



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse III - Paul Sabatier
Discipline ou spécialité : *Physique de la Matière*

Présentée et soutenue par : **Jonathan GILLOT**

Le 5 novembre 2013

Titre : *Expériences en interférométrie atomique: application à la mesure des phases géométriques He-McKellar-Wilkens et Aharonov-Casher*

JURY

Pierre PUJOL - Président
Saïda GUELLATI-KHELIFA - Rapporteur
Philippe BOUYER - Rapporteur
Arnard LANDRAGIN - Examineur
Matthias BÜCHNER - Examineur
Jacques VIGUÉ - Directeur de thèse

Ecole doctorale : *Sciences de la Matière (SDM)*
Unité de recherche : *Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité*
Directeurs de Thèse : Jacques VIGUÉ
Matthias BÜCHNER

Remerciements

En premier lieu, mes remerciements vont à Jacques Vigué qui a été mon directeur de thèse pendant ces trois années. J'ai été très honoré d'être le dernier doctorant qu'il a encadré et j'espère que la mesure de la phase He-McKellar-Wilkens, effet quantique auquel s'intéresse l'équipe depuis de nombreuses années, constitue pour lui un joli cadeau de départ en retraite. Je remercie également Matthias Büchner, qui fût mon co-directeur de thèse, et qui m'a appris avec patience tous les secrets de l'interféromètre. Au cours des longues nuits d'acquisitions, dans le laboratoire déserté de tous, Matthias fût souvent présent. Qu'il trouve ici mes remerciements les plus sincères. Alexandre Gauguet m'a beaucoup aidé dans le perfectionnement du dispositif au début de ma thèse et je l'en remercie. De plus, ses talents en communication m'ont été d'un grand secours pour les communications orales que j'ai dû effectuer au cours de ma thèse. Qu'il trouve ici l'expression de ma gratitude.

J'exprime également toute ma gratitude envers Arnaud Landragin et Matthias Büchner pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse et je remercie vivement Saïda Guellati-Khelifa et Philippe Bouyer d'avoir accepté d'examiner ce manuscrit malgré des emplois du temps chargés. Enfin, je remercie également Pierre Pujol de m'avoir fait l'honneur de présider ce jury.

Je remercie chaleureusement les services techniques et les ingénieurs de recherche qui ont permis l'obtention des résultats présentés dans cette thèse. Ils ont toujours été réactifs et très serviables. Merci à Michel Gianesin, Daniel Castex, Stéphane Faure, Elsa Bénard, Gilles Bailly, Laurent Polizzi, William Volondat, Emmanuelle Kierbel et Philippe Paquier. Je dis également un grand merci à Gérard Tréneç : je me rappelle encore de la première fois où j'ai voulu changer le colorant du laser et réaligner la cavité, croyant naïvement que c'était d'une grande simplicité (pauvre de moi). Gérard a été là pour m'aider à dompter le laser à colorant. Il a également été présent pour les problèmes expérimentaux divers et variés, ayant toujours avec lui une solution simple et efficace, mais aussi une bonhomie qui permettait de relativiser tous ces petits soucis.

Des personnes que je n'ai pas forcément connues ont aussi permis les mesures des phases géométriques : je veux parler des précédents doctorants de l'équipe Interférométrie. J'ai pu bénéficier de leurs travaux de défrichage et grâce à chacune de leurs améliorations au dispositif, j'ai pu disposer d'un outil fonctionnel et performant. Je remercie donc Rémi Delhuille, Caroline Champenois, Marion Jacquey, Alain Miffre et Steven Lepoutre.

En Haute-Marne, je tiens à remercier l'équipe des confettis : Vincent, Florian, Alice, Sophie(sonsec), Marion(-nous), Laure, Elise, Victorinette, Solange, Mathieu, Laura, Jéjé, Lulu, Marjo, Fanny et Rodolphe. Nos délires artistiques ont toujours été une grande source d'inspiration, et franchement, tous ces grands moments valaient bien les hématomes et les contusions du lendemain. Nos séances de psycho-bobologie autour d'un Big Mac ont également une valeur inestimable à mes yeux. Au quotidien, à Toulouse, j'ai toujours pu compter sur mes amis pour décompresser et se perdre dans la ville à trois heures du matin. Alors un grand merci à Clément, Kateuche, aux deux Guillaumes, Simon, Magda et Fabien, Ludo et Margaux, Lise et un merci spécial (il faut connaître Alina pour comprendre...) à Mathilde.

Dans un registre plus familial, j'adresse également un merci à mon père, Gérard, à mes frères, Stéphane et Raphaël, et surtout à ma maman, Maria (Bonne Marde pour les intimes). J'ai de la chance d'avoir une mère si complice !

Enfin, que seraient ces remerciements si j'oubliais la personne qui m'accompagne (« me supporte » diront les mauvaises langues) au quotidien depuis neuf ans maintenant...Toujours là pour moi et connaissant également les affres de la thèse... Merci à toi Alexandre !

Table des matières

Introduction	5
1 L'interférométrie atomique	6
1.1 Les interféromètres atomiques	6
1.2 L'interféromètre de Toulouse	7
2 Les phases géométriques	8
3 Plan de la thèse	11
I L'interféromètre atomique	13
I.1 Principe de l'interférométrie atomique	13
I.1.1 Interféromètre de Mach-Zehnder	13
I.1.2 Diffraction de l'onde par un réseau	14
I.1.3 Trois réseaux de diffraction	14
I.1.4 Phase et balayage des franges	16
I.2 Diffraction de l'onde atomique	16
I.2.1 Diffraction de Bragg par une onde stationnaire laser	16
I.2.2 Séparatrice et miroir à onde de matière	18
I.2.3 Sélectivité du processus de diffraction en fonction du niveau hyperfin	19
I.2.4 Paramètres expérimentaux pour une onde de lithium	22
I.3 La source atomique	23
I.3.1 Caractéristiques du jet supersonique	23
I.3.1.1 Rappels sur les jets supersoniques	23
I.3.1.2 Rapport terminal de vitesse parallèle	24
I.4 Dispositif expérimental	29
I.4.1 Le jet atomique	29
I.4.1.1 Le four du jet supersonique de lithiumensemencé dans un gaz rare	29
I.4.1.2 La collimation	30
I.4.2 Diffraction du lithium	30
I.4.2.1 Système laser	30
I.4.2.2 Mise en forme des ondes stationnaires	31
I.4.3 Asservissement du laser à colorant par battements de fréquence	31
I.4.3.1 Motivation	31
I.4.3.2 Principe	32
I.4.3.3 Montage optique du battement	32

	I.4.3.4	Électronique d'asservissement	33
	I.4.3.5	Pic de battement observé	35
	I.4.4	Système à vide	36
	I.4.5	Détection	38
I.5		Signaux observés	38
	I.5.1	Interférences atomiques	38
	I.5.1.1	Interféromètre de Michelson	38
	I.5.1.2	Dérive de phase	40
	I.5.1.3	Programme d'acquisition	41
	I.5.1.4	Flux moyen et visibilité	42
	I.5.1.5	Visibilité maximale	44
	I.5.1.6	Recouvrement des sorties de l'interféromètre	46
I.6		Conclusion	48
II		Pompage optique du jet atomique	51
II.1		Pompage optique	52
	II.1.1	Principe	52
	II.1.1.1	Motivation	52
	II.1.1.2	Structure des niveaux atomiques du lithium et principe du pompage optique	52
	II.1.2	Modélisation théorique simplifiée du pompage optique	54
	II.1.2.1	Système à deux niveaux	54
	II.1.2.2	Généralisation à un nombre quelconque de niveaux	57
	II.1.3	Taux de polarisation attendus	59
	II.1.3.1	Simulations numériques : cas idéal	59
	II.1.3.2	Défauts pouvant altérer le pompage	60
II.2		Dispositif expérimental	68
	II.2.1	Schéma expérimental	68
	II.2.2	Bobines de Helmholtz	69
	II.2.3	Paramètres choisis	70
	II.2.3.1	Interaction avec un champ magnétique et déplacement Zeeman d'un sous-niveau F, m_F	70
	II.2.3.2	Champ magnétique appliqué	72
	II.2.3.3	Puissance laser et waist	73
	II.2.3.4	Choix de l'emplacement	74
II.3		Mesures de la distribution de population	74
	II.3.1	Techniques traditionnelles	74
	II.3.2	Mesure de la distribution de population par déflexion des atomes par laser	76
II.4		Mesure des populations par interférométrie atomique	79
	II.4.1	Principe	79
	II.4.2	Signaux d'interférences atomiques en présence d'un gradient de champ magnétique	80
	II.4.2.1	Déphasages Zeeman	81

II.4.2.2	Interférences en présence d'un champ magnétique	85
II.4.3	Visibilités et phases attendues	88
II.4.4	Dispositif expérimental	91
II.4.5	Résultats expérimentaux	92
II.4.5.1	Cas où le gaz porteur est le krypton	93
II.4.5.2	Cas où le gaz porteur est l'argon	95
II.4.5.3	Cas où le gaz porteur est le néon	96
II.5	Conclusion	98

III Mesure des phases géométriques He-McKellar-Wilkens et Aharonov-Casher 103

III.1	Phases géométriques de type Aharonov-Bohm	104
III.1.1	Phase Aharonov-Bohm	104
III.1.2	Un autre effet de type Aharonov-Bohm : la phase Aharonov-Casher	105
III.1.2.1	Mesures précédentes de la phase AC	106
III.1.2.2	Dynamique d'un moment magnétique dans un champ électromagnétique - Effet AC	109
III.1.3	L'effet dual Aharonov-Casher	110
III.1.3.1	Configuration des champs électrique et magnétique . .	111
III.1.3.2	Dynamique d'un dipôle dans un champ électromagné- tique - Effet HMW	113
III.1.4	Une famille de phases géométriques	116
III.2	Dispositif de mesure	116
III.2.1	Champ électrique polarisant l'atome	117
III.2.1.1	Configuration choisie	117
III.2.1.2	Interférences en présence d'un champ électrique	118
III.2.1.3	Les condensateurs	119
III.2.2	Champ magnétique nécessaire à l'observation de l'effet HMW .	121
III.2.3	Installation de la cellule d'interaction	123
III.2.4	Phase mesurée pour chaque configuration	124
III.2.4.1	Phases brutes	124
III.2.4.2	Première combinaison	125
III.2.4.3	Seconde combinaison	126
III.2.5	Sensibilités aux phases HMW et AC	126
III.2.5.1	Valeur attendue de la phase He-McKellar-Wilkens . . .	126
III.2.5.2	Valeur attendue de la phase Aharonov-Casher	129
III.3	Première détection de la phase He-McKellar-Wilkens	133
III.3.1	Résultats de la première détection	133
III.3.2	Effets systématiques	134
III.3.2.1	Effets systématiques inhérents au dispositif expérimental	134
III.3.2.2	Effets systématiques inhérents à l'interaction simultanée des champs électrique et magnétique	136
III.4	Mesures des phases géométriques	137

III.4.1	Mesure de la phase He-McKellar-Wilkens en fonction de la vitesse des atomes	137
III.4.1.1	Argon comme gaz porteur	137
III.4.1.2	Néon comme gaz porteur	145
III.4.1.3	Krypton comme gaz porteur	149
III.4.2	Mesure de la phase Aharonov-Casher en fonction de la vitesse des atomes	152
III.4.2.1	Phase Aharonov-Casher en champ magnétique terrestre	152
III.4.2.2	Argon comme gaz porteur	154
III.4.2.3	Néon comme gaz porteur	158
III.4.2.4	Krypton comme gaz porteur	160
III.5	Discussion des résultats	163
III.5.1	Phase d'origine inconnue	163
III.5.2	Dépendance en vitesse de la phase He-McKellar-Wilkens	167
III.5.3	Indépendance en vitesse de la phase Aharonov-Casher	168
III.6	Conclusion	169
	Conclusion	171
	Annexe A - Données concernant le lithium	177
	Annexe B - Construction d'un heat pipe	181

Introduction

L'interférométrie, optique ou atomique, est un domaine de la physique dont les applications sont nombreuses et va de la recherche des ondes gravitationnelles pour la cosmologie aux tests des fondements de la mécanique quantique. Historiquement, la première observation d'interférences d'ondes lumineuses a été effectuée séparément par R. Boyle et R. Hooke au XVII^{ème} siècle et consistait en l'observation d'anneaux concentriques, plus tard appelés anneaux de Newton. Le dispositif permettant de faire apparaître ces anneaux était assez simple et consistait en une lentille sphérique posée sur une lame de verre plane [1]. Environ un siècle plus tard, T. Young a démontré le caractère ondulatoire de la lumière en éclairant deux fentes fines et en observant la figure d'interférences sur un écran placé derrière les fentes. Au cours du XIX^{ème} siècle apparurent les interféromètres à division d'amplitude : l'interféromètre de A.A. Michelson et E.W. Morley en 1881, puis les interféromètres de L. Mach (1891) et L. Zehnder (1892) qui apparaissent comme une version "dépliée" de l'interféromètre de Michelson-Morley (Fig. 1).

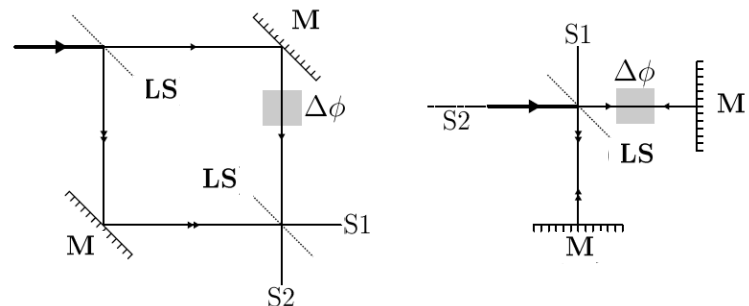


FIGURE 1 – *Partie gauche : interféromètre de Mach-Zehnder. Les initiales LS, M et S1,2 désignent respectivement une lame séparatrice, un miroir et une sortie de l'interféromètre. Les bras de l'interféromètre sont spatialement séparés ce qui permet d'appliquer une perturbation sur un seul des deux bras. Partie droite : Interféromètre de Michelson et Morley. La sortie S2 est confondue avec l'entrée de l'interféromètre.*

Ces interféromètres furent à l'origine d'une nouvelle discipline, l'interférométrie, et apportèrent des découvertes majeures en physique comme l'invariance de la vitesse de la lumière dans le vide (1887) [2, 3] ou encore la mesure de rotations par G. Sagnac [4, 5]. Ces interféromètres dits à division d'amplitude (par opposition aux interféromètres à division du front d'onde comme les fentes d'Young) sont réalisés en séparant la totalité

du faisceau lumineux entrant, à l'aide de lames séparatrices, en deux états de propagation différents.

1 L'interférométrie atomique

La naissance de l'interférométrie atomique est consécutive à la découverte de L.V. de Broglie en 1924 qui proposa d'associer à toute particule matérielle une onde de matière dont la longueur d'onde est donnée par [6] :

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

Cette prédiction théorique sera confirmée en 1927 par les expériences de C. Davisson et H. Germer portant sur la diffraction d'électrons par le réseau cristallin d'une surface de nickel [7]. Par la suite, I. Estermann et O. Stern parviendront à diffracter des particules composites, en l'occurrence des atomes d'hélium, sur la surface d'un cristal de fluorure de lithium [8]. La possibilité de pouvoir diffracter des particules matérielles a ouvert la voie à la construction d'interféromètres atomiques. L'observation des franges d'interférences matérielles est néanmoins plus délicate qu'avec la lumière visible car la longueur d'onde des ondes de matière est en général plus petite que le nanomètre. De plus, la réalisation d'un interféromètre de Mach-Zehnder est plus complexe car il n'est pas possible d'utiliser les optiques utilisées pour les ondes lumineuses étant donné que la rugosité des surfaces des lames séparatrices et des miroirs est en général plus grande que la longueur d'onde des ondes atomiques.

1.1 Les interféromètres atomiques

Le premier interféromètre à ondes de matière sera mis au point en 1952 [9] par L. Marton, J.A. Simpson et J.A. Suddeth. Cet interféromètre était un interféromètre de Mach-Zehnder à électrons où les réseaux de diffractions étaient des cristaux très fins. En 1974 apparut le premier interféromètre à neutrons thermiques dans l'équipe de H. Rauch [10]. Dans cet interféromètre, les neutrons sont diffractés en utilisant la diffraction de Bragg (diffraction par des réseaux épais). Ce type de diffraction permet d'avoir un seul ordre de diffraction et d'obtenir ainsi deux chemins séparés. Il est alors possible de réaliser un interféromètre de Mach-Zehnder. L'absence de faisceaux parasites permet d'obtenir des franges d'interférences avec une bonne visibilité. Cependant, ce type de montage reste complexe car les neutrons sont difficiles à manipuler, les sources de neutrons thermiques sont difficiles à mettre en place et le flux disponible est faible (quelques centaines à quelques milliers de neutrons détectés par minute). Malgré ces difficultés, de très nombreuses expériences d'interférométrie neutronique ont été réalisées [11].

Face à tous ces inconvénients, les atomes semblent être beaucoup plus pratiques à utiliser pour l'interférométrie à ondes de matière. Les atomes sont faciles à manipuler et les sources atomiques sont en général plus brillantes ce qui permet d'avoir des flux

beaucoup plus intenses et une meilleure sensibilité en phase. La manipulation cohérente d'atomes peut être effectuée de plusieurs façons :

- Il est possible de manipuler les atomes en utilisant un "polariseur" à atomes comme l'avait fait O. Stern et Gerlach [12, 13] où des atomes de nombre quantique m_F sont déviés par l'application du gradient de champ magnétique.
- La diffraction des atomes peut être effectuée en utilisant des structures matérielles, soit avec une fente, soit avec un réseau. La diffraction atomique par des fentes d'Young a été réalisée en 1991 dans l'équipe de J. Mlynek [14]. L'équipe de D. Pritchard a construit un interféromètre de Mach-Zehnder utilisant un jet atomique de sodium et la diffraction par des nanoréseaux [15]. Ce procédé nécessite donc l'utilisation de réseaux ayant un pas de l'ordre de quelques centaines de nanomètres et de tels réseaux peuvent être fabriqués par nanolithographie [16].
- Les atomes peuvent également être diffractés par une onde stationnaire laser proche d'une transition atomique [17, 18, 19, 20, 21, 22]. Il existe deux régimes possibles de diffraction : le régime de Kapitza-Dirac [23] est obtenu avec un faisceau laser très focalisé et caractérisé par un grand nombre d'ordres de diffraction, et le régime de Bragg [22] qui est atteint avec une onde stationnaire si épaisse que l'onde de matière ne peut être diffractée que dans un seul ordre.
- La diffraction de l'onde atomique par une onde stationnaire laser évoquée dans le paragraphe précédent est considérée comme élastique puisque l'atome est dans le même état avant et après le processus de diffraction contrairement à un autre processus de diffraction par une onde laser appelé diffraction Raman [24, 25]. Au cours de ce processus l'atome change d'état interne en passant de l'état fondamental $|f\rangle$ à un état excité $|e\rangle$ séparés en énergie de $\hbar\omega_{ef}$. L'onde stationnaire laser est remplacée par deux ondes laser aux fréquences ω_1 et ω_2 avec $\omega_1 - \omega_2 = \omega_{ef}$. Le processus de diffraction se déroule en deux étapes avec d'abord l'absorption d'un photon de l'onde de fréquence ω_1 puis l'émission stimulée d'un photon de fréquence ω_2 . Les faisceaux transmis et diffractés sont ainsi dans des états différents ce qui facilite leur détection.

1.2 L'interféromètre de Toulouse

Notre équipe a commencé la construction de l'interféromètre atomique en 1998. Lors de la conception de l'appareil, l'un des objectifs était de réaliser une séparation spatiale entre les deux chemins de l'interféromètre suffisamment grande pour pouvoir y insérer un objet de quelques dizaines de microns d'épaisseur. Cet impératif était motivé par la volonté d'effectuer deux expériences : la mesure de précision de la polarisabilité électrique de l'atome de lithium et la mesure de l'indice de réfraction des gaz par l'onde atomique.

L'interféromètre construit est de type Mach-Zehnder et fonctionne avec un jet supersonique de lithium,ensemencé dans de l'argon et diffracté par trois ondes stationnaires laser dans le régime de Bragg. L'utilisation de ce régime permet de n'avoir qu'un seul ordre de diffraction et évite ainsi la présence de faisceaux parasites. Les premières expériences de diffraction ont été réalisées en 2000 [26] puis les premières franges d'in-

terférences ont été obtenues en 2001 [27] avec une visibilité de 74% pour un signal moyen de 14200 atomes détectés par seconde. La visibilité des franges a été améliorée et a atteint 84 % en 2004 [28] et la sensibilité en phase obtenue au cours de la thèse de Steven Lepoutre est voisine de $30 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Au cours de la construction et de l'utilisation de l'interféromètre, des développements techniques ont été effectués. Par exemple, le développement du jet supersonique de gaz rare contenant du lithium hautement dilué a permis de montrer que le lithium du jet a une température plus froide que le gaz porteur [29]. La construction de l'interféromètre a aussi nécessité une meilleure compréhension du bruit de phase dû aux vibrations sismiques [30, 31]. Le développement des sources laser a conduit à mettre au point un "heat pipe" [32] contenant une vapeur atomique de lithium chauffée à 300°C et dont les hublots sont refroidis à l'eau pour éviter que le lithium s'y dépose (nous avons récemment amélioré ce dispositif et soumis un article à Review of Scientific Instruments reproduit en annexe). Enfin, il a également fallu mettre au point des cellules d'interaction dotées d'un septum suffisamment fin pour être placé entre les deux bras de l'interféromètre [33, 34, 35].

Au cours de ces années d'utilisation, cet interféromètre a permis de faire plusieurs mesures importantes :

- Une première mesure a permis d'évaluer la sensibilité de l'interféromètre à un gradient de champ magnétique [28].
- La polarisabilité électrique du lithium a été mesurée avec précision et a permis d'améliorer la connaissance de cette grandeur [36, 37].
- La mesure de l'indice de réfraction de gaz par les ondes atomiques de lithium. [38].
- L'étude des interactions de Van der Waals entre l'atome de lithium et un nano-réseau de SiN_x [39, 40].
- La première détection de la phase topologique He-McKellar-Wilkens [41].

Ma thèse a débuté en septembre 2010 et la dernière mesure [41] effectuée auparavant a porté sur la détection de la phase He-McKellar-Wilkens (HMW). La présence d'effets systématiques a cependant rendu délicate la compréhension des résultats obtenus et c'est pourquoi notre équipe a décidé d'effectuer de nouvelles mesures de la phase HMW, notamment dans l'objectif de prouver sa nature géométrique.

2 Les phases géométriques

L'interférométrie consiste à créer plusieurs chemins pour un système allant d'un état initial à un état final. Avec un interféromètre de Mach-Zehnder, tel que celui que nous utilisons, il n'y a que deux chemins spatialement séparés possibles (Fig. 2). Si on note les amplitudes de probabilité correspondant aux chemins α_I et α_{II} , la probabilité pour le système d'aller de l'état initial à l'état final s'écrit $|\alpha_I + \alpha_{II}|^2 = \alpha_I^2 + \alpha_{II}^2 + 2\Re\{\alpha_I \alpha_{II}^*\}$ où le dernier terme est le terme d'interférences. Ce terme d'interférences, qui est à l'origine des franges atomiques, permet la mesure de déphasages. Au cours de sa propagation dans un chemin, chaque paquet d'onde subit la présence éventuelle d'une perturbation.

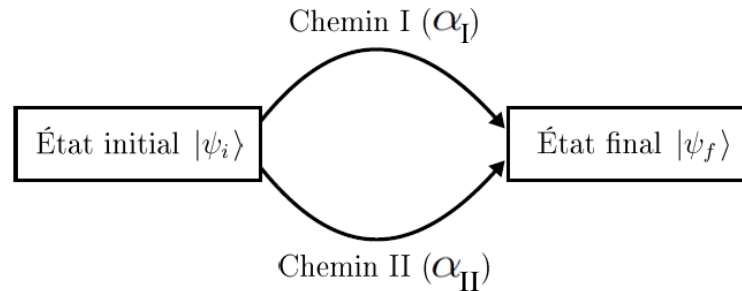


FIGURE 2 – Un système à l'état initial $|\psi_i\rangle$ évolue vers un état final $|\psi_f\rangle$ en empruntant deux chemins I et II.

Ainsi lorsqu'un déphasage apparaît sur le signal atomique, il est relié à l'application d'une perturbation sur l'un des bras de l'interféromètre. Si la perturbation induit des forces sur la particule, sa vitesse est modifiée et l'onde qui a interagi avec la perturbation subit un retard (ou une avance) temporelle Δt qui se traduit par un déphasage $\Delta\varphi$:

$$\Delta\varphi = \frac{1}{\hbar v} \left(\int_I U(s) ds - \int_{II} U(s) ds \right) \quad (2)$$

où U est l'énergie d'interaction de la perturbation appliquée, v la vitesse de la particule et I et II sont les bras de l'interféromètre. Le déphasage est alors interprété par le retard temporel d'un paquet d'onde sur l'autre. L'interféromètre est donc un outil qui permet de sonder les chemins spatiaux et de mesurer certaines grandeurs physiques en fonction du déphasage observé. En plus de la force appliquée, l'équation (2) indique que le déphasage observé dépend de la vitesse des atomes. Ceci se comprend intuitivement puisque des atomes rapides passent moins de temps dans la zone où est appliquée la perturbation et acquièrent donc un déphasage moins important. Ce type de déphasage, dû à l'application d'une force ou d'une perturbation, est alors qualifié de dynamique. Les déphasages dynamiques ne sont cependant pas le seul type de déphasage observable en interférométrie : il existe aussi des déphasages dits géométriques ou topologiques et ces déphasages géométriques ne sont pas dus à l'application d'une force. Si un déphasage dynamique peut être observé en dehors du cadre de l'interférométrie (si la particule est soumise à une force, on observe une accélération), un déphasage géométrique ne peut être détecté que par interférométrie. En effet, sans force appliquée, la particule ne subit aucune accélération. L'interférométrie permet en revanche de comparer les déphasages acquis par les paquets d'onde sur chaque chemin en mesurant le déphasage des franges d'interférences.

En 1984, M.V. Berry a publié un article fondateur [42] où il considère un système quantique¹ subissant une évolution adiabatique sur un circuit fermé. En plus du facteur dynamique habituel décrivant l'évolution du système, il trouve, lorsque le système est revenu à son point de départ, un facteur de phase qui sera plus tard appelé phase de Berry. Cette phase présente deux différences majeures avec les phases dynamiques :

- Le signe de la phase dépend du sens du parcours sur le circuit fermé.

1. Il existe également un pendant classique à la phase de Berry appelé l'angle de Hannay [43].

- Elle dépend seulement du circuit fermé mais pas de la vitesse à laquelle il est parcouru.

Cette dernière propriété nous sera d'ailleurs très utile au cours de cette thèse car nous l'utiliserons pour démontrer le caractère géométrique d'une phase. Néanmoins, la condition adiabatique impose que le circuit ne soit pas parcouru trop rapidement afin que le système reste dans le même état. Or, on s'attend à ce que le déphasage géométrique reste identique quelle que soit la vitesse du système sur le circuit fermé. En 1987, Y. Aharonov et J. Anandan [44, 45] proposèrent un cadre plus général pour les phases géométriques. Ils n'utilisèrent pas la condition adiabatique pour démontrer l'existence de ces phases et la phase de Berry devint alors dans leur modèle un cas particulier de la phase géométrique Aharonov-Anandan.

Dans les publications de M.V Berry [42] et de Y. Aharonov et J. Anandan [45], deux exemples de phases géométriques sont présentés. Le premier concerne une particule de spin $1/2$ en interaction avec un champ magnétique. La direction du champ magnétique tourne lentement et le spin suit donc adiabatiquement la direction du champ. La direction du champ magnétique suit un circuit fermé et lorsque le champ magnétique revient à sa direction initiale, le système a accumulé une phase géométrique. Le second exemple concerne la phase Aharonov-Bohm [46] dont M.V. Berry démontra qu'il s'agit d'une phase géométrique. Cette phase, découverte en 1959, apparaît lorsqu'une particule chargée se propage dans un interféromètre dont les bras encerclent un solénoïde et a pour expression :

$$\varphi_{AB} = \frac{q}{\hbar} \oint_{\mathcal{C}} \mathbf{A}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{r} \quad (3)$$

où q est la charge de la particule, \mathbf{A} est le potentiel vecteur et \mathcal{C} est le circuit formé par les deux bras de l'interféromètre. Le champ magnétique étant circonscrit à l'intérieur du solénoïde, il n'y a donc pas de force appliquée sur la particule. L'explication de l'existence de cet effet, alors même que les particules ne voient pas de champ magnétique et que la force de Lorentz est nulle, repose sur la présence du potentiel vecteur \mathbf{A} . Cette explication fût à l'origine d'une polémique car, en physique classique, seuls les champs ont une véritable existence physique car ils influent sur les trajectoires des particules et les potentiels sont avant tout des intermédiaires de calcul. Dans la référence [47], on peut trouver un résumé du débat scientifique (jusqu'en 1985) sur l'existence de la phase Aharonov-Bohm. L'une des difficultés portant sur l'existence de l'effet Aharonov-Bohm a été d'exclure la présence d'un champ magnétique sur les trajectoires des particules, afin d'éliminer toute force agissant sur la particule pouvant être à l'origine du déphasage observé. En effet, avec un interféromètre, on mesure simplement un déphasage et il est impossible de distinguer au sein de ce déphasage la contribution dynamique due à la présence d'une force et la contribution géométrique. On doit donc s'appliquer à annuler la phase dynamique afin de ne mesurer que la phase géométrique. Pour annuler la phase dynamique il y a deux cas de figures possibles [48] :

- on s'assure qu'aucune force n'est appliquée sur l'interféromètre et on observe alors la phase géométrique seule.
- ou alors on fait en sorte que, s'il y a une force appliquée, celle-ci soit en moyenne nulle sur l'interféromètre. Le déphasage mesuré contient alors une contribution

géométrique et une contribution dynamique car les paquets d'onde se propageant dans l'interféromètre ont accumulé tous deux une phase dynamique. Si la force est égale en moyenne sur les deux bras de l'interféromètre, les deux phases dynamiques sont identiques et le déphasage dynamique est nul en sortie de l'interféromètre². Par la suite, la mesure de la phase Aharonov-Bohm par A. Tonomura *et al.* [49] en 1986 a mis un terme à cette controverse car l'inexistence de champs magnétiques parasites sur les trajectoires des particules est assurée.

Grâce à des développements théoriques ultérieurs [50, 51], la phase Aharonov-Bohm a été à l'origine d'une famille de phases d'origine électromagnétique présentée au chapitre 3 qui comprend la phase géométrique He-McKellar-Wilkens et dont la mesure fait l'objet de cette thèse.

3 Plan de la thèse

Voici le plan de ce manuscrit de thèse :

Chapitre I : L'interféromètre atomique

Dans le premier chapitre, je présente l'interféromètre atomique de Toulouse et son fonctionnement dans le régime de la diffraction de Bragg. J'utilise également la théorie des jets supersoniques pour calculer le rapport terminal des vitesses parallèles qui est une quantité utile pour caractériser le jet atomique. J'évoque également dans ce chapitre les détails techniques relatifs à cet interféromètre ainsi que quelques améliorations du dispositif comme l'asservissement de la fréquence du laser à colorant servant à produire les ondes stationnaires laser. Cet asservissement utilise le battement de fréquence entre un faisceau issu du laser à colorant et un faisceau laser d'une diode asservie sur une transition atomique du lithium.

Chapitre II : Pompage optique du jet atomique

Le second chapitre présente l'expérience de pompage optique du lithium dans un seul sous-niveau hyperfin Zeeman F, m_F et la caractérisation de l'efficacité du pompage optique. Comme il n'a pas été possible de bien mesurer l'efficacité du pompage par des méthodes usuelles, nous avons développé une méthode originale reposant sur l'application d'un gradient de champ magnétique sur l'interféromètre. Le pompage optique a été testé pour trois vitesses atomiques moyennes différentes des atomes de lithium. Dans tous les cas, la mesure de l'efficacité du pompage optique montre qu'environ 95% de la population atomique est concentrée dans le niveau $F = 2, m_F = +2$ (ou $m_F = -2$ suivant l'expérience) avec une précision de quelques %. L'objectif de cette expérience de pompage optique était avant tout d'éliminer les effets systématiques qui avaient rendu compliquée la première détection de la phase géométrique He-McKellar-

2. Dans cette thèse on appliquera une méthode légèrement différente : comme il n'est pas possible d'égaliser parfaitement les forces sur chaque bras de l'interféromètre, on mesurera séparément les déphasages dynamiques qu'on retranchera ensuite au déphasage total afin d'extraire le déphasage géométrique.

Wilkens par notre équipe en 2010. Le pompage optique ayant été suffisant pour rendre ces phases systématiques indétectables, nous avons pu procéder à la mesure de la phase He-McKellar-Wilkens et cette expérience est présentée dans le chapitre 3.

Chapitre III : Mesures des phases géométriques He-McKellar-Wilkens et Aharonov-Casher

La phase He-McKellar-Wilkens, qui appartient à la famille des phases géométriques d'origine électromagnétique, apparaît lorsqu'un dipôle électrique \mathbf{d} se propage dans un interféromètre dont les chemins encerclent une ligne de monopôles magnétiques (c'est-à-dire un champ magnétique radial \mathbf{B}) et dont l'expression s'écrit :

$$\varphi_{HMW} = -\frac{1}{\hbar} \int [\mathbf{B} \times \mathbf{d}] \cdot d\mathbf{r} \quad (4)$$

Après une présentation des aspects théoriques de cette phase, ainsi que des phases de type Aharonov-Bohm, la configuration expérimentale particulière permettant l'observation de la phase He-McKellar-Wilkens est exposée dans ce chapitre et celle-ci repose sur l'application de champs électrique et magnétique croisés sur les trajectoires atomiques. Nous avons pu mesurer cette phase avec une précision de 5% dans le meilleur des cas et obtenir un résultat en excellent accord avec la valeur théorique calculée en fonction de la géométrie de notre expérience. En plus de la mesure de la phase He-McKellar-Wilkens, nous avons également mesuré la phase géométrique Aharonov-Casher qui appartient, elle aussi, à la famille de phases de type Aharonov-Bohm. Cette mesure a également donné des résultats en très bon accord avec la valeur prévue par la théorie. De plus, nous avons varié la vitesse des atomes de lithium se propageant dans l'interféromètre afin de tester la dépendance en vitesse des phases Aharonov-Casher et He-McKellar-Wilkens. Nous avons ainsi pu observer le caractère géométrique de la phase He-McKellar-Wilkens ce qui n'avait jamais été fait auparavant.

Conclusion et perspectives

Ce chapitre clot la thèse en faisant une synthèse des principaux résultats obtenus et introduit brièvement les deux prochaines expériences que compte effectuer l'équipe. La première expérience, qui est actuellement en cours mais dont les résultats n'ont pas encore été dépouillés, est la modulation des ondes atomiques de lithium par un champ électrique alternatif. La seconde expérience consiste à observer la décohérence des atomes se propageant dans l'interféromètre à l'aide d'un rayonnement de corps noir. Les atomes absorberont un ou des photons du rayonnement de corps noir résonnant avec une transition de l'atome puis émettront un photon spontané, ce qui provoque la décohérence. Les deux chemins de l'interféromètre seront exposés au rayonnement produit par deux lampes et on doit observer une baisse de la visibilité du signal en fonction de la température de rayonnement du corps noir.

Chapitre I

L'interféromètre atomique

Ce premier chapitre est dédié à la présentation de l'interféromètre de Toulouse. La source atomique produit un jet supersonique très collimaté de lithium ensemencé dans un gaz porteur. L'interféromètre est constitué de trois ondes stationnaires laser, créées à l'aide d'un laser à colorant, servant de réseaux diffraction dans le régime de Bragg. La détection des atomes en sortie de l'interféromètre est effectuée à l'aide d'un détecteur de Langmuir-Taylor dit détecteur à fil chaud.

Ce chapitre débute avec la présentation succincte du principe de l'interféromètre de Mach-Zehnder au moyen des ondes planes et la définition des principales quantités mesurées (visibilité, signal moyen et phase).

Dans un second temps, nous nous intéresserons à la diffraction de Bragg par les ondes stationnaires laser et aux critères qui peuvent rendre ce processus de diffraction sélectif. Puisque qu'une étude complète de la diffraction de Bragg appliquée à notre interféromètre se trouve dans la thèse de Caroline Champenois [32], je me bornerai à n'en exposer que les grands principes dans ce chapitre, d'autant plus que nous n'avons travaillé qu'avec une diffraction au premier ordre.

Dans une troisième partie seront présentés des généralités techniques sur le système de vide et le laser à colorant utilisé pour fabriquer les ondes stationnaires mais aussi le développement récent d'un système permettant de stabiliser en fréquence le laser à colorant.

Enfin, je présenterai dans une dernière partie le système d'acquisition des franges atomiques, la géométrie de notre interféromètre en fonction du gaz porteur utilisé et les principaux facteurs limitant la visibilité des franges atomiques.

I.1 Principe de l'interférométrie atomique

I.1.1 Interféromètre de Mach-Zehnder

Dans un interféromètre de Mach-Zehnder à trois réseaux, le rôle des deux lames séparatrices est tenu par la première et la troisième onde stationnaire et le second réseau tient le rôle des deux miroirs de l'interféromètre de Mach-Zehnder traditionnel présenté en introduction. Avec cet interféromètre à trois réseaux, le faisceau incident

est séparé en plusieurs faisceaux correspondant aux différents ordres de diffraction. S'il n'y a qu'un seul ordre de diffraction, les deux faisceaux se superposent dans le plan du troisième réseau et interfèrent après diffraction par ce réseau. L'interféromètre atomique que nous utilisons est l'équivalent optique de l'interféromètre de Mach-Zehnder où les rôles de la lumière et de la matière ont été "inversés".

I.1.2 Diffraction de l'onde par un réseau

Un réseau est une structure périodique de période a dont le vecteur réseau réciproque \mathbf{k}_R de module $|\mathbf{k}_R| = 2\pi/a$ est situé dans le plan du réseau et est perpendiculaire à ses traits. On utilise le modèle de l'onde plane où l'onde incidente est décrit par la fonction d'onde $\psi = \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})$. La diffraction de l'onde par un réseau peut être vue comme l'absorption puis l'émission de p particules d'impulsion $\hbar\mathbf{k}_R$ dans le plan du réseau. Ainsi, l'onde diffractée acquiert $2p$ impulsions dans le plan du réseau. Cette diffraction s'effectue avec conservation de l'impulsion de l'énergie et de l'état interne de l'onde. L'onde diffractée s'écrit sous la forme :

$$\psi_d = \alpha(p) \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}) \exp(ip\mathbf{k}_R\cdot(\mathbf{r} - \mathbf{r}_R)) \quad (\text{I.1})$$

où $\alpha_i(p)$ est l'amplitude complexe de diffraction à l'ordre p associé à l'onde stationnaire M_i et où \mathbf{r}_R est la position du point du réseau où l'onde est diffractée.

I.1.3 Trois réseaux de diffraction

La construction de l'interféromètre atomique consiste à réaliser, lorsque l'onde de matière traverse un réseau lumineux, une séparatrice, un miroir puis une autre séparatrice servant à superposer les ondes provenant des deux chemins (Fig. I.1).

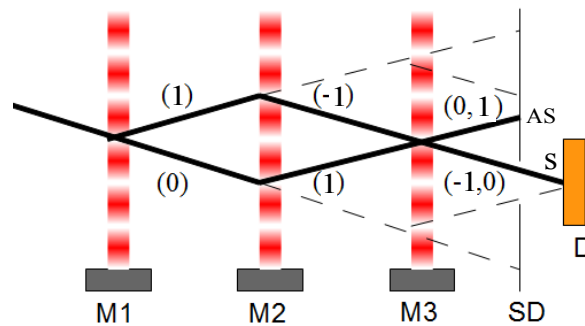


FIGURE I.1 – Schéma de notre interféromètre atomique de Mach-Zehnder vu de dessus avec diffraction dans le régime de Bragg à l'ordre p . La présence de faisceaux parasites de faible intensité en pointillés résulte du fait qu'il n'est pas possible, dans notre cas, de réaliser un miroir à atomes parfait.

L'interféromètre possède deux sorties complémentaires dites "symétrique" (S) et "anti-symétrique" (AS) dont les termes d'interférences portent des signes complémentaires.

Dans le modèle des ondes planes et si l'on considère seulement la sortie S et les deux chemins représentés en trait plein sur la figure (I.1), l'onde résultante est la somme de deux ondes ψ_A et ψ_B qui correspondent aux chemins A et B :

$$\psi_A = \alpha_1(1)\alpha_2(-1)\alpha_3(0) \exp(i[\mathbf{k}_{\mathbf{R}1} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) - \mathbf{k}_{\mathbf{R}2} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_2) + \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}]) \quad (\text{I.2})$$

$$\psi_B = \alpha_1(0)\alpha_2(1)\alpha_3(-1) \exp(i[\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \mathbf{k}_{\mathbf{R}2} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_2) - \mathbf{k}_{\mathbf{R}3} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_3)]) \quad (\text{I.3})$$

Si l'on considère que les réseaux lumineux 1 et 3 ont la même intensité et sont de forme identique, on peut donc considérer que les normes des produits $a_A = \alpha_1(p)\alpha_2(-p)\alpha_3(0)$ et $a_B = \alpha_1(0)\alpha_2(p)\alpha_3(-p)$ sont égales. Au point \mathbf{r} , l'intensité de l'onde atomique sur le détecteur s'écrit :

$$I = |\psi_A + \psi_B|^2 = I_0[1 + \mathcal{V} \cos(\boldsymbol{\delta}\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \varphi_d)] \quad (\text{I.4})$$

avec φ_d la phase ne dépendant que de la position des réseaux diffractant :

$$\varphi_d = p(\mathbf{k}_{\mathbf{R}1} \cdot \mathbf{r}_1 - 2\mathbf{k}_{\mathbf{R}2} \cdot \mathbf{r}_2 + \mathbf{k}_{\mathbf{R}3} \cdot \mathbf{r}_3) \quad (\text{I.5})$$

et la visibilité des franges \mathcal{V} :

$$\mathcal{V} = \frac{2|a_A||a_B|}{|a_A|^2 + |a_B|^2} \quad (\text{I.6})$$

L'intensité moyenne I_0 du signal est donnée par :

$$I_0 = |a_A|^2 + |a_B|^2 \quad (\text{I.7})$$

Le terme $\boldsymbol{\delta}\mathbf{k}$ est la différence de vecteurs d'onde des deux ondes planes ψ_A et ψ_B et s'écrit :

$$\boldsymbol{\delta}\mathbf{k} = p(\mathbf{k}_{\mathbf{R}1} - 2\mathbf{k}_{\mathbf{R}2} + \mathbf{k}_{\mathbf{R}3}) \quad (\text{I.8})$$

Dans l'équation (I.4), le terme $\boldsymbol{\delta}\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$ indique une modulation spatiale du terme d'interférences atomiques et signifie qu'il existe une figure d'interférences atomiques dépendant de l'alignement relatifs des trois réseaux diffractants. Si le détecteur ne mesure que l'intensité totale de la sortie S de l'interféromètre, l'existence d'une dispersion spatiale de la phase relative des deux faisceaux va réduire la visibilité \mathcal{V} des franges : il est donc important d'annuler $\boldsymbol{\delta}\mathbf{k}$. Les trois réseaux étant produits par la même source laser, leurs normes sont identiques (dans l'hypothèse que les faisceaux laser sont perpendiculaires aux trois miroirs M_i) et il ne reste qu'à aligner les réseaux lumineux pour supprimer $\boldsymbol{\delta}\mathbf{k}$. L'équation (I.8) montre que l'action est deux fois plus sensible sur la seconde onde stationnaire que sur les deux autres : si on suppose que l'on est déjà proche d'une situation où $\boldsymbol{\delta}\mathbf{k} = 0$, il suffira d'une légère rotation du miroir M_2 autour de l'axe z de propagation des ondes atomiques pour annuler $\boldsymbol{\delta}\mathbf{k}$ et assurer une visibilité maximale. L'annulation de $\boldsymbol{\delta}\mathbf{k}$ assure que $\mathbf{k}_{\mathbf{R}1} + \mathbf{k}_{\mathbf{R}3} = 2\mathbf{k}_{\mathbf{R}2}$ mais n'assure pas le parallélisme exact des 3 vecteurs.

I.1.4 Phase et balayage des franges

Après annulation de $\delta\mathbf{k}$, l'expression (I.4) devient :

$$I = I_0[1 + \mathcal{V}\cos(\varphi_d)] \quad (\text{I.9})$$

La phase φ_d ne dépend que la position des ondes stationnaires et, comme les vecteurs d'ondes \mathbf{k}_{Li} sont orientés selon l'axe x , la phase φ_d dépend de la position selon x des miroirs M_1 , M_2 et M_3 :

$$\varphi_d = 2pk_L(x_1 - 2x_2 + x_3) \quad (\text{I.10})$$

Il sera ainsi possible de balayer les franges atomiques simplement en translatant l'un des miroirs servant à réaliser une onde stationnaire. On peut aussi constater que cette phase de balayage ne dépend pas de la vitesse atomique. Ceci est particulièrement important dans notre cas puisque notre jet atomique n'est pas monocinétique et on peut donc balayer les franges d'interférences sans perte de visibilité, même si le jet atomique a une distribution de vitesse de largeur non négligeable.

I.2 Diffraction de l'onde atomique

La diffraction d'une onde atomique peut être effectuée à l'aide de nano-réseaux matériels [9, 15, 16], de fentes d'Young [14] ou à l'aide d'ondes stationnaires laser [17, 18, 19]. Dans le cas d'une diffraction de l'onde de matière par une onde lumineuse, on peut identifier deux principaux types de régimes.

I.2.1 Diffraction de Bragg par une onde stationnaire laser

Lorsque que le faisceau laser est très focalisé, la diffraction a lieu dans le régime de Kapitza-Dirac [21] : on obtient un grand nombre d'ordres de diffraction à la fois car l'incertitude angulaire sur la direction des photons est importante. A l'inverse, dans le régime de Bragg [22] le waist du laser est large et tous les photons ont la même direction : il n'y a qu'un seul ordre de diffraction possible (Fig. I.2).

Le régime de Bragg ne produit donc que deux faisceaux (le faisceau diffracté à l'ordre p et le faisceau non diffracté) ce qui permet de réaliser un interféromètre à géométrie Mach-Zehnder.

Dans notre interféromètre, la diffraction des atomes est effectuée par trois réseaux lumineux dont la longueur d'onde est proche d'une transition atomique du lithium, chaque réseau lumineux étant obtenu par superposition de deux lasers contra-propageants. L'onde stationnaire laser est une succession de noeuds et de ventres et la diffraction a lieu sur les plans formés par les noeuds de l'onde stationnaire distants de $a = \lambda_L/2$ avec la λ_L la longueur d'onde du laser. Comme dans le cas d'un réseau cristallin [52, 53], l'obtention de ce régime de diffraction obéit à une condition sur l'angle d'incidence de l'onde atomique :

$$2a \sin \theta_B = p\lambda_{DB} \quad (\text{I.11})$$

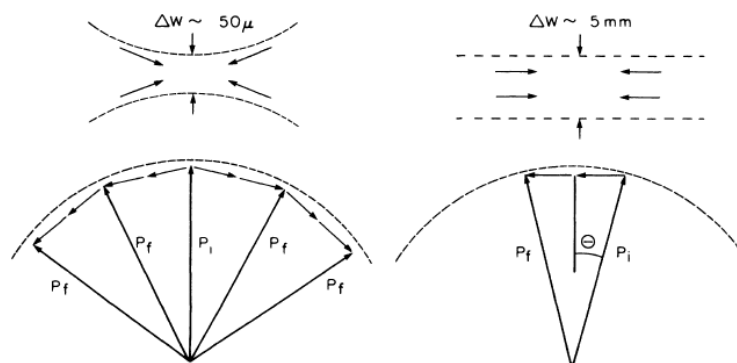


FIG. 1. Comparison of Kapitza-Dirac and Bragg scattering. A tightly focused waist (left) has a large angular uncertainty in the direction of its photons, thus allowing energy conservation for many final momentum states p_f —this is the Kapitza-Dirac regime. The observation of Bragg scattering requires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

FIGURE I.2 – Régimes de diffraction d'une onde atomique par un réseau lumineux (figure tirée de [22]). Figure de gauche : régime de Kapitza-Dirac. Figure de droite : régime de Bragg.

avec λ_{dB} la longueur d'onde de Broglie associée à toute particule matérielle définie comme :

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{mv} \quad (\text{I.12})$$

avec m la masse de la particule et v sa vitesse. Dans le cadre de la dualité onde-corpuscule, on peut d'ailleurs interpréter la diffraction de Bragg comme l'acquisition d'une impulsion de recul par l'atome lors de l'absorption d'un photon du faisceau laser se propageant dans un sens et l'acquisition d'une seconde impulsion de recul par l'émission stimulée de ce photon dans l'onde laser contra-propageante (Fig. I.3). Si l'on écrit le bilan des impulsions de l'atome, on a :

$$\hbar\mathbf{k}_1 = \hbar\mathbf{k}_0 + \hbar\mathbf{k}_L^{CP} - \hbar\mathbf{k}_L^P = \hbar\mathbf{k}_0 + 2\hbar\mathbf{k}_L \quad (\text{I.13})$$

Ce type de diffraction peut être qualifié d'élastique puisqu'à l'issue du processus de diffraction l'émission stimulée permet à l'atome de revenir dans son état quantique d'origine, à l'inverse de la diffraction Raman [24] où chaque sortie se trouve dans un état quantique différent. L'énergie des photons mise en jeu n'est que redistribuée entre les ondes laser et l'énergie cinétique de l'atome se conserve. Bien sûr, ce processus n'est possible que si l'atome entre dans l'onde stationnaire avec un angle d'incidence satisfaisant la conservation de l'énergie cinétique de l'atome :

$$\sin\theta_B = p \frac{k_L}{k_0} \quad (\text{I.14})$$

L'onde stationnaire est définie par la direction de la normale au miroir avec un vecteur d'onde $\pm k_L \cos(i)$, où i est l'angle d'incidence, et si $i \neq 0$ l'onde a un caractère progressif parallèlement au miroir avec un vecteur d'onde $k_L \sin(i)$. La figure (I.3) schématise une diffraction à l'ordre 1, mais il est possible de diffracter dans n'importe quel ordre p

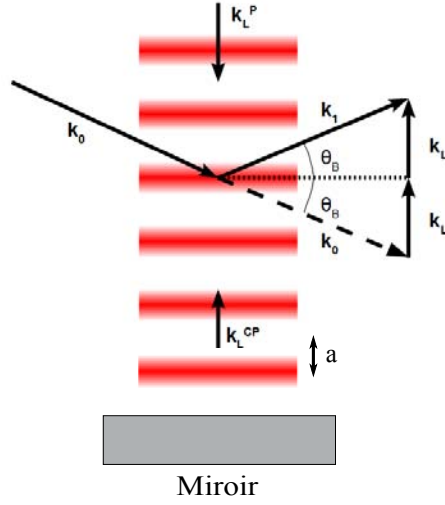


FIGURE I.3 – Schéma de principe de la diffraction au premier ordre de l'atome par l'onde stationnaire lumineuse. Les ondes propageantes et contra-propageantes sont indiquées par les indices P et CP .

à condition d'avoir un angle incident p fois plus grand, l'atome acquérant alors $2p$ impulsions dans la direction de l'onde stationnaire.

Enfin, dans le cadre de l'interférométrie, il faut pouvoir contrôler le taux de diffraction dans un ordre et dans l'autre afin de pouvoir réaliser soit des séparatrices qui vont diffracter 50 % de l'onde, soit des miroirs qui vont diffracter la totalité de l'onde et ce point fait l'objet du paragraphe suivant ¹.

I.2.2 Séparatrice et miroir à onde de matière

Si l'on considère l'atome comme un système à deux niveaux en interaction avec un potentiel lumineux périodique, le Hamiltonien s'écrit :

$$H = \begin{pmatrix} E_0 & V \\ V & E_1 \end{pmatrix} \quad (\text{I.15})$$

où $V = \hbar\Omega^2/4\delta_L$ est un potentiel dipolaire dont l'action est équivalente à celle de l'onde stationnaire sur le faisceau atomique avec δ_L l'écart à résonance et Ω la pulsation de Rabi de l'atome plongé dans le champ électrique. Ce Hamiltonien est exprimé dans une base $(|0\rangle, |1\rangle)$, l'état initial est l'état $|0\rangle$ et l'état $|1\rangle$ correspond à l'onde atomique diffractée. Sur la figure (I.3), l'état $|0\rangle$ est le faisceau incident et le faisceau transmis non diffracté. Les énergies propres sont $E_{\pm} = E_0 \pm V$ et on passe à une nouvelle base $(|+\rangle, |-\rangle)$ définie comme :

$$|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle \pm |1\rangle) \quad (\text{I.16})$$

1. Afin d'être concis, l'étude de la diffraction des atomes par l'onde stationnaire est réalisée en ne tenant compte que de la diffraction au premier ordre. Le lecteur intéressé pourra se reporter à la référence [54] pour une étude plus complète du processus de diffraction.

