseau
- position (B): le faisceau noté "u" passe à travers la fenêtre, uniquement le faisceau "l" subit l'interaction
- position (C): notre référence: les deux faisceaux passent dans la fenêtre,
- position (D): seul faisceau noté "u" traverse le nanoréseau
- position (E): les deux faisceaux traversent le nanoréseau

VII.3.2 Signaux expérimentaux et leur interprétation

La figure VII.6 montre un exemple des franges d'interférences atomiques. Les franges enregistrées dans la position de référence C ont une visibilité maximale. Pour la position B (ou D), la visibilité est réduite

pour deux raisons:

- le faisceau direct transmis par le réseau a une amplitude réduite, ce qui déséquilibre l'interféromètre et ceci réduit un peu la visibilité des franges
- les faisceaux diffractés dans des ordres autres que l'ordre (0, 0) créent de signaux parasites sans porter de signal d'interférences et l'existence de ces faisceaux parasites réduit fortement la visibilité.

Pour la position A (ou E), les deux faisceaux qui interfèrent sont les faisceaux "u" et "l" transmis par le nanoréseau dans l'ordre (0,0), l'interféromètre est de nouveau équilibré et les franges doivent retrouver la phase observée dans la position C. En l'absence de faisceaux parasites (ce qui n'est pas une hypothèse réaliste), la visibilité devrait retrouver la valeur observée dans la position C. L'importance des faisceaux parasites est très grande, a priori différente dans les positions A et E et difficile à estimer. Une confirmation partielle se trouve sur la figure VII.7 avec la visibilité qui augmente légèrement en passant de la position B à la position A.

La figure VII.7 montre l'intensité moyenne, la visibilité et le déphasage mesurés en fonction de la position du nanoréseau x_G . Cette série d'expériences est faite avec un jet de lithium ensemencé dans l'argon avec une vitesse moyenne du jet de lithium égale à $v_{Li} = (1062 \pm 20)$ m/s. La réduction de l'intensité et celle de la visibilité ont été déjà discutées. Quand x_G vérifie $65 < |x_G| < 190 \mu\text{m}$ (position B ou D), un seul faisceau traverse le nanoréseau tandis que l'autre passe à travers la fenêtre et ne subit aucune interaction. Nous observons clairement deux plateaux pour les quantités I_0 , \mathcal{V} et le déphasage: ceci est possible grâce à la bonne séparation spatiale des faisceaux "u" et "l" et à l'absence presque totale de faisceaux parasites dans la diffraction de Bragg du premier ordre. Le fait que les intensités et les visibilités ne soient pas identiques pour les positions B et D s'explique par un léger déséquilibre des amplitudes des faisceaux "u" et "l" en l'absence du nanoréseau et par le fait que les intensités détectées des faisceaux parasites n'ont pas de raison d'être les mêmes selon que le réseau intercepte le faisceau "u" ou le faisceau "l". Pour les plateaux de phases, leurs amplitudes sont égales avec un signe opposé, comme prévu. Des mesures de ce type répétées de nombreuses fois nous ont permis de mesurer le déphasage dû à l'interaction avec le nanoréseau avec une très bonne précision.

Nous avons fait des séries de mesures analogues en faisant varier la vitesse du jet atomique grâce à des gaz porteurs différents, soit des gaz rares purs, soit des mélanges de gaz rares et nous avons pu étudier ainsi la gamme de vitesse moyenne du jet atomique allant de 700 à 3400 m/s. Quand on utilise la diffraction de Bragg d'ordre 1, la séparation spatiale des deux faisceaux atomiques décroît quand la vitesse augmente et, pour les vitesses supérieures à 2000 m/s, cette séparation est trop réduite pour permettre une expérience propre, avec l'observation de plateaux bien nets correspondant aux position B et D. Dans ce cas, nous avons utilisé une diffraction de Bragg d'ordre 2 pour faire fonctionner notre interféromètre et nous avons pu obtenir ainsi séparation spatiale des deux faisceaux suffisante. Cependant, la diffraction d'ordre 2 crée des faisceaux parasites supplémentaires et les mesures effectuées avec une vitesse moyenne du jet de lithium supérieure à 2000 m/s sont moins précises que les mesures effectuées en utilisant la diffraction au premier ordre.

La figure VII.8 montre le déphasage $\Delta\phi$ mesuré en fonction de la vitesse moyenne du jet atomique de lithium. Il est intéressant de comparer nos résultats à ceux de l'expérience de J. Perreault et A. Cronin (voir figure VII.4): nous avons étudié le déphasage sur une plus grande gamme de vitesse atomique et, pour les mesures effectuées en utilisant la diffraction de Bragg au premier ordre, la précision de nos mesures est sensiblement 30 fois meilleure, avec une incertitude de l'ordre de 3 mrad. Les résultats sont discutés dans la section suivante.

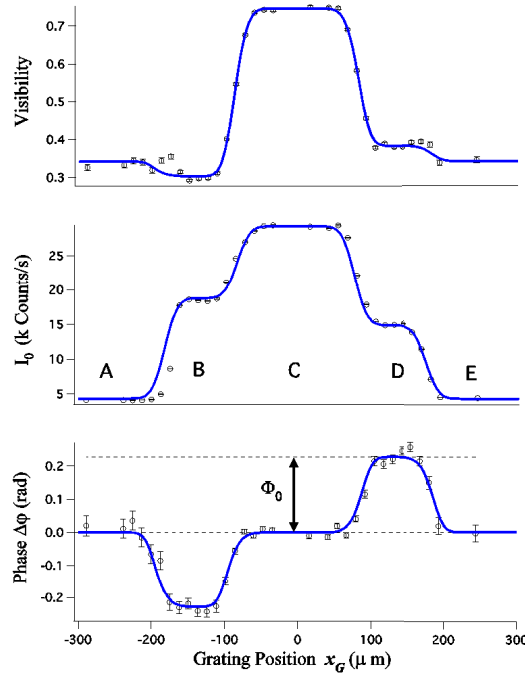


Figure VII.7: L'intensité moyenne I_0 , la visibilité \mathcal{V} et le déphasage mesurés en fonction de la position x_G du nanoréseau. Cette série d'expériences est faite avec un jet de lithium ensemencé dans l'argon avec une vitesse moyenne du jet de lithium égale à $v_{Li} = (1062 \pm 20)$ m/s. Quand le réseau se trouve dans la position C avec $x_G < 65 \mu\text{m}$, référence), la visibilité \mathcal{V} et l'intensité I_0 sont maximales. Quand $65 < |x_G| < 190 \mu\text{m}$ (position B ou D), un seul des deux faisceaux atomiques traverse le nanoréseau : la visibilité \mathcal{V} et l'intensité I_0 diminuent fortement par rapport à la position C et un déphasage apparaît, avec un signe différent selon la position B ou D. Pour $|x_G| > 190 \mu\text{m}$ (position A ou E), les deux faisceaux atomiques traversent le nanoréseau et le déphasage redevient nul tandis que l'intensité I_0 diminue encore.

VII.3.3 Calcul du déphasage induit par le nanoréseau

Sur la figure VII.8, les points expérimentaux sont très bien représentés par une loi $\Delta\phi \propto v^{-q}$ avec $q = 0.49$ (ligne grise en tirets). Ce résultat est tout à fait étonnant, car en général, si on excepte les phases dites "géométriques" du type Aharonov-Bohm [163] et Aharonov-Casher [119], les déphasages induits par une perturbation sont inversement proportionnels à la vitesse atomique et c'est bien le cas de notre mesure de la polarisabilité électrique du lithium décrite p.79 et suivantes (nous avons aussi rencontré une dépendance en v^{-2} quand nous avons appliqué un gradient de champ magnétique sur l'interféromètre mais cette dépendance en v^{-2} n'est qu'approximative). Nous allons expliquer ce résultat inattendu par un calcul analytique développé dans notre équipe à Toulouse et par une modélisation numérique faite par nos collaborateurs V. Lonij et A. Cronin de Tucson.

Nous allons calculer les amplitudes de diffraction par le nanoréseau, en utilisant les approximations faites par J. Perreault *et al.* [158]. Ces approximations consistent à considérer que l'interaction de Van

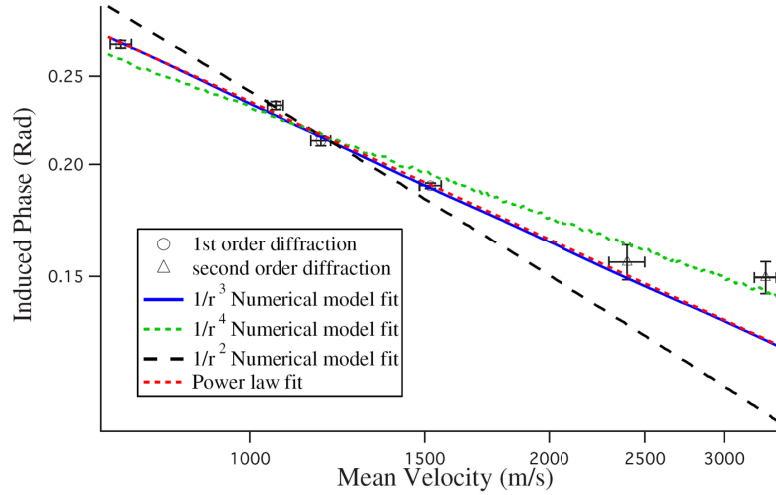


Figure VII.8: Le déphasage en fonction de la vitesse moyenne en échelles logarithmiques. Les cercles sont les mesures effectuées avec l'interféromètre à l'ordre 1, les triangles à l'ordre 2. Les lignes représentent les résultats des divers ajustements discutés dans le texte.

der Waals est nulle si l'atome n'est pas entre les plans d'entrée et de sortie du nanoréseau et que, quand l'atome est entre ces deux plans, il subit un potentiel d'interaction qui est la somme de ceux dus aux deux barres les plus proches, traitées comme des demi-espaces infinis. L'interaction entre atome-surface est donnée par :

$$V_{vdW}(\xi) = \frac{-C_3}{|w/2 - \xi|^3} + \frac{-C_3}{|w/2 + \xi|^3} \quad (\text{VII.9})$$

ξ est la distance de l'atome au centre du canal entre les deux barres et w est une fonction de z si l'angle α n'est pas nul. La figure VII.9 montre le potentiel vu par l'atome quand il est dans le nanoréseau. L'épaisseur des barres selon la direction de propagation z est petite ($L = (110 \pm 5)$ nm) et, en conséquence, le réseau peut être comme un masque de phase mince et, dans l'approximation Raman-Nath, la phase accumulée s'écrit :

$$\phi(\xi) = -\frac{1}{\hbar v} \int_0^L V_{vdW}(\xi, z; w, \alpha) dz \quad (\text{VII.10})$$

L'amplitude complexe A_n du faisceau diffracté d'ordre n est donnée par l'intégrale suivante :

$$A_n = \frac{1}{d} \int_{-w/2}^{+w/2} \exp \left[i \left(\phi(\xi) - \frac{2\pi n \xi}{d} \right) \right] d\xi \quad (\text{VII.11})$$

Pour mieux comprendre les contributions dominantes à l'amplitude A_0 , il faut s'intéresser à cette intégrale non pas entre les bornes $-w/2$ et $+w/2$ mais entre 0 et X (en effet pour $n = 0$, les contributions à l'intégrale des ξ négatifs sont égales à celle des ξ positifs). Nous notons $A_0(X)$ défini par :

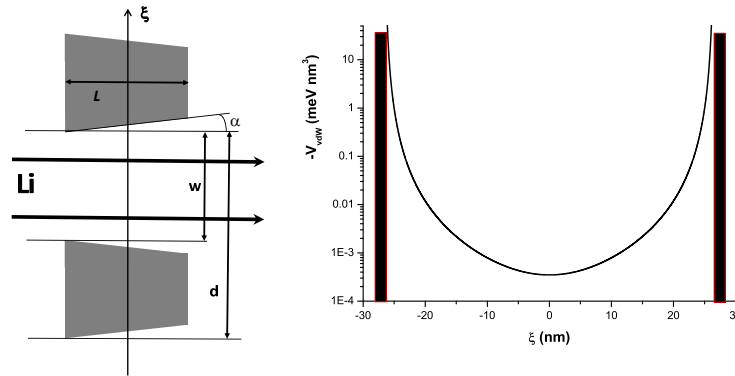


Figure VII.9: *Partie gauche de la figure : la structure des barres formant le nanoréseau est montrée avec une période $d = (100 \pm 0.1)$ nm, une ouverture $w = (53 \pm 1)$ nm, l'épaisseur $L = (110 \pm 5)$ nm et un angle $\alpha = 5^\circ$. Partie droite de la figure : le potentiel de Van der Waals vu par un atome quand il est entre deux barres du nanoréseau.*

$$A_0(X) = \frac{1}{d} \int_0^X \exp[i\phi(\xi)] d\xi \quad (\text{VII.12})$$

L'amplitude recherchée est $A_0 = 2A_0(w/2)$ et le déphasage que nous mesurons $\Delta\varphi$ est égal à la phase Φ_0 de cette amplitude donnée par :

$$\Phi_0 = \arctan \left(\frac{\int_0^{w/2} \sin[\phi(\xi)] d\xi}{\int_0^{w/2} \cos[\phi(\xi)] d\xi} \right) \quad (\text{VII.13})$$

La figure VII.10 montre la partie réelle et imaginaire de $A_0(X)$, obtenue par intégration numérique, ainsi que $\phi(x)$. Les résultats du calcul sont présentés pour deux vitesses atomiques $v_{Li} = 750$ m/s et 3500 m/s. On constate que la contribution dominante pour le déphasage Φ_0 vient de la région où le déphasage $\phi(x)$ est proche de 1 radians, ce qui correspond à $\xi \approx 10$ nm pour la vitesse atomique $v_{Li} = 750$ m/s et $\xi \approx 5$ nm pour la vitesse atomique $v_{Li} = 3500$ m/s. Ce résultat explique pourquoi le déphasage n'est pas inversement proportionnel à la vitesse atomique: en effet, la moyenne de l'interaction de Van der Waals n'est pas faite avec une pondération identique pour des vitesses différentes et la région sondée du potentiel dépend de la vitesse.

Sur la figure VII.8, le trait continu représente les résultats d'un calcul numérique basé sur ce modèle et prenant en compte la géométrie réelle du nanoréseau, notamment la section trapézoïdale des barres. L'équipe de A. Cronin a réussi récemment à caractériser avec précision cette géométrie grâce à une étude de diffraction par V. Lonij *et al.* [162]. Dans ce calcul, nous pouvons remplacer le potentiel en $-C_3/x^3$ par un potentiel plus général, de la forme $-C_p/x^p$ où C_p est un paramètre libre que l'on ajuste. Le χ^2 (figure VII.11) de l'ajustement en fonction de p présente un minimum très marqué autour de $p = 2.9 \pm 0.2$. Comme on s'y attendait pour les raisons théoriques exposées au début de chapitre, le potentiel atome-surface est bien proportionnel à $1/x^3$ et nos mesures de déphasage excluent clairement la possibilité que le potentiel atome surface soit en $1/x^2$ ou en $1/x^4$: les meilleurs ajustements correspondant à ces deux valeurs de l'exposant p sont tracés sur la figure VII.8. Le meilleur ajustement avec $p = 3$ donne pour le coefficient C_3 du potentiel Van der Waals la valeur $C_3 = (3.25 \pm 0.2)$ meV.nm³ et l'ajustement est en très bon accord avec nos points expérimentaux. Le point expérimental correspondant à $v_{Li} = 3300$ m/s n'a pas été inclus dans l'ajustement et il est impossible de le représenter sans une forte modification

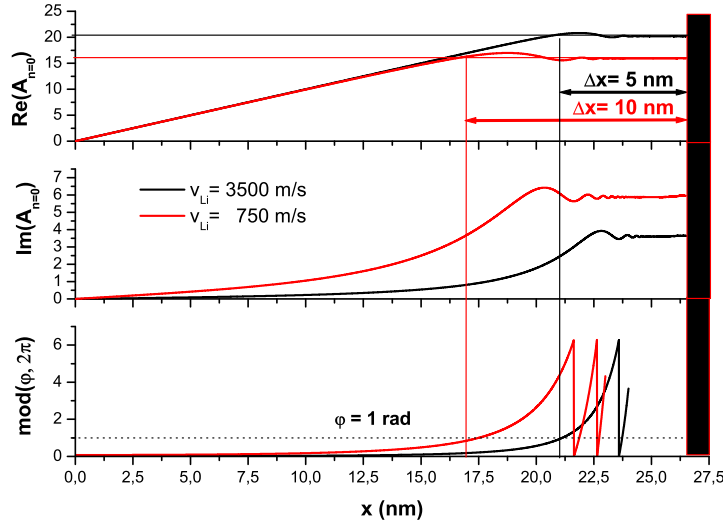


Figure VII.10: Le graphe du bas présente la fonction $\phi(x)$ donnée par l'équation VII.12 pour deux valeurs de la vitesse atomique égale à 750 et 3500 m/s. L'intégrale $A_0(X)$ de diffraction est tracée en fonction de la borne supérieure X : le graphe du haut présente la partie réelle de l'intégrale $Re(A_0(X))$ et le graphe du milieu la partie imaginaire $Im(A_0(X))$.

du coefficient C_3 ou des paramètres géométriques du nanoréseau. Pour ce point, nous ne pouvons pas exclure des problèmes expérimentaux liés à l'utilisation du deuxième ordre de diffraction et aux faibles séparations des faisceaux atomiques "u" et "l".

En plus du modèle numérique utilisé pour les ajustements tracés sur la figure VII.8, nous avons fait un calcul analytique, moyennant quelques approximations supplémentaires. Nous supposons que les barres du réseau ont une section rectangulaire (c'est à dire que l'angle α est nul). De plus, dans l'équation VII.9, nous négligeons la contribution de la paroi la plus éloignée. Donc, en supposant $\xi > 0$, le déphasage $\phi(\xi)$ est donné par :

$$\phi(\xi) = \frac{C_3}{\hbar v [(w/2) - \xi]^3} \quad (\text{VII.14})$$

En introduisant ϕ comme nouvelle variable, l'équation VII.13 s'écrit:

$$\Phi_0 \approx \frac{\int_A^\infty \sin[\phi] \phi^{-4/3} d\phi}{\int_A^\infty \cos[\phi] \phi^{-4/3} d\phi} \quad (\text{VII.15})$$

avec $A^3 = \phi(0) = 8C_3L / (\hbar v w^3)$. Le calcul exact ne semble pas faisable analytiquement mais nous avons effectué un développement limité au premier ordre en A qui est donné par :

$$\Phi_0(v) \approx \frac{\Gamma(2/3)A}{2 - \sqrt{3}\Gamma(2/3)A} \approx \frac{1.35 \left(\frac{C_3L}{\hbar v}\right)^{1/3}}{w - 2.35 \left(\frac{C_3L}{\hbar v}\right)^{1/3}} \quad (\text{VII.16})$$

Cette équation montre bien que le déphasage n'est pas en $1/v$ mais la dépendance est plus compliquée. Un moyen d'analyse de cette dépendance est d'approximer $\Phi_0(v)$ (éq. VII.16) par une fonction $\Phi_0(v) \propto v^q$

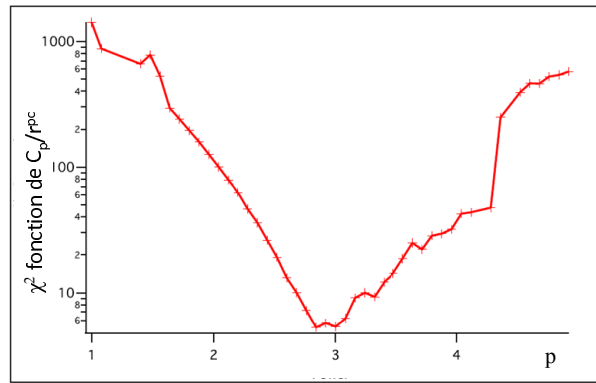


Figure VII.11: χ^2 de l'ajustement du paramètre p de la fonction C_p/x^p aux données expérimentales. χ^2 est tracé en fonction du p . Le meilleur ajustement est pour $p = 2.9 \pm 0.2$.

et de calculer q grâce à la dérivée logarithmique. Nous obtenons :

$$q = -\frac{w}{3(w - 2.35r_1)} \quad \text{avec} \quad r_1 = \left[\frac{C_3 L}{\hbar v} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (\text{VII.17})$$

Pour $r_1 = 7$ nm, ce qui correspond à une vitesse de $v = 1600$ m/s, q = vaut -0.48.

VII.3.4 Valeur du coefficient C_3 de l'interaction de Van der Waals atome de lithium- surface de SiN_x

Nous allons comparer la valeur expérimentale du coefficient C_3 de l'interaction Van der Waals avec une prédiction théorique. Le point de départ est la formule donnant C_3 établie par E. Zaremba et W. Kohn [152] pour C_3 (équation VII.5, p. 117).

Nous avons calculé la valeur de C_3 pour la surface du nitrure de silicium stoechiométrique Si_3N_4 et pour celle d'une membrane de SiN_x fabriqué par LPCVD (Low-Pressure-Chemical-Vapor-Deposition). Nous avons négligé une possible influence de la couche fine de Au/Pd. Les détails de ce calcul sont donnés dans notre publication [164]. Pour décrire la permittivité électrique $\varepsilon(i\omega)$, nous avons utilisé la formule de Tauc-Lorentz introduite par Jellison et Modine [165] pour représenter l'indice de réfraction (parties réelle et imaginaire) pour le nitrure de silicium stoechiométrique Si_3N_4 et cette représentation est très bonne. Cette même formule avait été utilisée pour représenter l'indice de réfraction pour des membranes de SiN_x utilisées pour faire des nanoréseaux [161]. Pour la polarisabilité atomique du lithium, nous avons utilisé une formule avec un ou deux oscillateurs ; cette dernière formule est plus réaliste car la transition de résonance a une force d'oscillateur nettement inférieure à 1 et les contributions à plus haute fréquences ne sont pas négligeables. Pour vérifier notre approche, nous avons fait des calculs pour des gaz rares et D_2 et les calculs utilisant les données pour SiN_x sont en très bon accord avec les valeurs expérimentales de R.E. Grisenti *et al.* [149]. En utilisant une formule à deux oscillateurs pour la polarisabilité atomique du lithium, nous obtenons

$$\begin{aligned} C_3 &= 3.10 \text{ meV.nm}^3 \text{ pour } Li - \text{Si}_3\text{N}_4 \\ C_3 &= 2.95 \text{ meV.nm}^3 \text{ pour } Li - \text{SiN}_x \\ C_3 &= (3.25 \pm 0.2) \text{ meV.nm}^3 \text{ (notre expérience)} \end{aligned}$$

L'accord nous semble très satisfaisant et nous pensons que la différence peut être due à la fine couche de AuPd (1 nm environ) qui recouvre le réseau et dont on s'attend à ce qu'elle augmente la valeur du coefficient C_3 .

VII.4 Sensibilité de notre expérience à de possibles violations de la gravitation Newtonienne

Nous allons exploiter la sensibilité remarquable de notre interféromètre aux forces atome-surface pour tester la validité de la loi de Newton de la gravitation. En particulier, pour des distances de l'ordre de quelques nanomètres, notre expérience donne des résultats comparables avec des mesures de type Van der Waals.

Habituellement, les possibles modification de la loi de Newton en $1/r$ sont prises en compte en ajoutant un terme supplémentaire dans l'énergie d'interaction gravitationnelle entre deux particules de masse m_1 et m_2 . Ce terme supplémentaire est de type Yukawa avec une portée λ_G et une amplitude α_G :

$$U_{grav} = -\frac{Gm_1m_2}{r} \left[1 + \alpha_G \exp\left(-\frac{r}{\lambda_G}\right) \right] \quad (\text{VII.18})$$

G est la constante de la gravitation universelle; α_G est sans dimension (nous notons ici α_G ce que la littérature note α pour éviter toute confusion avec la polarisabilité atomique). Nous n'essayerons pas d'expliquer ici les motivations théoriques qui justifient cette forme de modifications ni les raisons qui poussent à penser que la loi de Newton pourrait ne pas être valable aux petites (ou aux très grandes) distances.

Le principe de la mesure consiste à faire un ajustement des déphasages mesurés en fonction de la vitesse atomique en prenant en considération l'interaction Van der Waals et l'interaction gravitationnelle. Nous détaillons le principe plus loin.

Nous considérons ici le cas où la portée λ_G est petite devant l'épaisseur $L = 110 \pm 5$ nm du nanoréseau, donc λ_G doit être inférieure à quelques dizaines de nanomètres. On considère seulement le potentiel dû au terme supplémentaire car le potentiel gravitationnel est beaucoup trop petit pour être détectable. Pour un atome à une distance x d'une plaque plane d'épaisseur e supposée infinie dans les deux directions, le potentiel est donné par des intégrales simples et analytiques et ce potentiel est une bonne approximation du potentiel réel vu par l'atome quand il passe entre les barres du nanoréseau. Avec ces approximations, le potentiel vu par l'atome se calcule analytiquement et il vaut :

$$\begin{aligned} \Delta U_{grav}(x) &= 2\pi Gm\rho\alpha_G\lambda_G^2 \left[\exp\left(-\frac{x}{\lambda_G}\right) - \exp\left(-\frac{x+e}{\lambda_G}\right) \right] \\ &\approx 2\pi Gm\rho\alpha_G\lambda_G^2 \exp\left(-\frac{x}{\lambda_G}\right) \end{aligned} \quad (\text{VII.19})$$

ρ la densité du matériau qui constitue la plaque et m la masse de l'atome. Le résultat approximatif de la deuxième ligne correspond au cas où la portée λ_G est petite devant l'épaisseur e de la plaque.

Avec ce résultat, nous pouvons calculer le déphasage induit par une éventuelle modification de loi de Newton et sa dépendance avec la vitesse de l'atome. Nous avons considéré trois valeurs de λ_G ($\lambda_G = 1, 2, 10$ nm) et nous avons calculé χ^2 en fonction de C_3 et de la vitesse atomique. La figure VII.12 montre χ^2 en fonction de C_3 pour trois valeurs de α_G ($\alpha_G = 10^{25}, 10^{26}, 10^{27}$) et pour $\lambda_G = 2$ nm.

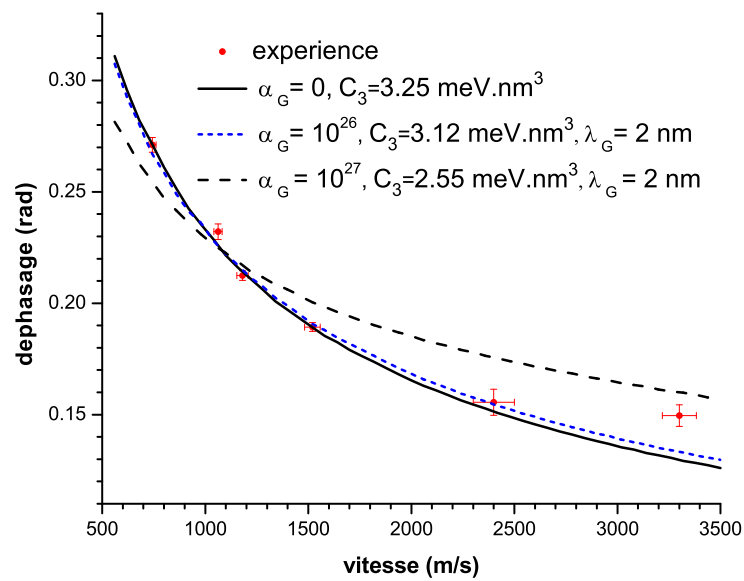
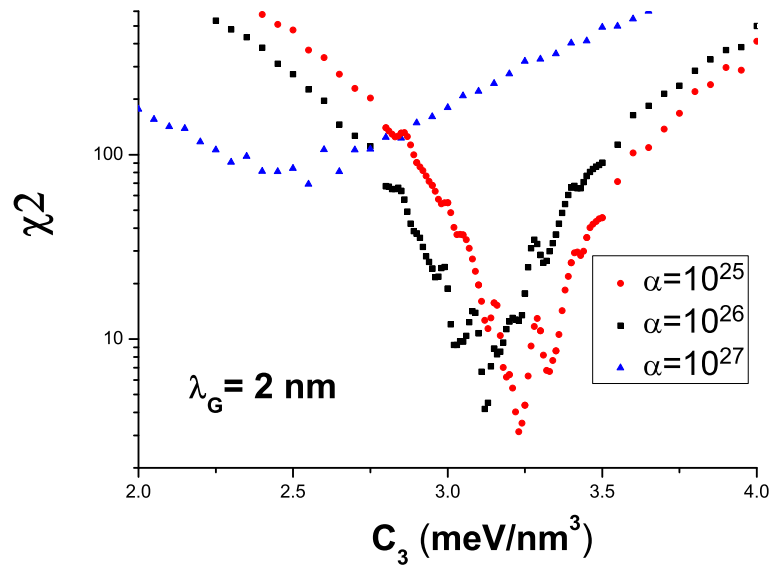


Figure VII.12: gauche : χ^2 en fonction de C_3 pour trois valeurs de α_G .

droite: Le déphasage induit est tracé en fonction de la vitesse atomique. Pour $\alpha_G = 10^{27}$ et $\lambda_G = 2 \text{ nm}$, le déphasage théorique (courbe en tiret) ne reproduit pas les valeurs expérimentales.

Pour $\alpha_G = 10^{25}$, la contribution de la partie gravitationnelle non-Newtonienne est négligeable et le meilleur ajustement de nos données est établi pour $C_3 = 3.23 \text{ meV} \cdot \text{nm}^3$ ($\chi^2 = 3.1$). Pour $\alpha_G = 10^{26}$, le plus petit χ^2 est donné pour $C_3 = 3.12 \text{ meV} \cdot \text{nm}^3$. Cette valeur de C_3 est encore acceptable, car la valeur de C_3 n'est pas très bien connue. Cependant, la valeur plus élevée du minimum de χ^2 ($\chi^2 = 4.2$) prouve que l'ajustement est moins bon. Pour $\alpha_G = 10^{27}$, χ^2 est minimal pour $C_3 = 2.55 \text{ meV} \cdot \text{nm}^3$. Cette valeur est clairement trop faible et χ^2 est très élevé : $\chi^2 = 69.0$. La partie droite de la figure VII.12 montre le déphasage induit par les deux potentiels en fonction de la vitesse atomique. La dispersion en vitesse de cette phase pour ($\alpha_G = 2 \text{ nm}$, $\alpha_G = 10^{27}$) ne reproduit pas nos résultats comme montre la valeur élevée de χ^2 . Nous pouvons conclure que pour $\lambda_G = 2 \text{ nm}$, α_G doit être inférieur à 10^{26} et une contrainte similaire est trouvée pour α_G négatif.

Finalement nous pouvons donner des contraintes suivantes:

$$\begin{aligned} \lambda_G = 1 \text{ nm} & : |\alpha_G| < 10^{28} \\ \lambda_G = 2 \text{ nm} & : |\alpha_G| < 10^{26} \\ \lambda_G = 10 \text{ nm} & : |\alpha_G| < 10^{23} \end{aligned} \quad (\text{VII.20})$$

Ces résultats sont ainsi repartis sur la figure VII.13 tirée de l'article de H. Abele [166]. Cette figure montre comment nos valeurs se comparent avec celles de la littérature. Sur ce graphe, des lignes excluent chacune une zone dans le plan (α_G, λ_G). Nous restreignons la discussion à la zone de $10^{-10} \text{ m} < \lambda < 10^{-8} \text{ m}$.

Quatre courbes permettent de contraindre les valeurs de (α_G, λ_G). La ligne "vdW" vient des expériences de type Van der Waals [167, 168]. La ligne "Ederth" des mesures est dérivée des mesures de la force de van der Waals entre deux cylindres macroscopiques [169, 170]. Les valeurs de contraintes dérivées par notre expérience (cercles ronds) sont comparables et confirment les contraintes expérimentales de la littérature. Les lignes "neutron (a)" et "neutron (b)" viennent des données de l'optique neutronique et de diffusion neutron-noyau [171]. Ces valeurs constituent les limites les plus restrictives pour cette gamme de portée (nanomètre).

Ce résultat n'est pas étonnant, car la polarisabilité des neutrons, donc la réponse à un champ électrique, est de plusieurs ordres de grandeur plus petites que les corps macroscopiques ou celle des atomes utilisés dans les autres expériences. En effet, la polarisabilité du neutron d'environ 10^{-48} m^3 [166], ce qui est très petit par rapport à la polarisabilité de ${}^7\text{Li}$: $\alpha = 2.43 \times 10^{-29} \text{ m}^3$. Cette très faible réponse à un champ électrique implique une très faible interaction Van der Waals. On pourrait envisager de remplacer le lithium par un atome plus lourd et moins polarisable (pour réduire le coefficient C_3), sans pouvoir atteindre la valeur de la polarisabilité du neutron.

Un candidat est le xénon, qui est l'atome le plus lourd parmi les atomes de gaz rare non radioactifs. Le rapport entre sa masse et sa polarisabilité est de $33 \times 10^{30} \text{ u.m.a./m}^3$, ce qui constitue une valeur de deux ordres de grandeurs plus grande que celui pour ${}^7\text{Li}$: $0.3 \times 10^{30} \text{ u.m.a./m}^3$. Cependant, à l'heure actuelle, la seule façon de diffracter des atomes de xénon est par l'utilisation des nanoréseaux. Avec des nanoréseaux de période de 100 nm, actuellement disponible, uniquement de faibles angles de diffraction sont réalisables ($60 \mu\text{rad}$ pour $v_{Xe} = 500 \text{ m/s}$), ce qui restreint la séparation spatiale des deux bras de l'interféromètre. Actuellement, l'utilisation des neutrons semble plus favorable à des mesures de la violation de la loi de gravitation Newtonienne pour des distances nanométriques.

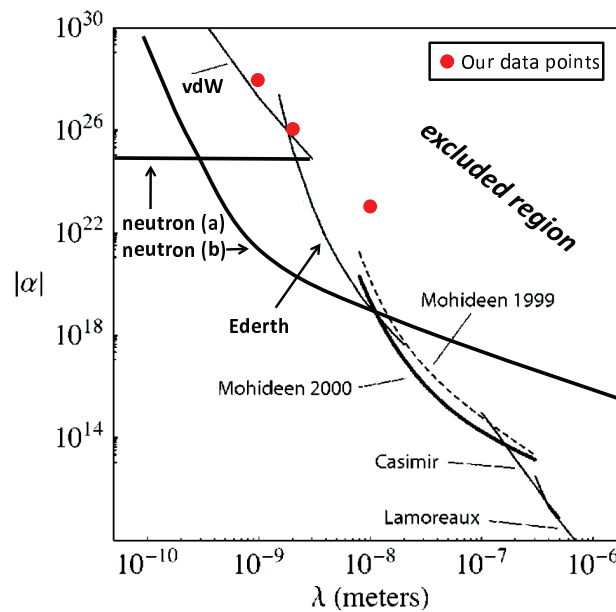


Figure VII.13: Valeurs de (α_G, λ_G) exclues par des expériences (Figure après H. Abele [166]). La ligne "vdW" vient des expériences de type Van der Waals [167, 168]. La ligne "Ederth" des mesures est dérivée des mesures de la force de van der Waals entre deux cylindres macroscopiques [169, 170]. Les valeurs de contraintes dérivées par notre expérience sont compétitives, mais ne constituent pas une avancée. Les lignes "neutron (a)" et "neutron (b)" viennent des données de l'optique neutronique et de diffusion neutron noyau [171]. Ces valeurs constituent les limites les plus restrictives pour cette gamme de portée λ .

VII.5 Conclusion

Nous avons effectué une mesure par interférométrie atomique de l'interaction à longue distance entre l'atome de lithium et une surface de nitrure de silicium. Pour réaliser cette mesure, un nanoréseau a été introduit sur un des faisceaux atomiques se propageant dans notre interféromètre et nous avons mesuré le déphasage des franges d'interférences. Ce déphasage est égal à la phase de l'amplitude de diffraction dans l'ordre zéro par le nanoréseau. Cette mesure a été faite pour plusieurs vitesses du jet atomique couvrant la gamme 700 - 3400 m/s et les incertitudes de mesure sont très faibles, de l'ordre de 3 milliradians pour toutes les expériences effectuées en utilisant la diffraction de Bragg du premier ordre pour régler notre interféromètre atomique.

Il est intéressant de comparer nos mesures à celles de l'interaction sodium-surface effectuées par l'équipe d'A. Cronin avec leur interféromètre [58] : nous avons étudié un autre système avec une beaucoup plus grande gamme de vitesse (700 - 3400 m/s dans notre expérience contre 2100 - 2800 m/s dans leur expérience) et avec une incertitude beaucoup plus petite (3 mrad dans notre expérience contre 100 mrad dans leur expérience). Nos mesures mettent, pour la première fois, en évidence de manière très claire une dépendance du déphasage avec la vitesse atomique v .

Une analyse montre que ce déphasage est proportionnel à $v^{-0.49}$, ce qui est inattendu : Une perturbation homogène produit un déphasage variant comme $1/v$. Nous avons effectué une modélisation numérique et aussi un modèle analytique utilisant quelques approximations supplémentaires. Les deux modèles montrent que la dépendance du déphasage est plus complexe qu'une simple dépendance en $v^{-0.49}$

issue de notre analyse. Néanmoins, dans la gamme des vitesses qui nous intéresse, cette simplification est une très bonne approximation.

Grâce à ces calculs, cette dépendance inattendue avec la vitesse peut être expliquée. Elle est due au caractère inhomogène de l'interaction atome-surface ce qui fait que les trajectoires qui contribuent le plus au déphasage mesuré dépendent de la vitesse atomique. Plus la vitesse est élevée, plus la région proche des parois contribue au déphasage et ceci compense partiellement la dépendance en $1/v$. Enfin, la modélisation numérique fournit la valeur du coefficient $C_3 = 3.24 \pm 0.2 \text{ meV.nm}^3$ en assez bon accord avec notre évaluation $C_3 = 2.95 \text{ meV.nm}^3$ pour une surface de SiN_x .

Enfin, nous avons pu tester une éventuelle violation de la loi Newtonienne de la gravitation. En admettant une interaction de type Yukawa, notre limite sur l'amplitude de ce terme est comparable aux meilleures limites des expériences de type van der Waals pour une portée voisine de 2 nm. Seul les expériences avec des neutrons montrent une précision sensiblement meilleure, mais ce type de mesures nécessitent un arrangement expérimental très complexe. Ce résultat prouve le potentiel d'application de l'interférométrie atomique à ce type de mesure.

Comme en témoignent de nombreuses expériences et travaux théoriques, les études sur l'interaction atome-surface sont des sujets très discutés dans la communauté scientifique. L'optique atomique est susceptible de mesurer cette interaction avec une grande précision et cette question sera discutée dans le chapitre "Perspectives: Interaction atome-surface" (p. 158).

Chapitre VIII

PERSPECTIVES

Dans les chapitres précédents, après une présentation rapide de l'interférométrie atomique, j'ai décrit notre interféromètre atomique, sa caractérisation et son utilisation pour des mesures comme la polarisabilité de lithium dans son état fondamental, l'indice de réfraction pour les ondes atomiques et l'étude de l'interaction atome-surface dans le régime van der Waals, ainsi que l'étude d'une possible violation de la force gravitationnelle Newtonienne à des distances de quelques nanomètres. Je vais essayer de décrire les perspectives qui s'ouvrent à nous et nos projets de recherche des prochaines années.

Si on compare l'interférométrie atomique avec l'interférométrie optique, une différence majeure apparaît. En optique, il est maintenant très facile de construire un interféromètre car les miroirs et les lames séparatrices sont des éléments standards et la séparation spatiale entre les faisceaux peut être très grande. Toutes les mesures qui nécessitent une séparation spatiale sont donc faciles à réaliser. En revanche, l'utilisation d'un interféromètre optique comme gyromètre est très difficile car la sensibilité d'un interféromètre optique est très faible et cette difficulté impose soit une augmentation considérable de l'aire entourée par les deux bras de l'interféromètre, soit l'extrême sensibilité de mesure permise par une mesure en fréquence (il faut alors utiliser un interféromètre contenant un milieu amplificateur et formant une cavité de laser en anneau).

Avec les interféromètres atomiques, la situation est inversée. La construction des interféromètres atomiques reste délicate et les composants d'optique atomique doivent être optimisés pour chaque atome. La séparation spatiale des faisceaux reste en général très petite, de l'ordre de quelques centaines de micromètres dans la plupart des cas. La sensibilité d'un interféromètre atomique aux effets inertiels est extrêmement élevée et cette sensibilité pose de réels problèmes aux expérimentateurs car le signal d'interférences est sensible aux faibles mouvements de vibrations de l'interféromètre, vibrations excités par le bruit sismique et l'activité humaine aux environs de l'appareil.

Des groupes de recherche très actifs appliquent l'interférométrie atomique aux mesures des effets inertiels (mesure de rotation, mesure de l'accélération locale de la pesanteur et de son gradient, mesure de la constante G de la gravitation universelle) avec des développements techniques spécifiques.

La voie que nous avons suivie jusqu'ici consiste à développer l'interférométrie atomique à bras séparés pour faire des mesures de très haute sensibilité. Actuellement, dans le monde entier, il n'y a que trois équipes qui utilisent des interféromètres à bras séparés : il s'agit de l'équipe d'A. Cronin (University of Arizona, Tucson), de l'équipe de C.A. Sackett (University of Virginia) et le nôtre. Les performances de notre interféromètre atomique sont excellentes et nous pensons pouvoir encore les améliorer substantiellement. Ceci m'encourage à continuer le développement de l'interférométrie atomique à bras séparés, pour approcher les limites fondamentales de cette technique.

Les perspectives d'études avec notre interféromètre atomique sont nombreuses ; je vais en détailler quelques unes dans ce chapitre. Certains projets sont réalisables avec peu de modifications de notre appareil et d'autres nécessitent des améliorations très importantes. Voici les applications possibles immédiatement :

- Mettre en évidence l'effet He–McKellar–Wilkins

- Déphasage des ondes de matière par rayonnement laser
- Mesures plus précises de la polarisabilité du lithium. Cette question est discutée dans la conclusion du chapitre "Mesure absolue de la polarisabilité électrique du lithium" (section V.4.3, page 93).

Les études suivantes nécessitent des modifications importantes de notre interféromètre et, dans ce but, nous allons construire un interféromètre de deuxième génération, avec un jet atomique ralenti et intensifié par forces radiatives. Nous espérons ainsi augmenter le temps d'interaction avec la perturbation à mesurer, augmenter la sensibilité en phase de l'interféromètre et disposer d'un jet atomique avec une distribution de vitesse très étroite. Ces améliorations doivent permettre d'augmenter considérablement la précision de nos mesures. Nous pensons utiliser cet interféromètre pour les travaux suivants :

- Études des lames séparatrices atomiques à grand transfert d'impulsion.
- Sonder les interactions atome-surface dans le régime de Casimir-Polder.
- Tester d'éventuelles violations à courte portée de la loi Newtonienne de la gravitation
- Tester la neutralité de la matière au niveau atomique

Enfin, j'aimerais m'intéresser à des questions qui sont, pour l'instant, de nature très spéculative :

- Évaluer la possibilité d'utiliser l'interférométrie atomique pour la détection d'ondes de gravitation.
- Comment utiliser un interféromètre atomique pour mesurer un éventuel dipôle électrique de l'électron

VIII.1 Mettre en évidence l'effet He-McKellar-Wilkens

VIII.1.1 Bref historique des phases topologiques

En physique classique, le mouvement d'une particule chargée dépend des champs électriques (\mathbf{E}) et magnétiques (\mathbf{B}) et les potentiels électromagnétiques n'interviennent pas directement.

En mécanique quantique, la situation est différente comme l'ont montré en 1959 par Y. Aharonov et D. Bohm [163]. Considérons une particule chargée, par exemple un électron de charge q , se propageant dans un interféromètre. On suppose qu'un champ magnétique \mathbf{B} existe entre les deux bras de l'interféromètre mais qu'il est nul aux endroits où passent l'électron. Puisque le champ \mathbf{B} est nul, l'électron ne subit aucune force de Laplace mais parce que le flux du champ \mathbf{B} calculé sur une surface S entourée par les deux trajectoires de l'électron est non nul et, du point de vue quantique, cette particule accumule une phase ϕ_{AB} donné par :

$$\phi_{AB} = \frac{q}{\hbar} \oint \mathbf{A}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{r} = \frac{q}{\hbar} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \quad (\text{VIII.1})$$

où $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ est le potentiel vecteur. Cette phase qui sera détectée suit le signal de l'interféromètre est l'exemple le plus connu d'une phase topologique ou géométrique, qui ne dépend ni de la trajectoire exacte des particules ni de leur longueur d'onde de de Broglie. Cette phase est donc indépendante de la vitesse et on dit qu'elle est non dispersive. Le principe de cette expérience est illustré sur la figure VIII.1(a). Les deux bras de l'interféromètre passent à gauche et à droite d'un cylindre magnétisé ou ce qui est équivalent d'un petit solénoïde parcouru par un courant. Bien que les électrons ne voient aucun champ magnétique, la différence de phase des deux chemins contient le terme ϕ_{AB} et les franges d'interférence sont sensibles à cette phase qui varie avec le courant dans le solénoïde. Cet effet a été démontré expérimentalement avec un interféromètre à électrons par R.G. Chambers en 1960, puis par A. Tonomura en 1986 *et al.* [172].