L'onde de matière incidente se trouvant dans l'état $|0\rangle$, se décompose sur les états ($|+\rangle$ et $|-\rangle$) après interaction avec l'onde stationnaire pendant une durée τ :

$$|\psi(\tau)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{-iE_+\tau}|+\rangle + e^{-iE_-\tau}|-\rangle) \quad (\text{I.17})$$

Exprimée dans la base ($|0\rangle, |1\rangle$), la fonction d'onde atomique s'écrit :

$$|\psi(\tau)\rangle = e^{-iE_0\tau}(\cos(V\tau)|0\rangle - i\sin(V\tau)|1\rangle) \quad (\text{I.18})$$

La probabilité de diffraction dans l'ordre 1 s'écrit donc :

$$P_{diff} = |\langle 1|\psi(\tau)\rangle|^2 = \sin^2(q\tau) \quad (\text{I.19})$$

où q est un paramètre dépendant de l'intensité lumineuse s'écrivant $q = V_0/4\hbar\omega_r$ pour la diffraction dans l'ordre 1 avec V_0 le potentiel lumineux et $q = V$ pour le premier ordre de diffraction seulement [32]. Au sein de l'onde stationnaire, la dynamique de l'atome peut être décrit par une oscillation de Rabi entre les deux états $|0\rangle$ et $|1\rangle$. Ainsi en ajustant le paramètre q , c'est-à-dire en modifiant l'intensité lumineuse, on peut faire continuellement évoluer la phase de Rabi $q\tau$ entre 0 et π afin de diffracter l'intégralité de l'onde atomique ($q\tau = \pi$) et ainsi créer un miroir à atomes où fixer une probabilité de diffraction de 50 %, ce qui revient à faire une séparatrice à atomes ($q\tau = \pi/2$).

Probabilité d'émission spontanée

Lorsque l'onde stationnaire laser est résonnante avec la transition choisie pour la diffraction, l'excitation de l'atome peut conduire à l'émission spontanée d'un photon ce qui rend le processus de diffraction incohérent. La probabilité d'émission spontanée pour un atome en fonction de l'écart à résonance δ_L s'écrit [32] :

$$P_{ES} = \left(\frac{\Omega}{2\delta_L}\right)^2 \Gamma\tau \quad (\text{I.20})$$

Cette probabilité d'émission spontanée est le produit de la population se trouvant dans l'état excité $(\Omega/2\delta_L)^2$ et de la probabilité d'émission spontanée d'un photon Γ pendant la durée de la traversée de l'onde stationnaire τ , avec Ω la pulsation de Rabi. Afin d'éviter l'émission spontanée il suffit d'appliquer un écart à résonance suffisamment grand. Tout au long de cette thèse, nous travaillerons avec un écart à résonance proche de 2 GHz et la probabilité d'émission spontanée sera largement inférieure au %, ainsi l'émission spontanée sera complètement négligeable.

I.2.3 Sélectivité du processus de diffraction en fonction du niveau hyperfin

A l'état naturel, le lithium est présent sous la forme de deux isotopes stables. Le lithium 7 dont le spin nucléaire vaut $I = 3/2$ est présent en bien plus grande quantité que le lithium 6 ($I = 1$) et présente une abondance naturelle de 92.5 %. Pour cette raison, nous n'avons travaillé qu'avec le lithium 7 au cours de cette thèse². C'est un

². Cet interféromètre peut aussi fonctionner avec l'isotope 6 du lithium et le lecteur intéressé pourra trouver des signaux atomiques obtenus avec le lithium 6 dans la thèse d'A. Miffre [35].

atome paramagnétique avec un état fondamental $^2S_{1/2}$ comme tous les alcalins et son état fondamental se subdivise en deux niveaux hyperfins de nombres quantiques $F = I - 1/2 = 1$ et $F = I + 1/2 = 2$ distants de $\Delta E/h = 803.5$ MHz. Initialement, on considère que les populations sont équiréparties entre les huit sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental (soit $m_F = 0, \pm 1$ pour le $F = 1$ et $m_F = 0, \pm 1, \pm 2$ pour le $F = 2$). Cette hypothèse s'appuie sur le fait qu'à température ambiante $\Delta E \ll k_B T$. Afin d'effectuer la diffraction, nous utilisons la transition $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$. Si la structure hyperfine du niveau $^2P_{3/2}$ est petite devant le désaccord que nous utilisons et présente une dégénérescence dans les F , les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental sont séparés de $\Delta E/h$ et présentent donc des probabilités de diffraction différentes. En explicitant le produit $q\tau$ la probabilité de diffraction (I.19) s'écrit :

$$P_{diff} = \sin^2 \left(\frac{\hbar\Omega^2\tau}{4\delta_L} \right) \quad (\text{I.21})$$

Le désaccord pour chaque niveau hyperfin diffère de $\omega_{HFS}/(2\pi) \simeq 803.5$ MHz pour les deux niveaux hyperfins. En posant $\beta = \hbar\Omega^2\tau/4$, la probabilité de diffraction pour chaque niveau hyperfin s'écrit :

$$\begin{aligned} P_{diff}(F=1) &= \sin^2 \left(\frac{\beta}{\delta_L} \right) \\ P_{diff}(F=2) &= \sin^2 \left(\frac{\beta}{(\delta_L + \omega_{HFS})} \right) \end{aligned} \quad (\text{I.22})$$

β dépend de l'intensité laser et du temps d'interaction de l'atome avec l'onde stationnaire. Comme l'onde stationnaire utilisée pour la diffraction est soit une séparatrice, soit un miroir, on a une phase de Rabi (β/δ_L) qui est nécessairement voisine de $\pi/2$ ou π . Dans nos conditions expérimentales, le désaccord utilisé est environ $\delta_L = 2$ GHz, on a pour une séparatrice un paramètre $\beta_S \simeq 3.2$ GHz et un paramètre $\beta_M \simeq 6.3$ GHz pour un miroir à atomes. Par ailleurs, le choix du désaccord δ_L peut conduire à une efficacité de diffraction différente pour chaque niveau hyperfin F .

L'efficacité de la diffraction n'étant pas la même pour chaque niveau hyperfin³ F , on introduit un paramètre permettant de rendre compte de la différence entre le nombre d'atomes transmis par l'interféromètre se trouvant dans le niveau $F = 1$ et le nombre d'atomes transmis se trouvant dans le $F = 2$. Le lithium, dans son état fondamental, ayant 3 sous-niveaux Zeeman dans le $F = 1$ et 5 sous-niveaux Zeeman dans le $F = 2$, on définit le déséquilibre χ comme suit :

$$\begin{aligned} P(F=1) &= (1 + 5\chi)/8 \\ P(F=2) &= (1 - 3\chi)/8 \end{aligned} \quad (\text{I.23})$$

où $P(F)$ est la population atomique dans le niveau F transmise par l'interféromètre. De cette façon, on a des populations hyperfines parfaitement équilibrée lorsque $\chi = 0$, et la population totale reste normalisée puisque $3P(F=1) + 5P(F=2) = 1$. Le signal atomique I vu par le détecteur est la somme des interférogrammes de chaque F, m_F .

3. Il n'y a en revanche pas de dépendance en fonction du m_F tant qu'il n'y a pas de champ magnétique suffisamment important pour lever la dégénérescence Zeeman.

En utilisant les probabilités de diffraction en fonction du niveau hyperfin (I.22), on peut calculer l'intensité moyenne $I_0(F, M_F)$ d'un sous-niveau hyperfin sur une sortie de l'interféromètre :

$$I_0(F, M_F) = \frac{1}{2} P_{diff}^2(F) = \frac{1}{2} \sin^4 \left(\frac{\beta}{(\delta_L + (F-1)\omega_{HFS})} \right) \quad (I.24)$$

Le rapport entre les populations du $F = 1$ et du $F = 2$ peut s'écrire en fonction des probabilités de diffraction :

$$\frac{1 + 5\chi}{1 - 3\chi} = \frac{P_{diff,1}^2}{P_{diff,2}^2} = \frac{\sin^2 \left(\frac{\beta}{\delta_L} \right)}{\sin^2 \left(\frac{\beta}{\delta_L + \omega_{HFS}} \right)} \quad (I.25)$$

On peut ainsi obtenir une expression de χ dépendant du désaccord δ_L et du paramètre β :

$$\chi = \frac{P_{diff,1}^2 - P_{diff,2}^2}{3P_{diff,1}^2 + 5P_{diff,2}^2} \quad (I.26)$$

Le coefficient de déséquilibre χ est très sensible au désaccord utilisé et à la puissance laser (Fig. II.21). L'évolution de χ est tracée pour trois paramètres β différents dont les valeurs sont choisies dans la section (I.2.3). Expérimentalement, le temps moyen d'interaction sera toujours le même puisque la vitesse des atomes et le diamètre des ondes stationnaires déterminé par l'iris ne change pas au cours d'une acquisition : le seul paramètre inclus dans β qui puisse varier au cours d'une acquisition est la puissance laser.

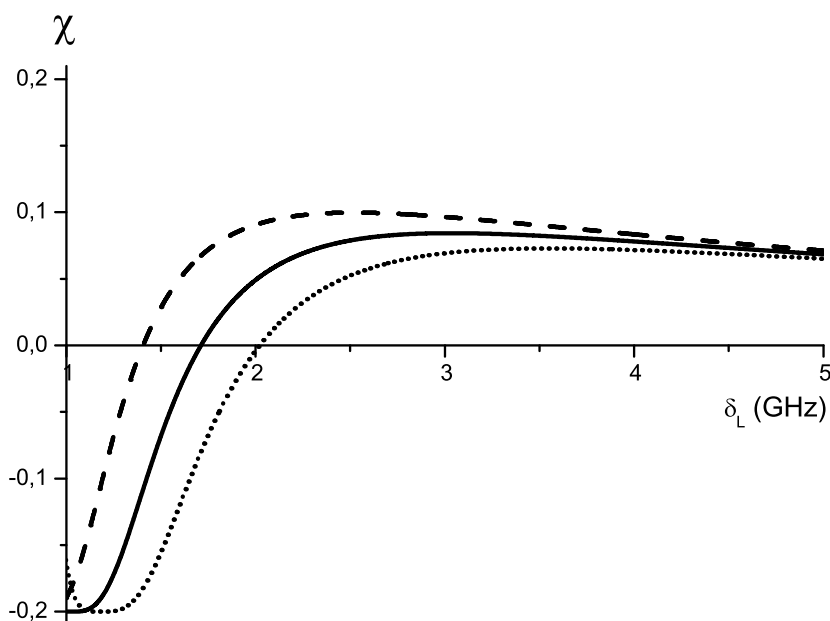


FIGURE I.4 – Evolution du déséquilibre χ en fonction du désaccord δ_L et pour $\beta = 2.7$ en tirets longs, pour $\beta = 3.2$ en trait plein et pour $\beta = 3.7$ en pointillés.

Lorsqu'on applique des perturbations sur l'interféromètre (champ électrique, champ magnétique, etc.), les déphasages et les visibilités mesurés peuvent dépendre de χ selon la nature de la perturbation. Par exemple, lors de l'application d'un champ magnétique, un déséquilibre non-nul entre les populations hyperfines provoque alors un déphasage Zeeman total où les déphasages issus d'un niveau hyperfin sont sur-représentés par rapport aux déphasages provenant de l'autre niveau hyperfin (voir chapitre 2). Ceci se produit lorsque la fréquence ou la puissance du laser à colorant vient à changer au cours d'une acquisition. La puissance du laser est en permanence mesurée par une photodiode, ce qui nous permet d'éliminer les rampes au cours desquelles elle a varié.

En ce qui concerne la fréquence du laser, nous avons pu remarquer des sauts de modes sans que le laser ne se désasservisse ou des dérives de sa fréquence sur des durées de quelques dizaines de minutes. Ces variations de la fréquence laser ont des conséquences très importantes lorsqu'un champ magnétique est appliquée ou lorsqu'il faut mesurer de petits déphasages. Pour cette raison, nous avons développé un système d'asservissement du laser à colorant basé sur un étalon de fréquence ne variant pas dans le temps. Ce point est développé plus loin dans la section (I.4.3).

I.2.4 Paramètres expérimentaux pour une onde de lithium

Pour la diffraction, nous utilisons la transition D_2 du lithium à 671 nm. Les données relatives à cette transition (largeur naturelle Γ , pulsation de recul ω_r , etc.) sont présentées en annexe A. Les paramètres expérimentaux q et τ sont calculés dans cette section pour une diffraction au premier ordre.

Valeur de τ

L'onde stationnaire est de section ronde et a un waist w_0 . Considérant que la densité d'énergie est répartie de façon Gaussienne, le paramètre τ vaut :

$$\tau = \omega_r \frac{w_0}{v_m} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (\text{I.27})$$

Pour l'argon, $v_m = 1070$ m/s et $\tau \approx 0.464\omega_0(mm)$. Avec un waist de 10 mm, on a $\tau \simeq 4.6$.

Valeur de q

La situation est plus complexe que dans le cas du système à deux niveaux présenté dans le paragraphe (I.2.2) puisque le niveau fondamental du lithium $^2S_{1/2}$ est subdivisé en deux niveaux hyperfins. Il y a donc une dépendance du potentiel lumineux V avec le niveau hyperfin F due à la différence des désaccords pour chacun des deux sous-niveaux hyperfins du $^2S_{1/2}$. Le niveau excité $^2P_{3/2}$ a également une structure hyperfine mais C. Champenois a montré dans sa thèse [32] que le potentiel lumineux à deux niveaux ne dépend que des nombres quantiques F et J si le désaccord choisi est beaucoup plus grand que la structure hyperfine de l'état excité et si la polarisation de la lumière est linéaire, ce qui est le cas dans notre expérience. Il y a donc quatre désaccords possibles en fonction de F (1 ou 2 pour le niveau fondamental) et de J (1/2 ou 3/2 pour l'état

excité). Le paramètre q pour chaque niveau hyperfin est donné par l'équation [35] :

$$q(F) \simeq 1.143 \frac{P(\text{mW})}{\omega_0^2(\text{mm}^2)} \left[\frac{0.5}{\delta_L(1/2, F)(\text{GHz})} + \frac{1}{\delta_L(3/2, F)(\text{GHz})} \right] \quad (\text{I.28})$$

Pour obtenir une réflexion totale à l'ordre 1, on doit avoir $q\tau = \pi$ et donc $q = 0.68$, soit $P \simeq 60$ mW pour le niveau $F = 1$ et pour la deuxième onde stationnaire dans nos conditions expérimentales.

I.3 La source atomique

L'utilisation d'un interféromètre atomique nécessite une source atomique stable délivrant un nombre suffisant d'atomes dans un jet à la fois très collimaté et très monocinétique. La connaissance de la distribution de vitesses des atomes est particulièrement importante puisque que la vitesse de chaque atome définit sa longueur d'onde de De Broglie qui définit à son tour l'angle de diffraction : c'est donc toute la géométrie de l'interféromètre qui dépend de la source atomique utilisée. Je n'exposerai que les grands principes du jet supersonique car notre jet atomique et son expansion supersonique ont déjà été décrits en détail dans la thèse d'Alain Miffre [35] et le lecteur intéressé pourra s'y reporter. Les travaux de J.P. Toennies et K. Winkelmann [55] et de H. Beijerinck et N. Versters [56] traitent de l'expansion de gaz supersonique et sont à la base du travail de A. Miffre et M. Jacquey qui étendent cette étude au cas du gaz supersonique faiblement ensemencé par un autre atome.

I.3.1 Caractéristiques du jet supersonique

I.3.1.1 Rappels sur les jets supersoniques

Un jet atomique fonctionne dans le régime dit supersonique lorsque le libre parcours moyen des atomes $\bar{\ell}$ dans le four est nettement plus faible que le diamètre de la buse de sortie d . Initialement, le gaz est à la pression P_0 et à la température T_0 . L'extrémité de la buse étant sous vide, le gradient de pression entre l'intérieur du corps et la buse va permettre l'accélération des atomes en dehors du four. L'adjectif supersonique vient du fait que la vitesse des atomes franchit la vitesse locale du son. Plusieurs quantités permettent de caractériser l'écoulement du gaz telles que la température T , la pression P , la densité atomique n , l'enthalpie h , l'entropie s et la vitesse v . A la sortie du four, de nombreuses collisions atomiques ont lieu et on fait l'hypothèse d'un équilibre thermodynamique local. Avec cette hypothèse, toutes ces quantités sont constantes en des points situés à égale distance de la buse. L'énergie du système se conservant, on peut écrire que :

$$h(z) + \frac{1}{2}mv_m(z)^2 = h_0 + \frac{1}{2}mv_{m0}^2 \quad (\text{I.29})$$

avec v_m la vitesse moyenne des atomes selon l'axe z qui est l'axe de symétrie de l'écoulement (qui est aussi l'axe du jet atomique). L'axe z est donc l'axe le long duquel les

atomes se propagent. h_0 et v_{m0} sont respectivement l'enthalpie initiale et la vitesse atomique moyenne initiale. L'enthalpie initiale s'écrit $h_0 = \gamma k_B T_0$ où γ est le rapport des capacités calorifiques à pression constante et à volume constant. L'équation (I.29) montre que l'enthalpie initiale se transforme en énergie cinétique, et on introduit le rapport de vitesse parallèle S_{\parallel} qui permet de quantifier l'efficacité de cette transformation :

$$S_{\parallel}(z) = \sqrt{\frac{mv_m(z)^2}{2k_B T_{\parallel}(z)}} \quad (\text{I.30})$$

La connaissance de $S_{\parallel}(z)$ permet d'exprimer toutes les quantités locales qui définissent l'écoulement (comme la température parallèle $T_{\parallel}(z)$, la densité $n(z)$, etc). Les collisions qui ont lieu à la sortie du four provoquent ensuite une expansion du jet supersonique, et lorsque ces collisions cessent la conversion de l'enthalpie en énergie cinétique s'arrête (Fig. I.7). $S_{\parallel}(z)$ tend alors vers une valeur asymptotique $S_{\parallel\infty}$ qu'on nomme rapport terminal des vitesses parallèles.

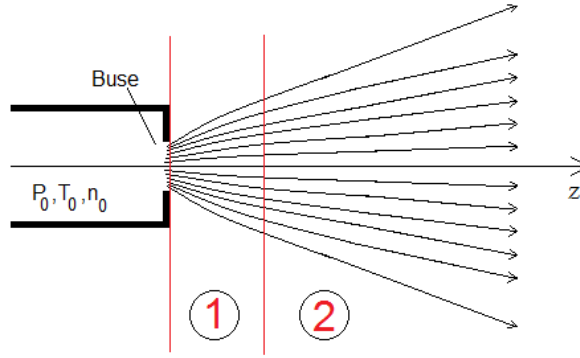


FIGURE I.5 – Schématisation du jet à la sortie de la buse. L'expansion supersonique due aux collisions a lieu dans la zone 1. Les atomes adoptent ensuite une trajectoire balistique lorsqu'il n'y a plus de collisions (zone 2).

I.3.1.2 Rapport terminal de vitesse parallèle

Avec le gaz porteur argon, $S_{\parallel\infty}(Ar)$ est assez bien connu puisque que la température parallèle des atomes de lithium a été mesurée en fonction de la pression dans [29] et la valeur de $S_{\parallel\infty}(Ar)$ est comprise entre 7 et 8.

Au cours de cette thèse, afin de varier la vitesse atomique moyenne v_m , nous utilisons deux autres gaz porteurs ayant des masses différentes : le néon et le krypton. La vitesse moyenne v_m a été mesurée pour chaque gaz porteur par effet Doppler dans [40]. Pour chaque gaz porteur employé, $S_{\parallel\infty}$ prend une valeur différente et le calcul de $S_{\parallel\infty}(Ne)$ et de $S_{\parallel\infty}(Kr)$ à partir de la connaissance de $S_{\parallel\infty}(Ar)$ fera l'objet de cette section. J.P. Toennies et K. Winkelmann [55] ont développé un modèle numérique permettant de calculer $S_{\parallel\infty}$ pour l'expansion d'un gaz pur monoatomique :

$$S_{\parallel\infty} = A \left[n_0 d \left(\frac{C_6}{k_B T_0} \right)^{1/3} \right]^\delta \quad (\text{I.31})$$

où C_6 est le coefficient du terme attractif du potentiel de Lennard-Jones, où n_0 est la densité atomique et où $A = 1.413$ et $\delta = 0.53$ sont des paramètres ajustés pour représenter sous cette forme analytique simple les résultats de leur modèle. T_0 et d sont respectivement la température du four et le diamètre de la buse. Par la suite, on écrira le rapport terminal des vitesses parallèles S_{\parallel} au lieu de $S_{\parallel\infty}$ afin de ne pas alourdir inutilement les expressions mathématiques. Selon l'expression (I.31), pour un même T_0 on obtiendra le même S_{\parallel} à condition que $n_0 C_6^{1/3}$ soit identique pour chaque gaz porteur. Les coefficients C_6 étant tabulés, on peut facilement obtenir une valeur approchée de S_{\parallel} pour les trois gaz porteurs que nous utilisons. Afin de calculer S_{\parallel} pour chaque gaz porteur, on va commencer par traiter le cas simplifié où on considère un jet supersonique de gaz rare pur.

S_{\parallel} pour un jet pur de gaz rare

Interaction	Coefficient C_6
Ne-Ne	6.89 ± 0.4
Ar-Ar	67.2 ± 3.6
Kr-Kr	133 ± 9

TABLE I.1 – Coefficient C_6 utilisés pour ce calcul en unités atomiques. Dans la littérature, il existe une multitude de valeurs pour les coefficients C_6 [57, 58, 59] et nous avons choisi d'utiliser les valeurs données par J.M. Standard et P.R. Certain [60] (Les coefficients C_6 présentés sont les valeurs moyennes des valeurs hautes et basses données par J.M. Standard et P.R. Certain.)

Lorsque nous nous servons du krypton comme gaz porteur, nous utilisons une pression ($P_{Kr} = 277$ mbar) plus petite que la pression appliquée avec le gaz porteur argon ($P_{Ar} = 333$ mbar). On peut cependant estimer le rapport des densités $n_0(Kr)/n_0(Ar)$ par le rapport des pressions $P_{Kr}/P_0(Ar)$ car $n_0 \propto P_0/k_B T_0$. Connaissant $S_{\parallel}(Ar)$, la valeur de $S_{\parallel}(Kr)$ est donnée par le rapport $S_{\parallel}(Kr)/S_{\parallel}(Ar)$:

$$\frac{S_{\parallel}(Kr)}{S_{\parallel}(Ar)} = \left(\frac{P_{Kr}}{P_{Ar}} \right)^\delta \left(\frac{C_6(Kr)}{C_6(Ar)} \right)^{\delta/3} \simeq 1.02 \quad (\text{I.32})$$

Pour un gaz monoatomique pur d'argon ou de krypton, le rapport de vitesse parallèle est donc quasiment le même.

On utilise le même raisonnement pour calculer $S_{\parallel}(Ne)$ et, avec le gaz porteur néon, nous appliquons la même pression et la même température dans le four qu'avec l'argon comme gaz porteur : la quantité n_0 reste la même dans les deux cas. Théoriquement, le

rapport des S_{\parallel} vaut :

$$\frac{S_{\parallel}(Ne)}{S_{\parallel}(Ar)} = \left[\left(\frac{C_6(Ar)}{C_6(Ne)} \right)^{1/3} \right]^{0.53} \simeq 0.67 \quad (\text{I.33})$$

Expérimentalement, H.D. Meyer a mesuré [61] l'évolution du rapport des vitesses parallèles pour le néon et l'argon en fonction de la pression P_0 pour différents diamètres de buse. Il apparaît sur ces courbes expérimentales de S_{\parallel} que $S_{\parallel}(Ne)$ et de $S_{\parallel}(Ar)$ coïncident pour un rapport de pression $P_{Ne}/P_{Ar} \simeq 1.95 \pm 0.05$ lorsque le diamètre de la buse est égal à 200 μm . On peut donc extraire le rapport des vitesses parallèles en utilisant ce paramètre empirique :

$$\frac{S_{\parallel}(Ne)}{S_{\parallel}(Ar)} = \left(\frac{P_{Ne}}{1.95P_{Ar}} \right)^{0.53} \simeq 0.88 \quad (\text{I.34})$$

Cette valeur est assez différente de celle qu'on obtient en faisant le rapport des coefficients C_6 mais on choisit de garder cette dernière valeur car elle est issue d'une mesure.

S_{\parallel} pour un jet de gaz rare ensemencé au lithium

Les rapports des S_{\parallel} calculés dans le paragraphe précédent sont cependant trop approximatifs dans notre cas puisque la formule (I.31) ne donne le rapport de vitesses parallèles que dans le cas d'un gaz monoatomique or le lithium hautement dilué contenu dans le jet supersonique n'a pas le même S_{\parallel} que le gaz porteur. Par une analyse théorique [29], A. Miffre a montré que la température parallèle des atomes de lithium est plus froide que celle du gaz porteur. La température parallèle T_{\parallel} est la température des atomes prise selon l'axe du jet z et est reliée à S_{\parallel} par l'équation (I.30) (et de la même façon on définit une température perpendiculaire T_{\perp} prise selon les axes x ou y). Ce modèle permet de connaître la température parallèle relative entre le gaz porteur et le lithium par l'intermédiaire d'une quantité ρ_S :

$$\rho_S = \left(\frac{C_6(GP - Li)}{C_6(GP - GP)} \right)^{1/3} \sqrt{\left(\frac{m_{Li} + m_{GP}}{2m_{Li}} \right)} \quad (\text{I.35})$$

où GP est le gaz porteur utilisé et m la masse de l'atome considéré. Ce paramètre ρ_S est le ratio des coefficients C_6 (entre une interaction lithium-gaz porteur et une interaction gaz porteur-gaz porteur) multiplié par un terme prenant en compte les masses des atomes mis en jeu. Les coefficients C_6 nécessaires au calcul de ρ_S sont répertoriées dans le tableau (I.2).

A partir des valeurs de ρ_S répertoriées dans le tableau (I.3), on évalue [29] le ratio de température parallèle $T_{Li\parallel\infty}/T_{GP\parallel\infty}$ en fonction du rapport m_{Li}/m_{GP} par une estimation graphique sur la figure (I.6). Cette estimation n'est pas très précise, mais au vu de l'incertitude sur la connaissance de C_6 et de la valeur de S_{\parallel} avec l'argon en gaz porteur (compris entre 7 et 8), la précision sera suffisante pour obtenir une fourchette de valeurs possibles pour les S_{\parallel} du lithium avec les gaz porteurs néon et krypton.

Interaction	Coefficient C_6
Ne-Li	43.9 ± 1
Ar-Li	174 ± 3
Kr-Li	258.5 ± 3.5

TABLE I.2 – Valeurs moyennes des coefficients C_6 en unités atomiques obtenus par J.M. Standard et P.R. Certain [60].

Gaz porteur	ρ_S
Ne	2.60
Ar	2.55
Kr	3.19

TABLE I.3 – Valeurs de ρ_S pour les trois gaz porteurs utilisés.

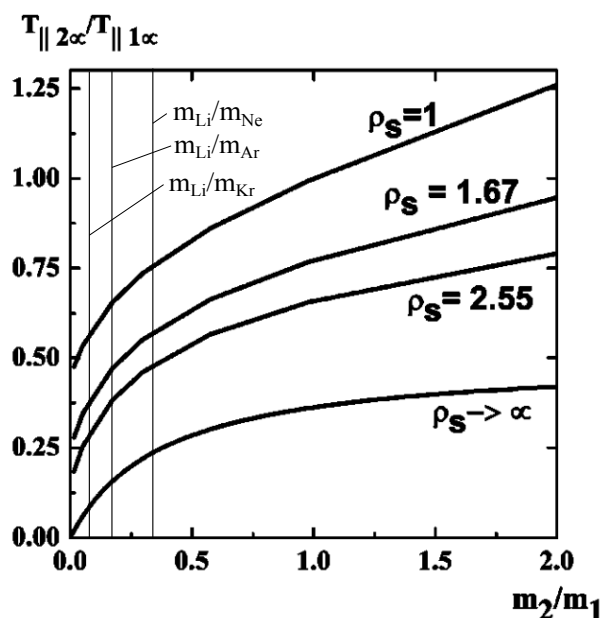


FIGURE I.6 – Evolution du rapport de température parallèle $T_{2||\infty}/T_{1||\infty}$ en fonction du rapport m_2/m_1 pour un jet supersonique diatomique. Les indices 1 et 2 indiquent respectivement le gaz porteur et l'espèceensemencée dans le jet atomique. Le cas où $\rho_S = 1.67$ correspond à du potassiumensemencé dans de l'argon et le cas $\rho_S = 2.55$ vaut pour du lithiumensemencé dans de l'argon. Dans le cas d'un gaz monoatomique, on a bien $\rho_S = 1$. Figure tirée de [29].

Avec les gaz porteurs néon et l'argon, l'estimation graphique donne un rapport des températures parallèles valant :

$$\frac{T_{Li||\infty}}{T_{Ar||\infty}} \simeq 0.38 \quad \text{et} \quad \frac{T_{Li||\infty}}{T_{Ne||\infty}} \approx 0.47 \quad (\text{I.36})$$

A l'aide des équations (I.30), on sait que $T_{\parallel} \propto 1/S_{\parallel}^2$, ainsi :

$$\frac{S_{\parallel}(Ne - Li)}{S_{\parallel}(Ar - Li)} = \left(\frac{P_{Ne}}{1.95P_{Ar}} \right)^{0.53} \frac{\sqrt{1/(T_{Li\parallel\infty}/T_{Ne\parallel\infty})}}{\sqrt{1/(T_{Li\parallel\infty}/T_{Ar\parallel\infty})}} \simeq 0.88 \times 0.90 \simeq 0.79 \quad (\text{I.37})$$

En prenant $S_{\parallel}(Ar/Li)$ compris entre 7 et 8, on en déduit $S_{\parallel}(Ne/Li)$:

$$5.54 < S_{\parallel}(Ne - Li) < 6.34 \quad (\text{I.38})$$

Le rapport $T_{Li\parallel\infty}/T_{Kr\parallel\infty}$ issu d'une estimation graphique de la figure (I.6) pour m_{Li}/m_{Kr} vaut environ 0.25. On estime donc le ratio des rapports terminaux de vitesses parallèles :

$$\frac{S_{\parallel}(Kr - Li)}{S_{\parallel}(Ar - Li)} = \left(\frac{P_{Kr}}{P_{Ar}} \right)^{\delta} \left(\frac{C_6(Kr)}{C_6(Ar)} \right)^{\delta/3} \frac{\sqrt{1/(T_{Li\parallel\infty}/T_{Kr\parallel\infty})}}{\sqrt{1/(T_{Li\parallel\infty}/T_{Ar\parallel\infty})}} \simeq 1.02 \times 1.233 \simeq 1.26 \quad (\text{I.39})$$

En prenant $S_{\parallel}(Ar - Li)$ compris entre 7 et 8, on en déduit $S_{\parallel}(Kr - Li)$:

$$8.83 < S_{\parallel}(Kr - Li) < 10.1 \quad (\text{I.40})$$

Ces valeurs de S_{\parallel} , répertoriées dans le tableau (I.4), sont assez grossières mais elle donnent néanmoins une idée de la distribution de vitesse du jet atomique. Qui plus est, elle nous seront particulièrement utiles au chapitre 2 pour la caractérisation de l'efficacité du pompage optique du jet atomique.

Gaz porteur	S_{\parallel}
Néon	5.9 ± 0.4
Argon	7.5 ± 0.5
Krypton	9.5 ± 0.6

TABLE I.4 – Rapport de vitesses parallèles en fonction du gaz porteur utilisé.

Les atomes ont une vitesse moyenne v_m selon l'axe z et la distribution de vitesse du jet est décrite par une gaussienne de largeur isotrope v_m/S_{\parallel} dont la fonction normée s'écrit [35] :

$$P(v_z) = \frac{S_{\parallel}}{v_m \sqrt{\pi}} \exp \left[-\frac{S_{\parallel}^2}{v_m^2} (v_z - v_m)^2 \right] \quad (\text{I.41})$$

Après l'expansion supersonique et lorsque les atomes sont suffisamment éloignés de la buse, la densité atomique devient si faible qu'il n'y a plus de collisions et la trajectoire des atomes devient balistique : il suffit alors d'utiliser une collimation adaptée pour sélectionner les classes de vitesses transversales adéquates.

I.4 Dispositif expérimental

I.4.1 Le jet atomique

I.4.1.1 Le four du jet supersonique de lithium ensemené dans un gaz rare

Le lithium a une faible pression de vapeur saturante [62] et il faut le chauffer à assez haute température pour produire un jet assez intense. Le lithium est liquide au delà de 180°C et c'est un liquide très fluide : une des difficultés pour produire un jet de lithium ensemené est alors d'éviter l'écoulement de liquide par la buse qui émet le jet, car cela peut boucher la buse. Une autre difficulté provient du fait que le lithium est très réactif et en réagissant avec des impuretés dans le gaz porteur ou de l'huile des pompes à diffusion, il produit des corps solides qui vont obstruer la buse. Enfin, le lithium pénètre dans les aciers et ceci mène à la destruction assez rapide (en une centaine d'heures d'utilisation) des éléments chauffants du four.

La source atomique (Fig. I.7) se compose d'une barquette en inox contenant quelques grammes de lithium qui est insérée dans le "corps" qui est un cylindre creux également en inox. Autour du corps est enroulée une résistance chauffante qui va porter le corps à environ 710°C , le lithium va alors se vaporiser et s'échapper de la barquette. Une ouverture à l'arrière du corps permet d'introduire le gaz porteur à l'intérieur du four avec une pression de quelques centaines de mbar. Celui-ci va se mélanger avec les atomes de lithium et va pousser ces derniers vers l'avant du corps, là où se trouve un autre cylindre creux d'environ 2 cm de long terminé par une buse de 200 microns par lequel s'échappe le gaz porteur ensemené par des atomes de lithium.

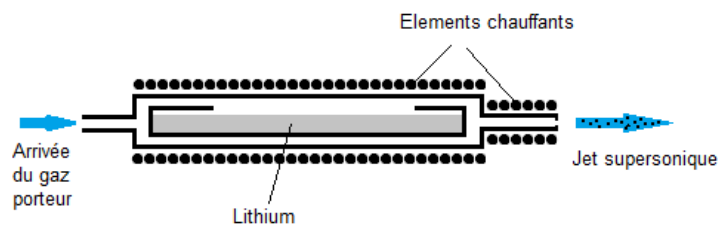


FIGURE I.7 – Schéma en coupe de la source atomique.

La buse est elle aussi entourée d'une résistance chauffante et, pour éviter son obstruction par un dépôt de lithium, elle est toujours chauffée à 70°C de plus que le corps. Afin de réduire la puissance nécessaire au chauffage, le tout est inséré dans un écran thermique. Enfin, un second écran thermique en cuivre et refroidi à l'eau vient entourer le tout dans le but d'éviter une surchauffe de l'enceinte à vide. Deux thermocouples, dont l'un est placé sur l'extrémité de la buse et l'autre sur le corps, nous renseignent sur les températures du corps et de la buse.

Le lithium étant un alcalin, il est particulièrement réactif et seul un gaz rare pur peut être utilisé comme gaz porteur, c'est pourquoi nous utiliserons l'argon, le krypton et le néon. Le gaz rare déjà très pur est purifié par une cartouche filtrante placée sur la ligne

de gaz.

I.4.1.2 La collimation

Un écorceur, servant à sélectionner la partie centrale du jet (la plus intense) et à diminuer la charge de gaz dans la seconde enceinte et dont le trou central fait 1 mm de diamètre, est placé environ 2 cm après la buse. Le four étant placé sur une monture mécanique, il peut être translaté selon les axes x , y et z afin d'optimiser le passage du jet supersonique à travers l'écorceur en observant le flux reçu par le détecteur. Après cet écorceur, on estime que le flux atomique est d'environ $I_{Li} \approx 3 \times 10^{10}$ atomes.s⁻¹ quand le gaz porteur est l'argon. A respectivement 47 cm et 125 cm du skimmer sont placées deux fentes de collimation (Fig. I.7) toutes deux de largeur réglable : il s'agit d'une série de fentes découpées par nanolithographie dans des plaquettes de silicium de largeur croissante (5 μm , 7 μm , 9.5 μm , 13 μm , 18 μm , 25 μm et 300 μm). Translater la plaquette permet de placer une des fentes sur le jet. En général, nous utilisons les fentes de 18 μm de largeur. Après les fentes de collimation, le signal atomique mesuré est d'environ $I_{Li} \simeq 2.2 \times 10^5$ atomes.s⁻¹.

I.4.2 Diffraction du lithium

I.4.2.1 Système laser

Afin de réaliser les ondes stationnaires servant à la diffraction des atomes de lithium, nous utilisons un laser à colorant conçu par F. Biraben [63]. Le colorant (LD 688 produit par la firme Exciton) est pompé par un laser à milieu amplificateur solide (Verdi de la marque Coherent) ayant une longueur d'onde de 532 nm. Initialement, le colorant était pompé par un laser à argon mais celui-ci a cessé de fonctionner au cours de ma thèse. Pour un faisceau de pompe d'une puissance de 4 W, on obtient une puissance laser à $\lambda = 671$ nm d'environ 450 mW. Le laser est asservi en utilisant la méthode de Hänsch et Couillaud [64] sur une cavité externe asservie en température et un lambdamètre placé à proximité donne une valeur de la longueur d'onde du laser au dixième de picomètre près.

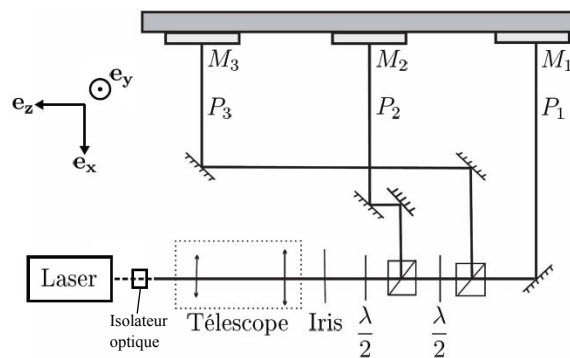


FIGURE I.8 – Schéma du montage optique utilisé pour réaliser les ondes stationnaires.

I.4.2.2 Mise en forme des ondes stationnaires

Le faisceau laser possède un waist d'environ 1 mm et son intensité est répartie de façon approximativement gaussienne. Le faisceau doit être mis en forme afin de réaliser les ondes stationnaires (Fig. I.8) et pour ce faire nous utilisons un télescope de grossissement 5 afin d'obtenir un faisceau large pour effectuer la diffraction dans le régime de Bragg. Un iris, placé juste après le télescope afin que chaque onde stationnaire ait le même diamètre, permet ensuite de régler son diamètre. Un système de cubes polariseurs et de lames demi-ondes assure ensuite le partage de la puissance entre les trois ondes stationnaires de telle sorte que $P_2 = 2P_1 = 2P_3$, ce réglage permettant d'obtenir des séparatrices à atomes pour les première et troisième ondes stationnaires et un miroir à atomes pour la seconde. La phase (éq. I.10) étant sensible aux positions des miroirs M_1 , M_2 et M_3 servant à créer les ondes stationnaires, ces derniers ont été placés sur une barre massive et rigide de 1.4 m de long. Cette structure permet de limiter les vibrations et le bruit sismique afin d'éviter des fluctuations du déphasage. Les trois miroirs sont collés sur des points-trait-plans réglables seulement quand le montage n'est pas sous vide et permettent un réglage grossier préliminaire. Chaque miroir est fixé sur des cristaux piézoélectriques permettant d'effectuer des rotations fines, mais avec une course assez petite, autour des axes z et y pour se placer à l'angle de Bragg. Afin de balayer les franges, le miroir (M_3) est monté sur une cale piézoélectrique permettant de translater le miroir selon x . Enfin, les trois miroirs sont ensuite alignés à l'aide d'une lunette autocollimatrice électronique selon une procédure assez complexe qui est expliquée en détail dans la référence [35].

I.4.3 Asservissement du laser à colorant par battements de fréquence

I.4.3.1 Motivation

Au cours des premières acquisitions, on a pu remarquer des dérives de la fréquence du laser à colorant de plus de 200 MHz sur quelques dizaines de minutes et nous supposons que ces dérives proviennent de l'asservissement en température de la cavité externe sur laquelle est asservi le laser. D'autre part, le laser peut rester asservi pendant plusieurs heures, mais on a observé qu'il se produisait parfois des sauts de modes pouvant être supérieurs à $\Delta\nu = 200$ MHz sans que le laser se désasservisse. De telles variations de la fréquence laser produisent des modifications de la phase de diffraction $\varphi_d = 2\pi p(x_1 - 2x_2 + x_3)/a$. La modification de φ_d issue d'une variation de la fréquence laser $\Delta\nu$ s'écrit :

$$\Delta\varphi_d = \varphi_d(\lambda_{L1}) - \varphi_d(\lambda_{L2}) \quad (\text{I.42})$$

où λ_{L1} et λ_{L2} sont respectivement les longueurs d'onde du laser à colorant avant et après changement de la fréquence. En écrivant que $\lambda_{L1} = c/\nu_1$ et que $\lambda_{L2} = c/(\nu_1 + \Delta\nu)$, on obtient l'expression :

$$\Delta\varphi_d = 4\pi(x_1 - 2x_2 + x_3) \frac{\Delta\nu}{c} \quad (\text{I.43})$$

En prenant une valeur possible, mais assez pessimiste, de 1 mm pour le terme $(x_1 - 2x_2 + x_3)$, on trouve que la phase de diffraction φ_d est modifiée de 8 mrad. Ce déphasage est très petit mais la phase géométrique He-McKellar-Wilkens, dont la mesure sera présentée au chapitre 3, fait au maximum 40 mrad dans nos conditions expérimentales. Ainsi, une variation de seulement 200 MHz de la fréquence du laser à colorant provoque une modification de la phase de diffraction valant déjà 20% de la phase He-McKellar-Wilkens.

Pour éviter que ces dérives de la fréquence laser induisent des modifications incontrôlées de la phase de diffraction φ_d et des phases mesurées dont les valeurs dépendent des populations hyperfines, nous avons développé un système permettant d'asservir le laser à colorant sur un étalon de fréquence indépendant.

I.4.3.2 Principe

Afin d'asservir la fréquence du laser à colorant, nous nous servirons de la fréquence d'une transition atomique comme fréquence étalon. Un deuxième laser sera asservi sur la transition atomique du lithium D_2 utilisée pour diffracter les atomes de lithium. Le faisceau du laser asservi sur la transition atomique et le faisceau du laser à colorant sont envoyés avec la même polarisation et le même vecteur d'onde sur le détecteur et il apparaît un battement à la différence des fréquences des deux lasers. L'intérêt de ces battements est que l'une des deux pulsations est parfaitement connue puisque l'un des deux lasers est asservi sur une transition atomique. On peut donc connaître précisément la fréquence du second laser en mesurant la pulsation $\omega_1 - \omega_2$.

I.4.3.3 Montage optique du battement

La seconde source laser, que nous faisons battre avec le laser à colorant, est une diode à cavité Littrow, construite par notre équipe, accordable en fréquence [65, 66, 67] dont la largeur spectrale est comprise entre 2 MHz et 3 MHz. La diode délivre une puissance d'environ 3 mW. Un réseau blazé à 671 nm est placé en face de la diode de telle sorte que l'ordre 1 de diffraction renvoyé par le réseau est réinjecté dans la diode : la diode est ainsi couplée à une cavité externe. Trois paramètres permettent de régler finement la longueur d'onde de la lumière émise : la température de la diode, le courant alimentant la diode et l'angle du réseau. Le faisceau issu de la diffraction au premier ordre sort de la cavité et traverse un isolateur optique et est ensuite séparé en deux parties à l'aide d'un cube polariseur (Fig. I.9). L'un des faisceaux issu du cube est envoyé dans un "heat pipe" dont la construction et l'utilisation sont détaillées en annexe. La vapeur atomique contenue dans le heat pipe nous sert à asservir la diode laser sur la transition D_2 du lithium par absorption saturée [68]. Après la traversée de la vapeur atomique, le faisceau pompe traverse une lame quart d'onde et est réfléchi par un miroir. Les deux passages du faisceau à travers de la lame quart d'onde font que le faisceau retour est réfléchi par le cube polariseur et est envoyé sur la photodiode.

L'autre partie du faisceau est envoyé sur un cube séparateur non polarisant dans lequel il sera superposé avec un faisceau laser issu du laser à colorant (Fig. I.9). Le cube séparateur fait perdre la moitié de la puissance de chaque faisceau laser mais permet de

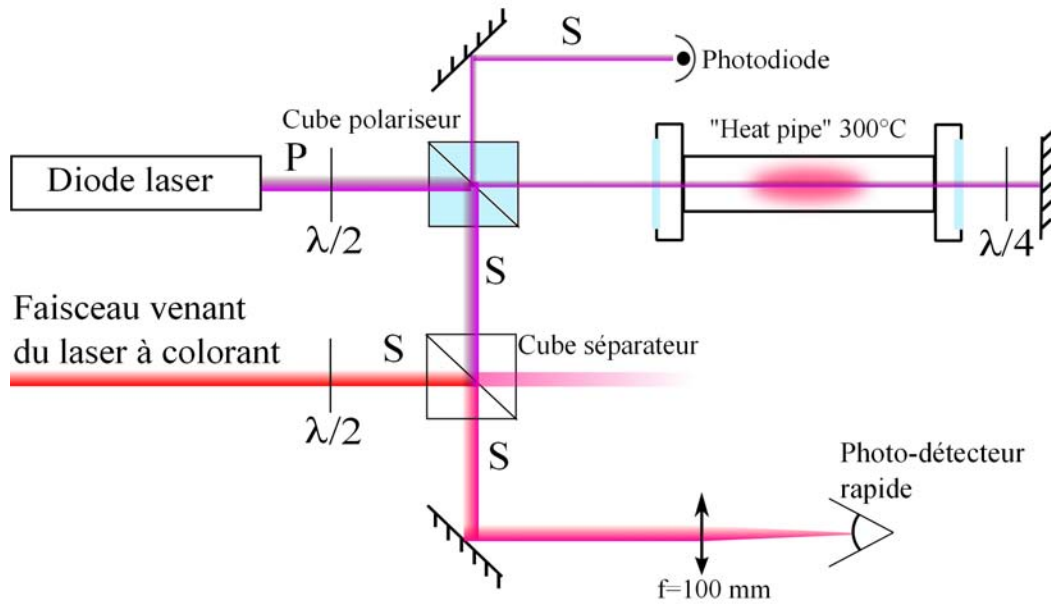


FIGURE I.9 – Schéma du montage optique utilisé pour observer les battements de fréquence. Les lettres S et P indiquent la polarisation du faisceau.

superposer précisément les deux faisceaux. Une lame demi-onde placée sur le trajet du faisceau laser provenant du laser à colorant rend la polarisation du faisceau identique à celle du faisceau venant de la diode laser. Enfin, les deux faisceaux faisant $600 \mu\text{W}$ chacun sont focalisés à l'aide d'une lentille de focale 100 mm sur un photodétecteur Hamamatsu modèle G4176. Cette puissance est suffisante et nous avons pu constater que l'augmenter n'accroissait pas la puissance du signal de battement détecté. Le signal issu du photodétecteur est ensuite mis en forme par une électronique détaillée dans la section suivante.

I.4.3.4 Électronique d'asservissement

Le signal de battement mesuré par le photodétecteur est faible, de l'ordre de -47 dBm. Il est donc nécessaire de l'amplifier à l'aide de plusieurs amplificateurs en série. On utilise trois amplificateurs, de marque Minicircuit et de modèle ZX60-3018G-S+, amplifiant chacun le signal d'environ +13 dB. Ces amplificateurs fonctionnent dans une gamme allant de 0.02 à 3 GHz, ce qui est tout-à-fait adapté à notre cas puisque le colorant est désaccordé d'environ 2 GHz de la transition atomique sur laquelle est asservie la diode. Cependant, il est coûteux et plus difficile de travailler à des fréquences si élevées, notamment lorsqu'on voudra convertir la fréquence du battement en une tension utile à l'asservissement du laser à colorant. C'est pourquoi nous avons choisi de décaler la pulsation ($\omega_1 - \omega_2$) du pic de battement à une fréquence plus faible (Fig. I.10). Pour ce faire nous utilisons un oscillateur contrôlé par une tension (VCO) de marque Minicircuit et de modèle ZX95-3800-A+. Le VCO produit un signal dans une

gamme allant de 1.9 à 3.7 GHz et cette fréquence est contrôlée par une tension appliquée aux bornes du composant. Le signal issu du VCO à la pulsation ω_3 est combiné dans un mélangeur (Minicircuit ZX05-30W-S+) avec le signal de battement provenant de la chaîne d'amplification. On voit alors apparaître deux signaux : l'un à une pulsation $(\omega_1 - \omega_2) - \omega_3$, qui est le signal utile si $\omega_1 - \omega_2 \geq 0$, et l'autre à la pulsation $(\omega_1 - \omega_2) + \omega_3$. Pour que le mélangeur fonctionne correctement, il est nécessaire d'équilibrer grossièrement les puissances des signaux arrivant sur les deux entrées, d'où l'intérêt d'amplifier le signal de battement juste après le photodétecteur .

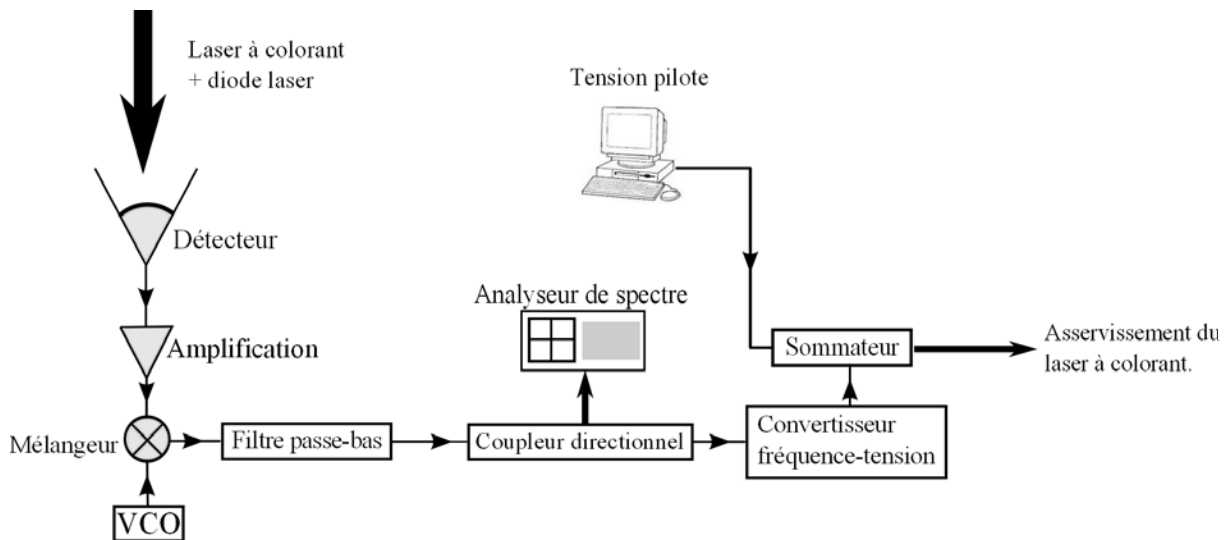


FIGURE I.10 – Schéma présentant l'électronique utilisée pour mettre en forme le signal de battements.

La fréquence du signal issu du VCO est d'environ 1.5 GHz, et de largeur spectrale d'environ 1 MHz, afin de ramener le pic de battement dans une gamme allant de 0 à 500 MHz. Un filtre passe-bas de fréquence de coupure proche de 500 MHz placé après le mélangeur permet de filtrer la composante à haute fréquence du signal pour ne garder que la basse fréquence $(\omega_1 - \omega_2) - \omega_3$. Après ce filtre, on place un autre amplificateur puis un coupleur directionnel de marque Minicircuit (modèles ZFL-500-BNC et ZFDC-10-1+). Une petite partie du signal est observée à l'analyseur de spectre. L'autre partie du signal, d'une puissance d'environ 4 dBm, est envoyé dans un convertisseur fréquence-tension fabriqué par l'atelier électronique de notre laboratoire. Ce convertisseur convertit une fréquence entre 0 et 500 MHz en une tension allant de 0 à 10 V. L'étalonnage du convertisseur est rendu aisé grâce à l'analyseur de spectre, puisqu'à chaque tension mesurée à la sortie du convertisseur on attribue une fréquence de battement. Enfin, la tension issue du convertisseur est additionnée à une tension dite pilote à l'aide d'un sommateur, et la tension totale est appliquée sur la cale de la cavité externe servant à asservir le laser à colorant. Ainsi, la tension pilote permet de modifier finement la fréquence du laser à colorant.

Afin de simplifier les acquisitions, nous avons créé un logiciel Labview qui permet à la

fois d'enregistrer la tension issue du sommateur (et donc la fréquence du pic de battement) et de produire la tension pilote par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition. De ce fait, nous pouvons piloter la fréquence du laser à colorant par ordinateur.

I.4.3.5 Pic de battement observé

Après amplification et décalage en fréquence par l'intermédiaire du VCO, nous observons ce type de battements à l'analyseur de spectre (Fig. I.11).