Un autre effet qui provoque un déphasage topologique est montré sur la figure VIII.1 (b). Les deux trajectoires d'un atome neutre ayant un dipôle magnétique μ entourent une ligne de charges et un déphasage apparaît proportionnel à la densité de charge. Il s'agit de l'effet Aharonov-Casher nommé ainsi car Y. Aharonov et A. Casher ont prédit son existence en 1984 [119]. Le déphasage est donné par :

$$\phi_{AC} = -\frac{1}{\hbar c^2} \oint (\mathbf{E}(\mathbf{r}) \times \mu) d\mathbf{r} \quad (\text{VIII.2})$$

Il existe une interprétation très intéressante de cet effet due à K. Sangster *et al.* [173, 174]. Dans le système référentiel de l'atome, l'atome est au repos mais la ligne de charge se déplace et elle crée un champ magnétique motionnel $\mathbf{B}_{atome} = -\mathbf{v} \times \mathbf{E}_{lab}/c^2$, où \mathbf{v} est la vitesse de la particule. La phase Aharonov-Casher calculée dans le référentiel du laboratoire est égale à la phase calculée dans le référentiel de l'atome et due à l'effet Zeeman linéaire du dipôle magnétique μ plongé dans le champ \mathbf{B}_{atome} . En conséquence, l'effet Aharonov-Casher apparaît comme un simple effet Zeeman motionnel :

$$\phi_{AC} = \frac{1}{\hbar} \oint (\mathbf{B}_{atome}(t) \cdot \mu) dt \quad (\text{VIII.3})$$

En 1989, la phase Aharonov-Casher a été observée pour la première fois par A. Cimmino *et al.* [175, 176], avec un interféromètre Mach-Zehnder à neutrons utilisant la diffraction de Bragg par un réseau cristallin. Dans cette expérience, la phase Aharonov-Casher à mesurer est très petite : $\phi_{AC} = (2.19 \pm 0.52)$ mrad. Depuis, plusieurs expériences par interférométrie atomique ont été réalisées pour mesurer cette phase qui dépend du spin et qui peut donc être mesurée par un interféromètre de Ramsey :

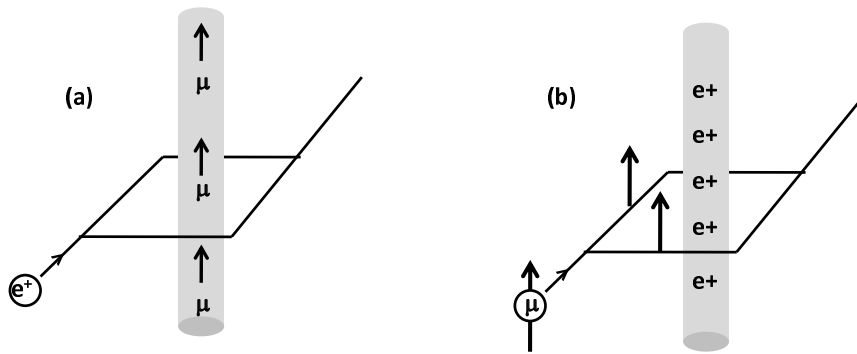


Figure VIII.1: Les effets Aharonov-Bohm (a) et Aharonov-Casher (b). μ désigne un dipôle magnétique et $e+$ une particule chargée.

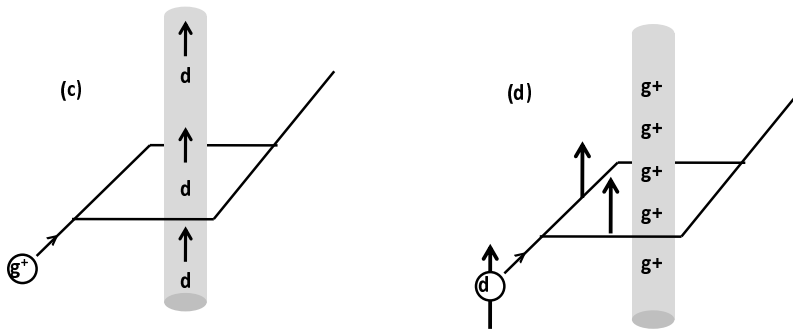


Figure VIII.2: Les effets Aharonov-Bohm dual (c) et He-McKellar-Wilkens (d) d désigne un dipôle électrique et $g+$ est un monopole magnétique.

- en 1993, K. Sangster *et al.* [173, 174] avec un interféromètre avec des molécules de fluorure de thallium ;
- en 1995, K. Zeiske *et al.*: [177]) avec un interféromètre utilisant un jet thermique de césium ;
- en 1995, A. Görlitz *et al.* avec un interféromètre atomique utilisant un jet thermique de rubidium [178]
- en 2002, S. Yanagimachi *et al.* [179] avec un interféromètre atomique utilisant un jet thermique de calcium.

En 1993, X.-G. He et B. McKellar proposaient l'existence d'une troisième phase topologique [180] qui a été proposée indépendamment par C. Wilkens en 1994 [181]. Cette phase, que nous désignerons sous le nom de phase de He-McKellar-Wilkens (phase HMW) d'après le nom de ces auteurs, apparaît lorsque la trajectoire d'un dipôle d encercle une ligne de monopôles magnétiques $g+$ (voir figure VIII.2(d)). Comme l'expliquent J. Dowling, C. Williams et J. Franson [182] ainsi que C. Furtado et G. Duarte [183], cet effet est relié à l'effet Aharonov-Casher par une symétrie des équations de Maxwell par rapport aux transformations de dualité électrique-magnétique [184]: $\mathbf{A}_E \leftrightarrow \mathbf{A}_B$, $\mathbf{E} \leftrightarrow \mathbf{B}$, $e+ \leftrightarrow g+$, $d \leftrightarrow \mu$. Il est clair,

qu'une quatrième phase topologique, appelée phase duale Aharonov-Bohm peut potentiellement exister (voir figure VIII.2 (c)). Cependant, comme elle implique une particule ayant un monopôle magnétique g^+ , l'existence de cet effet est fortement spéculative!

L'effet HMW vient de l'interaction entre une particule ayant un dipôle \mathbf{d} et le champ magnétique, créé par une ligne de monopôles magnétiques fictifs. Nous allons voir qu'il existe des configurations expérimentales qui ne nécessitent pas l'existence de ces monopôles pour créer la configuration de champ magnétique nécessaire à l'observation de cet effet. Je vais présenter les dispositifs expérimentaux proposés dans la littérature en soulignant les difficultés associées à ces dispositifs et un calcul élémentaire de la phase induite par l'effet HMW. Je décrirai ensuite le dispositif expérimental en cours de mise au point.

VIII.1.2 Proposition de M. Wilkens

Dans sa publication de 1994, M. Wilkens [181] propose un dispositif d'interférométrie atomique ou moléculaire pour observer l'effet HMW. La particule ayant un dipôle permanent fixe dans l'espace traverse un champ magnétique radial. Il propose d'utilisation d'une feuille d'un matériau à forte permittivité magnétique percée d'un trou pour permettre le passage d'un des deux faisceaux de l'interféromètre tandis que l'autre faisceau passe à côté de la feuille. Les champs magnétiques vus par les deux faisceaux sont différents et cette différence induit la phase recherchée qui est mesurée sur le signal d'interférence. Le déphasage induit ne prend des valeurs notables qu'avec une molécule ayant un fort dipôle électrique qu'il faudrait de plus orienter par un champ électrique intense. Avec un atome, le dipôle devra être induit par l'application d'un champ électrique intense et ce dipôle étant beaucoup plus faible qu'un dipôle moléculaire, l'effet prévu est sera vraiment très petit. L'intérêt de ce travail a donc été d'attirer l'attention sur cet effet mais la proposition d'expérience ne semble pas réaliste.

VIII.1.3 Proposition de H. Wei *et al.*

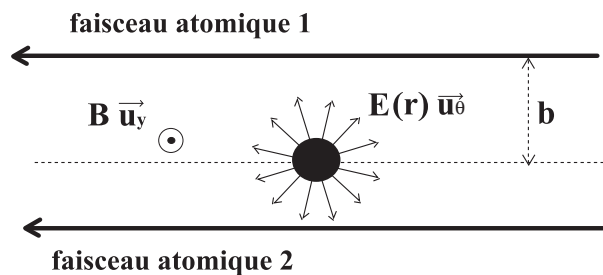


Figure VIII.3: Dispositif expérimental proposé par H. Wei *et al.* [185] (figure extraite de la thèse de Marion Jacquy [80]). Un atome polarisable traverse un champ magnétique homogène \mathbf{B} . Un fil chargé, situé entre les deux faisceaux atomiques, crée un champ électrique radial qui polarise l'atome et crée un dipôle induit. Les trois vecteurs \mathbf{B} , \mathbf{v} et \mathbf{E} forment un trièdre d'orientation différente pour les trajectoires passant de part et d'autre du fil : le déphasage dû à l'effet HMW a des signes opposés pour les deux faisceaux atomiques et la différence algébrique de ces déphasages est mesurée sur le signal d'interférences.

Les travaux de H. Wei *et al.* [185] et [186] montrent que l'effet HMW peut être observé pour des particules n'ayant pas de dipôle permanent comme les atomes. L'application d'un champ électrique crée un dipôle induit. Le dispositif expérimental, proposé par H. Wei *et al.*, discuté par C.R. Hagen [187] puis par

H. Wei *et al.* [188], consiste en l'application d'un champ magnétique homogène et d'un champ électrique radial, réalisé par un fil chargé interposé entre les deux faisceaux d'un interféromètre (voir figure VIII.3).

Sur le schéma de principe VIII.2, une ligne de monopôles magnétique fictifs crée un champ magnétique radial et le dipôle électrique de la particule est orienté dans une direction fixe. H. Wei *et al.* propose une géométrie inversée, le vecteur \mathbf{B} du champ magnétique est orienté dans une direction fixe et le champ \mathbf{E} oriente le dipôle induit dans une façon radiale, toujours perpendiculaire à \mathbf{B} .

Cependant, ce dispositif n'est pas bien adapté à une mesure par interférométrie atomique. Le déphasage dû au terme de polarisabilité électrique en $\alpha\mathbf{E}^2$ dépend rapidement des paramètres d'impact b des deux trajectoires atomiques par rapport au fil, puisque le champ électrique est très inhomogène. Cette phase de polarisabilité est très grande et la dispersion de cette phase, résultant de la distribution de paramètre d'impact des trajectoires par rapport au fil et aussi de la distribution de vitesse des atomes, fait que la visibilité des franges d'interférences atomiques sera extrêmement faible. Nous proposons donc une autre géométrie pour observer l'effet HMV.

VIII.1.4 Calcul élémentaire de l'effet HMW

On considère un atome se propageant à la vitesse \mathbf{v} en présence d'un champ électrique \mathbf{E} et d'un champ magnétique \mathbf{B} . Dans le référentiel de l'atome, le champ électrique est corrigé d'un terme motionnel et le champ vu \mathbf{E}' est égal à :

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (\text{VIII.4})$$

Le terme de polarisabilité s'écrit donc :

$$U_{pol} = \frac{\alpha}{2} [\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}]^2 \quad (\text{VIII.5})$$

Le déphasage $\Delta\phi$ induit par ce terme :

$$\Delta\phi = \frac{\alpha}{\hbar} \int \left(\frac{1}{2} \mathbf{E}^2 + (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B} \times \mathbf{E}) + \frac{1}{2} (\mathbf{v} \times \mathbf{B})^2 \right) dt$$

On distingue trois termes dans ce déphasage. Le terme en $\alpha\mathbf{E}^2/2$ est le terme usuel de polarisabilité qui a été étudié dans le chapitre V (p. 79). Le terme en $\alpha(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B} \times \mathbf{E})$ est la terme dû à l'effet HMW. Comme le déphasage nécessite l'intégration sur le temps t , le déphasage est indépendant de la vitesse de l'atome \mathbf{v} , ce qui est la caractéristique des phases topologiques. Le troisième terme en $\alpha(\mathbf{v} \times \mathbf{B})^2/2$ est très petit.

Il faut noter que le terme de phase HMW est la manifestation d'une propagation non-réciproque d'un atome. Manifestement, ce terme de phase dépend du sens de la vitesse et, lorsque l'atome se propage dans une direction ou dans la direction opposée, le signe de la phase change.

Si on arrivait à créer un déphasage HMW égal à $\pi/2$, on pourrait imaginer un "isolateur atomique", l'analogie atomique des isolateurs optiques qui sont couramment utilisés pour éviter la reinjection d'un faisceau laser dans la cavité laser qui l'a émis. La figure VIII.4 montre le principe de cet expérience. En appliquant un déphasage HMV de $\pi/2$ sur un interféromètre atomique et en réglant la position des réseaux de diffraction, on produira une interférence constructive totale pour les atomes entrant par l'entrée numéroté "1" et sortant par la sortie numérotée "4" : la transmission sera égale à 100% de "1" vers "4". Si on injecte des atomes en sens contraire par l'entrée "4", le déphasage HMW sera égal à $-\pi/2$ ce qui crée un changement de phase égal à π pour ce sens de propagation par rapport à l'autre et l'interféromètre sera donc en interférence destructive pour la sortie "1" et en interférence constructive pour la sortie "2" : un isolateur atomique non dissipatif est réalisé !

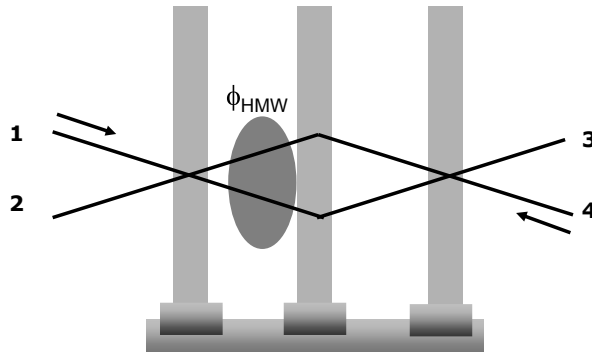


Figure VIII.4: Schéma d'un "isolateur atomique". Un applique un déphasage de $\phi_{HMW}=\pi/2$ et on règle de dernière miroir M3 de sorte que pour des atomes entrant par "1", une interférence constructive est produite pour la sortie "4" : tous les atomes entrant par "1" sortent par "4". Pour une reinjection par "4", un déphasage de $-\pi/2$ est appliqué et tous les atomes sortent par la voie "2", tandis qu'une interférence destructive se produit pour la voie "1"

Cette propagation non réciproque a un équivalent optique, nommé anisotropie magnéto-électrique, observé sur la partie imaginaire de l'indice de réfraction d'un cristal par G. Rikken *et al.* [189]. L'effet doit exister aussi sur la partie réelle de l'indice de réfraction mais la mesure est plus difficile et elle n'a pas encore été faite. Enfin, cet effet doit exister aussi pour le vide qui est un milieu non-linéaire, mais il est extrêmement petit [190].

VIII.1.5 Notre dispositif expérimental

La figure VIII.5 illustre le dispositif en cours de mise au point dans notre équipe. L'objectif est d'appliquer des champs magnétique et électrique orthogonalement au vecteur de la vitesse atomique pour maximiser l'interaction. Des champs électriques d'amplitudes égales mais de directions opposées sont appliqués aux deux faisceaux atomiques dans l'interféromètre tandis que le champ magnétique \mathbf{B} est le plus homogène possible, orthogonal au champ électrique \mathbf{E} et à la vitesse atomique \mathbf{v} . Les deux ondes accumulent des phases égales pour le terme de polarisabilité $\alpha\mathbf{E}^2/2$ et des termes de signes opposés pour l'effet HMW. Dans cette expérience, le déphasage des franges atomiques $\Delta\phi_{HMW}$ est donnée par :

$$\Delta\phi_{HMW} = \frac{2\alpha}{\hbar} \int \mathbf{B} \times \mathbf{E} \cdot d\mathbf{R} \quad (\text{VIII.6})$$

où l'intégrale est prise le long de la trajectoire atomique moyenne.

Pour concevoir notre dispositif, nous avons envisagé d'appliquer un champ magnétique de $B \sim 0.05$ T et des champs électriques de $E \sim \pm 0.5$ MV/m, ces champs étant orthogonaux entre eux et avec la vitesse atomique. Pour une longueur utile de la cellule égale à $L = 5$ cm, nous calculons un déphasage de $\Delta\phi_{HMW} \sim 64$ mrad, en utilisant bien sûr la polarisabilité du lithium atomique. Un tel déphasage est facilement détectable avec notre interféromètre.

Néanmoins, cette expérience reste très délicate et, pour s'en rendre compte, il faut évaluer les déphasage données à chaque faisceau de l'interféromètre en utilisant l'équation VIII.6. Le déphasage dû au terme de la polarisabilité $1/2\alpha E^2$ vaut 160 rad pour une vitesse atomique $v = 1000$ m/s. Ce déphasage sera identique pour les deux faisceaux de l'interféromètre si on égalise bien les champs électriques ou plus précisément les valeurs des intégrales $\int E^2 dz$ le long des deux trajectoires atomiques. En admettant

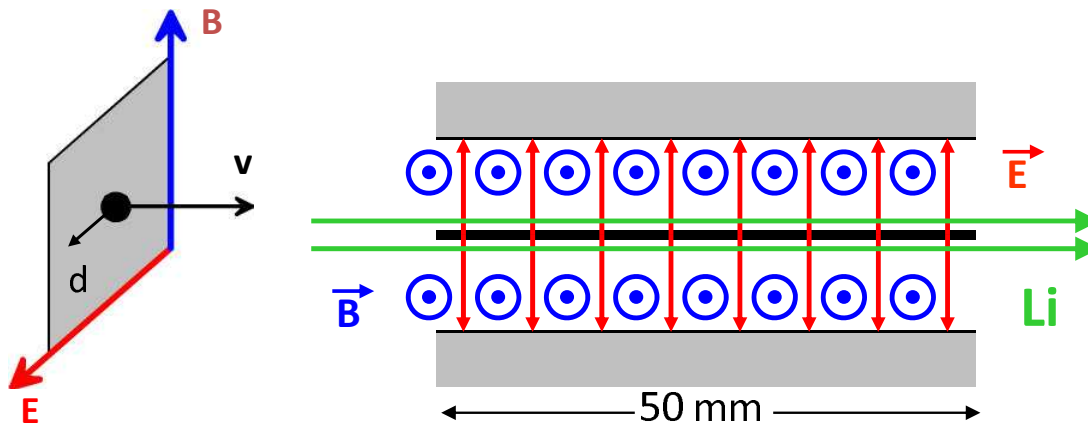


Figure VIII.5: Notre dispositif expérimental. A gauche: Schéma de principe : Des champs magnétique \mathbf{B} et électrique \mathbf{E} sont appliqué d'une manière pour former un trièdre avec le vecteur de vitesse atomique. Le champ \mathbf{E} induit un dipôle de l'atome dans la même direction. A droite: Un septum sépare les deux faisceaux cohérents. Des champs électriques à l'amplitude égale mais de signe opposé sont appliqués sur les deux faisceaux et créent des dipôles opposés, orthogonaux au champ magnétique et aux trajectoires des atomes. L'application de deux champs électriques de signes opposés double le déphasage HMW et rend la phase reliée à $1/2 \alpha E^2$ identique pour les deux faisceaux : le déphasage relatif vient uniquement de l'effet HMW.

que les géométries des champs sont les mêmes, il suffit par exemple d'une différence relative des deux champs électrique, due à un écart sur la tension appliquée ou sur la distance entre électrodes de 1×10^{-4} , pour créer un déphasage des franges d'interférences égal à 32 mrad. Il faudra donc que la construction soit aussi symétrique que possible et que les deux tensions électriques soient issues de la même alimentation, avec un pont diviseur stable pour égaliser les phases dues au terme de polarisabilité.

Une autre déphasage vient du terme $1/2\alpha(\mathbf{v} \times \mathbf{B})^2$. Pour un champ magnétique de $B \sim 0.05$ T et une vitesse $v = 1000$ m/s, ce déphasage ne vaut que $3 \mu\text{rad}$ et il est le même pour les deux bras donc son effet est absolument négligeable.

La bobine créant le champ magnétique risque de créer un petit gradient de champ magnétique qui induira un déphasage fonction du sous-niveau Zeeman de l'atome. En l'absence de pompage optique, tous les sous-niveaux Zeeman seront présents et également peuplés. Si le déphasage induit est très petit devant 1 radian, l'effet est négligeable mais si le déphasage est de l'ordre du radian, ce déphasage réduira la visibilité des franges (voir IV.1, p. 69) sans induire de déphasage global de celles-ci. Nous avons donc introduit à un autre endroit de l'interféromètre une petite bobine créant un gradient de champ dans le but de compenser le gradient éventuel créé par la bobine principale utilisée pour l'effet HMW. Cette compensation serait parfaite si l'effet Zeeman était partout dans le régime linéaire. La bobine principale, qui crée un champ magnétique beaucoup plus intense que la bobine de compensation, produit un champ magnétique suffisant pour un découplage partiel de la structure hyperfine et donc un effet Zeeman non-linéaire. La compensation ne sera peut-être pas parfaite et on peut craindre alors une baisse de la visibilité des franges et donc une réduction de la sensibilité de phase de notre appareil. Cependant, la taille du champ magnétique de la bobine principale est grande et avec un alignement correct des faisceaux nous pensons que le gradient crée doit être très faible. En conséquence, nous estimons que cette perte de visibilité sera petite et que la sensibilité sera très peu affectée.

Enfin, la présence des sous-niveaux Zeeman avec $M_F \neq 0$ apporte d'autres phases d'origine topologique, des phases Aharonov-Casher. A chaque atome dans un état $|F, M_F\rangle$ est associé un dipôle magnétique avec une composante $\mu(M_F)$ selon l'axe de quantification pris selon la direction du champ magnétique local :

$$\mu(M_F) = g_F M_F \mu_B \quad (\text{VIII.7})$$

g_F le facteur de Landé du niveau hyperfin F et μ_B le magnéton de Bohr. Nous considérons que la direction champ magnétique vu par l'atome ne varie pas trop rapidement par rapport à la fréquence de précession du dipôle magnétique autour du champ (pas de transitions non-adiabatiques entre niveaux de M_F différents) et l'atome reste toujours dans le même état magnétique hyperfin (voir la discussion autour des nos expériences avec un gradient de champ magnétique: IV.1, p. 69). Avec une valeur maximale du champ électrique de ± 0.5 MV/m, la valeur absolue de la phase Aharonov-Casher est de 24 mrad pour les atomes dans un état $|F = 2, M_F = \pm 2\rangle$ et 12 mrad pour $|F = 1, M_F = \pm 1\rangle$. Cette phase varie proportionnellement au champ électrique à \mathbf{E} et change de signe avec \mathbf{E} et avec le signe de M_F . Le déphasage total des franges d'interférences produites par le niveau $|F, M_F\rangle$ est donc le double de la phase Aharonov-Casher accumulée et atteint ± 48 mrad si $M_F = \pm 2$. En l'absence de pompage optique, tous les niveaux $|F, M_F\rangle$ sont présents et également peuplés. Comme le déphasage change de signe avec le signe de M_F , le déphasage moyen des franges d'interférences atomiques dû à l'effet Aharonov-Casher est donc nul. Cependant, le signal est donc la somme de signaux légèrement déphasés, ce qui entraîne une réduction de la visibilité des franges mais comme cette réduction est très petite puisque les déphasages Aharonov-Casher sont faibles et cet effet n'affecte quasiment pas la sensibilité de notre appareil.

Les travaux préparatoires pour la mise en évidence de l'effet HMW sont actuellement bien avancés et nous envisageons de faire les premières mesures vers la fin de l'année 2009.

VIII.2 Déphasage et décohérence des ondes de matière avec une source lumineuse

Lorsqu'un faisceau laser avec une longueur d'onde proche d'une résonance atomique interagit avec un atome, deux effets ont lieu. D'une part, les niveaux énergétiques de l'atome sont déplacés à cause de l'effet Stark dynamique ("AC-Stark shift") et ce déplacement lumineux induit un déphasage de l'onde atomique qui peut être mesuré avec un interféromètre atomique. D'autre part, pour un faisceau lumineux quasi-résonant, la probabilité de peupler l'état excité de l'atome devient non-négligeable et l'atome émet alors un photon par émission spontanée; ce processus aléatoire induit un effet de décohérence ce qui peut aussi se détecter avec un interféromètre atomique.

VIII.2.1 Décohérence induite par laser

Cette décohérence par diffusion de photons spontanés a été mise en évidence par l'équipe de D.E. Pritchard [191, 192] en 1995 et en 2001. Ces expériences ont été faites avec leur interféromètre à nanoréseaux travaillant avec un jet supersonique de sodium. Un faisceau laser résonant se propageant dans le plan de l'interféromètre est appliqué simultanément sur les deux bras de l'interféromètre juste derrière le premier réseau.

Cette expérience est la réalisation d'un microscope de Heisenberg. La visibilité des franges d'interférences atomiques n'est pas affectée par l'excitation laser si la distance entre les deux faisceaux atomiques au point d'excitation est petite devant la demi-longueur d'onde du laser, qui est la résolution d'un microscope idéal de Heisenberg. Quand la distance entre les deux faisceaux atomiques au point d'excitation est

précisément égale à la demi-longueur d'onde du laser, on perd la cohérence entre ces deux ondes atomiques et la visibilité s'annule. Pour des distances plus grandes, la visibilité présente des récurrences et des annulations (pour plus des détails le lecteur est référé à la publication de M.S. Chapman *et al.* [191]).

VIII.2.2 Mesure de la polarisabilité dynamique

Le déplacement des niveaux atomiques par effet Stark dynamique est proportionnel au carré de la pulsation Rabi, donc proportionnel au carré du module de l'élément de matrice dipolaire électrique entre les deux niveaux concernés. En conséquence, une mesure du déphasage induit par l'effet Stark dynamique est une méthode originale de mesure de l'élément de matrice du dipôle de transition.

En 1992 et 1993, trois expériences de ce genre ont été effectuées par Riehle *et al.* [193], U. Sterr *et al.* [18], et A. Morinaga *et al.* [17] avec des interféromètre de Ramsey-Bordé à quatre ondes lumineuses progressives (voir figure I.5, page 38). En appliquant un faisceau laser proche de la résonance atomique de calcium [193, 17] ou du magnésium [18] sur un seul des deux bras de l'interféromètre, ces auteurs ont mesuré le décalage de la résonance de Ramsey dû à l'effet de Stark dynamique. Aucune valeur de moment de transition dipolaire n'a été donnée dans ces publications car il faut bien connaître la densité de puissance laser et la géométrie du faisceau laser pour déduire de ces mesures la valeur du moment de transition.

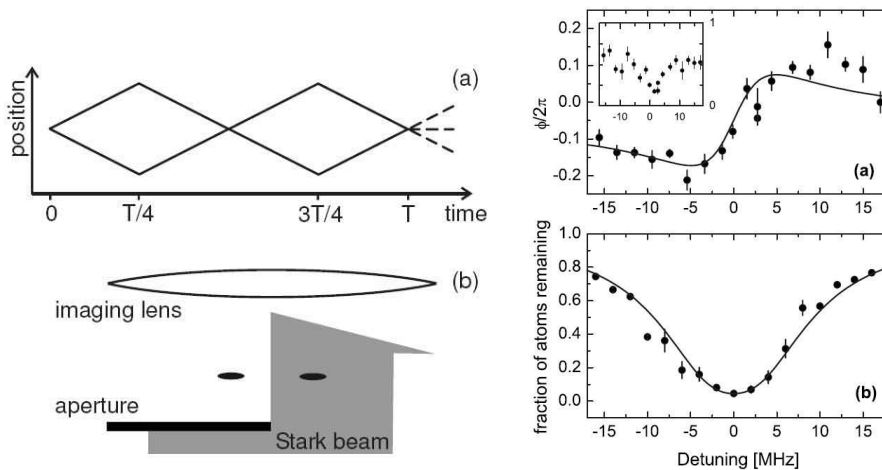


Figure VIII.6: *Partie gauche de la figure : en haut, diagramme de propagation temps-position des faisceaux atomiques dans l'interféromètre utilisant un condensat de Bose-Einstein de ^{87}Rb de B. Deissler *et al.* [194]. Des ondes stationnaires laser non résonantes sont utilisées pour diviser le condensat en deux à $t = 0$ (schéma en haut à gauche), puis les réfléchir à $T/4$ et à $3T/4$ et enfin les recombiner à $T = 40$ ms. La séparation des bras permet d'appliquer un faisceau laser "Stark" sur un seul des bras (schéma du bas) ce qui crée un déphasage de l'onde atomique associée par effet Stark dynamique. Partie droite de la figure : en haut, déphasage dû au faisceau "Stark" en fonction de l'écart à résonance du laser "Stark". L'insert montre la visibilité des franges d'interférences atomiques; en bas, fraction des atomes détectés en sortie d'interféromètre en fonction de l'écart à résonance du laser "Stark". La perte d'atomes est due à la diffusion de photons par émission spontanée. Pour les deux graphes, les points représentent les mesures et la courbe continue la modélisation.*

Plus récemment, en 2008, l'équipe de C.A. Sackett a réalisé une expérience de ce genre avec son

interféromètre atomique qui utilise comme source d'atomes un condensat de Bose-Einstein de ^{87}Rb [194]. Le principe de l'expérience est montré sur la figure VIII.6. Des impulsions laser non résonantes créent des ondes stationnaires qui sont appliquées pour diviser le condensat Bose-Einstein à $t = 0$, le réfléchir à $t = T/4$ et à $t = 3T/4$ et enfin le recombiner à $t = T$. Ces opérations se passent en présence du piège magnétique qui est faiblement confinant.

La séparation maximale des deux bras de l'interféromètre est de $240 \mu\text{m}$ et elle est plus grande que la taille des composantes du condensat dont la demi-largeur est $55 \mu\text{m}$. Il est donc possible d'appliquer une impulsion laser sur une seule des deux composantes et d'observer les conséquences de cette impulsion sur les signaux de l'interféromètre. Une partie des résultats est montrée sur la figure VIII.6. En particulier, le déphasage observé des franges d'interférence est tracé en fonction de l'écart à résonance du laser par rapport à la transition atomique $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F=3$ (voir la partie droite de la figure VIII.6, graphe (a)). Cette équipe a pu mesurer ainsi la polarisabilité dynamique avec une incertitude relative statistique de 3% et une incertitude reliée à la calibration de 6%. Quand le laser est proche de la résonance, la diffusion de photon par émission spontanée n'est plus négligeable, ce qui fait sortir des atomes du piège magnétique. Le graphe (b) de la partie droite de la figure VIII.6 montre la perte d'atomes qui en résulte, avec une modélisation en bon accord avec les mesures (ligne continue).

VIII.2.3 Applications en projet avec notre interféromètre

Nous voyons plusieurs applications possibles à des expériences utilisant le déphasage ou la décohérence d'un des bras de notre interféromètre par l'application d'un faisceau laser.

Une expérience de ce type permet de mesurer la polarisabilité dynamique de lithium et donc en se plaçant près de résonance de mesurer d'une manière originale le dipôle d'une transition atomique. Il semble probable que la précision de ce type de mesure ne sera pas limitée par l'erreur statistique du signal interférométrique mais plutôt par l'incertitude sur la densité de puissance du faisceau lumineux "Stark", à cause des incertitudes sur la forme du faisceau. Cependant, ces mesures pourraient être malgré cela intéressantes, par exemple sur le lithium en mesurant la série des transitions de l'état fondamental $n = 2, ^2S$ vers les états de Rydberg $n, ^2P$.

En se plaçant suffisamment loin d'une résonance atomique, l'effet Stark dynamique cause uniquement un déphasage, qui est modulable. Cette modulation peut être très rapide et elle est limitée seulement par le temps de traversée du faisceau laser par les atomes, donc au dessous de la microseconde avec des atomes rapides et un faisceau laser focalisé. Cette propriété peut se révéler très intéressante pour construire une compensation de la dispersion de phase par exemple dans une mesure de polarisabilité électrique statique. Nous avons discuté la technique de compensation de phase dans la partie "Perspectives" du chapitre "Mesure absolue de la polarisabilité électrique du lithium" (V.5.4, p. 95).

En se plaçant dans le cas résonant, avec une simple onde progressive, l'atome absorbe un photon et il est défléchi. On peut ainsi effectuer un hachage du jet atomique par déflexion. Ce hachage peut être très rapide avec des temps de montée ou de descente aussi au dessous de la microseconde. Ce hachage sera utile par exemple pour découper des bouffées atomiques brèves nécessaire pour une mesure de polarisabilité électrique de l'atome de lithium que nous proposons de faire (voir V.5.5, p. 97).

VIII.3 Un interféromètre de deuxième génération

Nous avons construit notre interféromètre atomique entre 1998 et 2001, année de l'observation des premières franges d'interférences atomiques à Toulouse. Depuis cette date, nous avons fait beaucoup d'améliorations sur cet appareil mais les grandes options fixées en 1998 sont restées inchangées. Or, nous avons

appris beaucoup de choses en optimisant cet appareil et en cherchant ce qui limite le signal. Grâce à un premier contrat ANR obtenu en 2005, nous avons commencé la construction d'un interféromètre de deuxième génération, dont nous espérons des performances considérablement améliorées. Voici les lignes directrices de cet interféromètre en construction.

VIII.3.1 Création d'un banc d'interféromètre suspendu et stabilisé mécaniquement.

Nous avons vu que, pour les interféromètres atomiques, les vibrations produisent un bruit de phase très important d'un interféromètre (voir IV.2, p. 74). Ce bruit de phase croît avec le temps de vol T des atomes, le terme dû à l'effet Sagnac croît comme T et le terme dû à l'accélération comme T^2 (voir éq. IV.8, p.76). Pour un interféromètre atomique travaillant avec un jet atomique ralenti, la visibilité des franges va décroître drastiquement à cause du bruit de phase induit par les vibrations de l'interféromètre.

Fin 2006, Gilles Dolfo, professeur agrégé au Lycée de Revel, a souhaité venir travailler à temps partiel dans notre équipe pour faire une thèse. Nous lui avons proposé de travailler à construire un support pour les miroirs de l'interféromètre atomique suspendu et asservi. Après réflexion, nous avons choisi de construire un pendule suspendu par 3 fils et ce pendule porte des sismomètres qui mesurent ses mouvements et permettent de l'asservir pour qu'il représente un référentiel galiléen, sauf à très basse fréquence. Ce pendule est construit et caractérisé et un asservissement des deux mouvements dans le plan horizontal a été construit, en utilisant des sismomètres de construction directement inspirée par les sismomètres utilisés par D.B. Newell *et al.* [195] et de S.J. Richman *et al.* [196]

Le but de cet asservissement est d'éviter que le pendule amplifie fortement les vibrations du sol à ses fréquences de résonance, ce qui créerait une oscillation de la phase des franges d'interférences à ces fréquences. En effet, pour bien amortir les vibrations de fréquences supérieures à celles de ses fréquences de résonance, un pendule doit avoir des résonances ayant un coefficient de qualité élevé et c'est bien ce qui a été obtenu avec des coefficients de qualité de l'ordre de 10^4 , quand le pendule est sous air. Le pendule et son asservissement seront bientôt reconstruits dans une nouvelle enceinte et les facteurs de qualité seront encore plus élevés.

VIII.3.2 Une source d'atomes de lithium plus brillante et accordable en vitesse atomique

Une véritable amélioration de notre appareil sera le remplacement du jet supersonique par un jet effusif ralenti par laser. Cette nouvelle source sera accordable en vitesse ; elle aura une meilleure brillance et elle ne nécessitera plus le montage assez complexe associé à un jet supersonique. Le ralentissement laser du jet atomique utilisera un ralentisseur Zeeman. Une mélasse optique permettra d'augmenter la brillance du jet atomique. Ce jet aura une dispersion en vitesse beaucoup plus étroite que le jet supersonique actuel et sa vitesse pourra être accordable. Enfin, avec des atomes plus lents, la détection laser par fluorescence induite est beaucoup plus facile qu'avec des atomes rapides et nous comptons remplacer le détecteur à fil chaud par une détection par fluorescence induite par laser.

Le ralentissement du jet simplifiera énormément les expériences exigeant une séparation physique des deux bras de l'interféromètre : ainsi, avec des atomes de vitesse voisine de $v = 100$ m/s, l'angle de diffraction au premier ordre sera égal à $\theta_1 \approx 1.7$ mrad et la séparation des bras sera voisine de 1 mm au niveau de la deuxième onde stationnaire. Pour la même raison, ce ralentissement permettra d'utiliser des fentes de collimation nettement plus larges, ce qui rendra l'alignement de l'interféromètre moins complexe.

Le ralentissement du jet atomique permettra d'augmenter le temps d'interaction et donc le déphasage des franges d'interférences dû à une perturbation appliquée sur un des bras. Avec un signal plus intense et un détecteur plus sensible, nous pouvons espérer augmenter beaucoup la sensibilité en phase de notre interféromètre. Ces efforts devraient donc augmenter très fortement la capacité de ce nouvel appareil à mesurer de très faibles perturbations.

Nous avons déjà assemblé une enceinte à vide portant le four effusif et le ralentisseur Zeeman, et nous allons bientôt commencer les tests et la caractérisation de cette nouvelle source atomique.

VIII.4 Séparatrices atomiques à grand transfert de quantité de mouvement.

La réalisation de lames séparatrices atomiques à grand transfert de quantité de mouvement est d'un très grand intérêt pour augmenter les performances des interféromètres atomiques. Ces lames séparatrices permettront d'augmenter la séparation entre les bras de l'interféromètre et donc par exemple la sensibilité aux rotations par effet Sagnac, puisque cette sensibilité est proportionnelle à l'aire entourée par les bras de l'interféromètre. Ces séparatrices permettront aussi d'introduire des objets vraiment macroscopiques entre les bras de l'interféromètre, ce qui sera aussi très utile pour d'autres expériences.

Nous pouvons citer diverses expériences proposées ou en cours de montage qui nécessitent des séparatrices à grand transfert de quantité de mouvement :

- des tests de l'électrodynamique quantique [197],
- la mesure de l'effet Lense-Tirring (mission HYPER de la ESA: <http://www.esa.int/science/hyper>, [198]),
- des tests de la relativité générale [199],
- la mesure de précision de la constante G de la gravitation [44,45] (voir aussi revue de M. de Angelis *et al.* [46]),
- la détection des ondes gravitationnelles à basses fréquence [200],
- des tests de l'invariance locale de Lorentz dans la gravité et dynamique électrique [201].

Je vais maintenant décrire rapidement les interféromètres utilisant des séparatrices à grand transfert de quantité de mouvement :

- En 1994, M. Weitz *et al.* ont réalisé un interféromètre atomique à transfert adiabatique [202]. Deux faisceaux laser sont utilisés pour coupler deux états fondamentaux via un état excité. La fréquence de chaque laser est résonnante avec une transition entre un des deux états fondamentaux et l'état excité. Nous pouvons introduire une nouvelle base d'états, qui contient deux états, un "état noir" et un "état brillant", qui sont des superpositions cohérentes avec des amplitudes de même valeur absolue des deux états fondamentaux de l'ancienne base. La probabilité d'absorption d'un photon par un atome qui se trouve dans l'"état noir" est nulle et elle est forte pour l'"état brillant". Le transfert adiabatique consiste à changer de manière adiabatique les intensités des deux lasers de couplage de manière à ce que l'"état noir" se transforme d'un des états fondamentaux en l'autre. Les atomes peuvent ainsi être transférés d'un état fondamental à l'autre sans jamais passer dans l'état excité et donc sans aucune décohérence par émission spontanée.

Si les deux faisceaux lasers sont contra-propageants, des transferts de quantité de mouvement de $(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\hbar \approx 2\hbar\mathbf{k}_1$ ($\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ étant les vecteurs d'onde des deux faisceaux lasers) peuvent être effectués. Le processus ressemble donc énormément à un processus de diffraction Raman mais avec des lasers résonnants. Des lames séparatrices et des miroirs atomiques ont été réalisés ainsi. M. Weitz *et al.* ont réalisé un interféromètre avec des transferts de quantité de mouvement jusqu'à 140 reculs de photons en interchangeant les faisceaux laser, mais la différence relative entre les deux faisceaux cohérents atomiques reste égal à 2 reculs de photon [203, 204]. Des travaux liés ont succédé, mais les quantités de mouvement transférées restent modérées, de $8\hbar\mathbf{k}$ [205] et de $4\sqrt{2}\hbar\mathbf{k}$ pour l'interféromètre de P. Featonby *et al.* [206].

- Nous avons déjà cité l'interféromètre Mach-Zehnder à diffraction laser dans le régime de Bragg de Giltner [59, 60], (p.42) et le nôtre [78, 65], (p. 61). Des interféromètres travaillant avec un transfert de quantité de mouvement jusqu'à $6\hbar\mathbf{k}$ ont été ainsi réalisés. L'équipe de Van Leewen a réussi de réaliser un transfert de $16\hbar\mathbf{k}$ par diffraction de Bragg en 2002 [207], puis plus récemment de $24\hbar\mathbf{k}$ avec une diffraction quasi-Bragg dans un champ magnétique [208], mais aucun interféromètre, qui utilise ces techniques, n'a été construit. En plus, la présence d'un champ magnétique nécessaire pour cette dernière technique fait qu'il semble difficile d'utiliser cette technique pour construire un interféromètre pour des mesures de très haute précision.
- En 2000, J.M. McGuirk *et al.* ont réalisé un interféromètre Raman travaillant avec un transfert de $6\hbar\mathbf{k}$ [203]. Une séquence d'impulsions Raman $\pi/2 - \pi - \pi - \pi - \pi - \pi/2$ est réalisée, en alternant les directions de propagation des faisceaux laser Raman pour réaliser ce transfert d'impulsion. La première impulsion $\pi/2$ sépare l'onde initiale en deux composantes et transfère $2\hbar\mathbf{k}$ à une de ces composantes. Puis, l'impulsion π , qui suit peu après, utilise des faisceaux laser dont les directions de propagation ont été inversées et cette impulsion transfère $2\hbar\mathbf{k}$ à chaque composante; au total un transfert de $6\hbar\mathbf{k}$ est réalisé. Les autres impulsions servent à recombinaison des deux composantes pour les faire interférer.
- En 2002, J. Denschlag *et al.* ont pu transférer jusqu'à $8\hbar\mathbf{k}$ [209]. Les outils principaux sont des impulsions laser Bragg et l'application d'un réseau optique unidimensionnel dans la même direction que les faisceaux laser Bragg. D'abord, une impulsion laser est appliquée sur un condensat Bose-Einstein de rubidium et crée deux composantes par diffraction de Bragg du deuxième ordre. On obtient ainsi des états ayant des quantités de mouvement $|0\rangle$ et $|-4\hbar\mathbf{k}\rangle$. Puis, un réseau optique unidimensionnel est appliqué adiabatiquement pour charger les atomes dans l'état $|0\rangle$ dans la bande fondamentale "0" du réseau optique et ceux dans l'état $|-4\hbar\mathbf{k}\rangle$ dans la bande "4". La profondeur du réseau optique est choisie telle que les atomes qui se trouvent dans la bande d'énergie "4" sont quasilibres. Le réseau est mis en mouvement ce qui accélère la composante de la fonction d'onde dans la bande "0" et n'agit pas sur la composante de la fonction d'onde dans la bande "4". Cette opération peut être faite plusieurs fois d'affilée et, avec cette technique, les auteurs ont réussi à créer des composantes ayant une différence de quantité de mouvement atteignant $12\hbar\mathbf{k}$.
- En 2008, l'équipe de H. Müller et S. Chu a construit un interféromètre atomique utilisant la diffraction de Bragg à des ordres élevés et elle a obtenu des transferts de quantité de mouvement jusqu'à $24\hbar\mathbf{k}$ [210]. En 2009, l'équipe a continué sur cette voie et a modifié son interféromètre pour inclure des oscillations de Bloch [32]. Ces travaux sont exposés en détails ci-dessous.
- En 2009, l'équipe de F. Biraben [33] a décrit un interféromètre atomique à grand transfert de quantité de mouvement, utilisant les oscillations de Bloch, mais avec une première étape utilisant la diffraction de Raman et cette équipe a publié les premiers signaux d'interférences ainsi produits. Cette publication sera également détaillée ci-dessous.

L'interféromètre atomique de H. Müller et S. Chu [210, 32] et celui de l'équipe de F. Biraben [33] sont très intéressants : ils ont réalisé les plus grands transferts de quantité de mouvement utilisés jusqu'à maintenant pour l'interférométrie atomique.

VIII.4.1 Interféromètres de H. Müller et S. Chu en 2008

Les interféromètres construits par l'équipe de H. Müller et S. Chu travaillent avec un seul état interne de l'atome, ce qui est favorable pour réduire certains effets systématiques comme les déphasages à cause des effets Zeeman et Stark. La figure VIII.7 montre deux schémas de dispositif expérimental. Il s'agit d'un interféromètre de Mach-Zehnder (schéma en haut à gauche) et d'un interféromètre de Ramsey-Bordé (schéma en bas à gauche). Ces géométries ont été déjà discutées auparavant (pages 39 et 37), à l'exception de la configuration conjuguée de Ramsey-Bordé. Cette configuration utilise les deux sorties des deux interféromètres montrés sur le schéma de la figure VIII.7. Une discussion détaillée, qui dépasserait le présent cadre (voir [211] et les références de cet article), ne sera pas donnée ici. Dans ces expériences, des atomes de césium provenant d'un piège magnéto-optique sont lancés verticalement par une mélasse optique en mouvement avec un vol balistique d'une durée de 0.9 seconde.

Les franges d'interférences atomiques sont montrées sur la partie droite de la figure VIII.7. La visibilité décroît rapidement avec l'ordre de diffraction de Bragg utilisé, passant de 52% pour l'ordre $p = 6$ correspondant au transfert de $12\hbar k$ (graphe A) à 3% pour l'ordre $p = 10$ (graphe D). Pour l'interféromètre de Ramsey-Bordé, le comportement est comparable, mais pour un transfert de $24\hbar k$ (graphe F), la visibilité est un peu plus grande (4%). Les deux dernières courbes montrent les résultats pour des interféromètres conjugués de Ramsey-Bordé.

Un inconvénient de cette expérience est la puissance laser nécessaire, égale 6 Watts, pour réaliser la diffraction de Bragg aux ordres élevés. De plus, les imperfections des optiques qui créent des distorsions des fronts d'onde laser jouent un rôle d'autant plus important que l'ordre de diffraction est élevé. Les auteurs ont essayé de réduire le nombre des éléments optiques utilisés et de les choisir de très bonne qualité. Néanmoins, je dois souligner le fait que ces résultats sont extrêmement encourageants et constituent un très grand progrès dans la construction d'interféromètres atomiques de très grande sensibilité.

VIII.4.2 Interféromètre de F. Biraben *et al.* en 2009

L'équipe de F. Biraben [33] a réalisé un interféromètre atomique utilisant les oscillations de Bloch précédées par la diffraction Raman [33]. Je vais d'abord expliquer le mécanisme d'augmentation de transfert grâce aux oscillations de Bloch. Pour la suite, il est important de noter qu'uniquement le mouvement selon un seul axe, l'axe des faisceaux laser de Bragg et du réseau optique, est considéré. Nous avons un problème à une seule dimension, qui sera traité par le formalisme de états de Bloch, déjà introduit dans la section II (p. 51ff).