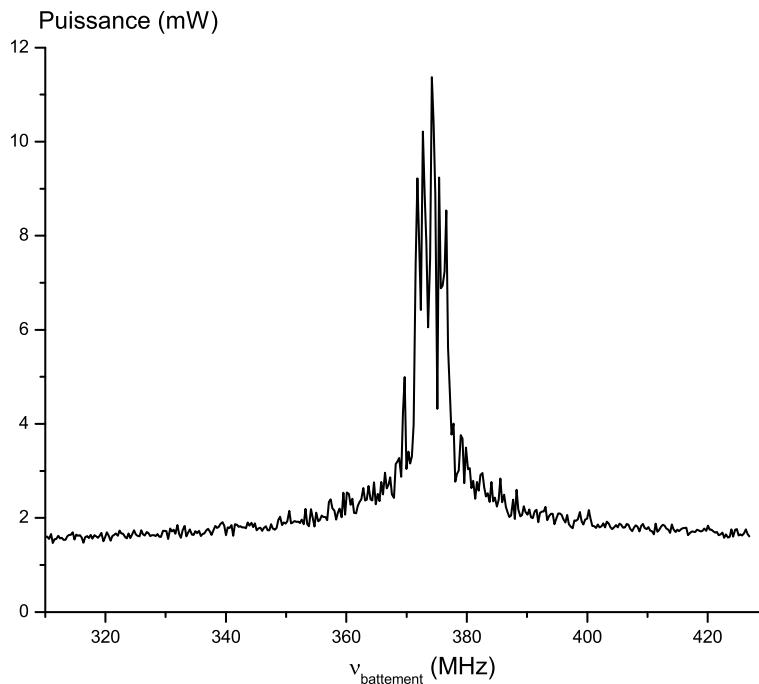


FIGURE I.11 – *Pic de battement observé à l'analyseur de spectre. La puissance est indiqué en mW. Par un ajustement, on détermine une largeur à mi-hauteur d'environ 5 MHz, se qui est comparable à la largeur spectrale de la diode laser (comprise entre 2 et 3 MHz) et la largeur spectrale du laser à colorant qui est de l'ordre du MHz.*

Le laser à colorant pouvant être piloté par ordinateur, on a fait quelques enregistrements avec un tension sinusoïdale appliqué sur le sommateur, puis avec une tension trapézoïdale (Fig. I.12). Nous avons choisi une tension trapézoïdale et non carrée car il est assez difficile de conserver le laser asservi lorsque des variations trop brutales de tension sont appliquées sur la cale.

Les figures (I.12) illustrent les grandes flexibilité et fiabilité du système d'asservissement par battements de fréquence puisque que nous sommes capables de contrôler la fréquence du laser à colorant à 5 MHz près sur une gamme allant de 0 à 500 MHz. Qui plus est, ces variations contrôlées de la fréquence laser ont été effectuées sur des temps beaucoup plus long, de l'ordre de 30 minutes, que ceux exposés sur les figures (I.12). Enfin, des mesures de la stabilité de l'asservissement au cours du temps ont montré que la fréquence des battements fluctue d'une douzaine de mégahertz au maximum sur des temps longs

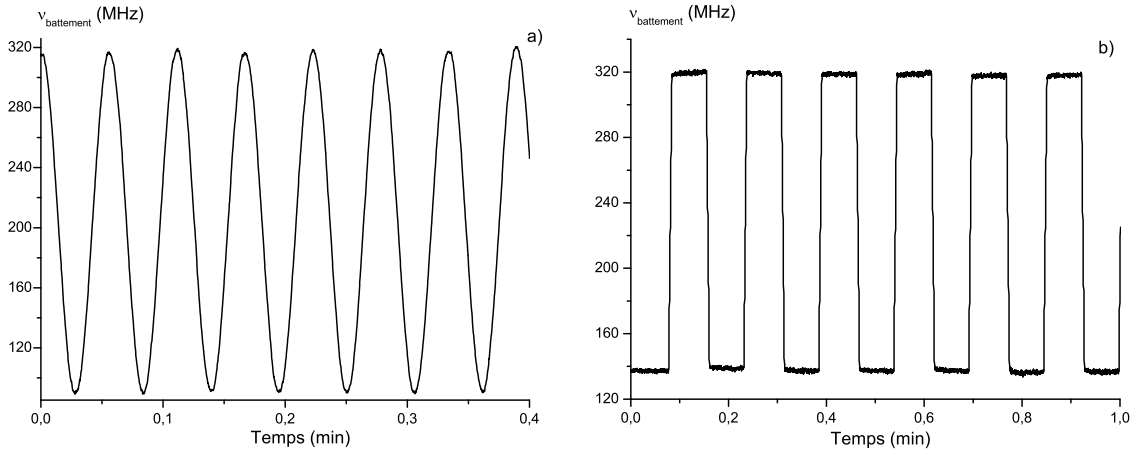


FIGURE I.12 – *Evolution de la fréquence du laser à colorant lorsque d'une tension pilote périodique est appliquée sur le sommateur. Partie gauche : tension pilote sinusoïdale. Partie droite : tension pilote trapézoïdale.*

(plus d'une heure). L'origine de ces petites fluctuations n'est pas connue avec certitude et vient sans doute du VCO utilisé. Si l'on reprend le calcul effectué dans la section (I.4.3.1), ceci correspond à une modification de la phase de diffraction de seulement 0.5 mrad, ce qui est parfaitement négligeable. Si l'on considère un χ initial nul, une telle variation de la fréquence du laser à colorant correspond aussi à une modification de χ d'environ 2×10^{-3} , ce qui est également très faible. Au cours d'acquisitions beaucoup plus longues, les fluctuations de la fréquence laser sont du même ordre de grandeur.

Le signal de battements de fréquence laser entre la diode asservie sur une transition atomique et le laser à colorant servant à la diffraction atomique est converti en une tension qui est enregistrée par le programme d'acquisition. Ceci permet d'éliminer d'éventuels déphasages dus à des sauts de fréquence du laser à colorant. Ce système nous permet d'assurer une stabilité en fréquence et d'exclure tout effet lié à une dérive de la fréquence laser.

I.4.4 Système à vide

Le dispositif se compose de cinq enceintes à vides en acier inoxydable (Fig. I.18) et les diverses enceintes sont connectées par des orifices de petite taille ($\sim 1 \text{ cm}^2$ de surface au plus) pour permettre un bon pompage différentiel et assurer une pression résiduelle faible ($\leq 5 \times 10^{-7}$ mbar après la première fente de collimation). Mise à part la dernière enceinte, le pompage du dispositif est assuré par un ensemble de pompes à diffusion d'huile. La première enceinte contient le four produisant le jet supersonique. Quasiment tout le gaz issu de la buse du four est pompé dans l'enceinte 1 par une pompe à diffusion dotée d'un débit pouvant atteindre 8000 L/s et d'une pompe primaire à palette à deux étages adaptée à ce débit.

La seconde enceinte sert à éliminer une grosse fraction des atomes ayant franchi l'écorceur mais dont la trajectoire n'est pas alignée avec les fentes de collimation. De plus, elle permet d'effectuer diverses mesures comme la position du jet ou la vitesse des atomes,

notamment grâce à un puits optique doté d'un photomultiplicateur. C'est aussi dans cette enceinte que sera réalisé le pompage optique des atomes de lithium dans un seul F, m_F (chapitre 2). La communication entre les enceintes 1 et 2 est assurée par l'écorceur et lorsque l'interféromètre fonctionne la pression résiduelle régnant dans cette enceinte est habituellement de 3×10^{-6} mbar.

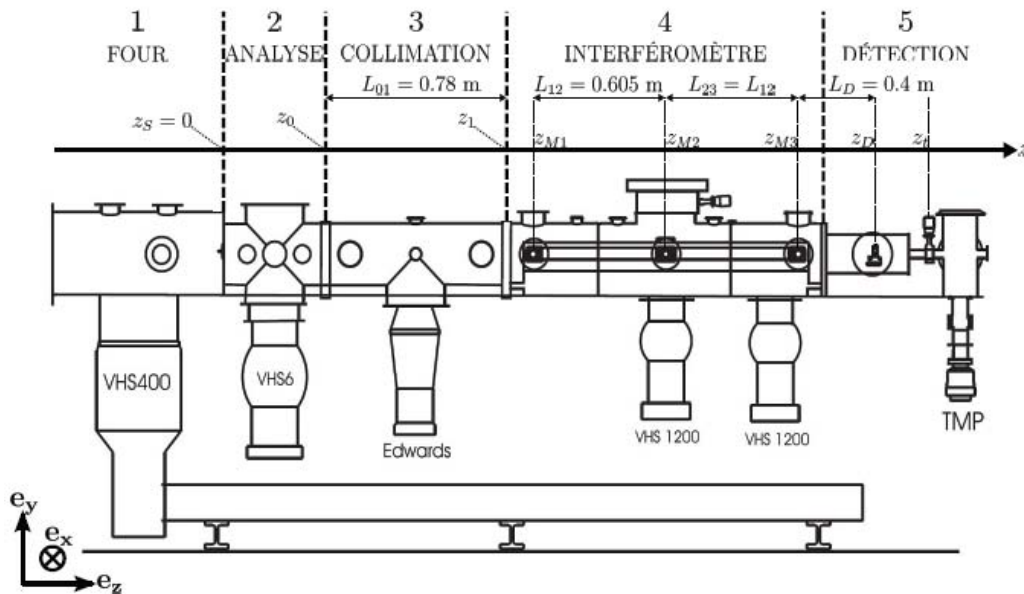


FIGURE I.13 – Schéma de l'enceinte à vide utilisée tiré de [33]

La troisième enceinte contient les deux fentes servant à la collimation du jet atomique et est également pompée par une pompe à diffusion d'huile.

Dans l'enceinte suivante, contenant l'interféromètre à proprement parler, la pression est d'environ 4×10^{-7} mbar et le pompage est assuré par deux pompes à diffusion dotées de baffles. Ces derniers sont réfrigérés par un refroidisseur industriel et servent à condenser l'huile des pompes à diffusion qui s'échappe de la pompe pour éviter que celle-ci n'aille se condenser sur les miroirs et les hublots utiles à la réalisation des ondes stationnaires. Dans la première partie de ma thèse, la température de ces baffles était de 3°C mais suite à une panne, nous avons dû remplacer le refroidisseur par un autre appareil ne refroidissant les baffles qu'à une température de 14°C . Il a été nécessaire de nettoyer plusieurs fois ces miroirs car leurs mauvaises réflectivités dues à un dépôt d'huile diminuaient l'efficacité du processus de diffraction, et ce problème est sans doute dû à un refroidissement insuffisant des baffles.

Enfin la dernière enceinte contient le détecteur à fil chaud et communique avec la chambre de l'interféromètre par l'intermédiaire d'une vanne de 10 mm de diamètre. Elle est pompée par une pompe turbomoléculaire assurant une pression de 2×10^{-8} mbar lorsque l'interféromètre fonctionne.

I.4.5 Détection

Le comptage des atomes de lithium en sortie de l'interféromètre est assuré par un détecteur de Langmuir-Taylor communément appelé détecteur à fil chaud [69, 70]. Les atomes de lithium franchissant la fente de détection arrivent sur un ruban de rhénium plat. Ce ruban est parcouru par un courant continu d'intensité égale à 2 A afin de le chauffer à une température voisine de 1600 K. Sur la surface de rhénium oxydé, les atomes de lithium s'ionisent et les ions séjournent un temps moyen voisin d'une centaine de microsecondes à la température que nous appliquons. Les ions émis sont ensuite accélérés par une lentille électrostatique sur un channeltron, qui est un multiplicateur d'électrons à dynode continue dont la tension est portée à 2600V. Un impact d'ion sur la surface du channeltron produit avec une probabilité élevée une impulsion électrique qui est ensuite amplifiée afin d'être comptabilisée. Le comptage est ensuite effectué par un compteur de photons (SR400 de Stanford Research) avec une interface GPIB ou à l'aide du compteur interne de la carte d'acquisition de l'ordinateur. L'efficacité de détection d'un atome de lithium est estimée à 30 % [71].

I.5 Signaux observés

I.5.1 Interférences atomiques

I.5.1.1 Interféromètre de Michelson

Afin de balayer les franges atomiques, on translate le miroir M_3 selon x en balayant linéairement en temps la tension appliquée V_{M3} sur la cale piézoélectrique de M_3 (Fig I.14 c). On effectue ainsi plusieurs rampes de tensions centrées autour d'une tension moyenne V_{moy} . La position du miroir M_3 est mesurée à l'aide d'un interféromètre de Michelson optique placé entièrement dans l'enceinte à vide de l'interféromètre atomique. Cet interféromètre fonctionne avec un laser Hélium-Néon, et comme l'un des miroirs de l'interféromètre de Michelson est le miroir M_3 de l'interféromètre atomique le déplacement de M_3 permet de balayer à la fois les franges optiques et les franges atomiques.

Pour extraire la phase et la visibilité du signal atomique, on fait d'abord un ajustement de la phase des franges optiques du Michelson afin d'obtenir une référence pour la position de M_3 . La cale piézoélectrique permettant le déplacement de M_3 présente cependant un hystérésis et une non-linéarité. On prendra en compte ces effets en utilisant comme variable indépendante la tension de commande $V = V_{M3} - V_{moy}$ centrée en 0 et en effectuant un ajustement polynomial en V au troisième ordre. L'ordre 3 permettant de reproduire les écarts à la linéarité, pair et impair en V , de la phase des franges du Michelson :

$$V_{Mich} = M_0 + M_1 \sin(\phi_{Mich}) \quad \text{avec} \quad \phi_{Mich} = M_2 + M_3V + M_4V^2 + M_5V^3 \quad (\text{I.44})$$

Le coefficient M_4 donnera l'écart pair non-linéaire de la position du miroir et le coefficient M_5 donnera l'écart impair, en rappelant que la rampe de tension est centrée sur $V = 0$. Le coefficient M_0 donne la tension moyenne vue par la photodiode et la visibilité

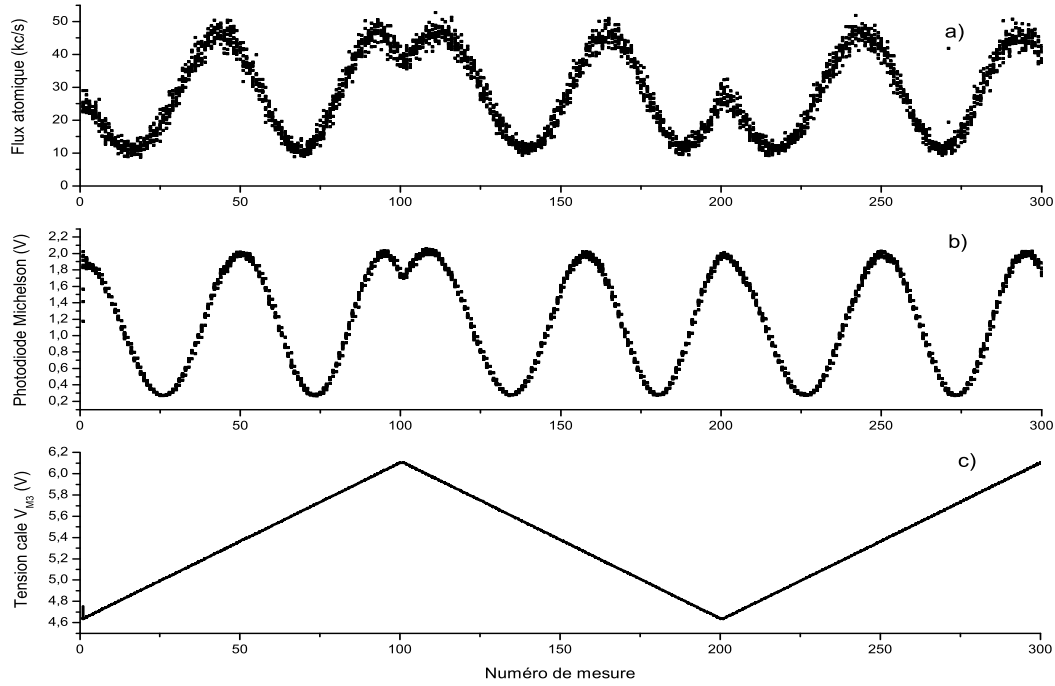


FIGURE I.14 – *En haut : signal atomique observé. Chaque point représente un comptage des atomes détecté pendant 10 ms. On prend 10 points de 10 ms au cours desquels les conditions expérimentales sont les mêmes (c'est-à-dire pour une même tension V et la même perturbation appliquée sur l'interféromètre) ce qui explique la dispersion du signal. Ces 10 points de comptage sont ensuite moyennés pour n'avoir qu'un seul point de mesure de 0.1 s. Cette méthode permet d'améliorer la statistique. Au milieu : franges optiques produites par l'interféromètre de Michelson. En bas : rampe de tension appliquée sur la cale piézoélectrique de M_3 . Ces franges ont été enregistrées en prenant l'argon comme gaz porteur, des fentes S_1 et S_0 de $18 \mu\text{m}$, une température du four à 710°C et les conditions expérimentales habituelles. Le balayage est commandé par ordinateur et une rampe dure environ 20 secondes dans ce cas précis. Deux franges atomiques et à peu près 2.5 franges optiques du Michelson sont balayées au cours d'une rampe de tension.*

des franges optiques est connue à partir du rapport M_1/M_0 , soit 76% dans ce cas précis. On procède ensuite à l'ajustement des franges atomiques en prenant comme référence la phase ϕ_{Mich} , qui est liée au déplacement de M_3 . Le flux atomique est ajusté en fonction de ϕ_{Mich} avec quatre paramètres :

$$I = A_0 + A_1 \sin(A_2 \phi_{Mich} + A_3) \quad (\text{I.45})$$

On rappelle que le signal atomique s'écrit :

$$I = I_0 [1 + \mathcal{V} \cos(\varphi_d + \varphi_p)] \quad (\text{I.46})$$

où \mathcal{V} , I_0 , φ_d sont respectivement la visibilité, le signal moyen, la phase dépendant de la position des miroirs et φ_p est une phase dépendant d'une perturbation appliquée

sur l'interféromètre par l'expérimentateur. Ainsi, le coefficient A_0 donnera le signal atomique moyen I_0 et la visibilité sera donnée par le rapport A_1/A_0 . La phase $\varphi_d + \varphi_p$ est identifiée par $A_2\phi_{Mich} + A_3$. Comme les miroirs $M1$ et $M2$ sont supposés fixes, on peut écrire que :

$$\varphi_d = 2pk_Lx_3 + \phi_{M1,M2} \quad (\text{I.47})$$

où $\phi_{M1,M2}$ ne dépend que des positions de $M1$ et $M2$. De même, on a :

$$\phi_{Mich} = 2pk_{Mich}x_3 + \phi_{m1,m2} \quad (\text{I.48})$$

où $\phi_{m1,m2}$ est la phase dépendant des positions de l'autre miroir et de la séparatrice de l'interféromètre de Michelson. Le paramètre A_2 est donc égal au rapport k_L/k_{Mich} qui est égal à $\lambda_{He-Ne}/\lambda_L = 0.94$ seulement si le laser hélium-néon incident est parfaitement orthogonal aux miroirs de l'interféromètre de Michelson. Enfin, le paramètre A_3 contient les déphasages φ_p , $\phi_{M1,M2}$ et $\phi_{m1,m2}$. C'est donc ce dernier paramètre qui contient l'information principale de la mesure : le déphasage φ_p lié à l'application d'une perturbation.

La figure (I.15) présente les franges qu'on observe typiquement avec cet interféromètre.

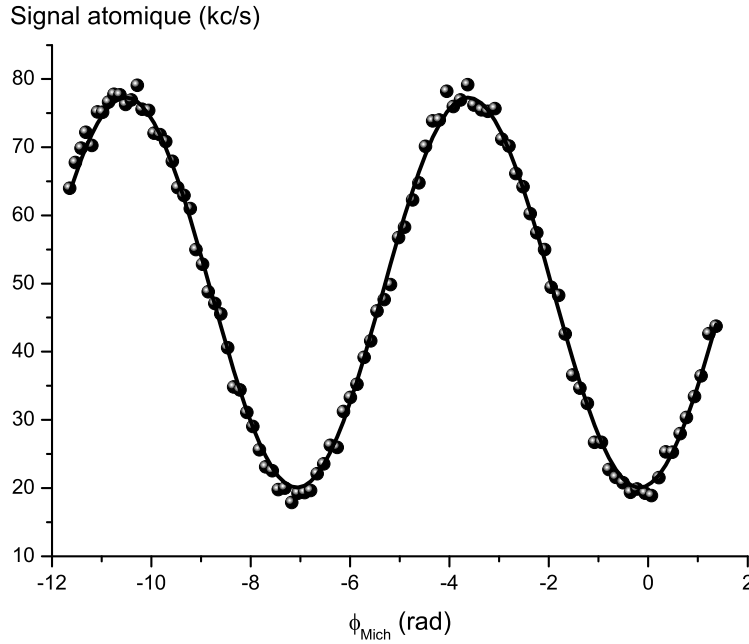


FIGURE I.15 – *Signal atomique en fonction de la phase du signal du Michelson. Le comptage est réalisé toutes les 0.1 s et est exprimé en kc/s. Les mesures sont représentées par des boules noires et le trait épais est le résultat d'ajustement. La visibilité est d'environ 73% dans cet enregistrement.*

I.5.1.2 Dérive de phase

Il est possible d'extraire de nos mesures deux informations : la phase et la visibilité des franges. Si la perturbation n'atténue pas l'onde transmise, la visibilité est a priori

constante et seule la phase est sensible à la perturbation. Ceci n'est pas vrai dans une expérience réelle car il existe souvent une dispersion du déphasage induit par la perturbation et cette dispersion de phase produit une variation de la visibilité des franges. Au cours des mesures des déphasages et des visibilités des franges atomiques, plusieurs effets ont compliqué les enregistrements.

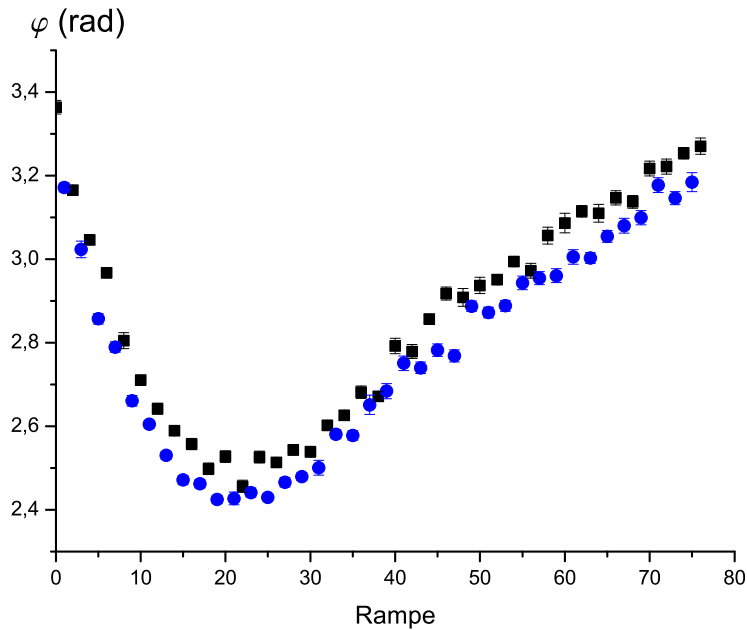


FIGURE I.16 – Phase enregistrée (coefficient A_3 de l'équation I.45) au cours d'une acquisition d'environ 25 minutes, chaque rampe durant 20 secondes. Dans cette configuration, aucune perturbation n'est appliquée sur les trajectoires atomiques. Les déphasages issus d'une rampe de numéro respectivement pair ou impair sont représentés par des carrés ou des ronds.

Tout d'abord (Fig. I.16), on peut constater la présence de l'hystérésis de la cale piézoélectrique du miroir M_3 : on observe sur la figure (I.16) que les phases mesurées au cours des rampes paires présentent une valeur systématiquement supérieure à celles impaires d'au moins 100 mrad. L'autre effet mis en évidence sur la figure (I.16) est la dérive de la phase enregistrée au cours de l'acquisition. La dérive de phase observée est importante puisqu'elle a une amplitude d'environ 1 rad sur une période de 25 minutes. Les phases géométriques He-McKellar-Wilkens et Aharonov-Casher, dont les mesures sont présentées au chapitre 3, ne font respectivement au maximum que 40 mrad et 70 mrad. Le système d'acquisition présenté dans le paragraphe suivant permet de rejeter ces dérives de phase.

I.5.1.3 Programme d'acquisition

Afin de se débarrasser des effets des dérives thermiques, comme celle de la figure (I.16) dans la précédente section, notre équipe a choisi une méthode qui consiste à alterner l'absence et la présence de perturbation au cours d'un même balayage de franges.

Par exemple, pour les mesures des phases géométriques, nous avons utilisé six configurations de champs électrique et magnétique en alternance au cours du balayage de deux franges. La carte d'acquisition enregistre à la fois le signal atomique, les valeurs des tensions et des courants appliqués, la position du miroir M3 et le signal d'horloge synchronisant le tout (l'architecture globale de ce programme d'acquisition est présentée dans l'annexe D de la thèse de S. Lepoutre). Après acquisition, un logiciel Labview développé récemment permet ensuite de dépouiller les nombreuses données accumulées. La rapidité de ce programme de dépouillement permet de visualiser les déphasages mesurés quasiment en temps réel, alors qu'il fallait plusieurs heures pour dépouiller un fichier avec le programme de dépouillement précédent. Son rôle principal est d'ajuster les différentes portions de franges correspondant chacune à une configuration différente des champs pour obtenir la phase des franges correspondant à chaque configuration (Fig. I.17).

Enfin, on effectue une centaine de balayages au cours d'une acquisition pour minimiser l'erreur statistique, et on fait également l'acquisition du signal d'erreur de l'asservissement du laser assurant le pompage optique décrit au chapitre 2 afin de s'assurer que le pompage optique est toujours en fonctionnement.

De plus, la visibilité des franges atomiques \mathcal{V} et le flux atomique moyen I_0 sont des paramètres essentiels lors des acquisitions puisqu'un flux important et une forte visibilité des franges sont primordiaux pour avoir une statistique acceptable.

I.5.1.4 Flux moyen et visibilité

Si l'on règle la phase de balayage φ_d pour se placer à mi-frange, c'est à dire à $I = I_0$ la pente est maximale et on se trouve alors au point de sensibilité maximale en phase. En ce point, l'intensité du signal s'écrit $S = I_0 \mathcal{V} \delta\varphi_p$ où $\delta\varphi_p$ est un déphasage produit par une perturbation imposée. S'il on considère que le bruit de comptage est poissonnien, le bruit est déterminé par la racine du signal moyen c'est à dire $\sqrt{I_0}$. Le rapport signal sur bruit de notre interféromètre s'écrit alors :

$$\frac{S}{B} = \mathcal{V} \sqrt{I_0} \delta\varphi_p \quad (\text{I.49})$$

Au cours d'une acquisition d'un temps T , le plus petit déphasage détectable est donc :

$$(\delta\varphi_p)_{min} = \frac{1}{\sqrt{I_0} \mathcal{V}^2} \frac{1}{\sqrt{T}} \quad (\text{I.50})$$

On peut alors définir une sensibilité en phase théorique $\sigma_\phi = 1/\mathcal{V}\sqrt{I_0}$ s'exprimant en $\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$. Le tableau (I.5) répertorie les différentes sensibilités en phase pour les trois gaz porteurs que nous utilisons.

Toutefois, les sensibilités en phase présentées ici sont calculées dans le meilleur des cas car lors de l'acquisition la procédure utilisée ne permet pas de se placer systématiquement à mi-franges. La sensibilité en phase évolue respectivement entre 0 et σ_ϕ selon qu'on se trouve à un plateau (en haut ou bas) d'une frange ou à mi-frange. La sensibilité en phase moyenne se situe donc à :

$$\bar{\sigma}_\phi = \sqrt{2} \sigma_\phi \quad (\text{I.51})$$

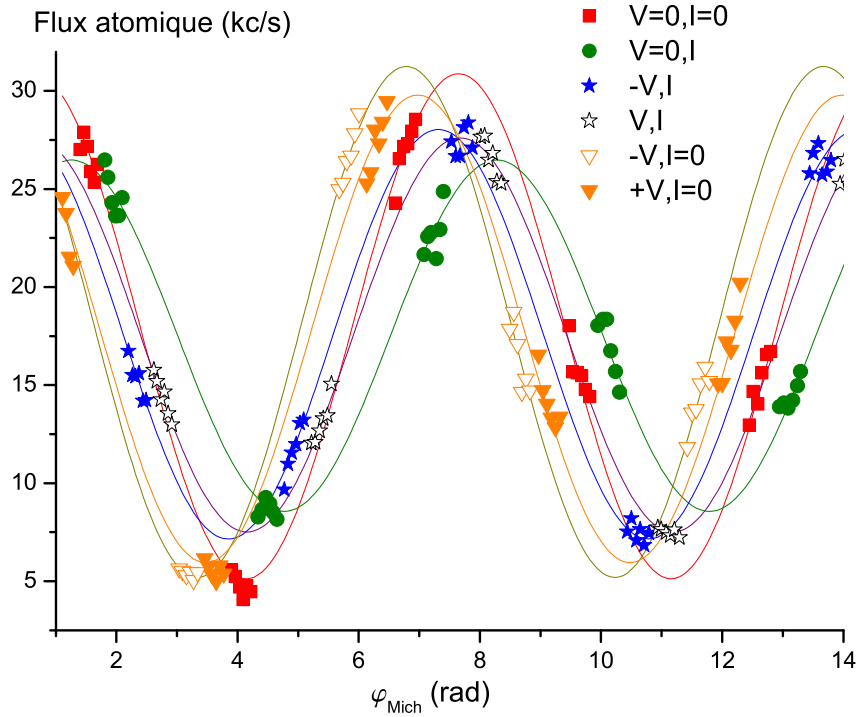


FIGURE I.17 – Ajustements des portions de franges. La courbe rouge correspond à l’ajustement de la portion de franges correspondant à l’absence de champ électrique et de champ magnétique (c’est-à-dire les carrés rouges) : ce sera donc la phase de référence. La courbe verte est un ajustement de la portion de franges correspondant à l’application du champ magnétique seul (ronds verts), on récupère alors le déphasage Zeeman décrit au chapitre suivant. Les courbes noire et orange correspondent aux configurations où des tensions électriques positives (triangles blancs) et négatives (triangles oranges) sont appliquées, c’est-à-dire le déphasage de polarisabilité qui sera présenté au chapitre 3. Enfin, les courbes bleues et violettes correspondent aux configurations où à la fois sont appliqués le champ magnétique et des tensions électriques positives (étoiles bleues) et négatives (étoiles blanches) et qui contiendront les phases géométriques présentées au chapitre 3. Le succès de cette méthode repose sur la conservation d’une visibilité correcte dans toutes les configurations.

Gaz porteur	I_0 (c/s)	\mathcal{V} (%)	Sensibilité en phase (mrad/ $\sqrt{\text{Hz}}$)
Néon	56000	60	7
Argon	33000	75	7.3
Krypton	7000	80	15

TABLE I.5 – Intensité I_0 , visibilité \mathcal{V} et sensibilité en phase σ_ϕ calculés pour chaque gaz porteur utilisé. Les valeurs des visibilités et du flux indiquées sont les valeurs habituelles dans nos conditions de travail usuelles et peuvent varier de quelques kc/s selon l’état du four, la puissance laser, etc.

Lorsque l'interféromètre fonctionne avec le néon et l'argon, ces deux paramètres sont comparables car la visibilité, légèrement inférieure avec le néon, est compensée par un flux bien plus important. Cependant, le flux est notablement plus faible lorsque le gaz utilisé est le krypton.

I.5.1.5 Visibilité maximale

Lorsque que l'interféromètre est bien réglé, d'excellentes visibilités peuvent être obtenues. Dans sa thèse [35], A. Miffre rapporte une visibilité 84.5 % obtenue alors avec l'argon comme gaz porteur. Au cours de ma thèse un nouveau record a été établi, cette fois-ci avec le krypton, puisque la visibilité enregistrée au cours d'une acquisition a été de 90.2 ± 0.5 %. Ce record ayant été établi en utilisant du krypton comme gaz porteur, la sensibilité en phase est toutefois plus faible qu'avec les deux autres gaz porteurs.

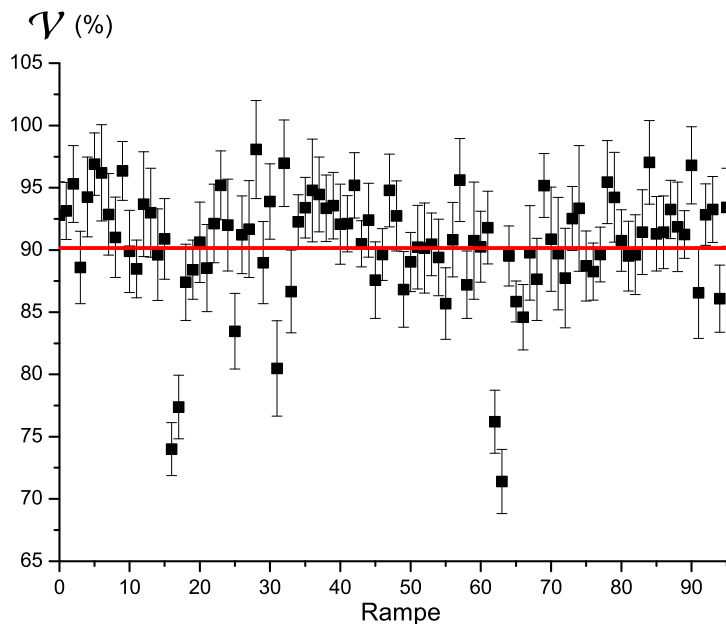


FIGURE I.18 – Visibilité observée au cours d'une acquisition de 30 minutes. Un numéro de rampe correspond à une rampe de tension de 2 V appliquée sur la cale piézo du miroir M_3 , soit un balayage d'environ deux franges en 20 secondes. La barre horizontale est la visibilité moyenne mesurée au cours de cette acquisition. Les légères fluctuations de la visibilité peuvent s'expliquer par des dérives thermiques. Sur plusieurs rampes, on peut observer des chutes de visibilité importantes dues au désasservissement du laser à colorant.

Cependant, la visibilité théorique maximale est 100% et voici les principaux effets qui contribuent à réduire la visibilité des franges :

Tout d'abord, la visibilité peut être limitée par une décohérence atomique due à l'émission spontanée [72, 73] ou provoquée par des collisions entre l'atome de lithium et du gaz résiduel dans l'enceinte [74, 75]. Au vu du désaccord que nous utilisons la probabilité d'émission spontanée sera inférieure au % [32] et dans les deux cas, un atome

ayant subi une collision ou une émission spontanée aura peu de chance d'atteindre le détecteur et donc de diminuer la visibilité [35].

La visibilité est dégradée si les distances L_{12} et L_{23} , étant respectivement la distance entre la première et la deuxième onde stationnaire et la distance entre la seconde et la troisième onde stationnaire, ne sont pas égales. Dans ce cas, la visibilité diminue car on a une recombinaison imparfaite entre les deux chemins. Toutefois, je n'ai pas observé de baisse de visibilité importante en déplaçant la seconde onde stationnaire de façon à avoir $\Delta L = L_{23} - L_{12} = 4$ mm et des mesures effectuées par A. Miffre (Fig. I.19) montrent que la visibilité diminue de moins de 5% pour $\Delta L = 4$ mm. Comme nous contrôlons ΔL au millimètre près, cet effet ne devrait pas produire de baisse de visibilité notable.

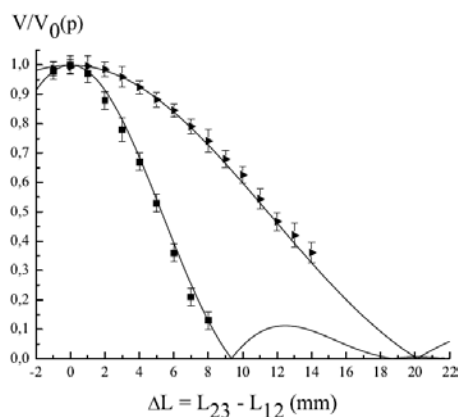


FIGURE I.19 – *Visibilité observée en fonction de ΔL pour le premier ordre et le second ordre de diffraction. Figure tirée de [28].*

Un mauvais réglage de la verticalité des miroirs est aussi une source de diminution de la visibilité. En effet, un mauvais réglage de la verticalité induit un désaccord $\delta \mathbf{k}$ non nul selon l'expression (I.8). Il apparaît alors une figure d'interférence sur le détecteur selon l'équation (I.4) et la visibilité diminue puisque c'est l'intensité totale arrivant sur le détecteur qui est mesurée. Il est possible de régler la verticalité des miroirs au microradian près, mais cette procédure est très longue. Le réglage est effectué en changeant les tensions appliquées sur les cales piézoélectriques réglant la verticalité des miroirs de façon à maximiser la visibilité. Cette optimisation se fait en observant les franges défilier sur l'écran, ce qui ne permet pas un réglage très fin. Cependant cette procédure permet de gagner du temps de mesure, et il n'est pas exclu de perdre quelques % de visibilité.

Un autre effet pouvant réduire la visibilité est un mauvais partage des puissances entre les ondes stationnaires. Dans ce cas, les amplitudes des deux ondes $|a_A|$ et $|a_B|$ sur les deux chemins A et B sont inégales. On introduit le rapport $\rho = |a_A|^2/|a_B|^2$ afin de prendre en compte cette inégalité. La visibilité peut s'exprimer à partir de ρ :

$$\mathcal{V} = \frac{2|a_A||a_B|}{|a_A|^2 + |a_B|^2} = \frac{2\sqrt{\rho}}{1 + \rho} \quad (\text{I.52})$$

Ainsi, si on a une amplitude qui est deux fois plus petite que l'autre, c'est-à-dire que $\rho = 50\%$, la visibilité est encore de 94%. Le partage des puissances ne devrait donc pas causer de perte de visibilité notable s'il est effectué soigneusement.

Par ailleurs, les vibrations contribuent certainement à réduire la visibilité. Ces vibrations font fluctuer les positions des miroirs des réseaux lumineux et interviennent dans l'expression de la phase φ_d utilisée pour balayer les franges atomiques. Les vibrations sont supposées être à l'origine d'une perte de visibilité d'environ 15% [31] pour notre interféromètre mais cette perte est sans doute surestimée au regard des visibilités observées dernièrement.

Enfin, l'utilisation de plusieurs gaz porteurs, et donc de vitesses atomiques moyennes différentes, a montré que le recouvrement partiel des sorties de l'interféromètre est un facteur contribuant de façon importante à la réduction de la visibilité. Lorsqu'on est passé de l'utilisation de l'argon comme gaz porteur à l'utilisation du krypton, les distances L_{12} et L_{23} , ainsi que la verticalité des miroirs, n'ont pas été modifiées. Seul l'angle de Bragg a dû être réglé à nouveau afin de respecter la condition (I.11) étant donné la nouvelle vitesse atomique moyenne. Pourtant, on est passé d'une visibilité atteignant difficilement 80% avec l'argon à une visibilité supérieure à 90% avec le krypton. Une telle augmentation ne peut que s'expliquer que par un recouvrement partiel moindre des deux sorties de l'interféromètre. De même, lorsqu'on utilise le néon, la visibilité tombe à 60% sans autre réglage que l'angle de Bragg. Le recouvrement partiel des sorties apparaît donc comme le principal facteur limitant la visibilité⁴. Ce point va être discuté plus en détail dans le paragraphe suivant.

I.5.1.6 Recouvrement des sorties de l'interféromètre

La variation de la visibilité pour chaque gaz (tableau I.5) s'explique en grande partie par le recouvrement des sorties de l'interféromètre. En effet les deux sorties symétrique et anti-symétrique sont très proches et dépendent de la distance entre les deux bras de l'interféromètre qui est elle-même liée à la longueur d'onde de Broglie et donc à la vitesse atomique (tableau I.6) et, plus la vitesse atomique est lente, plus l'angle entre les deux faisceaux de sortie est grand.

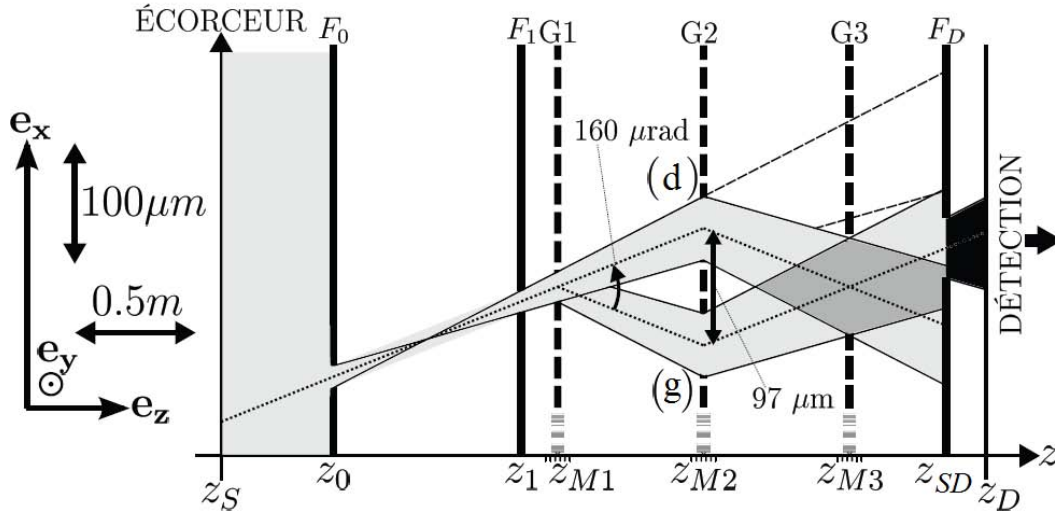
Gaz porteur	v_m (m/s)	λ_{DB} (pm)	θ_B (μ rad)	$\Delta x = 2L \tan(\theta_B)$ (μ m)	\mathcal{D}_D (μ m)
Néon	1520	37.9	56.5	68.4	45.2
Argon	1062	54.3	80.9	97.9	64.7
Krypton	744	77.4	115.4	139.6	92.3

TABLE I.6 – Vitesse atomique moyenne v_m , longueur d'onde de Broglie λ_{DB} , angle de Bragg θ_B , distance maximale entre les deux bras de l'interféromètre Δx et distance entre les deux sorties de l'interféromètre \mathcal{D}_D pour chaque gaz porteur utilisé.

Bien qu'en théorie la fente de détection SD permette de ne sélectionner qu'une seule

4. Une autre cause de diminution de la visibilité provient de la présence du champ magnétique du laboratoire. Ce champ, bien que faible, est inhomogène et diminue la visibilité de quelques %. Il est possible de le compenser et de regagner la visibilité perdue (voir chapitre 2).

sortie de l'interféromètre, il existe en réalité entre elles un recouvrement partiel dû à l'élargissement des faisceaux atomiques au cours de leur propagation dans l'interféromètre (Figure et tableau I.7). La largeur des fentes de collimation est usuellement réglée à $18 \mu\text{m}$ ce qui permet de définir une largeur des faisceaux atomiques \mathcal{L} à chaque endroit.



Élément	Position selon z (mm)	Largeur du faisceau atomique \mathcal{L} (μm)
Ecorceur	$z_s = 0$	Sans objet
Fente S_0	$z_0 = 465$	18
Fente S_1	$z_1 = 1245$	18
Réseau G_1	$z_{M_1} = 1395$	24.8
Réseau G_2	$z_{M_2} = 2000$	52.7
Réseau G_3	$z_{M_3} = 2605$	80.5
Avant fente S_D	$z_{SD}^- = 3005^-$	98.9
Après fente S_D	$z_{SD}^+ = 3005^+$	50
Détecteur D	$z_D = 3171$	Sans objet

TABLE I.7 – Schéma présentant les faisceaux atomiques de façon géométrique vus de dessus. La figure est à l'échelle selon la figure de gauche, les dimensions selon x étant largement exagérées par rapport à l'axe z . L'écart entre les deux bras de l'interféromètre et l'angle de Bragg indiqués sur la figure correspondent au cas où $v_m = 1062 \text{ m/s}$ et au premier ordre de diffraction. Figure tirée de [33].

Si l'on utilise une approche géométrique pour la propagation des faisceaux, on peut considérer que les faisceaux atomiques (I.7) gardent la même largeur pour les trois gaz porteurs. On calcule le recouvrement des sorties de l'interféromètre au niveau de la fente de détection :

$$\mathcal{R} = \mathcal{L}_D - \mathcal{D}_D \quad (\text{I.53})$$

Une valeur négative des recouvrements signifie que les deux sorties de l'interféromètre sont parfaitement séparées, alors qu'une valeur positive indique que la visibilité sera

diminuée à cause d'un empiètement des deux sorties. A partir des valeurs données dans les tableaux (I.6) et (I.7), on calcule que pour l'argon, on a $\mathcal{R} \simeq 34.2 \mu\text{m}$ alors que, pour le krypton, $\mathcal{R} \simeq 6.6 \mu\text{m}$ et ceci explique pourquoi la visibilité est bien meilleure avec ce gaz porteur. Ainsi plus la vitesse atomique moyenne sera petite, mieux les sorties de l'interféromètre seront séparées et meilleure sera la visibilité. Dans le cas du néon, la visibilité est diminuée de façon importante car $\mathcal{R} = 53.7 \mu\text{m}$: on a donc choisi d'utiliser une fente de collimation S_1 plus petite ($13 \mu\text{m}$). Ceci a permis de diminuer la largeur du faisceau à $71 \mu\text{m}$ au niveau de la fente de détection et d'obtenir un recouvrement de $\mathcal{R} \simeq 25.8 \mu\text{m}$ comparable au recouvrement avec l'argon comme gaz porteur. De plus, la largeur de la fente de détection a été réduite à $40 \mu\text{m}$ pour éliminer une partie du faisceau atomique de l'autre sortie mais ces deux choix se sont faits au prix d'une diminution de l'intensité moyenne I_0 , et donc de la sensibilité en phase : il faut donc trouver le meilleur compromis entre \mathcal{V} et I_0 .

I.6 Conclusion

Ce chapitre a présenté le dispositif expérimental avec lequel nous avons réalisé nos mesures. Nous disposons ainsi :

- D'un jet atomique très collimaté, dont l'intensité est stable ; la distribution de vitesse est assez étroite et la valeur du rapport de vitesse parallèle est bien estimée par la théorie des jets supersoniques.
- D'un interféromètre de type Mach-Zehnder dont la diffraction est basée sur le régime de Bragg, ce qui permet d'avoir deux bras séparés sur lesquelles on peut appliquer des perturbations différentes.
- D'une source laser utile à la diffraction des atomes dont la fréquence peut être pilotée et stabilisée sur de longues périodes.
- D'une détection robuste et capable de ne sélectionner qu'une seule sortie de l'interféromètre.
- D'une procédure d'acquisition permettant d'éliminer des dérives de phase ou des déphasages indésirables.

Mis à part lorsque c'est le plus lourd des gaz porteurs qui est utilisé, la sensibilité en phase de notre interféromètre est proche de $30 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$. Notre instrument est donc tout-à-fait adapté à la mesure de phases de l'ordre de la dizaine de milliradians, pourvu qu'on répète les mesures suffisamment de fois afin de réduire l'erreur statistique.

Cependant, comme présenté dans la section (I.2.3), il existe huit états répartis dans deux niveaux hyperfins dans le niveau fondamental du lithium. Le système de battements de fréquence présenté dans la section (I.4.3) permet de stabiliser la source laser afin de s'assurer que l'équilibre des populations hyperfines au sein de l'interféromètre ne varie pas. Cependant, les déphasages en sortie de l'interféromètre sont dépendants des populations des sous-niveaux hyperfins F, m_F dès que le champ magnétique présent dans l'interféromètre n'est pas parfaitement homogène et la présence des huit sous-niveaux complique grandement l'interprétation des déphasages que nous observons. La prochaine étape sera donc de pomper optiquement les atomes dans un seul sous-niveau

F, m_F afin de simplifier la compréhension des phénomènes observés et la mesure des petits déphasages.

Chapitre II

Pompage optique du jet atomique

Ce chapitre a pour objet de présenter l'expérience de pompage optique du jet atomique de lithium. Le pompage optique a été inventé en 1950 par Alfred Kastler [76]; il proposa de créer une différence de population entre les sous-niveaux de l'état fondamental d'un atome en éclairant les atomes avec un faisceau de lumière résonante convenablement polarisée. Cet effet a d'abord été observé sur des jets atomiques de sodium [77, 78]. Par la suite, de très nombreuses expériences de ce type ont été réalisées dans des cellules contenant une vapeur atomique [79].

Le développement des diodes laser accordables a facilité considérablement la construction des expériences de pompage optique de jets atomiques, en particulier parce que plusieurs fréquences lasers sont nécessaires pour produire le pompage optique et pour le détecter. En parallèle, des techniques variées de mesure de la distribution de la population dans les sous-niveaux de l'état fondamental ont été mises au point. Au cours des trente dernières années, on a assisté à un développement rapide de la production de nuages d'atomes froids et de leur pompage optique. Comme les techniques utilisées dans ce cas sont assez différentes de celles utilisées pour le pompage optique d'un jet atomique aux énergies thermiques, notamment à cause d'un temps d'interaction beaucoup plus long, nous ne citerons pas ici ces travaux très nombreux. La littérature portant sur le pompage optique (en se limitant aux expériences utilisant des lasers) de jets d'alcalins est assez vaste, avec des travaux sur le lithium [80, 81], sur le sodium [82, 83, 84, 85, 86, 87], sur le rubidium [88] et sur le césium [89, 90, 91, 92, 93].

Nous avons décidé de pomper optiquement les atomes de lithium pour éliminer des phases parasites liées au fait que, en l'absence de pompage optique, les poids des différents sous-niveaux dans le signal total de l'interféromètre sont fonction des perturbations appliquées sur les atomes. Le pompage optique a ainsi permis d'améliorer considérablement la précision de la mesure de la phase géométrique He-McKellar-Wilkens et il a aussi permis d'effectuer une mesure de la phase Aharonov-Casher. Ces deux mesures seront présentées dans le chapitre 3 de cette thèse.

Les aspects théoriques du pompage optique seront développés dans une première partie de ce chapitre; le dispositif expérimental spécifique au pompage optique sera décrit dans une deuxième partie; les distributions de populations mesurées sont décrites dans la troisième partie de ce chapitre.

II.1 Pompage optique

II.1.1 Principe

II.1.1.1 Motivation

La propagation d'un atome est une fonction du sous-niveau Zeeman hyperfin F, m_F en présence de champs magnétiques à cause de l'effet Zeeman et en présence de champs électriques avec l'effet Aharonov-Casher présenté au chapitre 3. Dans le cas de la mesure de l'effet He-McKellar-Wilkens, le pompage optique des atomes de lithium dans un seul F, m_F est donc crucial. En effet, lors de la première détection de la phase He-McKellar-Wilkens effectuée dans le cadre de la thèse de Steven Lepoutre vers 2010, l'existence de plusieurs effets systématiques ont rendu impossible une mesure précise de la phase He-McKellar-Wilkens [94].

Ces effets systématiques, qui seront présentés dans le chapitre 3, apparaissent parce que les atomes de lithium sont répartis sur l'ensemble des sous-niveaux Zeeman hyperfins de l'état fondamental et qu'il faudrait connaître la contribution relative des différents sous-niveaux au signal total pour corriger ces effets systématiques.

D'autre part, la phase Aharonov-Casher est proportionnelle au moment magnétique du sous-niveau F, m_F et, quand la population atomique est répartie sur l'ensemble des sous-niveaux, la phase Aharonov-Casher est presque totalement moyennée à zéro et elle est donc pratiquement impossible à mesurer. En revanche, si tous les atomes de lithium sont dans un seul sous-niveau Zeeman hyperfin F, m_F , la valeur théorique de la phase Aharonov-Casher pourra être calculée et elle pourra être mesurée en combinant des mesures effectuées sur deux sous-niveaux Zeeman hyperfins pour lesquels cette phase a des valeurs opposées, ce qui est le cas de la paire de niveaux $F = 2, m_F = +2$ et $F = 2, m_F = -2$ que nous préparerons par pompage optique. On pourra ainsi mesurer à la fois la phase Aharonov-Casher et la phase He-McKellar-Wilkens et la précision sur cette dernière phase s'en trouvera fortement améliorée.

Un dernier avantage du pompage optique concerne la visibilité des franges d'interférences : la présence d'un gradient de champ magnétique entraîne une réduction de la visibilité des franges. Nous avons développé un compensateur qui permet de corriger cet effet mais seulement tant que les termes d'effet Zeeman non-linéaire dus au découplage de la structure hyperfine sont négligeables. La dégradation de la visibilité des franges est donc très rapide dans le cas où plusieurs sous-niveaux F, m_F contribuent au signal. Le pompage optique prépare les atomes dans un seul sous-niveau $F = 2, m_F = +2$ (ou -2) dont l'effet Zeeman est exactement linéaire. La compensation est alors exacte et la visibilité décroît alors beaucoup moins rapidement lorsque l'intensité du champ magnétique augmente (elle décroît cependant à cause d'une dispersion spatiale du gradient de champ magnétique).