La figure VIII.8 montre les structures des bandes dans un réseau optique 1D. Cette figure ressemble à la figure II.1 (p. 54) mais plusieurs zones de Brillouin sont montrées. Ce potentiel est créé par deux lasers contra-propageants. Si les fréquences des deux lasers sont identiques, une onde stationnaire est créée et, pour une onde épaisse, nous retrouvons la diffraction dans le régime de Bragg. Lorsque les lasers ont des fréquences différentes (ν et $\nu + \delta\nu$), l'onde est stationnaire dans un référentiel qui se déplace par rapport au référentiel du laboratoire à une vitesse proportionnelle à $\delta\nu$. Considérons un atome ayant une certaine impulsion dans le laboratoire. Si le réseau 1D est appliqué adiabatiquement, l'atome se trouve dans une des bandes. Quand on fait varier la différence de fréquence $\delta\nu$ en fonction du temps t , l'impulsion de l'atome varie par rapport au référentiel du réseau et une dynamique intéressante a lieu aux points de croisement de deux paraboles. Suivant l'intensité du potentiel lumineux et la bande considérée, l'atome peut rester

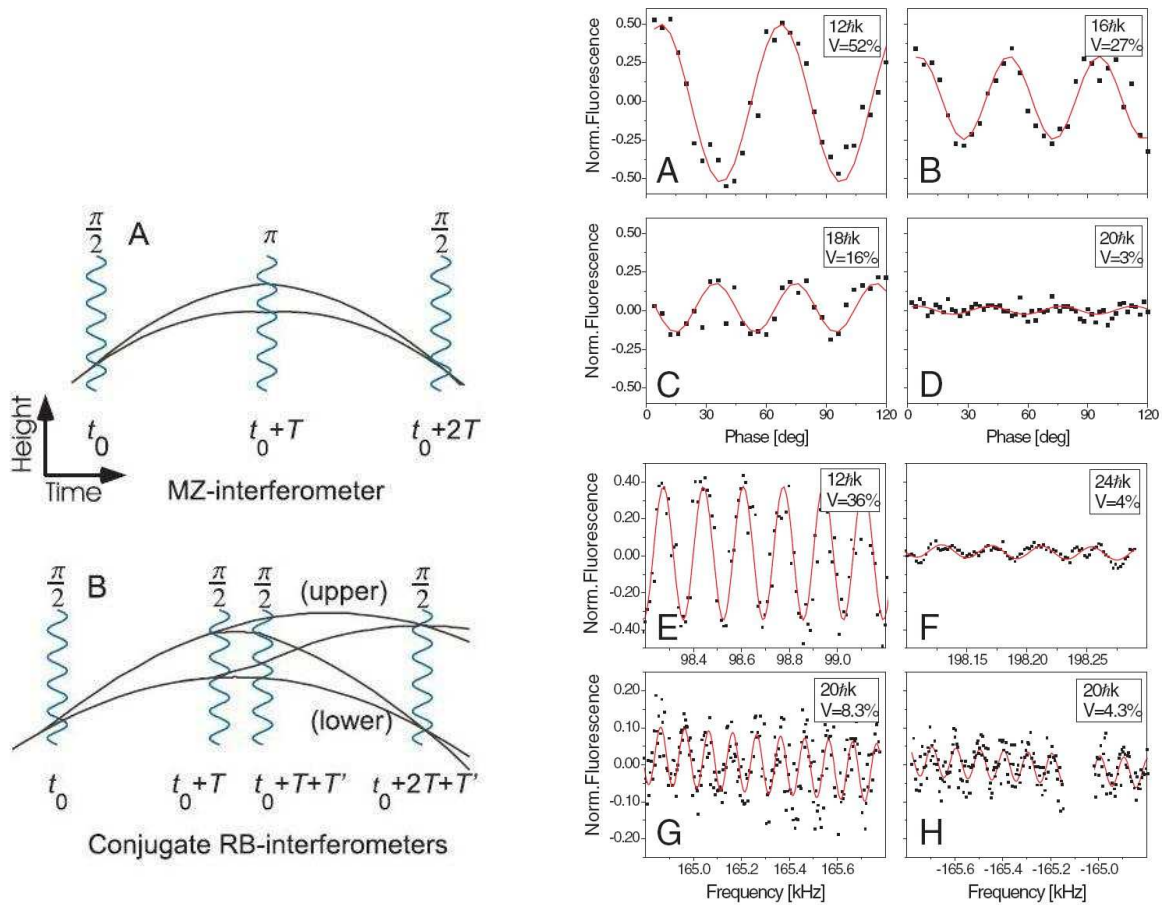


Figure VIII.7: *Interféromètre de Mach-Zehnder (schéma en haut à gauche) et interféromètres conjugués de Ramsey-Bordé (schéma en bas à gauche). A droite : Franges d'interférences atomiques enregistrées avec l'interféromètre Mach-Zehnder (A)-(D) et Ramsey-Bordé (E)-(F). Les signaux des graphes (G) et (H) ont été obtenus avec des interféromètres Ramsey-Bordé conjugués.*

dans la même bande (comportement adiabatique) ou changer de bande (comportement non-adiabatique). Il est clair, que pour les bandes de basse énergie, les gaps aux points des croisements sont assez grands et et si $\delta\nu$ ne varie pas trop vite, l'atome restera dans sa bande initiale, ce qui signifie qu'il est accéléré par rapport au référentiel du laboratoire (situation A sur la figure VIII.8). Pour les atomes initialement dans une bande d'énergie plus élevée, l'atome subit une transition non-adiabatique et change de bande (c'est à dire qu'il reste sur la même parabole) et il n'est pas accéléré par rapport au laboratoire (situation B sur la figure VIII.8).

Pour réaliser ainsi un grand transfert de quantité de mouvement, on commence par créer par diffraction deux composantes du nuage atomique et, en allumant adiabatiquement le potentiel lumineux, on charge ces deux composantes dans deux états de Bloch différents du réseau. Puis, on accélère le réseau ce qui accélère la composante chargée dans une bande de faible énergie tandis que l'autre composante chargée dans une bande d'énergie plus élevée poursuit son mouvement sans accélération.

Cependant, cette technique pose un problème, les faisceaux lumineux causent un déplacement lumineux qui n'est pas identique pour les deux composantes. Ceci implique un déphasage relatif qui rend

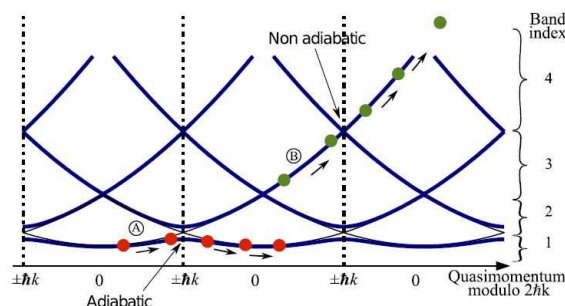


Figure VIII.8: Figure tirée de P. Cladé *et al.* [33]: Structures des bandes dans un réseau optique 1D. Trajectoires des atomes accélérés (A) et non-accelérés (B).

difficile l'utilisation de cette méthode pour construire un interféromètre. Comme détaillé par P. Cladé *et al.* [33], ce déphasage serait exactement compensé par l'utilisation d'une géométrie Mach-Zehnder parfaitement symétrique. Cependant, comme les faisceaux lumineux utilisés ont des intensités fluctuantes et comme, les atomes se déplaçant à l'intérieur des faisceaux lasers, ils ne voient pas la même partie du faisceau pour les impulsions symétriques, la compensation idéale n'est pas réalisée et il en résulte un bruit de phase qui réduit la visibilité des franges.

En 2009, P. Cladé *et al.* VIII.9 ont réalisé un interféromètre atomique, à grand transfert de quantité de mouvement, utilisant la diffraction Raman et les oscillations de Bloch et un nuage de rubidium ^{87}Rb ultrafroid. Les atomes subissent huit séquences d'oscillation de Bloch, qui agissent symétriquement sur les deux bras de l'interféromètre. Cette symétrie contrebalance le déphasage asymétrique dû à l'effet Stark dynamique, ce qui minimise le bruit de phase. Quatre impulsions Raman $\pi/2$ sont appliquées suivies ou précédées des impulsions de Bloch. Les impulsions Bloch sont toujours en paires, une paire consistant en des potentiels optiques se déplaçant dans des directions opposées, pour réduire la dissymétrie de l'effet Stark dynamique sur les deux bras. La courbe sur la partie droite de la figure montre les franges d'interférences atomiques en fonction de la différence en fréquence entre la sélection et la mesure. Il faut noter que la période des franges est 50 Hz, tandis que les franges de Ramsey, en l'absence des impulsions Bloch, auraient une période de 200 Hz.

VIII.4.3 Interféromètres de H. Müller et S. Chu (2009)

L'équipe de H. Müller *et al.* [32] a publié en même temps que l'équipe de F. Biraben un article décrivant un interféromètre assez semblable utilisant le césium ultrafroid. La différence principale constitue en l'utilisation de la diffraction de Bragg à la place de la diffraction Raman. La figure VIII.10 montre le schéma. Quatre impulsions de Bragg de $\pi/2$ sont appliquées, chacune étant accompagnée par une impulsion de Bloch avant et après l'impulsion de Bragg. Comme l'interféromètre de P. Cladé *et al.*, chaque impulsion de Bloch agit sur un bras différent, les effets systématiques (effets Stark dynamique) devraient ainsi être supprimés. Deux interféromètres de Ramsey-Bordé sont utilisés dans la configuration conjuguée. Chaque interféromètre a des sorties complémentaires, notées (a) et (b) pour le premier interféromètre et (c) et (d) pour le deuxième. Les quatre sorties sont enregistrées et les rapports $(a-b)/(a+b)$ et $(c-d)/(c+d)$ sont tracés en fonction l'un de l'autre. Ces tracés forment des ellipses, la position du point dépendant des fluctuations de phase. L'avantage de cette procédure est double. D'une part, le flux moyen n'entre plus dans les deux rapports. D'autre part, ce tracé permet de vérifier qu'il s'agit bien de franges d'interférences même en présence d'un fort bruit de phase venant des vibrations de l'appareil, car ce bruit est commun aux deux interféromètres. Ces ellipses sont tracées sur la droite de la figure VIII.10 et montrent plusieurs exem-

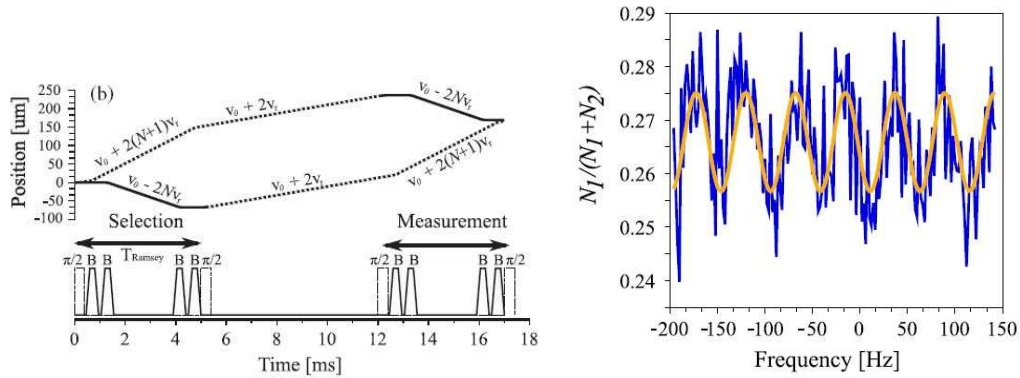


Figure VIII.9: *Partie gauche de la figure : schéma de principe de l'interféromètre développé par P. Cladé et al. [33]. En tout, huit transferts de quantité de mouvements sont réalisés et N est le nombre d'oscillations de Bloch. En bas: intensité des lasers de diffraction Raman (ligne en tiret) et d'oscillations de Bloch (ligne continue). En haut: trajectoires des atomes dans les deux états internes. Partie droite de la figure : franges d'interférences atomiques observées avec $N = 2$. La visibilité est assez faible, ce qui s'explique bien (voir texte).*

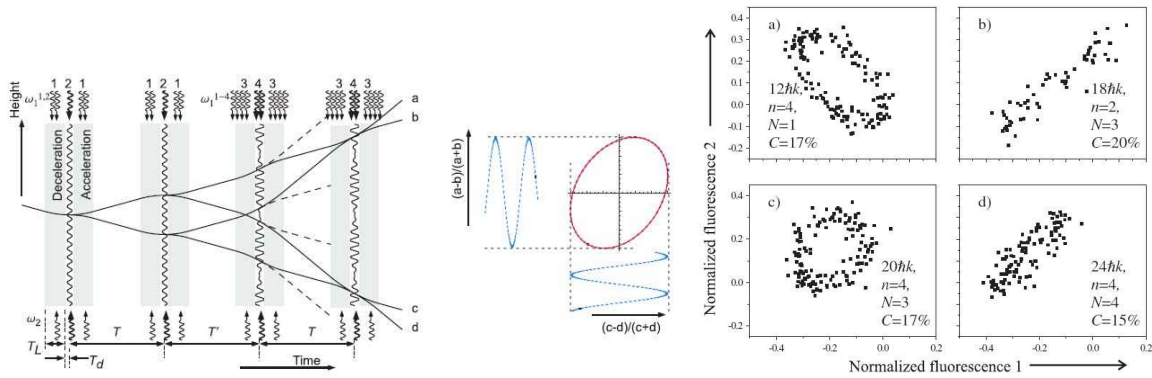


Figure VIII.10: *Partie gauche de la figure : schéma de principe de l'interféromètre à géométrie Ramsey-Bordé conjugué développé par H. Müller et al. [32]. quatre impulsions de Bragg sont utilisées, chacune d'entre elles étant accompagnée par deux impulsions d'oscillations de Bloch, l'une avant et l'autre après. Les deux sorties avec les signaux $(a - b)/(a + b)$ et $(c - d)/(c + d)$ portant des franges atomiques sont enregistrées et ces signaux forment des ellipses. Partie droite de la figure : signaux expérimentaux formant des ellipses enregistrés avec plusieurs valeurs de l'ordre n de diffraction de Bragg et un nombre N d'oscillations de Bloch.*

ples pour différentes valeurs de l'ordre n de la diffraction de Bragg et différents nombres N d'oscillations de Bloch. Avec $n = 4$ et $N = 4$, cette équipe a réalisé un interféromètre avec une différence de quantité de mouvement entre les bras égale à $24\hbar k$ et une visibilité de 15%.

Ces avancées récentes sur les éléments d'optique atomique à grand transfert de quantité de mouvement sont très prometteuses. Pour le nouvel interféromètre atomique à jet de lithium ralenti, nous envisageons de travailler avec des ordres de diffraction de Bragg élevés pour sonder les limites de cette technique et essayer bien sûr de les repousser. Je voudrais citer dans ce contexte le problème de la densité de puissance laser nécessaire et les déformations des fronts d'onde laser. La technique de l'oscillation de Bloch est aussi très intéressante. Jusqu'ici, elle a été employée uniquement avec des interféromètres atomiques temporels utilisant des nuages d'atomes froids. Le passage à un interféromètre utilisant un jet atomique continu est probablement possible mais avec des adaptations qui ne sont pas évidentes.

VIII.5 Neutralité de la matière

Publications associées à ce chapitre :

- C. Champenois, M. Büchner, D. Delhuille, R. Mathevet, C. Robilliard, C. Rizzo, C. and J. Vigué, **Matter Neutrality Test Using a Mach-Zehnder Interferometer**, publié dans "The Hydrogen Atom: Precision Physics of Simple Atomic Systems", éditeur S. G. Karshenboim *et al.*, p. 554-563 (2001)
- D. Delhuille, C. Champenois, M. Büchner, R. Mathevet, C. Rizzo, C. Robilliard, and J. Vigué, **Atom interferometry : principles and applications to fundamental physics**, publié dans "Quantum Electrodynamics and the Physics of the Vacuum", QED 2000, AIP Conference Proceedings 564, G. Cantatore, p. 192-199 (2001)

L'égalité du module de la charge élémentaire d'un électron q_e et de celle d'un proton est généralement acceptée, bien que la neutralité électrique du neutrino n'est démontrée expérimentalement qu'avec une assez mauvaise précision. Cependant, cette égalité ainsi que la neutralité de neutron sont d'un intérêt essentiel pour notre compréhension de la théorie des particules car elles suggèrent une symétrie entre leptons et quarks, qu'aucune expérience n'a montré à ce jour [212]. Directement reliée à ces questions est la question de la neutralité de la matière.

La neutralité du neutron a été testée directement par déflexion d'un faisceau de neutrons par un champ électrique. Nous avons montré [213] que cette expérience peut être vue comme une expérience d'interférométrie neutronique. Une borne supérieure de la charge électrique du neutron q_n a été ainsi obtenue, $q_n = (-0.4 \pm 1.1) \times 10^{-21} q_e$ [214]. Les mesures de l'égalité du module des charges de l'électron et du proton sont basées sur des mesures indirectes, notamment sur la neutralité d'atomes, de molécules ou d'un échantillon solide. Les limites ainsi obtenues sur la neutralité sont de l'ordre de $10^{-21} q_e$ pour la charge d'un atome d'hydrogène (une revue de ces mesures est présentée dans la référence [212]).

En 1991, dans la conclusion de leur lettre [36] sur la mesure de l'accélération locale de la pesanteur g par interférométrie atomique, M. Kasevich et S. Chu ont mentionné le test de neutralité atomique comme une application possible de l'interférométrie atomique. En effet, si l'atome a une charge électrique non nulle, l'atome sera accéléré en présence d'un champ électrique et l'accélération sera mesurable par interférométrie atomique. Dans notre article de 2001 [215], nous proposons le principe de deux dispositifs expérimentaux pour tester la neutralité des atomes avec un interféromètre atomique Mach-Zehnder et nous en discutons la sensibilité.

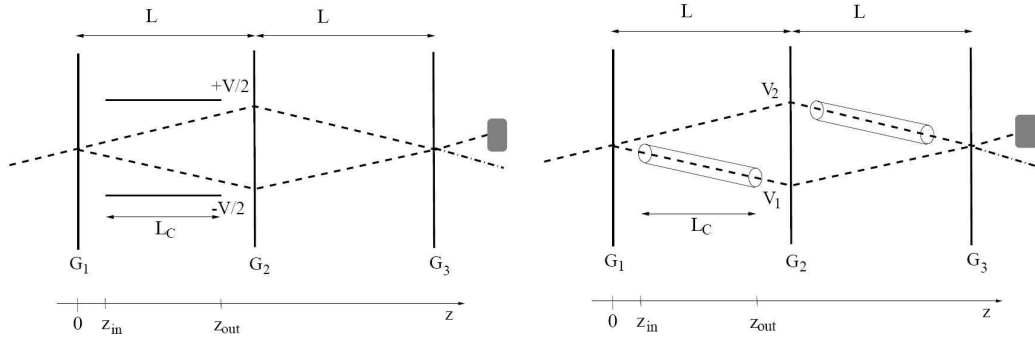


Figure VIII.11: *Partie gauche de la figure : schéma de principe d'une expérience de mesure de la neutralité électrique par interférométrie atomique. Deux électrodes portées à $\pm V/2$ créent un champ électrique. Les deux bras de l'interféromètre passent dans ce champ électrique et ils accumulent une déphasage proportionnel à la charge de l'atome et au champ électrique. Si le montage est parfaitement symétrique, le déphasage dû au terme de polarisabilité est nul. Partie droite de la figure : schéma de principe d'une deuxième expérience pour cette même mesure. Les deux bras de l'interféromètre se propagent dans des zones équipotentielles mais une déphasage est aussi produit si l'atome porte une charge non nulle.*

VIII.5.1 Nos propositions de test expérimental de la neutralité électrique des atomes

Nos propositions de dispositif expérimental sont illustrées sur la figure VIII.11. Un condensateur de longueur L_c est placé entre deux réseaux de diffraction et un champ électrique $E = V/D$ est appliqué (où D est la distance entre les électrodes). Si l'atome de lithium a une charge non nulle ϵq_e , un déphasage est introduit à cause du fait que les deux faisceaux cohérents sondent deux régions différentes du condensateur, donc des potentiels électriques différents. En négligeant le champ électrique à l'extérieur du condensateur, la phase due au champ électrique accumulée par un atome sur une trajectoire Γ est donnée par :

$$\varphi = -\frac{1}{\hbar} \int_{\Gamma} \mathcal{U}(\mathbf{r}(t)) dt \quad (\text{VIII.8})$$

où \mathcal{U} est l'énergie potentielle de l'atome dans le champ électrique. \mathcal{U} peut être développé en utilisant le développement multipolaire :

$$\mathcal{U}(\mathbf{r}) \approx \epsilon q_e U(\mathbf{r}) - \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} - \frac{1}{2} \alpha \mathbf{E}^2 + \dots \quad (\text{VIII.9})$$

où $U(\mathbf{r})$ est le potentiel électrique, \mathbf{E} le champ électrique, \mathbf{d} un possible dipôle électrique permanent et α la polarisabilité de lithium dans l'état fondamental. Il n'y a aucune raison de considérer le dipôle électrique permanent comme strictement nul mais notre géométrie impose le même champ électrique pour les deux bras de l'interféromètre et la phase reliée aux deux termes $-\mathbf{d}_{Li} \cdot \mathbf{E}$ et $\alpha \mathbf{E}^2/2$ est identique sur ces trajectoires. Finalement, le déphasage relatif $\Delta\varphi$ s'écrit :

$$\Delta\varphi = -\frac{1}{\hbar} \epsilon q_e E \frac{L_c}{v} \theta_d \frac{z_1 + z_0}{2} \quad (\text{VIII.10})$$

v est la vitesse atomique, θ_d l'angle de diffraction, z_{in} mesure la distance de l'entrée dans le condensateur par rapport au premier réseau de diffraction et z_{out} la distance de la sortie du condensateur à ce réseau

(voir figure VIII.11). $\theta_d(z_1 + z_0)/2$ est la distance moyenne entre les deux bras de l'interféromètre pour la zone dans le condensateur. Pour assurer une grande sensibilité pour la détection de très petites charges électriques, il est important de travailler avec un champ électrique très élevé. D'après R.V. Latham [216], sous une pression résiduelle faible, inférieure à 10^{-6} mbar, le champ électrique maximum utilisable est de l'ordre de 25 MV/m pour des distances entre électrodes de l'ordre de 2 mm et ce champ décroît si cette distance augmente.

Il est important de noter que le déphasage dépend en v^{-2} , car l'angle de diffraction θ_d et le temps d'interaction varient tous les deux comme v^{-1} . Il est donc très avantageux de travailler avec des atomes très lents pour augmenter considérablement la sensibilité de l'interféromètre. Cependant, une limite est donnée par le terme de polarisabilité qui doit rester négligeable devant l'énergie cinétique pour ne pas modifier la vitesse à l'intérieur du condensateur. Voici un calcul de déphasage dans un cas réaliste mais favorable, en utilisant les dimensions de notre interféromètre à lithium et une longueur du condensateur de $L_C = 50$ cm. Pour un jet atomique de lithium, ralenti à $v = 50$ m/s, et un champ de $E = 5$ MV/m, le terme de polarisabilité est égal à seulement 0.2% de l'énergie cinétique et donc négligeable. L'angle de diffraction au premier ordre vaut 3.4 mrad et la séparation maximale des bras de notre interféromètre égale à $\theta_d L$, où $L = 0.6$ m est distance entre ondes stationnaires consécutives, vaut $\theta_d L = 2$ mm. Avec ces valeurs, on obtient une sensibilité à la détection de la charge ϵq_e portée par chaque atome :

$$\Delta\varphi = \epsilon \times 9 \times 10^{16} \text{ rad} \quad (\text{VIII.11})$$

Les mesures de charge sur un atome de nombre de masse A sont généralement exprimées comme une mesure de la charge du neutron en divisant la charge mesurée sur l'atome ϵ par A . Ainsi, en travaillant sur le lithium ${}^7\text{Li}$, il faut atteindre $|\epsilon| < 7 \times 10^{-21}$ pour obtenir une limite pour la charge du neutron comparable à la meilleure mesure [214]. Il faut donc réduire l'incertitude sur la mesure du déphasage φ au niveau de 0.6 mrad. Nous avons actuellement une sensibilité en phase voisine de $16 \text{ mrad}/\sqrt{Hz}$ [83] et, en admettant un gain de précision proportionnel à la racine du temps de mesure, il faudra des mesures pendant 1000 s soit 17 minutes avec le champ électrique et autant de temps sans champ électrique pour atteindre la précision souhaitée.

Nous espérons que notre nouvel interféromètre actuellement en construction nous fournira un signal beaucoup plus élevé, avec un nombre d'atomes détectés au moins égal à $N = 10^7$ atomes/s et une visibilité \mathcal{V} proche de 100%. En admettant que le bruit Poissonien, on calcule une sensibilité en phase $\Delta\varphi_{min} = 1/(\sqrt{N}) \approx 0.3 \text{ mrad}/\sqrt{Hz}$. Avec un temps de mesure de l'ordre de 10^4 seconde (soit 3heures) sans champ et autant de temps avec champ, on peut espérer réduire l'incertitude sur le déphasage $\Delta\varphi$ au niveau de 5 microradians, ce qui correspondrait à une incertitude sur la charge du neutron égale à $|\epsilon| < 6 \times 10^{-23}$ (en admettant que cette charge est nulle!).

Le plus grand défi de cette expérience est la maîtrise des déphasages dus au terme de polarisabilité $\alpha \mathbf{E}^2/2$. Avec l'exemple ci-dessus, les phases accumulées dues à ce terme sur chacun des deux bras sont très grandes, $\varphi_{pol} \approx 3 \times 10^6$ rad. Si la symétrie du montage est parfaite, ces deux phases sont identiques et le déphasage relatif est nul. Cependant, dans un montage, il sera difficile d'assurer cette symétrie parfaite, en particulier à l'entrée et à la sortie du condensateur au niveau des champs de fuite. Il faudra donc aligner très soigneusement le condensateur pour minimiser ce déphasage qui dépend du carré de la tension appliquée, contrairement au déphasage relié à une charge résiduelle. Des mesures alternant les polarités des tensions appliquées permettront donc de contrôler ces déphasages parasites. Une possibilité pour réduire les effets des champs de fuite [215] est de hacher le jet atomique, d'allumer le champ électrostatique lorsque la bouffée d'atomes se trouve totalement à l'intérieur du condensateur et de l'éteindre avant que la bouffée d'atomes en sorte.

Dans le cadre d'un soutien donné par le programme PROCOPE (2001-2004), nous avons établi une collaboration avec l'équipe du professeur J.P. Toennies à l'Institut Max Planck à Göttingen pour faire

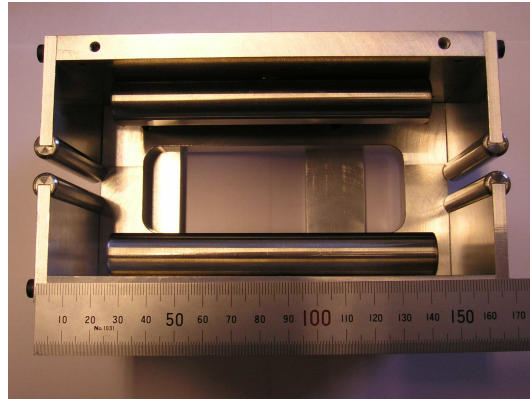


Figure VIII.12: Photo du condensateur à haute tension construit par notre équipe pour le projet PROCOPE avec l'équipe du Professeur J.P. Toennies. Ce condensateur, de longueur $L_C = 80$ mm, est formé de deux électrodes avec bords arrondis qui pouvaient être portées à ± 20 kV, avec une distance entre électrode $D \approx 1$ ou 2 mm. Pour la photo, les électrodes ont été écartées. Le condensateur est entouré d'une boîte métallique mise à la masse pour contrôler la géométrie des champs de fuite et éviter des décharges non contrôlées vers des éléments sensibles, en particulier les nanoréseaux de l'interféromètre atomique.

une mesure de la neutralité atomique de l'atome d'hélium avec son interféromètre atomique. L'intérêt de l'hélium pour cette mesure est que sa polarisabilité électrique, voisine de 1.38 a.u. est beaucoup plus petite que celle du lithium, voisine de 164 a.u. et que les effets du terme de polarisabilité seront beaucoup moins gênants.

L'interféromètre atomique de Göttingen était un interféromètre de Mach-Zehnder, avec trois nanoréseaux de pas 100 nm séparés par des distances de 20 cm. A Toulouse, nous avons construit un condensateur haute tension adapté à l'interféromètre de Göttingen (voir la photo VIII.12). Nous l'avons testé sous vide en appliquant des tensions égales à ± 20 kV sur les électrodes séparées de 1 ou 2 mm, donnant ainsi un champ électrique 40 MV/m ou 20 MV/m. En plaçant le condensateur entre le premier et le deuxième réseau avec un champ de 40 MV/m, en prenant pour la vitesse atomique la valeur $v = 200$ m/s, correspondant à un jet supersonique d'hélium avec une source à la température de 4 K), on calcule que la sensibilité à la charge ϵq_e portée par l'atome d'hélium est égale à $\Delta\varphi = \epsilon \times 1.2 \times 10^{16}$ rad. Cette sensibilité était donc déjà très intéressante et nous avons jugé que l'expérience méritait d'être tentée.

Fin 2002, j'ai passé quelques jours à Göttingen pour discuter de ce projet et notre doctorante, Marion Jacquey, a passé deux mois fin 2004 et début 2005, à Göttingen pour des essais. Malheureusement, l'interféromètre atomique avait été modifié depuis sa dernière utilisation et les asservissements de sa suspension anti-vibration n'ont pas fonctionné d'une manière satisfaisante. Il n'a pas été possible d'obtenir de signal d'interférence. Comme, peu après, J.P. Toennies a arrêté totalement son activité de recherche, ce projet a été définitivement abandonné.

Nous envisageons de tester la neutralité du lithium avec notre interféromètre atomique, mais actuellement notre jet est 5 fois plus rapide que celui de Toennies, ce qui réduit le temps d'interaction. De plus, comme nous l'avons noté plus haut, la polarisabilité du lithium est environ 120 fois plus grande que celle de l'hélium, ce qui augmente beaucoup les erreurs systématiques. Malgré ces difficultés, nous pensons qu'une mesure de la neutralité électrique du lithium est possible mais nous pensons la faire avec notre futur interféromètre atomique utilisant un jet ralenti de lithium et une grande séparation des bras. Nous espérons faire mieux que la limite actuelle sur la charge du neutron et, dans un deuxième temps, en util-

isant des ordres de diffraction élevés et des mesures plus longues, on peut espérer atteindre une limite de l'ordre de $10^{-25}q_e$ sur la charge du neutron.

VIII.5.2 Une proposition de mesure de la neutralité électrique par l'équipe de M. Kasevich

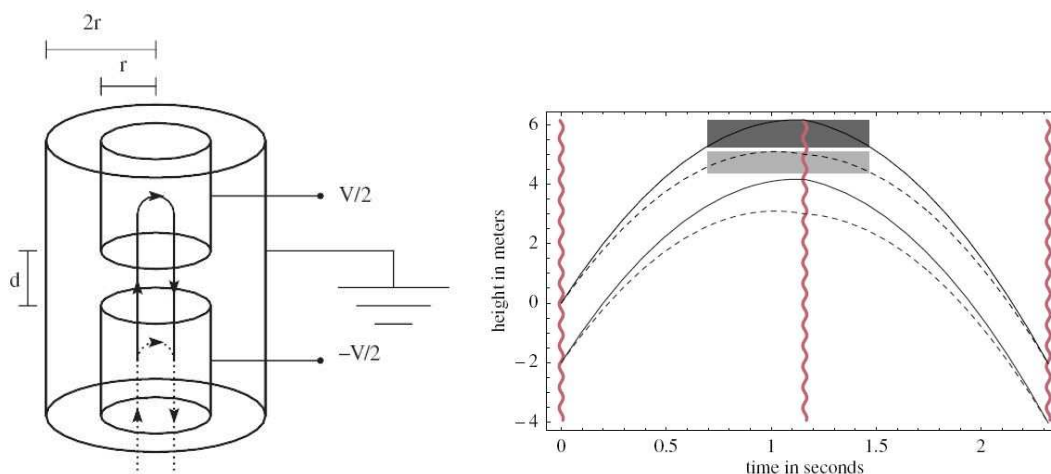


Figure VIII.13: *Partie gauche de la figure : schéma de principe du dispositif expérimental pour une mesure de la neutralité de'un atome par interférométrie atomique. Les deux trajectoires atomiques en fontaine correspondant aux deux bras de l'interféromètre sont représentées. Ces trajectoires ont leur points de rebroussement dans deux électrodes cylindriques de rayon $r \approx 1$ cm. Ces électrodes sont séparées par une distance $d \approx 1$ cm et la différence de potentiel V vaut $V \approx 100$ kV. Ce dispositif aura une hauteur de 1 m environ.*

Très récemment, l'équipe de M. Kasevich [199] a proposé d'utiliser son interféromètre atomique utilisant la diffraction Raman du rubidium pour tester la neutralité électrique de cet atome [217]. Nous présentons rapidement cette proposition ici car elle prouve que ce sujet intéresse d'autres équipes que la nôtre et que, avec pas mal d'optimisme, une sensibilité impressionnante est envisageable.

Le dispositif expérimental proposé consiste en une fontaine atomique de ^{87}Rb . Les atomes sont lancés verticalement vers le haut à une vitesse de 10 m/s. Puis, une impulsion laser Raman $\pi/2$ à $t = 0$ dans la direction verticale divise l'onde atomique en deux composantes ayant une différence de quantité de mouvement. A cause de cette différence de quantité de mouvement, les trajectoires des deux composantes atteignent des hauteurs différentes (voir figure VIII.13). Deux cylindres avec des potentiels $V/2$ et de $-V/2$ sont placés de telle façon que la trajectoire des atomes rapides atteint le cylindre du haut et celle du bas uniquement le cylindre en bas. Les tensions créant ces potentiels sont appliquées lorsque les nuages d'atomes se trouvent à l'intérieur des deux cylindres. Puis des impulsions Raman de π et de $\pi/2$ sont appliquées, indiquées par les lignes ondulées, pour réfléchir et recombiner ces deux composantes. Dans notre article de 2001 [215], nous avons proposé un dispositif similaire avec des cylindres dont on modifie le potentiel de manière impulsionnelle quand la bouffée d'atomes est à l'intérieur du cylindre.

Les auteurs ont choisi un dispositif expérimental de très grande dimension, avec une hauteur de la fontaine atomique de 10 m, pour obtenir une précision inégalée. Les séparatrices atomiques sont des séparatrices à grand transfert de quantité de mouvement : dans sa publication de 2007 [199], l'équipe de

M. Kasevich cite des techniques comme la manipulation par des réseaux optiques 1D [209], des séquences d'impulsions Raman [203] ou des passages adiabatiques [202] comme candidats pour réaliser ces séparatrices atomiques à grand transfert de quantité de mouvement (voir notre discussion VIII.4). Ils espèrent atteindre ainsi une différence de vitesse entre les deux bras égale à 1 m/s, suffisante pour que les sommets des trajectoires soient distants de 1.1 m. La vitesse de recul vaut $v_r = 5.88$ mm pour le rubidium ^{87}Rb ce qui signifie que la séparatrice doit transférer environ 170 fois la quantité de mouvement d'un photon.

En appliquant une tension de ± 50 kV aux cylindres pendant un temps de 0.7 s, le déphasage attendu est de $10^{20}\epsilon$ pour une charge ϵq_e . Chaque nuage contient 10^6 atomes environ et ce dispositif devrait donner une sensibilité, limitée par le bruit Poissonien, voisine de 10^{-3} rad par lancement d'atomes. Il semble donc possible d'atteindre une sensibilité de 10^{-6} rad après 10^6 lancements. La limite détectable serait donc une charge résiduelle $\epsilon \sim 10^{-26}$ pour l'atome de rubidium ^{87}Rb , soit une charge résiduelle $\eta = \epsilon/A \sim 10^{-28}$ par nucléon ($A = 87$ est le nombre de nucléons). Les auteurs suggèrent que cette limite pourrait être encore réduite en augmentant le nombre d'atomes par lancement et/ou en utilisant des atomes intriqués pour atteindre la limite ultime qui est la limite de Heisenberg.

Dans cette expérience, il existe diverses sources de bruit de phases et en particulier le bruit de phase venant des impulsions laser Raman. Pour le mesurer et le corriger, un deuxième interféromètre sera opéré simultanément utilisera les mêmes impulsions laser mais les atomes passeront en dehors des cylindres créant les potentiels électriques (voir figure VIII.13). Les défis d'une telle expérience sont grands et nous en avons déjà cité quelques uns. Les auteurs ont fait une analyse plus détaillée [217].

VIII.6 Interactions atome–surface: contributions électromagnétiques et possibles contributions gravitationnelles à courte portée

Les études expérimentales de l'interaction atome–surface sont nombreuses et variées. On peut distinguer deux approches principales. Dans la première approche, l'atome est dans son état fondamental (ou éventuellement un état excité de longue durée de vie) et l'expérience mesure la force subie par l'atome ou la modification de son énergie due à la présence de la surface. Dans la deuxième approche, on sonde l'interaction de l'atome avec la surface en utilisant la spectroscopie optique : la mesure consiste à détecter le décalage de l'énergie de transition entre deux états atomiques induit par la surface, ce qui permet de sonder de manière très précise la différence d'interaction atome-surface entre les deux états impliqués dans la transition. Cette méthode ne sera pas discutée ici (un article de revue sur cette technique a été écrit par D. Bloch et M. Ducloy en 2005 [151]).

Parmi les études qui font partie de la première approche, on peut citer la diffraction, la déflexion et la réflexion quantique par une surface.

Les études de la diffraction des atomes ou molécules par une surface fournissent des informations sur le potentiel d'interaction (voir article de revue [218]). Un type d'expérience consiste à envoyer un faisceau de particules sur une surface cristalline, pour certaines conditions d'énergie et d'incidence, la particule peut être en résonance avec un état lié particule–surface, ce qui change l'intensité des faisceaux diffractés (voir par exemple [160]). La position des résonances fournit les énergies de liaison et fournit des informations sur la forme du potentiel atome/molécule-surface. Une autre approche est la déviation atomique [219, 220, 221, 153].

Le développement de l'optique atomique fournit des outils complémentaires et les travaux sur ces interactions se sont multipliés. On peut citer des travaux sur la réflexion quantique des atomes par une surface [222, 223, 224] ou la réflexion des atomes ou molécules métastables par une surface nano- ou

microstructurée [225, 226, 227, 228]. Les travaux sur la mesure de l'interaction atome–surface avec des nanoréseaux en transmission ont été déjà exposés dans la section VII.2 (p. 119).

Je vais restreindre l'exposé à l'étude de l'interaction atom-surface par les techniques de l'optique et de l'interférométrie atomiques. Je décrirai d'abord trois expériences de ce type puis des propositions récentes d'expériences. Je proposerai ensuite une expérience utilisant notre interféromètre atomique pour la mesure de l'interaction atome-surface dans le régime de Casimir-Polder.

VIII.6.1 Réflexion et diffraction d'atomes par une onde lumineuse évanescente en présence d'une surface.

En 1996, l'équipe de J. Dalibard [22] a réalisé un interféromètre atomique de type fentes de Young dans le domaine temporel, grâce à un miroir atomique à onde laser évanescente fonctionnant en impulsion. L'onde évanescente est créée par réflexion totale interne du faisceau laser sur une surface de verre et le laser est désaccordé du côté bleu de la transition de résonance atomique pour former un potentiel dipolaire répulsif. Les atomes tombent sur ce miroir et rebondissent à une distance très faible de la surface, qui dépend de l'intensité du laser et de l'interaction atome–surface. L'interféromètre utilise trois réflexions de l'atome sur la surface et une séquence de quatre impulsions du laser formant l'onde évanescente, les deux impulsions centrales jouant le rôle des deux fentes d'Young temporelles. Je ne vais pas donner ici une description détaillée de l'interféromètre. Cet article [22] présente des signaux montrant l'intensité du signal atomique sur la frange centrale en fonction de l'intensité d'une des deux impulsions laser jouant le rôle d'une des fentes d'Young. Ces signaux sont sensibles à l'interaction atome-surface mais le montage ne permettait pas de les utiliser pour une mesure à cause d'un trop gros effet de moyenne spatiale sur l'onde évanescente.

A partir de 1994, l'équipe d'A. Aspect a étudié la réflexion d'atomes sur des ondes lumineuses évanescentes [23, 229]. Comme le potentiel lumineux répulsif décroît exponentiellement avec une longueur caractéristique de l'ordre de $\lambda_L/2\pi \sim 100$ nm (où λ_L est la longueur d'onde du laser qui est très proche de la raie de résonance atomique), les atomes sondent en fait un potentiel qui est la somme du potentiel dipolaire et du potentiel d'interaction atome-surface. La prise en compte de cette interaction est essentielle pour comprendre la probabilité de rebond atomique en fonction de l'intensité du potentiel dipolaire qui est proportionnelle à la densité de puissance dans le faisceau laser. En effet, les résultats expérimentaux sont très sensibles à la présence du potentiel de Van der Waals mais la précision des mesures est légèrement trop faible pour mettre sûrement en évidence les effets de retard relativiste et la transition vers le régime de Casimir-Polder. B. Segev, R. Côté et M. Raizen ont montré par le calcul que les effets de retard relativiste devraient être détectables sur la probabilité de réflexion dans une expérience de ce type [230, 231].

L'équipe d'A. Aspect a réalisé expérimentalement un interféromètre utilisant la diffraction d'atomes de rubidium en incidence rasante sur une onde évanescente stationnaire selon la direction parallèle à la surface. L'existence de gradients de polarisation dans cette onde stationnaire induit des transitions entre sous-niveaux Zeeman et, comme cette transition peut se produire à la fois sur la voie d'entrée et sur celle de sortie, il apparaît des effets d'interférences, des oscillations de Stückelberg, sur la probabilité de diffraction : ces oscillations sont très sensibles au potentiel vu par l'atome près de la surface. Les mesures montrent nettement le rôle du terme de Van der Waals mais la sensibilité était insuffisante pour voir les effets de retard relativiste [150]. Une analyse théorique plus complète [232] a été publiée par cette équipe, montrant qu'une sensibilité suffisante pour détecter les effets de retard relativiste était possible, surtout dans le cas de la réflexion d'atomes d'hélium dans son état métastable.

Une étude théorique détaillée d'un interféromètre atomique de polarisation pour sonder les interactions atome-surface a été publiée par M. Gorlicki *et al.* [233] en 1999.

VIII.6.1.1 Réflexion quantique d'un atome par un potentiel attractif

Lorsqu'une particule de masse m a une énergie totale E qui est partout supérieure à son énergie potentielle $V(x)$, cette particule ne subit aucune réflexion si son mouvement est décrit par la mécanique classique. Si le mouvement est décrit par la mécanique quantique, une réflexion est possible dès que le potentiel varie rapidement et c'est un exercice classique de calculer le coefficient de réflexion d'une marche de potentiel. Le coefficient de réflexion est non nul même avec des potentiels très réguliers (continus et plusieurs fois dérivables) et cette réflexion se produit dès que la variation de la longueur de de Broglie λ_{dB} calculée localement ($\lambda_{dB} = h/\sqrt{2mE - v(x)}$) devient trop rapide. Quantitativement, la probabilité de réflexion devient non négligeable dès que

$$\frac{d\lambda_{dB}}{dx} \gtrsim 1 \quad (\text{VIII.12})$$

Cette question est discutée par exemple par P.S. Julienne et F.H. Mies dans le cadre des collisions d'atomes ultra-froids [234] et dans un article de revue écrit par H. Friedrich et J. Trost dans le cadre de la limite des approximations semiclassiques [235].

Les expériences mettant en évidence ce comportement pour des collisions atome-surface sont déjà anciennes : elles utilisent l'hélium ou l'hydrogène atomique refroidi vers des températures de l'ordre du Kelvin par cryogénie traditionnelle [236, 237].

Dans un travail théorique, C. Henkel *et al.* ont montré en 1996 que le potentiel attractif créé par une onde évanescente peut réfléchir un atome, à condition que sa longueur de de Broglie soit supérieure que la portée typique du potentiel [238, 239]. Pour observer cette réflexion quantique avec un potentiel attractif (potentiel dipolaire ou potentiel de Van der Waals ou potentiel de Casimir-Polder), il faut des atomes ayant une très faible énergie cinétique selon la direction perpendiculaire à la surface : en pratique il faut utiliser des atomes froids et le plus souvent une incidence rasante [240].

En 1983, des expériences de réflexion quantique d'atomes d'hélium par une surface liquide d'hélium ont été effectuées par V.U. Nayak *et al.* [241], suivies par d'autres expériences avec l'hélium et l'hydrogène (voir références dans [226]). Avec des atomes refroidis par laser, F. Shimizu [222] a mis en évidence une réflexion quantique. Il a mesuré le coefficient de réflexion des atomes de néon métastable par une surface de verre et une surface de silicium en fonction de la vitesse, entre 1 et 30 mm/s. Les résultats sont bien interprétés en utilisant un potentiel atome-surface qui interpole entre les régimes de Van der Waals à courte distance et le régime de Casimir-Polder à longue distance et les coefficients des potentiels à longue distance ainsi mesurés sont en bon accord avec les prévisions théoriques. Ce dispositif a été ensuite modifié pour réaliser des hologrammes et des miroirs à diffraction de Fresnel. Pour réaliser un hologramme atomique, les atomes de néon métastable sont réfléchis quantiquement par une surface composée de parties hautement et faiblement réfléchives [226].

Une exaltation de la réflectivité atomique a été obtenue en gravant un réseau en surface [242, 243, 244, 240]. Cette exaltation est expliquée par une théorie de diffraction Fresnel-Kirchhoff. D'autres travaux sur la réflexion quantique d'atomes froids sur des nano/micro-objets ont suivi [227, 245, 246], ainsi que sur celle des atomes thermiques [225]. Ces travaux n'ont cependant pas donné de mesures du potentiel d'interaction atome-surface.

En 2003, V. Druzhinina and M. DeKieviet ont mesuré la réflexion d'un jet atomique d'hélium ^3He par la surface d'un cristal de quartz [223]. Ils ont pu ainsi sonder l'interaction de Van der Waals entre l'atome d'hélium et cette surface. En variant l'angle d'incidence, ils ont exploré la gamme de vitesse perpendiculaire allant 1 à 21 m/s, correspondant à des énergies cinétiques entre 14 neV et 7 μeV . Ils ont observé la transition entre le régime de haute énergie dominé par l'interaction de Van der Waals non-retardée et le régime de basse énergie dominé par le potentiel de Casimir-Polder.

VIII.6.1.2 Influence de la présence d'une surface sur un condensat Bose-Einstein

En 1994, Y.-J. Lin *et al.* [247] ont caractérisé la stabilité d'un nuage d'atomes froids ou d'un condensat de Bose-Einstein situé entre 0.5 et 10 μm de surfaces métalliques ou diélectriques. Dans le cas d'une surface diélectrique, ils ont développé un modèle incluant le potentiel de Casimir-Polder pour expliquer la perte d'atomes. Les auteurs ont pu extraire une valeur très imprécise du coefficient C_4 du potentiel de Casimir-Polder, en accord avec la valeur théorique de ce coefficient.

En 2004, la réflexion quantique d'un condensat de Bose-Einstein de sodium a été observée par l'équipe de W. Ketterle au MIT [248]. Le condensat, initialement produit piégé dans un piège gravito-magnétique, est transféré dans un piège harmonique centré sur une surface de silicium. Le condensat oscille et entre en collision avec la surface. Une partie du condensat est réfléchi quantiquement par cette surface. En changeant l'amplitude d'oscillation, la vitesse au moment de la collision est variée entre 1 et 8 mm/s et la probabilité de réflexion quantique est mesurée en fonction de cette vitesse. Les résultats sont en bon accord avec une modélisation utilisant un potentiel atome-surface qui interpole entre le régime de Van der Waals à courte distance et le régime de Casimir-Polder à longue distance.

En 2005, le groupe de E.A. Cornell a placé un condensat de Bose-Einstein de rubidium dans un piège magnétique très près d'une surface de silice fondue et il a mesuré la fréquence d'oscillation du centre de masse du condensat en fonction de la distance de ce centre à la surface, sur la gamme entre 5 et 12 μm [249]. Dans cette gamme distance, l'interaction est dans le régime de Casimir-Polder. La précision des mesures est excellente et des variations relatives de fréquence d'oscillations de l'ordre de 5×10^{-5} sont détectables. La variation de fréquence donne une mesure de la dérivée spatiale de la force de Casimir-Polder donc de la dérivée seconde du potentiel. Les résultats sont en bon accord avec la théorie mais il faut bien choisir la zone de la surface, certaines zones donnant des forces spurieuses, probablement à cause de charges électriques. Cette expérience peut également sonder une force hypothétique de gravitation non-Newtonienne et, en admettant un potentiel de Yukawa, la sensibilité est bonne pour des portées comprises entre 0.4 et 10 μm mais elle reste moins bonne que celles des mesures existantes en 2005.

En 2007, ce même dispositif a été utilisé pour mettre en évidence l'effet de la température sur l'interaction atome-surface dans le régime de Casimir-Polder [154] (2007), effet décrit brièvement dans la section VII.1, (p. 116ff). Les auteurs utilisaient un substrat diélectrique, réalisé par un bloc de silice fondue. En variant la température entre 310 et 605 K, la fréquence d'oscillation du condensat varie et cette dépendance est en bon accord avec la prédiction théorique pour une situation hors d'équilibre avec la surface à une température élevée et l'environnement restant à la température ordinaire.

VIII.6.2 Propositions de mesure de l'interaction atome–surface par interférométrie atomique

Trois autres méthodes de mesure de cette interaction ont été récemment proposées. Ces méthodes doivent être capables de mesurer la force Casimir–Polder ou une éventuelle violation de la loi Newtonienne de la gravitation pour des distances inférieures à 10 micromètres.

Une expérience d'interférométrie atomique pour la mesure précise de ces petites forces a été proposée par S. Dimopoulos et d'A. Geraci [250] et d'I. Carusotto *et al.* [251]. L'idée de S. Dimopoulos et A. Geraci est de transférer un condensat Bose-Einstein dans une superposition cohérente de deux composantes, situées au nœuds ou aux ventres d'une onde stationnaire. Chaque composante évolue différemment, selon le potentiel qu'elle ressent, et lorsque l'onde stationnaire laser est éteinte, les deux composantes interfèrent et les franges d'interférences enregistrées en fonction de la position renseignent sur la différence des phases accumulées par les deux composantes. Pour sonder un potentiel non-Newtonien de type Yukawa, un objet formé d'un arrangement périodique de pavés en argent et en or est utilisé et le po-

tentiel gravitationnel modifié varie périodiquement. Pour éviter de détecter l'interaction atome-surface de Casimir-Polder, une feuille d'or est intercalée entre les atomes et l'objet afin d'écranter cette interaction.

Un schéma un peu similaire pour sonder les interactions atome-surface par interférométrie a été proposé par P. Wolf *et al.* en 2007 [252]. Une onde stationnaire laser verticale désaccordée vers le rouge piège les atomes aux nœuds de l'onde stationnaire et, à cause du champ de pesanteur, les atomes se trouvent dans les états Wannier-Stark notés $|W_m\rangle$, où m note le site. Le schéma expérimental est le suivant : après sélection des atomes dans un seul état (e.g. $|W_m, g\rangle$), une superposition des deux états internes $|g\rangle$ et $|e\rangle$ est créée par une impulsion Raman $\pi/2$. Puis une autre impulsion π de fréquences différentes crée un transfert d'états $|W_m, g\rangle \rightarrow |W_{m+1}, e\rangle$ et $|W_m, e\rangle \rightarrow |W_{m-1}, g\rangle$, ce qui produit une superposition des états dans deux sites différents. Une impulsion Raman interchange uniquement les états internes ($|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$). Une impulsion π réunit les deux composantes sur le même site en interchangeant leur états internes ($|W_{m+1}, g\rangle \rightarrow |W_m, e\rangle$ $|W_{m-1}, e\rangle \rightarrow |W_m, g\rangle$) et enfin une impulsion Raman $\pi/2$ clôt la séquence interférométrique. La population des états internes sonde la différence de phase accumulée par les deux composantes lors de leur séjour dans deux sites spatialement séparés qui seront choisis à quelques micromètres de la surface du miroir formant l'onde stationnaire. Cette expérience devrait avoir une très grande sensibilité.

L'idée de I. Carusotto *et al.* [251] est d'utiliser des oscillations de Bloch dans le camp de pesanteur terrestre d'un condensat Bose-Einstein. Ce condensat situé tout près d'un miroir et la variation de la période des oscillations de Bloch servira à sonder la force de Casimir Polder. Les auteurs de cet article démontrent la qualité des signaux d'oscillations de Bloch avec du potassium fermionique ^{40}K et ils montrent, par des simulations de l'effet recherché, que la variation relative de la période des oscillations de Bloch est proche 10^{-3} pour une distance atome-surface $D = 4$ micromètres et cette variation décroît très vite avec la distance D , sensiblement comme $1/D^4$.

En 2008, M. Fattori *et al.* ont étudié expérimentalement la sensibilité d'un interféromètre utilisant les oscillations de Bloch avec un condensat de Bose-Einstein de ^{39}K . Un champ magnétique permet d'ajuster la longueur de diffusion atome-atome à une très petite valeur grâce à une résonance de Feshbach, ce qui permet de réduire les effets de décohérence et de minimiser la largeur du pic d'interférences. Un travail similaire a été fait en même temps par M. Gustavsson *et al.* à Innsbruck [253], avec un condensat de Bose-Einstein de ^{133}Cs et ils ont pu observer 20.000 oscillations de Bloch, sur un temps d'observation de plus de 10 s.

L'équipe de G.M. Tino à Florence utilisé la technique des oscillations de Bloch avec des atomes ultra-froids de strontium ^{88}Sr issus d'un piège magnéto-optique [254]. Le nuage atomique est placé à une distance du miroir inférieure à $10\ \mu\text{m}$ avec une incertitude de $\pm 2\ \mu\text{m}$. L'interaction atome-surface doit se traduire par un changement de la fréquence d'oscillation de Bloch. Avec environ 7000 oscillations de Bloch loin de la surface, cette expérience donne une mesure de l'accélération locale de la pesanteur g avec une incertitude relative égale à 5×10^{-6} . Cette sensibilité devrait permettre de détecter la force de Casimir à une distance de l'ordre de $7\ \mu\text{m}$ environ. Le projet de ces auteurs est d'améliorer la sensibilité vers 10^{-6} à $10^{-7}g$ pour une mesure précise de cette force.

Les propositions d'expériences que nous venons de décrire dans cette section sont très intéressantes mais elles n'ont pas encore atteint la sensibilité nécessaire pour détecter la force de Casimir.

VIII.6.3 Discussion et perspectives

Suivant les expériences, la quantité mesurée n'est pas la même :

- la mesure de la période d'oscillation d'un condensat sont sensibles à la dérivée par rapport à la distance de la force atome-surface ;

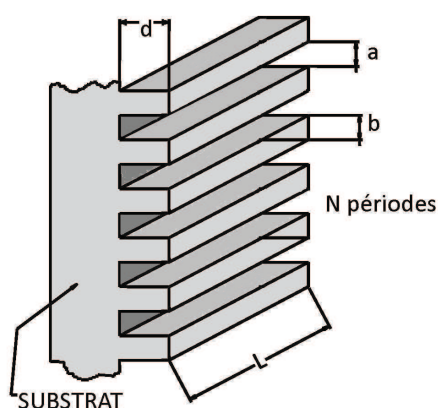


Figure VIII.14: Proposition de cible pour tester l'interaction atome-surface dans le régime de Casimir-Polder. Un des bras de l'interféromètre se propage entre les dents du peigne gravé en surface, l'autre bras passe devant loin de toute surface. Le peigne a une longueur L de l'ordre du millimètre, la largeur des fentes a et la largeur b des barres qui les séparent sont de l'ordre du micromètre et la profondeur d des gravures est suffisante (quelques dizaines de micromètres) pour permettre le passage des atomes sans interaction notable avec le fond des gravures.

- les expériences de réflexion quantique sont sensibles au potentiel de manière globale
- les expériences d'interférométrie atomique mesurent un déphasage. Dans les cas simples, ce déphasage est la différence des intégrales du potentiel atome-surface vu sur chacun des deux bras de l'interféromètre.

Notre interféromètre travaille avec un faisceau atomique continu mais rapide, ce qui limite le temps d'interaction. La faiblesse de l'interaction de Casimir-Polder pose un problème de sensibilité. Pour augmenter la sensibilité, il faut que l'interaction atome-surface dure plus longtemps et une cible telle que le

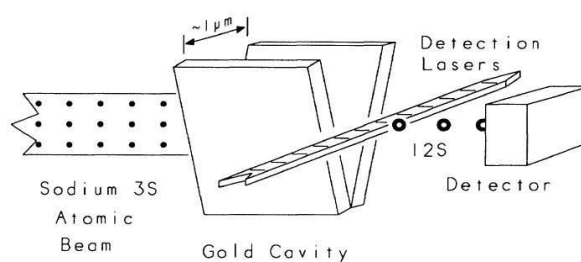


Figure VIII.15: Dispositif expérimental utilisé par l'équipe d'E. Hinds [153] pour une mesure de la force Casimir-Polder par déflexion. Un jet de sodium dans son état fondamental passe à travers une cavité, constituée de deux plaques formant un petit angle. Selon la hauteur du jet dans cette cavité, les atomes sondent la surface à des distances différentes et sont plus ou moins déviés par la force de Casimir-Polder. La détection est réalisée par fluorescence laser.

peigne représenté sur la figure VIII.14 permet d'allonger ce temps d'interaction. Cette cible peut être considérée comme la suite logique du nanoréseau que nous avons utilisé pour nos mesures de l'interaction de Van der Waals. Une autre possibilité intéressante est l'utilisation de deux surfaces formant un angle faible. Ce dispositif est montré sur la figure VIII.14 a été utilisé par l'équipe de E. Hinds [153] pour une mesure de la force Casimir-Polder par déflexion d'un jet atomique. Selon la position en hauteur du faisceau, les atomes sondent des distances différentes par rapport à la surface. Nous pourrions utiliser un dispositif similaire pour faire passer un des deux faisceaux cohérents entre les deux plaques.

Une autre expérience pourrait concerner la modification de l'interaction de Van der Waals par un rayonnement laser, telle qu'elle a été discutée par Perreault *et al.* [255]. Cependant, il n'est pas clair que cette théorie prenne en compte la structure réelle du champ laser à l'intérieur du nanoréseau et, de plus, la densité de puissance laser nécessaire peut être induire des problèmes avec le nanoréseau (échauffement, distorsion, etc...).

Nous réfléchissons à une nouvelle expérience de mesure de l'interaction atome-surface, probablement dans le régime de Casimir-Polder, en utilisant l'interférométrie atomique mais nos choix ne sont pas encore faits. Un calcul théorique de propagation qui modélise le déphasage et atténuation du signal interférométrique sera sans doute nécessaire comme étape préalable à la construction de l'expérience.

VIII.7 Perspectives à long terme de l'interférométrie atomique

L'ère des interféromètres atomiques a vraiment commencé en 1991, avec l'expérience de fentes de Young de O. Carnal et J. Mlynek [6], avec l'interféromètre à nanoréseaux de l'équipe de D.E. Pritchard [9] et avec l'interféromètre utilisant la diffraction Raman du sodium, construit par M. Kasevich et S. Chu [36], qui ont fait la première mesure de l'accélération locale de la pesanteur par interférométrie atomique. Notre interféromètre atomique est très proche de l'interféromètre atomique l'équipe de D.E. Pritchard, même si nous utilisons un processus différent pour diffracter les atomes et nous nous sommes largement inspirés des nombreuses expériences pionnières effectuées par cette équipe et décrites dans ce manuscrit [56].

Il est instructif de rappeler quelques étapes du développement de l'interférométrie optique pour essayer d'imaginer celui de l'interférométrie atomique. Le phénomène d'interférence a été déjà étudié par Newton avec les anneaux de Newton. Le premier interféromètre optique est la fameuse expérience des fentes de Young construite en 1804 [256]. Fresnel a commencé ses recherches en optique vers 1814. Parmi ses nombreux travaux théoriques et expérimentaux, on peut citer son arrangement de deux miroirs, appelé aujourd'hui miroirs de Fresnel. En 1851, H. Fizeau a entrepris des mesures sur l'indice de réfraction de l'eau en mouvement [257] en utilisant un interféromètre, qu'on appellerait aujourd'hui de type Mach-Zehnder. Le développement systématique des interféromètres optiques a suivi avec les interféromètres de J.C. Jamin en 1856 [258], de H. Fizeau en 1862 [259], de L. Zehnder en 1891 [260], de L. Mach en 1892 [261] et de A.A. Michelson en 1881 [262].

C'est en 1887 que A.A. Michelson et E.W. Morley [263] ont utilisé leur interféromètre pour tester l'hypothèse de l'éther. Depuis, des multiples interféromètres de différents types ont été construits. L'invention du laser en 1960 repose sur l'interféromètre de Fabry-Perot inventé en 1897 et le laser a changé de manière dramatique la précision puisqu'il est maintenant possible de détecter des variations de distance aussi petites que 2×10^{-19} m en 1 seconde de mesure (Y. Hadjar *et al.* [264]). On voit l'immensité du chemin parcouru entre 1804 et maintenant, à l'évidence, aucun des opticiens du 19ème siècle ne pouvait prévoir la réalité présente.

En février 2009, j'ai assisté à un workshop à Florence intitulé "Gravitational Waves Detection with Atom Interferometry". Malgré le manque actuel de sensibilité et les problèmes de décohérence, les

travaux en cours m'ont impressionné et cette direction de recherche m'intéresse. Certains de nos projets s'inscrivent dans cette direction : la réduction du bruit de phase dû aux vibrations d'origine sismique et le développement de diffraction à large transfert de quantité de mouvement sont deux outils indispensables pour aller dans cette direction.

Une autre question très intéressante est la mesure d'un dipôle permanent de l'électron, prévu par de nombreux modèles théoriques. Diverses expériences sur des atomes lourds (thallium, césium et mercure) ont déjà été réalisées [265, 266, 267, 268] : le choix des atomes lourds s'impose à cause d'effets relativistes qui amplifie le dipôle électrique de l'électron par un très gros facteur. La limite actuelle est que le dipôle de l'électron, si il existe, est plus petit que $q_e \times (1.6 \times 10^{-27})$ cm [266] (où q_e est la charge de l'électron). Une expérience avec un interféromètre moléculaire de type Ramsey est en cours dans l'équipe de E. Hinds [269]. Cette expérience, qui est très avancée, utilise la molécule polaire YbF dans le but d'amplifier par un très gros facteur le champ électrique du laboratoire en utilisant le champ interne de la molécule [269]. Nous ne savons pas si l'interférométrie atomique à bras séparés peut repousser la limite actuelle sur le dipôle de l'électron. Si nous voulions tenter une expérience avec notre interféromètre, il faudrait remplacer le lithium, qui est un atome léger et donc un mauvais candidat, par un atome lourd comme le césium.

Les tests de physique fondamentale comme la neutralité de la matière sont plus simples à mettre en œuvre mais ces tests sont néanmoins des projets ambitieux.

En conclusion, nous sommes encore à l'aube de l'ère de l'interférométrie atomique. Les ondes atomiques ne se propagent bien que dans un très bon vide et les expériences resteront donc complexes mais nous pensons que l'interférométrie atomique est un outil extrêmement puissant pour la recherche fondamentale. Enfin, malgré la complexité des expériences, des applications industrielles apparaissent actuellement dans le domaine des mesures inertielles : mesures d'accélération et, en particulier, mesure de l'accélération locale de la pesanteur g et de son gradient, mesure de rotation (gyroscope).

Nous comptons bien participer au développement passionnant de cette activité de recherche. Dans les prochaines années, nous espérons arriver à créer avec notre interféromètre atomique, des situations très quantiques avec des séparations tout à fait macroscopiques (plusieurs millimètres au moins) entre les deux bras de notre interféromètre, tout en gardant une excellente sensibilité en phase. Nous sommes convaincus qu'une telle situation doit permettre des expériences actuellement impossibles.

Chapitre IX

TRAVAUX ANNEXES

Dans ce chapitre, je résume brièvement les travaux annexes effectués au cours de la mise au point de notre interféromètre et ceux qui se poursuivent actuellement :

- L'étude de certaines propriétés des jets supersoniques est un sous-produit de la mise au point de notre interféromètre car il nous a semblé intéressant de comprendre de manière aussi complète que possible le fonctionnement du jet atomique de lithium.
- L'étude d'une possible application de l'interférométrie atomique à l'antihydrogène résulte d'une démarche d'une fraction de la collaboration ATHENA qui, en 2005, fut la première à produire de manière systématique de l'anti-hydrogène atomique.
- Enfin, nous avons entrepris le développement d'un laser à milieu amplificateur solide émettant une puissance de l'ordre de 1 Watt à la longueur d'onde de 671 nm pour manipuler le lithium: ce développement nous a semblé nécessaire pour simplifier le fonctionnement de notre expérience en remplaçant le système laser à colorants pompé par laser à argon ionisé.

IX.1 Propriétés des jets supersoniques

Publications associées à cette partie :

- A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué, ***Anomalous cooling of the parallel velocity in seeded beams***, *Phys. Rev. A* **70**, 030701(R) (2004)
- A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué, ***Parallel temperatures in supersonic beams: Ultracooling of light atoms seeded in a heavier carrier gas***, *J. Chem. Phys.* **122**, 094308 (2005),

Notre interféromètre utilise un jet supersonique de lithium ensemencé dans un gaz rare qui est le plus souvent l'argon. L'intérêt essentiel d'un jet supersonique est sa distribution de vitesse qui est beaucoup plus étroite que celle d'un jet effusif et sa très forte brillance. Ces deux caractéristiques sont très importantes pour diffracter le plus d'atomes possible puisque la diffraction par ondes stationnaires laser dans le régime de Bragg est sélective en vitesse atomique. Avec un tel jet, nous obtenons un signal intense d'interférences atomiques.

Dans le cadre de la caractérisation de notre appareil, nous avons entrepris de mesurer la distribution de vitesse parallèle du jet atomique et nous avons monté l'expérience suivante. Après l'écorceur, deux faisceaux issus du même laser accordable croisent le jet, un des faisceaux fait un angle 45° environ avec le jet atomique et l'autre fait un angle de 90° . Le faisceau qui fait un angle de 90° nous permet de connaître la position des raies sans effet Doppler et le faisceau laser qui fait un angle de 45° est sensible à la vitesse

des atomes: le décalage Doppler moyen nous donne la vitesse moyenne du jet atomique et la largeur de la résonance nous donne une mesure de la distribution de vitesse du jet. Cette distribution de vitesse est très anisotrope et il est traditionnel de la décrire par deux températures différentes, la température parallèle T_{\parallel} et la température perpendiculaire T_{\perp} avec $T_{\perp} \ll T_{\parallel}$. Notre mesure n'est en pratique sensible qu'à la température parallèle T_{\parallel} . Nous avons trouvé expérimentalement que la température parallèle T_{\parallel} du lithium est trois fois plus petite que celle du gaz porteur argon qui est donnée par une loi semi-empirique bien établie.

Pour comprendre ce résultat qui semble surprenant, nous avons regardé en détail la littérature concernant les jets supersoniques ensemencés mais pratiquement toutes les études portent sur le cas d'un atome lourd ensemencé dans un gaz porteur léger et, dans ce cas, on trouve que la température parallèle du gaz lourd est plus grande que celle du gaz porteur léger.

Nous avons modélisé le cas d'un gaz léger ensemencé dans un gaz porteur plus lourd, dans l'approximation d'une forte dilution du gaz ensemencé dans le gaz porteur, approximation tout à fait justifiée dans notre cas. Nous avons pu obtenir des équations couplées assez simples pour décrire les températures parallèles et perpendiculaires des deux gaz. L'intégration de ces équations donne des valeurs en très bon accord avec nos résultats expérimentaux.

Il est possible de donner une explication simple du phénomène. Pour une expansion supersonique d'une seule espèce, le refroidissement perpendiculaire provient d'un simple effet " géométrique " et les collisions entre les atomes couplent les vitesses parallèles et perpendiculaires. Tant qu'il y a des collisions dans le jet supersonique, les deux températures restent égales et la température parallèle cesse de décroître à partir du point où les collisions sont trop rares pour maintenir l'équilibre entre ces deux températures, tandis que la température perpendiculaire continue à décroître indéfiniment. Pour un gaz léger ensemencé dans un gaz porteur lourd, la situation est différente. Une collision entre les deux espèces entraîne un important changement de la direction de la vitesse du partenaire léger et donc un très fort couplage entre les deux températures du gaz léger. Les deux températures parallèle et perpendiculaire du gaz léger restent donc couplées à celles du gaz porteur, même quand les températures du gaz porteur lourd sont déjà découplées.

IX.2 Application de l'interféromètre atomique à l'antihydrogène

Publication associées à cette partie :

- A. Kellerbauer et al.
Proposed antimatter gravity measurement with an antihydrogen beam ,
 Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, **266**, p.351 (2008)
[http://www.mpi-hd.mpg.de/kellerbauer/en/projects/Kellerbauer_NIMB_266_\(2008\)_351.pdf](http://www.mpi-hd.mpg.de/kellerbauer/en/projects/Kellerbauer_NIMB_266_(2008)_351.pdf)

Michael Doser du CERN nous a contacté durant l'été 2005 pour participer à la continuation du projet ATHENA. Ce nouveau projet consistait à mesurer l'accélération de la pesanteur pour l'antihydrogène par interférométrie atomique. Jacques Vigué a participé à plusieurs réunions de travail au CERN de 2005 à 2008. Il s'agit d'un projet très ambitieux avec de très grandes difficultés :

- Le flux attendu est de l'ordre d'un atome d'antihydrogène par seconde.
- Ces atomes d'antihydrogène seront produits par collisions d'antiprotons sur du positronium excité dans un état de Rydberg de nombre principal n élevé. Les atomes d'antihydrogène se formeront aussi dans un état de Rydberg de nombre principal n élevé.

- Ces états excités poseront des problèmes nombreux. D'une part, avec des atomes ayant un nombre quantique m élevé, un gradient de champ magnétique même faible peut complètement fausser la mesure de la pesanteur. Il faudrait donc faire relaxer les atomes d'antihydrogène vers leur état fondamental mais il n'existe pas de solution évidente.
- Il semble impossible de diffracter de manière cohérente des atomes répartis sur des états de Rydberg de n élevé. En effet, une transition entre sous-niveaux ayant la même valeur du nombre quantique principal n peut être induite par un faible champ électrique ou l'interaction avec une surface et une telle transition rend incohérente la diffraction.
- Une idée que nous avons proposé est d'utiliser un défectomètre classique à réseaux. Un tel instrument dans lequel les fentes des réseaux sont suffisamment larges pour ne pas diffracter de manière notable les atomes a été utilisé par l'équipe de Zeilinger [270]. La sensibilité est alors assez faible et le projet est de mesurer l'accélération de la pesanteur avec une incertitude de quelques %.
- un autre volet de ce projet est l'observation d'une transition de l'antihydrogène pour vérifier qu'elle se trouve à la même fréquence que la transition de l'hydrogène. Un exemple envisagé serait d'exciter la transition $1S - 2S$ à un photon, la longueur d'onde nécessaire vers 121,5 nm a déjà été produite en continu par l'équipe de T. W. Hänsch.

Ce projet a pris forme et une proposition d'expérience a été déposée début juin 2007 auprès du comité SPSC du CERN. En décembre 2008, il a été accepté par le CERN "Research Board" et la construction a commencé en 2009. Nous avons abandonné notre participation à ce projet à cause de manque de personnel dans notre équipe. Nous avons préféré nous concentrer sur les applications de notre interféromètre atomique à des mesures originales et à des développements pour faire des mesures de très grande sensibilité.

IX.3 Développement d'un laser à milieu amplificateur solide pour la manipulation de l'atome de lithium

La diffraction atomique par laser nécessite un laser émettant une lumière de fréquence bien définie et cette fréquence doit être désaccordée de quelques GHz de la transition atomique. Ce désaccord est nécessaire pour rendre la probabilité d'émission spontanée suffisamment faible et assurer la cohérence du processus de diffraction. Le potentiel dipolaire de l'onde stationnaire est inversement proportionnel au désaccord en fréquence δ tandis que la probabilité d'émission spontanée est inversement proportionnelle à δ^2 et ces deux effets sont proportionnels à la densité de puissance du laser. Pour réduire l'émission spontanée, il faut augmenter l'écart à résonance et la densité de puissance laser en maintenant ainsi constant le potentiel dipolaire. D'autre part, l'usage d'ordres de diffraction de plus élevés que l'ordre $p = 1$ nécessite un potentiel dipolaire plus fort et donc plus de puissance laser.

Ces considérations nous ont poussés à entreprendre la construction d'un laser plus puissant que le système actuel qui est un laser à colorant monofréquence pompé par un laser à argon ionisé : ce système laser produit au mieux une puissance 500 milliWatt à la longueur d'onde de 671 nm. Nous avons décidé de développer un nouveau laser tout solide qui serait plus fiable, plus stable et d'un coût de fonctionnement moins élevé.

Nous avons trouvé que l'ion néodyme Nd^{3+} dans les matrices YVO_4 ou GdVO_4 est utilisé pour construire un laser émettant à 1342 nm, en plus de la raie principale à 1064 nm qui est très utilisée pour construire des lasers et, pour obtenir l'inversion de population, on utilise le même pompage par une diode

laser à 808 nm. Il existe déjà de nombreux lasers émettant soit à 1342 nm soit par doublage de fréquence intra-cavité à 671 nm mais ces lasers ne sont pas monofréquence. La difficulté à résoudre est de construire un laser monofréquence puissant et émettant un faisceau laser de mode Gaussien TEM₀₀ et la solution généralement adoptée est de construire une cavité en anneau. Le travail de construire et d'optimiser ce laser a été réalisé par Gérard Tréneç et cette optimisation s'est révélée vraiment longue et complexe. Cependant, une puissance de 1 Watt à 671 nm a été obtenue avec une puissance de pompe de 15 Watt environ. Les essais en cours consiste à assurer une meilleure stabilité du fonctionnement monofréquence, à tester des cristaux doubleurs en PPKTP dont le coefficient de conversion IR-visible est beaucoup plus élevé que le cristal de LBO utilisé jusqu'ici et d'essayer le doublage en cavité externe. Ce laser sera très intéressant pour toutes les expériences d'optique atomique avec le lithium et une collaboration avec le groupe de C. Salomon au Laboratoire Kastler-Brossel s'est mise en place autour de ce laser.

Références

- [1] Davisson, C. and Germer, L. H. Phys. Rev. **30**(6), 705–740 Dec (1927).
- [2] Estermann, I. and Stern, O. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei **61**, 95–125 (1930).
- [3] Marton, L., Simpson, J. A., and Suddeth, J. A. Review of Scientific Instruments **25**(11), 1099–1104 (1954).
- [4] Rauch, H. and Werner, S. Neutron interferometry: lessons in experimental quantum mechanics. Oxford University Press, (2000).
- [5] Leavitt, J. A. and Bills, F. A. American Journal of Physics **37**(9), 905–912 (1969).
- [6] Carnal, O. and Mlynek, J. Phys. Rev. Lett. **66**(21), 2689–2692 May (1991).
- [7] Ekstrom, C., Keith, D., and Pritchard, D. Applied Physics B **54**, 369–374 (1992).
- [8] Savas, T. A., Shah, S. N., Schattenburg, M. L., Carter, J. M., and Smith, H. I. The 38th International symposium on electron, ion, and photon beams **13**(6), 2732–2735 (1995).
- [9] Keith, D., Ekstrom, C., Turchette, Q., and Pritchard, D. E. Phys. Rev. Lett. **66** (21), 2693 (1991).
- [10] Schöllkopf, W. and Toennies, J. Science **366**, 1345 – 1348 (1994).
- [11] Schöllkopf, W., Grisenti, R., and Toennies, J. European Physical Journal D **28**, 125 (2004).
- [12] Brezger, B., Hackermüller, L., Uttenthaler, S., Petschinka, J., Arndt, M., and Zeilinger, A. Phys. Rev. Lett. **88**(10), 100404 Feb (2002).
- [13] Bordé, C., Courtier, N., du Burck, F., Goncharov, A., and Gorlicki, M. Physics Letters A **188**, 187–197 (1994).
- [14] Lisdat, C., Frank, M., Knöckel, H., Almazor, M.-L., and Tiemann, E. Eur. Phys. J. D **12**, 235–240 (2000).
- [15] Bordé. Atom interferometry, 257–290. Academic Press, Inc., San Diego (1997).
- [16] Riehle, F., Kisters, T., Witte, A., Helmcke, J., and Bordé, C. J. Phys. Rev. Lett. **67**(2), 177–180 Jul (1991).
- [17] Morinaga, A., Tako, T., and Ito, N. Phys. Rev. A **48**(2), 1364–1368 Aug (1993).
- [18] Sterr, U., Sengstock, K., Müller, J., Bettermann, D., and Ertmer, W. Appl. Phys. B **54**, 341–346 (1992).
- [19] Cronin, A. D., Schmiedmayer, J., and Pritchard, D. E. Reviews of Modern Physics **81**(3), 1051 (2009).
- [20] Aminoff, C. G., Steane, A. M., Bouyer, P., Desbiolles, P., Dalibard, J., and Cohen-Tannoudji, C. Phys. Rev. Lett. **71**(19), 3083–3086 Nov (1993).
- [21] Aspect, A., Kaiser, R., Vansteenkiste, N., Vignolo, P., and Westbrook, C. I. Phys. Rev. A **52**(6), 4704–4708 Dec (1995).
- [22] Szriftgiser, P., Guéry-Odelin, D., Arndt, M., and Dalibard, J. Phys. Rev. Lett. **77**(1), 4–7 Jul (1996).
- [23] Landragin, A., Courtois, J.-Y., Labeyrie, G., Vansteenkiste, N., Westbrook, C. I., and Aspect, A. Phys. Rev. Lett. **77**(8), 1464–1467 Aug (1996).
- [24] Estève, J., Stevens, D., Aussibal, C., Westbrook, N., Aspect, A., and Westbrook, C. Eur. Phys. J. D. **31**, 487 (2004).

- [25] Opat, G. I., Wark, S. J., and Cimmino, A. Applied Physics B: Lasers and Optics **54**, 396–402 (1992).
- [26] Opat, G. I., Chormaic, S. N., Cantwell, B. P., and Richmond, J. A. Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics **1**(4), 415–419 (1999).
- [27] Roach, T. M., Abele, H., Boshier, M. G., Grossman, H. L., Zetie, K. P., and Hinds, E. A. Phys. Rev. Lett. **75**(4), 629–632 Jul (1995).
- [28] Drndic, M., Zabow, G., Lee, C. S., Thywissen, J. H., Johnson, K. S., Prentiss, M., Westervelt, R. M., Featonby, P. D., Savalli, V., Cognet, L., Helmerson, K., Westbrook, N., Westbrook, C. I., Phillips, W. D., and Aspect, A. Phys. Rev. A **60**(5), 4012–4015 Nov (1999).
- [29] Estève, J., Schumm, T., Trebbia, J.-B., Bouchoule, I., Aspect, A., and Westbrook, C. Eur. Phys. J. D **35**, 141–146 (2005).
- [30] Ben Dahan, M., Peik, E., Reichel, J., Castin, Y., and Salomon, C. Phys. Rev. Lett. **76**(24), 4508–4511 Jun (1996).
- [31] Wilkinson, S. R., Bharucha, C. F., Madison, K. W., Niu, Q., and Raizen, M. G. Phys. Rev. Lett. **76**(24), 4512–4515 Jun (1996).
- [32] Müller, H., Chiow, S., Herrmann, S., and Chu, S. Physical Review Letters **102**(24), 240403 (2009).
- [33] Cladé, P., Guellati-Khelifa, S., Nez, F., and Biraben, F. Physical Review Letters **102**(24), 240402 (2009).
- [34] Ramsey, N. F. Phys. Rev. **78**(6), 695–699 Jun (1950).
- [35] Baudon, J., Mathevet, R., and Robert, J. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **32**(15), R173 (1999).
- [36] Kasevich, M. and Chu, S. Phys. Rev. Lett. **67**(2), 181–184 Jul (1991).
- [37] Gustavson, T. L., Bouyer, P., and Kasevich, M. A. Phys. Rev. Lett. **78**(11), 2046–2049 Mar (1997).
- [38] Gustavson, T., Landragin, A., and Kasevich, M. Class. Quantum Grav **17**, 2385 (2000).
- [39] Durfee, D. S., Shaham, Y. K., and Kasevich, M. A. Physical Review Letters **97**(24), 240801 (2006).
- [40] Canuel, B., Leduc, F., Holleville, D., Gauguier, A., Fils, J., Virdis, A., Clairon, A., Dimarcq, N., Borde, C. J., Landragin, A., and Bouyer, P. Physical Review Letters **97**(1), 010402 (2006).
- [41] Kasevich, M. and Chu, S. Appl. Phys. B **54**(5), 321 mai (1992).
- [42] Peters, A., Chung, K. Y., and S. Chu, S. Nature **400**, 849 (1999).
- [43] Le Gouët, J., Mehlstäubler, T., Kim, J., Merlet, S., Clairon, A., Landragin, A., and Pereira Dos Santos, F. Appl. Physics B **92**, 133–144 (2008).
- [44] Fixler, J. B., Foster, G. T., McGuirk, J. M., and Kasevich, M. A. Science **315**(5808), 74–77 (2007).
- [45] Lamporesi, G., Bertoldi, A., Cacciapuoti, L., Prevedelli, M., and Tino, G. M. Physical Review Letters **100**(5), 050801 (2008).
- [46] de Angelis, M., Bertoldi, A., Cacciapuoti, L., Giorgini, A., Lamporesi, G., Prevedelli, M., Saccorotti, G., Sorrentino, F., and Tino, G. Meas. Sci. Technol. **20**, 022001 (2009).
- [47] Champenois, C. Interférométrie atomique avec l’atome de lithium: Analyse théorique et construction d’un interféromètre, applications. PhD thesis, University Paul Sabatier, Toulouse, France, (1999).
- [48] Berman. Atom interferometry. Academic Press, Inc., San Diego, (1997).

- [49] Shimizu, F., Shimizu, K., and Takuma, H. Jpn. J. Appl. Phys. **31**, L436–L438 (1992).
- [50] Bordé, C. J. Physics Letters A **140**(1-2), 10 – 12 (1989).
- [51] Rasel, E. M., Oberthaler, M. K., Batelaan, H., Schmiedmayer, J., and Zeilinger, A. Phys. Rev. Lett. **75**(14), 2633–2637 Oct (1995).
- [52] Perreault, J. D. Using atom optics to measure van der Waals atom-surface interactions. PhD thesis, University of Arizona, (2005).
- [53] Perreault, J. D. and Cronin, A. D. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **73**(3), 033610 (2006).
- [54] Ekstrom, C. R., Schmiedmayer, J., Chapman, M. S., Hammond, T. D., and Pritchard, D. E. Phys. Rev. A **51**, 3883 – 3888 (1995).
- [55] Schmiedmayer, J., Chapman, M. S., Ekstrom, C. R., Hammond, T. D., Wehinger, S., and Pritchard, D. E. PRL **74**, 1043 (1995).
- [56] Schmiedmayer, J., Chapman, M., Ekstrom, C., Hammond, T., Kokorowski, D., Lenef, A., Rubenstein, A., Smith, E., and Pritchard, D. Atom interferometry, 1–79. Academic Press, Inc., San Diego (1997).
- [57] Roberts, T. D., Cronin, A. D., Kokorowski, D. A., and Pritchard, D. E. Phys. Rev. Lett. **89**, 200406 (2002).
- [58] Perreault, J. D. and Cronin, A. D. Phys. Rev. Lett. **95**, 133201 (2005).
- [59] Giltner, D. M., McGowan, R. W., and Lee, S. A. Phys. Rev. Lett. **75**(14), 2638–2641 Oct (1995).
- [60] Giltner, D. An interferometer for atoms using Bragg scattering from standing light waves. PhD thesis, Colorado State University, Fort Collins, USA, (1996).
- [61] Deng, L., Hagley, E. W., Wen, J., Trippenbach, M., Band, Y., Julienne, P. S., Simsarian, J. E., Helmerson, K., Rolston, S. L., and Phillips, W. D. Nature **389**, 218–220 (1999).
- [62] Torii, Y., Suzuki, Y., Kozuma, M., Sugiura, T., Kuga, T., Deng, L., and Hagley, E. W. Phys. Rev. A **61**(4), 041602 Feb (2000).
- [63] Champenois, C., Büchner, M., and Vigué, J. Euro. Phys. Journal D **5**(3), 363–374 février (1999).
- [64] Turchette, Q. A., Pritchard, D. E., and Keith, D. W. Journal of Optical Society of America B **9**, 1601–1606 (1992).
- [65] Miffre, A. Expériences d’interférométrie atomique avec l’atome de lithium. Mesure de précision de la polarisabilité électrique. PhD thesis, University Paul Sabatier, Toulouse, France, (2005).
- [66] Ekstrom, C. Experiments with a separated beam atom interferometer. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, (1993).
- [67] Bernhardt, A. F. and Shore, B. W. Phys. Rev. A **23**(3), 1290–1301 Mar (1981).
- [68] Tanguy, C., Reynaud, S., and Cohen-Tannoudj, C. Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics **17**(23), 4623 (1984).
- [69] Letokhov, V. S. and Minogin, V. G. Physics Reports **73**(1), 1 – 65 (1981).
- [70] Castin, Y. and Dalibard, J. EPL (Europhysics Letters) **14**(8), 761 (1991).
- [71] Horne, M., Jex, I., and Zeilinger, A. Phys. Rev. A **59**(3), 2190–2202 Mar (1999).
- [72] Keller, C., Schmiedmayer, J., Zeilinger, A., Nonn, T., Dürr, S., and Rempe, G. Applied Physics B: Lasers and Optics **69**(4), 303–309 Oct (1999).

- [73] Büchner, M., Delhuille, R., Miffre, A., Robilliard, C., Vigué, J., and Champenois, C. Phys. Rev. A **68**(1), 013607 Jul (2003).
- [74] Müller, H., Chiow, S., and Chu, S. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **77**(2), 023609 (2008).
- [75] Cohen-Tannoudji, C., J. Dupont-Roc, J., and Grynberg, G. Atom-photon interactions. Wiley Science Paperback, (1998).
- [76] Champenois, C., Büchner, M., Delhuille, R., Mathevet, R., Robilliard, C., Rizzo, C., , and Vigué, J. Euro. Phys. Journal D **13**(2), 271–278 Dec. (2001).
- [77] Gupta, S., Dieckmann, K., Hadzibabic, Z., and Pritchard, D. E. Phys. Rev. Lett. **89**(14), 140401 Sep (2002).
- [78] Miffre, A., Jacquy, M., Büchner, M., Tréneç, G., and Vigué, J. Eur.Phys.J. D **33**(1), 99–112 April (2005).
- [79] Delhuille, R. Interférométrie atomique avec l’atome de lithium: Réalisation d’un interféromètre présentant un contraste et un flux élevé en vue de mesure de précision. PhD thesis, University Paul Sabatier, Toulouse, France, (2002).
- [80] Jacquy, M. Expériences d’interférométrie atomique avec l’atome de lithium. PhD thesis, University Paul Sabatier, Toulouse, France, (2006).
- [81] Giltner, D. M., McGowan, R. W., and Lee, S. A. Phys. Rev. A **52**(5), 3966–3972 Nov (1995).
- [82] Hänsch, T. and Couillaud, B. Opt. Comm. **35**, 441–444 (1980).
- [83] Miffre, A., Jacquy, M., Büchner, M., Tréneç, G., and Vigué, J. Eur.Phys.J. D **38**(2), 353–365 May (2006).
- [84] Jacquy, M., Miffre, A., Büchner, M., Tréneç, G., and Vigué, J. Eur. Phys. Lett. **77**, 20007–20011 (2007).
- [85] Uys, H., Perreault, J. D., and Cronin, A. D. Phys. Rev. Lett. **95**(15), 150403 Oct (2005).
- [86] Hornberger, K., Uttenthaler, S., Brezger, B., Hackermüller, L., Arndt, M., and Zeilinger, A. Phys. Rev. Lett. **90**(16), 160401 Apr (2003).
- [87] Delhuille, R., Miffre, A., Viaris de Lesegno, B., Büchner, M., Rizzo, C., Tréneç, G., and Vigué, J. . Acta Phys. Pol. B **33**, 2157 (2002).
- [88] von Scheffers, H. and Stark, J. Physikalische Zeitschrift **35**, 625–627 (1934).
- [89] Hall, W. D. and Zorn, J. C. Phys. Rev. A **10**, 1141 – 1144 (1974).
- [90] Salop, A., Pollack, E., and Bederson, B. Phys. Rev. **124**, 1431–1438 (1961).
- [91] Molof, R. W., Schwartz, H., Miller, T. M., and Bederson, B. Phys. Rev. A **10**, 1131 – 1140 (1974).
- [92] Berninger, M., Stefanov, A., Deachapunya, S., and Arndt, M. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **76**(1), 013607 (2007).
- [93] Chamberlain, G. E. and Zorn, J. C. Phys. Rev. **129**, 677–680 (1963).
- [94] Amini, J. M. and Gould, H. Phys. Rev. Lett. **91**, 153001 (2003).
- [95] Miffre, A., Jacquy, M., Büchner, M., Tréneç, G., and Vigué, J. Phys. Rev. A **73**, 011603(R) (2006).
- [96] Jacquy, M., Miffre, A., Tréneç, G., Büchner, M., Vigué, J., and Cronin, A. Phys. Rev. A **78**, 013638 (2008).
- [97] von Scheffers. Physikalische Zeitschrift **35**, 425 (1934).

- [98] Chung, K. T. and Hurst, R. P. Phys. Rev. **152**, 35 – 41 (1966).
- [99] Maddi, J. A., Dinneen, T. P., and Gould, H. Phys. Rev. A **1999**, 3882 – 3891 (60).
- [100] Rieger, V., Sengstock, K., Sterr, U., Müller, J. H., and Ertmer, W. Optics Communications **99**, 172–176 (1993).
- [101] Morinaga, A. and Nakamura, M. Phys. Rev. A **54**, R21 – R24 (1996).
- [102] Roberts, T. D. Measuring atomic properties with an atom interferometer. PhD thesis, Massachusetts Institute for Technology, (2002).
- [103] Chapman, M. S., Ekstrom, C. R., Hammond, T. D., Rubenstein, R. A., Schmiedmayer, J., Wehinger, S., and Pritchard, D. E. Phys. Rev. Lett. **74**, 4783 – 4786 (1995).
- [104] Cronin, A. seminaire du 12 juin à Toulouse.
- [105] Holmgren, W., Reville, M., Lonij, V., and Cronin, A. In 40th Annual Meeting of the APS Division of Atomic, Molecular and Optical Physics, May 19-23,2009,, (2009).
- [106] Mowat, J. R. Phys. Rev. A **5**(3), 1059–1062 Mar (1972).
- [107] Kassimi, N. E.-B. and Thakkar, A. J. Phy. Rev. A **50**, 2948 (1994).
- [108] Derevianko, A., Babb, J. F., and Dalgarno, A. Phys. Rev. A **63**., 052704 (2001). polarisability Theory.
- [109] King, F. W. Journal of Molecular Structure: THEOCHEM **400**, 7 (1997). review travaux theoriques de polarisabilité.
- [110] Sundbom, M. Arkiv Fysik **13**, 539 (1958).
- [111] Dalgarno, A. and Kingston, A. E. Proc. Phys. Soc. **73**, 455–464 (1959).
- [112] Stacey, G. M. Proc. Phys. Soc. **88**, 897 (1966).
- [113] Yan, Z.-C., Babb, J. F., Dalgarno, A., and Drake, G. Phys. Rev. A **54**, 2824 – 2833 (1996).
- [114] Fricke, B. J. Chem. Phys. **84**, 862 (1986).
- [115] Lim, I. S., Pernpointner, M., Seth, M., Laerdahl, J. K., Schwerdtfeger, P., Neogrady, P., and Urban, M. Phys. Rev. A **60**, 2822 (1999).
- [116] Yan, Z.-C. and Drake, G. W. F. Phys. Rev. A **52**, R4316 – R4319 (1995).
- [117] Yan, Z.-C. and Drake, G. W. F. Phys. Rev. A **52**, 3711 – 3717 (1995).
- [118] Gleichauf, P. H. Journal of Applied Physics **22**, 766–771 (1951).
- [119] Aharonov, Y. and Casher, A. Phys. Rev. Lett. **53**(4), 319–321 Jul (1984).
- [120] Roberts, T. D., Cronin, A. D., Tiberg, M. V., and Pritchard, D. E. Phys. Rev. Lett. **92**, 060405 (2004).
- [121] Lax, M. Rev. Mod. Phys. **23**(4), 287–310 Oct (1951).
- [122] Foldy, L. L. Phys. Rev. **67**(3-4), 107–119 Feb (1945).
- [123] Landau, L. and Lifshitz, E. Mécanique Quantique. (1967).
- [124] Sad, M. The Autobiography of Benvenuto Cellini. Penguin Classics, Toronto, (1959).
- [125] Nussenzveig, H. M. J. Opt. Soc. Am. **69**(8), 1068–1079 (1979).
- [126] Cheville, R. A., McGowan, R. W., and Grischkowsky, D. Phys. Rev. Lett. **80**(2), 269–272 Jan (1998).