II.1.1.2 Structure des niveaux atomiques du lithium et principe du pompage optique

Le signal de notre interféromètre atomique étant dû seulement à l'isotope ${}^7\text{Li}$ du lithium dans nos conditions habituelles de travail, on a pour objectif de préparer tous

les atomes de lithium ${}^7\text{Li}$ dans un état quantique particulier avant leur entrée dans l'interféromètre. Cet état quantique est un sous-niveau Zeeman hyperfin F, m_F de l'état fondamental électronique ${}^2S_{1/2}$: le lithium ${}^7\text{Li}$ a un spin nucléaire $I = 3/2$ et son état électronique fondamental se décompose en deux sous-niveaux hyperfins $F = 1$ et $F = 2$ et 8 sous-niveaux Zeeman hyperfins (Fig. II.1).

Pour ce faire, on utilise deux lasers asservis sur des composantes hyperfines de la

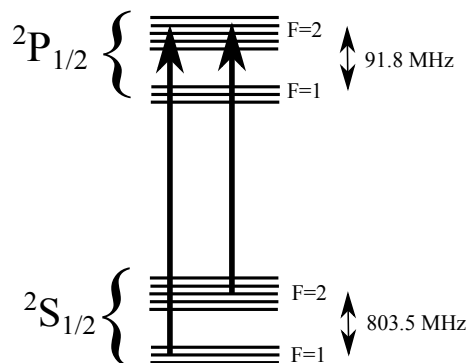


FIGURE II.1 – Structure de la transition $D1$ du lithium et schéma des transitions effectuées lors du pompage.

transition D_1 ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$. Le choix de cette transition est dû au fait que la structure hyperfine de l'état ${}^2P_{1/2}$ est résolue, avec un écart entre les niveaux $F = 1$ et $F = 2$ de 91.8 MHz, alors que la structure hyperfine de l'état ${}^2P_{3/2}$, dont l'écart entre les niveaux extrêmes $F = 0$ et $F = 3$ vaut 18.1 MHz n'est pas bien résolue puisque l'écart entre niveaux est comparable à la largeur naturelle de cet état $\Gamma/2\pi \simeq 5.87$ MHz. Nous utilisons deux lasers polarisés circulairement : l'un sera résonant avec la transition ${}^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow {}^2P_{1/2}, F' = 2$ vidant ainsi le niveau $F = 1$ vers le niveau $F = 2$ et l'autre est résonant avec la transition ${}^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow {}^2P_{1/2}, F' = 2$ et polarisé circulairement ce qui permet d'accumuler les atomes dans le ${}^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$ (Fig. II.2).

De plus, le pompage optique est effectué dans une zone où l'on applique un champ magnétique homogène définissant un axe de quantification et ce champ devra être trop faible pour provoquer une levée de dégénérescence notable des sous-niveaux Zeeman.

Au cours du pompage, deux phénomènes entrent en jeu :

- L'absorption vide les niveaux hyperfins de l'état ${}^2S_{1/2}$ vers le niveau $F' = 2$ de l'état ${}^2P_{1/2}$ et les photons absorbés transfèrent leur moment cinétique à l'atome. Comme les deux lasers réalisant cette excitation ont une polarisation circulaire droite, les transitions se font toujours avec une variation de la valeur de m_F : $\Delta m_F = m'_F - m_F = +1$.
- Les atomes se désexcitent de l'état ${}^2P_{1/2}$ vers l'état ${}^2S_{1/2}$ par émission spontanée mais cette fois-ci avec une variation de la valeur de m_F : $\Delta m_F = -1, 0, +1$ (Fig. II.2). La valeur moyenne de m_F augmente donc après un cycle absorption-émission spontanée. De même, l'absorption vide les deux niveaux ${}^2S_{1/2}, F = 1$ et ${}^2S_{1/2}, F = 2$ (excepté le $m_F = +2$) alors que l'émission spontanée à partir du

niveau ${}^2P_{1/2}, F = 2$ favorise le retour vers le niveau ${}^2S_{1/2}, F = 2$.

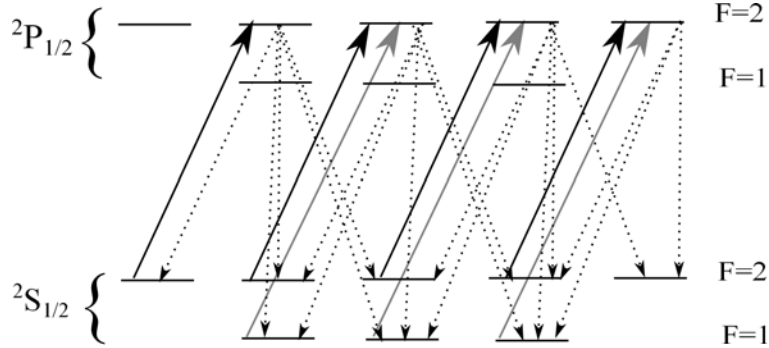


FIGURE II.2 – Schéma de principe du pompage optique avec une lumière de polarisation circulaire droite. Les flèches noires et grises pleines indiquent l'absorption, l'émission spontanée étant représentée par les flèches en pointillés.

Ce raisonnement simple prévoit que tous les atomes de lithium se retrouveront dans le sous-niveau ${}^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$ après un nombre suffisant de cycles absorption-émission spontanée. Cet état est un état noir car il n'est couplé par les lasers à aucun autre niveau lorsque la polarisation circulaire droite des deux lasers est pure. Le pompage dans le niveau ${}^2S_{1/2}, F = 2, m_F = -2$ sera obtenu exactement de la même manière en changeant le sens de la polarisation circulaire ou en inversant la direction du champ magnétique afin d'effectuer une absorption avec une variation de m_F telle que $\Delta m_F = -1$, l'axe de quantification étant parallèle à \mathbf{B} et orienté selon la direction de \mathbf{B} .

II.1.2 Modélisation théorique simplifiée du pompage optique

II.1.2.1 Système à deux niveaux

Au cours de cette modélisation, 13 niveaux atomiques sont couplés, dont 8 niveaux fondamentaux et 5 niveaux excités, avec deux lasers. Pour traiter ce problème, j'utilise l'équation d'évolution de la matrice densité. Je commence par faire quelques rappels du système à deux niveaux puis je généralise ce système à un nombre quelconque de niveaux. Il n'est évidemment pas possible de parler de pompage optique vers un état noir dans un système à deux niveaux, car il faut disposer d'un état qui ne puisse être couplé à aucun autre, cependant le formalisme utilisé est très pratique pour modéliser le pompage optique. Le Hamiltonien du système se compose de trois termes décrivant respectivement l'atome, le champ laser et le couplage entre l'atome et le champ :

$$H = H_{\text{atome}} + H_{\text{champ}} + H_{\text{couplage}} \quad (\text{II.1})$$

Le champ laser est traité comme un champ électrique classique parce que le nombre de photons est très grand et s'écrit :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - kx) \quad (\text{II.2})$$

L'équation d'évolution où on a introduit de manière phénoménologique la relaxation de l'état excité par émission spontanée s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{i\hbar}[H, \sigma] + \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{ES} \quad (\text{II.3})$$

où σ est la matrice densité du système à deux niveaux où a est le niveau fondamental et b le niveau excité :

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{aa} & \sigma_{ab} \\ \sigma_{ba} & \sigma_{bb} \end{pmatrix} \quad (\text{II.4})$$

Les termes diagonaux sont les populations des niveaux atomiques et les termes non-diagonaux sont les cohérences. Le terme d'émission spontanée d'indice $\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{ES}$ est donné par :

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{ES} = \pm \Gamma \sigma_{bb} \quad (\text{II.5})$$

où le signe est + si l'on considère le niveau fondamental et - s'il s'agit du niveau excité. Un changement de variable permettant de faire disparaître les dépendances temporelles des coefficients et l'utilisation de l'approximation de l'onde tournante conduisent aux très connues équations de Bloch optiques [95] :

$$\dot{\tilde{\sigma}}_{aa} = i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\sigma}_{ab} - \tilde{\sigma}_{ba}) + \Gamma\tilde{\sigma}_{bb} \quad (\text{II.6})$$

$$\dot{\tilde{\sigma}}_{bb} = -i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\sigma}_{ab} - \tilde{\sigma}_{ba}) - \Gamma\tilde{\sigma}_{bb} \quad (\text{II.7})$$

$$\dot{\tilde{\sigma}}_{ab} = -i\delta\tilde{\sigma}_{ab} - \frac{\Gamma}{2}\tilde{\sigma}_{ab} - i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\sigma}_{bb} - \tilde{\sigma}_{aa}) \quad (\text{II.8})$$

$$\dot{\tilde{\sigma}}_{ba} = i\delta\tilde{\sigma}_{ba} - \frac{\Gamma}{2}\tilde{\sigma}_{ba} + i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\sigma}_{bb} - \tilde{\sigma}_{aa}) \quad (\text{II.9})$$

où on a introduit la pulsation de Rabi Ω . L'atome se déplace vers les z positifs mais est animé d'une petite vitesse v_x selon l'axe x et le désaccord δ entre la pulsation de la transition atomique et la pulsation laser doit tenir compte de l'effet Doppler :

$$\Omega = -\frac{\langle a|\vec{d}\cdot\vec{e}|b\rangle E_0}{\hbar} \quad (\text{II.10})$$

$$\delta = \omega_L(1 - \frac{v_x}{c}) - \omega_0 \quad (\text{II.11})$$

Il n'y a pas d'effet Doppler selon z car les deux faisceaux lasers sont parallèles avec l'axe x . On va ensuite chercher à exprimer $\dot{\tilde{\sigma}}_{aa}$ et $\dot{\tilde{\sigma}}_{bb}$ seulement en fonction des populations en éliminant adiabatiquement les cohérences. Pour ce faire, on va supposer un régime stationnaire dans lequel $\dot{\tilde{\sigma}}_{ab} = \dot{\tilde{\sigma}}_{ba} = 0$. On obtient alors les expressions suivantes de $\tilde{\sigma}_{ab}$ et $\tilde{\sigma}_{ba}$:

$$\tilde{\sigma}_{ab} = \tilde{\sigma}_{ba}^* = -i\frac{\Omega/2}{(\frac{\Gamma}{2} + i\delta)}(\tilde{\sigma}_{bb} - \tilde{\sigma}_{aa}) \quad (\text{II.12})$$

Cette expression est valable si les cohérences évoluent beaucoup plus vite que les populations et qu'elles peuvent parvenir à chaque instant à un régime stationnaire dépendant

des populations atomiques qui varient beaucoup plus lentement. Par la suite, on évaluera le domaine de validité de cette hypothèse. En remplaçant $\tilde{\sigma}_{ab}$ et $\tilde{\sigma}_{ba}$ par les expressions obtenues, on obtient les équations donnant l'évolution des populations atomiques en fonction des populations elle-mêmes et non des cohérences :

$$\dot{\tilde{\sigma}}_{aa} = \frac{\Omega^2}{2} \frac{\frac{\Gamma}{2}}{\frac{\Gamma^2}{4} + \delta^2} (\tilde{\sigma}_{bb} - \tilde{\sigma}_{aa}) + \Gamma \tilde{\sigma}_{bb} \quad (\text{II.13})$$

$$\dot{\tilde{\sigma}}_{bb} = -\frac{\Omega^2}{2} \frac{\frac{\Gamma}{2}}{\frac{\Gamma^2}{4} + \delta^2} (\tilde{\sigma}_{bb} - \tilde{\sigma}_{aa}) - \Gamma \tilde{\sigma}_{bb} \quad (\text{II.14})$$

Le taux de transfert de population du niveau a vers le niveau b est donné par :

$$\frac{\Omega^2}{2} \frac{\Gamma/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \quad (\text{II.15})$$

Ce taux doit être petit devant les autres taux de transfert du problème qui sont égaux à Γ . Dans ce cas, l'essentiel de la population reste dans l'état a et la cohérence optique $\tilde{\sigma}_{ab}$ est petite. Cette condition est satisfaite pour $\Omega^2/4\delta^2 + \Gamma^2 \ll 1$ et, avec un désaccord nul, $\Omega \ll \Gamma$. Pour respecter cette condition, il faut donc un champ suffisamment faible. On peut négliger la contribution l'émission stimulée devant celle de l'émission spontanée et en se plaçant à résonance ($\delta = 0$) on obtient :

$$\dot{\tilde{\sigma}}_{aa} = -\frac{\Omega^2}{\Gamma} \tilde{\sigma}_{bb} + \Gamma \tilde{\sigma}_{bb} \quad (\text{II.16})$$

$$\dot{\tilde{\sigma}}_{bb} = \frac{\Omega^2}{\Gamma} \tilde{\sigma}_{bb} - \Gamma \tilde{\sigma}_{bb} \quad (\text{II.17})$$

On introduit le paramètre de saturation s qui représente le degré de saturation de la transition [95] :

$$s = \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2} \quad (\text{II.18})$$

A l'état stationnaire, on peut exprimer les populations en fonction de ce paramètre de saturation [95] et on peut montrer que la population stationnaire de l'état excité s'écrit :

$$\tilde{\sigma}_{bb}^{st} = \frac{1}{2} \frac{s}{1+s} \quad (\text{II.19})$$

Ainsi, si le paramètre de saturation est très inférieur à 1, la population de l'état excité reste petite et on peut ainsi négliger l'émission stimulée.

Bien sûr, dans le cas du problème réel avec la présence d'un état noir dans lequel s'accumulent tous les atomes, on ne peut pas déterminer de solution stationnaire identique à celle du système à deux niveaux (au sens que la population de chaque niveau reste constante au cours de l'interaction avec le champ laser au bout d'un temps suffisamment long) mais la physique sous-jacente reste la même. Dans notre expérience, on verra par la suite que le paramètre de saturation est proche de 2 au centre du faisceau. Cependant, les simulations montreront que dans le cas d'une polarisation parfaitement

circulaire le pompage optique est complet bien avant que l'atome atteigne le centre des faisceaux laser, c'est-à-dire là où l'intensité laser est maximale, et le pompage optique a donc lieu dans une zone où le paramètre de saturation est petit. Si la polarisation circulaire est imparfaite, nous verrons plus loin que l'efficacité du pompage optique est sensible au fait que l'intensité des faisceaux laser baisse quand l'atome sort du mode gaussien et dans cette zone-là, le paramètre de saturation est aussi petit devant 1.

Nous souhaitons pomper optiquement les atomes qui se propageront dans l'interféromètre, c'est-à-dire ceux dont la vitesse transverse est de l'ordre de la vitesse de recul $v_r \approx 0.09$ m/s. Par conséquent, nous avons également négligé l'élargissement par effet Doppler puisque nous souhaitons pomper une classe de vitesse v_x étroite, d'une largeur de l'ordre v_r . Cette classe est étroite au sens où, en l'absence de saturation, le laser interagit avec une classe de vitesse Δv_x telle que :

$$\omega_L \frac{\Delta v_x}{c} \sim \Gamma \quad (\text{II.20})$$

soit $\Delta v_x \sim 4m/s$, et donc $\Delta v_x \gg v_r$.

II.1.2.2 Généralisation à un nombre quelconque de niveaux

Nous allons écrire les équations du pompage optique en prenant en compte les populations des 13 sous-niveaux Zeeman hyperfins impliqués dans le processus : les huit sous-niveaux de l'état fondamental $^2S_{1/2}$ et les cinq sous-niveaux de l'état excité $^2P_{1/2}$, $F = 2$ puisque seul ce niveau est excité par les lasers. Les cohérences entre sous-niveaux sont négligées :

- Les cohérences optiques sont négligées pour les raisons discutées plus haut.
- Les cohérences hyperfines ne sont pas directement excitées par notre procédé de pompage optique.
- Les cohérences Zeeman disparaissent si la polarisation est parfaitement circulaire et sont faibles si une petite partie de la lumière se trouve dans la polarisation circulaire orthogonale. Qui plus est, elles sont détruites par leurs précessions aux fréquences Zeeman.

Pour élaborer le modèle qui servira à effectuer nos simulations numériques, on généralise le cas du système à deux niveaux présenté dans la section précédente à un système quantique comportant un nombre quelconque de niveaux. On peut exprimer ces équations en utilisant les coefficients d'Einstein A_{ij} et P_{ij} associés respectivement à l'émission spontanée et à l'absorption. On a bien sûr $\sum_i A_{ji} = \Gamma$ et P_{ij} donne la probabilité d'absorption. En généralisant le système à deux niveaux à un nombre quelconque de niveaux, on a :

$$\dot{\sigma}_{ii} = - \sum_j P_{ij} \sigma_{ii} + \sum_j A_{ji} \sigma_{jj} \quad (\text{II.21})$$

$$\dot{\sigma}_{jj} = \sum_i P_{ij} \sigma_{ii} - \sum_i A_{ji} \sigma_{jj} \quad (\text{II.22})$$

si $i \in ^2S_{1/2}$ et $j \in ^2P_{1/2}$ et σ est la population du sous-niveau considéré. Dans notre cas, on voit sur la figure (II.2) que 13 sous-niveaux sont couplés par l'interaction avec le

rayonnement. Afin de prendre en compte les sous-niveaux Zeeman F, m_F mis en jeu, une nouvelle notation est choisie et les coefficients d'Einstein sont désormais notés $A_{FF'}^{m_F m'_F}$ et $P_{FF'}^{m_F m'_F}$. L'état de départ est le sous-niveau F, m_F et l'état d'arrivée est le sous-niveau F', m'_F . Le coefficient d'Einstein A , lié à l'émission spontanée, s'écrit :

$$A_{FF'}^{m_F m'_F} = \sum_{q=-1,0,+1} \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\langle {}^2S_{1/2}, F, m_F | d_q^1 | {}^2P_{1/2}, F', m'_F \rangle|^2 \quad (\text{II.23})$$

où l'indice q est directement lié à la polarisation de la transition ou à la variation de m_F entre l'état fondamental et l'état excité et d_q^1 est un opérateur tensoriel de rang 1. Dans les équations aux populations (II.22), $P_{FF'}^{m_F m'_F}$ donne la probabilité de transition :

$$P_{FF'}^{m_F m'_F} = \frac{\pi I(\mathbf{r})}{2\hbar^2} |\langle {}^2S_{1/2}, F, m_F | d_q^1 | {}^2P_{1/2}, F', m'_F \rangle|^2 \quad (\text{II.24})$$

avec $I(\mathbf{r})$ le profil d'intensité laser. Comme la lumière est polarisée circulaire droite, seules les transitions avec $\Delta m_F = +1$ sont autorisées. On calcule ensuite les dipôles des transitions pour connaître les probabilités de transition ainsi que leurs intensités. A l'aide des coefficients 3-j et 6-j, le dipôle de transition s'écrit :

$$\langle {}^2S_{1/2}, F, m_F | d_q^1 | {}^2P_{1/2}, F', m'_F \rangle|^2 = D_{FF'}^{m_F m'_F} |\langle {}^2S | \mathbf{d} | {}^2P \rangle|^2 \quad (\text{II.25})$$

où l'expression du dipôle de transition est [35] :

$$|\langle {}^2S | \mathbf{d} | {}^2P \rangle|^2 = \frac{3\pi\epsilon_0\hbar c^3\Gamma}{\omega_0^3} \quad (\text{II.26})$$

et les coefficients $D_{FF'}^{m_F m'_F}$ sont donnés par :

$$D_{FF'}^{m_F m'_F} = \frac{4}{6} (2F+1)(2F'+1) \begin{pmatrix} F & 1 & F' \\ -m_F & q & m'_F \end{pmatrix}^2 \left\{ \begin{matrix} F & 1 & F' \\ 1/2 & 3/2 & 1/2 \end{matrix} \right\}^2 \quad (\text{II.27})$$

On peut facilement connaître les coefficients 3-j et 6-j étant donné qu'ils sont tabulés [96] et les valeurs des coefficients $D_{FF'}^{m_F m'_F}$ sont répertoriées dans le tableau (II.1).

A partir de l'expression de l'élément irréductible (II.26), on peut développer les coefficients d'Einstein $A_{FF'}^{m_F m'_F}$ et $P_{FF'}^{m_F m'_F}$:

$$A_{FF'}^{m_F m'_F} = \sum_{q=-1,0,+1} \Gamma D_{FF'}^{m_F m'_F} \quad (\text{II.28})$$

$$P_{FF'}^{m_F m'_F} = \frac{3\pi^2\epsilon_0 c^3\Gamma}{2\hbar\omega_0^3} I(\mathbf{r}) D_{FF'}^{m_F m'_F} \quad (\text{II.29})$$

En exprimant les équations d'évolution des populations du système sous forme matricielle, on obtient une matrice du pompage optique de dimension 13×13 .

$$\frac{d\vec{\Sigma}}{dt} = [M]\vec{\Sigma} \quad (\text{II.30})$$

	<i>Transition</i> $F = 1 \rightarrow F = 2$	<i>Transition</i> $F = 2 \rightarrow F = 2$
$\Delta m_F = -1$	$D_{12}^{-1-2} = 1/6$ $D_{12}^{0-1} = 1/12$ $D_{12}^{10} = 1/36$ -	$D_{22}^{-1-2} = 1/18$ $D_{22}^{0-1} = 1/12$ $D_{22}^{10} = 1/12$ $D_{22}^{21} = 1/18$
$\Delta m_F = 0$	- $D_{12}^{-1-1} = 1/12$ $D_{12}^{00} = 1/9$ $D_{12}^{11} = 1/12$ -	$D_{22}^{-2-2} = 1/9$ $D_{22}^{-1-1} = 1/36$ $D_{22}^{00} = 0$ $D_{22}^{11} = 1/36$ $D_{22}^{22} = 1/9$
$\Delta m_F = +1$	- $D_{12}^{-10} = 1/36$ $D_{12}^{01} = 1/12$ $D_{12}^{12} = 1/6$	$D_{22}^{-2-1} = 1/18$ $D_{22}^{-10} = 1/12$ $D_{22}^{01} = 1/12$ $D_{22}^{12} = 1/18$

TABLE II.1 – *Dipôles de transitions pour les transitions $F = 1 \rightarrow F' = 2$ et $F = 2 \rightarrow F' = 2$ de la raie D1 du lithium.*

où $\vec{\Sigma}$ est le vecteur de dimension 13 représentant les populations des 13 niveaux du système et $[M]$ est la matrice du pompage optique. Cette matrice ne présente pas de caractère particulier mis à part que la somme des éléments de chaque colonne est égale à 0, ce qui indique que la population totale se conserve.

La matrice de pompage optique étant connue, on peut maintenant réaliser une simulation numérique afin de déterminer les paramètres expérimentaux nécessaires à un pompage optique efficace.

II.1.3 Taux de polarisation attendus

II.1.3.1 Simulations numériques : cas idéal

Le but de ces simulations numériques est de dimensionner les paramètres (tels que puissance laser, waist, etc.) permettant d'effectuer un pompage optique optimal. Dans ces simulations, on considère un atome de lithium se déplaçant à une vitesse $v_m = 1000$ m/s dans la direction z . Le faisceau laser se propageant selon x est parfaitement gaussien et l'atome croise le faisceau au centre du waist du laser. Son intensité s'écrit :

$$I(\mathbf{r}) = I(x = 0, y = 0, z) = I_0 \exp\left(-\frac{2z^2}{w_0^2}\right) \quad (\text{II.31})$$

On considère que les populations atomiques sont initialement équiréparties dans les huit sous-niveaux de l'état fondamental. La figure (II.3) présente la dynamique de la distribution de population au cours du temps lors de la traversée du faisceau laser par l'atome. Cette simulation a été effectuée pour une puissance laser de $P = 5$ mW dans chaque faisceau laser (l'un effectuant la transition ${}^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow {}^2P_{1/2}, F' = 2$ et l'autre la transition ${}^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow {}^2P_{1/2}, F' = 2$). La population est rapidement transférée dans le ${}^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$, et ce avant même que l'atome n'atteigne le maximum

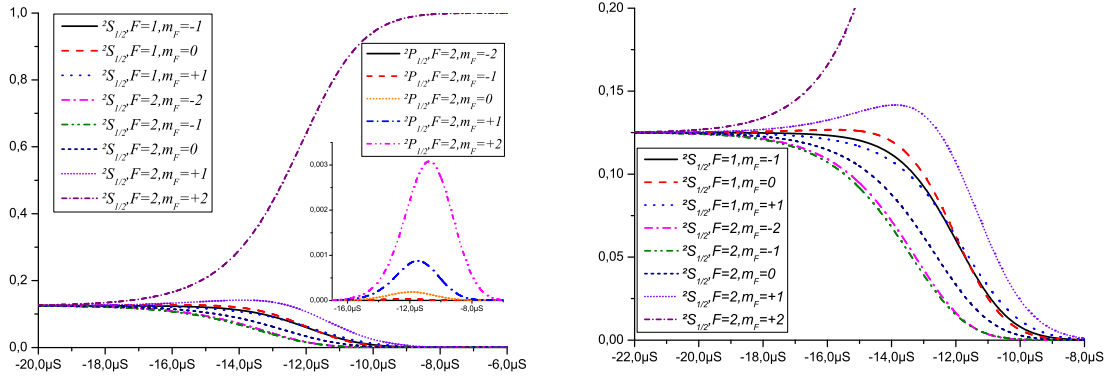


FIGURE II.3 – *Partie gauche* : Evolution de la distribution de population atomique dans l'état fondamental au cours de l'interaction avec le laser. L'encart inséré dans la figure indique l'évolution des populations des sous-niveaux Zeeman de l'état excité $^2P_{1/2}$. *Partie droite* : Agrandissement mettant en lumière les comportements des sous-niveaux à vider.

d'intensité laser situé à $t = 0 \mu\text{s}$ (Fig. II.3). A la sortie de la zone d'interaction, toute la population est transférée dans l'état $^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$. On peut également observer la dynamique des populations dans les niveaux à dépeupler (partie droite de la figure II.3) : on constate alors que le niveau $F = 2, m_F = +1$ et les trois sous-niveaux du $F = 1$ sont les plus longs à vider. Ceci s'explique à l'aide des dipôles de transitions répertoriés dans le tableau (II.1). Dans tous les cas, les populations des niveaux excités du $^2P_{1/2}$ restent toujours faibles (inférieures à 0.3%). Des simulations ont également été faites pour des vitesses plus élevées, en l'occurrence $v_m = 1520 \text{ m/s}$ qui est la vitesse moyenne des atomes de lithium lorsque le gaz porteur utilisé est le néon, et le pompage est également complet. Cette vitesse atomique moyenne étant la plus grande qui sera utilisée au cours de cette thèse, on ne s'attend pas à observer de baisse d'efficacité du pompage optique avec la vitesse atomique.

Toutefois ce cas est idéal et il est très probable que le laser ne soit pas parfaitement polarisé auquel cas l'efficacité du pompage s'en trouvera réduite. On va donc faire quelques simulations en tenant compte d'un éventuel défaut de polarisation.

II.1.3.2 Défauts pouvant altérer le pompage

Une polarisation circulaire imparfaite

Un défaut de polarisation peut avoir plusieurs origines : il peut provenir d'une polarisation imparfaite des faisceaux lasers effectuant le pompage optique, d'une lame $\lambda/4$ qui produit un déphasage différent légèrement de $\pi/2$ ou d'une orientation imparfaite de cette lame par rapport à la polarisation des faisceaux lasers, d'une biréfringence du hublot ou encore d'un mauvais parallélisme entre le champ magnétique appliqué et la direction de propagation des faisceaux lasers. Afin de quantifier l'ensemble de ces effets, on a testé la qualité de la polarisation circulaire produite par la lame quart d'onde après la traversée du hublot.

Pour ce faire, nous nous sommes servis d'un montage optique (Figure II.4) composé de

quatre éléments :

- Un premier polariseur oriente la polarisation rectiligne du faisceau laser selon un axe particulier dans un référentiel (x, y) .
- Un cube polariseur fixé sur une monture tournante dans un référentiel tournant d'axes (u, v) . L'axe de transmission du cube est l'axe u .
- Une photodiode, dont j'ai vérifié qu'elle n'était pas sensible à la polarisation, est placée derrière le cube.
- Les optiques dont on veut tester la biréfringence sont placées entre le polariseur et le cube.

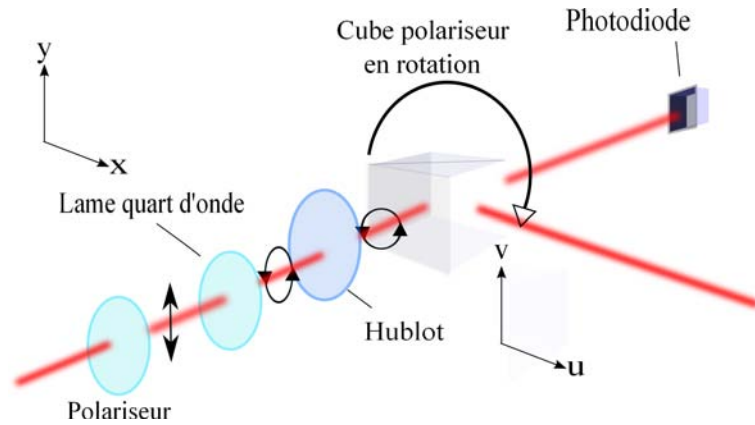


FIGURE II.4 – Un cube polariseur est fixé sur une monture tournante et le premier polariseur est fixe. La lumière est polarisée dans le plan (x, y) du repère du faisceau laser et le repère du cube polariseur tournant est désigné par les axes u et v .

On considère une onde électromagnétique plane se déplaçant dans la direction des z positifs de la forme $a \cos(\tau + \delta) = \Re\{a \exp(-i(\tau + \delta))\}$ avec $\tau = \omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{z}$. Pour simplifier le problème, nous ne considérons que le champ électrique et celui-ci a deux composantes transversales selon x et y :

$$E_x = a_1 \cos(\tau + \delta_1) \quad (\text{II.32})$$

$$E_y = a_2 \cos(\tau + \delta_2) \quad (\text{II.33})$$

$$E_z = 0 \quad (\text{II.34})$$

Dans le référentiel du cube, le champ électrique de l'onde incidente s'écrit :

$$\begin{aligned} E_u &= E_x \cos(\psi) + E_y \sin(\psi) \\ E_v &= -E_x \sin(\psi) + E_y \cos(\psi) \end{aligned} \quad (\text{II.35})$$

où ψ est l'angle que font les axes x et u (Fig. II.5). On écrit le champ électrique dans le référentiel du cube comme :

$$\begin{aligned} E_u &= a \cos(\tau + \delta_0) \\ E_v &= \pm b \sin(\tau + \delta_0) \end{aligned} \quad (\text{II.36})$$

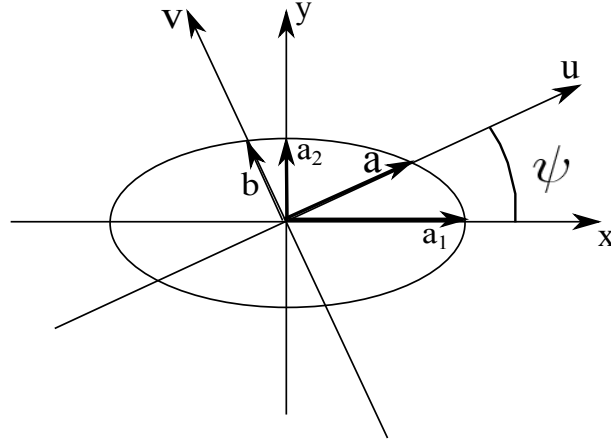


FIGURE II.5 – La lumière incidente est polarisée elliptiquement. Dans un plan fixe, le champ électrique décrit une ellipse. L'angle ψ est balayé entre 0 et 2π au fur et à mesure que le cube polariseur tourne.

Le signe + ou – décrit le sens dans lequel l'ellipse est parcourue par le champ électrique. Les expressions de a et b sont données par les expressions suivantes [97] :

$$a^2 = a_1^2 \cos^2(\psi) + a_2^2 \sin^2(\psi) + 2a_1a_2 \cos(\psi) \sin(\psi) \cos(\delta) \quad (\text{II.37})$$

$$b^2 = a_1^2 \sin^2(\psi) + a_2^2 \cos^2(\psi) - 2a_1a_2 \cos(\psi) \sin(\psi) \cos(\delta) \quad (\text{II.38})$$

avec $\delta = \delta_2 - \delta_1$. L'axe u étant celui de la polarisation transmise par le cube polariseur tournant, la photodiode mesurera donc l'intensité $I = a^2$. De l'expression de a^2 dans l'équation (II.37), on peut tirer trois cas de figures [97] :

- la polarisation est linéaire si $\delta = m\pi$ avec m un entier.
- la polarisation est circulaire si $\delta = m\pi/2$ avec m un entier et si $a_1 = a_2$.
- la polarisation est elliptique dans les autres cas.

Le premier polariseur du montage optique de la figure (Figure II.4) est de bonne qualité et a un coefficient d'extinction de $1/10^6$. Pour le deuxième polariseur (le cube tournant), le constructeur donne un rapport d'extinction de $1/1000$, soit $a_2^2 = 10^{-3}a_1^2$. Dans un premier temps, on observe le signal en ne plaçant aucune optique entre les deux polariseurs. La photodiode mesure alors une intensité lumineuse :

$$I = a^2 = a_1^2 \cos^2(\psi) + a_1^2 \times 10^{-6} \sin^2(\psi) - 2a_1^2 \times 10^{-3} \cos(\psi) \sin(\psi) \cos(\delta) \quad (\text{II.39})$$

Seul le premier terme sera détectable et on a alors :

$$I = a^2 = a_1^2 \cos^2(\psi) \quad (\text{II.40})$$

Cette expression est la loi de Malus. Le signal de la photodiode observé à l'oscilloscope lorsque le cube est en rotation donne une visibilité supérieure à 99% (les minima d'intensité sont de l'ordre du millièème des maxima d'intensité), ce qui signifie que la polarisation de la lumière est rectiligne avec une très grande pureté.

Si en revanche la lumière entrant dans le cube possède une polarisation parfaitement

circulaire, c'est-à-dire que $\delta = \pm m\pi/2$ avec m un entier et $a_1 = a_2$, alors la photodiode mesure un signal constant :

$$I = a_1^2 \quad (\text{II.41})$$

Ce système permet donc de mesurer la qualité de la polarisation circulaire du faisceau arrivant sur le cube polariseur tournant selon qu'on observe une modulation de l'intensité ou non¹.

Dans le cas intermédiaire, c'est-à-dire $\delta \neq \pi$ ou $\delta \neq \pi/2$ et $a_1 \neq a_2$, on a une polarisation elliptique. Les paramètres de Stokes permettent de décrire l'état de polarisation de la lumière qu'elle soit rectiligne, circulaire ou elliptique. Le vecteur de Stokes s'écrit :

$$\mathbf{s} = \begin{pmatrix} s_0 \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1^2 + a_2^2 \\ a_1^2 - a_2^2 \\ 2a_1a_2 \cos(\delta) \\ 2a_1a_2 \sin(\delta) \end{pmatrix} \quad (\text{II.42})$$

Le paramètre s_0 donne l'intensité totale, $s_1 + is_2$ donne l'intensité de la lumière se trouvant dans une polarisation rectiligne et s_3 donne l'intensité se trouvant dans la polarisation circulaire et le signe de s_3 détermine le sens de la polarisation circulaire. On a donc une polarisation parfaitement circulaire si s_1 et s_2 sont nuls et si $s_3 = \pm s_0$ avec une polarisation circulaire droite pour le signe + et une polarisation circulaire gauche pour le signe -. Dans notre cas, nous voulons une polarisation circulaire mais la lame quart d'onde utilisée ne crée sans doute pas un déphasage exactement $\delta = \pm m\pi/2$ et le hublot est certainement légèrement biréfringent. On s'attend donc à avoir des amplitudes a_1 et a_2 inégales. Si on pose $a_2 = \varepsilon a_1$, alors l'équation (II.37) se réécrit :

$$a^2 = a_1^2 \cos^2(\psi) + \varepsilon^2 a_1^2 \sin^2(\psi) + 2\varepsilon a_1^2 \cos(\psi) \sin(\psi) \cos(\delta) \quad (\text{II.43})$$

La visibilité du signal s'écrit :

$$\mathcal{V} = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (\text{II.44})$$

Lorsqu'on se trouve sur le maximum d'une frange, $\psi = m\pi$ et le signal reçu par la photodiode vaut alors :

$$I_{max} = a_1^2 \quad (\text{II.45})$$

En revanche, au minimum d'une frange $\psi = m\pi/2$ et le signal s'écrit :

$$I_{min} = \varepsilon^2 a_1^2 \quad (\text{II.46})$$

On peut donc mettre la visibilité sous la forme :

$$\mathcal{V} = \frac{1 - \varepsilon^2}{1 + \varepsilon^2} \quad (\text{II.47})$$

Expérimentalement, lorsqu'on place la lame quart d'onde seule, le signal de la photodiode observé à l'oscilloscope avec le cube en rotation a une visibilité $\mathcal{V} \simeq 0.03$.

1. Cette remarque est vraie parce qu'on utilise un laser polarisé. Cependant, un faisceau de lumière naturelle non polarisée donnerait aussi une intensité I constante.

Lorsqu'on place la lame quart d'onde et le hublot, la visibilité atteint $\mathcal{V} \simeq 0.08$. Dans les deux cas, la modulation de l'intensité du signal signifie que la polarisation n'est pas parfaitement circulaire. Le rapport d'ellipticité au carré est donné par :

$$\varepsilon^2 = \frac{1 - \mathcal{V}}{1 + \mathcal{V}} \quad (\text{II.48})$$

Au vu de la visibilité mesurée, $\varepsilon^2 \simeq 0.94$ lorsqu'on teste la lame quart d'onde seule et on estime donc qu'environ 6% de l'intensité laser se trouve dans la polarisation circulaire orthogonale. Lorsqu'on teste le hublot, ε^2 atteint environ 0.85 soit environ 15% de l'intensité laser dans la polarisation circulaire orthogonale. Cette fraction n'est pas négligeable et il faut prendre en compte ce défaut dans nos simulations afin de quantifier la perte d'efficacité du pompage optique.

Mauvais parallélisme entre les directions du faisceau laser et du champ magnétique

Un autre défaut expérimental possible est un mauvais alignement entre les directions du champ magnétique appliqué et du faisceau laser (Fig. II.6). Le champ électrique de

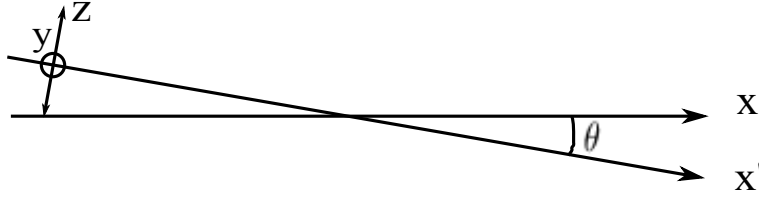


FIGURE II.6 – Schéma montrant un alignement imparfait du champ magnétique selon x et de la direction du faisceau laser se propageant selon x' . La polarisation du faisceau incident supposée parfaitement linéaire est décomposé en deux polarisations linéaires selon x et y .

l'onde se propageant le long de l'axe x' s'écrit :

$$E = E_0 \left(\frac{\mathbf{y} + i\mathbf{z}}{\sqrt{2}} \right) \exp(i(\omega t - kx')) \quad (\text{II.49})$$

Et dans la direction du champ magnétique \mathbf{B} , c'est-à-dire le long de l'axe x , on a :

$$E = E_0 \frac{\mathbf{y} \cdot \mathbf{x}'}{\sqrt{2}} \cos(\omega t - kx') \quad (\text{II.50})$$

Si on suppose que la polarisation circulaire est quasi-parfaite mais avec un axe x faisant un angle θ avec \mathbf{B} (car $\mathbf{y} \cdot \mathbf{x}' = \sin(\theta)$) alors l'intensité de la lumière provoquant des transitions π (soit $\Delta m_F = 0$) est donnée par :

$$I_\pi = \frac{1}{2} I_{total} \sin^2(\theta) \quad (\text{II.51})$$

On estime que l'angle entre la direction du champ magnétique et celle du faisceau vaut au maximum $\theta = 20$ mrad (voir section II.2.3.2) et donc :

$$\frac{I_\pi}{I_{total}} = \frac{\sin^2(\theta)}{2} \leq 2 \times 10^{-4} \quad (\text{II.52})$$

On voit donc que la fraction de la lumière polarisée linéairement et donnant lieu à des transitions π exprimée en intensité relative est très inférieure à la fraction de la lumière polarisée dans la polarisation circulaire opposée à celle choisie pour le pompage. Nous négligerons complètement cet effet et nous prendrons en compte seulement la présence d'une fraction de lumière dans la polarisation circulaire opposée à celle utile au pompage optique.

Pour prendre en compte le défaut de polarisation dans nos simulations, il suffit de rajouter dans la matrice du pompage optique des termes couplant les états fondamentaux et excités avec un $\Delta m_F = -1$ qui diminueront l'efficacité d'un pompage vers le $^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$ (ou $\Delta m_F = +1$ si le pompage est initialement effectué vers le $^2S_{1/2}, F = 2, m_F = -2$). L'effet de ce défaut de polarisation est présenté dans la figure

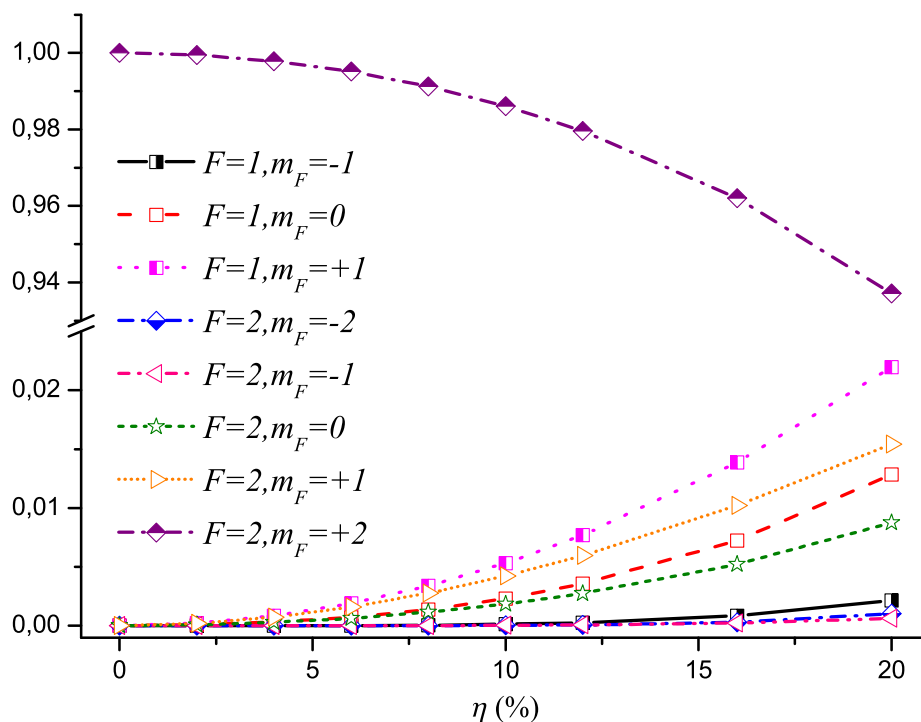


FIGURE II.7 – Peuplement des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental du lithium ^7Li en fonction du défaut de polarisation η après le pompage optique.

(II.7) et le paramètre η , appelé défaut de polarisation, est le pourcentage de l'intensité laser dans la polarisation circulaire orthogonale à la polarisation circulaire, utilisée pour effectuer le pompage optique, de l'intensité totale :

$$\eta = I_{\sigma-}/I_{Total} \quad (\text{II.53})$$

Sur la figure (II.7) on s'aperçoit que l'efficacité du pompage reste très bonne même pour des valeurs de η importantes mais aussi que la population non transférée augmente quadratiquement en η . Suite aux mesures de la biréfringence du hublot, nous estimons que le défaut de polarisation est au plus de l'ordre de $\eta = 15\%$ et dans ces conditions notre modèle prédit une efficacité de pompage voisine de 96.5% (Fig. II.7), ce qui est comparable aux meilleures performances publiées qui seront discutées plus loin.

Effets dus à la densité atomique dans la zone de pompage

Deux effets dépendant de la densité atomique dans la zone d'interaction peuvent limiter l'efficacité du pompage : il s'agit des collisions atomiques et du piégeage de rayonnement [79], et ces deux effets dépendent directement de la densité atomique dans la zone de pompage.

▷ Piégeage de rayonnement

Lorsqu'un atome de lithium se désexcite, le photon qui est émis par émission spontanée peut être absorbé par un autre atome de lithium. Ce photon résonant a une polarisation et une direction sensiblement aléatoires et il peut modifier l'état interne F, m_F de l'atome qui va l'absorber et réémettre un photon spontané. Cet effet est connu et pour évaluer son importance nous allons utiliser le modèle de D. Perterson et L. W. Anderson [98] qui ont étudié cet effet pour des jets atomiques de sodium pompés optiquement. Les auteurs ont montré que le principal critère concernant le piégeage de photons est le produit de la densité atomique n et du diamètre du faisceau atomique D . Dans le cas d'un pompage optique transverse, comme c'est le cas dans notre expérience, une dégradation de la qualité du pompage est observée sur la figure (II.8) lorsque $nD \geq 10^{11}$ atomes/cm².

On peut aussi mentionner quelques expériences précédentes en bon accord avec le modèle de D. Perterson et L. W. Anderson. B.P. Masterson et al. [92] ont pompé optiquement un jet de césium intense ayant une section rectangulaire de 2.5×0.5 cm². Les auteurs effectuent leur pompage optique dans deux zones distinctes et ont pu réduire le piégeage de photons à l'aide d'un ensemble d'ailettes verticales noircies placées entre les deux zones de pompage. Ces ailettes servent à arrêter les photons qui voyagent piégés dans le jet atomique. Nous tirons de leur données une valeur de nD proche de 10^{10} atomes/cm² et, avec ce paramètre, les auteurs ont placé plus de 95% des atomes dans l'état noir. G.W. Schinn *et al.* [87] ont effectué un pompage optique d'un jet de sodium d'un diamètre $D = 0.4$ cm et le taux de pompage a été de 97 % pour une densité atomique $n \simeq 2 \times 10^{10}$ atomes/cm³ et a ensuite décru à 94% pour $n \simeq 2 \times 10^{11}$ atomes/cm³, ce qui est en accord avec le modèle de D. Perterson et L. W. Anderson [98].

Dans notre expérience, la zone de pompage se trouve à $z = 9$ cm de la buse du four, et en utilisant l'expression donnant la densité d'atomes de lithium en fonction de la distance à la buse donnée par A.Miffre [35], on estime que la densité d'atomes de lithium dans cette zone est de :

$$n_{Li} = \frac{I_{Li}}{v_m z^2} \approx 5 \times 10^{10} \text{ atomes/cm}^3 \quad (\text{II.54})$$

avec $I_{Li} = 4 \times 10^{16}$ atomes/(s.sr) et $v_m = 1062$ m/s étant la vitesse moyenne des atomes lorsque le gaz porteur utilisé est l'argon. Dans la zone de pompage, le jet atomique a

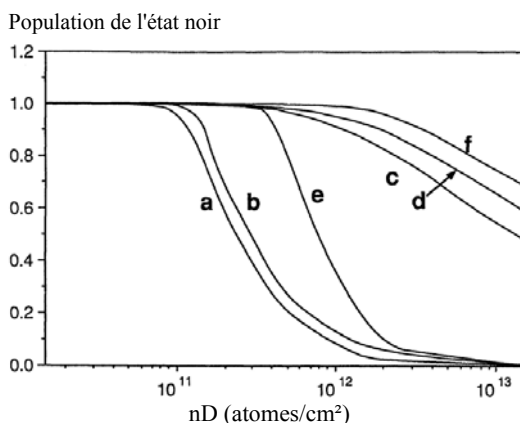


FIGURE II.8 – Population de l'état noir en fonction du produit nD [98]. Les courbes indiquées par les lettres a, b, c, d, e et f correspondent à plusieurs configurations différentes dans l'application du champ magnétique servant au pompage mais ne présentent pas d'intérêt dans notre cas. Cette figure nous permet surtout d'observer qu'au dessus de 10^{11} atomes/cm² le piégeage de rayonnement a un effet notable.

un diamètre d'environ 0.5 cm, ce qui donne un paramètre nD valant

$$nD \approx 5 \times 10^9 \text{ atomes/cm}^2 \quad (\text{II.55})$$

Le piégeage de photons ne devrait donc pas jouer un rôle significatif dans notre expérience et ne devrait pas réduire l'efficacité du pompage optique.

▷ Collisions

Dans notre expérience, la fraction de population présente dans l'état excité est toujours très faible et la plupart des collisions lithium-lithium se passent entre des atomes de lithium dans l'état fondamental. Ces collisions peuvent donner lieu à des échanges de spin [79], mais pour cela il faut que les atomes de lithium ne soient pas dans le même état F, m_F . Ceci n'est pas le cas dans notre expérience puisque la grande majorité des atomes se trouvent dans le même sous-niveau Zeeman. En outre, les collisions dans le faisceau supersonique après le skimmer sont très rares avec un nombre moyen de collisions par atome sensiblement inférieur à 1 [35] et la plupart des collisions impliquent le gaz porteur, qui est un gaz rare possédant un état fondamental 1S_0 , ce qui interdit tout échange de spin. Les collisions lithium-lithium sont beaucoup moins nombreuses, d'un facteur de l'ordre du rapport de la densité lithium/gaz porteur dans le four, soit environ 3×10^{-3} . Enfin, une fraction importante de ces collisions vont modifier la trajectoire des atomes et ainsi éjecter l'atome en dehors du faisceau atomique avec une grande probabilité.

Effets dus au champ magnétique résiduel

Dans l'enceinte de pompage, règne un champ magnétique résiduel ayant pour origine le champ magnétique terrestre et les divers éléments ferromagnétiques à proximité. Ce champ est constitué d'une composante B_x^0 selon x et d'une autre B_y^0 selon y . Les mesures

ont montré qu'il n'y a pas de champ magnétique notable selon la direction z , c'est-à-dire selon la trajectoire atomique. Aussi, afin de produire le jet supersonique d'atomes de lithium ensemencés dans le gaz porteur, on utilise plusieurs résistances chauffantes enroulées autour du four ce qui crée un champ magnétique selon z . L'avant du four émettant les atomes est chauffé par une résistance chauffante enroulée autour du four et parcourue par un courant continu d'environ 4 ampères. Il y a environ 25 spires et le diamètre de la buse du four est d'environ 10 mm. Au niveau de la zone de pompage (c'est-à-dire environ 9 cm de l'avant de bobinage), le champ créé par le bobinage vaut environ 2×10^{-6} T, ce qui est négligeable. La partie centrale du four est chauffée par deux résistances chauffantes parcourues par un courant continu de 3 ampères, pour environ 30 spires sur une longueur d'environ 15 cm et un diamètre d'environ 4 cm. Dans la zone de pompage, le champ magnétique produit par cet autre bobinage vaut environ 8×10^{-7} T, ce qui est aussi tout à fait négligeable.

Pour faire le pompage optique, il est nécessaire de définir l'axe de quantification et le champ magnétique que nous appliquons s'ajoute au champ magnétique résiduel préexistant. Nous appliquerons un champ magnétique (Fig. II.10) également selon la composante y afin de compenser exactement ce champ, afin que le champ magnétique total soit exclusivement dans la direction x . Les trois composantes champ magnétique résiduel mesuré dans la zone de pompage optique valent :

$$\begin{aligned} B_x &= (-0.23 \pm 0.04) \times 10^{-4} \text{ T} \\ B_y &= (-0.30 \pm 0.04) \times 10^{-4} \text{ T} \\ B_z &= (0 \pm 0.04) \times 10^{-4} \text{ T} \end{aligned} \quad (\text{II.56})$$

Nous annulons la composante selon y en appliquant un champ opposé. Selon la direction x , nous appliquons un champ magnétique de $B_x^{app} = 3.8 \times 10^{-4}$ T; le choix de cette valeur sera expliqué dans la partie (II.2.3.2).

II.2 Dispositif expérimental

II.2.1 Schéma expérimental

Afin de réaliser le pompage optique, nous avons utilisé une diode DL100 de la marque Toptica délivrant une puissance d'environ 25 mW. La diode laser est montée dans une cavité de type Littrow. La fréquence du laser est asservie par absorption saturée sur la transition ${}^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow {}^2P_{1/2}, F' = 2$. Pour obtenir un signal d'absorption saturée, nous utilisons un heat pipe [99, 100] pour produire une densité atomique de lithium suffisante. Cet appareil, ainsi qu'un spectre d'absorption saturée enregistré, sont décrits dans une note soumise à Review of Scientific Instruments qui est reproduite en annexe.

Le faisceau laser est envoyé dans un modulateur acousto-optique (AOM) fonctionnant à une fréquence ν proche de 400 MHz. Comme la transition ${}^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow {}^2P_{1/2}, F = 2$ se situe à environ 803.5 MHz de la transition ${}^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow {}^2P_{1/2}, F = 2$ sur laquelle est asservi le laser, il faudra effectuer un double passage dans l'AOM pour décaler une seconde fois la fréquence du laser et disposer ainsi de deux faisceaux séparés en fréquence de 2ν . Le faisceau non diffracté et le faisceau diffracté deux fois

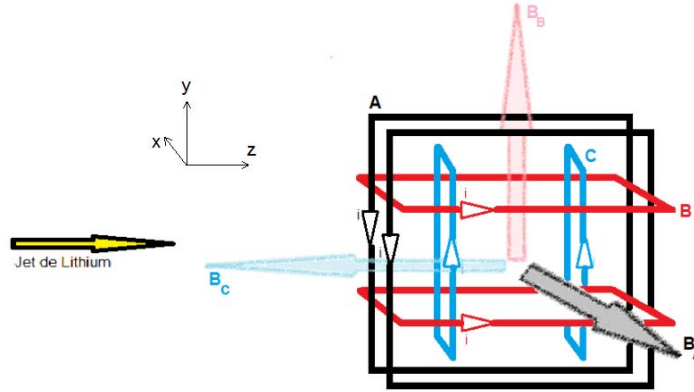


FIGURE II.10 – Bobines de Helmholtz placées à la sortie du skimmer.

il faut ajuster γ pour obtenir la condition de Helmholtz, c'est-à-dire un champ très homogène au centre de symétrie des deux bobines. La valeur de γ , qui s'obtient en annulant la dérivée seconde de $B_z(z)$, est égale à $\gamma \simeq 0.5445$.

Les champs produits par les bobines de Helmholtz ont été mesurés (Figure II.11) en utilisant une sonde à effet Hall (Honeywell SS490) placée au centre du jeu de bobines puis translatée avec une vis micrométrique. Cette sonde peut mesurer des champs allant jusqu'à 6×10^{-3} T avec une incertitude de mesure de 4×10^{-6} T. Le champ est toujours mesuré selon l'axe orthogonal au plan de la bobine (soit la direction x pour les bobines A, la direction y pour les bobines B et la direction z pour les bobines C). Pour un même courant, le champ produit par les trois jeux de bobines décroît quand la taille L de la bobine augmente (Figure II.11 a) et b)) et on remarque que les champs magnétiques sont globalement en accord avec la théorie, mis à part le champ créé par la bobine C qui est un peu plus faible que la valeur attendue. Cependant, cette bobine ne nous servira pas puisqu'il n'y a pas de composante à compenser dans cette direction. Le champ magnétique est très homogène dans la zone centrale autour de $z = 0$ mm, c'est-à-dire dans la zone de pompage, à la fois lorsque le capteur est déplacé dans le plan de la bobine, ou lorsqu'il est déplacé sur l'axe orthogonal au plan de la bobine. Sur la figure (II.11 b), le champ magnétique produit par la bobine C décroît brutalement vers $x = 15$ mm car le capteur sort de la zone comprise entre les deux bobines.

II.2.3 Paramètres choisis

II.2.3.1 Interaction avec un champ magnétique et déplacement Zeeman d'un sous-niveau F, m_F

L'interaction des ondes de matière voyageant dans un interféromètre sur lequel est appliqué un champ magnétique a déjà été décrite en détail par Alain Miffre dans sa thèse [35] et je n'en rappelle ici que les principes. L'interaction atome-champ magnétique est décrite par le Hamiltonien :

$$\mathcal{H} = \mathcal{A} \mathbf{I} \cdot \mathbf{S} - g_S \mu_B \mathbf{S} \cdot \mathbf{B} - g_I \mu_N \mathbf{I} \cdot \mathbf{B} \quad (\text{II.58})$$

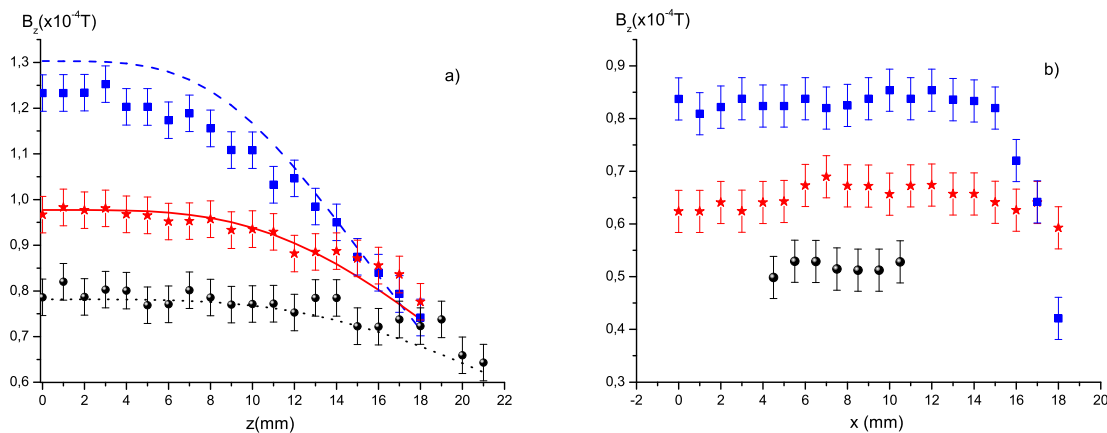


FIGURE II.11 – L'axe z indique la distance mesurée selon l'axe de symétrie perpendiculaire aux plans contenant les bobines et l'axe x indique la distance mesurée selon une direction transverse, parallèle aux plans contenant les bobines. Figure de gauche : champs magnétiques produits par les trois jeux de bobines de Helmholtz pour un courant $I = 30$ mA. La composante du champ de chaque bobine (boules pour les bobines A, étoiles pour les bobines B et carrés pour les bobines C) est mesurée selon la direction orthogonale au plan de la bobine (soit la direction x pour la bobine A, la direction y pour la bobine B et la direction z pour la bobine C) et le capteur est translaté selon cette direction. Les courbes sont les valeurs prévues par la théorie. Figure de droite : champs magnétiques produits par les trois bobines de Helmholtz pour un courant $I = 20$ mA. La composante du champ de chaque bobine est mesurée selon la direction orthogonale au plan de la bobine et le capteur est translaté selon l'une des directions contenues dans ce plan (soit la direction y pour la bobine A, la direction z pour la bobine B et la direction x pour la bobine C). Dans la zone centrale de chaque bobine de Helmholtz, le champ magnétique est stable et varie de moins de 10^{-5} T.

Le premier terme représente l'interaction hyperfine, avec \mathcal{A} qui est égal à la moitié de l'écart hyperfin entre les niveaux $F = 1$ et $F = 2$ ($2\mathcal{A}/h = \Delta E/h = 803.5$ MHz [101]), et les deux autres termes donnent respectivement l'énergie d'interaction des spins électronique \mathbf{S} et nucléaire \mathbf{I} avec le champ magnétique appliqué \mathbf{B} . L'énergie d'interaction d'un sous-niveau F, m_F tirée du Hamiltonien (II.58) s'écrit :

$$U(F, m_F) = -\frac{\Delta E}{8} + m_F g_I \mu_B B \pm \frac{\Delta E}{2} \sqrt{1 + m_F X + X^2} \quad (\text{II.59})$$

$$\text{avec le paramètre } X \text{ s'écrivant : } X = \frac{(g_S - g_I) \mu_B B}{\Delta E} \quad (\text{II.60})$$

Le signe $+$ est attribué au niveau $F = 2$ et le signe $-$ au niveau $F = 1$. Si $X > 1$, les énergies données par l'équation (II.59) sont correctes mais ne sont pas attribuées au bon niveau pour certains m_F . Cependant, cette remarque ne porte pas à conséquence car X sera toujours inférieur à 1 au cours de cette thèse ($X_{max} = 0.78$ pour $B = 0.0224$ T). Les valeurs des facteurs de Landé $g_S = 2.002301030944(4)$ et $g_I = -0.0011822130(6)$

sont tirées de [102] et [103] et afin de simplifier le calcul, on prendra $g_S \simeq 2$ et on négligera le magnétisme nucléaire. L'évolution de $U(F, m_F)$ est représentée sur la figure (II.12) et on remarque que les sous-niveaux $F = 2, m_F = \pm 2$ subissent un déplacement linéaire et de signes opposés, alors que les autres niveaux sont sensibles à l'effet Zeeman non-linéaire.

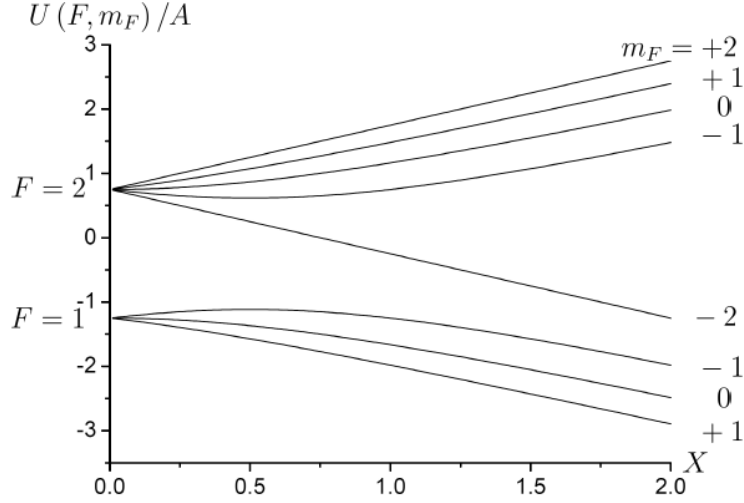


FIGURE II.12 – Evolution des énergies réduites $U(F, m_F)/\Delta E$ en fonction du paramètre X pour l'isotope 7 du lithium.

II.2.3.2 Champ magnétique appliqué

Le champ magnétique doit être appliqué selon l'axe x puisque les faisceaux lasers polarisés circulairement se propagent selon cet axe. La valeur de B_x choisie doit satisfaire deux contraintes contradictoires :

- Il faut que B_x soit suffisant pour que le champ régnant dans la zone de pompage soit très proche de l'axe x et donc que $|B_x| \gg |B_y|$ et $|B_z|$
- Mais il faut aussi que B_x ne soit pas trop grand car l'effet Zeeman induit un éclatement des composantes des transitions utilisées pour le pompage optique et si cet écart en fréquence est trop fort, les diverses composantes ne seront plus excitées efficacement par les lasers qui sont tous deux mono-fréquences.

Cette condition sera remplie si l'écart Zeeman entre les composantes extrêmes reste plus petit que la largeur naturelle $\Gamma/(2\pi)$ de la raie considérée.

Le déplacement Zeeman des raies $^2S_{1/2}, F, m_F \rightarrow ^2P_{1/2}, F', m'_F$ est égal à $(g'_F m'_F - g_F m_F) \mu_B B_x$ où μ_B est le magnéton de Bohr. Les facteurs de Landé g_F ou g'_F des différents niveaux hyperfins sont donnés dans le tableau (II.2). Pour une polarisation circulaire, l'écart total des transitions autorisées pour le $^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow ^2P_{1/2}, F = 2$ vaut :

$$\Delta U = \mu_B B_x \quad (\text{II.61})$$

Niveau	F=1	F = 2
${}^2S_{1/2}$	-1/2	1/2
${}^2P_{1/2}$	-1/6	1/6

TABLE II.2 – Facteurs de Landé g_F associés au moment cinétique total de l'atome de lithium pour les niveaux hyperfins des états ${}^2S_{1/2}$ et ${}^2P_{1/2}$. L'expression permettant d'obtenir ces facteurs de Landé est donnée dans [35].

alors que, pour les transitions autorisées du ${}^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow {}^2P_{1/2}, F' = 2$, cet écart est de :

$$\Delta U = 2\mu_B B_x / 3 \quad (\text{II.62})$$

L'écart total est l'écart entre les raies les plus éloignées, soit pour le ${}^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow {}^2P_{1/2}, F' = 2$ l'écart entre la raie ${}^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 1 \rightarrow {}^2P_{1/2}, F' = 2, m'_F = 2$ qui subit un déplacement $-\mu_B B_x / 6$ et la raie ${}^2S_{1/2}, F = 2, m_F = -2 \rightarrow {}^2P_{1/2}, F' = 2, m'_F = -1$ qui subit un déplacement $\mu_B B_x / 6$.

Il faut donc que la norme du champ magnétique appliqué respecte sensiblement la condition :

$$\left| \frac{\mu_B B_x}{h} \right| \leq \frac{\Gamma}{2\pi} \quad (\text{II.63})$$

La durée de vie de l'état excité étant de $1/\Gamma = 27.1$ ns [104], la largeur naturelle de la raie vaut $\Gamma/2\pi \simeq 5.87$ MHz : on devra donc avoir $|B_x| \leq \pm 4 \times 10^{-4}$ T (c'est-à-dire en sommant le champ magnétique appliqué et le champ magnétique résiduel) pour respecter cette condition. Expérimentalement, nous appliquerons un champ magnétique de 3.8×10^{-4} T dans la direction x . Ainsi, au vu des valeurs du champ magnétique terrestre (II.56), la condition (II.63) sera approximativement respectée.

II.2.3.3 Puissance laser et waist

La diode laser que nous utilisons délivre une puissance de 25 mW au maximum et après asservissement, mise en forme du faisceau et double passage dans l'AOM, il reste environ 12 mW disponibles. Nos simulations ont montré que pour une puissance de 5 mW dans chaque faisceau le pompage était quasiment parfait, nous utiliserons donc cette puissance. Le waist du faisceau fait environ 5 millimètres ce qui permet de définir le paramètre de saturation s :

$$s = I(\mathbf{r})/I_s \quad (\text{II.64})$$

où $I_s = 2.56$ mW/cm² est l'intensité de saturation de la transition et $I(\mathbf{r})$ est le profil d'intensité Gaussien du faisceau. L'atome de lithium est supposé traverser le faisceau laser en son centre et le waist du faisceau laser se trouve en $x = 0$. $I(\mathbf{r})$ s'écrit donc :

$$I(\mathbf{r}) = I_0 \exp\left(-\frac{z^2}{w_0^2}\right) \quad (\text{II.65})$$

Le paramètre de saturation valant approximativement $s \simeq 2$, la raie sera élargie et aura une largeur d'environ $(\Gamma/2\pi)\sqrt{1+s} \simeq 10,2$ MHz ce qui assouplit la condition (II.63).

Pour un waist $w_0 \approx 5$ mm, le temps d'interaction est voisin de $2w_0/v_m \approx 10$ μ s et le nombre de cycles d'absorption-émission spontanée effectué par un atome en traversant la zone d'interaction est approximativement donné par :

$$\Gamma t_{int} \frac{s}{2(1+s)} \simeq 130 \text{ cycles} \quad (\text{II.66})$$

Ce nombre de cycles est suffisant pour assurer un pompage complet.

II.2.3.4 Choix de l'emplacement

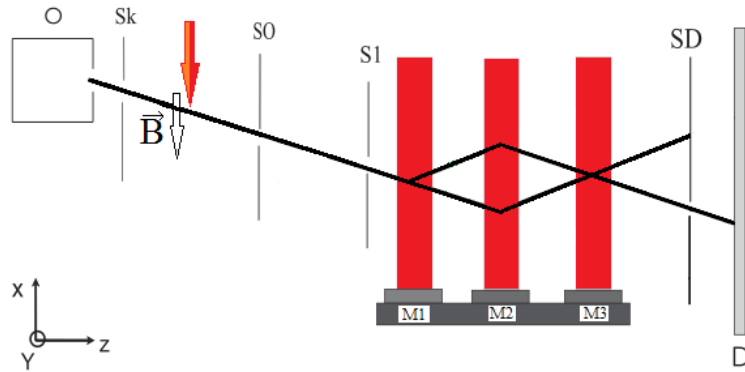


FIGURE II.13 – Schéma de notre interféromètre vu de dessus. L'angle de Bragg est très exagéré et les deux faisceaux lasers superposés (flèche rouge et orange) sont perpendiculaires au jet atomique. La zone de pompage optique est située derrière le skimmer (Sk) et les deux fentes de collimation sont indiquées par S0 et S1.

Le jet atomique entre dans l'interféromètre après avoir été collimaté par deux fentes de largeur réglable dans la direction x comme indiqué sur la figure (II.13). La largeur des fentes utilisées est d'une vingtaine de microns au maximum ce qui fait que la largeur de la distribution de vitesses v_x après collimation est comparable à la vitesse de recul acquise par un atome de lithium absorbant un photon résonant ($v_r = \hbar k_L / m_{Li} \simeq 0.09$ m/s). La collimation étant particulièrement forte, le pompage optique doit être impérativement effectué avant la collimation. Dans le cas contraire, les absorptions et émissions de photons provoqueraient des variations importantes de la vitesse dans la direction x égale à plusieurs fois v_r ce qui détruirait totalement la collimation effectuée auparavant.

II.3 Mesures de la distribution de population

II.3.1 Techniques traditionnelles

Dans les expériences de jets pompés optiquement, la mesure de la distribution de population dans les sous-niveaux de l'état fondamental se fait traditionnellement par une des méthodes suivantes :

- Déviation des atomes en fonction de leur spin électronique avec un aimant de type Stern-Gerlach.
- Mesure du spectre Zeeman par fluorescence induite avec un laser en présence d'un champ magnétique.
- Mesure de signaux de fluorescence induite de transitions radio-fréquence ou micro-ondes entre sous-niveaux hyperfins en présence d'un champ magnétique.
- Déflexion des atomes par un faisceau laser résonant en présence d'un champ magnétique.

La première méthode consiste à appliquer un champ magnétique très inhomogène sur la trajectoire des atomes pompés optiquement et ceux-ci seront déviés en fonction de leur spin électronique [93]. Cependant, cette méthode ne donne en général pas accès à la population de chaque sous-niveau Zeeman F, m_F car cette méthode sépare les niveaux selon leur moment magnétique et, si le champ est suffisant pour découpler la structure hyperfine, le moment magnétique ne dépend pratiquement que du spin électronique.

La seconde méthode, utilisant la mesure de la fluorescence, permet de mesurer la distribution de population sur les F, m_F . Pour ce faire, un champ magnétique homogène suffisamment fort pour lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman est appliqué. Au sein de la bobine créant ce champ, le jet d'atomes croise un faisceau laser dont la fréquence varie afin de balayer toutes les transitions autorisées de la raie étudiée. Les photons émis par fluorescence sont ensuite collectés et détectés, ce qui donne accès à la distribution de population de chaque F, m_F [87]. Dans notre cas, il ne semble pas possible d'utiliser cette méthode. En effet, nous pompions optiquement seulement une très fine classe de vitesse autour de $v_x = 0$ ce qui n'est pas favorable à l'utilisation de la fluorescence induite par laser. Si nous excitons le jet atomique avant la collimation, le signal de fluorescence, donné par une intégrale sur v_x , sera sensible à toutes les classes de vitesse y compris à celles qui ne sont pas pompées. Si nous l'excitons après la collimation, le signal de fluorescence sera très faible car le flux atomique total transmis par les fentes est alors inférieur à 10^6 atomes/s et les atomes étant rapides, cela limite le temps d'interaction.

Une variante de cette méthode consiste à induire des transitions radio-fréquence ou micro-onde en présence d'un champ magnétique suffisant pour résoudre les composantes Zeeman de la structure hyperfine puis à détecter la transition induite par fluorescence induite par laser [92]. Pour les mêmes raisons que celle évoquées précédemment, nous n'avons pas utilisé cette méthode.

La dernière des quatre méthodes présentées ici consiste à effectuer une deflexion du jet atomique par un laser résonant, en présence d'un champ magnétique homogène levant la dégénérescence Zeeman [86]. Nous pourrions utiliser cette méthode et elle sera détaillée ci-après. Cependant, cette méthode ne s'est pas avéré être très précise à cause de la structure de niveaux du lithium, et nous avons développé par la suite une méthode basée sur l'interférométrie atomique en présence d'un gradient de champ magnétique.

II.3.2 Mesure de la distribution de population par déflexion des atomes par laser

Après la collimation, la distribution de vitesse autour de v_x est très étroite, de largeur comparable à la vitesse de recul $v_r = \hbar k_L / m_{Li}$. Si le jet atomique traverse un faisceau laser perpendiculaire à sa trajectoire et résonnant avec une transition de l'atome, ce dernier absorbe l'impulsion du photon laser. L'émission spontanée d'un photon donne ensuite à l'atome une seconde impulsion de photon alors que l'atome revient dans son état fondamental. Comme le photon spontané est émis avec une direction aléatoire, la variation de la vitesse v_x est comprise entre 0 et $2v_r$ avec une valeur moyenne égale à v_r . Cette variation de vitesse est tout-à-fait suffisante pour réduire substantiellement la probabilité que l'atome atteigne le détecteur à fil chaud. De plus, lorsque que l'atome retombe dans l'état fondamental après émission spontanée, il peut retomber dans le sous-niveau F, m_F de départ et être à nouveau ré-excité par le laser, ce qui réduit encore sa probabilité d'atteindre le détecteur. Ce processus a le mérite d'être totalement sélectif en F, m_F (a contrario de la méthode Stern-Gerlach) si un champ magnétique homogène suffisamment fort pour lever complètement la dégénérescence Zeeman est appliqué. Pour les mêmes raisons que lors du pompage optique, c'est la raie $D_1(^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2})$

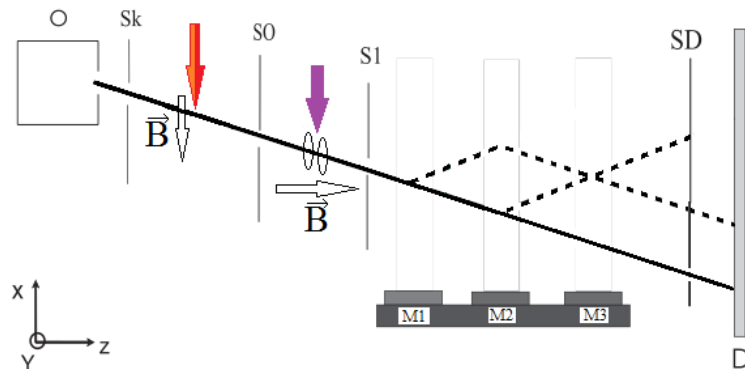


FIGURE II.14 – Schéma de notre interféromètre vu de dessus. La déflexion des atomes doit avoir lieu suffisamment en amont du détecteur pour être efficace et sera donc effectuée entre les deux fentes de collimation. La trajectoire atomique est représentée en pointillés lorsque l'interféromètre fonctionne mais nous utilisons le jet direct pour la déflexion des atomes.

du lithium qui est utilisée. Un champ magnétique parallèle à la trajectoire atomique est appliqué. La fréquence du laser est lentement balayée sur toute la raie, et le laser polarisé linéairement et parallèlement à la direction du champ magnétique appliqué excite les transitions $F = 1, 2 \rightarrow F' = 1, 2$. Lorsque le laser excite un sous-niveau F, m_F peuplé, on observe alors une baisse du signal proportionnelle à la population du niveau considéré, mais le coefficient de proportionnalité dépend du sous-niveau car la probabilité de retomber sur le même sous-niveau dépend de celui-ci. En tenant compte des deux transitions interdites $F = 1, m_F = 0 \rightarrow F' = 1, m'_F = 0$ et $F = 2, m_F = 0 \rightarrow$

$F' = 2, m'_F = 0$, on s'attend à observer 12 raies (Fig. II.15) lorsque la population est équirépartie dans les huit sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental. A l'inverse, si le

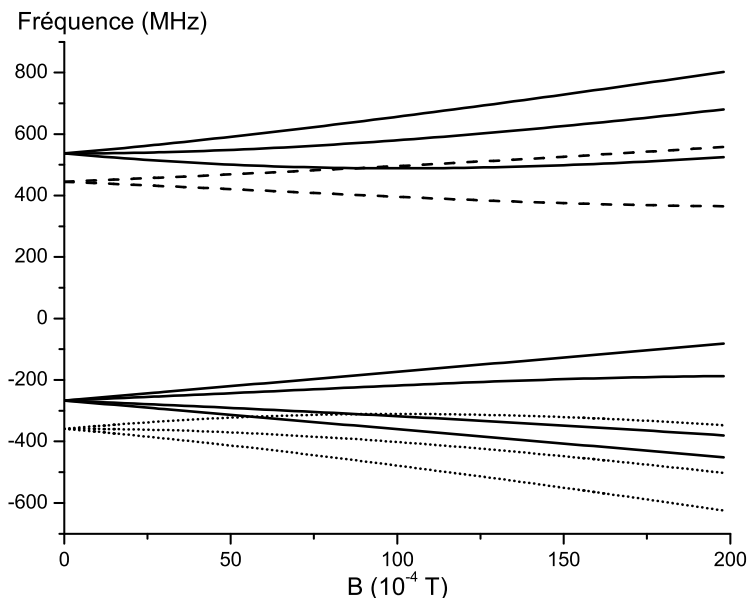


FIGURE II.15 – *Position des transitions π de la raie D1 du lithium en fonction du champ magnétique appliqué. On constate qu'il est difficile d'isoler toutes les raies, car même avec des champs importants les raies se croisent. Par exemple la raie $F = 2, m_F = 2 \rightarrow F' = 2, m'_F = 2$ est impossible à isoler, même avec des champs magnétique importants. Cette figure montre que la zone de champ la plus intéressante est celle des champs inférieurs à environ $50 \times 10^{-4} T$ car les transitions allant vers $F' = 1$ et $F' = 2$ ne se croisent pas pour des champs de cet ordre.*

pompage est parfait dans le $F = 2, m_F = -2$ ou dans le $F = 2, m_F = +2$, on n'observera alors qu'une seule raie. Idéalement, on voudrait comparer les signaux enregistrés pour le cas pompé optiquement et pour le cas non pompé : ceci permettrait de quantifier assez précisément les populations restantes dans les états dépeuplés. Cependant, dans le cas non-pompé optiquement, il a été difficile d'obtenir un spectre valable. En effet, lorsque la dégénérescence Zeeman est levée, il y a une raie pour chaque sous-niveau Zeeman et comme chacun de ses sous-niveaux n'est peuplé que par un huitième de la population totale, les baisses de signal atomique enregistrées par le détecteur sont comparables à l'amplitude du bruit (Fig. II.17) et il faut impérativement lisser les courbes pour bien voir les raies. De plus, avec le recouvrement de certaines raies, il est difficile d'attribuer précisément une baisse de signal à une raie particulière lorsque l'aile d'une autre vient empiéter sur elle. D'autre part, la figure (II.15) montre qu'il est difficile d'isoler toutes les transitions avec un champ magnétique raisonnable. Le rapport signal à bruit sur la figure (II.17) est d'environ 5, alors qu'il avoisine 50 dans le cas où le pompage optique est en marche (Fig. II.18) ce qui est attendu puisque toute la population de 8 niveaux doit être concentrée en un seul si le pompage est parfait. Les spectres issus du cas où le pompage optique est en marche sont donc plus exploitables. Une seule transition est

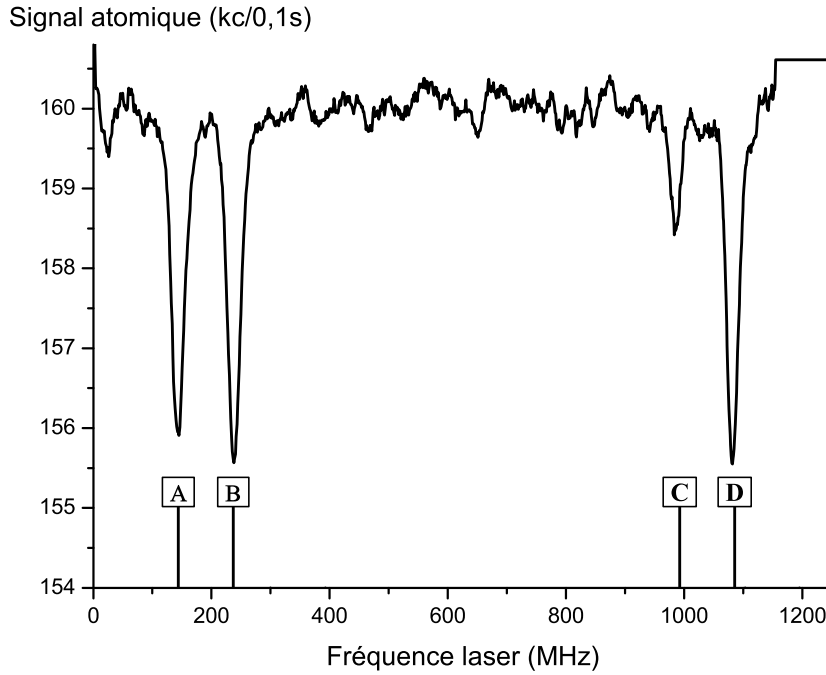


FIGURE II.16 – Déplétion observée avec un jet non pompé optiquement. Les positions théoriques des raies sont repérées par A, B, C et D avec A : ($F = 2 \rightarrow F' = 1$), B : ($F = 2 \rightarrow F' = 2$), C : ($F = 1 \rightarrow F' = 1$) et D : ($F = 1 \rightarrow F' = 2$). Un champ magnétique faible de 3.8×10^{-4} T est appliqué. L'ordonnée est le nombre d'atomes comptés en 1 s avec un lissage par moyenne glissante sur 14 points de mesure de durée de 0.1s.

détectée ce qui tend à montrer que le pompage optique doit être presque total. Sur les figures (II.18 a.) et (II.18 b.) ont été rajoutées les positions attendues des autres raies et il ne semble pas y avoir de baisses de signal décelables aux fréquences prévues. On constate néanmoins sur la figure (II.18 b.) qu'une faible baisse de signal est observable à la position de la transition $F = 2, m_F = -1 \rightarrow F' = 1, m'_F = -1$, dans le cas du pompage dans le $m_F = -2$. Si le pompage dans le $F = 2, m_F = -2$ est incomplet, il est très probable que la population non transférée se trouve dans l'état $F = 2, m_F = -1$. Cependant, cette baisse est du même ordre de grandeur que le bruit observé, il est donc impossible de quantifier la part de population non pompée. De plus, s'il reste une population significative dans le sous-niveau $F = 2, m_F = -1$, alors on doit aussi observer une baisse de signal à la position de la raie $F = 2, m_F = -1 \rightarrow F' = 2, m'_F = -1$. Toutefois, cette baisse de signal serait sans doute "noyée" avec celle issue de la raie $F = 2, m_F = -2 \rightarrow F' = 1, m'_F = -2$, mais devrait néanmoins la déformer. Or, cette dernière semble très symétrique lorsqu'elle est ajustée. On constate également le même phénomène dans le cas où le pompage est effectué dans le $F = 2, m_F = 2$ avec l'état $F = 2, m_F = 1$ qui ne semble pas totalement dépeuplé, comme dans le cas précédent. Nous estimons que la population des niveaux autres que celui visé n'exécède pas $\sim 3\%$ de la population totale par niveau et nous pensons donc avoir accumulé au moins 80% de la population dans le niveau voulu. Enfin sur la figure (II.18 a.), on constate que la

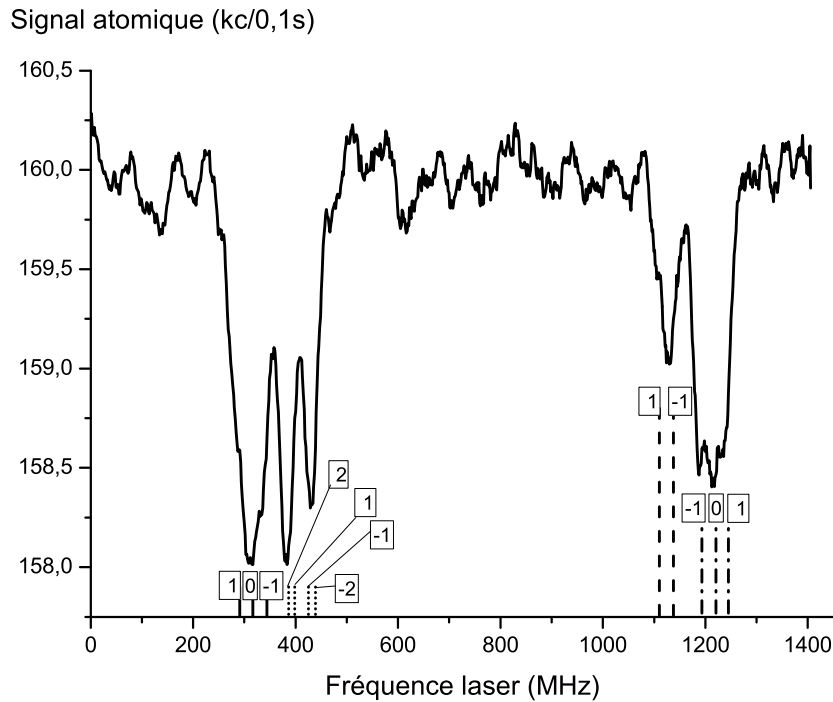


FIGURE II.17 – *Jet non pompé également mais le champ magnétique est de $29 \times 10^{-4} T$. Les chiffres indiquent le m_F de départ et d'arrivée. La ligne en tiret-point-tiret indique une transition ($F = 1 \rightarrow F' = 2$), celle en tirets ($F = 1 \rightarrow F' = 1$), celle en pointillés ($F = 2 \rightarrow F' = 2$) et celle en trait plein ($F = 2 \rightarrow F' = 1$). L'ordonnée est le nombre d'atomes comptés en 1s avec un lissage par moyenne glissante sur 14 points de mesure de durée de 0.1s.*

baisse de signal atomique (environ 18 kc/s) est un peu moins profonde que sur la figure (II.18 b.) où elle est de 19 kc/s, ce qui suggère une différence d'efficacité du pompage optique d'environ 5 % entre les deux cas. Ces mesures montrent que le pompage optique a une bonne efficacité avec au moins 80% de la population transférée dans le niveau visé mais il ne semble pas possible d'en tirer une meilleure connaissance de la distribution des atomes de lithium sur leurs sous-niveaux F, m_F . C'est pourquoi nous avons développé une méthode alternative de mesure de la distribution de population fondée sur une mesure d'interférométrie atomique.

II.4 Mesure des populations par interférométrie atomique

II.4.1 Principe

Le principe de cette mesure consiste à produire des déphasages Zeeman qui modifient la phase et la visibilité des signaux de l'interféromètre atomique. Ces modifications sont très sensibles à la distribution de la population atomique sur les différents sous-

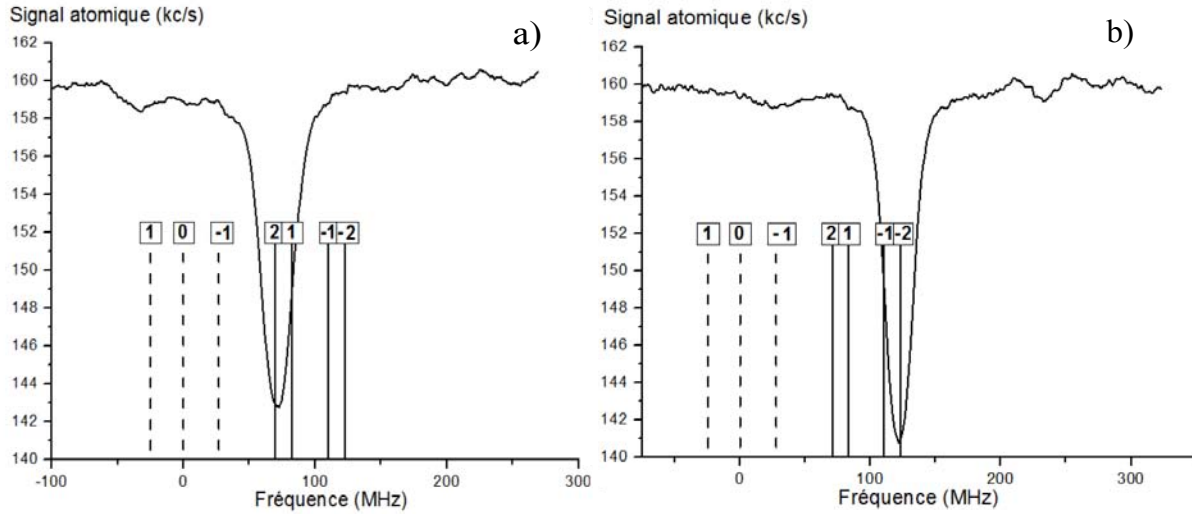


FIGURE II.18 – *Partie gauche* : Déplétion observée lorsque le pompage optique vers le $F = 2, m_F = +2$ est actif. En présence d'un champ magnétique de $29 \times 10^{-4} T$, la fréquence du laser est lentement balayée sur la transition D_1 du lithium. Pour chaque figure on a fait un agrandissement du domaine de fréquence proche des raies $F = 2 \rightarrow F = 2$, car aucune déplétion n'est observable pour les raies $F = 1 \rightarrow F = 2$ et $F = 1 \rightarrow F = 2$ situées 800 MHz plus loin. Les positions des différentes transitions $F = 2, m_F \rightarrow F', m'_F$ attendues sont symbolisées par un chiffre et une ligne verticale. Si la ligne verticale est pointillée, il s'agit d'une transition ${}^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow {}^2P_{1/2}, F' = 1$ et si elle est continue c'est une transition ${}^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow {}^2P_{1/2}, F' = 2$. Comme les transitions effectuées sont de type π (c'est-à-dire $\Delta m_F = 0$), le chiffre indique à la fois le m_F de départ et le m_F d'arrivée. *Partie droite* : Déplétion observée lorsque le pompage optique vers le $F = 2, m_F = -2$ est actif. Dans les deux cas, la courbe a été lissée par une moyenne glissante de 14 points afin d'en faire ressortir les tendances les plus importantes. L'origine des fréquences n'est pas la même que pour les figures (II.16) et (II.17).

niveaux F, m_F et il est possible de déduire des informations assez détaillées sur cette distribution. Pour produire ces déphasages Zeeman, il faut appliquer des champs magnétiques différents sur les deux bras de l'interféromètre. Ceci peut se faire en faisant circuler du courant entre les deux bras de l'interféromètre dans un septum [105] ou plus simplement en appliquant un champ magnétique inhomogène avec un gradient selon la direction x perpendiculaire au champ magnétique [106, 28].

II.4.2 Signaux d'interférences atomiques en présence d'un gradient de champ magnétique

Pour mettre en lumière les comportements des différents F, m_F en présence du champ magnétique, on effectue un développement limité à l'ordre 3 de la formule (II.59)

en explicitant X :

$$U(F, m_F) = -\frac{\Delta E}{8} \pm \frac{\Delta E}{2} \pm \frac{\mu_B m_F B}{2} \pm \frac{\mu_B^2 B^2}{\Delta E} \left(1 - \frac{m_F^2}{4}\right) \pm \frac{\mu_B^3 B^3}{\Delta E^2} \left(\frac{m_F^3}{4} - m_F\right) + \mathcal{O}(B^4) \quad (\text{II.67})$$

avec le signe \pm associé au choix du niveau hyperfin $F = I \pm 1/2$. L'expression (II.67) n'est valable que pour certaines valeurs de X et le domaine de validité de cette formule dépend aussi du m_F considéré car le développement limité ne converge que pour $|m_F X + X^2| < 1$. En effet, si on considère le sous-niveau Zeeman $m_F = 1$, alors la solution au polynôme $X^2 + X - 1 < 0$ est $X < (-1 + \sqrt{5})/2 \simeq 0.6$ alors qu'avec un sous-niveau $m_F = -1$, la solution au polynôme $X^2 - X - 1 < 0$ est $X < (1 + \sqrt{5})/2 \simeq 1.6$. Cette observation n'a pas de conséquence pratique car, dans notre cas, les champs magnétiques appliqués pour la mesure de la distribution de population dans les F, m_F ne dépassent pas les $B \simeq 3.2 \times 10^{-3}$ T, soit $X = 0.11$ au maximum. Les troisième, quatrième et cinquième termes donnent respectivement les effets Zeeman linéaire, quadratique et à l'ordre 3. Les niveaux $F, m_F = \pm 2$ sont les seuls à n'être sensibles qu'à l'effet Zeeman linéaire et cette propriété nous sera utile par la suite.

II.4.2.1 Déphasages Zeeman

Considérons un atome en propagation libre, d'énergie cinétique $E = \hbar^2 k^2 / 2m$. Lorsque que l'atome est soumis à une force, il apparaît une modification de l'énergie de l'atome d'une quantité U dépendant de la nature de la force appliquée et de son intensité. Dans le cas d'une interaction avec un champ magnétique, cette modification de l'énergie dépend du sous-niveau hyperfin considéré et sera notée $U(F, m_F)$. La conservation de l'énergie impose :

$$\frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + U(F, m_F) \quad (\text{II.68})$$

On tire de cette formule une expression du vecteur d'onde atomique k qu'on peut simplifier en développant la racine au premier ordre en supposant que l'énergie d'interaction est faible devant l'énergie cinétique et que la trajectoire atomique est très peu modifiée :

$$k = \sqrt{k_0^2 \left(1 - \frac{2mU(F, m_F)}{\hbar^2 k_0^2}\right)} \simeq k_0 - \frac{mU(F, m_F)}{\hbar^2 k_0} \quad (\text{II.69})$$

Puis en injectant la vitesse atomique $v_0 = \hbar k_0 / m$, on a :

$$k = k_0 - \frac{U(F, m_F)}{\hbar v_0} \quad (\text{II.70})$$

Aux énergies thermiques, comme c'est le cas avec notre interféromètre, l'énergie $U(F, m_F)$ est très faible devant l'énergie cinétique de l'atome. Par exemple, pour la plus faible vitesse atomique moyenne que nous utiliserons (soit 744 m/s), l'énergie cinétique de l'atome vaut environ $E_c = 3.2 \times 10^{-21}$ J. L'énergie d'interaction $U(F, m_F)$ s'écrit $U(F, m_F) = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$ et pour le sous-niveau $F = 2, m_F = 2$, le moment magnétique

porté par l'atome vaut μ_B . Le champ magnétique maximal appliqué au cours de cette thèse valant $B = 2.24 \times 10^{-2}$ T, on a au maximum $U = 2 \times 10^{-25}$ J soit $U/E_c \simeq 6 \times 10^{-5}$. L'interaction avec le champ magnétique vérifie la condition $U \ll E_c$ et la trajectoire atomique est peu affectée par l'application d'un champ magnétique dans nos conditions expérimentales (elle est modifiée en direction si $\mathbf{grad}U$ a des composantes selon x et y). La phase atomique que l'onde de matière acquiert en traversant la perturbation s'obtient en intégrant la perturbation le long du chemin emprunté par l'onde de matière :

$$\varphi(F, m_F) = \int (k(s) - k_0) ds \simeq - \int \frac{U(F, m_F, s)}{\hbar v} ds \quad (\text{II.71})$$

Une expérience d'interférométrie mesure la différence de phase acquise par chaque onde le long du chemin qu'elle a emprunté. Le déphasage s'exprime comme :

$$\begin{aligned} \varphi(F, m_F) &= \frac{1}{\hbar v} \left(\int_u U(F, m_F, s) ds - \int_l U(F, m_F, s) ds \right) \\ \varphi(F, m_F) &= \frac{1}{\hbar v} \int_{u-l} \frac{\partial U(F, m_F, s)}{\partial B} \frac{\partial B}{\partial x} \delta x(z) dz \end{aligned} \quad (\text{II.72})$$

avec u et l les deux chemins de l'interféromètre atomique (Fig. II.19). Par exemple, pour le champ magnétique maximal appliqué au cours de cette thèse ($B \simeq 0.02$ T) sur une longueur de 5 cm, le déphasage Zeeman accumulé sur chacun des deux bras est d'environ 10^5 radians. Cette valeur est impressionnante mais un déphasage n'apparaîtra en sortie de l'interféromètre que si les champs magnétiques appliqués n'ont pas la même norme sur les deux bras et, le champ magnétique produit étant relativement homogène, le déphasage est le même sur chaque bras à quelques radians près.

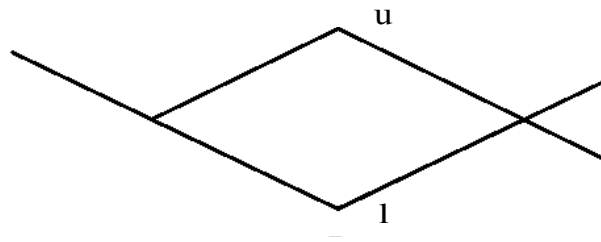


FIGURE II.19 – Schéma simplifié de l'interféromètre atomique. Les atomes se propagent de la gauche vers la droite.

Nature dispersive des déphasages Zeeman

Les deux bras de l'interféromètre atomique sont séparés d'une distance maximale $\Delta x = 2L_{12}\theta_B$ où L_{12} est la distance entre les deux premières ondes stationnaires et θ_B est l'angle de Bragg. Δx va de $68 \mu\text{m}$ à $140 \mu\text{m}$, en fonction du gaz porteur utilisé et donc de la vitesse atomique moyenne des atomes de lithium, au niveau de l'onde stationnaire $M2$. Comme Δx est petit devant la distance aux sources du champ magnétique, on

peut approximer les intégrales de chemins par :

$$\int_u B(s)ds - \int_l B(s)ds \simeq \Delta x \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dB(x_0, z)}{dx} dz \right) \quad (\text{II.73})$$

$$\int_u B^2(s)ds - \int_l B^2(s)ds \simeq 2\Delta x \left(\int_{-\infty}^{+\infty} B(x_0, z) \frac{dB(x_0, z)}{dx} dz \right) \quad (\text{II.74})$$

Comme l'angle de Bragg θ_B est inversement proportionnel à la vitesse atomique v , les déphasages Zeeman $\varphi_B(F, m_F)$ seront proportionnels à v^{-2} . On exprime le déphasage magnétique à partir des équations (II.72), du développement limité (II.67) de $U(F, m_F)$ et en introduisant trois facteurs J_1 , J_2 et J_3 homogènes à des phases :

$$\varphi_B = \pm \frac{1}{2} m_F J_1 \pm \left(1 - \frac{m_F^2}{4} \right) J_2 \mp \left(\frac{m_F^3}{4} - m_F \right) J_3 \quad (\text{II.75})$$

où on attribue le signe $-$ à $F = 1$ et le signe $+$ lorsque $F = 2$. Les termes J_1 , J_2 et J_3 sont définis comme :

$$J_1 = \frac{\mu_B}{\hbar v} \left(\int_u B(s)ds - \int_l B(s)ds \right) \quad (\text{II.76})$$

$$J_2 = \frac{\mu_B^2}{\Delta E \hbar v} \left(\int_u B^2(s)ds - \int_l B^2(s)ds \right) \quad (\text{II.77})$$

$$J_3 = \frac{\mu_B^3}{\Delta E^2 \hbar v} \left(\int_u B^3(s)ds - \int_l B^3(s)ds \right) \quad (\text{II.78})$$

Lorsqu'un champ magnétique produit par une bobine est appliqué sur l'interféromètre, chaque grandeur J_n est proportionnelle au courant $|I|^n$ circulant dans la bobine créant ce champ. Les phases J_n peuvent donc être écrites comme le produit du courant $|I|^n$ et d'un facteur A_{J_n} ne dépendant que des caractéristiques du solénoïde produisant le champ :

$$\begin{aligned} J_1 &= A_{J_1} |I| \\ J_2 &= A_{J_2} |I|^2 \\ J_3 &= A_{J_3} |I|^3 \end{aligned} \quad (\text{II.79})$$

m_F	-2	-1	0	1	2
$F = 2$	$-J_1$	$-J_1/2 + 3J_2/4 + J_3$	J_2	$J_1/2 + 3J_2/4 - J_3$	J_1
$F = 1$	-	$J_1/2 - 3J_2/4 - J_3$	$-J_2$	$-J_1/2 - 3J_2/4 + J_3$	-

TABLE II.3 – Phase magnétique accumulée par les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental du lithium. Seuls les effets Zeeman linéaires, quadratique et du troisième ordre ont été pris en compte et le magnétisme nucléaire a été négligé. On constate que les niveaux de la paire ($F = 2, m_F = \pm 2$) ont un déphasage Zeeman exactement opposé, tout comme les paires de niveaux ($F = 1, m_F \leftrightarrow F = 2, m_F$).

En fonction du sous-niveau Zeeman hyperfin considéré, le déphasage accumulé par l'onde de matière sera différent (tableau II.3). En plus des déphasages magnétiques

J_1 , J_2 et J_3 , il existe un déphasage noté J_0 qui provient de la présence du champ magnétique B_0 du laboratoire qui est faible mais inhomogène. Ce champ B_0 a pour origine le champ magnétique terrestre modifié par le châssis en acier supportant l'interféromètre et les divers éléments ferromagnétique proches de l'interféromètre. Ainsi, sans champ magnétique appliqué sur l'interféromètre, le gradient de champ magnétique résiduel induisant J_0 modifie la visibilité des signaux atomiques. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué sur l'interféromètre, ce champ s'ajoute au champ B_0 préexistant et il peut compenser le gradient induisant le déphasage J_0 par le gradient magnétique appliqué. Cet effet conduit à une amélioration de la visibilité de quelques % [28]. Comme B_0 est faible ($\sim 10^{-4}$ T), seul l'effet Zeeman linéaire de ce gradient de champ magnétique est pris en compte et J_0 pourra donc être inclus dans le terme J_1 . Afin de calculer le terme J_1 de façon simple en tenant compte de J_0 , on va faire l'hypothèse que le gradient magnétique appliqué n'existe que dans une zone délimitée proche de la bobine alors que le gradient magnétique résiduel est quant à lui présent sur toute la longueur de l'interféromètre. Le déphasage Zeeman J_1 s'écrit :

$$J_1 = A_{J_1}|I - I_0| + J_{0-Bobine} \quad (\text{II.80})$$

où I_0 est le courant circulant dans la bobine nécessaire pour compenser le gradient magnétique induisant J_0 dans la zone délimitée où le gradient magnétique induisant J_1 existe. Le terme $J_{0-Bobine}$ s'écrit :

$$J_{0-Bobine} = J_0 - A_{J_1}|I_0| \quad (\text{II.81})$$

Ce terme est le déphasage Zeeman issu du gradient magnétique résiduel présent sur tout l'interféromètre auquel on a retranché le déphasage Zeeman provenant du gradient magnétique appliqué présent seulement dans la zone d'action de la bobine. Les équations (II.80) et (II.81) sont des équations interpolant les comportements à fort et faible courants mais ne sont cependant pas rigoureusement exactes. On peut cependant s'assurer qu'il n'y a pas de discontinuité entre les deux zones puisque, dans l'équation (II.80), si I tend vers 0 on a bien J_1 qui tend vers J_0 .

A la vue du tableau (II.3), lorsque le pompage n'est pas en fonctionnement les déphasages Zeeman issus de chaque F, m_F se compensent deux à deux² et le déphasage total du signal est alors nul. En revanche, si le pompage optique est actif et complet, seul le $F = 2, m_F = +2$ (ou -2) sera présent et le déphasage mesuré par rapport au cas non-pompé sera J_0 si $I = 0$.

Par ailleurs, au cours des acquisitions est apparue une légère variation du coefficient A_{J_1} : cette variation est due à l'échauffement de la bobine lorsque que des intensités assez élevées la parcourent. Vers $I = 10$ A, la température de la bobine atteint environ 80°C . A partir de la longueur $L_0 \simeq 20$ cm de la tige en dural qui supporte la bobine et du coefficient de dilatation thermique de l'aluminium $\alpha \simeq 23.1 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ on peut calculer l'expansion thermique de la tige. En supposant que la température de cette tige est constante sur toute la longueur, on peut écrire que la dilatation thermique de

2. car les huit sous-niveaux F, m_F se répartissent en quatre paires avec des effets Zeeman opposés : une paire $F = 2, m_F = \pm 2$ et trois paires de même m_F mais de F différent.

cette tige est d'environ :

$$\Delta L = \alpha L_0 \Delta T \simeq 0.3 \text{mm} \quad (\text{II.82})$$

Ce déplacement de la bobine peut sembler très faible, mais au vu des caractéristiques de cette bobine on estime que la dilatation peut provoquer des déphasages de l'ordre de 0.1 rad pour des courants proches de 10 ampères. On va donc modifier l'expression de J_1 (II.80) afin de prendre en compte cet effet. Au final, les grandeurs J_n s'écrivent :

$$\begin{aligned} J_1 &= A_{J1}|I - I_0| + CT I^2|I - I_0| + J_{0,Bobine} \\ J_2 &= A_{J2}|I|^2 \\ J_3 &= A_{J3}|I|^3 \end{aligned} \quad (\text{II.83})$$

Le terme CT de J_1 est un coefficient déterminé empiriquement servant à prendre en compte la dilatation thermique de la tige supportant la bobine. Dans ce terme, le courant apparaît au cube car la puissance dissipée provoquant l'échauffement de la bobine est fonction du courant au carré. Ce terme ne peut pas être confondu avec A_{J3} car il s'agit bien d'une variation l'effet Zeeman linéaire du gradient de champ magnétique et, à ce titre, est perceptible par les niveaux $F = 2, m_F = \pm 2$ alors que l'effet Zeeman au troisième ordre ne l'est pas.