- [127] Champenois, C., Audouard, E., Dupl a, P., and Vigué, J. *J. Phys. II France* **7**, 523–541 (1997).
- [128] Rothe, E., Rol, P., Trujillo, S., and Neynaber, R. *Phys. Rev.* **128**, 659 (1962).
- [129] Forrey, R. C., You, L., Kharchenko, V., and Dalgarno, A. *Phys. Rev. A* **54**, 2180 – 2184 (1996).
- [130] Hammond, T., Chapman, M., Lenef, A., Schmiedmayer, J., Rubenstein, R., Smith, E., Kokorowski, D., and Pritchard, D. E. *Braz. J. Phys.* **25** (1997).
- [131] Hammond, T. D. *Atom interferometry: Dispersive index of refraction and rotation induced phase shifts for matter-waves*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, (1997).
- [132] Forrey, R.C. You, L., Kharchenko, V., and Dalgarno, A. *Phys. Rev. A* **55**, R3311 – R3314 (1997).
- [133] Kharchenko, V. and A. Dalgarno, A. *Phys. Rev. A* **63**, 023615 (2001).
- [134] Forrey, R. C. and Dalgarno, A. and. Schiedmayer, J. *Phys. Rev. A* **59**, R942 – R945 (1999).
- [135] Blanchard, S., Civello, D., and Forrey, R. C. *Phys. Rev. A* **67**, 013604 (2003).
- [136] Forrey, R. C., Kharchenko, V., and Dalgarno, A. *Journal of Physics B*: **35**, L621 (2002).
- [137] Champenois, C., Jacquy, M., Lepoutre, S., B chner, M., and Tr nec, G. and Vigu , J. *Phys. Rev. A* **77**, 013621 (2008).
- [138] Hornberger, K. and Vacchini, B. *Phys. Rev. A* **77**, 022112 (2008).
- [139] Dehmer, P. and Wharton, L. *J. Chem. Phys.* **57**, 4821 (1972).
- [140] Cvetko, D. and Lausi, A., Morgante, A., and Tommasini, F. *J. Chem. Phys.* **100**, 2052 (1994).
- [141] Patil, S. *J. Chem. Phys.* **94**, 8089 (1991).
- [142] Jacquy, M., Büchner, M., Tr nec, G., and Vigu , J. *Phys. Rev. Lett.* **98**(25), 240405 16 June - 22 June 2007 (2007).
- [143] London, F. *Z. Phys* **63**, 245 (1930).
- [144] London, F. *Trans. of the Faraday Soc.* **33**, 8 (1937).
- [145] Lennard-Jones, J. E. *Trans. Faraday Soc* **28**, 333 – 359 (1932).
- [146] Meschede, D., Jhe, W., and Hinds, E. *Phys. Rev. A* **41**, 1587 – 1596 (1990).
- [147] Casimir, H. B. G. and Polder, D. *Phys. Rev.* **73**(4), 360 – 372 February (1948).
- [148] Lifshitz, E. M. *Sov. Phys. JETP* **2**, 73 (1956).
- [149] Grisenti, R., Schöllkopf, W., Toennies, J. P., Hegerfeldt, G. C., and K hler, T. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1755 – 1758 (1999).
- [150] Cagnet, L., Savalli, V., Horvath, G. Z. K., Holleville, D., Marani, R., Westbrook, N., Westbrook, C. I., and Aspect, A. *Phys. Rev. Lett.* **81**(23), 5044–5047 Dec (1998).
- [151] Bloch, D. and Ducloy, M. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **50**, 91–154 (2005).
- [152] Zaremba, E. and Kohn, W. *Phys. Rev. B* **13**(6), 2270–2285 Mar (1976).
- [153] Sukenik, C. I., Boshier, M. G., Cho, D., Sandoghdar, V., and Hinds, E. A. *Phys. Rev. Lett.* **70**(5), 560–563 Feb (1993).
- [154] Olbricht, J., Wild, R., Antezza, M., Pitaevskii, L., Stringari, S., and Cornell, E. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 063201 (2007).
- [155] Babb, J., Klimchitskaya, G., and Mostepanenko, V. *Phys. Rev. A* **70**, 042901 (2004).
- [156] Antezza, M., Pitaevskii, L., and Stringari, S. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 113202 (2005).

- [157] Perreault, J. D. and Cronin, A. D. Phys. Rev. A **70**, 043607 (2004).
- [158] Perreault, J. D., Cronin, A. D., and Savas, T. Phys. Rev. A **71**, 053612 (2005).
- [159] Savas, T. A., Schattenburg, M. L., Carter, J. M., and Smith, H. I. J. Vac. Sci. Technol. B **14**, 4167 (1996).
- [160] Hoinkes, H. Rev. Mod. Phys. **52**(4), 933–970 Oct (1980).
- [161] Brühl, R., Fouquet, R., Grisenti, R., Toennies, J., Hegerfeldt, G., Köhler, T., Stoll, M., and Walter, C. Europhys. Lett. **59**, 357 (2002).
- [162] Lonij, V. P. A., Holmgren, W. F., and Cronin, A. D. sousmise à Phys.Rev. A, <http://arxiv.org/abs/0904.3289v1> (2009).
- [163] Aharonov, Y. and Bohm, D. Phys. Rev. **115**(3), 485–491 Aug (1959).
- [164] Lepoutre, S., Jelassi, H., Lonij, V. P. A., Tréneç, G., Büchner, M., Cronin, A., and Vigué, J. Europhys. Lett. **88**, 20002 (2009).
- [165] Jellison, G. E. J. and Modine, F. A. Applied Physics Letters **69**(3), 371–373 (1996).
- [166] Abele, H. Progress in Particle and Nuclear Physics **60**(1), 1 – 81 (2008).
- [167] Bordag, M., Mostepanenko, V., and Sokolov, I. Physics Letters A **187**(1), 35 – 39 (1994).
- [168] Israelachvili, J. and Tabor, D. Proc. R. Soc. Lond. A **331**, 19–38 (1972).
- [169] Mostepanenko, V. M. and Novello, M. Phys. Rev. D **63**(11), 115003 Apr (2001).
- [170] Ederth, T. Phys. Rev. A **62**(6), 062104 Nov (2000).
- [171] Leeb, H. and Schmiedmayer, J. Phys. Rev. Lett. **68**(10), 1472–1475 Mar (1992).
- [172] Tonomura, A., Osakabe, N., Matsuda, T., Kawasaki, T., Endo, J., Yano, S., and Yamada, H. Phys. Rev. Lett. **56**(8), 792–795 Feb (1986).
- [173] Sangster, K., Hinds, E. A., Barnett, S. M., and Riis, E. Phys. Rev. Lett. **71**(22), 3641–3644 Nov (1993).
- [174] Sangster, K., Hinds, E. A., Barnett, S. M., Riis, E., and Sinclair, A. G. Phys. Rev. A **51**(3), 1776–1786 Mar (1995).
- [175] Cimmino, A., Opat, G. I., Klein, A. G., Kaiser, H., Werner, S. A., Arif, M., and Clothier, R. Phys. Rev. Lett. **63**(4), 380–383 Jul (1989).
- [176] Cimmino, A. and Klein, A. Physica B: Condensed Matter **385-386**(Part 2), 1392 – 1394 (2006).
Proceedings of the Eighth International Conference on Neutron Scattering.
- [177] Zeiske, K., Zinner, G., Riehle, F., and Helmcke, J. Appl. Phys. B **60**, 205–209 (1995).
- [178] Görlitz, A., Schuh, B., and Weis, A. Phys. Rev. A **51**(6), R4305–R4308 Jun (1995).
- [179] Yanagimachi, S., Kajiro, M., Machiya, M., and Morinaga, A. Phys. Rev. A **65**(4), 042104 Mar (2002).
- [180] He, X.-G. and McKellar, B. H. J. Phys. Rev. A **47**(4), 3424–3425 Apr (1993).
- [181] Wilkens, M. Phys. Rev. Lett. **72**(1), 5–8 Jan (1994).
- [182] Dowling, J. P., Williams, C. P., and Franson, J. D. Phys. Rev. Lett. **83**(13), 2486–2489 Sep (1999).
- [183] Furtado, C. and Duarte, G. Physica Scripta **71**, 7–11 (2005).
- [184] Jackson, J. D. Classical Electrodynamics. John Wiley and Sons, New York, (1975).

- [185] Wei, H., Han, R., and Wei, X. Phys. Rev. Lett. **75**(11), 2071–2073 Sep (1995).
- [186] Shevchenko, S. I. Phys. Rev. Lett. **75**(18), 3312–3315 Oct (1995).
- [187] Hagen, C. R. Phys. Rev. Lett. **77**(8), 1656 Aug (1996).
- [188] Wei, H., Wei, X., and Han, R. Phys. Rev. Lett. **77**(8), 1657 Aug (1996).
- [189] Rikken, G. L. J. A., Strohm, C., and Wyder, P. Phys. Rev. Lett. **89**(13), 133005 Sep (2002).
- [190] Rikken, G. L. J. A. and Rizzo, C. Phys. Rev. A **67**(1), 015801 Jan (2003).
- [191] Chapman, M. S., Hammond, T. D., Lenef, A., Schmiedmayer, J., Rubenstein, R. A., Smith, E., and Pritchard, D. E. Phys. Rev. Lett. **75**(21), 3783–3787 Nov (1995).
- [192] Kokorowski, D. A., Cronin, A. D., Roberts, T. D., and Pritchard, D. E. Phys. Rev. Lett. **86**(11), 2191–2195 Mar (2001).
- [193] Riehle, F., Witte, A., and Helmcke, J. Appl. Phys. B **54**, 333–340 (1992).
- [194] Deissler, B., Hughes, K. J., Burke, J. H. T., and Sackett, C. A. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **77**(3), 031604 (2008).
- [195] Newell, D. B., Richman, S. J., Nelson, P. G., Stebbins, R. T., Bender, P. L., Faller, J. E., and Mason, J. Review of Scientific Instruments **68**(8), 3211–3219 (1997).
- [196] Richman, S. J., Giaime, J. A., Newell, D. B., Stebbins, R. T., Bender, P. L., and Faller, J. E. Review of Scientific Instruments **69**(6), 2531–2538 (1998).
- [197] Müller, H., Chiow, S.-W., Long, Q., Vo, C., and Chu, S. Applied Physics B: Lasers and Optics **84**, 633–642 (2006).
- [198] Angonin-Willaime, M.-C., Ovido, X., and Tourenç, P. General Relativity and Gravitation **36**, 411–434 (2004).
- [199] Dimopoulos, S., Graham, P. W., Hogan, J. M., and Kasevich, M. A. Physical Review Letters **98**(11), 111102 (2007).
- [200] Dimopoulos, S., Graham, P. W., Hogan, J. M., Kasevich, M. A., and Rajendran, S. Physical Review D (Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology) **78**(12), 122002 (2008).
- [201] Chung, K.-Y., wey Chiow, S., Herrmann, S., Chu, S., and Müller, H. Physical Review D (Particles and Fields) **80**(1), 016002 (2009).
- [202] Weitz, M., Young, B. C., and Chu, S. Phys. Rev. Lett. **73**(19), 2563–2566 Nov (1994).
- [203] McGuirk, J. M., Snadden, M. J., and Kasevich, M. A. Phys. Rev. Lett. **85**(21), 4498–4501 Nov (2000).
- [204] Müller, H., Chiow, S., Long, Q., Herrmann, S., and Chu, S. Physical Review Letters **100**(18), 180405 (2008).
- [205] Weitz, M., Heupel, T., and Hänsch, T. W. Phys. Rev. Lett. **77**(12), 2356–2359 Sep (1996).
- [206] Featonby, P. D., Summy, G. S., Webb, C. L., Godun, R. M., Oberthaler, M. K., Wilson, A. C., Foot, C. J., and Burnett, K. Phys. Rev. Lett. **81**(3), 495–499 Jul (1998).
- [207] Koolen, A. E. A., Jansen, G. T., Domen, K. F. E. M., Beijerinck, H. C. W., and van Leeuwen, K. A. H. Phys. Rev. A **65**(4), 041601 Apr (2002).
- [208] Domen, K. F. E. M., Jansen, M. A. H. M., van Dijk, W., and van Leeuwen, K. A. H. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **79**(4), 043605 (2009).

- [209] Denschlag, J. H., Simsarian, J. E., Häffner, H., McKenzie, C., Browaeys, A., Cho, D., Helmerson, K., Rolston, S. L., and Phillips, W. D. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **35**(14), 3095 (2002).
- [210] Müller, H., Chiow, S., Herrmann, S., Chu, S., and Chung, K.-Y. *Physical Review Letters* **100**(3), 031101 (2008).
- [211] wey' Chiow, S., Herrmann, S., Chu, S., and Muller, H. *Physical Review Letters* **103**(5), 050402 (2009).
- [212] Unnikrishnan, C. S. and Gillies, G. T. *Metrologia* **41**(5), S125–S135 (2004).
- [213] Delhuille, R., Champenois, C., Buchner, M., Mathevet, R., Rizzo, C., Robilliard, C., and Vigue, J. volume 564, 192–199. AIP, (2001).
- [214] Baumann, J., Gähler, R., Kalus, J., and Mampe, W. *Phys. Rev. D* **37**(11), 3107–3112 Jun (1988).
- [215] Champenois, C., Büchner, M., Delhuille, R., Mathevet, R., Robilliard, C., Rizzo, C., and Vigué, J. *The Hydrogen Atom: Precision Physics of Simple Atomic Systems*, chapter Matter Neutrality Test Using a Mach-Zehnder Interferometer, 554–563. Springer Berlin / Heidelberg (2001).
- [216] Latham, R. *High voltage vacuum insulation: basic concepts and technological practice*. Academic Press, (1981).
- [217] Arvanitaki, A., Dimopoulos, S., Geraci, A. A., Hogan, J., and Kasevich, M. *Physical Review Letters* **100**(12), 120407 (2008).
- [218] Vidali, G., Ihm, G., Kim, H.-Y., and Cole, M. W. *Surface Science Reports* **12**(4), 135 – 181 (1991).
- [219] Raskin, D. and Kusch, P. *Phys. Rev.* **179**(3), 712–721 Mar (1969).
- [220] Shih, A. and Parsegian, V. A. *Phys. Rev. A* **12**(3), 835–841 Sep (1975).
- [221] Anderson, A., Haroche, S., Hinds, E. A., Jhe, W., and Meschede, D. *Phys. Rev. A* **37**(9), 3594–3597 May (1988).
- [222] Shimizu, F. *Phys. Rev. Lett.* **86**(6), 987–990 Feb (2001).
- [223] Druzhinina, V. and DeKieviet, M. *Phys. Rev. Lett.* **91**(19), 193202 Nov (2003).
- [224] Bezerra, V. B., Klimchitskaya, G. L., Mostepanenko, V. M., and Romero, C. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* **78**(4), 042901 (2008).
- [225] Zhao, B. S., Schulz, S. A., Meek, S. A., Meijer, G., and Schollkopf, W. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* **78**(1), 010902 (2008).
- [226] Shimizu, F. and Fujita, J.-i. *Phys. Rev. Lett.* **88**(12), 123201 Mar (2002).
- [227] Grucker, J., Karam, J.-C., Correia, F., Perales, F., Vassilev, G., Bocvarski, V., Chérif, S. M., Baudon, J., and Ducloy, M. *European Physical Journal D* **41**, 467–474 (2007).
- [228] Grucker, J., Baudon, J., Perales, F., Dutier, G., Bocvarski, V., Karam, J.-C., Vassilev, G., and Ducloy, M. *Eur. Phys. J. D* **47**(3), 427–431 may (2008).
- [229] Westbrook, N., Westbrook, C., Landragin, A., Labeyrie, G., Cognet, L., Savalli, V., Horvath, G., Aspect, A., C. Hendel, C., Moelmer, K., Courtois, J.-Y., Phillips, W. D., Kaiser, R., and Bagnato, V. *Physica Scripta* **T78**, 7–12 (1998).
- [230] Segev, B., Coûté, R., and Raizen, M. G. *Phys. Rev. A* **56**(5), R3350–R3353 Nov (1997).
- [231] Côté, R., Segev, B., and Raizen, M. G. *Phys. Rev. A* **58**(5), 3999–4013 Nov (1998).

- [232] Marani, R., Cognet, L., Savalli, V., Westbrook, N., Westbrook, C. I., and Aspect, A. Phys. Rev. A **61**(5), 053402 Apr (2000).
- [233] Gorlicki, M., Feron, S., Lorent, V., and Ducloy, M. Phys. Rev. A **61**(1), 013603 Dec (1999).
- [234] Julienne, P. S. and Mies, F. H. J. Opt. Soc. Am. B **6**(11), 2257–2269 (1989).
- [235] Friedrich, H. and Trost, J. Physics Reports **397**(6), 359 – 449 (2004).
- [236] Meyer, D. T., Meyer, H., Hallidy, W., and Kellers, C. F. Cryogenics **3**(3), 150 – 155 (1963).
- [237] Berkhout, J. J., Luiten, O. J., Setija, I. D., Hijmans, T. W., Mizusaki, T., and Walraven, J. T. M. Phys. Rev. Lett. **63**(16), 1689–1692 Oct (1989).
- [238] Henkel, C., Westbrook, C. I., and Aspect, A. J. Opt. Soc. Am. B **13**(2), 233–243 (1996).
- [239] Henkel, C., Wallis, H., Westbrook, N. W. C., Aspect, A., Sengstock, K., and Ertmer, W. Applied Physics B **96**, 277–289 (1999).
- [240] Kouznetsov, D., Oberst, H., Neumann, A., Kuznetsova, Y., Shimizu, K., Bisson, J.-F., Ueda, K., and Brueck, S. R. J. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **39**(7), 1605 (2006).
- [241] Nayak, V. U., Edwards, D. O., and Masuhara, N. Phys. Rev. Lett. **50**(13), 990–992 Mar (1983).
- [242] Shimizu, F. and Fujita, J. Journal of the Physical Society of Japan **71**(1), 5–8 (2002).
- [243] Oberst, H., Kouznetsov, D., Shimizu, K., Fujita, J.-i., and Shimizu, F. Phys. Rev. Lett. **94**(1), 013203 Jan (2005).
- [244] Kouznetsov, D. and Oberst, H. Phys. Rev. A **72**(1), 013617 Jul (2005).
- [245] Arnecke, F., Friedrich, H., and Madronero, J. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **75**(4), 042903 (2007).
- [246] Arnecke, F., Friedrich, H., and Madroñero, J. Journal of Physics: Conference Series **88**(1), 012041 (2007).
- [247] Lin, Y.-j., Teper, I., Chin, C., and Vuletić, V. Phys. Rev. Lett. **92**(5), 050404 Feb (2004).
- [248] Pasquini, T. A., Shin, Y., Sanner, C., Saba, M., Schirotzek, A., Pritchard, D. E., and Ketterle, W. Phys. Rev. Lett. **93**(22), 223201 Nov (2004).
- [249] Harber, D. M., Obrecht, J. M., McGuirk, J. M., and Cornell, E. A. Phys. Rev. A **72**(3), 033610 Sep (2005).
- [250] Dimopoulos, S. and Geraci, A. A. Phys. Rev. D **68**(12), 124021 Dec (2003).
- [251] Carusotto, I., Pitaevskii, L., Stringari, S., Modugno, G., and Inguscio, M. Phys. Rev. Lett. **95**(9), 093202 Aug (2005).
- [252] Wolf, P., Lemonde, P., Lambrecht, A., Bize, S., Landragin, A., and Clairon, A. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **75**(6), 063608 (2007).
- [253] Gustavsson, M., Haller, E., Mark, M. J., Danzl, J. G., Rojas-Kopeinig, G., and Nagerl, H.-C. Physical Review Letters **100**(8), 080404 (2008).
- [254] Sorrentino, F., Alberti, A., Ferrari, G., Ivanov, V. V., Poli, N., Schioppo, M., and Tino, G. M. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **79**(1), 013409 (2009).
- [255] Perreault, J. D., Bhattacharya, M., Lonij, V. P. A., and Cronin, A. D. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **77**(4), 043406 (2008).
- [256] Young, T. Philosophical Transactions of the Royal Society of London **94**, 1–16 (1804).

- [257] Fizeau, H. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de Paris 1 **XXXIII**, 349–355 (1851).
- [258] Jamin, J. C. Comp.Rend.Acad.Sci.Paris **42**, 486 (1856).
- [259] Fizeau, H. Ann. Chim. Phys. **66**, 429 (1862).
- [260] Zehnder, L. Z. Instrumentenkunde **11**, 275 (1891).
- [261] Mach, L. Z. Instrumentenkunde **12**, 89 (1892).
- [262] Michelson, A. A. Americal Journal of Science **22**, 120 (1881).
- [263] Michelson, A. A. and Morley, E. W. Americal Journal of Science **203**, 22 (1887).
- [264] Hadjar, Y., Cohadon, P. F., Aminoff, C. G., Pinard, M., and Heidmann, A. EPL (Europhysics Letters) **47**(5), 545 (1999).
- [265] Abdullah, K., Carlberg, C., Commins, E. D., Gould, H., and Ross, S. B. Phys. Rev. Lett. **65**(19), 2347–2350 Nov (1990).
- [266] Regan, B. C., Commins, E. D., Schmidt, C. J., and DeMille, D. Phys. Rev. Lett. **88**(7), 071805 Feb (2002).
- [267] Romalis, M. V., Griffith, W. C., Jacobs, J. P., and Fortson, E. N. Phys. Rev. Lett. **86**(12), 2505–2508 Mar (2001).
- [268] Amini, J. M., Charles T. Munger, J., and Gould, H. Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **75**(6), 063416 (2007).
- [269] Hudson, J. J., Sauer, B. E., Tarbutt, M. R., and Hinds, E. A. Phys. Rev. Lett. **89**(2), 023003 Jun (2002).
- [270] Oberthaler, M. K., Bernet, S., Rasel, E. M., Schmiedmayer, J., and Zeilinger, A. Phys. Rev. A **54**(4), 3165–3176 Oct (1996).

Part III

Annex: Publications sélectionnées

Les cinq publications les plus importantes:

- A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué,
Lithium atom interferometer using laser diffraction: description and experiments, *Eur. Phys. J. D* **33**, 99-112 (2005)
- A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué,
Atom interferometry measurement of the electric polarizability of lithium, *Eur. Phys. J. D* **38** 353-365 (2006).
- M. Jacquy, A. Miffre, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué,
Phase noise due to vibrations in Mach-Zehnder atom interferometers, *Europhys. Lett.*, **75** , 688 (2006)
- M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç and J. Vigué,
First measurements of the index of refraction of gases for lithium atomic waves, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 240405 (2007)
- S. Lepoutre, H. Jelassi, G. Tréneç, M. Büchner, V.P.A. Lonij, A.D. Cronin and J. Vigué
Dispersive atom interferometry phase shifts due to atom-surface interactions, *Europhys. Lett.* **88** 20002-p1-6 (2009)

Lithium atom interferometer using laser diffraction: description and experiments

A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç, and J. Vigué^a

Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité, IRSAMC, Université Paul Sabatier and CNRS UMR 5589, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex, France

Received 25 October 2004

Published online 1st February 2005 – © EDP Sciences, Società Italiana di Fisica, Springer-Verlag 2005

Abstract. We have built and operated an atom interferometer of the Mach-Zehnder type. The atomic wave is a supersonic beam of lithium seeded in argon and the mirrors and beam-splitters for the atomic wave are based on elastic Bragg diffraction on laser standing waves at $\lambda = 671$ nm. We give here a detailed description of our experimental set-up and of the procedures used to align its components. We then present experimental signals, exhibiting atomic interference effects with a very high visibility, up to $84.5 \pm 1\%$. We describe a series of experiments testing the sensitivity of the fringe visibility to the main alignment defects and to the magnetic field gradient.

PACS. 39.20.+q Atom interferometry techniques – 03.75.Dg Atom and neutron interferometry – 32.80.Lg Mechanical effects of light on atoms, molecules, and ions

1 Introduction and brief historical overview

We have built a Mach-Zehnder atom interferometer, which gave its first signals in 2001 [1]. In this interferometer, the atomic wave is a supersonic beam of lithium seeded in argon, with a lithium de Broglie wavelength $\lambda_{dB} = 54$ pm. Coherent atom manipulation is based on Bragg diffraction on quasi-resonant laser standing waves at a wavelength $\lambda_L \approx 671$ nm. We use elastic laser diffraction, which can be made with ordinary single frequency lasers, because this process has little sensitivity to the phase noise of the laser beams. However, the associated difficulty is that the output atomic beams differ only by their directions of propagation and not by their internal states. Therefore, such an interferometer must be operated with a highly collimated atomic beam resulting in a strongly reduced output atomic flux. Fortunately, the transmission of such a Bragg Mach-Zehnder interferometer is quite high and, thanks to an intense lithium beam and a very sensitive hot-wire atom detector, we obtain reasonably large signals. Moreover, we have been able to observe interference signals while using the diffraction orders $p = 1, 2$ and 3 and in the case of the first order, the signal exhibits an excellent fringe visibility $\mathcal{V} = 84.5 \pm 1\%$.

We may recall the development of atom interferometry since 1991, when several atom interferometers gave their first signals:

- a Young's double slit experiment by Carnal and Mlynek, with a supersonic beam of metastable helium [2];

- a Mach-Zehnder interferometer by Pritchard and co-workers using a thermal atomic beam of sodium and diffraction on material gratings [3];
- a Ramsey-Bordé interferometer by Helmcke and co-workers, with a thermal atomic beam of calcium, was used to demonstrate Sagnac effect with atomic waves [4];
- an atom interferometer using Raman diffraction by Kasevich and Chu, with cold sodium atoms, was used to make the first high sensitivity measurement of the local acceleration of gravity by atom interferometry [5].

This research field has been rapidly expanding since 1991 and an excellent overview of this field and of its applications can be found in the book "Atom interferometry" [6] published in 1997. Many types of atom interferometers have been developed and we limit the present review to the apparatuses in which the atomic paths are noticeably different, i.e. we will not discuss the interferometers, such as atomic clocks, in which the momentum transfer is very small. Moreover, we limit our review to interferometers operating with thermal atoms or molecules, quoting only the first publication for each interferometer. In addition to the interferometers built in 1991, we find: a magnesium atom interferometer by Ertmer and co-workers [7]; a calcium atom interferometer by Morinaga and co-workers [8]; an I_2 molecular interferometer by Bordé and co-workers [9]; a Na_2 molecular interferometer by Pritchard and co-workers [10]; a metastable argon interferometer of Zeilinger and co-workers [11]; a metastable neon interferometer by Siu Au Lee and co-workers [12]; a cesium atom interferometer gyroscope by Kasevich and co-workers [13]; a K_2 molecular interferometer by

^a e-mail: jacques.vigue@irsamc.ups-tlse.fr

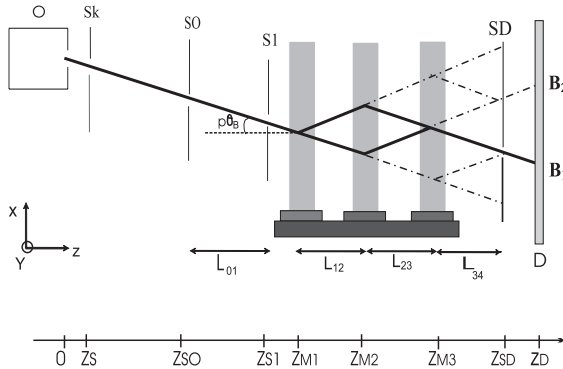


Fig. 1. Schematic drawing of our Mach-Zehnder interferometer (top view). The x -, y -, z -axis are represented and we give the distance z of each element to the nozzle. O: lithium oven; Sk: skimmer at $z_s = 20$ mm; S_0 : first collimating slit at $z_{S_0} = 485$ mm; S_1 : second collimating slit at $z_{S_1} = 1265$ mm; M_i , $i = 1-3$: mirrors for the laser standing waves at $z_{M_1} = 1415$ mm, $z_{M_2} = 2020$ mm and $z_{M_3} = 2625$ mm; B_1 and B_2 : complementary exit beams; S_D : detector slit with a tunable width at $z_{SD} = 3025$ mm; D : $760 \mu\text{m}$ wide rhenium hot wire of the Langmuir-Taylor detector at $z_D = 3375$ mm. We have also represented the main stray atomic beams produced by diffraction on the three gratings, assuming that only two diffraction orders, 0 and p are produced, as in the ideal Bragg regime.

Tiemann and co-workers [14], a helium atom and dimer interferometer by Toennies and co-workers [15], a large molecule interferometer by Zeilinger and co-workers [16]; a metastable hydrogen interferometer by Hänsch and co-workers [17].

In this paper, we recall the principles of Mach-Zehnder atom interferometers and of laser diffraction. Then, we explain our basic choices and we describe our set-up and its alignment procedures. We present a diffraction experiment, used to choose the parameters of the laser standing waves, and a set of interference signals recorded using the diffraction orders $p = 1, 2, 3$. We explain how we have optimized the fringe visibility by a systematic study of its variations with the main defects of the interferometer.

2 Mach-Zehnder atom interferometers: general properties and our design

2.1 General properties

A Mach-Zehnder grating interferometer is derived from the optical Mach-Zehnder interferometer by replacing the beam-splitters and mirrors by diffraction gratings. This interferometer was developed with X-rays [18] in 1965, with neutrons [19] in 1974 and with atoms [3, 5] in 1991. Figure 1 presents a schematic drawing of the atom paths in such an interferometer. In the simplest approximation, the incident atomic wave is treated as a plane wave $\Psi(\mathbf{r}) = \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}]$ and diffraction of order p by grating G_j

produces also a plane wave:

$$\Psi_d(\mathbf{r}) = \alpha_j(p) \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + ip\mathbf{k}_{G_j} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)]. \quad (1)$$

Conservation of energy and momentum must be fulfilled and equation (1) is exact only in the case of Bragg diffraction but, near this geometry, it is valid up to the first order in power of k_{G_j}/k . $\alpha_j(p)$ is the diffraction amplitude of order p by grating G_j . The wave vector \mathbf{k}_{G_j} of grating G_j lies in the grating plane, perpendicular to its lines, with a modulus $k_{G_j} = 2\pi/a$ (a is the grating period, assumed to be the same for the three gratings). \mathbf{r}_j measures the position of a reference point linked to grating G_j . As shown by equation (1), the phase of the diffracted beam depends rapidly on the position of the grating in its plane. The output beam labeled B_1 in Figure 1 results from the interference of two waves Ψ_u (following the upper path with the diffraction orders p , $-p$ and 0) and Ψ_l (following the lower path with the diffraction orders 0, p and $-p$):

$$\Psi_{u/l}(\mathbf{r}) = a_{u/l} \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi_{u/l})] \quad (2)$$

with $a_u = \alpha_1(p)\alpha_2(-p)\alpha_3(0)$ and $a_l = \alpha_1(0)\alpha_2(p)\alpha_3(-p)$ while $\varphi_u = p[\mathbf{k}_{G_1} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) - \mathbf{k}_{G_2} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_2)]$ and $\varphi_l = p[\mathbf{k}_{G_2} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_2) - \mathbf{k}_{G_3} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_3)]$. These two waves interfere on the detector and the resulting total intensity is given by integrating over the detector surface:

$$\begin{aligned} I_1 &= \int d^2\mathbf{r} |\Psi_u + \Psi_l|^2 \\ &= \int d^2\mathbf{r} [a_u^2 + a_l^2 + 2a_u a_l \cos(\varphi_u - \varphi_l)]. \end{aligned} \quad (3)$$

To simplify the algebra, we have assumed that the amplitudes a_u and a_l are real. The phase $(\varphi_u - \varphi_l)$ is given by $\varphi_u - \varphi_l = p[\Delta\mathbf{k}_G \cdot \mathbf{r} + \Delta\varphi_G]$ where $\Delta\mathbf{k}_G$ is given by:

$$\Delta\mathbf{k}_G = \mathbf{k}_{G_1} + \mathbf{k}_{G_3} - 2\mathbf{k}_{G_2} \quad (4)$$

and the phase $\Delta\varphi_G$ is a function of the grating positions only:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_G &= [2\mathbf{k}_{G_2} \cdot \mathbf{r}_2 - \mathbf{k}_{G_1} \cdot \mathbf{r}_1 - \mathbf{k}_{G_3} \cdot \mathbf{r}_3] \\ &\approx k_G (2x_2 - x_1 - x_3). \end{aligned} \quad (5)$$

Fringes appear over the detector area if the condition $\Delta\mathbf{k}_G = 0$ is not fulfilled. In the experiments, this condition is verified by tuning the orientation of one grating in its plane and any small deviation induces a large visibility loss, as shown below (see Fig. 5). The x -positions of the three mirrors change the phase $\Delta\varphi_G$ of the atom interference fringes. This property provides a very convenient method to sweep the interference fringes: this phase is non-dispersive, i.e. independent of the velocity of the atomic wave, so that there is no associated visibility loss. If we assume that $\Delta\mathbf{k}_G = 0$, then $|\Psi_u + \Psi_l|$ is independent of \mathbf{r} and the intensity I_1 of the exit beam B_1 is proportional to:

$$\begin{aligned} I_1 &= a_u^2 + a_l^2 + 2a_u a_l \cos(\varphi_u - \varphi_l) \\ &= I_{1,m} [1 + \mathcal{V} \cos(\varphi_u - \varphi_l)] \end{aligned} \quad (6)$$

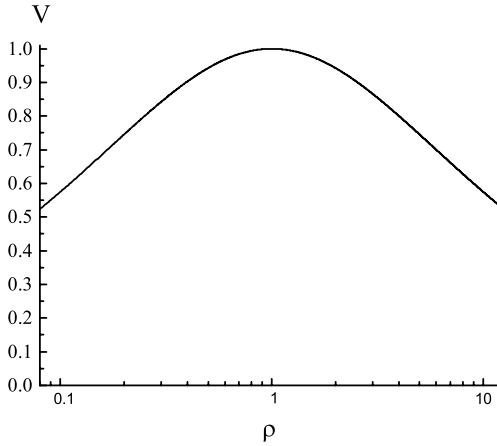


Fig. 2. Fringe visibility \mathcal{V} for a two-beam interference as a function of the intensity ratio ρ . A logarithmic scale has been used for ρ so as to exhibit the symmetry when ρ is replaced by $1/\rho$.

where \mathcal{V} is the fringe visibility given by:

$$\mathcal{V} = \frac{2a_u a_l}{a_u^2 + a_l^2} = \frac{2\sqrt{\rho}}{1 + \rho} \quad (7)$$

where ρ is the ratio of the intensities carried by the two interfering beams, $\rho = a_u^2/a_l^2$. The visibility \mathcal{V} , which is a symmetric function of a_u and a_l , has the same value if ρ is replaced by its inverse. A small amplitude mismatch reduces the visibility but only very slightly, as shown in Figure 2.

2.2 Our main choices

Our goal was to build an atom interferometer in which the two atomic paths are sufficiently separated, so that one can apply a perturbation to only one path: such an arrangement is necessary to perform interferometric measurements of a perturbation. Previous experiments of this type include the measurement of the electric polarizability of sodium [20, 21] and the measurement of the index of refraction of gases for sodium atomic waves [22, 23], both experiments being done by Pritchard and co-workers. More recently, Toennies and coworkers have compared the electric polarizability of helium and helium dimer [24]. Moreover, we wanted to observe the dependence of the index of refraction with the velocity of the atomic wave and this dependence is detectable only if this velocity is comparable to or larger than the thermal velocity of the target gas. We have therefore chosen to use for the atomic wave a thermal beam rather than a slow beam: this second choice would have imposed to use also a cold atomic target, making the experiment very complex.

We had to choose the diffraction process, among several possibilities: diffraction by material gratings (which was first studied by Pritchard and co-workers [25] and

briefly reviewed in Ref. [26]), elastic diffraction by a laser standing wave (first observed by Arimondo et al. [27], with well resolved diffraction peaks first recorded by Pritchard and co-workers [28]) or inelastic diffraction processes, which can be either a one-photon diffraction process (used in Ramsey-Bordé interferometers) [4], or a two-photon Raman diffraction process used in many cold or thermal atom interferometers (its first use being described in Ref. [5]). We have chosen to use elastic Bragg diffraction by laser standing waves, the main advantages being the high transmission of the interferometer associated with a high fringe visibility and the fact that we can use an ordinary single frequency laser. The first interferometers using this diffraction process and thermal atoms were built by Siu Au Lee and co-workers with metastable neon [12] and also by Zeilinger and coworkers using metastable argon (but not in the Bragg regime) [11]. Elastic diffraction is similar to diffraction by a material grating, in the sense that the internal atomic state is not modified. The grating period is equal to half the laser wavelength, which must be chosen very close to a resonance transition of the atom, so that diffraction can be observed with modest laser power densities. With sufficient laser power densities, diffraction orders higher than the first one can be easily observed [29–31].

The choice of laser diffraction limits the choice of the atom among those which have an intense resonance transition accessible to cw single frequency lasers. If one excepts the use of metastable states (with rare gases or hydrogen), this requirement favors considerably the alkali atoms. Then, the most important quantity is the Bragg angle $\theta_B = \lambda_{dB}/\lambda_L$, which must be as large as possible in order to maximize the separation between the two atomic paths in the interferometer. Because the atomic de Broglie wavelength scales like m^{-1} , a light atom is favored and we have chosen the lithium atom. Its first resonance transition is at a 671 nm wavelength, corresponding to a grating period $a = 335$ nm. By seeding lithium in a supersonic beam of argon, the mean velocity u of the lithium atoms is close to 1060 m/s corresponding to a de Broglie wavelength $\lambda_{dB} = 54$ pm and a Bragg angle $\theta_B = 80$ μ rad.

2.3 Elastic diffraction of atoms by a laser standing wave

As pointed out by Siu Au Lee and coworkers [12], diffraction in the Bragg regime is ideal to build an interferometer: only two diffraction orders (0 and p) are produced for a well chosen incidence angle and, by varying the laser power density and/or the interaction time, the diffraction efficiency can be tuned to produce 50–50% beam-splitters and 100% mirrors. Therefore, the transmission of an ideal Mach-Zehnder interferometer using this diffraction process should be equal to 100% and, as a result of the symmetry of this interferometer, the fringe visibility, measured on the B_1 output beam, should also be equal to 100%.

We first recall that elastic diffraction by a laser standing wave results from the absorption of a photon going in one direction followed by the stimulated emission of a

photon going in the other direction: this scheme corresponds to first order diffraction and p steps are needed for the diffraction order p . After an absorption-emission cycle, the atom is back in its initial level, and it has received a momentum kick equal to two photon momenta.

The laser frequency ω_L and the resonance atomic frequency ω_0 differ by the detuning $\delta = \omega_L - \omega_0$, which must be considerably larger than the natural width γ of the resonance transition. Then, the main effect of the laser standing wave is to create a weak periodic potential proportional to the local density of energy in the laser beam, $V = V_0(z) \cos^2(k_L x)$ (where the x -axis is parallel to the laser beam wave vector). The periodic nature of the potential can be treated by introducing Bloch states as done in our previous paper [32], which quotes many previous works on laser diffraction.

To simplify the discussion, we assume that $V(z)$ extends over a distance w (we do not define precisely w which should not be confused with the Gaussian beam radius w_0 discussed below), so that an atom with a velocity v interacts with the laser beam during an interaction time $t_{int} = w/v$. The natural energy unit of the problem is the atomic recoil energy $\hbar\omega_{rec} = (\hbar k_L)^2 / (2m)$. Following [32,33], this quantity can be used to define a dimensionless potential $q = V_0 / (4\hbar\omega_{rec})$ and a dimensionless interaction time $\tau = \omega_{rec} t_{int}$.

The incident atom is characterized by its momentum state in the x -direction, $|k_x\rangle$. When q is large ($q \gg 1$), the periodic potential couples the incident atomic wave $|k_x\rangle$ to many other states $|k_x + 2nk_L\rangle$, where n is an integer. The Bragg regime occurs when $k_x \approx \pm pk_L$ and if the potential q is not too strong and does not vary too rapidly with z . Then, one can neglect the coupling of the two states $|k_x = \pm pk_L\rangle$ with other states and treat the dynamics as a two-level problem. At the lowest nonvanishing order, the coupling between these two levels is proportional to q^p and the probability of diffraction of order p is then given by a Rabi oscillation:

$$P_p = \sin^2(q^p \tau / d_p) \quad (8)$$

where the coefficient d_p is equal to 1 for order $p = 1$, to 4 for order $p = 2$ and to 64 for order $p = 3$. The intensity which is not diffracted remains in the zeroth-order beam. Because of the dependence in q^p of the sine argument in equation (8), the q values for a 50–50% beam-splitter and a 100% reflective mirror are linked by $q_{BS} = q_M \times 2^{-1/p}$. Finally, this diffraction process induces some phase-shifts of the waves which will not be discussed here but which may be very important [34].

If δ is too small, real excitation of the atom followed by a spontaneous emission of a photon occurs during the time spent by the atom in the laser field. When this occurs, the coherence of the atomic propagation is destroyed very efficiently. The probability P_{SE} of a spontaneous emission event is given by:

$$P_{SE} = q\tau \frac{\gamma}{\delta}. \quad (9)$$

As $q \propto \delta^{-1}$ and $P_{SE} \propto \delta^{-2}$, laser diffraction can be made almost perfectly coherent by choosing a sufficiently

large detuning. For a given value of q , the use of a larger detuning requires also a larger laser power density, so that the available laser power gives a practical limit to the detuning.

3 Experimental set-up

Our experimental set-up is inspired by the sodium interferometer of Pritchard and co-workers [35] and by the metastable neon interferometer of Siu Au Lee and co-workers [12]. We are going to describe its main parts and to explain our procedures to align its components.

3.1 Vacuum system

The vacuum system is made of five differentially pumped chambers, (see Fig. 1):

- the first chamber contains the supersonic beam source and is pumped by a 8000 l/s unbaffled oil diffusion pump (Varian VHS400). The gas load due to the beam is a few mbar l/s and, under normal beam operation, the residual pressure is about 8×10^{-4} mbar. The beam exits this chamber through a 0.97 mm diameter skimmer provided by Beam Dynamics;
- the second chamber, which serves to differential pumping, to collimation and to optical pumping of the lithium beam, is pumped by a 2400 l/s oil diffusion pump (Varian VHS6) with a water cooled baffle. Under normal beam operation, the pressure is about 3×10^{-6} mbar. The beam exits this chamber through the source slit S_0 ;
- the third chamber, which serves to collimation only, is pumped by a 700 l/s oil diffusion pump from Edwards with an internal baffle. The residual pressure is below 5×10^{-7} mbar, practically independent of beam operation. The beam exits this chamber through the collimation slit S_1 ;
- the fourth chamber, which contains the interferometer, is pumped by two 1200 l/s oil diffusion pumps (Varian VHS1200) with water cooled baffles. The residual pressure is below 5×10^{-7} mbar. The detector slit S_D is also located in this chamber. The beam exits this chamber through a 3 mm diameter hole, located just before an UHV gate valve;
- the fifth chamber holds the surface ionization hot-wire detector. As the stray signal of such a detector is very sensitive to the residual gas, this chamber is built with UHV components and is pumped by a 300 l/s turbo molecular pump. The residual pressure in this chamber is a few 10^{-9} mbar, when the UHV gate valve is closed and about 10^{-8} mbar when it is opened.

All the water baffles are cooled by circulating a liquid near 3 °C. We use three double stage roughing pumps: two 65 m³/h pumps, one for the beam source, one for the other four oil diffusion pumps and a 15 m³/h pump for the turbo pump of the detector. To reduce vibrations induced in the set-up, these pumps are located in the next room.

3.2 The atom wave source and detector

Our lithium atomic beam, inspired by the design of Broyer, Dugourd and co-workers [36] is briefly described in [1, 37, 38] and more details will appear in another paper. Lithium is seeded in argon and our normal operating conditions are a source pressure of 330 mbar, a temperature equal to 973 K for the back part of the oven (fixing the lithium vapor pressure near 0.55 millibar), a temperature equal to 1073 K for its front part and a nozzle diameter equal to 200 μm . We have measured the beam mean velocity, $u = 1060$ m/s and the terminal parallel temperature of lithium $T_{\parallel} \approx 6.6$ K. This parallel temperature is roughly 1/3 of the calculated parallel temperature of the argon carrier gas, an effect which occurs when a light species is seeded in a heavier carrier gas [37, 38].

To detect the output beams, we use a hot-wire detector which has been fully described in a previous study [39]. Its detection efficiency, which varies with the oxidation and the temperature of the rhenium wire, was measured to be close to 30%. With our normal operating conditions, the collimated beam gives a signal up to 8×10^4 counts/second, on a background signal close to 2×10^3 counts/second. This background signal presents a non-Poissonian statistics with a few bursts.

In Figure 1, it is clear that the location of the detector must be well chosen. We must put the detector far enough from the third laser standing wave, at a place where the two exit beams B_1 and B_2 are well separated: these beams carry complementary signals and the fringe visibility would be very small if the detector was put close to the third grating, where these two beams are strongly overlapping. The complementary character of the two signals is a consequence of the fact that laser diffraction is acting on the phase and not on the amplitude of the atomic wave (for more details, see Fig. 7 of Ref. [40]). However, we must not forget the existence of the stray beams represented in Figure 1. These beams carry some flux, because the diffraction amplitudes are not at their optimum values, and these stray beams cross the main exit beams B_1 and B_2 at a distance equal to the inter-grating distance $L_{12} = L_{23} = 0.605$ m. Therefore, we have chosen to put the detector slit (which defines if an atom is detected or not) at a distance $L_{34} = 0.40$ m from the third laser standing wave, 0.2 m in front of the place where these stray beams are expected to create the largest signals. The hot wire itself is 0.35 m away in the fifth UHV vacuum chamber. In a first arrangement, the detection slit, which was placed very near the hot wire detector, was put out of order by excessive heating due to the hot wire radiation.

3.3 Laser standing waves

We use an home-made single frequency cw dye laser, following Biraben's design [41], pumped by a Spectra-Physics argon ion laser at 515 nm. The dye is LD 688 from Exciton dissolved in EPH. Using the Hänsch-Couillaud [42] frequency stabilization, we get a laser linewidth of the order of 1 MHz. The laser beam goes through a 60 dB optical

isolator. After the isolator, the power available at 671 nm is close to 400 mW, for 5 W of Ar^+ pump power.

The laser frequency, which is measured by a home-made lambdameter, must be detuned from resonance, which has a complex structure due to the fine, hyperfine and isotopic splittings [43]. Most of our experiments are optimized for the ${}^7\text{Li}$ isotope (natural abundance 92.5%) and we define the frequency detuning by:

$$\delta/(2\pi) = \nu_L - (E({}^2P_{3/2}) - E({}^2S_{1/2}, F=1)) / h \quad (10)$$

where the energies are those of the ${}^7\text{Li}$ isotope levels. The hyperfine structure of the ${}^2P_{3/2}$ state is very small and can be neglected. Our usual choice of detuning is $\delta/(2\pi) = +3.0$ GHz and whenever a different value is used, it will be indicated. The natural width of the ${}^2S_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ transition of lithium is $\gamma/2\pi = 5.9$ MHz [44].

The laser beam is magnified by a telescope made of two AR coated singlet lenses so that we can change the magnifying ratio by changing one lens. We characterize the beam transverse profile by scanning a photodiode through it, thanks to a motorized translation stage, and the recorded intensity as a function of the photodiode position is fitted to a Gaussian profile, thus extracting the Gaussian beam radius w_0 . When operating with low power densities (practically only when using first order diffraction), the Gaussian beam is limited by an iris and the resulting beam profile is closer to a flat top profile.

The beam is then split by two beam splitters with a nominal transmission equal to 50% for an incidence of 45° . We thus get three beams, one with a power close to $P/2$ and two beams, each with a power close to $P/4$. The $P/2$ beam serves for the central laser standing wave, on mirror M_2 , while the two $P/4$ beams serve for the other laser standing waves, on mirror M_1 and M_3 . Using incidence angles different from 45° , we are able to modify the power repartition between these three beams: this is needed when using first order diffraction because the real transmission differs from 50% and also when using higher diffraction orders $p = 2$ and 3, because the needed power repartition is not the same. In order to choose the best laser power repartition, we have recently installed attenuators made of an half-wave plate followed by a polarizer on two of these three laser beams. This system was not available during most of the experiments described here.