II.4.2.2 Interférences en présence d'un champ magnétique

Comme l'effet Zeeman crée un déphasage qui dépend du sous-niveau hyperfin, on écrit le signal atomique propre à un sous-niveau F, m_F particulier :

$$I(F, m_F) = P(F, m_F) I_0 [1 + \mathcal{V}_0 \mathcal{V}_{rel}(F, m_F) \cos(\varphi_B(F, m_F))] \quad (\text{II.84})$$

où $P(F, m_F)$ est la population peuplant chaque sous-niveau Zeeman, $\mathcal{V}_{rel}(F, m_F)$ est la visibilité relative de l'interférogramme de chacun des sous-niveaux et \mathcal{V}_0 est la visibilité initiale des franges atomiques en l'absence de champ magnétique appliqué mais en présence du champ du laboratoire. On peut réécrire cette expression en introduisant la visibilité complexe du signal atomique en présence d'un déphasage Zeeman, et toujours pour un seul F, m_F :

$$I(F, m_F) = P(F, m_F) I_0 [1 + \mathcal{V}_0 \text{Re}(\underline{\mathcal{V}}_{rel}(F, m_F))] \quad (\text{II.85})$$

$$\text{avec : } \underline{\mathcal{V}}_{rel}(F, m_F) = \mathcal{V}_{rel}(F, m_F) e^{i\varphi_B(F, m_F)} \quad (\text{II.86})$$

Enfin, comme le signal atomique I vu par le détecteur est la somme de tous les interférogrammes des 8 sous-niveaux F, m_F , I s'écrit :

$$I = I_0 [1 + \mathcal{V}_0 \sum_{F, m_F} P(F, m_F) \mathcal{V}_{rel}(F, m_F) \cos(\varphi_B(F, m_F))] \quad (\text{II.87})$$

Dans le cas simple où la population atomique est équirépartie dans les sous-niveaux Zeeman, on a $P(F, m_F) = 1/8$ et l'expression de la visibilité est simplement :

$$\mathcal{V} = \frac{\mathcal{V}_0}{4} \left[\cos(J_2) + 2 \cos\left(\frac{J_1}{2}\right) \cos\left(\frac{3J_2}{4}\right) + \cos(J_1) \right] \quad (\text{II.88})$$

Dès lors que plusieurs sous-niveaux Zeeman sont peuplés la visibilité en fonction de I montre des "collapses" et des "revivals" [28]. Sur la figure (II.20), la visibilité s'effondre avant de redevenir correcte vers $I = 4$ A, lorsque les interférogrammes sont de nouveau en phase. Comme les niveaux de la paire ($F = 2, m_F = \pm 2$) ont des déphasages Zeeman exactement opposés, ainsi que les paires de niveaux ($F = 1, m_F \leftrightarrow F = 2, m_F$), le déphasage Zeeman reste nul si les populations sont équiréparties. Le déphasage subit un saut de π lorsque la visibilité s'annule. \mathcal{V} s'annule car \mathcal{V} est réel mais dans le cas général dans le plan complexe, $\underline{\mathcal{V}}$ ne s'annule jamais car la transmission de l'interféromètre n'est pas la même pour les niveaux $F = 1$ et $F = 2$ (voir chapitre 1) et le déphasage n'est pas exactement nul.

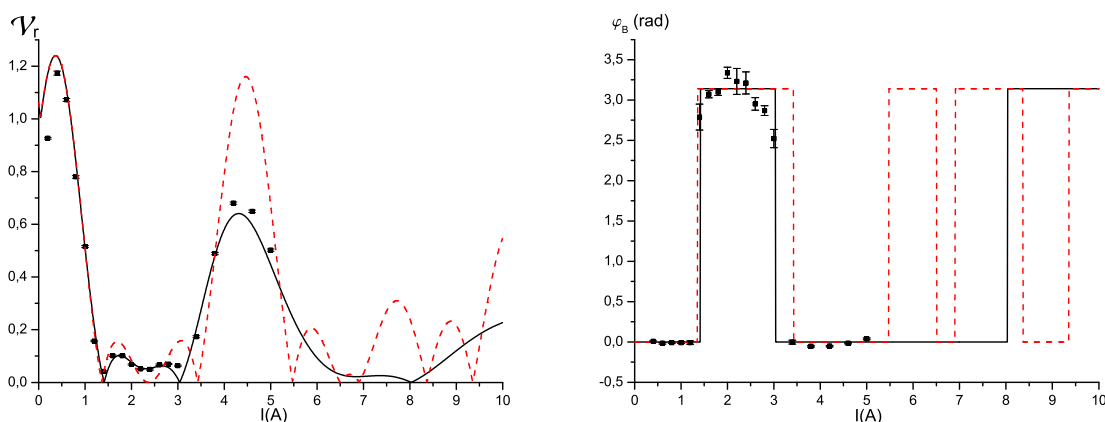


FIGURE II.20 – *Partie gauche* : visibilité relative en fonction du courant appliqué avec le krypton comme gaz porteur. La courbe en pointillés rouge est une simulation dans laquelle l'amortissement dû à la dispersion en vitesse n'est pas pris en compte et la courbe en trait plein est la visibilité relative attendue tenant compte de cet amortissement. Les points sont les déphasages mesurés. On observe une amélioration de la visibilité lorsque le gradient J_0 est compensé par le gradient magnétique appliqué. *Partie droite* : déphasage en fonction du courant appliqué. Lorsque que la dispersion en vitesse n'est pas prise en compte (pointillés rouges), on observe plus de sauts de π car la visibilité s'annule plus de fois.

Dispersion en vitesse et effet Sagnac

Le caractère dispersif des déphasages magnétiques est visible sur la figure (II.20) : la visibilité ne revient pas à sa valeur initiale car les déphasages magnétiques sont proportionnels à v^{-2} et notre jet atomique n'est pas monocinétique. Chaque classe de vitesse ayant un déphasage différent, la distribution de vitesse du jet provoque une dispersion des déphasages $\phi_B(F, m_F)$ et une réduction de la visibilité. Ainsi, la visibilité complexe associée à chaque F, m_F définie dans la formule (II.88) doit être moyennée sur la distribution de vitesse $P(v)$:

$$P(v) = \frac{S_{\parallel}}{v_m \sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{(v_z - v_m) S_{\parallel}}{v_m} \right)^2 \right] \quad (\text{II.89})$$

où v_m est la vitesse moyenne selon l'axe z et S_{\parallel} est le rapport terminal de vitesse parallèle calculé au chapitre 1. La visibilité complexe moyennée sur la distribution de vitesse $P(v)$ s'écrit :

$$\langle \mathcal{V} \rangle = \sum_{F, m_F} P(F, m_F) \int_0^{+\infty} P(v) \mathcal{V}(F, m_F) e^{i\phi_B(F, m_F)} dv \quad (\text{II.90})$$

Alain Miffre obtient une expression analytique approchée de cette intégrale dans l'annexe D de sa thèse [35], et je n'indique ici que le résultat final de ce calcul. En présence d'une dépendance en vitesse de φ_B en v^{-2} , la visibilité et la phase s'écrivent :

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{V}(F, m_F) \rangle &= \mathcal{V}_0 \frac{S_{\parallel}}{(S_{\parallel}^4 + 9\varphi_B^2)^{1/4}} \exp\left(-\frac{\varphi_B^2 S_{\parallel}^2}{(S_{\parallel}^4 + 9\varphi_B^2)}\right) \\ \langle \varphi_B(F, m_F) \rangle &= \varphi_B - \frac{3\varphi_B^3}{(S_{\parallel}^4 + 9\varphi_B^2)} + \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{3\varphi_B}{S_{\parallel}^2}\right) \end{aligned} \quad (\text{II.91})$$

Afin de ne pas alourdir ces expressions, on a écrit $\varphi_B = \varphi_B(F, m_F)$. Pour des déphasages assez faibles, c'est-à-dire des déphasages magnétiques pour lesquels $3\varphi_B \ll S_{\parallel}^2$, et un rapport de vitesse parallèle S_{\parallel} avoisinant 7, ce qui est le cas dans notre expérience (voir chapitre 1), les formules (II.91) peuvent être approchées et la visibilité complexe moyenne peut s'écrire :

$$\langle \mathcal{V} \rangle = \mathcal{V}_0 \exp\left(-\frac{\varphi_B^2}{S_{\parallel}^2}\right) e^{i\varphi_B} \quad (\text{II.92})$$

La diminution de la visibilité due à la dispersion en vitesse suit ainsi une loi exponentielle dépendant du déphasage Zeeman et donc du sous-niveau hyperfin considéré. La phase, quant à elle, n'est pas très sensible au caractère dispersif de l'interaction magnétique.

Enfin, notre interféromètre est également sensible à l'effet Sagnac : la rotation de la Terre induit un déphasage [37] qui dépend de la latitude à laquelle se trouve l'interféromètre à la surface de la planète. Cette phase a une dispersion en v^{-1} et, à la latitude de Toulouse ($\lambda = 43^\circ 33' 37''$) et pour notre interféromètre, elle s'écrit [34] :

$$\varphi_{\text{Sagnac}} = \frac{684}{v} \text{ rad} \quad (\text{II.93})$$

En prenant en compte la phase Sagnac et toujours à partir du calcul effectué dans l'annexe D de la thèse d'Alain Miffre [35], les formules (II.91) deviennent :

$$\langle \mathcal{V}(F, m_F) \rangle = \mathcal{V}_0 \frac{S_{\parallel}}{[S_{\parallel}^4 + (\varphi_{\text{Sagnac}} + 3\varphi_B)^2]^{1/4}} \exp\left(-\frac{(\varphi_{\text{Sagnac}} + 2\varphi_B)^2 S_{\parallel}^2}{4[S_{\parallel}^4 + (\varphi_{\text{Sagnac}} + 3\varphi_B)^2]}\right) \quad (\text{II.94})$$

$$\langle \varphi(F, m_F) \rangle = \varphi_B + \varphi_S - \frac{(\varphi_S + 3\varphi_B)(\varphi_S + 2\varphi_B)^2}{4[S_{\parallel}^4 + (\varphi_S + 3\varphi_B)^2]} + \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{(\varphi_S + 3\varphi_B)}{S_{\parallel}^2}\right) \quad (\text{II.95})$$

La phase Sagnac a toujours le même signe mais en présence d'un gradient de champ magnétique elle se rajoute à la phase magnétique dont le signe, quant à lui, dépend du sous-niveau Zeeman. Ainsi la phase Sagnac rend les visibilités $\mathcal{V}(F = 1, m_F)$ et $\mathcal{V}(F = 2, m_F)$ (ou $\mathcal{V}(F, m_F)$ et $\mathcal{V}(F, -m_F)$) légèrement différentes. Cet effet est faible mais nous l'avons tout de même pris en compte dans nos mesures.

Déséquilibre non nul

Jusqu'à présent nous avons considéré des cas où la population atomique était équirépartie dans les sous-niveaux Zeeman. Afin de prendre en compte un éventuel déséquilibre des transmissions des niveaux $F = 1$ et $F = 2$ par l'interféromètre, on utilise le paramètre χ défini au chapitre 1 :

$$P(F = 1, m_F) = \frac{1 + 5\chi}{8} \quad (\text{II.96})$$

$$P(F = 2, m_F) = \frac{1 - 3\chi}{8} \quad (\text{II.97})$$

La visibilité du signal atomique s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \underline{\mathcal{V}} = & \frac{\mathcal{V}_0}{4} \left[(1 + \chi) \left(\cos(J_2) + 2 \cos\left(\frac{3J_2}{4}\right) \cos\left(\frac{J_1}{2}\right) \right) + (1 - 3\chi) \cos(J_1) \right] \\ & + i\mathcal{V}_0\chi \left[\sin(J_2) + 2 \cos\left(\frac{J_1}{2}\right) \sin\left(\frac{3J_2}{4}\right) \right] \end{aligned} \quad (\text{II.98})$$

Sur la figure (II.21), on peut constater l'influence d'un déséquilibre important sur la visibilité des franges atomiques. En effet, avec $\chi = 0.1$, la transmission de l'interféromètre est meilleure pour le niveau $F = 1$ et on a un rapport de populations hyperfines proche de 2. Ce paramètre modifie de façon importante la phase et la visibilité du signal atomique et devra donc être pris en compte dans nos mesures. Le système de battement de fréquences présenté dans le chapitre 1 et la surveillance de la puissance laser nous permettront de stabiliser χ tout au long des acquisitions.

Nous allons utiliser ce modèle qui décrit les modifications du signal atomique en présence de déphasages Zeeman pour effectuer une mesure de la distribution de la population atomique par interférométrie atomique en présence d'un gradient de champ magnétique. Puisque chaque sous niveau Zeeman se comporte différemment en présence d'un champ magnétique (tableau II.3), l'étude des phases magnétiques donne théoriquement accès à la population $P(F, m_F)$ de chaque sous niveau.

II.4.3 Visibilités et phases attendues

Tout d'abord, nous avons effectué quelques simulations pour prédire les visibilités et les déphasages attendus en fonction de l'efficacité du pompage optique.

Simulations numériques

La phase et la visibilité sont sensibles à la distribution de population dans les sous-niveaux F, m_F lorsqu'un gradient de champ magnétique est appliqué dans l'interféromètre. A l'aide des formules théoriques (II.95), on peut prévoir le comportement de la

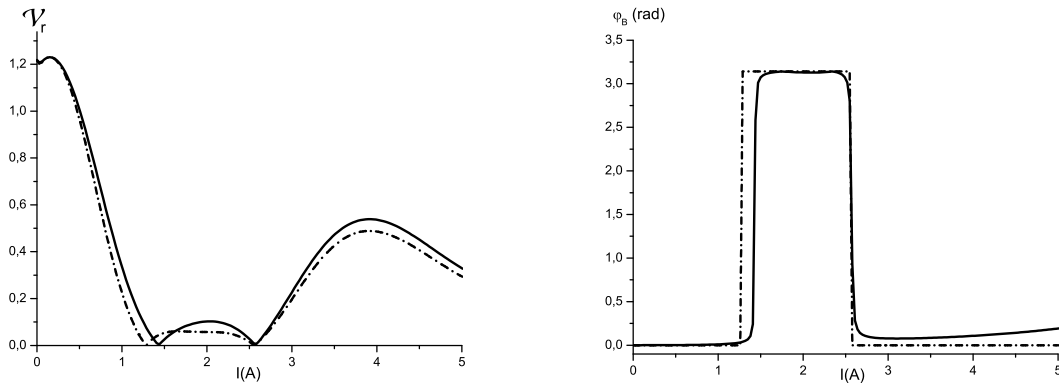


FIGURE II.21 – *Partie gauche : visibilité relative calculée en fonction du courant appliqué avec le krypton comme gaz porteur pour $\chi = 0$ en pointillés et $\chi = 0.1$ en trait plein. Les positions des collapses et les intensités des revivals sont légèrement modifiées. Partie droite : déphasage calculé en fonction du courant appliqué pour $\chi = 0$ en pointillés et $\chi = 0.1$ en trait plein. Lorsque, $\chi \neq 0$, le déphasage n'est pas tout-à-fait nul quand $I \geq 3$ A car les poids des deux niveaux de chaque paire ($F = 2, m_F$; $F = 1, m_F$) (avec $m_F = -1, 0, +1$) ne sont plus égaux. De plus, le saut de π est moins abrupte.*

visibilité relative et de la phase du signal atomique en fonction de la distribution de population (Figure II.22). Les paramètres tels que J_0 , A_{J1} et S_{\parallel} utilisés pour tracer ces courbes théoriques sont tirés d'ajustements de données expérimentales qui seront présentées plus loin.

Mis à part le cas où le pompage est parfait et celui où les populations sont équiréparties dans les F, m_F , les distributions de populations de la figure (II.22) sont obtenues en faisant l'hypothèse que la puissance laser est trop faible pour effectuer un pompage complet. On aurait pu aussi bien faire l'hypothèse d'un temps d'interaction trop court, ou d'un défaut de polarisation des lasers effectuant le pompage. Si le premier cas est peu probable, le second est tout-à-fait possible mais seulement pour des pertes de quelques % : l'hypothèse du défaut de polarisation ne tient pas au delà de 10% de population non pompée dans l'état voulu car, comme le montre la figure (II.7), il faudrait que plus de 20% de l'intensité laser se trouve dans la polarisation circulaire opposée. Ceci est assez improbable compte tenu de la mesure de la polarisation effectuée dans la partie (II.1.3.2).

D'autre part, on s'aperçoit sur la figure (II.22) que lorsque le pompage dans le $F = 2, m_F = +2$ est moins efficace d'une dizaine de %, la visibilité relative diminue rapidement quand le courant augmente par rapport au cas idéal. En revanche, on constate que la phase en fonction du courant garde approximativement la même allure lorsque plus de 60% de la population se trouve dans le $F = 2, m_F = \pm 2$. Comme les mesures de la distribution de population par déflexion du jet atomique avec un laser résonnant ont montré que la population dans le niveau visé atteignait plus de 80%, la phase ne donnera pas une connaissance très précise des populations et c'est donc la visibilité relative qui nous renseignera sur les distributions de populations.

Vers les courants élevés, il semble étonnant au premier abord d'observer une visibilité

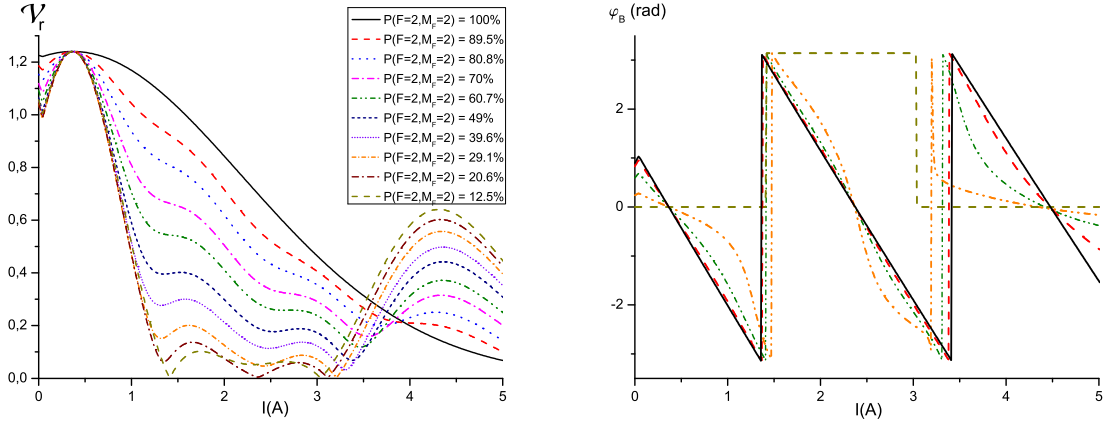


FIGURE II.22 – *Partie gauche* : visibilité relative en fonction du courant appliqué. Les visibilités relatives sont tracées pour plusieurs distributions de populations et classées en fonction de la population placée dans le $F = 2, m_F = +2$. Les distributions de populations sont obtenues par des simulations numériques du pompage optique pour lesquelles la puissance laser a été progressivement réduite afin d’obtenir un pompage incomplet. *Partie droite* : déphasage en fonction du courant appliqué. Par souci de lisibilité, seules les phases calculées pour des populations dans le $F = 2, m_F = +2$ de 12.5%, 29.5%, 60.7%, 89.5% et 100% sont tracées. Cette étude a été réalisée avec les paramètres que nous avons déduits des expériences effectuées avec le jet atomique ayant une vitesse moyenne de 744 m/s (krypton comme gaz porteur).

plus importante dans le cas non-pompé que dans le cas pompé. Ce phénomène est expliqué par le fait que la réduction de la visibilité, due au fait que notre jet n’est pas monocinétique, dépend du sous-niveau Zeeman considéré. Si pour chaque sous-niveau F, m_F on reporte le déphasage Zeeman accumulé correspondant (Tab. II.3) dans l’expression (II.92), on s’aperçoit que la baisse de la visibilité est beaucoup plus importante pour les niveaux $m_F = \pm 2$ que pour les niveaux $m_F = \pm 1$, et plus encore que pour les $m_F = 0$, si $|J_2| \ll |J_1|$. Sans pompage optique, si l’on considère que la population est équirépartie, on a $1/4$ de la population qui se trouve dans les états $m_F = \pm 2$, $1/4$ qui est dans les sous-niveaux $m_F = 0$ et enfin la moitié dans les sous-niveaux $m_F = \pm 1$: on a alors les $3/4$ de la population totale qui subit une réduction de la visibilité (due à la dispersion en vitesse) inférieure à celle que subit la population des états $m_F = \pm 2$. Lorsque les atomes sont pompés optiquement dans le $m_F = -2$ ou $+2$, la baisse de la visibilité est alors plus importante. Si on avait voulu obtenir une visibilité toujours meilleure dans le cas où le pompage optique est actif, il aurait fallu faire un pompage vers l’un des deux sous-niveaux $m_F = 0$.

Ajustements

La détermination de la distribution de population dans les F, m_F se fait en réalisant des ajustements, à partir des formules (II.95), des phases et des visibilités expérimentales. Ces quantités sont mesurées dans plusieurs configurations expérimentales selon

la méthode décrite au chapitre 1. La première configuration est celle où le pompage optique n'est pas activé, la deuxième est avec un pompage dans le $F = 2, m_F = +2$ et la troisième est avec un pompage dans le $F = 2, m_F = -2$. La bobine qui sert à ces mesures crée un champ magnétique assez faible et les termes dominants seront dus à l'effet Zeeman linéaire. Dans cette approche, la phase ne dépend que de $g_F m_F$ et cela réduit la sensibilité de la mesure à la distribution de population. Le terme J_3 sera nul, J_2 sera quasi-nul et le déphasage Zeeman sera pratiquement donné par le terme linéaire. Les atomes se trouvant dans les sous-niveaux $F = 2, m_F = +1$ et $F = 1, m_F = -1$ ainsi que les niveaux $F = 2, m_F = -1$ et $F = 1, m_F = +1$ acquièrent la même phase dans le cas où seul un gradient magnétique linéaire est appliqué. En revanche, les atomes peuplant les sous-niveaux $m_F = 0$ n'accumulent pas de déphasage. Ceci signifie que les ajustements donneront conjointement les populations du $F = 2, m_F = +1$ et du $F = 1, m_F = -1$, du $F = 2, m_F = 0$ et du $F = 1, m_F = 0$ ainsi que du $F = 2, m_F = -1$ et du $F = 1, m_F = +1$ dans un même paramètre pour chaque paire de niveaux. Cette méthode permet de réduire le nombre de paramètres à ajuster et d'améliorer la précision. Le fait de ne pas connaître la population de chacun de ces six sous-niveaux Zeeman n'est pas très important puisque nous voulons surtout déterminer les populations des $F = 2, m_F = +2$ et $F = 2, m_F = -2$, mais pour une modélisation complète de l'expérience une connaissance complète des huit populations $P(F, m_F)$ aurait été utile. En plus du coefficient A_{J1} , les ajustements donneront un certain nombre de paramètres généraux tels que le rapport des vitesses parallèles S_{\parallel} , le coefficient d'expansion thermique de la bobine CT , la visibilité maximale \mathcal{V}_{max} lorsque le gradient résiduel J_0 est compensé, le paramètre χ traduisant le déséquilibre de population entre les niveaux $F = 1$ et $F = 2$ lorsqu'il n'y a pas de pompage optique et enfin I_0 qui est l'intensité parcourant la bobine servant à compenser le gradient J_0 dans la zone d'action de la bobine. On tirera également un coefficient A_{J2} mais seulement du cas où il n'y a pas de pompage optique.

II.4.4 Dispositif expérimental

Le gradient de champ magnétique appliqué sur l'interféromètre est produit par un solénoïde de 9 spires et produit un champ maximum d'environ 3.25×10^{-4} T/A. Ce solénoïde, constitué d'un enroulement de fil de cuivre de 1.5 mm^2 sur un support de 30 mm de diamètre, est proche de la trajectoire des atomes et est placé entre les deux premières ondes stationnaires (Fig. II.23). Pour le pompage optique, la direction du champ magnétique des bobines de Helmholtz sera parallèle au faisceau laser et, pour des raisons de commodité, c'est la direction du champ magnétique qui sera basculée lorsqu'on voudra inverser le sens du pompage optique. L'autre possibilité aurait été de tourner la lame quart d'onde, mais il est difficile d'être certain de la replacer exactement à la même position, alors qu'une électronique adaptée permet de basculer la direction du champ magnétique appliqué. Un inverseur permet ainsi de basculer le pompage optique soit vers le $m_F = -2$, soit vers le $m_F = +2$. De plus, un obturateur de faisceau laser vient couper régulièrement les faisceaux laser pompant les atomes afin d'enregistrer la configuration correspondant au cas où il n'y a pas de pompage optique. L'inverseur,

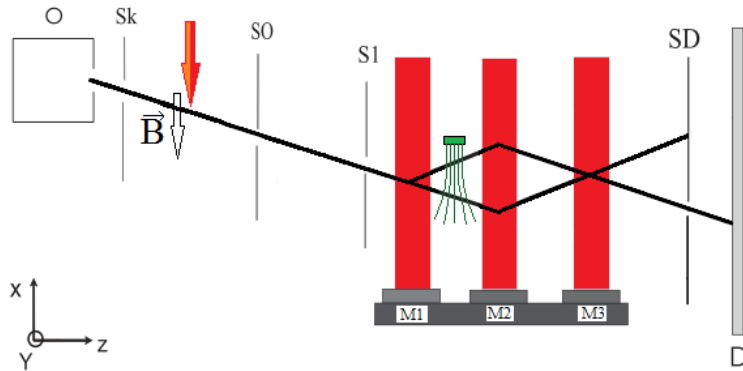


FIGURE II.23 – Schéma de notre interféromètre vu de dessus. Le solénoïde créant le gradient de champ magnétique est placé entre les deux premières ondes stationnaires.

l'obturateur et le courant circulant dans le solénoïde sont pilotés par le logiciel d'acquisition écrit sous Labview présenté dans le chapitre 1, ce qui nous permet d'extraire les déphasages et les visibilitées correspondant à chaque configuration.

II.4.5 Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux seront présentés séparément pour chaque gaz porteur utilisé et les vitesses associées à chaque gaz porteur sont indiquées dans le tableau (II.4). Les simulations numériques n'ont pas prédit d'effet notable associé à des variations d'un facteur 2 de la vitesse moyenne (comprise entre 744 m/s et 1520 m/s), le temps d'interaction atome-laser étant largement suffisant pour assurer un pompage complet. Par ailleurs on a effectué quelques mesures préliminaires qui ont permis de mesurer le déphasage Zeeman J_0 et le changement de la vitesse a un effet plus important puisque les phases magnétiques varient en $1/v^2$ (Fig. II.24). Pour ce faire, on a réalisé un ajustement des courbes de visibilitées relatives sans pompage optique et en s'assurant que le déséquilibre hyperfin χ soit constant au cours de l'acquisition grâce au système de battements de fréquences présenté dans le chapitre 1. Le tableau (II.4) présente les déphasages mesurés pour chaque gaz porteur.

Gaz	Krypton	Argon	Néon
Vitesse moyenne(m/s)	744	1062	1520
$J_0(rad)$	-0.99 ± 0.04	-0.46 ± 0.08	-0.30 ± 0.08

TABLE II.4 – Tableau illustrant la phase J_0 associée au gradient de champ magnétique résiduel en fonction du gaz porteur utilisé.

Ces mesures préliminaires évitent d'avoir à ajouter le paramètre J_0 dans les paramètres d'ajustement, ce qui permet de gagner de la précision sur les résultats. Ces valeurs respectent globalement la dépendance en v^{-2} des phases magnétiques, cependant, il n'est pas pertinent de les comparer précisément car le jet atomique a été réaligné entre

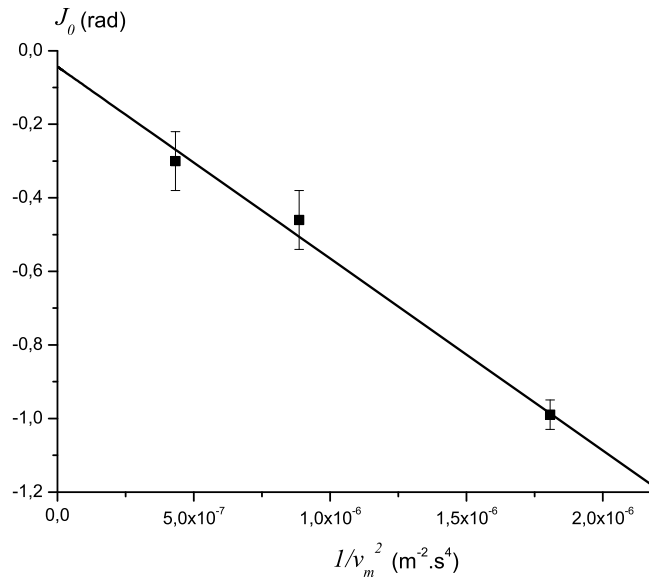


FIGURE II.24 – Phase J_0 en fonction de v_m^{-2} . La dépendance en v^{-2} de cette phase magnétique est claire.

chaque mesure. L'écorceur placé devant la buse du four (voir chapitre 1) est une pièce fragile qui se casse assez fréquemment et son remplacement provoque un réalignement du jet. Cette remarque est d'autant plus vraie pour la comparaison des coefficients ajustés A_{J_1} et A_{J_2} présentés par la suite : si je n'ai pas constaté de variation très importante de J_0 lors d'un réalignement du jet, A_{J_1} et A_{J_2} sont en revanche modifiés de façon plus importante. De même, on a calculé la phase Sagnac afin de ne pas avoir à ajuster ce paramètre et les valeurs calculées à partir de la formule (II.93) sont résumées dans le tableau (II.5).

Gaz	Krypton	Argon	Néon
Vitesse moyenne(m/s)	744 ± 18	1062 ± 20	1520 ± 38
$\varphi_{Sagnac}(rad)$	0.91	0.64	0.44

TABLE II.5 – Tableau illustrant les valeurs calculées de la phase Sagnac pour la vitesse moyenne v_m en fonction du gaz porteur utilisé.

II.4.5.1 Cas où le gaz porteur est le krypton

La figure (II.25) présente les visibilitées relatives et les phases obtenues dans ce cas. Pour les cas où les atomes sont pompés optiquement, on constate que les visibilitées relatives sont très proches de la courbe idéale en pointillés rouges ce qui traduit un pompage optique très efficace. Néanmoins lorsque le courant est faible les points expérimentaux sont légèrement en dessous de la courbe idéale, puis légèrement au dessus lorsque le courant devient plus important ce qui traduit un pompage incomplet à quelques %. Les visibilitées relatives expérimentales observées ici sont à rapprocher du cas où la popula-

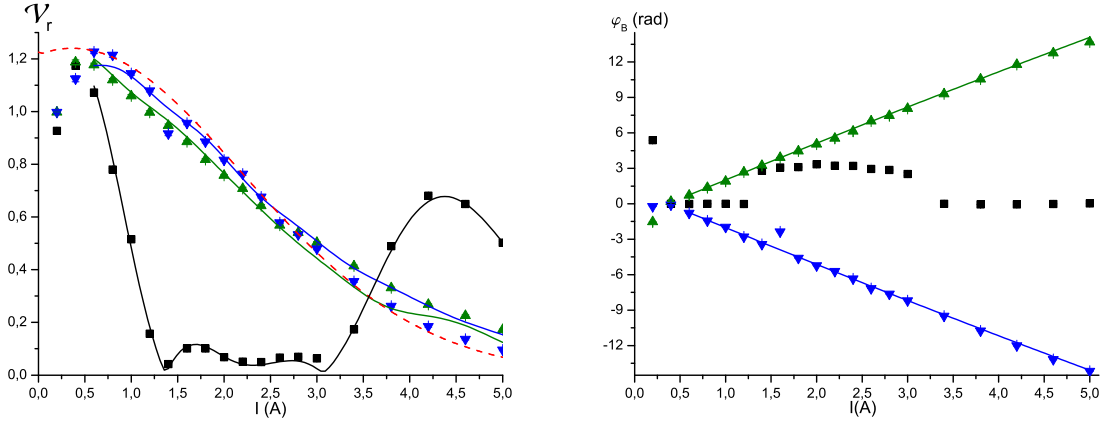


FIGURE II.25 – *Partie gauche : visibilité relative en fonction du courant appliqué avec le krypton comme gaz porteur. Partie droite : déphasage en fonction du courant appliqué. Les triangles verts pointant vers le haut correspondent à un pompage dans le $F = 2, m_F = +2$ et ceux pointant vers le bas indiquent un pompage dans le $F = 2, m_F = -2$. Les carrés noirs correspondent au cas où il n’y a pas de pompage optique. Les courbes en trait plein sont des ajustements des points expérimentaux et la courbe en pointillés rouges est la visibilité relative attendue dans le cas d’un pompage idéal. Pour une raison inconnue, les deux premiers points expérimentaux présentent un comportement non-explicable par notre modèle et ont été exclus de l’ajustement.*

tion du $F = 2, m_F = +2$ avoisine les 90% dans la figure (II.22) et on s’attend donc à mesurer une population légèrement supérieure à 90%.

Paramètre	Valeur
\mathcal{V}_{max}	1.23 ± 0.08
A_{J1}	(3.15 ± 0.03) rad/A
A_{J2}	(-0.02 ± 0.01) rad/A ²
I_0	(0.039 ± 0.009) A
CT	(-0.004 ± 0.001) rad/A
χ	-0.03 ± 0.05
$S_{ }$	8.3 ± 0.4

TABLE II.6 – *Paramètres généraux obtenus avec le krypton en ajustant les visibilités relatives et les phases présentées sur la figure (II.25).*

Pour cet ajustement, les paramètres présentés dans le tableau (II.6) sont cohérents avec notre modèle. Comme attendu, le coefficient A_{J2} est très faible, traduisant le fait que seul un déphasage Zeeman linéaire est présent. Le coefficient χ est proche de zéro

mais mal déterminé, d'où une faible asymétrie possible dans les populations des sous-niveaux Zeeman du niveau $F = 1$ et du niveau $F = 2$. La valeur $S_{\parallel} = 8.3 \pm 0.4$ est bien déterminée et est en assez bon accord avec la théorie des jets supersoniques rappelée au chapitre 1 qui prévoit $8.83 \leq S_{\parallel} \leq 10.1$. Comme attendu, le pompage a été efficace

Pompage dans le :	$m_F = +2$	$m_F = -2$
F, m_F	Population	Population
$F = 1, m_F = -1$ et $F = 2, m_F = +1$	0.001 ± 0.016	0 ± 0.014
$F = 1, m_F = 0$ et $F = 2, m_F = 0$	0.004 ± 0.016	0.033 ± 0.067
$F = 1, m_F = +1$ et $F = 2, m_F = -1$	0.006 ± 0.016	0.01 ± 0.018
$F = 2, m_F = -2$	0.006 ± 0.061	0.932 ± 0.067
$F = 2, m_F = +2$	0.972 ± 0.055	0 ± 0.091

TABLE II.7 – *Distribution de population pour le krypton obtenues en ajustant les visibilités relatives et les phases présentées sur la figure (II.25). Les valeurs encadrées sont les populations des niveaux à remplir.*

puisque dans les deux cas les niveaux $F = 2, m_F = \pm 2$ ont été peuplés à plus de 90%. Néanmoins, l'erreur est assez importante puisqu'elle est de 6.7% dans le cas où la population est accumulée dans le niveau $F = 2, m_F = -2$ et 5.5% lorsque le pompage est effectué dans le niveau $F = 2, m_F = +2$.

II.4.5.2 Cas où le gaz porteur est l'argon

Les mesures effectuées avec l'argon se sont avérées être de moins bonne qualité car la dispersion des points expérimentaux a été plus importante. Bien que le taux de pompage s'annonce très bon, on observe néanmoins sur la figure (II.26) qu'à partir de 3.5 ampères les visibilités relatives ne suivent plus la courbe théorique idéale en pointillés rouge, traduisant de ce fait un pompage imparfait. Les paramètres présentés dans le tableau (II.8) sont globalement corrects mis à part le rapport de vitesses parallèles S_{\parallel} . Lorsque le gaz porteur utilisé est l'argon, on s'attend à trouver un S_{\parallel} voisin de 7. Dans le cas présent S_{\parallel} est trop faible et assorti d'une grande incertitude. Une partie de la dispersion observée s'explique par le fait que les acquisitions n'ont pas été faites avec des valeurs croissantes du courant dans la bobine, mais ont été panachées. Aussi, à cause de la dilatation de cette dernière, le coefficient A_{J1} n'est plus le même pour des valeurs du courant très proches. De plus, la valeur de I_0 est indéterminée. Comme prévu, les taux de pompages sont assez bons mais la dispersion des points expérimentaux s'est répercutée sur l'incertitude. L'erreur, de 10.9% dans le cas où la population est accumulée dans le niveau $F = 2, m_F = -2$ et de 13.4% lorsque le pompage est effectué dans le niveau $F = 2, m_F = +2$, est particulièrement importante.

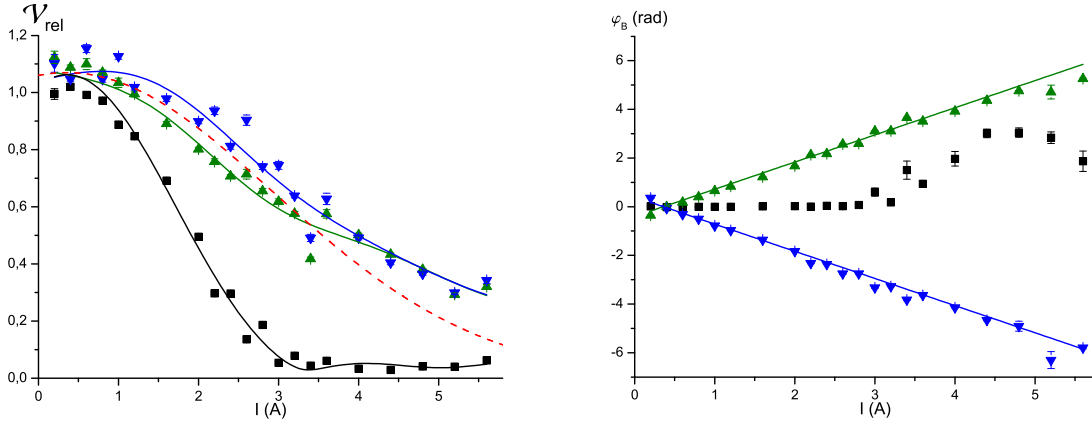


FIGURE II.26 – *Partie gauche : visibilité relative en fonction du courant appliqué avec l’argon comme gaz porteur. Partie droite : déphasage en fonction du courant appliqué. Les triangles verts pointant vers le haut correspondent à un pompage dans le $F = 2, m_F = +2$ et ceux pointant vers le bas indiquent un pompage dans le $F = 2, m_F = -2$. Les carrés noirs correspondent au cas où il n’y a pas de pompage optique. Les courbes en trait plein sont des ajustements des points expérimentaux et la courbe en pointillés rouge est la visibilité relative attendue dans le cas d’un pompage idéal.*

Paramètre	Valeur
\mathcal{V}_{max}	1.077 ± 0.052
A_{J1}	$(1.156 \pm 0.023) \text{ rad/A}$
A_{J2}	$(-0.010 \pm 0.021) \text{ rad/A}^2$
I_0	$(-0.079 \pm 9.84 \times 10^{10}) \text{ A}$
CT	$(-0.002 \pm 0.001) \text{ rad/A}$
χ	-0.055 ± 0.09
$S_{ }$	4.21 ± 0.99

TABLE II.8 – *Paramètres généraux obtenus avec l’argon en ajustant les visibilités relatives et les phases présentées sur la figure (II.26).*

II.4.5.3 Cas où le gaz porteur est le néon

Dans le cas du néon, la dispersion est beaucoup plus faible mais on observe un écart au cas idéal à partir de $I = 2 \text{ A}$ pour le pompage dans le $F = 2, m_F = +2$. On s’attend aussi à trouver une dissymétrie entre les deux pompages, le pompage dans le $F = 2, m_F = -2$ semblant plus efficace quand dans le $F = 2, m_F = +2$. L’effet Sagnac ne suffit pas à expliquer un tel écart entre les deux visibilités relatives, et l’origine de ce phénomène sera discutée dans la conclusion de ce chapitre. On constate dans le tableau

Pompage dans le :	$m_F = +2$	$m_F = -2$
F, m_F	Population	Population
$F = 1, m_F = -1$ et $F = 2, m_F = +1$	0.011 ± 0.052	0 ± 0.027
$F = 1, m_F = 0$ et $F = 2, m_F = 0$	0 ± 0.012	0 ± 0.037
$F = 1, m_F = +1$ et $F = 2, m_F = -1$	0.007 ± 0.034	0.037 ± 0.054
$F = 2, m_F = -2$	0 ± 0.148	(0.940 ± 0.109)
$F = 2, m_F = +2$	(0.986 ± 0.134)	0 ± 0.130

TABLE II.9 – *Distribution de population pour l'argon obtenues en ajustant les visibilités relatives et les phases présentées sur la figure (II.26). Les valeurs encadrées sont les populations des niveaux à remplir.*

Paramètre	Valeur
\mathcal{V}_{max}	1.025 ± 0.010
A_{J1}	(0.681 ± 0.004) rad/A
A_{J2}	(0.009 ± 0.001) rad/A ²
I_0	(0.056 ± 0.008) A
CT	$(8.94 \times 10^{-4} \pm 4.42 \times 10^{-5})$ rad/A
χ	-0.130 ± 0.017
$S_{ }$	5.740 ± 0.169

TABLE II.10 – *Paramètres généraux obtenus avec le néon en ajustant les visibilités relatives et les phases présentées sur la figure (II.27).*

II.10) que $S_{||}$ est proche de 6 ce qui est tout à fait correct lorsque le gaz porteur utilisé est le néon. Dans le chapitre 1, le calcul de $S_{||}$ donne une valeur comprise entre 5.53 et 6.32 et la valeur trouvée est donc satisfaisante. Les taux de pompage présentés dans le tableau (II.11) sont assez bons et les erreurs sont assez petites : 1.7% pour le pour le $F = 2, m_F = -2$ et 1.2% pour le $F = 2, m_F = +2$.

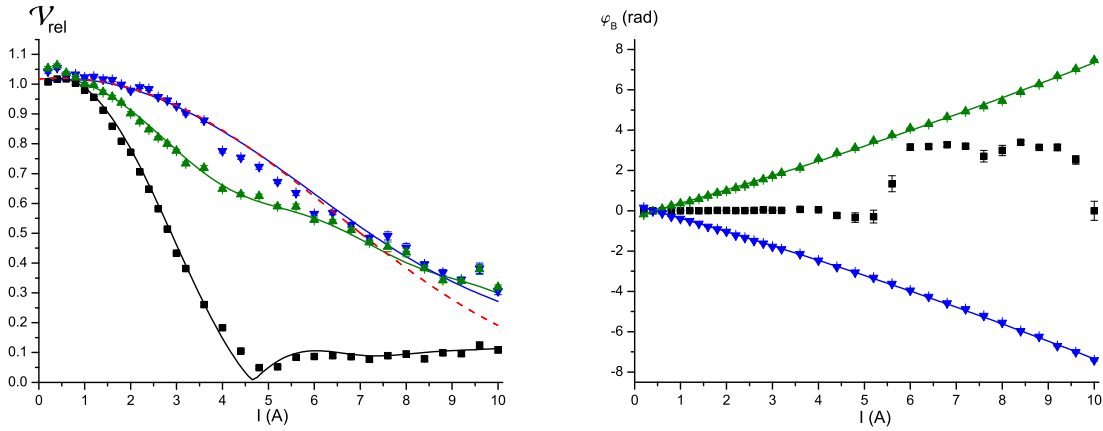


FIGURE II.27 – *Partie gauche : visibilité relative en fonction du courant appliqué avec le néon comme gaz porteur. Partie droite : déphasage en fonction du courant appliqué. Les triangles verts pointant vers le haut correspondent à un pompage dans le $F = 2, m_F = +2$ et ceux pointant vers le bas indiquent un pompage dans le $F = 2, m_F = -2$. Les carrés noirs correspondent au cas où il n’y a pas de pompage optique. Les courbes en trait plein sont des ajustements des points expérimentaux et la courbe en pointillés rouge est la visibilité relative attendue dans le cas d’un pompage idéal.*

Pompage dans le :	$m_F = +2$	$m_F = -2$
F, m_F	Population	Population
$F = 1, m_F = -1$ et $F = 2, m_F = +1$	$2.28 \times 10^{-5} \pm 4.98 \times 10^{-4}$	0.003 ± 0.011
$F = 1, m_F = 0$ et $F = 2, m_F = 0$	0.030 ± 0.005	0.002 ± 0.014
$F = 1, m_F = +1$ et $F = 2, m_F = -1$	0.019 ± 0.006	0.025 ± 0.009
$F = 2, m_F = -2$	0.002 ± 0.014	0.941 ± 0.017
$F = 2, m_F = +2$	0.901 ± 0.012	0.059 ± 0.027

TABLE II.11 – *Distribution de population pour le néon obtenues en ajustant les visibilités relatives et les phases présentées sur la figure (II.27). Les valeurs encadrées sont les populations des niveaux à remplir.*

II.5 Conclusion

Le pompage optique du jet de lithium semble globalement efficace puisqu’à chaque fois nous avons obtenu des taux de pompage supérieur à 90% (tableau II.12). Des trois pompages optiques effectués, c’est celui où le néon est le gaz porteur qui a permis la mesure la plus précise. Le pompage optique n’est pas parfait et son étude a permis de mettre en lumière plusieurs améliorations possibles à la fois dans le dispositif de

v_m (m/s)	m_F	$P(2, m_F)$
744 ± 18	+2	$(97 \pm 6)\%$
	-2	$(93 \pm 7)\%$
1062 ± 20	+2	$(99 \pm 13)\%$
	-2	$(94 \pm 11)\%$
1520 ± 38	+2	$(90 \pm 1)\%$
	-2	$(94 \pm 2)\%$

TABLE II.12 – Populations des niveaux $F = 2, m_F = \pm 2$ en fonction de chaque gaz porteur.

pompage optique, mais aussi dans le procédé de mesure de son efficacité. Il semble au premier abord que le pompage soit un peu moins efficace dans un m_F que dans l'autre car pour chaque gaz les populations des $m_F = -2$ et $m_F = +2$ sont inégales. Toutefois, sur la figure (II.28), on constate qu'à 1520 m/s la population du $m_F = +2$ est supérieure à celle du $m_F = -2$ ce qui l'inverse dans les deux autres cas. De plus, les incertitudes des populations pour les vitesses de 744 m/s et 1062 m/s sont trop importantes pour pouvoir se prononcer sur une inégalité entre les populations des niveaux $m_F = -2$ et $m_F = +2$.

Améliorations possibles du pompage optique

Dans la section (II.1.3.2), on avait estimé que le principal défaut nuisant à la qualité du pompage optique était la pureté de la polarisation du faisceau laser. En effet, les simulations donnaient un taux de pompage d'environ 96% et les résultats présentés dans le tableau (II.12) ont des valeurs en bon accord avec la valeur attendue. La pureté de la polarisation semble donc être le facteur limitant l'efficacité du pompage optique. Le test de la pureté de la polarisation a montré qu'après le hublot, environ 15% de l'intensité lumineuse se trouvait dans la polarisation circulaire opposée ce qui correspond à une population d'environ 96% dans le $F = 2, m_F = \pm 2$ sur la figure (II.7). Afin d'améliorer la polarisation des faisceaux lasers, il serait donc très utile de filtrer la polarisation à l'aide d'un prisme de Glan après le hublot et de placer la lame quart d'onde juste après le prisme. Le seul inconvénient est que ces optiques seraient sous vide (il faudra donc motoriser la monture de la lame quart d'onde) et il serait difficile de les nettoyer en cas de dépôt d'huile des pompes à diffusion. Cependant, nous pouvons penser que le pompage serait quasi-complet avec ce montage.

Par ailleurs, une cause possible d'un éventuel dépeuplement des niveaux $F = 2, m_F = \pm 2$ est la présence de zéros de champ induisant des transitions de Majorana. Lorsque, sur la trajectoire des atomes, se trouve une quasi-annulation du champ magnétique des transitions de Majorana peuvent se produire et le spin de l'atome s'en trouve alors modifié. De tels zéros de champs pourraient se trouver à la sortie de la zone de pompage, là où le champ appliqué devient faible et où le champ résiduel devient prépondérant. Toutefois, la probabilité d'effectuer une transition de Majorana [107] augmente lorsque la vitesse est plus grande [108] et cet effet n'est pas visible sur la figure (II.28). Les positions de ces zéros de champs, s'ils existent, sont liées aux normes et directions du champ magnétique appliqué et en changeant légèrement la norme du champ magnétique ap-

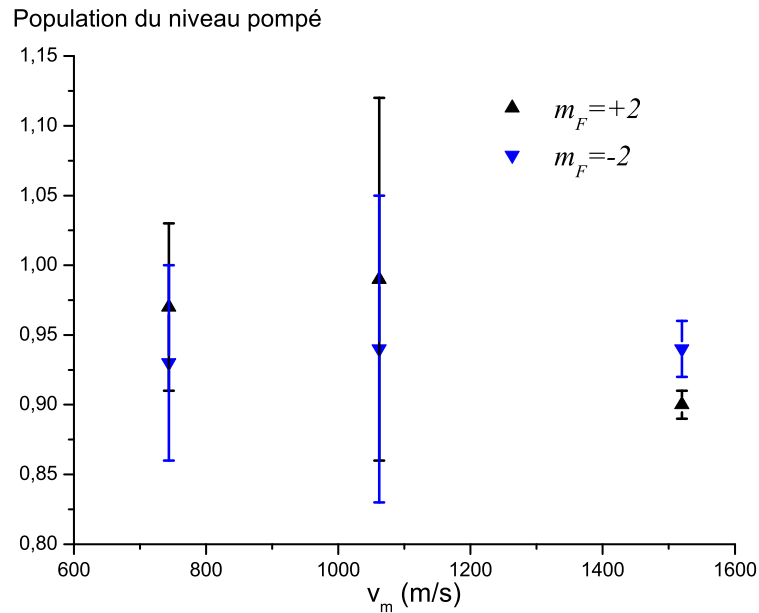


FIGURE II.28 – Population du niveau pompé pour les trois vitesses atomiques du lithium que nous avons utilisé.

pliqué, on peut translater la position d'un éventuel zéro de champ pour l'éloigner de la trajectoire des atomes. Nous avons essayé de nous assurer de l'inexistence d'annulations de champ sur la trajectoire des atomes en faisant varier légèrement la norme du champ magnétique appliqué dans la zone de pompage mais nous n'avons pas observé d'amélioration ou de détérioration de l'efficacité du pompage optique. Il serait cependant utile de s'assurer de l'absence de zéros de champs sur la trajectoire des atomes en appliquant un faible champ magnétique sur toute l'enceinte à vide. L'utilisation d'un tel champ devrait également être complétée par la recherche et l'élimination d'éventuels éléments ferromagnétiques proches de la trajectoire atomique mais, à priori, aucun élément n'a été placé près de la trajectoire atomique.

Améliorations portant sur le solénoïde produisant le gradient de champ

Cette méthode de mesure permet d'avoir une bonne estimation mais sa précision peut être nettement améliorée. Initialement, la bobine créant le gradient de champ magnétique dans l'interféromètre a été introduite pour compenser les déphasages Zeeman dus à la bobine produisant le champ magnétique nécessaire à la mesure de la phase He-McKellar-Wilkens. En effet, cette bobine crée un faible gradient de champ selon l'axe x et donc des déphasages Zeeman. La bobine de compensation ne peut que compenser la partie linéaire en champ de ces déphasages et n'a pas été conçue à l'origine pour la mesure présentée ici. Le champ magnétique qu'elle produit n'est pas connu avec certitude et l'utilisation de courants supérieurs à 5 Ampères provoquent un échauffement important responsable d'une variation du coefficient A_{J_1} . Une amélioration possible consisterait à remplacer cette bobine par un jeu de 4 bobines alignées où deux bobines extérieures en configuration Helmholtz créeraient un faible champ magnétique homogène et où les deux bobines intérieures en configuration anti-Helmholtz produiraient le

gradient de champ magnétique nécessaire à l'analyse des distributions de populations³. Enfin, le tout serait refroidi pour éviter des déplacements de la bobine par rapport au jet atomique, qui modifient le gradient de champ, avec la température de la bobine. Ce système nous permettrait d'appliquer un gradient de champ mieux connu et bien stable.

Lors de l'analyse des résultats, il y a beaucoup de paramètres à ajuster. L'utilisation d'une telle bobine permettrait d'éliminer les paramètres A_{J2} et CT ce qui améliorerait la précision de l'ajustement. Toujours dans le but de réduire le nombre de paramètres à ajuster, il est possible de mesurer S_{\parallel} par une autre méthode, par exemple en appliquant un champ électrique sur l'un seul des deux bras de l'interféromètre et en observant la perte de visibilité [109].

Enfin, le refroidissement de cette bobine permettrait d'explorer des domaines où le

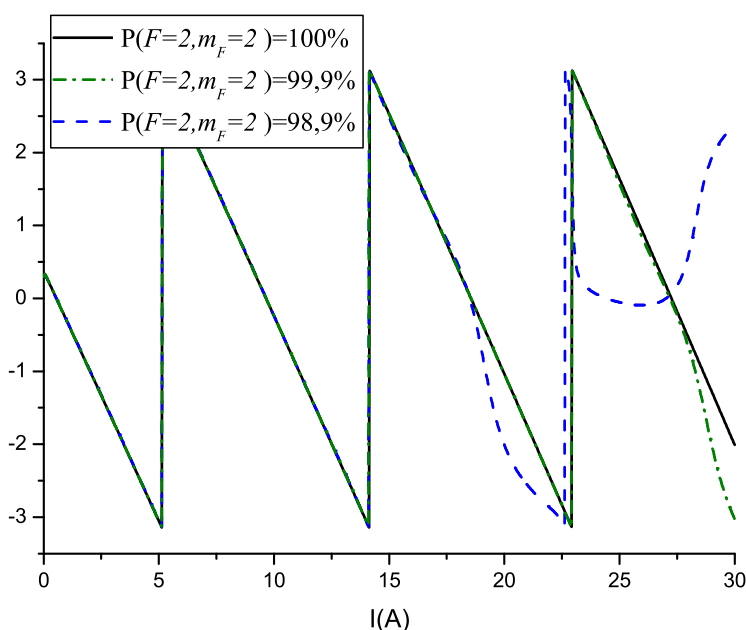


FIGURE II.29 – Déphasage magnétique théorique en fonction du courant appliqué. Le gaz porteur utilisé est le néon et pour tracer ces courbes on a utilisé les paramètres donnés par l'ajustement (II.10). Les distributions de populations sont obtenues par des simulations numériques du pompage optique pour lesquelles la puissance laser a été progressivement réduite afin d'obtenir un pompage incomplet. Pour des courants assez importants, le déphasage devient très sensible à la distribution de population.

champ appliqué est beaucoup plus important car si la phase semble peu sensible à la distribution de population avec le champ magnétique appliqué, elle le serait beaucoup plus avec un gradient magnétique plus important (Fig. II.29). Cependant, il faudrait revoir la formule (II.95) car celle-ci n'est plus assez précise pour des déphasages supérieurs à une douzaine de radians [35].

3. Une solution équivalente consisterait à utiliser deux bobines en configuration Helmholtz et à appliquer un courant $I_1 + I_2$ sur une bobine et un courant $I_1 - I_2$ sur l'autre.

Cette technique de mesure de la distribution de population s'avère prometteuse puisque nous avons réussi à obtenir des résultats avec une erreur de l'ordre de quelques % et les quelques améliorations citées plus haut permettront une précision encore meilleure. Toutefois, s'il l'on se réfère à l'objectif que nous nous étions initialement fixé concernant la réduction des effets systématiques intervenant lors de la détection de la phase He-McKellar-Wilkens, les taux de pompage obtenus sont suffisants. En effet, dans le chapitre suivant, les effets systématiques qui empêchaient une mesure précise de cette phase géométrique sont désormais indétectables. De plus, le jet a maintenant un moment magnétique μ bien défini : il est donc possible de mesurer la phase Aharonov-Casher, elle aussi de nature géométrique, en plus de la phase He-McKellar-Wilkens.

Chapitre III

Mesure des phases géométriques He-McKellar-Wilkens et Aharonov-Casher

Ce chapitre va présenter l'expérience principale effectuée lors de cette thèse : la mesure de la phase géométrique He-McKellar Wilkens. Cette phase, de nature purement quantique, appartient à une famille de phases dont la première à avoir été prédite est la phase Aharonov-Bohm [46] en 1959. La phase He-McKellar-Wilkens (ci-après dénommée phase HMW), prédite théoriquement dans les années 90, a fait en 2010 l'objet d'une campagne de mesures par notre équipe [41]. Malheureusement, suite à la présence de nombreux effets systématiques, l'écart à la théorie est d'environ 30 % et faute de pouvoir mieux déterminer ces phases systématiques, il ne semblait pas possible d'effectuer un test fiable de la dépendance en vitesse atomique de cette phase afin de prouver son caractère géométrique. Je reviendrai sur ces effets systématiques au cours de ce chapitre et sur les méthodes que nous avons utilisées pour les éliminer. Parmi eux, un seul reste inexplicé mais on peut voir qu'il n'affecte heureusement pas la mesure de la phase HMW. Cette nouvelle campagne de mesures a donné des résultats très probants puisque la phase HMW mesurée est en excellent accord avec la valeur théorique, et ceci avec une précision de quelques %, mais aussi parce que nous avons pu confirmer son caractère géométrique [110] en démontrant son indépendance en vitesse. En plus de ces résultats concluants, le pompage optique des atomes dans un seul F, m_F décrit au chapitre 2, nous permet d'avoir accès à la phase Aharonov-Casher [51] et de pouvoir confirmer son caractère géométrique. La phase Aharonov-Casher (ci-après dénommée phase AC) a déjà été détectée une première fois en 1989 [111] et son caractère géométrique a été mis en évidence [112, 113, 114].

En première partie, les aspects théoriques de ces phases géométriques sont développés puis, en seconde partie, le dispositif expérimental est expliqué. J'expose la méthode de dépouillement des données utilisée dans une troisième partie. Après cela, les résultats expérimentaux mettant en évidence les phases HMW et AC sont présentés. Enfin, une dernière partie vient conclure sur l'indépendance en vitesse de ces phases et leur caractère géométrique.

III.1 Phases géométriques de type Aharonov-Bohm

III.1.1 Phase Aharonov-Bohm

W. Ehrenberg et R.E. Siday [115] en 1949 puis Y. Aharonov et D. Bohm [46] en 1959 découvrent qu'en mécanique quantique les potentiels électromagnétiques ont une existence physique et ne sont pas seulement des intermédiaires de calcul utiles pour calculer les champs¹. Afin de mettre en évidence la présence de ces potentiels, Y. Aharonov et D. Bohm proposent deux expériences de pensée utilisant l'interférométrie et qui seront plus tard appelées effet Aharonov-Bohm scalaire et effet Aharonov-Bohm vectoriel. Pour observer le premier des deux, les auteurs suggèrent d'utiliser un interféromètre électronique dont les deux chemins seront soumis à des potentiels électriques variant dans le temps, mais seront expérimentalement isolés du champ électrique. Un déphasage sera observé alors même que les électrons ne voient jamais de champ électrique, et donc qu'aucune force classique n'est appliquée sur eux. Le second effet, l'effet Aharonov-Bohm vectoriel, est celui qui nous intéressera plus particulièrement. Il se produit lorsqu'un électron (ou n'importe quelle autre particule chargée) se propage dans un interféromètre dont les bras entourent un flux magnétique. Dans le schéma expérimental (Fig. III.1) proposé par Y. Aharonov et D. Bohm, les trajectoires électroniques entourent un solénoïde de longueur infinie, afin de s'assurer que le champ magnétique reste circonscrit à l'intérieur du solénoïde, et dont l'axe est orthogonal au plan de l'interféromètre. La phase Aharonov-Bohm vectorielle (ci-après dénommée phase AB) résultante s'écrit :

$$\varphi_{AB} = \frac{q}{\hbar} \oint_{ACFB} \mathbf{A}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{r} \quad (\text{III.1})$$

où q est la charge de l'électron. En utilisant le théorème de Stokes et la définition du champ magnétique \mathbf{B} dérivant du potentiel vecteur $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, la phase AB vectorielle s'écrit :

$$\varphi_{AB} = \frac{q}{\hbar} \int \int_{ACFB} \mathbf{B}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{S} = \frac{q}{\hbar} \Phi_0 \quad (\text{III.2})$$

où Φ_0 est le flux magnétique traversant la surface enclose par les trajectoires des particules, c'est-à-dire par les bras de l'interféromètre.

La caractéristique la plus étonnante de la phase AB porte sur le fait qu'aucune force ne s'applique sur les trajectoires des particules chargées. En effet, aucun champ magnétique n'est appliqué sur les trajectoires électroniques et dans leur schéma de principe les auteurs proposent même d'ajouter une feuille de métal entre le solénoïde et les bras de l'interféromètre afin de s'assurer qu'aucune trajectoire n'aille pénétrer dans le solénoïde (la probabilité de présence de l'électron au sein du solénoïde est donc quasi-nulle). Le caractère géométrique ou topologique de cette phase repose sur trois points :

- Comme on le voit sur les équations (III.1) et (III.2), la phase φ_{AB} est indépendante de la vitesse de la particule.

1. Le lecteur intéressé pourra trouver un historique de la découverte de l'effet Aharonov-Bohm dans la référence [116]

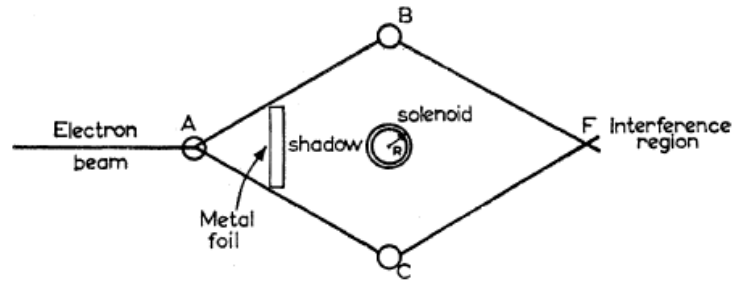


FIGURE III.1 – Schéma expérimental proposé par Y. Aharonov et D. Bohm dans [46] pour détecter la phase Aharonov-Bohm vectorielle. Des électrons se propagent dans un interféromètre dont les bras (ABF) et (ACF) entourent un solénoïde infini.

- La phase φ_{AB} est aussi indépendante de la position du solénoïde dans l'interféromètre (pourvu qu'il soit totalement à l'intérieur du quadrilatère ACFB de la figure (III.1)) et elle ne dépend que du flux magnétique Φ_0 .
- La phase φ_{AB} change de signe avec le sens de parcours alors que les phases dynamiques sont indépendantes du sens de parcours.

Pour expliquer la présence de cet effet, alors même que les particules ne voient pas de champ magnétique et que la force de Lorentz est nulle, Y. Aharonov et D. Bohm expliquent que la phase AB vectorielle est une conséquence de la présence du potentiel vecteur \mathbf{A} . En physique classique, les potentiels sont avant tout des outils mathématiques utiles aux calculs des champs qui sont, seuls, considérés comme ayant une véritable existence physique parce qu'ils influent sur les trajectoires des particules. L'une des objections soulevées à l'existence physique du potentiel vecteur est l'invariance de jauge. En effet, $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ et si on effectue la transformation $\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \nabla\psi$, le champ magnétique reste inchangé et est indépendant de la jauge choisie. De l'explication contre-intuitive d'Aharonov et Bohm naîtra une controverse (résumée dans la référence [47]). R. G. Chambers [117] fera une première démonstration expérimentale en 1960 mais la validité de ces résultats, tout comme l'existence même de la phase Aharonov-Bohm, seront contestées [118] et l'existence de champs magnétiques parasites sera invoquée pour expliquer la présence du déphasage observé par R.G. Chambers. La controverse retombera en 1986 avec les mesures de la phase Aharonov-Bohm vectorielle par A. Tonomura et al. [49], expérience dans laquelle le confinement du champ magnétique est assuré grâce à un supraconducteur.

III.1.2 Un autre effet de type Aharonov-Bohm : la phase Aharonov-Casher

En 1984, Y. Aharonov et A. Casher [51] prédirent l'existence d'une autre phase géométrique similaire à la phase AB, en faisant explicitement référence à l'échange des rôles de la charge q et du moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$, où une particule neutre portant un dipôle magnétique se propage dans un interféromètre dont les bras encerclent une ligne de particules chargées (Fig. III.11). C. Hagen [119] a montré explicitement que,

comme pour l'effet Aharonov-Bohm, l'effet Aharonov-Casher n'est pas associé à une force classique et que la valeur du déphasage obtenu ne dépend pas non plus de la vitesse de la particule. De plus, A.G. Klein [120] donne une interprétation physique de la phase AC : dans le référentiel de la particule, un champ magnétique motionnel est issu du champ électrique se trouvant dans le référentiel du laboratoire lorsqu'on effectue une transformation de Lorentz :

$$\mathbf{B}_{mot} = -\frac{1}{c^2} \mathbf{v} \times \mathbf{E} \quad (\text{III.3})$$

La phase résultant du couplage du dipôle magnétique au champ magnétique motionnel s'écrit :

$$\varphi_{AC} = \frac{1}{\hbar} \oint \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}_{mot} dt = \frac{1}{\hbar c^2} \oint (\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{E}) \cdot d\mathbf{r} \quad (\text{III.4})$$

et ce résultat est bien égal à la phase prédite par Y. Aharonov et A. Casher.

III.1.2.1 Mesures précédentes de la phase AC

Concernant la détection expérimentale de la phase AC, A. Cimmino *et al.* [111] l'ont détectée une première fois en 1989 avec un interféromètre à neutrons à bras séparés (Fig. III.3 a). Un champ électrique de 29 MV/m est appliqué avec une direction opposée sur chaque bras de l'interféromètre (Fig III.2 a). La collimation du jet est effectuée à l'aide d'une fente de cadmium placée devant l'interféromètre et une couche de gadolinium recouvre les bords du hublot en quartz de l'enceinte à vide afin d'éviter que des neutrons n'entrent en contact avec les électrodes.

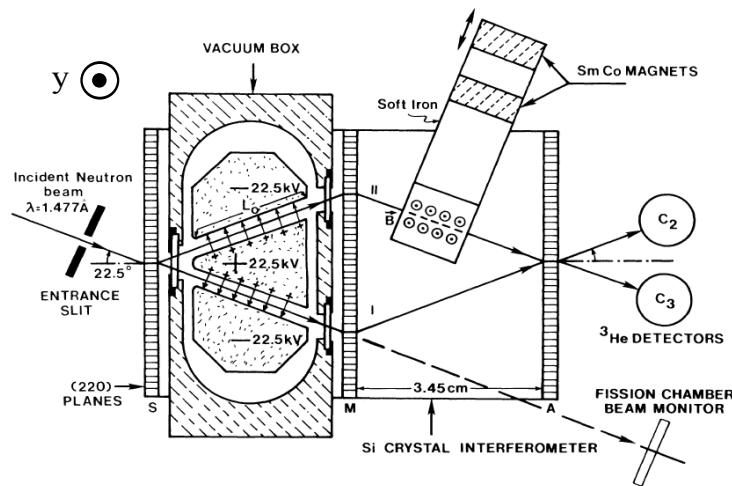


FIGURE III.2 – Figure tirée de [111]. Schéma de l'interféromètre à neutrons utilisé par Cimmino et al.. L'axe vertical est l'axe y .

Cette expérience a été effectuée avec un faisceau de neutrons non-polarisés. Les neutrons voyagent par les chemins I et II à différentes hauteurs car le plan de l'interféromètre est

incliné afin de faire apparaître un déphasage φ_G lié à la gravitation. De plus, la présence d'un aimant sur le chemin II permet de faire apparaître un déphasage, dépendant du spin du neutron, φ_B . Lorsque les neutrons traversent la zone où est appliqué le champ électrique, il existe un champ magnétique motionnel (donné par l'équation (III.3)) dirigé selon les y -positifs sur le chemin I et selon les y -négatifs sur le chemin II . Si le champ magnétique \mathbf{B} est dirigé selon l'axe y , le déphasage dépendant du spin total s'écrit $\varphi = \pm\varphi_{AC} + \varphi_B$ où le signe \pm dépend de la polarité des électrodes chargées. Le détecteur C_3 placé sur une sortie de l'interféromètre détectera un signal qui sera la somme des signaux donnés par les neutrons de spin "up" et de spin "down" :

$$C_3(\pm) = C_3^\uparrow(\pm) + C_3^\downarrow(\pm) = a_3 + b_3 \cos(\varphi_G + \varphi_0) \cos(\varphi_B \mp \varphi_{AC}) \quad (\text{III.5})$$

avec φ_0 la phase de diffraction. De même, le détecteur C_2 placé sur l'autre sortie de l'interféromètre donne le signal :

$$C_2(\pm) = a_2 - b_2 \cos(\varphi_G + \varphi_0) \cos(\varphi_B \mp \varphi_{AC}) \quad (\text{III.6})$$

et les constantes a_2, b_2, a_3 et b_3 dépendent du dispositif expérimental. Le déphasage lié à la gravitation est ajusté de façon à avoir $\varphi_G + \varphi_0 = 0 \pmod{2\pi}$ et le champ magnétique est appliqué de telle façon qu'on ait $\varphi_B = \pi/2$. Ainsi, les signaux mesurés par les détecteurs s'écrivent :

$$C_3(\pm) = a_3 + b_3 \sin(\pm\varphi_{AC}) \simeq a_3 \pm b_3\varphi_{AC} \quad (\text{III.7})$$

$$C_2(\pm) = a_2 - b_2 \sin(\pm\varphi_{AC}) \simeq a_2 \mp b_2\varphi_{AC} \quad (\text{III.8})$$

De cette façon, le signal détecté est directement proportionnel au déphasage Aharonov-Casher si celui-ci est petit. La longueur totale de l'interféromètre est d'environ 7 cm et la longueur de la zone sur laquelle est appliqué le champ est de 2.53 cm. Avec leurs conditions expérimentales, les auteurs s'attendaient à observer un déphasage de $\varphi_{AC}^{theo} = 1.50$ mrad et ils mesurèrent un déphasage légèrement différent valant $\varphi_{AC}^{exp} = 2.19 \pm 0.52$ mrad.

Un an plus tard, R.C. Casella [121] proposa une configuration expérimentale (Fig III.3 b), différente de celle qu'ont utilisée A. Cimmino *et al.*, où la direction de l'axe de quantification est contenue dans le plan (x, y) de propagation des neutrons et où le champ électrique, toujours de directions opposées sur les deux bras, est perpendiculaire au plan (x, y) . R.C. Casella démontra que ces deux configurations sont parfaitement équivalentes.

En 1993, K. Sangster *et al.* [112] s'inspirèrent de la configuration proposée R.C. Casella, mais en utilisant un jet de molécules dans une superposition cohérente de deux moments magnétiques opposés, c'est-à-dire en utilisant un interféromètre de Ramsey [122]. Cette configuration est équivalente à celle de R.C. Casella puisqu'on a toujours la direction du champ électrique qui est perpendiculaire à la direction de propagation des molécules (Fig III.4 b). Les auteurs utilisèrent des molécules de fluorure de thallium et appliquèrent des champs électriques allant de 1 à 3 MV/m, permettant ainsi de vérifier la linéarité de la phase AC avec la norme du champ électrique appliqué. Au final, ils trouveront

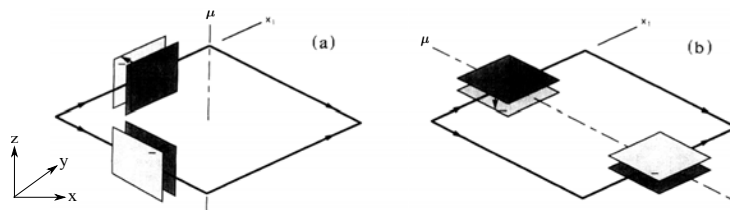


FIGURE III.3 – *Figure tirée de [121]. Partie gauche : interféromètre à neutrons dont les chemins sont représentés par un trait noir épais et dont les flèches indiquent le sens de propagation des neutrons (les réseaux diffractants ne sont pas représentés pour faciliter la lisibilité). Les surfaces grises et noires désignent les plaques des condensateurs utiles à l'application du champ électrique nécessaire à l'apparition de la phase Aharonov-Casher. La direction de l'axe de quantification est selon l'axe z , les neutrons se déplacent dans le plan x, y) et la direction du champ électrique appliqué est perpendiculaire à la direction de propagation des neutrons et à la direction de l'axe de quantification. Ce schéma de principe décrit le montage expérimental utilisé par A. Cimmino et al.. Partie droite : schéma de principe de l'expérience proposée par R.C. Casella. La direction de l'axe de quantification est cette fois-ci contenue dans le plan (x, y) .*

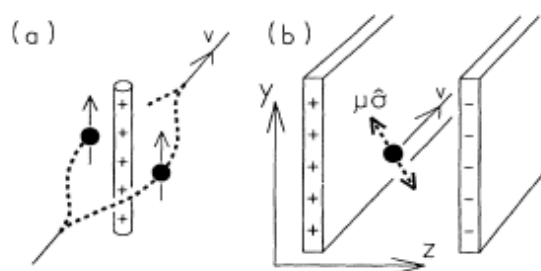


FIGURE III.4 – *Figure tirée de [112]. Partie gauche : interféromètre à neutrons dont les chemins sont représentés par des pointillés et les neutrons sont représentés par des boules et les moments magnétiques par des flèches. Le champ électrique est produit par une ligne de charges électriques. Ce schéma de principe est équivalent au montage expérimental utilisé par A. Cimmino et al.. Partie droite : schéma de principe de l'expérience utilisée par K. Sangster et al.*

une phase AC en bon accord avec la théorie avec une incertitude relative de seulement 4%.

Par ailleurs, cette expérience a permis de mettre en évidence le caractère géométrique de la phase Aharonov-Casher puisque les auteurs ont fait varier la vitesse des molécules se propageant dans l'interféromètre et ils n'ont pas observé de variation du déphasage AC. Le caractère non dispersif d'une phase est un critère qui permet de déterminer de façon univoque si la phase est géométrique ou dynamique [123]. D'autres mesures seront effectuées par la suite :

- En 1995, K. Zeiske *et al.* [113] mesurèrent la phase AC avec un interféromètre de Ramsey-Bordé [124] fonctionnant avec du calcium. L'incertitude relative est de seulement 2.2% et cette expérience permet d'observer la linéarité du déphasage AC avec la norme du champ électrique appliqué et l'indépendance en vitesse de la phase AC. [113]
- En 1995, avec un jet thermique de rubidium pompé optiquement, A. Görlitz *et al.* [114] observèrent la phase AC, sa linéarité avec le champ électrique et son indépendance en vitesse. L'incertitude relative n'est que de 1.4%.

III.1.2.2 Dynamique d'un moment magnétique dans un champ électromagnétique - Effet AC

La particule, qui porte un moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$, se meut à une vitesse \mathbf{v} en présence de champs électrique et magnétique dans le référentiel du laboratoire. On se place dans le domaine non-relativiste ($v \ll c$, $\gamma = 1$) et dans le référentiel de l'atome, le champ magnétique est corrigé du terme motionnel $\mathbf{B}_{\text{mot}} = -\mathbf{v} \times \mathbf{E}/c^2$ et s'écrit :

$$\mathbf{B}' = \mathbf{B} + \mathbf{v} \times \mathbf{E}/c^2 \quad (\text{III.9})$$

Dans la référence [51], Y. Aharonov et A. Casher donnent le Lagrangien d'un moment magnétique dans un champ électromagnétique :

$$L_{AC} = \frac{1}{2}mv^2 + \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}' \quad (\text{III.10})$$

$$L_{AC} = \frac{1}{2}mv^2 + \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} + \boldsymbol{\mu} \cdot \left(\mathbf{v} \times \frac{\mathbf{E}}{c^2} \right) \quad (\text{III.11})$$

Dans ce Lagrangien, le deuxième terme est l'énergie magnétique. Si le champ \mathbf{B} n'est pas homogène, ce terme induit une force sur l'atome et sera à l'origine du déphasage Zeeman (voir chapitre 2). Le dernier terme est à l'origine de la phase AC, c'est-à-dire de l'interaction entre le moment magnétique porté par l'atome et le champ magnétique motionnel. Y. Aharonov *et al.* montrent qu'aucune force ne s'applique sur l'atome [125] dans la configuration des champs électrique et magnétique qu'ils ont choisie. En effet, la force appliquée tirée du Lagrangien s'écrit :

$$m\mathbf{a} = (\boldsymbol{\mu} \cdot \nabla) \left(\frac{\mathbf{v} \times \mathbf{E}}{c} \right) \quad (\text{III.12})$$

où \mathbf{a} est l'accélération. Ce terme est nul car le terme $\boldsymbol{\mu} \cdot \nabla$ est simplement $\mu \partial / \partial y$ et \mathbf{E} ne dépend que de x et \mathbf{v} ne dépend que de z . Enfin, avec les ordres de grandeur de notre expérience et pour un champ électrique maximal de 0.8 MV/m, $\|\mathbf{B}_{\text{mot}}\| \leq 10^{-8} \text{ T} \ll \|\mathbf{B}\|$ et donc le champ magnétique motionnel sera très petit devant le champ magnétique présent dans l'interféromètre. Ainsi seule comptera la composante stationnaire de $\boldsymbol{\mu}$ parallèle à \mathbf{B} . Le déphasage provoqué par la phase Aharonov-Casher est donné par :

$$\varphi_{AC} = -\frac{1}{\hbar c^2} \int [\mathbf{E}(\mathbf{r}) \times \boldsymbol{\mu}] \cdot \mathbf{v} dt \quad (\text{III.13})$$

Comme la phase AB, la phase AC est indépendante de la vitesse atomique :

$$\varphi_{AC} = -\frac{1}{\hbar c^2} \int [\mathbf{E}(\mathbf{r}) \times \boldsymbol{\mu}] \cdot d\mathbf{r} \quad (\text{III.14})$$

III.1.3 L'effet dual Aharonov-Casher

X-G. He et B.H.J. McKellar [110] ont prédit en 1993 l'existence d'une troisième phase géométrique en appliquant la dualité de Maxwell. M. Wilkens [126] en 1994 fait le même raisonnement et prédit indépendamment cette même phase. La dualité de Maxwell consiste à utiliser la symétrie des équations de Maxwell qui permet d'échanger les rôles des champs \mathbf{E} et \mathbf{B} , des charges électriques et magnétiques (appelées aussi monopôles magnétiques) et des dipôles électriques et magnétiques (Fig. III.5).

Electromagnetic Duality

Maxwell's Equations are invariant under the duality transformation

$$\begin{array}{ll} \nabla \cdot \vec{D} = \rho_e & \nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}_e \\ \nabla \cdot \vec{B} = \rho_m & \nabla \times \vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{J}_m \\ \vec{F} = q_e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) + q_m(\vec{H} - \vec{v} \times \vec{D}) \end{array} \quad \begin{array}{l} \vec{E} = \vec{E}' \cos \xi + Z_0 \vec{H}' \sin \xi \\ Z_0 \vec{D} = Z_0 \vec{D}' \cos \xi + \vec{B}' \sin \xi \\ Z_0 \vec{H} = -\vec{E}' \sin \xi + \vec{B}' \cos \xi \\ \vec{B} = -Z_0 \vec{D}' \sin \xi + \vec{B}' \cos \xi \\ Z_0 q_e = Z_0 q'_e \cos \xi + q'_m \sin \xi \\ q_m = -Z_0 q'_e \sin \xi + q'_m \cos \xi \end{array}$$

$$\begin{array}{ll} \nabla \cdot \vec{D}' = \rho'_e & \nabla \times \vec{H}' = \frac{\partial \vec{D}'}{\partial t} + \vec{J}'_e \\ \nabla \cdot \vec{B}' = \rho'_m & \nabla \times \vec{E}' = \frac{\partial \vec{B}'}{\partial t} + \vec{J}'_m \\ \vec{F} = q'_e(\vec{E}' + \vec{v} \times \vec{B}') + q'_m(\vec{H}' - \vec{v} \times \vec{D}') \end{array}$$

FIGURE III.5 – Figure tirée de [127]. Le groupe d'équations en haut à gauche sont les équations de Maxwell usuelles. On effectue une rotation (partie droite) pour mélanger les rôles des champs électriques et magnétiques, des charges électriques et magnétiques et des dipôles électriques et magnétiques.

L'application de la dualité de Maxwell à la phase Aharonov-Casher mène donc naturellement à prédire l'existence d'une phase géométrique pour un interféromètre dans lequel une particule portant un dipôle électrique entoure une ligne de monopôles magnétiques. Si l'on effectue une rotation d'un angle $\xi = \pi/2$ dans les équations présentées sur la figure (III.5), alors on a $\varphi_{AC} \rightarrow \varphi_{HMW}$.

M. Wilkens [126] donne une interprétation supplémentaire de la phase duale de la phase AC. Il a calculé le Lagrangien d'une particule polarisable se déplaçant dans un champ électromagnétique et il apparaît un champ électrique motionnel $\mathbf{E}_{mot} = \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ dû

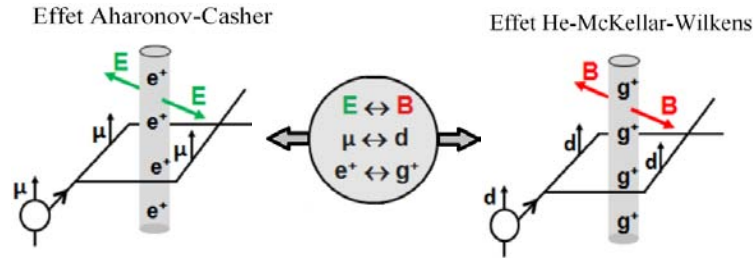


FIGURE III.6 – On obtient la phase HMW à partir de la phase AC en utilisant la rotation présentée dans la figure (III.5). μ est le moment magnétique de la particule, \mathbf{d} est le dipôle électrique, e^+ est une charge électrique et g^+ est une charge magnétique également appelé monopôle magnétique.

à la transformation de Lorentz du champ magnétique se trouvant dans le référentiel laboratoire vers le référentiel de la particule en mouvement. Il nomme l'effet prévu "interaction Röntgen", afin de faire le lien avec l'observation expérimentale de W.C. Röntgen selon laquelle un ensemble de charges en mouvement produit le même champ magnétique qu'un courant dans un fil [97, 128]. La phase HMW issue de ce champ électrique motionnel s'écrit :

$$\varphi_{HMW} = \frac{1}{\hbar} \oint \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_{mot} dt = -\frac{1}{\hbar} \oint (\mathbf{B} \times \mathbf{d}) \cdot d\mathbf{r} \quad (\text{III.15})$$

M. Wilkens démontre aussi que ce terme du Lagrangien ne produit pas de force agissant sur la particule pourvu que les directions du dipôle atomique \mathbf{d} , du champ magnétique \mathbf{B} et du vecteur vitesse des atomes \mathbf{v} forment un trièdre orthogonal.

Dans sa publication, l'auteur propose une configuration expérimentale (Fig. III.7) qui devrait permettre l'existence de la phase HMW sans nécessiter de monopôles magnétiques. Cette configuration semble très difficile à mettre en œuvre car il faut à la fois produire un champ électrique \mathbf{E} intense et homogène pour produire le dipôle \mathbf{d} en polarisant un atome ou une molécule et des champs \mathbf{B} différents sur les deux bras de l'interféromètre : le milieu ferromagnétique nécessaire perturberait fortement le champ électrique. Cette proposition ne semble pas utilisable mais elle démontre néanmoins que la phase HMW doit être détectable expérimentalement.

III.1.3.1 Configuration des champs électrique et magnétique

Champ électrique polarisant l'atome

Dans un article paru en 1995, H. Wei *et al.* [129] proposèrent une configuration où un champ électrique radial, produit par un fil chargé placé entre les deux bras de l'interféromètre, sert à polariser un atome ou une molécule et un champ magnétique perpendiculaire au plan de l'interféromètre sert à produire la phase HMW (Fig. III.12). Cette configuration expérimentale est beaucoup plus pratique que celle qu'a proposée M. Wilkens.

Champ magnétique appliqué

Dans la configuration originale proposée par He et McKellar, une ligne de monopoles

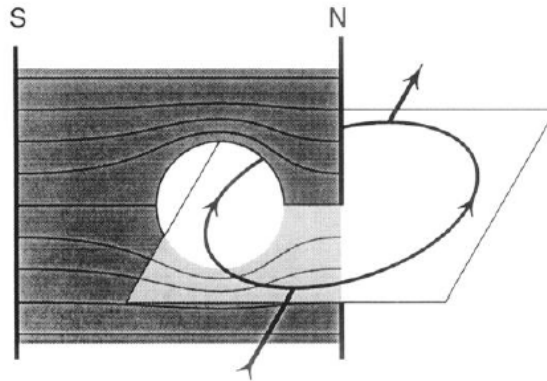


FIGURE III.7 – *Figure tirée de [126]. Proposition expérimentale de M. Wilkens pour mettre en évidence la phase HMW. L'interféromètre est symbolisé par les trajectoires en traits noirs épais et le champ magnétique nécessaire à l'apparition de la phase HMW est produit par un aimant en forme de plaque fine (la surface grise) percé en son centre afin d'y laisser passer l'un des deux bras de l'interféromètre. Les pôles nord (N) et sud (S) de l'aimant miment l'action de deux lignes de charges magnétiques de signes opposés et les lignes de champ magnétique sont représentées en filigrane dans l'aimant. Le dipôle (qui n'est pas représenté sur la figure) se propage dans l'interféromètre et sa direction est perpendiculaire à la fois au plan de l'interféromètre et aux lignes de champ magnétique.*

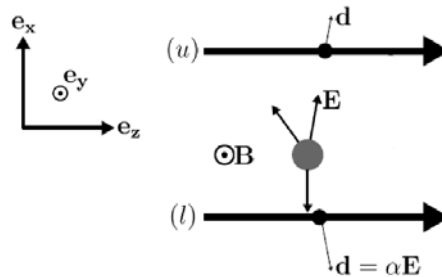


FIGURE III.8 – *Configuration des champs électrique et magnétique proposés par H. Wei [129] pour observer la phase HMW. Le champ \mathbf{E} est créé par un fil cylindrique porté à une haute tension par rapport à des électrodes lointaines à la masse et le champ \mathbf{B} est uniforme et parallèle à l'axe y . Le champ \mathbf{E} est donc sensiblement radial dans le plan (x,z) et il décroît comme l'inverse de la distance à l'axe du fil.*

magnétiques, c'est-à-dire un champ magnétique radial, est nécessaire à l'existence de la phase HMW. Sur la figure (III.9), on a représenté une suite de configurations où dans chaque cas on observe la phase HMW. Le point crucial pour l'observation de cette phase est que \mathbf{v} , \mathbf{d} et \mathbf{B} doivent toujours former un trièdre orthogonal, car dans cette configuration du dipôle, du champ magnétique et du vecteur vitesse des atomes, aucune force n'est appliquée sur la particule [129]. Dans notre expérience, les copies du dipôle sont de directions opposées mais sont contenues dans le plan de l'interféromètre (c'est-

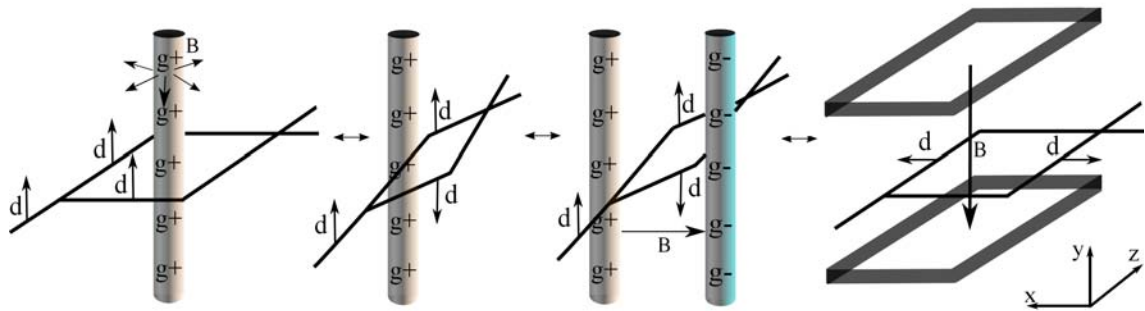


FIGURE III.9 – *Equivalences entre la configuration théorique proposée par He,McKellar et Wilkens (tout à gauche) et la configuration expérimentale retenue par notre équipe (tout à droite). Dans la deuxième configuration en partant de la gauche, la ligne de monopoles magnétiques n'est plus entre les deux bras de l'interféromètre mais cette configuration est équivalente à celle se trouvant tout à gauche si les deux dipôles ont des directions opposées et si le plan de l'interféromètre est basculé de telle façon que les directions des deux dipôles soient perpendiculaires au champ magnétique. Dans la troisième configuration, on rajoute une ligne de monopoles magnétiques, mais de signe opposé. On constate que le champ produit par les deux lignes de monopoles peut très bien être produit par une paire de bobines s'inspirant de la configuration de Helmholtz, ce que représente la configuration tout à droite. Les bobines sont symbolisées par deux rubans noirs rectangulaires.*

à-dire selon l'axe x). Le champ magnétique est appliqué verticalement selon l'axe y et les atomes se meuvent le long de l'axe z : \mathbf{v} , \mathbf{d} et \mathbf{B} forment bien un trièdre orthogonal (Fig. III.9).

III.1.3.2 Dynamique d'un dipôle dans un champ électromagnétique - Effet HMW

Le dipôle électrique² est animé d'une vitesse \mathbf{v} et se déplace dans un champ magnétique \mathbf{B} . À l'aide du point de vue heuristique introduit par M. Wilkens [126], on interprète la phase HMW comme la conséquence de l'interaction entre le dipôle et le champ électrique motionnel. Lorsqu'on passe du référentiel du laboratoire au référentiel de l'atome en effectuant une transformation de Lorentz, le champ électrique vu par l'atome \mathbf{E}' doit être corrigé du champ électrique motionnel $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ dans le domaine non-relativiste ($\gamma \approx 1$) :

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (\text{III.16})$$

2. Dans cette partie, la dynamique de l'atome est étudiée en utilisant une approche Lagrangienne. Les interactions responsables de l'apparition des phases AC et HMW seront décrites séparément avec des Lagrangiens découplés même si, dans notre expérience, ces interactions sont simultanées. Cette approche repose sur le fait que les champs électrique et magnétique appliqués sont insuffisants pour modifier la trajectoire de l'atome, qu'ils soient appliqués séparément ou simultanément.

Le Lagrangien de la particule L_{HMW} s'écrit :

$$L_{HMW} = T - U = \frac{1}{2}mv^2 + 2\pi\epsilon_0\alpha(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})^2 \quad (\text{III.17})$$

où T est l'énergie cinétique classique et $U = -2\pi\epsilon_0\alpha\mathbf{E}^2$ est l'énergie potentielle de polarisabilité. Si on développe ce Lagrangien, on voit apparaître trois termes :

$$L_{HMW} = \frac{1}{2}(m + 4\pi\epsilon_0\alpha B^2)v^2 + 2\pi\epsilon_0\alpha\mathbf{E}^2 + 4\pi\epsilon_0\alpha\mathbf{v} \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{E}) \quad (\text{III.18})$$

On a supposé que \mathbf{E} , \mathbf{B} et \mathbf{v} formaient un trièdre orthogonal. On a alors $(\mathbf{v} \times \mathbf{B})^2 = v^2 B^2$ et le premier terme est l'énergie cinétique de la particule où la masse est corrigée d'un terme $4\pi\epsilon_0\alpha B^2$ homogène à une masse³. Pour le lithium ${}^7\text{Li}$ et pour un champ magnétique de 1 T, le rapport $4\pi\epsilon_0\alpha B^2/m$ vaut environ 2×10^{-13} et ce terme sera donc négligeable. Le second terme apparaissant dans le Lagrangien correspond à l'énergie de polarisation et le dernier terme produit l'effet HMW. Dans la référence [129], H.Weï *et al.* montrent que le terme HMW n'implique pas de force sur la particule si \mathbf{E} , \mathbf{B} et \mathbf{v} forment un trièdre et l'équation du mouvement se réduit à :

$$m\ddot{\mathbf{r}} = \nabla\left(\frac{1}{2}\alpha\mathbf{E}^2\right) \quad (\text{III.19})$$

Dans le cas où la condition \mathbf{E} , \mathbf{B} et \mathbf{v} ne forment pas un trièdre, on observe toujours une phase HMW due aux composantes de ces trois vecteurs qui sont perpendiculaires entre elles en plus d'une phase dynamique due à une force [126].

Dans notre expérience, on considère que \mathbf{E} , \mathbf{B} et \mathbf{v} forment un trièdre orthogonal et comme dans la sous-partie (III.2.1.2), on écrit le déphasage $\Delta\varphi$ à partir de $U = -2\pi\epsilon_0\alpha\mathbf{E}'^2$ où \mathbf{E}' est donné par l'équation (III.16). Le déphasage dû à la présence simultanée des champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{B} s'écrit alors :

$$\Delta\varphi = -2\pi\epsilon_0\alpha \oint (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})^2 dt \quad (\text{III.20})$$

où l'intégrale curviligne suit le circuit formé par les bras de l'interféromètre. En remplaçant dt par ds/v où ds est l'élément de longueur le long des bras et en développant, on voit apparaître trois termes qui n'ont pas la même dépendance en vitesse :

$$\Delta\varphi = -\frac{2\pi\epsilon_0\alpha}{\hbar v} \oint E^2(s)ds - \frac{2\pi\epsilon_0\alpha}{\hbar} \oint vB^2(s)ds - \frac{4\pi\epsilon_0\alpha}{\hbar} \oint [\mathbf{B}(s) \times \mathbf{E}(s)] \cdot ds \quad (\text{III.21})$$

3. Ce terme a été détecté par mesure de la fréquence cyclotron d'un ion CO^+ par l'équipe de D. Pritchard [130] grâce à trois facteurs favorables :

- la très grande sensibilité de cette mesure de masse (l'incertitude relative est de l'ordre de $\Delta m/m \sim 10^{-11}$).
- le champ magnétique intense utilisé (8.5 T).
- la très forte polarisabilité électrique d'une molécule polaire de l'ordre de $D^2/2B$ (où D est le dipôle électrique permanent de la molécule et B la constante de rotation moléculaire).

Le premier terme de l'expression du déphasage est le déphasage de polarisabilité tel que défini dans la partie III.2.1.2. C'est un déphasage dynamique et il présente une dépendance en vitesse en v^{-1} . Le second terme provient du terme αB^2 du Lagrangien L_{HMW} et dans nos conditions expérimentales, l'ordre de grandeur de ce terme est d'environ 4×10^{-7} rad. Il est donc parfaitement négligeable et nous ne l'évoquerons plus par la suite. On remarque cependant que la dépendance en vitesse du second terme est inhabituelle car la valeur de ce déphasage augmente avec la vitesse. Le dernier terme de cette expression est indépendant de la vitesse des atomes et il s'agit de la phase HMW proprement dite. En écrivant $\mathbf{d} = 4\pi\epsilon_0\alpha\mathbf{E}$ la phase HMW s'écrit :

$$\varphi_{HMW} = -\frac{1}{\hbar} \int [\mathbf{B} \times \mathbf{d}] \cdot d\mathbf{s} \quad (\text{III.22})$$

Lien avec l'effet Aharonov-Bohm

Wei *et al.* apportent une interprétation plus fondamentale de la phase HMW en mettant en évidence une connexion directe entre les effets Aharonov-Bohm et He-McKellar-Wilkins. Ils considèrent que le dipôle électrique de l'atome est constitué de deux charges électriques opposées $\pm q$ situées aux positions \mathbf{R}^+ et \mathbf{R}^- (Fig. III.10) et qui sont séparées par une distance $R = |\mathbf{d}|/q = \|\mathbf{R}^+ - \mathbf{R}^-\|$. Pour chacune de ces deux charges de même

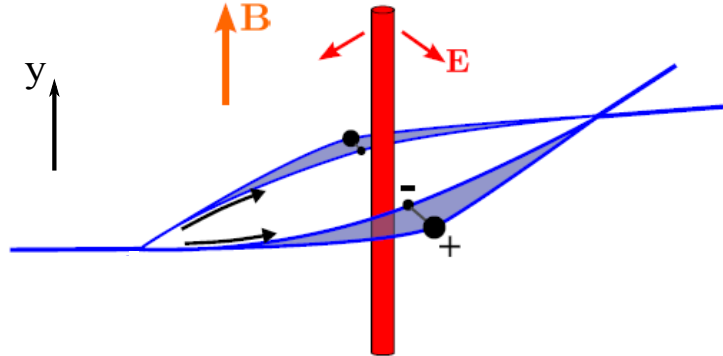


FIGURE III.10 – Les bras de l'interféromètre (traits épais bleus) entourent un fil chargé vertical (rouge) produisant un champ électrique radial \mathbf{E} . Ce champ électrique induit un dipôle \mathbf{d} représenté par une charge électrique positive (gros point) et une charge électrique négative (petit point). Chaque charge se propageant dans l'interféromètre subit l'effet Aharonov-Bohm à cause du champ magnétique uniforme \mathbf{B} appliqué. La phase HWW est égale à la somme des deux phases AB acquises par chaque charge et elle est proportionnelle au flux magnétique traversant la surface grisée (en bleu) comprise entre les deux charges.

signe se propageant sur les bras de l'interféromètre, la phase Aharonov-Bohm (notée ci-dessous AB) s'écrit :

$$\varphi_{AB}^+ = \frac{q}{\hbar} \int_{S^+} \mathbf{B}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{S} = \frac{q}{\hbar} \Phi_+ \quad (\text{III.23})$$

$$\varphi_{AB}^- = -\frac{q}{\hbar} \int_{S^-} \mathbf{B}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{S} = -\frac{q}{\hbar} \Phi_- \quad (\text{III.24})$$

où Φ_+ (respectivement Φ_-) est le flux magnétique encerclé par les trajectoires de la charge positive (respectivement négatives) de chaque dipôle et où S_{\pm} est la surface enclose entre les trajectoires des charges $\pm q$. Dans la section (III.1.1), le déphasage Aharonov-Bohm ne dépend pas de la position des trajectoires des particules puisque le champ magnétique est circonscrit à l'intérieur du solénoïde (Fig. III.1) et la valeur de la phase AB est indépendante des trajectoires de la particule pourvu que le solénoïde infini se trouve dans la surface enclose par les bras de l'interféromètre. Dans le cas présent, le champ magnétique est uniforme et les phases AB acquises par chaque charge dépendent de la trajectoire (le flux magnétique enclos sera plus ou moins important selon la taille de l'aire enclose par les trajectoires). La phase HMW est alors égale à $\varphi_{AB}^+ - \varphi_{AB}^-$. En effet,

$$\varphi_{AB}^+ - \varphi_{AB}^- = \frac{q}{\hbar} \int_{S^+ - S^-} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \quad (\text{III.25})$$

Comme $d\mathbf{S} = R d\mathbf{s} \mathbf{e}_y$ et comme \mathbf{B} est parallèle à l'axe y , on a :

$$\varphi_{AB}^+ - \varphi_{AB}^- = \frac{q}{\hbar} \oint R B ds = \varphi_{HMW} \quad (\text{III.26})$$

La phase HMW peut donc être interprétée comme un effet Aharonov-Bohm différentiel entre les charges \pm se propageant dans l'interféromètre.

III.1.4 Une famille de phases géométriques

Dans un article paru après les prédictions théoriques de He, McKellar et Wilkens, J.P. Dowling *et al.* [50] ont utilisé la symétrie des équations de Maxwell pour proposer une vision unifiée de l'ensemble des phases géométriques (Fig. III.11). L'existence d'une quatrième phase géométrique est démontrée et cette phase duale de la phase AB met en jeu une particule portant un monopôle magnétique et une ligne de dipôles électriques. La détection de cette dernière phase nécessite de disposer de monopôles magnétiques isolés, ce qui rend son observation expérimentale impossible.

III.2 Dispositif de mesure

La cellule de mesure a été conçue par Marion Jacquy durant la fin de sa thèse [34] en 2006 et la construction de cette cellule a été réalisée par S. Lepoutre qui expose en détails le procédé de fabrication [33]. Cette cellule se constitue d'une paire de bobines rectangulaires parallèles dans laquelle est inséré un double condensateur créant un champ électrique quasi-homogène et de directions opposées sur les deux bras de l'interféromètre.

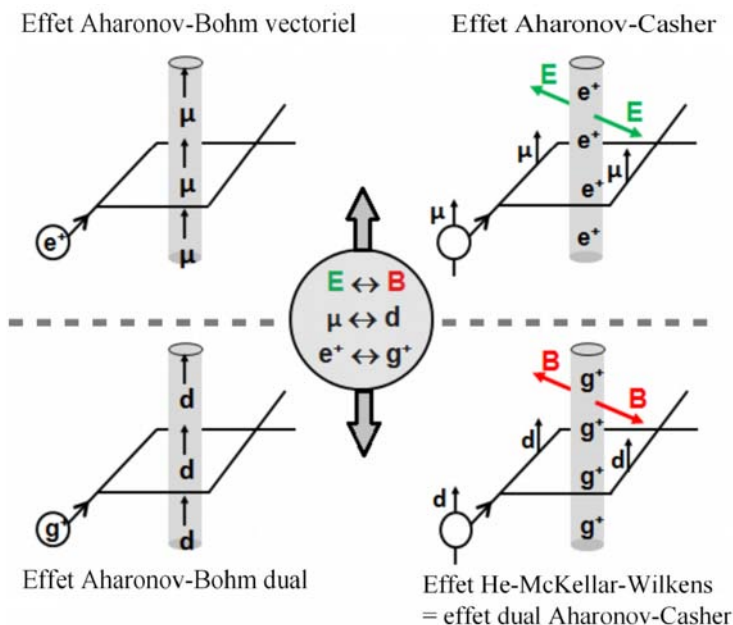


FIGURE III.11 – Famille de phases géométriques de type Aharonov-Bohm. On passe de la colonne de gauche à celle de droite en échangeant le rôle des charges (e, g) et des dipôles (d, μ). On passe de la ligne du haut à la ligne du bas par la dualité de Maxwell décrite sur la figure (III.5).

III.2.1 Champ électrique polarisant l'atome

III.2.1.1 Configuration choisie

Comme les atomes de lithium sont neutres, il est nécessaire d'appliquer un champ électrique afin de polariser l'atome et créer le dipôle permanent \mathbf{d} nécessaire à l'apparition de la phase HMW. La configuration proposée par H. Wei *et al.* [129] où le champ

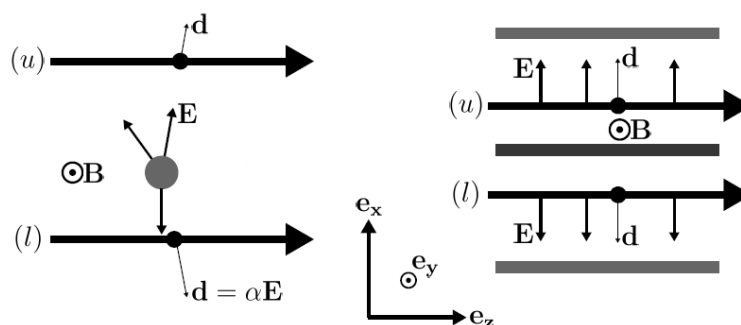


FIGURE III.12 – Partie gauche : configuration des champs électriques et magnétiques proposés par H. Wei [129] pour observer la phase HMW. Partie droite : la configuration choisie par notre équipe.

polarisant l'atome est produit par un fil chargé n'est pas idéale. En effet, au vu de l'ex-

tension transverse selon l'axe x des faisceaux atomiques des bras de l'interféromètre, il en résulterait une dispersion spatiale importante des déphasages par polarisabilité électrique et donc une nette baisse de visibilité. De plus, le fil produit un champ électrique radial et de ce fait les directions des dipôles électriques ne sont pas parfaitement perpendiculaires à la direction de \mathbf{v} sur toute la zone d'application du champ magnétique : la phase HMW n'est en conséquence pas maximale (seule la composante de \mathbf{d} selon x contribue à l'effet HMW). Le choix de l'équipe s'est donc porté sur une configuration équivalente où un champ électrique le plus homogène possible est produit par des électrodes planes dans un double condensateur (Fig. III.12) : la phase HMW est maximisée et la baisse de visibilité est beaucoup moins rapide quand le champ électrique augmente.

III.2.1.2 Interférences en présence d'un champ électrique

Lorsqu'un atome entre dans un champ électrique E , il se polarise et l'énergie de son état fondamental diminue d'une quantité $U = -2\pi\varepsilon_0\alpha E^2$ qui est l'énergie de polarisation. Comme pour le cas de l'onde atomique se propageant dans un champ magnétique, ceci se traduit par une augmentation de son énergie cinétique et une modification de son vecteur d'onde. De plus, le déplacement en énergie U est beaucoup plus faible que l'énergie cinétique de l'atome. En effet, pour la plus faible vitesse atomique moyenne que nous utiliserons (soit 744 m/s), l'énergie cinétique de l'atome vaut environ $E_c = 3.2 \times 10^{-21}$ J et le champ électrique maximal valant $E = 770$ kV/m, on a au maximum $U \approx 8 \times 10^{-28}$ J soit $U/E_c = 2 \times 10^{-7}$. Le module de la vitesse atomique est donc très peu modifié par l'application d'un champ électrique et, dans nos conditions expérimentales, la direction de la vitesse est encore moins modifiée car le gradient de U est essentiellement dirigé selon l'axe z . Le déphasage atomique que l'onde de matière acquiert en traversant la zone où est appliqué le champ électrique s'obtient en intégrant la perturbation le long du chemin emprunté :

$$\varphi_{pol} = \frac{2\pi\varepsilon_0\alpha}{\hbar v} \left[\int_u E^2(s) ds - \int_l E^2(s) ds \right] \quad (\text{III.27})$$

où u et l sont les deux bras de l'interféromètre. L'expression (III.27) montre qu'un déphasage de polarisabilité apparaîtra en sortie de l'interféromètre si les deux intégrales ne se compensent pas.

Dans notre expérience, nous utilisons un double condensateur, schématisé sur la partie droite de la figure (III.12), produisant un champ électrique sur chaque chemin de l'interféromètre. Le champ électrique E est défini par les dimensions des électrodes planes utilisées et le déphasage électrique peut se résumer à :

$$\varphi_{pol} = \frac{2\pi\varepsilon_0\alpha}{\hbar v} \left[\left(\frac{V_u}{h_u} \right)^2 L_u - \left(\frac{V_l}{h_l} \right)^2 L_l \right] \quad (\text{III.28})$$

où h_u et h_l sont les espaces séparant les deux électrodes du condensateur, L_u et L_v et V_u et V_l sont respectivement les longueurs et les potentiels appliqués de chaque condensateur. Dans notre expérience, le champ électrique ne sert qu'à polariser l'atome pour disposer d'un dipôle nécessaire à la mesure de l'effet HMW et le déphasage de

polarisabilité induit par ce champ devra être petit afin de ne pas dégrader la visibilité, puisque ce déphasage est un déphasage dynamique variant comme v^{-1} .