The three laser beams are sent near normal incidence on the mirrors M_j . The properties of a standing wave are weakly sensitive to the exact value of the incidence angle on the mirror and very sensitive to the orientation of the direction perpendicular to the mirror surface. More precisely, if a plane wave is incident on a mirror with a small angle of incidence i , the reflected wave and the incident wave produce a wave which is progressive in a direction parallel to the mirror surface, with a wave vector $k_L \sin i$ and which is a standing wave in the direction normal to the mirror with a wave vector $k_L \cos i$. The progressive character of the wave parallel to the mirror surface induces a Doppler shift of its frequency equal to $k_L u \sin i$ which corrects the detuning: in our experiment, this Doppler shift of the order of 1.5 MHz per mrad is perfectly negligible.

Atom interferometry measurement of the electric polarizability of lithium

A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç, and J. Vigué^a

Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité, IRSAMC, Université Paul Sabatier and CNRS UMR 5589, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex, France

Received 29 July 2005 / Received in final form 2nd December 2005

Published online 17 January 2006 – © EDP Sciences, Società Italiana di Fisica, Springer-Verlag 2006

Abstract. Using an atom interferometer, we have measured the static electric polarizability of ${}^7\text{Li}$ $\alpha = (24.33 \pm 0.16) \times 10^{-30} \text{ m}^3 = 164.2 \pm 1.1$ atomic units with a 0.66% uncertainty. Our experiment, which is similar to an experiment done on sodium in 1995 by Pritchard and co-workers, consists in applying an electric field on one of the two interfering beams and measuring the resulting phase-shift. With respect to Pritchard's experiment, we have made several improvements which are described in detail in this paper: the capacitor design is such that the electric field can be calculated analytically; the phase sensitivity of our interferometer is substantially better, near $16 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$; finally our interferometer is species selective so that impurities present in our atomic beam (other alkali atoms or lithium dimers) do not perturb our measurement. The extreme sensitivity of atom interferometry is well illustrated by our experiment: our measurement amounts to measuring a slight increase Δv of the atom velocity v when it enters the electric field region and our present sensitivity is sufficient to detect a variation $\Delta v/v \approx 6 \times 10^{-13}$.

PACS. 32.10.Dk Electric and magnetic moments, polarizability – 03.75.Dg Atom and neutron interferometry – 32.60.+i Zeeman and Stark effects – 39.20.+q Atom interferometry techniques

1 Introduction

The measurement of the electric polarizability α of an atom is a difficult experiment: this quantity cannot be measured by spectroscopy, which can access only to polarizability differences, and one should rely either on macroscopic quantity measurements such as the electric permittivity (or the index of refraction) or on electric deflection of an atomic beam. For a review on polarizability measurements, we refer the reader to the book by Kresin and Bonin [1]. For alkali atoms, all the accurate experiments were based on the deflection of an atomic beam by an inhomogeneous electric field and, in the case of lithium, the most accurate previous measurement was done in 1974 by Bederson and co-workers [2], with the following result $\alpha = (24.3 \pm 0.5) \times 10^{-30} \text{ m}^3$. However, in 2003, Amini and Gould, using an atomic fountain [3], have measured the polarizability of cesium atom with a 0.14% relative uncertainty, which is presently the smallest uncertainty on the electric polarizability of an alkali atom.

Atom interferometry, which can measure any weak modification of the atom propagation, is perfectly adapted to measure the electric polarizability of an atom: this was demonstrated in 1995 by Pritchard and co-workers [4] with an experiment on sodium atom and they obtained a very

high accuracy, with a statistical and systematic uncertainties both equal to 0.25%. This experiment was and remains difficult because an electric field must be applied on only one of the two interfering beams: one must use a capacitor with a thin electrode, a septum, which can be inserted between the two atomic beams.

Using our lithium atom interferometer [5,6], we have made an experiment very similar to the one of Pritchard [4] and we have measured the electric polarizability of lithium with a 0.66% uncertainty, limited by the uncertainty on the mean atom velocity and not by the atom interferometric measurement itself [8]. In the present paper, we are going to describe in detail our experiment with emphasis on the improvements with respect to the experiments of Pritchard's group [4,9]: we have designed a capacitor with an analytically calculable electric field; we have obtained a considerably larger phase sensitivity, thanks to a large atomic flux and an excellent fringe visibility; finally our interferometer, which uses laser diffraction, is species selective: the contribution of any impurity (heavier alkali atoms, lithium dimers) to the signal can be neglected.

We may recall that several experiments using atom interferometers have exhibited a sensitivity to an applied electric field [10–12] but these experiments were not aimed at an accurate measurement of the electric polarizability. Two other atom interferometry experiments [13,14] using

^a e-mail: jacques.vigue@irsamc.ups-tlse.fr

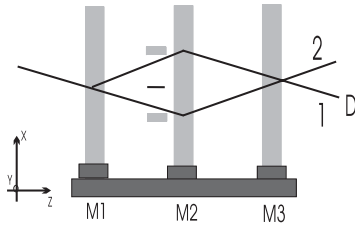


Fig. 1. Schematic drawing of our experiment based on a Mach-Zehnder atom interferometer: a collimated atomic beam, coming from the left, is diffracted by three laser standing waves made by reflecting three laser beams on the mirrors M_1 , M_2 and M_3 . The output beam labeled 1 is selected by a slit and detected by a hot-wire detector D . The capacitor with a septum between the two interfering beams is placed just before the second laser standing wave. The x , y and z -axis are defined.

an inelastic diffraction process, so that the two interfering beams are not in the same internal state, have measured the difference of polarizability between these two internal states. Finally, two experiments [15–17] have measured the Aharonov-Casher phase [18]: this phase, which results from the application of an electric field on an atom with an oriented magnetic moment, is proportional to the electric field.

This paper is organized as follows. We briefly recall the principle of the experiment in Section 2. We then describe our electric capacitor in Section 3 and the experiment in Section 4. The analysis of the experimental data is done in Section 5 and we discuss the polarizability result in Section 6. A conclusion and two appendices complete the paper.

2 Principle of the measurement

If we apply an electric field E on an atom, the energy of its ground state decreases by the polarizability term:

$$U = -2\pi\epsilon_0\alpha E^2. \quad (1)$$

When an atom enters a region with a non vanishing electric field, its kinetic energy increases by $-U$ and its wave vector k becomes $k + \Delta k$, with Δk given by $\Delta k = 2\pi\epsilon_0\alpha E^2 m / (\hbar k)$. The resulting phase shift ϕ of the atomic wave is given by:

$$\phi = \frac{2\pi\epsilon_0\alpha}{\hbar v} \int E^2(z) dz \quad (2)$$

where we have introduced the atom velocity $v = \hbar k / m$ and taken into account the spatial dependence of the electric field along the atomic path following the z -axis. This phase shift is inversely proportional to the atom velocity and this dependence will be included in our analysis of the results.

The principle of the experiment, illustrated in Figure 1, is to measure this phase shift by applying an electric field on one of the two interfering beams in an atom interferometer [4]. This is possible only if the two beams are spatially

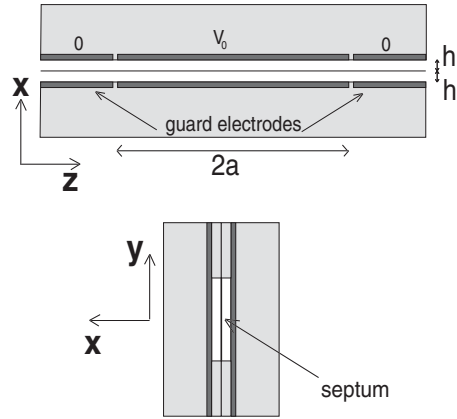


Fig. 2. Two schematic drawings of the capacitor: top view of the capacitor cut in the atomic beam plane (upper panel) and end view as seen by an observer located on the atomic beam (lower panel). The axis being the same as in Figure 1, the septum and the electrodes are parallel to the y , z plane, with the septum at $x = 0$ and the electrodes at $x = \pm h$. The high voltage electrodes at the $V = V_0$ potential extends from $z = -a$ to $z = +a$, while the guard electrodes extend outside with $|z| > a$. The septum and the guard electrodes are at the $V = 0$ potential.

separated so that a septum can be inserted between the two beams. This requirement could be suppressed by using an electric field with a gradient as in reference [9] but it seems difficult to use this arrangement for a high accuracy measurement, because an accurate knowledge of the values of the field and of its gradient at the location of the atomic beams would be needed.

3 The electric capacitor

3.1 Capacitor design

To make an accurate measurement, we must know precisely the electric field along the atomic path and guard electrodes are needed so that the length of the capacitor is well defined, as discussed by Pritchard and co-workers [4]. It would probably be better to have guard electrodes on both electrodes, but it seems very difficult to draw guard electrodes on the septum and to put them in place very accurately. Therefore, as in reference [4], we have guard electrodes only on the massive electrodes. However, we have chosen to put our guard electrodes in the plane of the high voltage electrode. With this choice, the calculation of the electric field can be done analytically. Figure 2 presents two schematic drawings of the capacitor and defines our notations, while an artist's view is presented in Figure 3. Like in reference [4], our capacitor is as symmetric as possible with respect to the septum plane, but, for a given experiment, only one half of the capacitor is used, the other part creating no electric field with $V = 0$ everywhere.

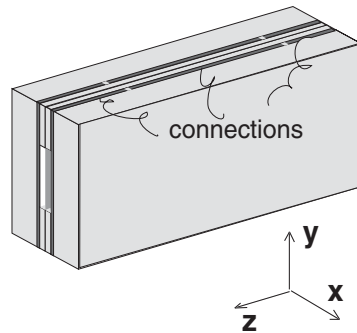


Fig. 3. Artist's view of the capacitor: we have also shown schematically some wires connecting the electrodes, the important point being that these wires are not close to the atomic beams.

3.2 Calculation of the capacitor electric field

3.2.1 From three dimensions to two dimensions

If a dielectric slab with a permittivity $\epsilon_r > 1$ is introduced in a plane capacitor, the field lines are distorted and concentrated towards the slab. Because our capacitor contains dielectric spacers, one could fear a similar effect but this effect does not exist when the dielectric slab fills completely the gap between the electrodes. Following Figure 2, the spacers, with a dielectric constant ϵ_r , completely fill the space $|y| > y_0$, with vacuum in the rest of capacitor, $|y| < y_0$. Let V (respectively V_1) be the potential with $|y| < y_0$ ($|y| > y_0$). In the $|y| = y_0$ planes, the continuity equations give:

$$V = V_1 \quad \text{and} \quad \frac{\partial V}{\partial y} = \frac{\partial V_1}{\partial y} \quad (3)$$

As shown below, a 2D solution of the Laplace equation of the form $V(x, z)$ exists for the capacitor. Then clearly, if we take $V_1 = V$, this solution fulfills both continuity equations on the dielectric borders in the $|y| = y_0$ planes and we know that the solution is unique.

3.2.2 Calculation of the potential and of the electric field

We consider only one half (with $x \geq 0$) of the capacitor represented in Figure 2. We know the potential on the borders of the capacitor, with $V(x = 0, z) = 0$ and $V(x = h, z) = V_0$ if $|z| < a$ and $V(x = h, z) = 0$ if $|z| > a$. To get the potential everywhere, we start by calculating the Fourier transform $\tilde{V}(k)$ of $V(x = h, z)$:

$$\tilde{V}(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} V(x = h, z) \exp(-ikz) dz. \quad (4)$$

Then, for a separable harmonic function of x and z , with a z -dependence of the $\exp(ikz)$ form, its x -dependence is necessarily given by a linear combination of the two

functions $\exp(\pm kx)$. Using this result and the conditions on the borders at $x = 0$ and at $x = h$, we get the value of $V(x, z)$ everywhere:

$$V(x, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{V}(k) \frac{\sinh(kx)}{\sinh(kh)} \exp(ikz) dk \quad (5)$$

from which we can deduce the electric field everywhere. On the septum surface $x = 0$, the electric field is parallel to the x -axis and we can calculate exactly the integral of E^2 on this surface (see Appendix A). We need the capacitor effective length L_{eff} which is defined by:

$$L_{eff} = \frac{1}{E_0^2} \int_{-\infty}^{+\infty} E^2 dz \quad (6)$$

where $E_0 = V_0/h$ is the electric field of an infinite plane capacitor with the same electrode spacing h . Using equation (28), we get the exact value of L_{eff} :

$$L_{eff} = 2a \left[\coth\left(\frac{\pi a}{h}\right) - \frac{h}{\pi a} \right] \approx 2a - \frac{2h}{\pi} \quad (7)$$

where exponentially small corrections of the order of $\exp[-2\pi a/h]$ have been neglected in the approximate result.

However, the atoms do not sample the electric field on the septum surface but at a small distance, of the order of $50 \mu\text{m}$ in our experiment, and what we need is the integral of E^2 along their mean trajectory. This mean trajectory is not exactly parallel to the septum, but it is easier to calculate the integral along a constant x line. We may use either the potential given by equation (5) or Maxwell's equations to relate the field components near the septum surface to its value on the surface. The calculation, given in Appendix A, proves that the first correction to the effective length is proportional to x^2 :

$$L_{eff} \approx 2a - \frac{2h}{\pi} + \frac{2\pi x^2}{3h}. \quad (8)$$

The x^2 correction is a fraction of the main term $2a$ equal to $\pi x^2/(3ah)$ and with our dimensions ($x \approx 50 \mu\text{m}$, $h \approx 2 \text{ mm}$ and $a \approx 25 \text{ mm}$), this correction is close to $5 \times 10^{-5} L_{eff}$. This correction is negligible at the present level of accuracy and we will use the value of L_{eff} given by the approximate form of equation (7). More precisely, we will write:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E^2 dz = V_0^2 \left[\frac{2a}{h^2} - \frac{2}{\pi h} \right]. \quad (9)$$

3.3 Construction of the capacitor

Let us describe how we build this capacitor. The external electrodes are made of glass plates (80 mm long in the z -direction, 35 mm high in the y -direction, 10 mm thick in the x -direction) covered by an evaporated aluminium layer. To separate the guard electrodes from the high voltage electrode, a gap is made in the aluminium layer by

laser evaporation [19]. We found that 100 μm wide gaps give a sufficient insulation under vacuum to operate the capacitor up to $V_0 = 500$ V. These gaps are separated by a distance $2a = 50$ mm, so that the two guard electrodes are 15 mm long. The glass spacers are ~ 2 mm thick plates of float glass (10 mm \times 80 mm) used without further polishing. The distance y_0 from the spacer inner edge to the atomic beam axis is equal to ~ 7 mm.

We have found that a float glass plate is flat within ± 2 μm over the needed surface. This accuracy appeared to be sufficient for a first construction, as the main geometrical defects are due to the way we assemble the various parts by gluing them together and by an imperfect stretching of the septum. We use a double-faced tape AR-CLAD 7418 (from Adhesive Research) to assemble the spacers on the external electrodes.

The septum is made of 6 μm thick mylar from Goodfellow covered with aluminium on both faces. In a first step, the mylar sheet is glued on a circular metal support. It is then covered by a thin layer of dish soap diluted in water and the mylar is heated near 80 $^\circ\text{C}$ with a hot air gun. Then, we clean the mylar surface with water and let it dry. After this operation, the mylar is well stretched and its surface is very flat. We have measured the resonance frequencies of the drum thus formed, from which we deduced a surface tension of the order of 50 N/m (this value is only indicative as this experiment was made with another mylar film which was 20 μm thick). Once stretched, the mylar film is glued on one electrode-spacer assembly with an epoxy glue EPOTEK 301 (from Epoxy Technology), chosen for its very low viscosity, and then it is cut with a scalpel. In a final step, a second electrode-spacer assembly is glued on the other face of the mylar. Finally, as shown in Figure 3, wires are connected to the various electrodes using an electrically conductive adhesive EPOTEK EE129-4 (also from Epoxy Technology).

3.4 Residual defects of the capacitor

We are going to discuss the various points by which the real capacitor differs from our model.

3.4.1 2D character of the potential

We have shown that the potential V is reduced to a 2D function when an homogeneous dielectric slab fills completely the gap between the electrodes, with the border between the vacuum and the slab being a plane perpendicular to the electrodes. The real dielectric slab is the superposition of a tape, a glass spacer and a glue film, each material having a different permittivity ϵ_r . The differences in permittivity perturb the potential which should take a 3D character extending on a distance comparable to the tape or glue film thicknesses. This perturbation seems negligible, because the tape and the glue films are very thin and also because these three dielectric materials have not very large ϵ_r values.

3.4.2 Do we know the potential everywhere on the border?

Our calculation assumes that the potential is known everywhere on the border. But, on the high-voltage electrode, we may fear that the potential is not well defined in the 100 μm wide dielectric gaps separating the high voltage and guard electrodes as these gaps might get charged in an uncontrolled way. This is not likely if the volume resistivity ρ of the Pyrex glass used is not too large: more precisely, the time constant for the charge equilibration on the gap surface is given by $\epsilon_0\rho$ (within numerical factors of the order of one) and this time constant remains below 1 second if $\rho \leq 10^{11}$ Ω m. We have found several values of the resistivity of Pyrex glass at ordinary temperature, in the range $(4-8) \times 10^8$ Ω m and with such a conductivity, this time constant is below 10^{-2} s. Our calculation neglects the surface conductivity, due to the adsorbed impurities, which should further reduce this time constant.

Therefore, we think that it is an excellent approximation to assume that the potential V makes a smooth transition from $V = 0$ to $V = V_0$ in the gaps. Then, using equation (26), it is clear that the detailed shape of the transition has no consequence as these details are smoothed out by the convolution of $V(z)$ by the function $g(z)$ which has a full width at half maximum equal to $1.12h$. We can use equation (7) to calculate the effective length, provided that we add to the length of the high voltage electrode the mean width of the two gaps. In the present work, we have taken one gap width, 100 μm , as a conservative error bar on the effective length. A superiority of our capacitor design is that these gaps are very narrow, thus minimizing the corresponding uncertainty on the capacitor effective length and we hope to be able to further reduce this uncertainty.

3.4.3 Parallelism of the electrodes

The thickness h of the capacitor, which is the sum of the thickness of the spacers, the tape and the glue film, is not perfectly constant. Using a Mitutoyo Litematic machine, we have measured, with a ± 1 μm uncertainty, the capacitor thickness as a function of z , in the center line of the two spacers, at $y = \pm 12$ mm. The average of these two measurements gives the thickness $h(z)$ in the $y = 0$ plane around which the atom sample the electric field. The thickness h is not perfectly constant but it is well represented by a linear function of z , given by $h(z) = h_0 + h_1(z/a)$, the maximum deviation h_1 being considerably smaller than the mean h value noted h_0 . As these deviations are very small (see below), it seems reasonable to use equation (9) provided that terms involving powers of h are replaced by their correct averages. The first term in h^{-2} corresponds to the integral of E^2 over the capacitor length, from $z = -a$ to $z = a$ and we must take the average value of h^{-2} over this region. Neglecting higher order terms, this average is given by:

$$\left\langle \frac{1}{h^2} \right\rangle = \frac{1}{h_0^2} \left[1 + \frac{h_1^2}{h_0^2} \right]. \quad (10)$$

In equation (9), the second term in h^{-1} , corresponds to end effects and this quantity must be replaced by the following two-point average:

$$\left\langle \frac{1}{h} \right\rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{h(z=-a)} + \frac{1}{h(z=a)} \right) = \frac{1}{h_0} \left[1 + \frac{h_1^2}{h_0^2} \right]. \quad (11)$$

Both corrections involve the same factor $[1 + (h_1^2/h_0^2)]$.

3.4.4 Summary of the capacitor dimensions

Although the capacitor is as symmetric as possible, this symmetry is only approximate and we give the parameters for the half we have used for the set of measurements described below. The length of the high voltage electrode, including one gap width is $2a = 50.00 \pm 0.10$ mm, the error bar being taken equal to one gap width, as discussed above. The distance h between the electrodes gap width is described by $h_0 = 2.056 \pm 0.003$ mm and $h_1 = 3.2 \times 10^{-3}$ mm. The correction term $h_1^2/h_0^2 = 2.4 \times 10^{-6}$ is completely negligible.

4 The experiment

In this part, we are going to recall the main features of our lithium atom interferometer, to give the values of various parameters used for the present study, to present the data acquisition procedure and the way we extract the phases from the data.

4.1 Our interferometer

Our atom interferometer is a Mach-Zehnder interferometer using Bragg diffraction on laser standing waves. Its design is inspired by the sodium interferometer of Pritchard and co-workers [20, 21] and by the metastable neon interferometer of Siu Au Lee and co-workers [22]. A complete description has been published [5, 6].

The lithium atomic beam is a supersonic beam seeded in argon and, for the present experiment, we have worked with a low argon pressure in the oven $p_0 = 167$ mbar, because the detected lithium signal increases when the argon pressure decreases. The oven body temperature is equal to 973 K, fixing the vapor pressure of lithium at $p_{Li} = 0.8$ mbar and the nozzle temperature is equal to $T_0 = 1073$ K. With these source conditions, following our detailed analysis [7], the argon and lithium velocity distributions are described by a parallel speed ratio for argon equal to $S_{||,Ar} = 8.3$ and a parallel speed ratio for lithium equal to $S_{||,Li} = 6.2$ (the parallel speed ratio is defined by equation (15) below).

We use Bragg diffraction on laser standing waves at $\lambda = 671$ nm: the laser is detuned by about 3 GHz on the blue side of the ${}^2S_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ transition of the ${}^7\text{Li}$ isotope, the signal is almost purely due to this isotope, which has a natural abundance equal to 92.41%, and not to the other isotope ${}^6\text{Li}$. Moreover, any other species present in the

beam, for instance heavier alkali atoms or lithium dimers, is not diffracted and does not contribute to the signal.

The case of lithium dimers deserves a special discussion because they are surely present in the beam and the lithium dimer has an absorption band system due its $A-X$ transition with many lines around 671 nm: for most rovibrational levels of the X state, the absorption transition which is closest to the laser frequency has a very large detuning of the order of hundreds to thousands of GHz and the intensity of this resonance transition is also weaker than the resonance transition of lithium atom, because of the Franck-Condon factor. Therefore, the lithium dimers have a negligible probability of diffraction and do not contribute to the interferometer signals.

The interference signals in a Mach-Zehnder interferometer are given by:

$$I = I_0 [1 + \mathcal{V} \cos \psi] \quad (12)$$

where the phase ψ of the interference fringes can be written:

$$\psi = p(2k_L)(x_1 + x_3 - 2x_2) + \phi. \quad (13)$$

The first term of ψ is particular to three-grating interferometers: the diffracted beam of order p by grating i has a phase dependent on the grating position x_i . In our case of laser diffraction, the grating position x_i is given by the mirror position M_i and $2k_L$ is the grating wavevector, where k_L is the laser wavevector. This phase term is very interesting because it is non dispersive and it is commonly used to observe interference fringes. In our case, we scan the position x_3 of mirror M_3 by a piezoelectric translation stage. The second term ϕ represents any phase difference between the two beams and in particular, it will represent the phase shift due to the application of an electric field on one of the two paths.

4.2 Introduction of the capacitor

In the present work, we have only used the diffraction order $p = 1$ so that the center of the two beams are separated by about $90 \mu\text{m}$ at the location of the capacitor, which is located just before the second laser standing wave. The capacitor is attached to the top of the vacuum chamber and not to the rail supporting the laser standing wave mirrors M_i : in this way, we do not increase the vibrations of the mirror positions x_i . The capacitor is held by a translation stage along the x -direction, which can be adjusted manually thanks to a vacuum feed through and a double stage kinematic mount built in our laboratory. The first stage, operated with screws, can be used only when the experiment is at atmospheric pressure while the second stage, actuated by low-voltage piezo-translators, can be adjusted under vacuum. When the septum is inserted between the two atomic paths, the atom propagation is almost not affected by its presence and, as shown in Figure 4, we have observed a fringe visibility equal $\mathcal{V} = 84 \pm 1 \%$ and a negligible reduction of the atomic flux.

To optimize the phase sensitivity (see a discussion in Ref. [6]), we have opened the collimation slit S_1 and the

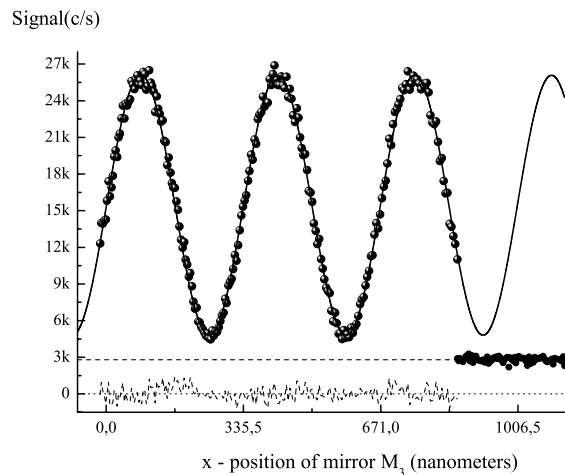


Fig. 4. Interference signal observed by displacing the mirror M_3 : the signal is expressed in counts per second, but the counting time is equal to 0.1 second only and the background signal has been recorded at the end of the experiment. The full curve is the best fit and the fit residuals are plotted, at the bottom of the figure.

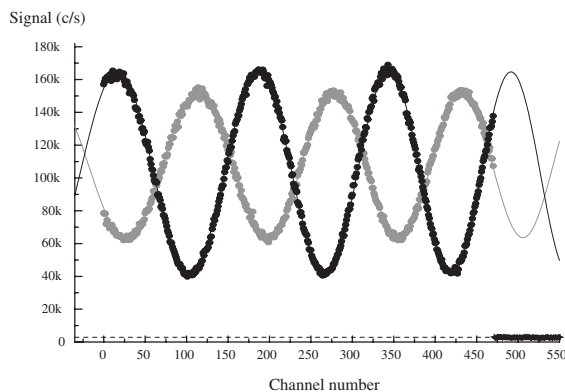


Fig. 5. Experimental signals corresponding to $V_0 = 0$ (black dots) and to $V_0 \approx 260$ volts (grey dots). Their sinusoidal fits using equation (14) are represented by the full curves. The phase shift due to the polarizability effect is close to 3π and the fringe visibility is reduced because of the dispersion of the phase shift associated to the velocity spread of the lithium atoms.

detection slit S_D (see Ref. [6]) with widths $e_1 = 18 \mu\text{m}$ and $e_D = 50 \mu\text{m}$, thus increasing the mean flux up to 10^5 counts/s and slightly reducing the fringe visibility down to $\mathcal{V}_0 = 62\%$ (see Fig. 5).

4.3 The data acquisition procedure

We have made a series of recordings, labeled by an index i from 1 to 44, with $V_0 = 0$ when i is odd, and with

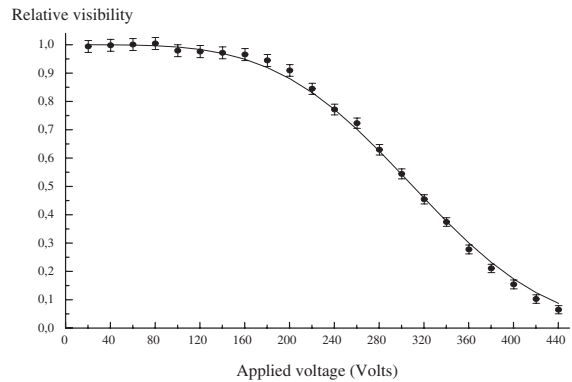


Fig. 6. Relative fringe visibility $\mathcal{V}/\mathcal{V}_0$ with $\mathcal{V}_0 = 62\%$ as a function of the applied voltage V_0 . The points are our measurements and the full curve is our best fit using equations (15, 16).

$V_0 \neq 0$, when i is even with $V_0 \approx 10 \times i$ volts. For each recording, we apply the same linear ramp on the piezo-drive of mirror M_3 in order to observe interference fringes and 471 data points are recorded with a counting time per channel equal to 0.36 s. Figure 5 presents a pair of consecutive recordings.

The high voltage power supply has stability close to 10^{-4} and the applied voltage is measured by a HP model 34401A voltmeter with a relative accuracy better than 10^{-5} .

4.4 Extracting phases from the data

For each recording, the data points $I_i(n)$ have been fitted by a function:

$$I_i(n) = I_{0i} [1 + \mathcal{V}_i \cos \psi_i(n)]$$

$$\text{with } \psi_i(n) = a_i + b_i n + c_i n^2 \quad (14)$$

where n labels the channel number, a_i represents the initial phase of the pattern, b_i an ideal linear ramp and c_i the non-linearity of the piezo-drive. For the $V_0 = 0$ recordings, a_i , b_i and c_i have been adjusted as well as the mean intensity I_{0i} and the visibility \mathcal{V}_i . For the $V \neq 0$ recording, we have fitted only a_i , I_{0i} and \mathcal{V}_i , while fixing b_i and c_i to their value b_{i-1} and c_{i-1} from the previous $V = 0$ recording. We think that our best phase measurements are given by the mean phase $\bar{\psi}_i$ obtained by averaging $\psi_i(n)$ over the 471 channels. The 1σ error bar of these mean phases are of the order of 2–3 mrad, increasing with the applied voltage up to 23 mrad because the visibility is considerably lower when the applied voltage V_0 is large (see Fig. 6). This rapid decrease of the visibility is due to the velocity dependence of the phase and to the velocity distribution of the lithium atoms.

The mean phase values $\bar{\psi}_i$ values of the $V_0 = 0$ recordings are plotted in Figure 7: they present a drift equal to 7.5 ± 0.2 mrad/minute and some scatter around this regular drift. The most natural explanation for this drift is

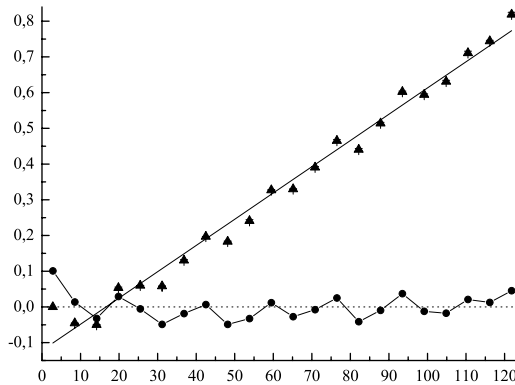


Fig. 7. The mean phase value $\bar{\psi}_i$, in radian, of the $V_0 = 0$ recordings is plotted as a function of the recording starting time t in minutes (with an arbitrary origin). The straight line is the best linear fit, corresponding to a phase drift of 7.5 ± 0.2 mrad/minute. The fit residuals are also plotted and from $t = 15$ till $t = 100$ minutes, the residuals exhibit an oscillating pattern with a period close to 17 minutes.

a change of the phase ψ resulting from a variation of the mirror positions x_i : ψ changes by 1 radian for a variation of $(x_1 + x_3 - 2x_2)$ equal to 53 nm. We have verified that the observed drift has the right order of magnitude to be due to the differential thermal expansion of the structure supporting the three mirrors: its temperature was steadily drifting at 1.17×10^{-3} K/minute during the experiment and the support of mirror M_3 differs from the other supports, as it includes a piezo translation stage, which is replaced by aluminium alloy for the mirrors M_1 and M_2 . Presently, we have no explanation of the phase scatter, which presents a quasi-periodic structure as a function of time: its rms value is equal to 33 milliradians and, unfortunately, this scatter gives the dominant contribution to our phase uncertainty.

The phase shift $\langle \phi(V_0) \rangle$ due to the polarizability effect (the average $\langle \cdot \rangle$ recalls that our experiment makes an average over the velocity distribution, as discussed below) is taken equal to $\langle \phi(V_0) \rangle = \bar{\psi}_i - (\bar{\psi}_{i-1} + \bar{\psi}_{i+1})/2$ where the recording i corresponds to the applied voltage V_0 : the average of the mean phase of the two $V_0 = 0$ recordings done just before and after is our best estimator of the mean phase of the interference signal in zero field. In Figure 8, we have plotted the phase shift $\phi(V_0)$ as a function of the applied voltage V_0 . We have chosen for the error bar on $\phi(V_0)$ the quadratic sum of the 1σ error bar given by the fit of $\bar{\psi}_i$ and the 33 milliradians rms deviation of the $V_0 = 0$ phase measurements.

5 Analysis of the signals: the effect of the lithium velocity distribution

To interpret the experimental data, we must take into account the velocity distribution of the lithium atoms.

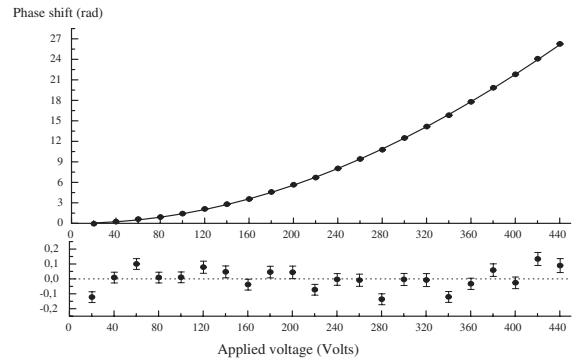


Fig. 8. The measured phase shift $\langle \phi(V_0) \rangle$ in radian is plotted as a function of the applied voltage V_0 : the best fit using equations (4, 5) is represented by the full curve and the residuals are plotted in the lower graph with an expanded scale.

5.1 Velocity averaging of the interference signal

We assume that this velocity distribution is given by:

$$P(v) = \frac{S_{\parallel}}{u\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{(v-u)S_{\parallel}}{u}\right)^2\right] \quad (15)$$

where u is the most probable velocity and S_{\parallel} is the parallel speed ratio. With respect to the usual form of the velocity distribution for supersonic beams, we have omitted a v^3 factor which is traditionally introduced [25] but when the parallel speed ratio S_{\parallel} is large enough, this v^3 has little effect and the main consequence of its omission is a slight modification of the values of u and S_{\parallel} . Here, what we consider is the atoms contributing to the interferometer signal and their velocity distribution may differ slightly from the velocity of the incident beam, as Bragg diffraction is velocity selective. The experimental signal can be written:

$$\begin{aligned} I &= I_0 \int dv P(v) \left[1 + \mathcal{V} \cos\left(\psi + \phi_m \frac{u}{v}\right)\right] \\ &= I_0 [1 + \langle \mathcal{V} \rangle \cos(\psi + \langle \phi \rangle)] \end{aligned} \quad (16)$$

where ϕ_m is the value of the phase ϕ for the velocity $v = u$. If we introduce $\delta = (v-u)/u$ and expand (u/v) in powers of δ up to second order, the integral can be taken exactly, as discussed in Appendix B. However, the accuracy of this approximation is not good enough when ϕ_m is large and we have used direct numerical integration to fit our data.

5.2 Numerical fit of the data

Using equations (15) and (16), we have fitted the measured phase ϕ and visibility \mathcal{V} as a function of the applied voltage V . The phase measurements received a weight inversely proportional to the square of their estimated uncertainty and we have adjusted two parameters, the value of ϕ_m/V^2 and the parallel speed ratio S_{\parallel} . The results of the fits are

presented in Figures 8 and 6. The agreement is excellent, in particular for the phase data, and we deduce a very accurate value of ϕ_m/V_0^2 :

$$\phi_m/V_0^2 = (1.3870 \pm 0.0010) \times 10^{-4} \text{ rad/V}^2 \quad (17)$$

where the error bar is equal to 1σ . The relative uncertainty on ϕ_m/V_0^2 is very small, 0.072%, which proves the quality of our phase measurements. We also get an accurate determination of the parallel speed ratio:

$$S_{\parallel} = 8.00 \pm 0.06. \quad (18)$$

This value of the parallel speed ratio is larger than the predicted value for our lithium beam, $S_{\parallel, Li} = 6.2$ (see above) and this difference can be explained by the velocity selective character of Bragg diffraction.

6 The electric polarizability of lithium

The lithium electric polarizability is related to the value of ϕ_m/V_0^2 by:

$$\frac{\phi_m}{V_0^2} = \frac{2\pi\epsilon_0\alpha}{u} \left[\frac{2a}{h_0^2} - \frac{2h_0}{\pi} \right] \left[1 + \frac{h_1^2}{h_0^2} \right]. \quad (19)$$

All the geometrical parameters a , h_0 and h_1 describing the capacitor are known with a good accuracy and we deduce a still very accurate value of the ratio of the electric polarizability α divided by the mean atom velocity u :

$$\alpha/u = (2.283 \pm 0.008) \times 10^{-32} \text{ m}^2 \text{ s}. \quad (20)$$

6.1 Measurement of the mean atom velocity

We have measured the mean atom velocity u by various techniques.

We have made measurements by Doppler effect, measured either on the laser induced fluorescence signals or on the intensity of the atomic beam which is reduced by atomic deflection due to photon recoil. In the first case, the laser was making an angle close to 49° with the atomic beam and it is difficult to measure this angle with sufficient accuracy.

In the second case, we have used a laser beam almost contra-propagating with the atoms, so that the uncertainty on the cosine of the angle is negligible. The signal appears as an intensity loss on the atomic beam and, the loss is not very large because we have used only one laser, so that the atoms are rapidly pumped in the other hyperfine state. The experimental signal is shown in Figure 9. From a fit of this data, we get a value of the mean velocity $u = 1066.4 \pm 8.0$ m/s.

We have also recorded the diffraction probability as a function of the Bragg angle, by tilting the mirror forming a standing wave. This experiment is similar to the one described in our paper [6] (see Fig. 3) but it is made with a lower power density so that only the first order

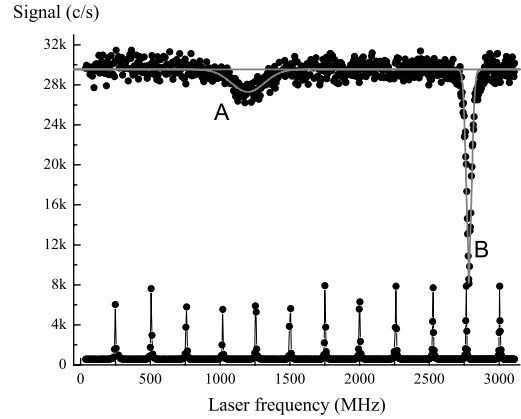


Fig. 9. Intensity losses recorded as a function of the laser frequency in MHz. The peak A corresponds to a laser beam almost contra-propagating with the atoms while the peak B corresponds to a laser beam perpendicular to the atomic beam. The lower curve is the transmission peaks of a Fabry-Perot confocal interferometer used for frequency calibration.

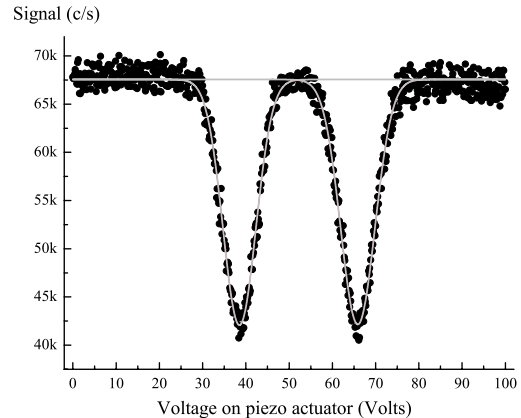


Fig. 10. Plot of the intensity of the atomic beam as a function of the voltage applied on the piezoelectric actuator inducing the rotation angle of mirror M_2 . When the Bragg condition is fulfilled, the direct beam intensity is reduced by diffraction in the diffraction orders ± 1 . The dots represent the measured intensity and the curves their best fit. In a separate experiment, we have calibrated the rotation angle as a function of the piezo voltage, $5.83 \pm 0.03 \mu\text{rad/V}$.

diffraction appears. The diffraction is detected by measuring the intensity of the zero-order atomic beam, as shown in Figure 10. Using an independent calibration of the mirror rotation as a function of the applied voltage on the piezo-actuator, we get a measurement of the Bragg angle $\theta_B = h/(mu\lambda_L) = 79.62 \pm 0.63 \mu\text{rad}$ corresponding to $u = 1065.0 \pm 8.4$ m/s.

These two values are very coherent and we may combine them to give our best estimate of the most probable

velocity u :

$$u = (1065.7 \pm 5.8) \text{ m/s.} \quad (21)$$

We can compare this measurement with the theoretical prediction for supersonic expansions. For a pure argon beam, in the limit of an infinite parallel speed ratio, theory predicts $u = \sqrt{5k_B T_0/m}$ m/s where T_0 is the nozzle temperature and m the argon atomic mass. With $T_0 = 1073 \pm 11$ K, we get $u = 1056.7 \pm 5.5$ m/s. Three small corrections must be made. We must correct for the finite value of the argon parallel speed ratio $S_{\parallel\text{Ar}}$, estimated to be $S_{\parallel\text{Ar}} = 8.3$, using the semi-empirical relation of Beijerinck and Verster [23] and the associated correction reduces the most probable velocity u by a fraction equal to $0.75/S_{\parallel\text{Ar}}^2 \approx 1.09\%$ (this correction is calculated in the limit of a vanishing perpendicular temperature [24]). We must replace the argon atomic mass by a weighted mean of the lithium and argon atomic masses and, with 0.86 mbar of lithium in 167 mbar of argon, this correction increases the velocity by 0.21%. Finally, we must take into account the velocity slip effect: the light lithium atoms go slightly faster than the argon atoms. This difference has been calculated by numerical simulation by Skovorodko [26] and this quantity is expected to scale like $S_{\parallel\text{Ar}}^2$, so that the correction in our case is estimated to be 2.42%. We thus predict a most probable velocity $u = 1073.0 \pm 5.6$ m/s, where the uncertainty comes solely from the uncertainty on the temperature T_0 . This value is in satisfactory agreement with our measurements.

6.2 The electric polarizability of lithium

Using the measured value of the most probable velocity u , we get the lithium electric polarizability of ${}^7\text{Li}$:

$$\begin{aligned} \alpha &= (24.33 \pm 0.16) \times 10^{-30} \text{ m}^3 \\ &= 164.2 \pm 1.1 \text{ atomic units.} \end{aligned} \quad (22)$$

The final uncertainty bar is equal to 0.66%, resulting from the quadratic sum of the 0.54% uncertainty on the most probable velocity u , the 0.2% uncertainty on the effective length of the capacitor, the $2 \times 0.15\%$ uncertainty due to the capacitor spacing h_0 and the 0.07% uncertainty on the interferometric measurement. Unexpectedly, the atom interferometry result has the smallest uncertainty!

Our measurement is a mean of the polarizability of the two hyperfine sublevels $F = 1$ and $F = 2$ of ${}^7\text{Li}$. These two levels have not exactly the same polarizability. The difference $\Delta\alpha = \alpha(F = 2, M_F = 0) - \alpha(F = 1, M_F = 0)$ has been measured with great accuracy by Mowat [27]. We can express this result as a fraction of the mean polarizability, $\Delta\alpha = -(3.0 \pm 0.1) \times 10^{-6}\alpha$. This difference is fully negligible with our present accuracy.

Our result is in excellent agreement with those of the previous measurements of α which are considered as being reliable. The 1934 measurement of Scheffers and Stark [28], which gave $\alpha = (12 \pm 0.6) \times 10^{-30} \text{ m}^3$, is generally considered to be incorrect. The first reliable measurement is due to Bederson and co-workers [29] in 1961, who

obtained $\alpha = (20.0 \pm 3.0) \times 10^{-30} \text{ m}^3$, by using the E-H gradient balance method. In 1963, Chamberlain and Zorn [30] obtained $\alpha = (22.0 \pm 2.0) \times 10^{-30} \text{ m}^3$ by measuring the deflection of an atomic beam. Finally, in 1974, a second experiment was done by Bederson and co-workers [2], using the same E-H gradient balance method improved by the calibration on the polarizability of helium atom in the ${}^3\text{S}_1$ metastable state, and they obtained the value $\alpha = (24.3 \pm 0.5) \times 10^{-30} \text{ m}^3$.

We may also compare our measurement with theoretical results. Many calculations of α have been published and one can find a very complete review with 35 quotations in Table 17 of the paper of King [31] published in 1997. Here is a very brief discussion of the most important results:

- the first precise calculation of α was made in 1959 by Dalgarno and Kingston [32] and gave $\alpha = 165$ a.u. This calculation was rapidly followed by several other works;
- if we forget Hartree-Fock results near 170 a.u., a large majority of the published values are in the 162–166 a.u. range;
- in 1994, Kassimi and Thakkar [33] have made a detailed study with two important results. They obtained a fully converged Hartree-Fock value, $\alpha = 169.946$ a.u. and this result, far from the experimental values, proves the importance of electron correlation. They also made a series of n th-order Möller-Plesset calculations with $n = 2, 3$ and 4, from which they extract their best estimate with an error bar, $\alpha = 164.2 \pm 0.1$ a.u.;
- in 1996, Yan et al. [34] have made an Hylleraas calculation, with the final value $\alpha = 164.111 \pm 0.002$ a.u., this value and its error bar resulting from a convergence study.

Our result is extremely close to these two very accurate calculations of α . Two minor effects have not been taken into account in these calculations, namely relativistic correction and finite nuclear mass correction, but these two effects are quite small.

The relativistic correction on the polarizability has been studied by Lim et al. [35]. They have made different calculations (Hartree-Fock, second order Möller-Plesset, coupled cluster CCSD and CCSD(T)) and in all cases, their relativistic result is lower than the non-relativistic result with a difference in the 0.05–0.07 a.u. range. We do not quote here their results: even the Hartree-Fock value is lower by 0.45 a.u. than the one of reference [33], because the chosen basis set is too small.

As far as we know, no calculation of α has been made taking into account the finite nuclear mass. An order of magnitude of the associated correction should be given by the hydrogenic approximation: $\alpha \propto [1 + (m/M)]^3$ and in this approximation, the polarizability of ${}^7\text{Li}$ should be larger than its $M = \infty$ value by 0.04 a.u. but one should not expect this approximation to predict even the sign of the correction. A high accuracy calculation of the finite mass effect is surely feasible, following the Hylleraas calculations of Yan and Drake, who have already evaluated

the finite mass effect on some energies [36] and oscillator strengths [37] of lithium atom.

7 Conclusion

We have made a measurement of the electric polarizability of lithium atom ${}^7\text{Li}$ by atom interferometry and we have obtained $\alpha = (24.33 \pm 0.16) \times 10^{-30} \text{ m}^3 = 164.19 \pm 1.08 \text{ a.u.}$ with a 0.66% uncertainty. Our measurement is in excellent agreement with the most accurate experimental value obtained by Bederson and coworkers [2] in 1974 and we have reduced the uncertainty by a factor three. Our result is also in excellent agreement with the best theoretical estimates of this quantity due to Kassimi and Thakkar [33] and to Yan et al. [34]. The neglected corrections (relativistic effect, finite nuclear mass effect) should be at least ten times smaller than our present error bar.

Our measurement is the second measurement of an electric polarizability by atom interferometry, the previous experiment being done on sodium atom by Pritchard and co-workers [4] in 1995 (see also [21] and [9]). This long delay is explained by the difficulty of running an atom interferometer with spatially separated beams. Using a similar experiment, Toennies and co-workers have compared the polarizabilities of helium atom and helium dimer but this work is still unpublished [39].

We want now to insist on the improvements we have done with respect to the other measurement of an electric polarizability by atom interferometry, due to Pritchard and co-workers [4]:

- the design of our capacitor permits an analytical calculation of the E^2 integral along the atomic path. This property is important for a better understanding of the influence of small geometrical defects of the real capacitor. In the present experiment, the uncertainty on the E^2 integral is equal to 0.36% and we think that it is possible to reduce this uncertainty near 0.1% with an improved construction;
- we have obtained a very good phase sensitivity of our atom interferometer: from our recordings, we estimate this phase sensitivity near $16 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$. The accuracy achieved on phase measurement has been limited by the lack of reproducibility of the phase between consecutive recordings. We will stabilize the temperature of the rail supporting the three mirrors, hoping thus to improve the phase stability. Even if we have not been able to fully use our phase sensitivity, we have obtained a set of phase-shift measurements exhibiting an excellent consistency and accuracy, as shown by the quality of the fit of Figure 8 and by the accuracy, $\pm 0.072\%$, of the measurement of the quantity ϕ_m/V_0^2 ;
- in his thesis [38], Roberts reanalyzes the measurement of the electric polarizability of sodium atom made by Ekstrom et al. [4]: he estimates that a weak contribution of sodium dimers to the interference signals can be present as material gratings diffract sodium dimers as well as sodium atoms and he estimates that, in the worst case, this molecular signal might have introduced

a systematic error as large as 2% on the sodium polarizability result. Our interferometer is species selective thanks to the use of laser diffraction and this type of error does not exist in our experiment. Only lithium atoms are diffracted and even, with our choice of laser wavelength, only the ${}^7\text{Li}$ isotope contributes to the signal.

The main limitation on the present measurement of the electric polarizability of lithium ${}^7\text{Li}$ comes from the uncertainty on the most probable atom velocity u . With some exceptions, like the Aharonov-Casher phase shift [18] which is independent of the atom velocity, a phase-shift induced by a perturbation is inversely proportional to the atom velocity, at least when a static perturbation is applied on one interfering beam. This is a fundamental property of atom interferometry and clever techniques are needed to overcome this difficulty:

- Roberts et al. [9] have developed a way of correcting the velocity dependence of the phase shift by adding another phase shift with an opposite velocity dependence. They were thus able to observe fringes with a good visibility up to very large phase shift values;
- our present results prove that a very accurate measurement can be made in the presence of an important velocity dispersion without any compensation of the associated phase dispersion, but by taking into account the velocity distribution in the data analysis.

In these two cases, one must know very accurately a velocity, the most probable velocity in our case and the velocity for which the correction phase cancels in the case of reference [9]. The uncertainty on this velocity may finally be the limiting factor for high precision measurements. Obviously, other techniques can be used to solve this difficulty.

Finally, we think that our experiment illustrates well two very important properties of atom interferometry:

- the sensitivity of atom interferometry is a natural consequence of the well-known sensitivity of interferometry in general, which is further enhanced in the case of atom by the extremely small value of the de Broglie wavelength. Our phase measurement is in fact a direct measurement of the increase Δv of the atom velocity v when entering the electric field. Δv is very simply related to the observed phase shift:

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\lambda_{dB}}{L_{eff}} \frac{\phi}{2\pi}. \quad (23)$$

This variation is extremely small, with $\Delta v/v \approx 4 \times 10^{-9}$ for the largest electric field used in this experiment, corresponding to $\phi \approx 25 \text{ rad}$. Our ultimate sensitivity corresponds to a phase $\phi \approx 3 \text{ milliradians}$ which means that we can detect a variation $\Delta v/v \approx 6 \times 10^{-13}$, whereas the velocity distribution has a FWHM width equal to 21%!

- when an atom propagates in the capacitor placed in our atom interferometer, its wavefunction samples two regions of space separated by a distance $\sim 90 \mu\text{m}$ with a macroscopic object, the septum, lying in between

and this situation extends over a 75 microsecond duration, without inducing any loss of coherence. This consequence of quantum mechanics remains very fascinating!

We thank CNRS SPM and Région Midi Pyrénées for financial support. We thank P.A. Skovorodko and J.L. Heully for helpful information, J.C. Lehmann, J.F. Arribart, J.F. Bobo, M. Nardone, F. Nez, F. Biraben and the staff of the AIME for their help.

Appendix A: Detailed calculation of the capacitor electric field

The first step is to calculate the Fourier transform $\tilde{V}(k)$ of $V(x = h, z)$ defined by equation (4):

$$\begin{aligned}\tilde{V}(k) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-a}^{+a} V_0 \exp(-ikz) dz \\ &= \frac{2V_0}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sin(ka)}{k}.\end{aligned}\quad (24)$$

The potential $V(x, z)$ given by equation (5) can then be calculated and, from $V(x, z)$, we can deduce the electric field everywhere and in particular, on the septum surface where it is parallel to the x -axis:

$$E_x(x = 0, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{V}(k) \tilde{g}(k) \exp(ikz) dk \quad (25)$$

with $\tilde{g}(k) = k/\sinh(kh)$. The electric field $E_x(x = 0, z)$ is given by the inverse Fourier transform of the product of two functions $\tilde{V}(k)$ and $\tilde{g}(k)$. Therefore, the field $E_x(x = 0, z)$ is the convolution of their inverse Fourier transforms which are $V(x = h, z)$ and $g(z)$:

$$E_x(x = 0, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} V(x = h, z_1) g(z - z_1) dz_1. \quad (26)$$

Using reference [40] (Eq. (6) of paragraph 4.111, p. 511), we get an explicit form of $g(z)$:

$$g(z) = \frac{\pi^2}{2h^2 \cosh^2\left(\frac{\pi z}{2h}\right)}. \quad (27)$$

This result proves that the field decreases asymptotically like $\exp(-\pi|z|/h)$, when $|z| - a \gg h$. We can also get a closed form expression of the electric field $E_x(x = 0, z)$ but we may get the integral of E^2 without this result, simply by using the Parseval-Plancherel theorem and reference [40] (Eq. (4) of paragraph 3.986, p. 506):

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E_x(x = 0, z)^2 dz = \frac{2aV_0^2}{h^2} \left[\coth\left(\frac{\pi a}{h}\right) - \frac{h}{\pi a} \right]. \quad (28)$$

The atoms sample the electric field at a small distance of the septum surface and we need the integral of E^2 along their mean trajectory. This mean trajectory is not parallel

to the septum, but it is easier to calculate this integral along a constant x line. From Maxwell's equations, one gets the first correction terms to the field when x does not vanish:

$$\begin{aligned}E_x(x, z) &\approx E_x(x = 0, z) - \frac{x^2}{2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} \\ E_z(x, z) &\approx x \frac{\partial E_x}{\partial z}\end{aligned}\quad (29)$$

where the derivatives are calculated for $x = 0$. After an integration by parts, one gets:

$$\begin{aligned}\int_{-\infty}^{+\infty} [E_x^2(x, z) + E_y^2(x, z)] dz &= \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \left[E_x^2(x = 0, z) + 2x^2 \left[\frac{\partial E_x}{\partial z} \right]^2 \right] dz &\quad (30)\end{aligned}$$

where we have kept only the first non vanishing correction term in x^2 . The calculation of the integral is also done with the Parseval-Plancherel theorem and, after some algebra, we get:

$$\begin{aligned}2x^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\partial E_x}{\partial z} \right]^2 dz &= x^2 \frac{V_0^2}{h^3} \left[\frac{2}{3} - \frac{\frac{\pi a}{h} \coth\left(\frac{\pi a}{h}\right) - 1}{\sinh^2\left(\frac{\pi a}{h}\right)} \right] \\ &\approx x^2 \frac{2V_0^2}{3h^3}\end{aligned}\quad (31)$$

where the approximate result is obtained by neglecting the exponentially small terms of the order of $\exp[-2\pi h/a]$.

Appendix B: Velocity average of the interference signals

We want to calculate:

$$I = I_0 \int dv P(v) \left[1 + \mathcal{V}_0 \cos\left(\psi + \phi_m \frac{u}{v}\right) \right] \quad (32)$$

with the velocity distribution given by:

$$P(v) = \frac{S_{\parallel}}{u\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{v-u}{u}\right) S_{\parallel}^2\right]. \quad (33)$$

Noting $\delta = (v-u)/u$ and expanding (u/v) in powers of δ up to second order, the integral becomes:

$$\begin{aligned}I/I_0 &= \frac{S_{\parallel}}{u\sqrt{\pi}} \int d\delta \exp\left[-\delta^2 S_{\parallel}^2\right] \\ &\quad \times \left[1 + \mathcal{V}_0 \cos\left[\psi + \phi_m (1 - \delta + \delta^2)\right] \right] \quad (34)\end{aligned}$$

which can be taken exactly:

$$I/I_0 = [1 + \langle \mathcal{V} \rangle \cos(\psi + \langle \phi \rangle)] \quad (35)$$

$$\langle \mathcal{V} \rangle = \mathcal{V}_0 \frac{S_{\parallel}}{\left[S_{\parallel}^4 + \phi_m^2\right]^{1/4}} \exp\left[-\frac{\phi_m^2 S_{\parallel}^2}{4(S_{\parallel}^4 + \phi_m^2)}\right] \quad (36)$$

$$\langle \phi \rangle = \phi_m + \frac{1}{2} \arctan\left[\frac{\phi_m}{S_{\parallel}^2}\right] - \frac{\phi_m^3}{4(S_{\parallel}^4 + \phi_m^2)}. \quad (37)$$

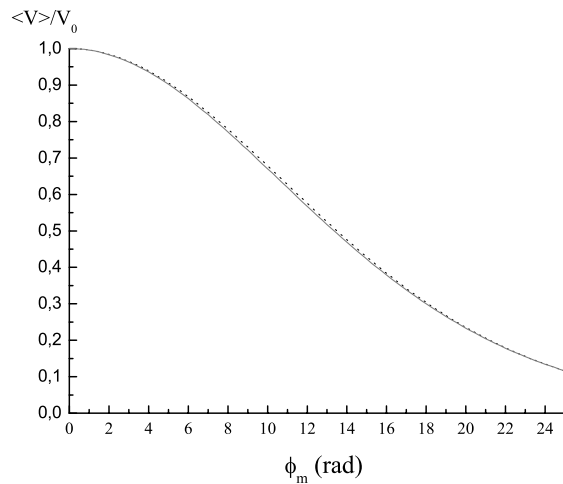


Fig. 11. Calculation of the average visibility $\langle V \rangle$ in the case $S_{\parallel} = 8$ as a function of ϕ_m . The approximate result (Eq. (36)) is plotted with a dashed line while the result of the numerical integration is plotted by the full line.

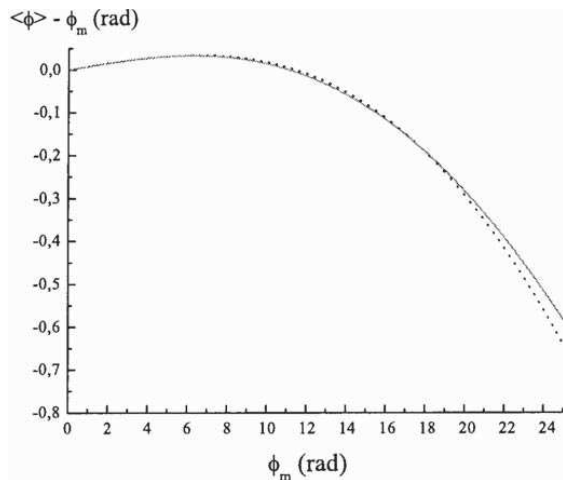


Fig. 12. Calculation of the average phase $\langle \phi \rangle$ in the case $S_{\parallel} = 8$. The quantity $\langle \phi \rangle - \phi_m$ is plotted as a function of ϕ_m : dashed line for the approximate result (Eq. (37)) and full line for the result of the numerical integration.

We have tested this approximation by comparing this approximate formula with the result of a computer program, for a parallel speed ratio $S_{\parallel} = 8$, corresponding to our experimental case. As shown in Figure 11, the agreement is very satisfactory, at least with our present accuracy on visibility values, with differences of the order of 1%.

We have also studied the difference $(\langle \phi \rangle - \phi_m)$ as a function of ϕ_m and the results are presented in Figure 12. This difference can reach large values, for instance -0.64 rad when $\phi_m \approx 25$ rad. One may remark that, as

obvious on equation (37), the difference $(\langle \phi \rangle - \phi_m)$ is linear in ϕ_m and positive, when ϕ_m is small, and becomes negative and roughly cubic in ϕ_m for larger ϕ_m values. If the parallel speed ratio S_{\parallel} is large, $S_{\parallel} \gg 1$, as long as the linear term is dominant, the velocity averaged phase is given by:

$$\langle \phi \rangle = \phi_m \left[1 + \frac{1}{2S_{\parallel}^2} \right] \quad (38)$$

and not by ϕ_m . With $S_{\parallel} = 8$, the approximate and numerical results are almost equal as long as $\phi_m < 18$, but their difference increases rapidly for larger ϕ_m values, being close to 0.05 radian when $\phi_m = 25$: even if this difference is a very small fraction of ϕ_m , this difference is not fully negligible and we have decided not to use the approximate analytical results (36) and (37) to fit the data.

References

1. K.D. Bonin, V.V. Kresin, *Electric-Dipole Polarizabilities of Atoms, Molecules and Clusters* (World Scientific, 1997)
2. R.W. Molof, H.L. Schwartz, T.M. Miller, B. Bederson, *Phys. Rev. A* **10**, 1131 (1974)
3. J.M. Amini, H. Gould, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 153001 (2003)
4. C.R. Ekstrom, J. Schmiedmayer, M.S. Chapman, T.D. Hammond, D.E. Pritchard, *Phys. Rev. A* **51**, 3883 (1995)
5. R. Delhuille, C. Champenois, M. Büchner, L. Jozefowski, C. Rizzo, G. Tréneç, J. Vigué, *Appl. Phys. B* **74**, 489 (2002)
6. A. Miffre, M. Jacquey, M. Büchner, G. Tréneç, J. Vigué, *Eur. Phys. J. D* **33**, 99 (2005)
7. A. Miffre, M. Jacquey, M. Büchner, G. Tréneç, J. Vigué, *J. Chem. Phys.* **122**, 094308 (2005)
8. A. Miffre, M. Jacquey, M. Büchner, G. Tréneç, J. Vigué, *Phys. Rev. A* (accepted); preprint available on <https://hal.ccsd.cnrs.fr/ccsd-00005359>
9. T.D. Roberts, A.D. Cronin, M.V. Tiberg, D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 060405 (2004)
10. F. Shimizu, K. Shimizu, H. Takuma, *Jpn J. Appl. Phys.* **31**, L436 (1992)
11. S. Nowak, N. Stuhler, T. Pfau, J. Mlynek, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5792 (1998)
12. S. Nowak, N. Stuhler, T. Pfau, J. Mlynek, *Appl. Phys. B* **69**, 269 (1999)
13. V. Rieger, K. Sengstock, U. Sterr, J.H. Müller, W. Ertmer, *Opt. Comm.* **99**, 172 (1993)
14. A. Morinaga, N. Nakamura, T. Kurosu, N. Ito, *Phys. Rev. A* **54**, R21 (1996)
15. K. Sangster, E.A. Hinds, S.M. Barnett, E. Riis, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3641 (1993)
16. K. Sangster, E.A. Hinds, S.M. Barnett, E. Riis, A.G. Sinclair, *Phys. Rev. A* **51**, 1776 (1995)
17. K. Zeiske, G. Zinner, F. Riehle, J. Helmcke, *Appl. Phys. B* **60**, 295 (1995)
18. Y. Aharonov, A. Casher, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 319 (1984)
19. Laser Cheval, website: <http://www.cheval-freres.fr>
20. D.W. Keith, C.R. Ekstrom, Q.A. Turchette, D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2693 (1991)
21. J. Schmiedmayer, M.S. Chapman, C.R. Ekstrom, T.D. Hammond, D.A. Kokorowski, A. Lenef, R.A. Rubinstein, E.T. Smith, D.E. Pritchard, in *Atom interferometry*, edited by P.R. Berman (Academic Press, 1997), p. 1

22. D.M. Giltner, R.W. McGowan, Siu Au Lee, Phys. Rev. Lett. **75**, 2638 (1995)
23. H.C.W. Beijerinck, N.F. Verster, Physica **111C**, 327 (1981)
24. J.P. Toennies, K. Winkelmann, J. Chem. Phys. **66**, 3965 (1977)
25. H. Haberland, U. Buck, M. Tolle, Rev. Sci. Instrum. **56**, 1712 (1985)
26. P.A. Skovorodko, *24th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics*, AIP Conference Proceedings **762**, 857 (2005) and private communication
27. J.R. Mowat, Phys. Rev. A **5**, 1059 (1972)
28. H. Scheffers, J. Stark, Phys. Z. **35**, 625 (1934)
29. A. Salop, E. Pollack, B. Bederson, Phys. Rev. **124**, 1431 (1961)
30. G.E. Chamberlain, J.C. Zorn, Phys. Rev. **129**, 677 (1963)
31. F.W. King, J. Mol. Structure (Theochem) **400**, 7 (1997)
32. A. Dalgarno, A.E. Kingston, Proc. Roy. Soc. **73**, 455 (1959)
33. N.E. Kassimi, A.J. Thakkar, Phys. Rev. A **50**, 2948 (1994)
34. Z.C. Yan, J.F. Babb, A. Dalgarno, G.W.F. Drake, Phys. Rev. A **54**, 2824 (1996)
35. I.S. Lim, M. Pernpointner, M. Seth, J.K. Laerdahl, P. Schwerdtfeger, P. Neogrady, M. Urban, Phys. Rev. A **60**, 2822 (1999)
36. Z.C. Yan, G.W.F. Drake, Phys. Rev. A **52**, 3711 (1995)
37. Z.C. Yan, G.W.F. Drake, Phys. Rev. A **52**, R4316 (1995)
38. T.D. Roberts, Ph. D. thesis (unpublished), MIT (2002)
39. J.P. Toennies, private communication (2003)
40. I.S. Gradshteyn, I.M. Ryzhik, *Tables of integrals, series and products*, 4th edn. (Academic Press, 1980)

Phase noise due to vibrations in Mach-Zehnder atom interferometers

M. JACQUEY¹, A. MIFFRE^{1,2}, M. BÜCHNER¹, G. TRÉNEC¹ and J. VIGUÉ^{1(*)}

¹ *Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité-IRSAMC*

Université Paul Sabatier and CNRS UMR 5589

118 Route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex, France

² *PIIM, Université de Provence and CNRS UMR 6633,*

Centre de saint Jérôme, case C21, 13397 Marseille cedex 20, France

received 4 April 2006; accepted in final form 13 July 2006

published online 2 August 2006

PACS. 03.75.Dg – Atom and neutron interferometry.

PACS. 39.20.+q – Atom interferometry techniques.

PACS. 42.50.Vk – Mechanical effects of light on atoms, molecules, electrons, and ions.

Abstract. – Atom interferometers are very sensitive to accelerations and rotations. This property, which has some very interesting applications, induces a deleterious phase noise due to the seismic noise of the laboratory and this phase noise is sufficiently large to reduce the fringe visibility in many experiments. We develop a model calculation of this phase noise in the case of Mach-Zehnder atom interferometers and we apply this model to our thermal lithium interferometer. We are able to explain a large fraction of the observed phase noise which has been detected through the rapid dependence of the fringe visibility with the diffraction order. We think that the dynamical model developed here should be very useful to reduce the vibration-induced phase noise in atom interferometers, making many new experiments feasible.

Introduction. – Atom interferometers are very sensitive to inertial effects [1, 2] and this property is used to build accelerometers [3–10] and gyrometers [11–16]. Because of this very large sensitivity, a high mechanical stability of the experiment is required and several experiments [6, 7, 17, 18] used an active control of the interferometer vibrations. In the present letter, we study the phase noise induced by mechanical vibrations in three-gratings Mach-Zehnder thermal atom interferometers and we show that the rapid decrease of the fringe visibility with the diffraction order is largely due to this phase noise. This effect has been studied experimentally by Arndt, Zeilinger and co-workers in their Talbot-Lau interferometer [19]. Vibrations displace and bend the rail which holds the three diffraction gratings and we have developed a model based on elasticity theory to describe this dynamics. We thus understand the contributions of various frequencies and we make a detailed evaluation of this phase noise in our setup: the result is in good agreement with the phase noise value deduced from fringe visibility measurements. Because the rail of our atom interferometer is very stiff, this phase noise is small, dominated by rotations of the rail and can be reduced by improving the rail suspension.

(*) E-mail: jacques.vigue@irsamc.ups-tlse.fr

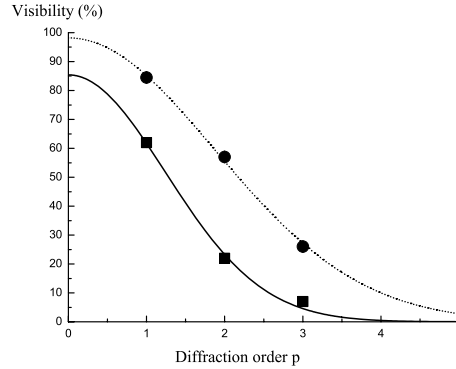


Fig. 1 – Fringe visibility as a function of the diffraction order p . Our measurements (round dots) are fitted by eq. (2) with $\mathcal{V}_{max} = 98 \pm 1\%$ and $\langle \Phi_1^2 \rangle = 0.286 \pm 0.008$. The data points of Giltner and Siu Au Lee (squares) are also fitted by eq. (2) with $\mathcal{V}_{max} = 85 \pm 2\%$ and $\langle \Phi_1^2 \rangle = 0.650 \pm 0.074$.

Fringe visibility as a test of phase noise in atom interferometers. – A phase noise $\Phi(t)$ reduces the fringe visibility $\mathcal{V} = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$. Assuming a Gaussian distribution of Φ , the visibility is given by [20, 21]

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}_{max} \exp \left[-\langle \Phi^2 \rangle / 2 \right]. \quad (1)$$

As shown below, a phase noise due to inertial effects is proportional to the diffraction order p , $\Phi_p = p\Phi_1$, where Φ_p corresponds to the order p . Equation (1) then predicts a Gaussian dependence of the fringe visibility \mathcal{V} with the diffraction order p [21]:

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}_{max} \exp \left[-p^2 \langle \Phi_1^2 \rangle / 2 \right]. \quad (2)$$

Only two atom interferometers have been operated with several diffraction orders, by Siu Au Lee and co-workers [18, 22] in 1995 and more recently by our group [23]. The observed fringe visibility is plotted as a function of the order p in fig. 1. A Gaussian fit, following eq. (2), represents very well the data in both cases and the quality of this fit suggests that the visibility reduction is mostly due to a phase noise of inertial origin.

Inertial sensitivity of Mach-Zehnder atom interferometers. – We consider a three-grating Mach-Zehnder interferometer represented in fig. 2. Its inertial sensitivity results from a phase dependence on the grating positions [20, 21]:

$$\Phi_p = pk_G [2x_2(t_2) - x_1(t_1) - x_3(t_3)]. \quad (3)$$

Here $k_G = 2\pi/a$ is the grating wave vector (a being the grating period); p is the diffraction order and $x_j(t_j)$ the x -coordinate of a reference point of grating G_j at time t_j when it is crossed by the atomic wave packet. Equation (3) can be simplified by introducing the atom time of flight $T = L_{12}/u$ from one grating to the next, with $L_{12} = L_{23}$ and u being the mean atom velocity (the velocity dispersion will be neglected throughout the present paper). We

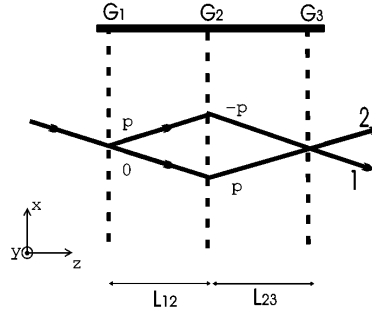


Fig. 2 – Schematic drawing of a three-grating Mach-Zehnder atom interferometer, in the Bragg diffraction geometry. A collimated atomic beam is successively diffracted by three gratings, G_1 , G_2 and G_3 . The diffraction orders corresponding to grating G_1 and G_2 are indicated on the two atomic beams. Two exit beams, labelled 1 and 2, carry complementary signals. The x , y , z axis are defined.

can express the time t_j as a function of t_2 , which will be noted t , and T : $t_1 = t - T$ and $t_3 = t + T$. Then, expanding Φ_p in powers of T up to second order, we get

$$\Phi_p = pk_G \left[\delta(t) - [v_{3x}(t) - v_{1x}(t)]T - \frac{[a_{1x}(t) + a_{3x}(t)]T^2}{2} \right]. \quad (4)$$

Here $\delta(t) = 2x_2(t) - x_1(t) - x_3(t)$ while $v_{jx}(t)$ and $a_{jx}(t)$ are the x -components of the velocity and acceleration of grating G_j measured by reference to a Galilean frame. In eq. (4), the first term is due to the instantaneous bending $\delta(t)$ of the rail, the second term represents Sagnac effect, as the velocity difference is related to the rail angular velocity, and the third term describes the sensitivity to accelerations.

Theoretical analysis of the rail dynamics. – We want to relate the positions $x_j(t_j)$ of the three gratings to the mechanical properties of the rail and to its coupling to the laboratory seismic noise. As the interferometer is sensitive only to the grating x -coordinates, we use a 1D model based on elasticity theory [24] to describe the rail motion and deformations. The rail, of length $2L$ along z , can bend only in the x -direction. Its cross-section, assumed to be independent of z , is characterized by its area $A = \int dx dy$ and by its moment $I_y = \int x^2 dx dy$, the x -origin being on the neutral line. The position of this line with respect to a Galilean frame is a function $X(z, t)$ which verifies [24]

$$\rho A \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} = -EI_y \frac{\partial^4 X}{\partial z^4}; \quad (5)$$

ρ and E are the material density and Young's modulus. The rail is coupled to the laboratory by forces and torques exerted at $z = \epsilon L$ ($\epsilon = \pm$) by its supports. The x -component of the force $F_{x\epsilon}$ and the y -component of the torque are respectively related [24] to the third and second derivatives of $X(z, t)$ with respect to z . We assume that the torques vanish so that $\partial^2 X / \partial z^2 = 0$ at $z = \epsilon L$ and that the force is the sum of an elastic term proportional to the relative displacement and a damping term proportional to the relative velocity:

$$F_{x\epsilon} = -\epsilon EI_y \frac{\partial^3 X}{\partial z^3}(z = \epsilon L) = -K [X(\epsilon L, t) - x_\epsilon(t)] - \mu \frac{\partial [X(\epsilon L, t) - x_\epsilon(t)]}{\partial t}, \quad (6)$$

where $x_\epsilon(t)$ is the x -position of the support at $z = \epsilon L$ and time t . Then, introducing the Fourier transforms $X(z, \omega)$ and $x_\epsilon(\omega)$ of $X(z, t)$ and $x_\epsilon(t)$, the solution of eq. (5) is

$$X(z, \omega) = a \sin(\kappa z) + b \cos(\kappa z) + c \sinh(\kappa z) + d \cosh(\kappa z), \quad (7)$$

where a, b, c and d depend on ω . c and d are related to a and b , thanks to the assumption of vanishing torques. Then, a and b are linearly related to the source terms $x_\epsilon(\omega)$ by eqs. (6) and if we know the functions $x_\epsilon(\omega)$, we can calculate $X(z, \omega)$ and deduce $X(z, t)$. ω and κ are related by

$$\rho A \omega^2 = EI_y \kappa^4. \quad (8)$$

When μ is small enough, these equations predict a series of resonances. The first resonance, when $\omega = \omega_{osc} = \sqrt{K/(\rho AL)}$, describes an in-phase oscillation of the two ends of the rail while the second resonance, occurring when $\omega = \omega_{osc}\sqrt{3}$, describes a rotational oscillation of the rail around its center. Then, there is an infinite series of bending resonances occurring for κ_n verifying $\cos(2\kappa_n L) \cosh(2\kappa_n L) = 1$ and ω_n related to the ω_0 , by $\omega_n = \omega_0(\kappa_n/\kappa_0)^2$. In the present model, the rail stiffness is described by a single parameter ω_0 :

$$\omega_0 = 5.593 \sqrt{EI_y/(\rho AL^4)}. \quad (9)$$

Although our model is based on several simplifying approximations, it remains very general and can be applied to various interferometers.

The phase noise due to vibrations. – We assume that the grating reference points are on the neutral line (grating G_1 at $z = -L_{12}$ and grating G_3 at $z = L_{12}$). The Fourier component $\Phi_p(\omega)$ of the phase Φ_p is a function of $a(\omega)$ and $b(\omega)$:

$$\begin{aligned} \frac{\Phi_p(\omega)}{p} = & 2k_G \left[b(\omega) \left(1 - \cos(\kappa L_{12}) + (1 - \cosh(\kappa L_{12})) \frac{\cos(\kappa L)}{\cosh(\kappa L)} \right) + \right. \\ & + ia(\omega) \left(\sin(\kappa L_{12}) + \sinh(\kappa L_{12}) \frac{\sin(\kappa L)}{\sinh(\kappa L)} \right) \sin(\omega T) + \\ & \left. + b(\omega) \left(\cos(\kappa L_{12}) + \cosh(\kappa L_{12}) \frac{\cos(\kappa L)}{\cosh(\kappa L)} \right) (1 - \cos(\omega T)) \right], \quad (10) \end{aligned}$$

where the different lines correspond to the bending, Sagnac and acceleration terms. Expanding in powers of ωT and κL and assuming $L_{12} = L$ for further simplification, we get

$$\frac{\Phi_p(\omega)}{p} \approx k_G \left[[x_+(\omega) - x_-(\omega)] \frac{3i(\omega T)}{(3-R)} + [x_+(\omega) + x_-(\omega)] \frac{13.0(\omega/\omega_0)^2 + (\omega T)^2}{2(1-R)} \right], \quad (11)$$

where $R = \omega^2 / [\omega_{osc}^2 - i(\omega_{osc}\omega/Q_{osc})]$. The validity of eq. (11) is limited by the numerous approximations done but we get a clear view of the various contributions. The first term, proportional to $[x_+(\omega) - x_-(\omega)]$ and to the time of flight T , describes the effect of the rotation of the rail excited by the out-of-phase motion of its two ends. This term, independent of the rail stiffness, is sensitive to the rail suspension through the $(3-R)$ denominator. The second term is the sum of the bending term, in $(\omega/\omega_0)^2$, and the acceleration term, in $(\omega T)^2$. Both terms have the same sensitivity to the rail suspension, being sensitive to the first pendular resonance, when $R \approx 1$. The bending term is small if the rail is very stiff, *i.e.* when ω_0 is large.

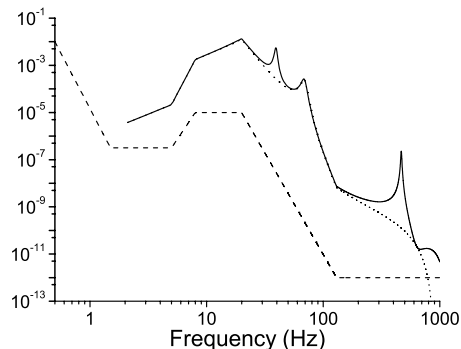


Fig. 3 – Calculated phase noise spectra $|\Phi(\nu)/p|^2$ (full curve) and $|\Phi_{Sagnac}(\nu)/p|^2$ (dotted curve), both in rad^2/Hz as a function of the frequency ν in Hz. The smoothed seismic-noise spectrum $|x_\epsilon(\nu)|^2$ in m^2/Hz used in the calculation is plotted (dashed curve) after multiplication by 10^{10} . The spectrum was recorded in the $\nu = 0.5\text{--}100$ Hz range and assumed to be constant when $10^2 < \nu < 10^3$ Hz.

Application of the present analysis to our interferometer. – When we built our interferometer, we knew that Pritchard [17, 20] and Siu Au Lee [18, 22] had been obliged to reduce $\delta(t)$ in their atom interferometers by a servo-loop. Rather than using a servo-loop, we decided to build a very stiff rail, by using aluminium alloy for its large E/ρ ratio and by making the largest possible rail in the x -direction to get a large I_y/A ratio. Equation (9) predicts $\omega_0/2\pi \approx 437$ Hz, in reasonable agreement with our measurement, $\omega_0/(2\pi) = 460.4$ Hz, with a rather large Q -factor, $Q \approx 60$ (more details in [25]). The suspension of the rail is very simple, with rubber blocks made to support machine tools. From a rough estimate of their force constant K , we calculate the first resonance frequency $\omega_{osc}/(2\pi) \approx 20$ Hz.

Following previous works [17, 18, 20, 26, 27], the instantaneous bending $\delta(t)$ is conveniently measured by a 3-grating Mach-Zehnder optical interferometer attached to the gratings of the atom interferometer. We have built such an interferometer [28], with 200 lines/mm gratings from Paton Hawksley [29] ($k_{g,opt} = 1.26 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$) and a helium-neon laser at 633 nm. The signal phase $\Phi_{p,opt}$ of this optical interferometer is also given by eq. (4), but with $T \approx 0$ as light time of flight is negligible: $\Phi_{p,opt} = pk_{g,opt}\delta(t)$. In our experiment, the excitation of the rail by the environment gives very small signals, from which we deduce an upper limit of the bending, $\sqrt{\langle \delta(t)^2 \rangle} < 3$ nm.

To evaluate the phase noise, we need to know the seismic-noise spectrum. A spectrum was recorded on our setup well before the operation of our interferometer and we use this measurement as a good estimate of the seismic noise. We have replaced the recorded spectrum with several peaks appearing in the 8–60 Hz range by a smooth spectrum just larger than the measured one. Most of the peaks do not appear on a spectrum taken on the floor, because they are due to resonances of the structure supporting the vacuum pipes and their exact frequency has probably changed because of modifications of the experiment since the recording. The smoothed noise spectrum $|x_\epsilon(\nu)|^2$ is plotted in fig. 3. This figure also plots the calculated phase noise spectrum $|\Phi_p(\nu)/p|^2$, using eq. (10), and the Sagnac phase noise spectrum $|\Phi_{Sagnac}(\nu)/p|^2$ deduced by keeping only the term proportional to a in eq. (10).

Clearly, Sagnac phase noise is dominant except near the in-phase pendular oscillation and the first bending resonance. The contribution of the in-phase pendular oscillation depends strongly on its frequency and Q -factor. The bending resonance is in a region where the excitation amplitude is very low, and, even after amplification by the resonance Q -factor, the contribution of the bending resonance to the total phase noise is fully negligible. We have not used our estimate of the first pendular resonance $\omega_{osc}/(2\pi) \approx 20$ Hz, because the predicted rms value of the bending $\sqrt{\langle \delta(t)^2 \rangle}$ was considerably larger than the measured upper limit. We have used $\omega_{osc}/(2\pi) = 40$ Hz, with $Q_{osc} \approx 16$ and the measured ω_0 value, $\omega_0/(2\pi) = 460.4$ Hz and $T = 5.7 \times 10^{-4}$ s ($L_{12} = 0.605$ m and $u = 1065$ m/s). We assume that the two excitation terms $x_\epsilon(\nu)$ have the same spectrum but no phase relation, so that we neglect the cross-term $|x_+(\nu)x_-(\nu)|$. For very low frequencies up to a few hertz, $x_+(\nu)$ and $x_-(\nu)$ should be equal and the associated correction would cancel the Sagnac term. This explains why we have not extended the $|\Phi(\nu)/p|^2$ curves below 2 Hz. As soon as the frequency is larger than the lowest resonance frequency of the structure supporting the vacuum chambers (near 8 Hz), the assumption that $x_+(\nu)$ and $x_-(\nu)$ have no phase relation should be good.

By integrating the phase noise over the frequency from 2 to 10^3 Hz, we get an estimate of the quadratic mean of the phase noise:

$$\langle \Phi_p^2 \rangle = 0.16p^2 \text{ rad}^2. \quad (12)$$

This estimate compares well with the value $\langle \Phi_p^2 \rangle = (0.286 \pm 0.008)p^2$, deduced from the fit of fig. 1: we think that the agreement is convincing, if ones considers the large uncertainty on several parameters (seismic noise, frequency and Q factors of the pendular resonances) and the possible existence of other phase noise or phase averaging effects. The phase noise is largely due to the Sagnac term: the integration limited to this term gives $\langle \Phi_{Sagnac}^2 \rangle = 0.13p^2 \text{ rad}^2$. Finally, as shown by eq. (11), the Sagnac phase noise can be reduced only by a modification of the rail suspension.

Conclusion. – The present paper has analyzed the phase noise induced in a Mach-Zehnder atom interferometer by mechanical vibrations. Starting from the well-known inertial sensitivity of atom interferometers, we have developed a simple but quite general 1D model describing the dynamics of the rail holding the diffraction gratings. This model provides a unified description of the low- and high-frequency dynamics, in which the rail behaves respectively as a solid object and an elastic object. In the low-frequency range, up to the frequency of the rotational resonance of the suspension, the out-of-phase vibrations of the two ends of the rail induce small rotations, which are converted into phase noise by Sagnac effect, and this is the dominant cause of inertial phase noise in our interferometer.

We think that the present analysis is useful as it gives access to an understanding of inertial phase noise in atom interferometers and this is an important step towards the reduction of this phase noise. A better rail suspension should considerably reduce this phase noise and it will then be possible to observe atom interference effects with an excellent fringe visibility, close to the fitted value $\mathcal{V}_{max} = 98 \pm 1\%$ of fig. 1, and to work either with diffraction orders $p \gg 1$ or with considerably slower atoms.

* * *

We have received the support of CNRS MIPPU, of ANR and of Région Midi Pyrénées through a PACA-MIP network. We thank A. SOURIAU and J.-M. FELS for measuring the seismic noise in our laboratory.

REFERENCES

- [1] ANANDAN J., *Phys. Rev. D*, **15** (1977) 1448.
- [2] CLAUSER J. F., *Physica B*, **151** (1988) 262.
- [3] KASEVICH M. and CHU S., *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991) 181.
- [4] KASEVICH M. and CHU S., *Appl. Phys. B*, **54** (1992) 321.
- [5] CAHN S. B., KUMARAKRISHNAN A., SHIM U., SLEATOR T., BERMAN P. R. and DUBETSKY B., *Phys. Rev. Lett.*, **79** (1997) 784.
- [6] PETERS A., CHUNG K. Y. and CHU S., *Nature*, **400** (1999) 849.
- [7] PETERS A., CHUNG K. Y. and CHU S., *Metrologia*, **38** (2001) 25.
- [8] SNADDEN M. J., MCGUIRK J. M., BOUYER P., HARITOS K. G. and KASEVICH M. A., *Phys. Rev. Lett.*, **81** (1998) 971.
- [9] MCGUIRK J. M., FOSTER G. T., FIXLER J. B., SNADDEN M. J. and KASEVICH M. A., *Phys. Rev. A*, **65** (2002) 033608.
- [10] TINO G. M., *Nucl. Phys. B*, **113** (2002) 289.
- [11] RIEHLE F., KISTERS TH., WITTE A., HELMCKE J. and BORDÉ CH. J., *Phys. Rev. Lett.*, **67** (1991) 177.
- [12] LENEFF A., HAMMOND T. D., SMITH E. T., CHAPMAN M. S., RUBENSTEIN R. A. and PRITCHARD D. E., *Phys. Rev. Lett.*, **78** (1997) 760.
- [13] GUSTAVSON T. L., BOUYER P. and KASEVICH M. A., *Phys. Rev. Lett.*, **78** (1997) 2046.
- [14] GUSTAVSON T. L., LANDRAGIN A. and KASEVICH M. A., *Class. Quantum Grav.*, **17** (2000) 2385.
- [15] LEDUC F., HOLLEVILLE D., FILS J., CLAIRON A., DIMARCQ N., LANDRAGIN A., BOUYER P. and BORDÉ CH. J., *Proceedings of 16th ICOLS*, edited by HANNAFORD P. *et al.* (World Scientific) 2004.
- [16] LANDRAGIN A. *et al.*, *Proceedings of ICATPP-7* (World Scientific) 2002.
- [17] KEITH D. W., EKSTROM C. R., TURCHETTE Q. A. and PRITCHARD D. E., *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1991) 2693.
- [18] GILTNER D. M., MCGOWAN R. W. and LEE SIU AU, *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995) 2638.
- [19] STIBOR A., HORNBERGER K., HACKERMÜLLER L., ZEILINGER A. and ARNDT M., *Laser Phys.*, **15** (2005) 10.
- [20] SCHMIEDMAYER J., CHAPMAN M. S., EKSTROM C. R., HAMMOND T. D., KOKOROWSKI D. A., LENEFF A., RUBINSTEIN R. A., SMITH E. T. and PRITCHARD D. E., in *Atom Interferometry*, edited by BERMAN P. R. (Academic Press) 1997, p. 1.
- [21] DELHUILLE R., MIFFRE A., VIARIS DE LESEGNO B., BÜCHNER M., RIZZO C., TRÉNEC G. and VIGUÉ J., *Acta Phys. Pol.*, **33** (2002) 2157.
- [22] GILTNER D. M., PhD Thesis, Colorado State University, Fort Collins (1996).
- [23] MIFFRE A., JACQUEY M., BÜCHNER M., TRÉNEC G. and VIGUÉ J., *Eur. Phys. J. D*, **33** (2005) 99.
- [24] LANDAU L. and LIFCHITZ E., *Theory of Elasticity* (Pergamon Press, Oxford) 1986.
- [25] MIFFRE A., JACQUEY M., BÜCHNER M., TRÉNEC G. and VIGUÉ J., in *Proceedings of the Symposium Quantum Mechanics for Space*, edited by BOUYER PH., to be published in *Appl. Phys. B* (available on-line at <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-006-2377-9>).
- [26] GRUBER M., EDER K. and ZEILINGER A., *Phys. Lett. A*, **140** (1989) 363.
- [27] RASEL E. M., OBERTHALER M. K., BATELAAN H., SCHMIEDMAYER J. and ZEILINGER A., *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995) 2633.
- [28] MIFFRE A., DELHUILLE R., VIARIS DE LESEGNO B., BÜCHNER M., RIZZO C. and VIGUÉ J., *Eur. J. Phys.*, **23** (2002) 623.
- [29] PATON HAWKSLEY EDUCATION LTD, UK, website: <http://www.patonhawksley.co.uk/>.

First Measurements of the Index of Refraction of Gases for Lithium Atomic Waves

M. Jacquey, M. Büchner, G. Tréneç, and J. Vigué*

*Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité-IRSAMC, Université Paul Sabatier and CNRS UMR 5589,
118, route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex, France*

(Received 21 November 2006; published 15 June 2007)

We report the first measurements of the index of refraction of gases for lithium waves. Using an atom interferometer, we have measured the real and imaginary parts of the index of refraction n for argon, krypton, and xenon as a function of the gas density for several velocities of the lithium beam. The linear dependence of $(n - 1)$ with the gas density is well verified. The total collision cross section deduced from the imaginary part of $(n - 1)$ is in very good agreement with traditional measurements of this quantity. Finally, the real and imaginary parts of $(n - 1)$ and their ratio ρ exhibit glory oscillations, in good agreement with calculations.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.240405

PACS numbers: 03.75.Be, 03.75.Dg, 34.20.-b, 39.20.+q

The concept of the index of refraction for waves transmitted through matter was extended from light waves to neutron waves around 1940, as reviewed by Lax [1]. The extension to atom waves was done in 1995 with the first measurements of the index of refraction of gases for sodium waves [2] and the subsequent observation of glory oscillations on the index variations with sodium velocity [3–6]. We report here the first measurements of the index of refraction of gases for lithium waves.

Several papers [7–16] have dealt with the theory of the index of refraction n . The index of refraction is proportional to the forward scattering amplitude, which can be calculated if the interaction potential between an atom of the wave and an atom of the target gas is known. The imaginary part of the forward scattering amplitude is related to the total cross section but its real part can be measured only by atom interferometry. This amplitude exhibits resonances, for a collision energy comparable to the potential well depth, and glory oscillations, for larger energy. These glory oscillations are due to the existence of an undeflected classical trajectory resulting from the compensation of attractive and repulsive forces [17].

A measurement of the index of refraction thus provides a new access to atom-atom interaction potentials. Many other experiments are sensitive to the atom-atom interaction potentials: in the particular case of alkali-rare gas pairs, measurements of total and differential cross sections, line broadening experiments, and spectroscopy of van der Waals molecules have been much used. Each technique is more sensitive to a different part of the potential curve and one would expect that very accurate potentials are available, but, as shown by the calculations done in Refs. [5, 15, 16], the index of refraction deduced from various potentials differ substantially, thus proving the need for more accurate potentials.

Our experiment is similar to the experiments of [2, 3, 5]. We have measured separately the real and imaginary parts of $(n - 1)$ with a good accuracy and tested their linear dependence with the gas density. The total collision cross section deduced from our measurement of the imaginary

part $\text{Im}(n - 1)$ is in very good agreement with previous measurements [18, 19]. Our measurements of the real and imaginary parts of $(n - 1)$ and of their ratio ρ are in good agreement with the calculations done by Champenois [16], using potential curves fitted in Refs. [18, 19].

The principle of the experiment is to introduce some gas on one of the atomic beams inside an atom interferometer, as represented in Fig. 1. Noting $\psi_{u/l}$, the waves propagating on the upper or lower paths inside the interferometer, the interference signal I is given by

$$I = |\psi_l + \psi_u \exp(i\varphi)|^2. \quad (1)$$

The phase $\varphi = k_G(2x_2 - x_1 - x_3)$, which depends on the grating positions x_i (k_G is the grating wave vector), is used to observe interference fringes. We can rewrite Eq. (1) as

$$I = I_B + I_0[1 + \mathcal{V} \cos(\varphi)]. \quad (2)$$

I_0 is the mean intensity, \mathcal{V} the fringe visibility, and we have added the detector background I_B . When the atomic

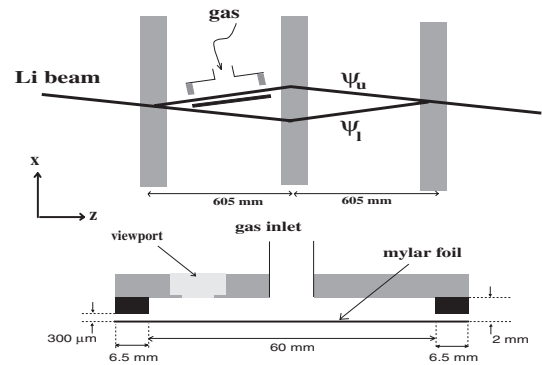


FIG. 1. Upper part: Schematic drawing of a top view of the interferometer, with the gas cell inserted just ahead of the second laser standing wave. Lower part: Top view of the gas cell. The viewport is used to align the septum by optical techniques. The slit widths are exaggerated to be visible.

wave propagates in a gas of density n_{gas} , its wave vector \mathbf{k} becomes $n\mathbf{k}$, where n is the index of refraction. For a gas cell of length L in the upper path, the wave ψ_u is replaced by the transmitted wave $\psi_{u,t}$ given by

$$\psi_{u,t}/\psi_u = \exp[i(n-1)kL] = t(n_{\text{gas}}) \exp[i\varphi(n_{\text{gas}})], \quad (3)$$

with $t(n_{\text{gas}}) = \exp[-\text{Im}(n-1)kL]$ and $\varphi(n_{\text{gas}}) = \text{Re}(n-1)kL$. The signal given by Eq. (2) is modified, with a phase shift $\varphi(n_{\text{gas}})$. The mean intensity $I_0(n_{\text{gas}})$ and the fringe visibility $\mathcal{V}(n_{\text{gas}})$ are both changed and $t(n_{\text{gas}})$ is related to these quantities by

$$t(n_{\text{gas}}) = I_0(n_{\text{gas}}) \mathcal{V}(n_{\text{gas}}) / [I_0(0) \mathcal{V}(0)]. \quad (4)$$

Our Mach-Zehnder atom interferometer uses laser diffraction in the Bragg regime [20], with a laser wavelength close to the lithium first resonance line at 671 nm. To optimize the signal for the ${}^7\text{Li}$ isotope with first order diffraction, we have used a frequency detuning equal to 4 GHz, a total laser power equal to 275 mW, and a beam waist radius $w_0 = 6.2$ mm. The lithium beam mean velocity u is varied by seeding lithium in a rare gas mixture and the velocity distribution thus achieved has a full width at half maximum close to 25%.

For a mean atom velocity $u = 1075$ m/s, the maximum distance between the atomic beam centers, close to 100 μm , is sufficient to insert a septum between these beams. The septum, a 6 μm thick mylar foil, separates the gas cell from the interferometer vacuum chamber. This cell is connected to the interferometer chamber by 300 μm wide slits, as shown in Fig. 1, in order to reduce the gas flow. The cell is connected by a 16 mm diameter ultrahigh vacuum gas line to a leak valve used to introduce the gas. Another valve connects the gas line to the interferometer vacuum chamber so that the cell pressure can be reduced to its base value in about 3 s. We use high purity gases from Air Liquide (total impurity content below 50 ppm) and a cell pressure in the 10^{-3} – 10^{-4} mbar range. The pressure is measured by a membrane gauge (Leybold CERAVAC CTR91), with an accuracy near 1%. When the cell is evacuated, the measured pressure, $p_{\text{meas}} = (1 \pm 1) \times 10^{-6}$ mbar, is negligible. Because of the gas flow through the connection pipe, the cell pressure p_{cell} is slightly less than the measured value p_{meas} as the gauge is at about 50 cm from the cell. Molecular flow theory predicts that the pressure in the cell p_{cell} is homogeneous within 1% and that $p_{\text{cell}}/p_{\text{meas}} = C_{\text{pipe}}/(C_{\text{pipe}} + C_{\text{slits}})$. The conductances of the pipe, C_{pipe} , and of the slits, C_{slits} , have been calculated and we get $p_{\text{cell}}/p_{\text{meas}} = 0.90 \pm 0.01$. We then use the ideal gas law at $T = 298$ K to deduce the gas density n_{gas} in the cell.

We record interference fringes by displacing the third standing wave mirror with a linear voltage ramp applied on a piezoelectric stage. In order to correct the interferometer phase drift, each experiment is made of three sweeps, the first and third ones ($j = 1$ and 3) with an empty cell and the

second one ($j = 2$) with a pressure p_{cell} . The counting time is 0.3 s per data point, with 300 points per sweep. After the third sweep, we flag the lithium beam to measure the detector background I_B . We assume that the phase φ can be written $\varphi = a_j + b_j n + c_j n^2$, where the quadratic term describes the nonlinearity of the piezo stage (n being the channel number). The best fit of each recording, using Eq. (2), provides the initial phase a_j , the mean intensity $I_{0,j}$, and the fringe visibility \mathcal{V}_j . We thus get the effect of the gas, namely, the phase shift $\varphi(n_{\text{gas}}) = a_2 - (a_1 + a_3)/2$, and the attenuation $t(n_{\text{gas}})$ given by Eq. (4) [the $I_0(0)\mathcal{V}(0)$ value is taken as the mean of the $j = 1$ and $j = 3$ values].

For a given lithium mean velocity u , we measure the phase shift and the amplitude attenuation for various gas pressures and we plot $\varphi(n_{\text{gas}})$ and $-\ln[t(n_{\text{gas}})]$ as a function of pressure (see Fig. 2). These two quantities are expected to vary linearly with the gas density [2–4] and the high signal to noise ratio of our experiments allows us to confirm these theoretical expectations. To deduce $(n-1)$ from this plot, we need the kL value. k is calculated from the lithium beam mean velocity u measured by Bragg diffraction. The effective cell length L is calculated by weighting each element dz by the local gas density. In the molecular regime, the density in the slits varies linearly with z and vanishes near the slit exit [21]. The effective length L is then the sum of the inner part length and of the mean of the slit lengths, $L = 66.5 \pm 1.0$ mm. Our final results are the real and imaginary parts of $(n-1)$ divided by the gas density and the dimensionless ratio $\rho = \text{Re}(n-1)/\text{Im}(n-1)$. These results are collected in Table I for a lithium beam mean velocity $u = 1075 \pm 20$ m/s and we have similar data for several other velocities.

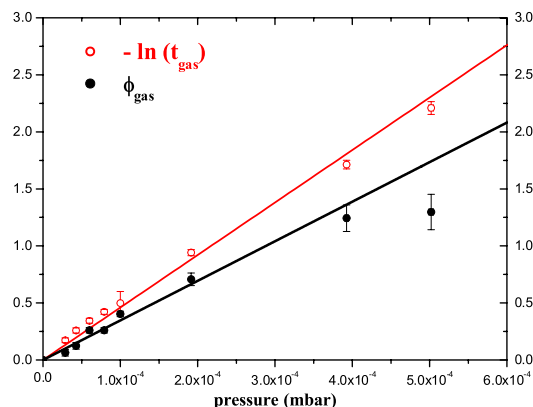


FIG. 2 (color online). Plot of the measured values of the phase shift $\varphi(n_{\text{gas}})$ and of the logarithm of the amplitude transmission $-\ln[t(n_{\text{gas}})]$ as a function of xenon pressure p_{cell} . The lithium beam mean velocity is $u = 1075 \pm 20$ m/s.

TABLE I. Index of refraction of argon, krypton and xenon for lithium waves with a mean velocity $u = 1075 \pm 20$ m/s. For each gas, we give the real and imaginary parts of $10^{29}(n-1)/n_{\text{gas}}$ (n_{gas} in m^{-3}) and the ratio $\rho = \text{Re}(n-1)/\text{Im}(n-1)$.

Gas	Ar	Kr	Xe
$10^{29}\text{Re}(n-1)/n_{\text{gas}}$	1.20 ± 0.11	1.57 ± 0.10	1.82 ± 0.07
$10^{29}\text{Im}(n-1)/n_{\text{gas}}$	2.11 ± 0.06	1.99 ± 0.07	2.40 ± 0.06
ρ	0.56 ± 0.05	0.78 ± 0.04	0.70 ± 0.03

The imaginary part of the index of refraction, which measures the attenuation of the atomic beam by the gas, is related to the total collision cross section $\langle\sigma\rangle$ by $\langle\sigma\rangle = 2\text{Im}(n-1)k/n_{\text{gas}}$ where $\langle\rangle$ designates the average over the target gas thermal velocity. Figure 3 compares the cross section $\langle\sigma\rangle$ deduced from our index measurements with the values obtained by scattering techniques [18,19]: the agreement is very good, although the velocity distribution of our lithium beam, with a full width at half maximum close to 25%, is broader than the 4.4% FWHM distribution used in Refs. [18,19].

From theory [15,16], we know that $(n-1)$ decreases with the lithium velocity u , like $u^{-7/5}$, with glory oscillations superimposed on this variation. We suppress this rapid variation by plotting the real and imaginary parts of $u^{7/5}(n-1)/n_{\text{gas}}$: Fig. 4 presents such a plot in the case of xenon, with our measurements and calculated values obtained by Champenois in her thesis [15] using the Buckingham-Corner potential fitted by Dehmer and Wharton [19].

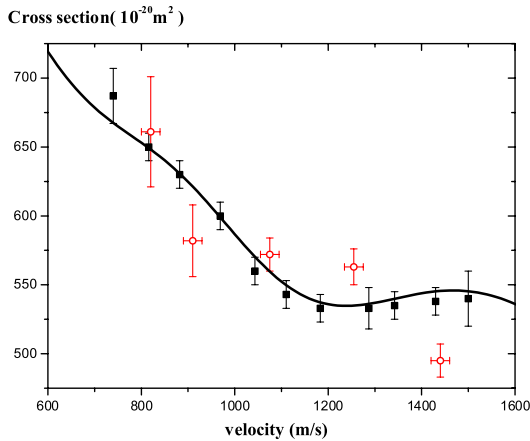


FIG. 3 (color online). Plot of the lithium-xenon total collision cross section $\langle\sigma\rangle$ as a function of the lithium mean velocity u in meters per second: our measurements by atom interferometry (open circles), measurements of Dehmer and Wharton (squares), and calculated values (full curve) obtained with the Buckingham-Corner potential fitted by these authors [19].

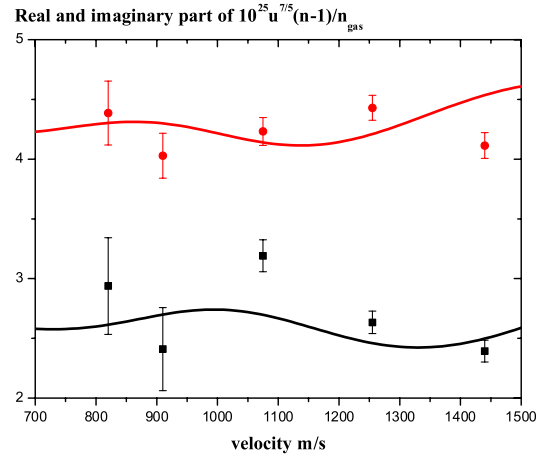


FIG. 4 (color online). Plot of the real (squares) and imaginary (dots) parts of $10^{25}u^{7/5}(n-1)/n_{\text{gas}}$ measured for xenon as a function of the lithium beam mean velocity u (n_{gas} in m^{-3} , u in meters per second). The full curves represent the calculated values [15], using the Buckingham-Corner potential of Ref. [19]. The agreement between the measured and calculated values is good, especially as there are no free parameters.

Figure 5 compares our measurements of the ratio $\rho = \text{Re}(n-1)/\text{Im}(n-1)$ with calculations. We have chosen the case of xenon for which we have more data points. The mean ρ value is lower than the $\rho = 0.726$ value predicted in [2,3] for a purely attractive r^{-6} potential. A lower mean ρ value is expected when the $n = 8, 10$ terms of the r^{-n}

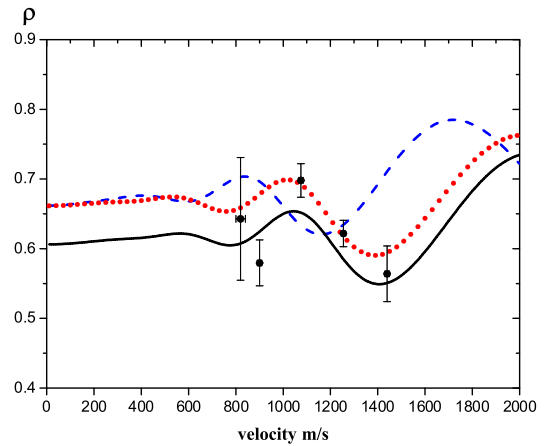


FIG. 5 (color online). Plot of the ratio $\rho = \text{Re}(n-1)/\text{Im}(n-1)$ for xenon as a function of the lithium beam mean velocity u . The points are our experimental values while the curves have been calculated with the lithium-xenon potential of Ref. [19] (full line), Ref. [22] (dotted line), and Ref. [23] (dashed line).

expansion of the long range potential are also attractive and not negligible [15]. Moreover, a glory oscillation is clearly visible on our measurements as well as on the calculations done by Champenois [16] with three different potential curves: two *ab initio* potentials [22,23] and the Buckingham-Corner potential of Dehmer and Wharton [19]. The three calculated curves reproduce well the observed amplitude of the glory oscillation. The observed phase is close to the calculated phase for the potentials of Refs. [19,22] and not for the one of Ref. [23]. This is not surprising as this phase is very sensitive to the potential well depth [15].

In this Letter, we have described the first measurements of the index of refraction of gases for lithium waves, with an experiment similar to those performed with sodium waves [2,3,5]. A gas cell, introduced on one of the atomic beams inside an atom interferometer, modifies the wave propagation and this modification is detected on the interference signals. We have measured the real and imaginary parts of the index of refraction n for three gases and several lithium velocities and we have verified the linear dependence of $(n - 1)$ with the gas density n_{gas} . Our measurements of the imaginary part of $(n - 1)$ are in very good agreement with previous measurements of the total cross section, and the real part, which can be measured only by atom interferometry, is also in good agreement with calculations of this quantity. Moreover, the comparison between experimental and theoretical values of the ratio $\rho = \text{Re}(n - 1)/\text{Im}(n - 1)$ is already able to favor certain interaction potentials.

We hope to improve our experiment, in particular, the septum which limits our ability to use higher velocities of the lithium beam. The measurement of the index of refraction in a larger velocity range and with an improved accuracy should then provide a stringent test of interaction potentials. However, it seems clear that index of refraction measurements cannot be inverted to provide very accurate interaction potentials, as long as the target gas is at room temperature, because thermal averaging washes out the low-energy resonances and most of the glory oscillations. An experiment with a target gas at a very low temperature should provide a lot more information [8,12,14]. Finally, if the target gas and the atomic beam were both ultracold, one could study the index of refraction in the quantum threshold regime and measure the atom-atom scattering length as well as low-energy resonances [10,13]. The collision experiment involving two ultracold atom clouds, which was made by Buggle *et al.* [24], proves the feasibility of dense enough gas targets for collision studies. The development of a cold atom interferometer coupled to such a gas target remains to be done.

Finally, the interaction of a matter wave with a gas induces decoherence. This effect was studied by Hornberger *et al.* with C_{70} in a Talbot Lau interferometer [25] and by Uys *et al.* with sodium in a Mach-Zehnder interferometer

[26]: in both cases, a low pressure of gas is introduced everywhere inside the interferometer. This decoherence process depends on the momentum transferred to a particle of the wave by a collision with an atom of the scattering gas and on the interferometer geometry (separation between the two arms, size of the detector). This decoherence effect is thus quite different from the index of refraction for which all scattering events contribute.

We have received the support of CNRS MIPPU, ANR, and Région Midi Pyrénées. The technical staff, G. Bailly, D. Castex, M. Gianesin, P. Paquier, L. Polizzi, T. Ravel, and W. Volondat, has made these experiments possible. We thank former members of the group A. Miffre, C. Champenois, and N. Félix for their help and A. Cronin for fruitful advice.

*Email address: jacques.vigue@irsamc.ups-tlse.fr

- [1] M. Lax, *Rev. Mod. Phys.* **23**, 287 (1951).
- [2] J. Schmiedmayer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1043 (1995).
- [3] J. Schmiedmayer *et al.*, in *Atom interferometry*, edited by P. R. Berman (Academic Press, San Diego, 1997), p. 1.
- [4] T. D. Hammond *et al.*, *Braz. J. Phys.* **27**, 193 (1997).
- [5] T. D. Roberts *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 200406 (2002).
- [6] T. D. Roberts, Ph.D. thesis, Massachusetts Institute of Technology (unpublished).
- [7] R. C. Forrey *et al.*, *Phys. Rev. A* **54**, 2180 (1996).
- [8] R. C. Forrey *et al.*, *Phys. Rev. A* **55**, R3311 (1997).
- [9] P. J. Leo, G. Peach, and I. B. Whittingham, *J. Phys. B* **33**, 4779 (2000).
- [10] V. Kharchenko and A. Dalgarno, *Phys. Rev. A* **63**, 023615 (2001).
- [11] R. C. Forrey, V. Kharchenko, and A. Dalgarno, *J. Phys. B* **35**, L261 (2002).
- [12] S. Blanchard, D. Civello, and R. C. Forrey, *Phys. Rev. A* **67**, 013604 (2003).
- [13] J. Vigué, *Phys. Rev. A* **52**, 3973 (1995).
- [14] E. Audouard, P. Duplaà, and J. Vigué, *Europhys. Lett.* **32**, 397 (1995); **37**, 311(E) (1997).
- [15] C. Champenois *et al.*, *J. Phys. II (France)* **7**, 523 (1997).
- [16] C. Champenois, Ph.D. thesis, Université P. Sabatier, 1999.
- [17] H. Pauly in *Atom-Molecule Collision Theory*, edited by R. B. Bernstein (Plenum Press, New York, 1979), pp. 111–199.
- [18] G. B. Ury and L. Wharton, *J. Chem. Phys.* **56**, 5832 (1972).
- [19] P. Dehmer and L. Wharton, *J. Chem. Phys.* **57**, 4821 (1972).
- [20] A. Miffre *et al.*, *Eur. Phys. J. D* **33**, 99 (2005).
- [21] H. C. W. Beijerinck and N. F. Verster, *J. Appl. Phys.* **46**, 2083 (1975).
- [22] D. Cvetko *et al.*, *J. Chem. Phys.* **100**, 2052 (1994).
- [23] S. Patil, *J. Chem. Phys.* **94**, 8089 (1991).
- [24] Ch. Buggle *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 173202 (2004).
- [25] K. Hornberger *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 160401 (2003).
- [26] H. Uys, J. D. Perreault, and A. Cronin, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 150403 (2005).

Dispersive atom interferometry phase shifts due to atom-surface interactions

S. LEPOUTRE¹, H. JELASSI¹, V. P. A. LONIJ², G. TRÉNEC¹, M. BÜCHNER¹, A. D. CRONIN² and J. VIGUÉ^{1(a)}¹ *Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité IRSAMC; Université de Toulouse-UPS and CNRS UMR 5589 F-31062 Toulouse, France, EU*² *Department of Physics, University of Arizona - Tucson, AZ 85721, USA*received 25 June 2009; accepted in final form 1 October 2009
published online 28 October 2009PACS 03.75.Dg – Atom and neutron interferometry
PACS 34.50.-s – Scattering of atoms and molecules
PACS 34.20.-b – Interatomic and intermolecular potentials and forces, potential energy surfaces for collisions

Abstract – We used the Toulouse atom interferometer to study how Van der Waals (VdW) interactions between atoms and surfaces cause velocity-dependent phase shifts for atomic de Broglie waves. By introducing a thin nano-grating in one branch of this interferometer, we observed a phase shift that depends on velocity to the power -0.49 . This dispersion serves to measure both the strength and the position dependence of the atom-surface potential in the range from 5 to 10 nm from the surface, and it can also set new limits on non-Newtonian gravity in the 2 nm range.

Copyright © EPLA, 2009

Atom interferometers are celebrated tools for measuring atomic de Broglie wave phase shifts [1]. By transmitting one arm of an atom interferometer through a nano-structure, an electric field, or a dilute gas, measurements have been made of Van der Waals (VdW) potentials [2] atomic polarizabilities [3–5], and complex scattering amplitudes [6–8] respectively. Studies of *dispersion*, *i.e.* phase shifts as a function of atomic velocity, provide additional information about the interactions that cause these phase shifts. For example, glory undulations observed in [7,8] can reveal the number of bound states in atom-atom potentials as well as the long-range shape of such potentials. Here, we report the first observations of dispersive phase shifts caused by atom-surface interactions with enough precision to measure both the strength and the position dependence of the atom-surface potential.

Atom-surface interactions in the non-retarded Van der Waals regime and in the longer-range Casimir-Polder regime [9] are the topic for hundreds of references in the field of QED [10]. These interactions are important for a large variety of experiments involving atoms or molecules near surfaces: atoms or molecules passing through nano-gratings [11–13]; propagation of molecules in Talbot-Lau interferometers using material gratings [14]; reflection properties of atomic mirrors using evanescent

laser waves [15–17] including atom interferometry experiments [18,19]. Atom-surface interactions are necessary to understand quantum reflection from nano- or micro-structured surfaces [20–23], BEC interferometry on a chip [24], MOT dynamics near an optical fiber [25,26], or searches for nanometer-scale modifications to Newtonian gravity [27].

The first measurement of atom-surface interactions by atom optics techniques was made by the research group of J. P. Toennies in 1999 [11], by measuring the intensities of the various diffraction orders transmitted by a nano-grating and this work was followed by similar experiments [28,29]. Atom interferometry can be used to measure the phase shift associated to diffraction by a nano-grating, as first done by the research group of one of us (ADC) [2,30]. The long-range part of this potential has been studied by observing quantum reflection of atoms [31]. Laser spectroscopy, which can be also used to study atoms near surfaces [32], is sensitive only to the difference of the interaction potentials corresponding to the atom internal states connected by the laser. We cannot review here all the other methods available to study the atom-surface interaction potential and we refer the reader to the review paper by Hoinkes [33].

Deviations from the C_3/r^3 form of the atom-surface potential can be caused by retardation, adsorbed atoms, and in principle by gravity [34]. There is therefore

^(a)E-mail: jacques.vigue@irsamc.ups-tlse.fr

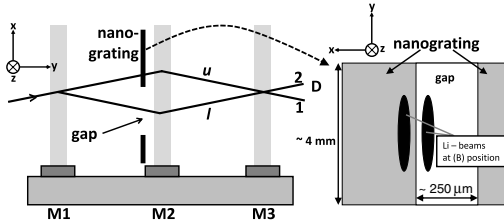


Fig. 1: Left part: experimental set-up of our interferometer. A supersonic beam of lithium is diffracted by three standing laser waves, forming a Mach-Zehnder atom interferometer. The laser standing waves are obtained by reflecting three laser beams on the mirrors noted M_i with $i = 1-3$. A nano-grating can be inserted just before the second standing wave, at the position where the distance between the two atomic beams labelled u and l is largest, of the order of $100 \mu\text{m}$. The output beams labelled 1 and 2 carry complementary fringe signals and the detector D measures the intensity of one of these two beams. Right part: schematic drawing of the nano-grating showing the $250 \mu\text{m}$ wide gap and the atomic beams with the “ u ” beam going through the grating and the “ l ” beam going through the gap.

motivation to measure the strength and functional form of the atom-surface interaction potential with unprecedented accuracy. The methods and analysis presented here advance the Atom Optics techniques available for such measurements.

We use a silicon nitride nano-structure with 53 nm wide windows as a phase shifter in an atom interferometer. With lithium atom beams with velocity v in the range 700 to 3400 m/s , our measurements show a surface-induced phase proportional to $v^{-0.49}$. This is contrary to the naive prediction of v^{-1} , therefore we are motivated to present an analytical model to explain this unusual dispersion and discuss its implications for new applications for atom interferometry.

We emphasize that the first experiment [2] to detect surface-induced phase shifts with an atom interferometer was not accurate enough to study dispersion, and therefore could not test the power law of the potential. By comparison, the measurements presented here have a 30 times improved accuracy for phase shifts at any one velocity. In this manuscript, we explain the improved methods and observations first. Then we discuss the origin of the dispersion. Finally, we discuss the significance of this dispersion for new measurements, such as searches for non-Newtonian gravitational interactions.

Our experiment uses the Toulouse atom interferometer discussed in [35]. The experimental set-up is shown on fig. 1. A supersonic beam of lithium atoms seeded in a carrier gas crosses three near-resonant laser standing waves that diffract the beam, thus forming a Mach-Zehnder atom interferometer. This atomic beam is highly collimated by two slits with widths ca. $15 \mu\text{m}$ (the exact value depending on the carrier gas used for the supersonic expansion) separated by 0.76 m , resulting in an atomic

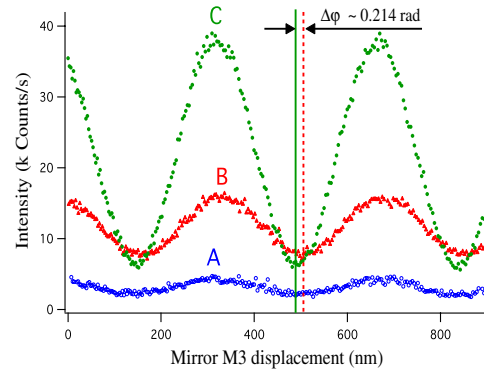


Fig. 2: (Colour on-line) Atom interference fringes recorded with (A) both arms (visibility $\mathcal{V}_A = 32\%$), (B) one arm ($\mathcal{V}_B = 34\%$), or (C) neither arm ($\mathcal{V}_C = 72\%$) passing through the nano-structure, with a lithium beam velocity $v = 1062 \pm 20 \text{ m/s}$. The counting period is 0.1 s per data point.

beam angular width close to $20 \mu\text{rad}$ FWHM. This high collimation is needed to separate the u and l beams in the interferometer and also the two output beams labelled 1 and 2 in fig. 1. Because the light gratings match the Bragg condition, the Toulouse interferometer has only two arms, as opposed to the interferometer used in [2]. The results are dramatically easier to interpret so we were able to measure the surface-induced phase shift with an uncertainty of 2%.

The measured intensity output from the interferometer depends on the positions x_i of the three standing-wave mirrors M_i [35] and a phase φ :

$$I = I_0 [1 + \mathcal{V} \cos(k_g(x_1 - 2x_2 + x_3) + \varphi)]. \quad (1)$$

Here, I_0 is the mean intensity, \mathcal{V} is the fringe visibility, and k_g is the light-grating k -vector. To observe atom-interference fringes, shown in fig. 2, we displace mirror M_3 with a piezo drive. We measure its position using a Michelson interferometer involving M_3 and a fixed mirror. This interferometer is completely under vacuum and operated with a He-Ne laser. The resulting uncertainty on measurements of the phase φ of the atom interference fringes is about 3 milliradians, for a 100 second recording with neither arm going through the nano-grating, as in recording C of fig. 2.

We locate the phase-shifting nano-structure just before the second laser standing wave. The distance between the two interferometer arms, which is largest at this point, is inversely proportional to the atom velocity v and close to $100 \mu\text{m}$ when $v = 1000 \text{ m/s}$ with first order Bragg diffraction. For velocities larger than 2000 m/s , we use second order Bragg diffraction to increase the path separation. However, in this case, the interference fringes have a lower visibility and some stray beams due to weak first order diffraction are present. These two defects

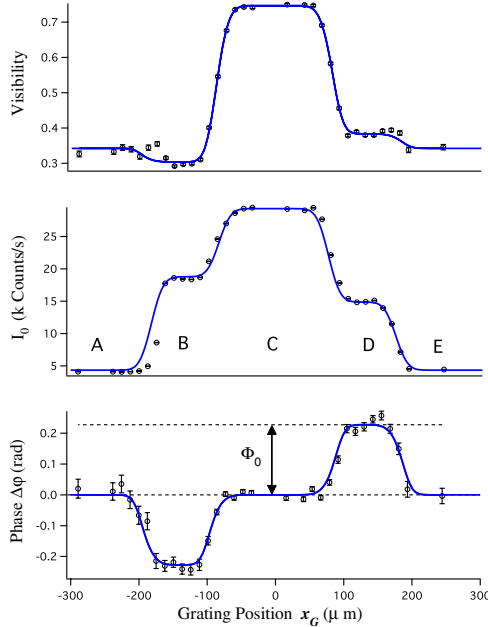


Fig. 3: (Colour on-line) Measured fringe visibility \mathcal{V} , mean intensity I_0 , and phase shift $\Delta\varphi$ shown as a function of the interaction grating position x_G , for a lithium beam velocity $v = 1062 \pm 20$ m/s. At the reference position, $x_G = 0$, both interferometer arms go through the gap, so they are unaffected by the grating. When $65 < |x_G| < 190 \mu\text{m}$ (case B or D), only one arm goes through the grating and we observe opposite phase shifts. The mean intensity and the fringe visibility are reduced, as discussed in the text. When $|x_G| > 190 \mu\text{m}$ (case A or E), both arms go through the grating, the phase shift returns to 0. The best fit is represented by the continuous line.

reduce the accuracy of our phase measurements when $v > 2000$ m/s.

Our phase-shifting element is the same interaction grating used in the Perreault experiment [2], except that the gap for the reference beam has been enlarged from 100 to $250 \mu\text{m}$ and the structure has been sputter-coated with Au/Pd metal. The enlarged gap makes data shown in fig. 3 much easier to interpret. The thin (nominally 1 nm thick) layer of Au/Pd made the structure more suitable for SEM imaging, and may have increased the C_3 VdW coefficient. This free-standing, Au/Pd-coated, silicon nitride membrane has an array of 53 ± 1 nm wide windows that are regularly spaced, with a period of $d_G = 100 \pm 0.1$ nm: the width to period ratio has been very accurately measured by atom diffraction studies [36]. Atoms transmitted through these windows must therefore have passed within 26.5 nm of a material surface. This causes the VdW-induced phase Φ_0 . The interaction grating is on a translation stage so that either one (or both) of the interferometer arms can pass through the gap, relatively far

from any surfaces. Hence, the interference fringes can shift in phase by as much as $\Delta\varphi = \pm\Phi_0$, with the sign depending on which arm goes through the interaction grating.

The windows are oriented horizontally such that diffraction from the periodic structure deflects atoms out of the plane of the interferometer. Beam components that are diffracted by the nano-grating no longer match the Bragg condition of the light gratings, and thus contribute only incoherent background flux. Only the direct, 0th order, beam contributes to the interference signal and we note A_0 the transmission amplitude of this order. The observed phase shift $\Delta\varphi$ is equal to $\pm\Phi_0$ where Φ_0 is the argument of the complex amplitude A_0 . A_0 has a modulus less than 1 and only $|A_0|^2 \sim 8\%$ of the incident flux is transmitted into the 0th order. As a consequence, the fringe intensity and visibility are both reduced when one arm goes through the interaction grating. Moreover, these reductions are not the same when one arm goes through the nano-grating as compared to the other arm. This is because, initially, the interferometer is slightly unbalanced, with more de Broglie wave amplitude in one arm. When both atomic arms go through the nano-structure, the measured phase is expected to be the same as when both arms go through the gap, but the intensity and visibility are modified. A complete description of the signal as the interaction grating translates across both interferometer arms is beyond the scope of the present letter, and will be presented elsewhere. Results from this experiment and a best-fit model are shown in fig. 3. Five conditions are identified, with the interaction grating attenuating (A) both arms, (B) one arm, (C) neither arm, (D) the other arm, and (E) both arms again. The cases B and D provide two measurements of the grating phase shift, Φ_0 , corresponding to different parts of the interaction grating. These two measurements are in good agreement, as a consequence of the good homogeneity of the grating.

The visibility, mean intensity, phase shift profiles in fig. 3 are significantly different than in the Perreault experiment [2], for which profiles are published in [37]. The larger gap and better resolved interferometer arms help to make clear plateaus in fig. 3. The presence of only two arms due to Bragg diffraction also helps to make the profiles in fig. 3 much easier to model. After these improvements, the dominant source of uncertainty in our determination of Φ_0 is phase drift. We compensate for phase drift by making alternate measurements, a reference scan allowing both interferometer arms to pass through the grating gap and a measurement scan with the grating at a different position. The phase shift $\Delta\varphi$ is taken as the phase difference between the measurement scan and the mean of the two reference scans done just before and just after the measurement. In this way, an individual measurement of the phase shift $\Delta\varphi$ has a statistical uncertainty $\sigma \approx 20$ mrad. During a run of few hours, we can get several tens of such phase measurements thus providing a complete picture of the effect of the grating on the interferometer signals.

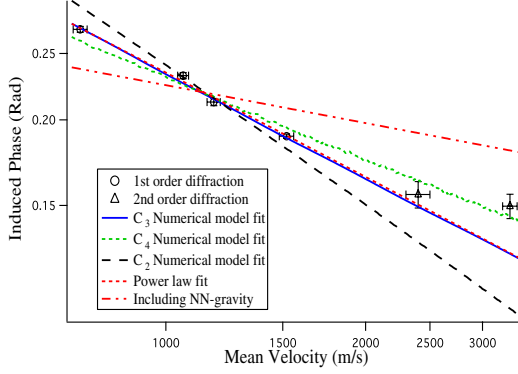


Fig. 4: (Colour on-line) Induced phase *vs.* beam velocity v . The experimental data points have been fitted by various models. The full line is a numerical model with the only free parameter being the C_3 coefficient, with a fitted value $C_3 = 3.25 \text{ meV} \cdot \text{nm}^3$. The power law fit which follows a $v^{-0.49}$ -dependence is represented by a dotted curve which is almost indistinguishable from the numerical fit. The numerical model has also been fitted assuming a $C_2 r^{-2}$ and a $C_4 r^{-4}$ atom-surface potential and these fits are very different: the dispersion of the phase shift with atom velocity appears to be very sensitive to the shape of the atom-surface potential. Finally, we have calculated the phase shift with our numerical model by adding to the VdW term (with a reduced C_3 value, $C_3 = 1.5 \text{ meV} \cdot \text{nm}^3$) a non-Newtonian gravity term with $\alpha = 10^{27}$ and $\lambda = 2 \text{ nm}$: in this case too, the dispersion is very different from the experimental results.

We collected similar data for six different velocities of the lithium beam covering the 700–3400 m/s range. The beam velocity was controlled by changing the carrier gas, and the velocity was measured by studying Bragg diffraction rocking curves and by Doppler-sensitive laser-induced fluorescence spectra. The experimental spread in velocity was typically 20% (FWHM) of the mean velocity.

To determine Φ_0 for each velocity, we have taken a weighted average of all the available measurements, with a weight inversely proportional to the square of their statistical uncertainty. The results are plotted as a function of the beam’s mean velocity v in fig. 4, and are well described by $\Phi_0 \propto v^{-0.49}$. The data point corresponding to $v = 3300 \text{ m/s}$ was not included in the fit, because it deviates from the general trend. We explain this deviation by the experimental problems associated with imperfect second order Bragg diffraction at that velocity.

Next, we discuss the origin of the phase shift and its dispersion. If the phase shift Φ_0 is from VdW interactions in the non-retarded regime, the potential is expected to be:

$$V_{\text{VdW}}(r) = -\frac{C_3}{r^3} \quad (2)$$

in the case of an infinite plane, r being the shortest distance to the surface and C_3 the VdW coefficient. We

approximate the potential for an atom in the window between two grating bars by the potential caused by two infinite planes coincident with the two nearest grating walls, as given in equation (2) and we then allow the potential to be “on” only while the atom is between the grating bars (for a detailed discussion, see [11,29]). The thickness of the grating bars is $L_G = 110 \pm 5 \text{ nm}$ [36], so this interaction grating can be modelled as a thin phase and amplitude mask. The grating bars have a trapezoidal cross section and we take the wedge angle α_G of the trapezoid into account when explaining the induced phase. Once the grating geometry is known in terms of the period d_G , window width w_G , thickness L_G and wedge angle α_G , the phase due to the interaction of the atom with the two nearest walls can be calculated in the WKB approximation:

$$\phi(x) = -\frac{1}{\hbar v} \int_0^{L_G} V_{\text{VdW}}(z, x; w_G, \alpha_G) dz. \quad (3)$$

Here $\phi(x)$ is the phase shift acquired by the incident wave just after the grating; this phase depends on the nanometer-scale position, x , within the grating windows. This position-dependent phase is inversely proportional to the velocity v . From $\phi(x)$, we deduce the complex amplitude A_n of the n -th diffraction order:

$$|A_n| e^{i\Phi_n} = \frac{1}{d} \int_{-w/2}^{w/2} \exp \left[i \left(\phi(x) - \frac{2\pi n x}{d} \right) \right] dx. \quad (4)$$

Our experiment measures the phase Φ_0 of the 0th order amplitude, which is given by:

$$\Phi_0 = \arctan \left(\frac{\int_{-w/2}^{w/2} \sin[\phi(x)] dx}{\int_{-w/2}^{w/2} \cos[\phi(x)] dx} \right). \quad (5)$$

In order to fit the Φ_0 data, we used a numerical model which takes into account the grating geometry. Even though this numerical model fits the Φ_0 data very well, it is interesting to explain by a simple analytic expression the dependence of this phase on the velocity. Cronin *et al.* have previously introduced a generalized Cornu spiral to visualize the integral in eq. (4) and to discuss the intensity $|A_n|^2$ of the various diffraction orders [38]. We have used the same analysis to develop an analytical expression for the phase Φ_0 . From a plot of the Cornu spiral (not shown here), the dominant contribution to Φ_0 comes from the region where $|\phi(x)| < \pi/2$; the contribution of the region with $|\phi(x)| > \pi/2$ is almost negligible since this is a region of rapidly oscillating phase.

To get an analytic expression of the phase shift Φ_0 , we must simplify eq. (4) and an obvious simplification is to note that, as $\phi(x)$ is an even function of x , we may take the integral only from $x = 0$ to $x = w/2$ and double the result to get the amplitude A_0 . We may then assume that the phase $\phi(x)$ is only due to the nearest wall because, as shown by numerical calculations, the

dominant contributions to the amplitude phase Φ_0 are due to trajectories close to the wall (another way of explaining this approximation is to note that the exact value of $\phi(0)$ is considerably smaller than the value of Φ_0). We also assume that the wall is parallel to the atomic velocity (*i.e.* the wedge angle α_G is equal to 0). For positive x , the phase $\phi(x)$ is then given by

$$\phi(x) = \frac{C_3 L_G}{\hbar v [(w_G/2) - x]^3} \quad (6)$$

and, after a change of variables, Φ_0 is approximately

$$\Phi_0 \approx \frac{\int_{A^3}^{\infty} \sin[\phi] \phi^{-4/3} d\phi}{\int_{A^3}^{\infty} \cos[\phi] \phi^{-4/3} d\phi}. \quad (7)$$

Here $A^3 = \phi(0) = \frac{C_3 L_G}{\hbar v} (w/2)^{-3}$ is the phase acquired along the center of the window. We can expand both the numerator and the denominator in this expression in terms of A and find:

$$\Phi_0 \approx \frac{\Gamma(\frac{2}{3}) A}{2 - \sqrt{3} \times \Gamma(\frac{2}{3}) A} \approx \frac{1.35 (\frac{C_3 L_G}{\hbar v})^{1/3}}{w - 2.35 (\frac{C_3 L_G}{\hbar v})^{1/3}}, \quad (8)$$

where we have given only the first-order terms in A . An interesting point is that the dominant contribution to the integral of $\sin[\phi(x)]$ comes not from the center of the opening, where the atom-surface distance x is close to $w/2$, but from the region where $\phi(x) \approx 1$ rad, corresponding to an atom-wall distance $r_1 = [C_3 L_G / (\hbar v)]^{1/3}$. In our experiment, r_1 decreases from $r_1 \approx 9$ nm when $v = 700$ m/s to $r_1 \approx 5.6$ nm when $v = 3300$ m/s.

By taking the logarithmic derivative of eq. (8), we can deduce the exponent q of the best approximation of $\Phi_0(v)$ by a power law of the form $\Phi_0 \propto v^q$. We thus get $q = -\frac{w}{3(w - 2.35r_1)} \approx -0.48$ when $r_1 \approx 7$ nm, corresponding to a velocity $v \approx 1600$ m/s. This agrees well with our experimental data, but it is an unusual velocity dependence for a phase shift in atom optics. A uniform potential applied to one arm of an atom interferometer usually results in a phase proportional to v^{-1} . The velocity dependence is related to the spatial dependence of the potential. For example, a gas cell in one arm induces a phase proportional to $v^{-7/5}$ compounded with glory oscillations due to bound states. Topological phases, such as the Aharonov-Casher phase, are independent of velocity.

We explain the observed velocity dependence by the fact that the phase comes mostly from a region of distance to the wall which itself depends on velocity. The similarity to $q = -1/2$ is a coincidence. Equation (8) predicts $\Phi_0 \propto v^{[-1/p + f(v)]}$ where $f(v)$ is a velocity-dependent correction factor and p describes a more general ansatz for an atom-surface interaction potential given by $V = -C_p r^{-p}$.

In fact, using the numerical model and assuming an atom-surface interaction potential given by $-C_p/r^p$, we find that the best fit is obtained for $p = 2.9 \pm 0.2$. At any one velocity, we could not constrain the value of p . It is

the observed dispersion that provides sensitivity to p at short atom-surface separations.

The presence of non-Newtonian gravitational interactions can also be hypothesized as an explanation for the observed phase shifts. We analyzed our data using a model that includes a potential term $V_G(\ell) = -Gm_1 m_2 (1 + \alpha e^{-\ell/\lambda})/\ell$ with ℓ the distance to any volume element of the nano-structure. When we analyze the observed phase shifts with this potential we can constrain $(\alpha, \lambda) = (< 10^{26}, 2 \text{ nm})$ or $(\alpha, \lambda) = (< 10^{23}, 10 \text{ nm})$. At $\lambda = 2$ nm, this upper limit on α is comparable to previous upper limits [27,39]. We emphasize that the observed dispersion helps to set a more strict limit on α . In the future, α can be constrained by two additional orders of magnitude by using heavier atoms with a weaker atom-surface interaction such as xenon.

The analysis leading to eq. (8) also serves to make a prediction for much larger nano-structures, such as the ones described in [40]. For these structures with $w \gg r_1$, we predict that the phase shift depends inversely on the window size and inversely on the one-third power of velocity, $\Phi_0 \propto w^{-1} v^{-1/3}$, whereas one might naïvely have predicted that Φ_0 would depend on w^{-3} . We emphasize that this prediction assumes that the atomic wave function extends uniformly over the entire grating window, which does not apply for localized distributions of atoms in a larger cavity, such as a BEC trapped near a surface.

From eq. (8), it is apparent that an accurate C_3 is highly dependent on good knowledge of the grating geometrical parameters (d_G , w_G , L_G and α_G). These parameters were determined using the method described in [36] and we thus get the fitted value $C_3 = 3.25 \pm 0.2 \text{ meV} \cdot \text{nm}^3$. Using equation 2.36 of reference [41], we have calculated the following C_3 values: $C_3 \approx 3.10 \text{ meV} \cdot \text{nm}^3$ with the optical constants of bulk Si_3N_4 [42] and $C_3 \approx 2.95 \text{ meV} \cdot \text{nm}^3$ with the optical constants of SiN_x given in ref. [28], with the optical constants being represented, in both cases, by the Tauc-Lorentz formula [43]. The agreement is reasonably good, especially if one considers that the thin metallic Au/Pd layer should increase the C_3 coefficient.

In summary, we have been able to measure the phase shift due to the Van der Waals interaction of the atoms with a silicon nitride grating with a 2% relative uncertainty. The main impact of this research is that our improvement in precision allows us to study dispersion of this phase shift for the first time. The VdW-induced phase shift was found to scale like $v^{-0.49}$, a somewhat unusual result. We have used the observed dispersion to determine the strength and the power-law of the VdW potential. The VdW C_3 coefficient for lithium atoms and a silicon nitride surface, covered with a thin Au/Pd layer, was determined from this phase shift with 6% uncertainty. The observed dispersion is also necessary to establish a constraint on a possible non-Newtonian gravitational interaction and we get an upper limit comparable to the best published values for a range parameter $\lambda \approx 2$ nm.

Resumé

Ce manuscrit décrit les travaux d'interférométrie atomique que j'ai réalisés. Je commence par présenter quelques interféromètres atomiques et leurs applications, afin de situer nos travaux. Puis je décris l'interféromètre atomique que nous avons développé à Toulouse. Il s'agit d'un interféromètre de Mach-Zehnder, utilisant un jet thermique supersonique de lithium et la diffraction atomique par laser dans le régime de Bragg. Les deux bras de l'interféromètre sont séparés spatialement, avec une distance maximale voisine de 100μ . Les excellentes performances, avec une visibilité des franges atomiques atteignant 84.5 % et un signal intense, mènent à une sensibilité en phase de $15 \text{ mrad}/\sqrt{Hz}$.

Nous avons utilisé cet interféromètre pour plusieurs expériences, en appliquant une perturbation sur un seul des deux bras de l'interféromètre. Si la perturbation est un champ électrique, nous mesurons la polarisabilité électrique du lithium, avec une incertitude 3 fois plus petite que la meilleure mesure antérieure. Si la perturbation est un gaz sous faible pression, nous mesurons l'indice de réfraction complexe de ce gaz pour une onde atomique de lithium. Si la perturbation est un nanoréseau, nous mesurons l'amplitude complexe de diffraction dans l'ordre zéro et cette amplitude est très sensible à l'interaction de van der Waals entre l'atome de lithium et la surface du réseau.

Une partie importante de ce manuscrit concerne les perspectives. Nous discutons des améliorations pour la mesure de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium et nous espérons atteindre une précision suffisante pour tester les meilleurs calculs ab initio de cette quantité. Une autre application envisagée concerne une mise en évidence d'une nouvelle phase géométrique, prédite par la théorie en 1993, mais jamais observée jusqu'à présent. Enfin, nous souhaitons développer un interféromètre de deuxième génération, avec un jet de lithium ralenti et très intense. Cette nouvelle source augmentera le signal produit et le temps d'interaction, ce qui devrait permettre de détecter des perturbations beaucoup plus petites: une application particulièrement intéressante de ce nouvel interféromètre atomique est le test de la neutralité électrique des atomes, avec une sensibilité fortement améliorée.

Abstract

This manuscript describes my research activity in atom interferometry. As an introduction to this domain, we have first described some atom interferometers and their applications. We then describe the atom interferometer we have developed in Toulouse. This is a Mach-Zehnder atom interferometer; the atom source is a thermal supersonic lithium beam and atom manipulation is based on laser diffraction in the Bragg regime. This two interferometer arms are spatially separated, with a maximum distance near $100 \mu\text{m}$. The interferometer performances are excellent, with a fringe visibility as large as 84.5 % and a high output flux, thus providing a phase sensitivity of $15 \text{ mrad}/\sqrt{Hz}$.

We have used this interferometer for several experiments, with a perturbation applied on only one interferometer arm. When the perturbation is an electric field, we thus measure the electric polarizability of lithium, with an uncertainty 3 times smaller than the best previous measurement. When the perturbation is a gas at low density, we measure the complex refraction index of this gas for lithium atomic waves. If the perturbation is a nanograting, we measure the complex amplitude of the diffraction zeroth order and this amplitude is very sensitive to the van der Waals interaction of the lithium atom with the nanograting surface.

An important part of this manuscrit concerns further developments of our activity. We discuss several improvements of the measurement of the electric polarizability of lithium atom and we hope to access to a precision comparable to the one of the best ab initio calculations of this quantity. We plan to detect a new topological phase, predicted by theory in 1993 but never observed. Finally, we are starting the construction of a second generation atom interferometer, with a slow and intense lithium beam. This new source will give a larger signal and a longer interaction time, thus enabling the detection of considerably weaker perturbations: a fascinating possibility of this new atom interferometer is the test of the electric neutrality of atoms with a considerably improved sensitivity.