III.2.1.3 Les condensateurs

Le double condensateur produisant le champ électrique est constitué des éléments suivants : le septum, les électrodes et les électrodes de garde (Fig.III.13). Le septum est une feuille d'aluminium soigneusement tendue d'environ $20 \mu\text{m}$ d'épaisseur, avec une rugosité inférieure ou égale à $2 \mu\text{m}$, qui sera placée entre les deux bras de l'interféromètre. Le septum est relié à la masse. De part et d'autre des bras de l'interféromètre, et parallèlement au septum, sont placées deux électrodes planes qui seront portées à des potentiels élevés (on les appellera par la suite électrodes de "haute tension" par opposition au septum qui est à la masse). Ces électrodes sont bordées de part et d'autre par des électrodes de garde qui sont, comme le septum, reliées à la masse et dont le rôle est de restreindre le champ à l'intérieur du condensateur et d'avoir un champ de fuite calculable [109].

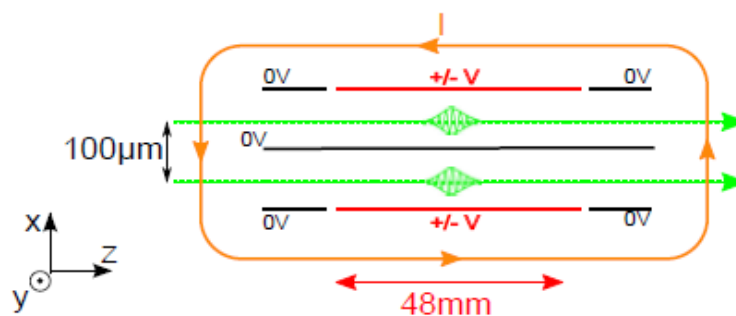


FIGURE III.13 – Schéma du double-condensateur. Les deux électrodes de haute tension sont désignées par $+/- V$ et sur chaque bord se trouvent des électrodes de garde. Le septum est placé entre les deux bras de l'interféromètre qui sont en vert et sur lesquels sont schématisés des paquets d'ondes.

Des entretoises de verre assurent les espacements entre les électrodes et le septum et l'ensemble est collé (la procédure de collage est décrite dans la thèse de S. Lepoutre, appendice E [33]). Les électrodes chargées et de garde sont constituées par une fine couche d'aluminium d'environ 100 nm d'épaisseur et sont séparées par une absence de dépôt d'aluminium sur une largeur de $e \simeq 1 \text{ mm}$. Le potentiel appliqué a donc grossièrement la forme d'une fonction porte :

$$V(x = 0, z) = V_{u,l} \text{ si } |z| \leq a \quad (\text{III.29})$$

$$V(x = 0, z) = 0 \text{ si } |z| > a \quad (\text{III.30})$$

avec $a = 24 \pm 0.25 \text{ mm}$. Le calcul du champ électrique produit par le condensateur à la surface du septum est donné dans l'annexe C de la thèse de M. Jacquy [34] et sa valeur est donnée par le produit de convolution :

$$E_x(0, z) = V(x = h, z) * W(z) \quad (\text{III.31})$$

où $V(x = h, z)$ est le potentiel défini par l'expression (III.30) et où $W(z)$ est une fonction piquée autour de $z = 0$ s'écrivant :

$$W(z) = \frac{\pi}{4h^2 \cosh^2\left(\frac{\pi z}{2h}\right)} \quad (\text{III.32})$$

Le champ électrique à la surface du septum calculé à partir du produit de convolution (III.31) est représenté sur la figure (III.14) et servira à calculer la valeur attendue de la phase HMW.

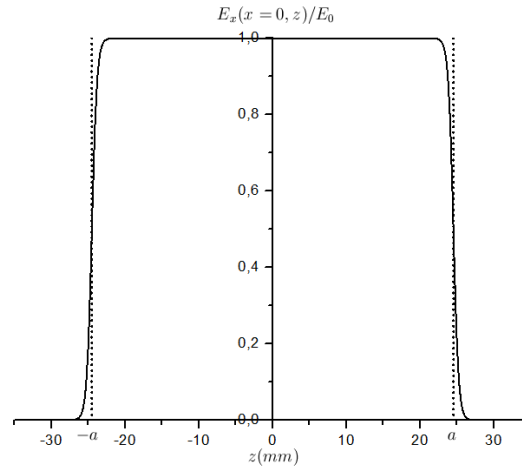


FIGURE III.14 – Champ $E_x(x = 0, z)/E_0$ produit par un condensateur à la surface du septum calculé à partir de l'expression (III.31). $E_0 = V/h$ serait le champ produit par un condensateur plan infini.

Lors de la mesure de la polarisabilité électrique du lithium avec un condensateur similaire [109], A. Miffre et M. Jacquey ont calculé la longueur effective du condensateur :

$$L_{eff} \simeq 2a - \frac{h_i}{\pi} + \frac{2\pi x^2}{3h_i} \quad (\text{III.33})$$

où $i = u, l$ et où $2a$ est la longueur d'une électrode de haute tension, où le deuxième terme décrit l'influence des champs de bord vers la séparation entre les électrodes de haute tension et les électrodes de gardes, et où le troisième terme traduit l'effet de la distance x entre la trajectoire atomique et le septum. Afin de calibrer les deux condensateurs, un champ électrique est appliqué sur une seule électrode et à partir de l'équation (III.28) on peut connaître l'espacement $h_{u,l}$ entre une électrode et le septum, la principale source d'incertitude étant la longueur du condensateur. Une mesure du déphasage de polarisabilité en fonction du potentiel appliqué avec l'argon comme gaz porteur donne les valeurs suivantes pour chaque condensateur :

$$\begin{aligned} \varphi_{pol,u}/V_u^2 &= -(4.830 \pm 0.005) \times 10^{-4} \text{rad/V}^2 \\ \varphi_{pol,l}/V_l^2 &= (4.760 \pm 0.007) \times 10^{-4} \text{rad/V}^2 \end{aligned} \quad (\text{III.34})$$

Ces déphasages sont très proches et la valeur légèrement inférieure de $\varphi_{pol,l}$ s'explique par une valeur un peu plus faible de la quantité $L_{eff,l}/h_l^2$ par rapport à $L_{eff,u}/h_u^2$. Cette mesure des déphasages par polarisabilité, et particulièrement de l'intégrale du carré du champ électrique le long de la trajectoire atomique, donne accès à la connaissance de la géométrie du condensateur :

$$\int_u \mathbf{E}_i^2(x, z) dz = \left(\frac{V_i}{h_i} \right)^2 L_{eff,i} \quad (\text{III.35})$$

où $i = u, l$. En utilisant la valeur théorique la plus précise à ce jour de la polarisabilité électrique du lithium [131], il est possible de déduire le paramètre géométrique L_{eff}/h^2 pour chaque condensateur. La longueur effective étant la même pour chaque condensateur avec une bonne précision ($L_{eff} = 47.65 \pm 0.5 \text{ mm}$), ces mesures des déphasages par polarisabilité donnent les quantités $\langle 1/h_{u,l}^2 \rangle^{-\frac{1}{2}}$ et on extrait les valeurs moyennes suivantes pour les espacements $h_{u,l}$:

$$\begin{aligned} h_u &= (1.101 \pm 0.006) \text{ mm} \\ h_l &= (1.109 \pm 0.006) \text{ mm} \end{aligned} \quad (\text{III.36})$$

La distance x entre le septum et les atomes est nettement inférieure à l'espacement interélectrodes $h_{u,l}$. Le troisième terme de l'équation (III.33) est de l'ordre de quelques dizaines de microns, soit environ $10^{-3} L_{eff}$, ce qui est tout-à-fait négligeable. De plus, le champ électrique vu par les atomes est quasi-identique au champ électrique à la surface du septum : on considère donc que le champ électrique avec lequel l'atome interagit est celui qui se trouve à la surface du septum.

Enfin, un système de ponts diviseurs de tensions permettant de contrôler les potentiels des deux électrodes chargées à $10^{-2} V$ près a été mis en place. Ce système électronique permet d'appliquer des potentiels différents sur les électrodes afin de compenser des valeurs légèrement différentes de L_{eff}/h^2 pour les deux condensateurs. De plus, les tensions alimentant les deux condensateurs sont issues de la même alimentation (si ces tensions provenaient de deux alimentations différentes, les fluctuations des tensions induiraient des phases de polarisabilité différentes et donc un bruit de phase). De cette façon, on s'assure que les phases de polarisabilité produites par les deux condensateurs sur chaque chemin sont quasi-identiques, ce qui limite la perte de visibilité sur le signal atomique.

III.2.2 Champ magnétique nécessaire à l'observation de l'effet HMW

Le champ magnétique utile à l'observation de la phase HMW est produit par une paire de bobines rectangulaires s'inspirant de la configuration de Helmholtz⁴. Chaque bobine est constituée de deux couches superposées de 7 spires de fil de cuivre de diamètre

4. Comme les atomes sont sensibles à l'intégrale de \mathbf{B} le long des bras, il n'est pas facile de construire un équivalent des bobines de Helmholtz pour lequel l'intégrale de \mathbf{B} serait stationnaire le long d'une ligne parallèle à l'axe de symétrie.

1.5 mm enroulées autour d'un support en laiton. L'intérieur du support en laiton est évidé sur 12.5 mm afin de glisser à l'intérieur le double-condensateur.

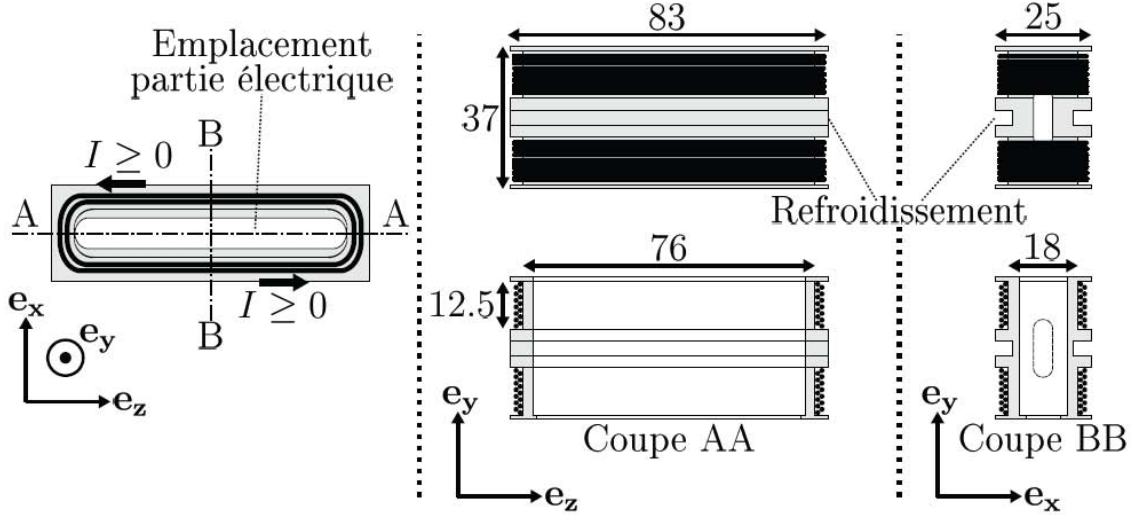


FIGURE III.15 – Figure tirée de [33]. Schéma de la bobine principale et de son support. Le support est représenté en gris clair et les fils sont en noir. Les dimensions du solénoïde et de son support sont indiquées en mm. Partie gauche : vue de dessus du support. Les plans de coupe AA et BB sont représentés par des tirets-pointillés. Les spires sont dessinées mais normalement invisibles sous cet angle de vue. Le double-condensateur est placé dans la partie centrale évidée du support. Partie centrale : vue de face (en haut) et coupe AA (en bas) dans le plan (z,x) . Une encoche latérale sert à accueillir un tuyau de refroidissement. Partie droite : vue de face (en haut) et coupe BB (en bas) dans le plan (x,y) .

Dans sa thèse, S. Lepoutre a utilisé un programme de calcul pour calculer le champ magnétique produit par cette paire de bobines. Ce calcul numérique tient compte du solénoïde complet ainsi que des fils d'amenée et de retour et du fil de connexion entre les deux enroulements. S. Lepoutre a également mesuré ce champ avec une sonde [33] et il a trouvé que les mesures étaient en bon accord avec la prévision théorique. La calibration de la sonde a été faite avec une incertitude voisine de 5 %.

Sur la figure (III.16), on constate qu'au cours de la traversée de la cellule par l'onde de matière, le champ magnétique B_y évolue de 4% au maximum. La symétrie du champ magnétique selon l'axe y n'est pas parfaite car les composantes du champ selon x et z ne sont pas nulles. Ceci est dû à la présence de fils d'amenée du courant qui vont produire des champs selon x et y .

La valeur moyenne sur z , dans une zone restreinte à $|z| \leq 4$ cm et en prenant l'origine de z au centre de la cellule, du champ magnétique produit par la bobine principale est :

$$\frac{\langle B_y \rangle}{I} = 5.6 \times 10^{-4} \text{T/A} \quad (\text{III.37})$$

Le courant maximal pouvant circuler dans la bobine principale est $I = 40$ A ce qui permet d'appliquer des champs jusqu'à $B = 0.0224$ T. Pour le courant maximum,

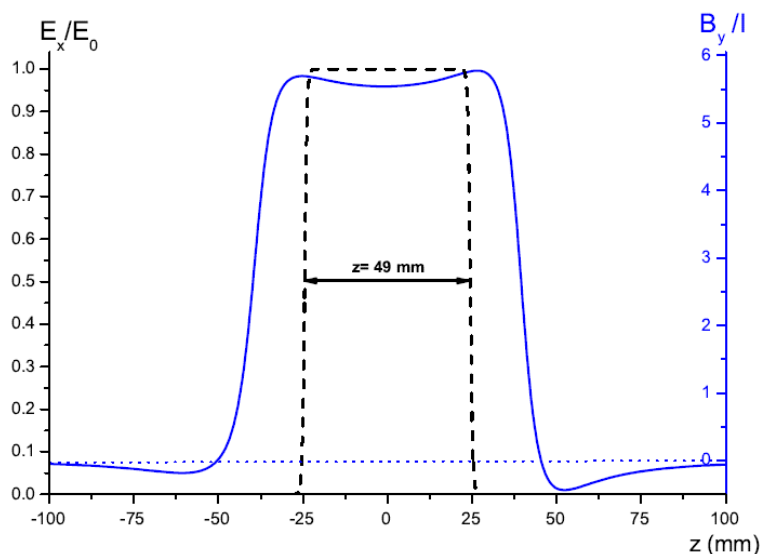


FIGURE III.16 – Champ magnétique B_y (en trait plein) et champ électrique E_x (en pointillés) calculés le long de l'axe z . Pour le champ électrique, la quantité tracée est E_x/E_0 où $E_0 = V/h$ est le champ électrique produit par un condensateur plan infini. Pour le champ magnétique, la quantité B_y/I est en unités de 10^{-4} T/A. Figure tirée de [132].

appliqué 50 % du temps, la puissance moyenne dissipée par effet Joule dans la bobine est alors voisine de 50 W, ce qui induit une élévation de température de la bobine d'environ 25°C limitée essentiellement par la résistance thermique entre l'eau de refroidissement et la cellule. La température maximale est donc d'environ 50°C . Ces chiffres sont cohérents avec les valeurs données par une sonde Pt100 disposée sur la monture de la bobine. Ces variations de température provoquent des déformations de la cellule et des dérives de phase plus importantes que la phase que l'on souhaite mesurer (Fig. III.17).

Il est alors nécessaire de développer une méthode d'acquisition adaptée permettant de se débarrasser de ces dérives de phase pour ne garder que les phases géométriques. Pour ce faire, on appliquera le protocole d'acquisition décrit au chapitre 1 : au cours du balayage des franges atomiques, on alterne plusieurs configurations et, par des ajustements, on extrait les phases correspondant à chacune des configurations. Les phases mesurées sont discutées dans la section suivante.

III.2.3 Installation de la cellule d'interaction

Après avoir inséré le double-condensateur dans l'encoche de la bobine principale, la cellule complète est fixée sur un support en dural lui-même suspendu à un flasque de type DN250 portant les passages à vide électriques et hydrauliques nécessaires. La cellule est placée juste avant l'onde stationnaire associée au miroir M_2 et une translation micrométrique permet de la déplacer selon l'axe x afin de placer le septum entre

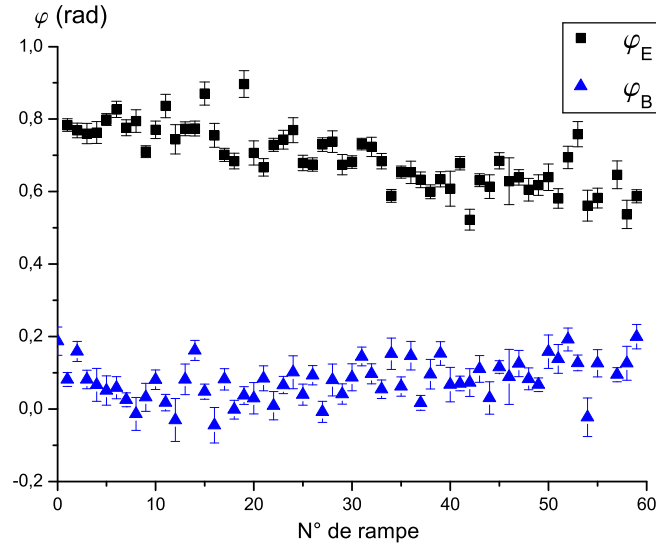


FIGURE III.17 – Dérives des phases électriques (carrés) et magnétiques (triangles) définies par l'équation (III.38) constatées au cours d'une acquisition d'une durée de vingt-trois minutes. Cette acquisition a été réalisée avec une tension de 700 V appliquée sur les deux condensateurs et un courant $I = 30$ A dans la bobine principale. La variation de température au cours de cette mesure a été de 11.8°C . La valeur de la dérive thermique des phases φ_E et φ_B est environ quatre fois plus importante que la valeur attendue du déphasage *HMW*.

les deux chemins de l'interféromètre. Le support de la cellule est fixé sur une table de rotation de marque Micro-Contrôle dont la rotation est entraînée par un moteur Newport de la marque Newport. Ceci permet de faire pivoter la cellule autour de l'axe y afin d'aligner le septum parallèlement aux bras de l'interféromètre à quelques μrad près. Le positionnement du septum s'effectue lorsque l'interféromètre fonctionne : on règle la tension de la cale piézoélectrique du miroir M_3 de façon à se placer en haut d'une frange atomique puis on déplace la cellule avec la translation selon l'axe x jusqu'à intercepter un chemin puis l'autre, ce qui provoque successivement deux baisses de flux. La cellule est ensuite placée à mi-chemin entre les deux positions correspondant aux interceptions des deux chemins.

III.2.4 Phase mesurée pour chaque configuration

III.2.4.1 Phases brutes

Les six phases enregistrées pour chaque configuration des champs électrique et magnétique et de pompage optique du jet dans l'état $m_F = +$ ou -2 sont récapitulées dans le tableau (III.1).

Ces six phases sont enregistrées pour un sens particulier du courant et du pompage. Il est nécessaire de faire des mesures pour les deux signes du courant $\pm I$ et pour les deux valeurs de $m_F = \pm 2$. On rajoute donc un terme dans la phase signifiant l'état

Conf.	Courant I	Tension V	Tension $-V$	Phase
1	Non	Non	Non	$\varphi(0, 0, m_F)$
2	Oui	Non	Non	$\varphi(0, I, m_F)$
3	Oui	Oui	Non	$\varphi(V, I, m_F)$
4	Oui	Non	Oui	$\varphi(-V, I, m_F)$
5	Non	Non	Oui	$\varphi(-V, 0, m_F)$
6	Non	Oui	Non	$\varphi(V, 0, m_F)$

TABLE III.1 – Phases enregistrées dans chaque configuration. Lorsque le courant vaut $I = 0$, il reste cependant le champ magnétique du laboratoire.

dans lequel les atomes sont pompés, ainsi qu'un signe à la lettre I indiquant le sens du courant.

III.2.4.2 Première combinaison

Au final, six quantités sont extraites de ces acquisitions :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{V}_E(V) &= \mathcal{V}(V, 0, m_F) / \mathcal{V}(0, 0, m_F) \\
 \varphi_E(V, m_F) &= \varphi(V, 0, m_F) - \varphi(0, 0, m_F) \\
 \mathcal{V}_B(I) &= \mathcal{V}(0, I, m_F) / \mathcal{V}(0, 0, m_F) \\
 \varphi_B(I, m_F) &= \varphi(0, I, m_F) - \varphi(0, 0, m_F) \\
 \mathcal{V}_{EB}(V, I) &= \frac{\mathcal{V}_{E+B}(V, I, m_F)}{\mathcal{V}_E(V)\mathcal{V}_B(I)} = \frac{\mathcal{V}(V, I, m_F)\mathcal{V}(0, 0, m_F)}{\mathcal{V}(V, 0, m_F)\mathcal{V}(0, I, m_F)} \\
 \varphi_{EB}(V, I, m_F) &= \varphi_{E+B}(V, I, m_F) - \varphi_E(V, m_F) - \varphi_B(I, m_F) \\
 &= \varphi(V, I, m_F) - \varphi(V, 0, m_F) - \varphi(0, I, m_F) + \varphi(0, 0, m_F)
 \end{aligned} \tag{III.38}$$

La phase $\varphi_B(I, m_F)$ est la phase Zeeman qui a été définie dans le chapitre 2. La phase $\varphi_E(V)$ est la phase de polarisabilité qui apparaît lorsque les intégrales des champs électriques au carré créés par le double-condensateur ne sont pas égales. Les phases $\varphi(0, 0, m_F)$ sont les zéros de phase de l'interféromètre. Les phases $\varphi_{E+B}(V, I, m_F)$ sont les phases enregistrées lorsque les champs magnétiques et électriques sont appliqués simultanément. Afin d'extraire de cette phase les déphasages qui n'apparaissent qu'avec les champs appliqués simultanément, on retranche les phases $\varphi_E(V, m_F)$ et $\varphi_B(I, m_F)$ (dernière équation III.38). La phase $\varphi_{EB}(V, I, m_F)$ contient quatre déphasages :

$$\varphi_{EB}(V, I, m_F) = \varphi_{HMW}(V, I) - \varphi_{HMW}(V, I = 0) + \varphi_{AC}(V, I, m_F) - \varphi_{AC}(V, I = 0, m_F) \tag{III.39}$$

Les phases $\varphi_{HMW}(V, I)$ et $\varphi_{HMW}(V, I = 0)$ sont les phases HMW respectivement avec et sans courant dans la bobine principale et le pompage optique n'est pas indiqué car elles ne sont pas censées en dépendre. La première phase est la phase HMW recherchée, la seconde est une phase HMW due au champ magnétique résiduel dans la cellule d'interaction. Comme ce champ est estimé à 0.5×10^{-4} T, cette phase ne dépasse pas le dixième de milliradians et est tout-à-fait négligeable : elle ne sera donc plus évoquée par la suite.

Les phases $\varphi_{AC}(V, I, m_F)$ et $\varphi_{AC}(V, I = 0, m_F)$ sont deux phases Aharonov-Casher. La première est la phase Aharonov-Casher apparaissant lorsque qu'un courant circule dans la bobine principale et que les champs électriques et magnétiques sont perpendiculaires. La phase Aharonov-Casher ne dépend pas de la norme de ce champ magnétique lorsque les atomes sont pompés dans les sous-niveaux hyperfins $F = 2, m_F = \pm 2$. Cependant, l'axe orienté de quantification est parallèle à ce champ et comme le champ magnétique principal est perpendiculaire au champ électrique créé par le double-condensateur, l'effet Aharonov-Casher est maximal. Le second terme est également une phase Aharonov-Casher mais qui apparaît en champ électrique seul. L'axe de quantification est alors défini par la direction du champ magnétique résiduel régnant dans l'enceinte et sa direction n'est pas perpendiculaire au champ électrique. Cette phase Aharonov-Casher peut prendre n'importe quelle valeur (comprise entre 0 et la valeur maximale lorsque le champ électrique et le champ magnétique ont des directions perpendiculaires) suivant la direction de ce champ magnétique, et on verra par la suite qu'elle n'est pas négligeable.

III.2.4.3 Seconde combinaison

Les phases HMW et AC n'ont pas la même dépendance avec le moment magnétique et nous allons utiliser cette propriété pour séparer ces deux contributions dans $\varphi_{EB}(V, I, m_F)$. En effet, la phase HMW ne dépend pas du moment magnétique :

$$\varphi_{HMW}(V, I, m_F = +2) = \varphi_{HMW}(V, I, m_F = -2) \quad (\text{III.40})$$

En revanche le signe de la phase AC change avec le signe du moment magnétique de l'atome :

$$\varphi_{AC}(V, I, m_F = +2) = -\varphi_{AC}(V, I, m_F = -2) \quad (\text{III.41})$$

Pour extraire la phase He-McKellar-Wilkens, il suffit d'additionner les phases correspondant aux valeurs opposées $m_F = \pm 2$. On obtient ainsi :

$$\varphi_{HMW}(V, I) = \frac{\varphi_{EB}(V, I, m_F = +2) + \varphi_{EB}(V, I, m_F = -2)}{2} \quad (\text{III.42})$$

Pour extraire la phase AC, il faut soustraire les phases $\varphi_{EB}(V, I, m_F)$ correspondant aux valeurs opposées $m_F = \pm 2$ et on obtient alors :

$$\varphi_{AC}(V) = \frac{\varphi_{EB}(V, I, m_F = +2) - \varphi_{EB}(V, I, m_F = -2)}{2} \quad (\text{III.43})$$

L'avantage de cette méthode d'acquisition est qu'elle permet une mesure simultanée des phases HMW et AC.

III.2.5 Sensibilités aux phases HMW et AC

III.2.5.1 Valeur attendue de la phase He-McKellar-Wilkens

La valeur théorique de la phase HMW est donnée par :

$$\varphi_{HMW} = -\frac{1}{\hbar} \oint [\mathbf{B} \times \mathbf{d}] \cdot d\mathbf{r} \quad (\text{III.44})$$

On injecte dans l'équation (III.44) l'équation du dipôle électrique $\mathbf{d} = 4\pi\varepsilon_0\alpha\mathbf{E}$. La valeur la plus précise du volume de polarisabilité électronique du lithium est à ce jour donnée par M. Puchalski *et al.* [133, 131] $\alpha = 24.31896(7)10^{-30} \text{ m}^3$.

$$\varphi_{HMW} = -\frac{4\pi\varepsilon_0\alpha}{\hbar} \int_{l-u} [\mathbf{B} \times \mathbf{E}] \cdot d\mathbf{r} \quad (\text{III.45})$$

Le champ magnétique \mathbf{B} est dirigé selon la direction y et le champ électrique est appliqué selon la direction x tandis que les atomes se propagent selon la direction z . À partir des calculs des champs électriques et magnétiques exposés dans la section précédente, on obtient le produit $E_x B_y$, ce qui nous permet de calculer la phase HMW attendue :

$$\varphi_{HMW} = -\frac{\alpha}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} B_y(z)[E_{x,l}(z) - E_{x,u}(z)]dz \quad (\text{III.46})$$

En intégrant le produit $E_x B_y$ sur z et en prenant un espace inter-électrode moyen de $h = 1.105 \text{ mm}$ et un même potentiel $V = (V_u + V_l)/2$ pour les deux condensateurs, la phase HMW attendue en fonction du produit VI vaut :

$$\varphi_{HMW} = -1.28 \times 10^{-6} VI \text{ rad} \quad (\text{III.47})$$

Pour les valeurs maximales des potentiels électriques ($V = 800 \text{ V}$) et des courants ($I = 40 \text{ A}$) que nous utilisons, nous prévoyons de mesurer un déphasage HMW d'environ 41 mrad .

L'intégrale (III.46) a été calculée numériquement. Pour évaluer l'incertitude liée à la géométrie des condensateurs, on peut utiliser le raisonnement simplifié suivant en supposant que B_y est indépendant de z . Cette intégrale est sensiblement proportionnelle au rapport $r = 2a/h$ où $2a$ est la longueur de l'électrode de haute tension et h l'espace interélectrode. Pour calculer l'incertitude sur cette intégrale, on peut utiliser les incertitudes sur a et h mais la mesure de $\varphi_{pol,i}/V_i^2$ (eq. III.34) avec $i = u, l$ qui est très précise permet de réduire notablement cette incertitude. En effet, ces quantités donnent accès à L_{eff}/h^2 , soit sensiblement à $2a/h^2$. L'incertitude sur $r = 2a/h$ est donc donnée par :

$$\frac{\delta r}{r} = \frac{\delta a}{a} - \frac{\delta h}{h} \quad (\text{III.48})$$

avec

$$\frac{\delta a}{a} - 2\frac{\delta h}{h} = \frac{\delta(\varphi_{pol}/V^2)}{\varphi_{pol}/V^2} \quad (\text{III.49})$$

On a donc :

$$\frac{\delta r}{r} = \frac{1}{2} \frac{\delta a}{a} - \frac{1}{2} \frac{\delta(\varphi_{pol}/V^2)}{\varphi_{pol}/V^2} \quad (\text{III.50})$$

Les incertitudes sur a et φ_{pol}/V^2 sont données dans la section (III.2.1.3) et l'incertitude relative sur le rapport r est donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta r}{r} &= \frac{1}{2} \frac{\Delta a}{a} - \frac{1}{2} \frac{\Delta(\varphi_{pol}/V^2)}{\varphi_{pol}/V^2} \\ \frac{\Delta r}{r} &= 5 \times 10^{-3} + 7.5 \times 10^{-4} = 5.8 \times 10^{-3} \end{aligned} \quad (\text{III.51})$$

Nous tenons également compte de l'incertitude sur le potentiel appliqué venant de l'incertitude de lecture (10^{-2} V) du voltmètre de précision que nous utilisons. Enfin, l'incertitude sur le champ magnétique est un peu plus difficile à calculer mais on peut néanmoins l'estimer à partir des dimensions de la bobine indiquées dans la figure (III.15) et des caractéristiques du fil utilisé. En utilisant la loi de Biot et Savart, le champ magnétique selon l'axe y produit par deux spires rectangulaires séparées d'une distance d s'écrit :

$$\mathbf{B}_y(y) = -\frac{\mu_0 n I}{\pi} \left(\frac{a^2}{(a^2 + (y - \frac{d}{2})^2) \sqrt{2a^2 + (y - \frac{d}{2})^2}} + \frac{b^2}{(b^2 + (y - \frac{d}{2})^2) \sqrt{2b^2 + (y - \frac{d}{2})^2}} \right. \\ \left. + \frac{a^2}{(a^2 + (y + \frac{d}{2})^2) \sqrt{2a^2 + (y + \frac{d}{2})^2}} + \frac{b^2}{(b^2 + (y + \frac{d}{2})^2) \sqrt{2b^2 + (y + \frac{d}{2})^2}} \right) \quad (\text{III.52})$$

où $2a$ et $2b$ sont respectivement les petites et grandes longueurs des spires et où n et I sont le nombre de spires et le courant appliqué. En se plaçant exactement à mi-distance des deux spires et toujours sur l'axe y , le champ s'écrit :

$$\mathbf{B}_y(0) = -\frac{2\mu_0 n I}{\pi} \left(\frac{a^2}{(a^2 + \frac{d^2}{4}) \sqrt{2a^2 + \frac{d^2}{4}}} + \frac{b^2}{(b^2 + \frac{d^2}{4}) \sqrt{2b^2 + \frac{d^2}{4}}} \right) \quad (\text{III.53})$$

Les distances a , b et d sont indiquées dans la section (III.2.2) et, en moyenne, on a :

$$\langle a \rangle = 11 \text{ mm} \quad (\text{III.54})$$

$$\langle b \rangle = 39.75 \text{ mm} \quad (\text{III.55})$$

$$\langle d \rangle = 24.5 \text{ mm} \quad (\text{III.56})$$

La pièce en laiton autour de laquelle sont enroulées les spires a été usinée avec précision et on considère donc que la position des fils de la première couche de l'enroulement est bien connue. En conséquence, on tient compte d'une incertitude sur la position des fils de la seconde couche de l'enroulement seulement. Cette incertitude est principalement due à la couche de vernis isolant sur le fil dont l'épaisseur n'est pas connue avec exactitude mais est estimée à $\varepsilon = 0.15$ mm. En prenant une incertitude de $\varepsilon_a = \varepsilon_b = 3\varepsilon$ et les quantités (III.56), on a $a = 10.75 \pm 0.45$ mm, $b = 43.25 \pm 0.45$ mm et $d = 24.5$ mm. À partir de l'incertitude sur les valeurs de a et b , on peut estimer l'incertitude sur le champ magnétique en comparant les champs magnétiques produits pour les valeurs hautes et basses de a et b . Pour $I = 40$ A et $n = 7$ (puisque'on ne prend en compte que la seconde couche) et en prenant les valeurs basses de a et b , on obtient $B_y(0) = 8.43 \times 10^{-3}$ T. Pour les valeurs hautes de a et b , le champ magnétique atteint la valeur $B_y(0) = 8.61 \times 10^{-3}$ T, soit une incertitude relative $\Delta B/B \simeq 2.1 \times 10^{-2}$. Pour ces applications numériques, on a choisi la distance moyenne $d = 24.5$ mm et tenir compte d'une incertitude sur d pour ce calcul n'est pas utile pour deux raisons : le faisceau atomique a une hauteur d'environ

2 mm au niveau de la cellule et le champ magnétique est relativement uniforme sur la hauteur du faisceau atomique. D'autre part, les valeurs du champ magnétique obtenues avec cette estimation sont légèrement inférieures aux valeurs données par les calculs numériques de la section (III.2.2) : ceci est dû au fait qu'on ne tient pas compte des positions des spires selon y . Toutefois, ce calcul simple permet de déterminer une valeur haute de l'incertitude sur la connaissance du champ magnétique appliqué.

Par ailleurs, les incertitudes sur les constantes fondamentales sont notoirement plus faibles que celles provenant de la géométrie du condensateur et elles ne seront pas prises en compte. Les incertitudes sur la tension appliquée, le champ magnétique appliqué et les cotes du condensateur sont résumées dans le tableau (III.2).

Terme	Incertainitude relative
V	1.25×10^{-5}
r	5.8×10^{-3}
B	2.1×10^{-2}

TABLE III.2 – Principales sources d'incertitudes pour la mesure de la phase HMW.

En tenant compte des principales sources d'incertitudes, l'incertitude sur la mesure de la phase HMW s'écrit :

$$\Delta\varphi_{HMW} = \varphi_{HMW} \sqrt{\left(\frac{\Delta V}{V}\right)^2 + \left(\frac{\Delta r}{r}\right)^2 + \left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2} \quad (\text{III.57})$$

Au final, l'incertitude théorique globale est satisfaisante et la valeur attendue de la phase HMW est :

$$\varphi_{HMW}/VI = (-1.28 \pm 0.03) \times 10^{-6} \text{rad/VA} \quad (\text{III.58})$$

III.2.5.2 Valeur attendue de la phase Aharonov-Casher

La valeur théorique de la phase AC est donnée par :

$$\varphi_{AC} = -\frac{1}{\hbar c^2} \oint [\mathbf{E}(\mathbf{r}) \times \boldsymbol{\mu}] \cdot d\mathbf{r} \quad (\text{III.59})$$

On fait l'hypothèse du suivi adiabatique ce qui nous permet d'écrire le moment magnétique de l'atome comme $\boldsymbol{\mu} = \mu \mathbf{e}_B$ où $\mathbf{e}_B = \mathbf{B}/\|\mathbf{B}\|$ est un vecteur normé orienté selon la direction du champ magnétique. À partir de la définition classique de l'énergie magnétique en fonction du moment magnétique, on peut exprimer $\mu(F, m_F)$ pour les niveaux du lithium 7 :

$$\mu(F, m_F) = -\frac{\partial U(F, m_F)}{\partial B} = \mp \mu_B \frac{m_F + 2X}{2\sqrt{1 + m_F X + X^2}} \quad (\text{III.60})$$

avec le signe $-$ associé au niveau $F = 2$ et le signe $+$ au niveau $F = 1$. X est un paramètre sans dimension défini dans le chapitre 2 valant $X = 2\mu_B B/\Delta E$ avec ΔE

l'écart entre les niveaux hyperfins de l'état fondamental. À l'aide du développement limité de $U(F, m_F)$ effectué dans le chapitre 2, on obtient une expression approchée de $\mu(F, m_F)$:

$$\mu(F, m_F) = \mp \mu_B \left(\frac{m_F}{2} + \left(1 - \frac{m_F^2}{4} \right) X + \left(\frac{m_F^2}{4} - 1 \right) \frac{3m_F}{4} X^2 + \mathcal{O}(X^3) \right) \quad (\text{III.61})$$

L'expression (III.61), dans laquelle on a négligé le magnétisme nucléaire, met en évidence le fait que, pour les niveaux $F = 2, m_F = \pm 2$, le moment magnétique est indépendant de B et vaut $\pm \mu_B$. Avec le champ magnétique maximal utilisé $B_{max} = 0.0224$ T, le paramètre X vaut $X_{max} = 0.78$ et le moment magnétique μ prend alors les valeurs $\mu(F, m_F = 0) \simeq \mp 0.6\mu_B$ et $\mu(F, m_F = 1) \simeq \mp 0.82\mu_B$. La valeur du déphasage AC attendu dépend donc du sous-niveau hyperfin considéré, et il faut sommer les contributions au déphasage AC de chaque sous-niveau Zeeman en prenant en compte la population atomique de chacun des sous-niveaux $P(F, m_F)$. Le signal total s'écrit :

$$I = \sum_{F, m_F} I_0 P(F, m_F) \{1 + \mathcal{V}(F, m_F) \cos(\varphi_d + \varphi_{AC})\} \quad (\text{III.62})$$

Où la phase AC vaut :

$$\varphi_{AC} = -\frac{1}{\hbar c^2} \sum_{F, m_F} \oint P(F, m_F) [\mathbf{E}(\mathbf{r}) \times \boldsymbol{\mu}(F, m_F)] \cdot d\mathbf{r} \quad (\text{III.63})$$

La phase AC est donc intimement liée à la qualité du pompage optique (Fig. III.18). Pour calculer la phase AC moyenne, il faudrait connaître la population de tous les 8 sous-niveaux F, m_F de l'état fondamental. Notre méthode de caractérisation donne séparément la population des 2 sous-niveaux $F = 2, m_F = \pm 2$ et la population de 3 paires de sous-niveaux ($F = 1, m_F = 0$ et $F = 2, m_F = 0$), ($F = 1, m_F = +1$ et $F = 2, m_F = -1$) et ($F = 2, m_F = +1$ et $F = 1, m_F = -1$). Les 2 niveaux d'une paire ont le même facteur de Landé mais pas du tout le même moment magnétique en champ fort, il n'est pas possible de calculer exactement la phase AC moyenne. Nous avons donc choisi d'utiliser un calcul approximatif en utilisant un modèle dans lequel seuls sont pris en compte les niveaux $F = 2, m_F = +2$ et $F = 2, m_F = -2$. Pour justifier l'utilisation de ce modèle, on fait appel à deux arguments :

- Le pompage optique étant globalement efficace, les populations de ces six sous-niveaux restent faibles et ce pour chaque gaz porteur. Les contributions des sous-niveaux $F = 1, 2, m_F = 0, \pm 1$ à la phase Aharonov-Casher totale sont donc petites.
- La somme des contributions des six sous-niveaux $F = 1, 2, m_F = -1, 0, +1$ est nulle (Fig. III.18) : si les populations des six sous-niveaux $m_F = 0, \pm 1$ sont grossièrement égales, la contribution de ces six sous-niveaux à la phase AC doit être très faible.

Ainsi seuls les niveaux $F = 2, m_F = \pm 2$ seront pris en compte et le signal total s'écrit :

$$I = I_0 [P(2, 2) + P(2, -2) + P(2, 2)\mathcal{V}(2, 2) \cos(\varphi_d + \varphi_{AC}(2, 2)) + P(2, -2)\mathcal{V}(2, -2) \cos(\varphi_d + \varphi_{AC}(2, -2))] \quad (\text{III.64})$$

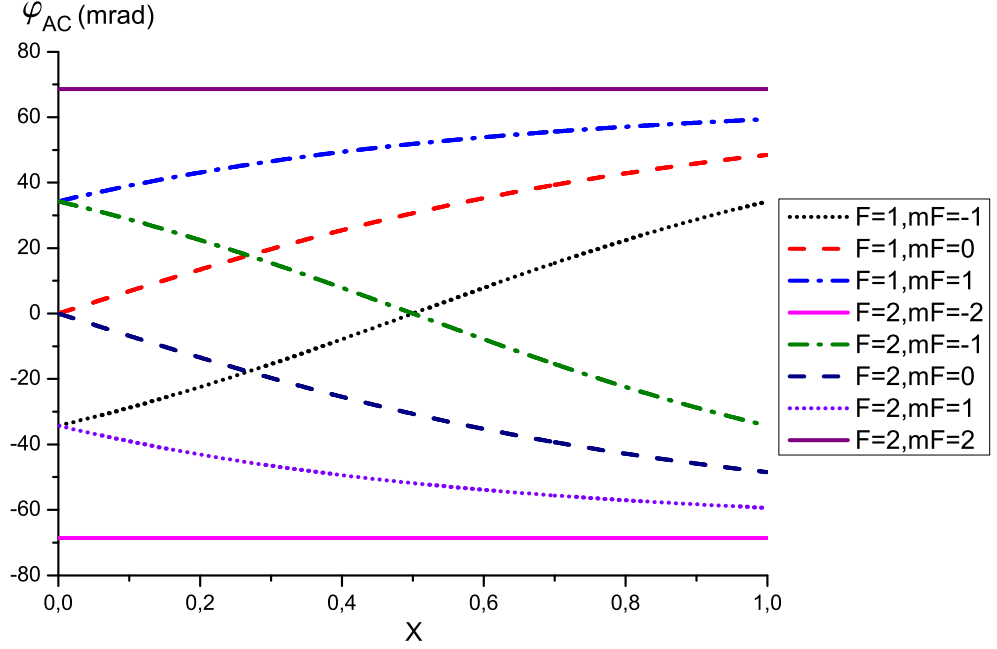


FIGURE III.18 – Phase Aharonov-Casher théorique en fonction du paramètre adimensionné X pour une tension de $800V$ et pour chaque sous-niveau Zeeman F, m_F . Les courbes en trait plein sont les phases AC accumulées par un atome dans le niveau $m_F = \pm 2$. Si les populations atomiques sont équiréparties dans les F, m_F , le déphasage AC a une valeur moyenne nulle.

Les visibilitées sont quasiment les mêmes pour chaque niveau pompé $\mathcal{V}(2, 2) = \mathcal{V}(2, -2) = \mathcal{V}_0$. En développant, on a donc :

$$I = I_0 [P(2, 2) + P(2, -2) + P(2, 2)\mathcal{V}_0 \{ \cos \varphi_d \cos \varphi_{AC} - \sin \varphi_d \sin \varphi_{AC} \} + P(2, -2)\mathcal{V}_0 \{ \cos \varphi_d \cos \varphi_{AC} + \sin \varphi_d \sin \varphi_{AC} \}] \quad (\text{III.65})$$

$$I = I_0 [P(2, 2) + P(2, -2) + \mathcal{V}_0(P(2, 2) + P(2, -2)) \cos \varphi_d \cos \varphi_{AC} - \mathcal{V}_0(P(2, 2) - P(2, -2)) \sin \varphi_d \sin \varphi_{AC}] \quad (\text{III.66})$$

La phase AC attendue étant petite ($\sin \varphi_{AC} \simeq \varphi_{AC}$) et le pompage optique est presque identique dans chaque sous-niveau $F, m_F = \pm 2$ (c'est-à-dire que $P(2, 2) - P(2, -2)$ est petit). L'équation précédente se réécrit :

$$I = I_0 [P(2, 2) + P(2, -2) + (P(2, 2) + P(2, -2))\mathcal{V}_0 \{ \cos \varphi_d \cos \varphi'_{AC} - \sin \varphi_d \sin \varphi'_{AC} \}] \quad (\text{III.67})$$

Avec :

$$\varphi'_{AC} = \frac{P(2, 2) - P(2, -2)}{P(2, 2) + P(2, -2)} \varphi_{AC} \quad (\text{III.68})$$

En tenant compte des dimensions du condensateur, la valeur attendue de la phase Aharonov-Casher a pour expression :

$$\varphi_{AC}(m_F = \pm 2) = -\frac{1}{\hbar c^2} \frac{P(2, 2) - P(2, -2)}{(P(2, 2) + P(2, -2))} \int_{-\infty}^{+\infty} \mu(z) [E_{x,t}(z) - E_{x,u}(z)] dz \quad (\text{III.69})$$

Dans l'expression (III.69), on remarque que le moment magnétique μ dépend de z : ceci est dû au fait que le moment magnétique dépend de la norme du champ magnétique et que le champ magnétique n'est pas tout-à-fait uniforme dans la cellule d'interaction. Néanmoins, cette remarque ne prête pas à conséquence pour les niveaux $F = 2, m_F = +2$ et $F = 2, m_F = -2$ dans lesquels sont pompés optiquement les atomes car μ ne dépend pas de la norme de \mathbf{B} et ne dépend donc pas non plus de z pour ces niveaux. La phase AC s'écrit alors :

$$\varphi_{AC}(m_F = \pm 2) = -\frac{\mu_B}{\hbar c^2} \frac{P(2, 2) - P(2, -2)}{P(2, 2) + P(2, -2)} \int_{-\infty}^{+\infty} [E_{x,l}(z) - E_{x,u}(z)] dz \quad (\text{III.70})$$

En prenant un espacement moyen $h_{u,l} = 1.105$ mm, un potentiel moyen V pour les deux électrodes et un pompage complet, on obtient la valeur maximale de la phase AC :

$$\varphi_{AC}(m_F = \pm 2)/V \simeq 8.57 \times 10^{-5} \text{ rad} \quad (\text{III.71})$$

	Pompage dans le :	$m_F = +2$	$m_F = -2$
Gaz	m_F	Population	Population
Krypton	$m_F = -2$	$0.006_{-0}^{+0.067}$	$0.932_{-0.865}^{+0.999}$
Krypton	$m_F = +2$	$0.972_{-0.917}^{+1}$	$0_{-0}^{+0.091}$
Argon	$m_F = -2$	$0_{-0}^{+0.148}$	$0.940_{-0.831}^{+1}$
Argon	$m_F = +2$	$0.986_{-0.852}^{+1}$	$0_{-0}^{+0.130}$
Néon	$m_F = -2$	$0.002_{-0}^{+0.016}$	$0.941_{-0.924}^{+0.958}$
Néon	$m_F = +2$	$0.901_{-0.889}^{+0.913}$	$0.059_{-0.032}^{+0.086}$

TABLE III.3 – Populations et leurs incertitudes pour les niveaux $F = 2, m_F = \pm 2$ obtenues lors de la caractérisation du pompage optique au chapitre 2 et phases Aharonov-Casher attendues. La valeur moyenne est indiquée en caractère normal, la valeur haute est en exposant et la valeur basse en indice. Les incertitudes présentées ici sont limitées par le fait qu'il n'est pas possible d'avoir une population atomique supérieure à 1 ou inférieure à 0.

En plus des incertitudes provenant de la géométrie du condensateur indiquées dans le tableau (III.2), les incertitudes issues des ajustements permettant de caractériser le pompage optique du chapitre 2 résumées dans le tableau (III.3) se répercutent sur l'incertitude théorique de la phase AC. On ne tient pas compte de l'incertitude sur le champ magnétique introduite dans la section précédente car les phases $\varphi_{AC}(m_F = \pm 2)$ sont insensibles à l'intensité du champ magnétique appliqué (pourvu que ce dernier soit beaucoup plus important que le champ magnétique résiduel). L'incertitude sur la valeur attendue de la phase AC est plus élevée lorsque le gaz porteur est l'argon car l'incertitude sur la distribution de population est beaucoup plus grande que dans les

autres cas. On effectue l'opération suivante pour extraire la phase Aharonov-Casher :

$$\begin{aligned}\varphi_{AC}(V) &= \frac{\varphi_{EB}(V, I, m_F = +2) - \varphi_{EB}(V, I, m_F = -2)}{2} \\ &= \frac{\varphi_{AC}(V, I, m_F = +2) - \varphi_{AC}(V, I, m_F = -2)}{2}\end{aligned}$$

C'est donc la valeur moyenne des phases $\varphi_{AC}(m_F = -2)$ et $\varphi_{AC}(m_F = +2)$ pour chaque gaz porteur qu'on observera expérimentalement, soit :

$$\begin{aligned}\varphi_{AC}^{Kr}/V &= (-8.40 \pm 0.48) \times 10^{-5} \text{rad/V} \\ \varphi_{AC}^{Ar}/V &= (-8.51 \pm 0.88) \times 10^{-5} \text{rad/V} \\ \varphi_{AC}^{Ne}/V &= (-7.86 \pm 0.12) \times 10^{-5} \text{rad/V}\end{aligned}\tag{III.72}$$

Pour donner un ordre de grandeur, la phase AC maximale que nous pouvons détecter en appliquant un potentiel maximal de 800 V est proche de 70 mrad. Les phases géométriques AC et HMW sont donc du même ordre de grandeur dans notre expérience.

III.3 Première détection de la phase He-McKellar-Wilkens

La première campagne de mesure a été effectuée par S. Lepoutre en 2010 et a permis de mettre en évidence la phase HMW. Ces mesures et leur compréhension ont été rendues particulièrement difficiles par la présence d'effets systématiques qui vont être présentés ici.

III.3.1 Résultats de la première détection

La campagne de mesure a été effectuée en utilisant le protocole d'acquisition présenté dans le chapitre 1. Au cours d'un balayage de franges, plusieurs configurations sont alternées et la phase φ_{EB} contient la phase HMW recherchée. Après extraction de cette phase, les phases φ_{EB} sont tracées en fonction du produit de la tension V appliquée aux condensateurs et du courant I circulant dans la bobine créant le champ magnétique, car la phase HMW attendue doit être proportionnelle à ce produit.

Les phases φ_{EB} présentées sur la partie gauche de la figure (III.19) ne respectent pas l'allure attendue de la phase HMW et, pour les fortes valeurs du produit VI , les déphasages observés sont parfois dix fois plus grands que la valeur théorique de la phase HMW. Ce résultat montre donc qu'il existe d'importants effets systématiques plus grands que la phase HMW elle-même. La partie droite de la figure (III.19) montre quant à elle les résultats finals obtenus en s'affranchissant des effets systématiques présentés ci-après et en limitant l'analyse au cas où le courant circulant dans la bobine principale est inférieur à 12 ampères. Des courants plus faibles permettaient de garder une meilleure visibilité car la bobine de compensation ne pouvait aller au-delà de 5 ampères. L'importante dispersion présentée dans l'autre figure a été partiellement éliminée et la dépendance

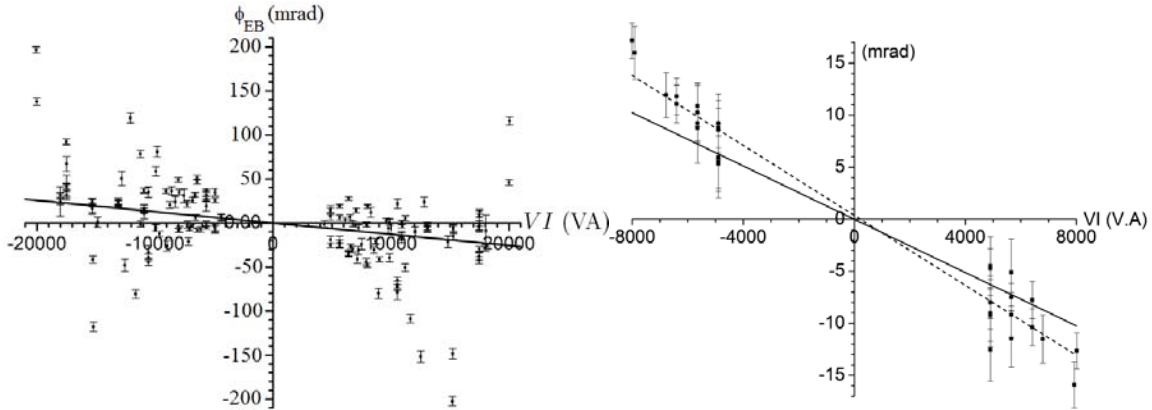


FIGURE III.19 – Résultats de la première campagne de mesure de la phase HMW effectuée par S. Lepoutre. Figure de gauche : ensemble des mesures de la phase φ_{EB} en fonction du produit VI , cette figure est tirée de [33]. La droite en trait plein représente la pente HMW attendue. Figure de droite : phases $[\varphi_{EB}(V, I) - \varphi_{EB}(V, -I)]/2$ en fonction du produit VI , cette figure est tirée de [41]. Les points expérimentaux sont choisis pour $I \leq 12$ A. La droite en trait plein représente la pente HMW attendue et la droite en pointillés est un ajustement des points expérimentaux par une fonction affine. La pente de l'ajustement est de $-(1.68 \pm 0.07) \times 10^{-6}$ rad/VA.

linéaire au produit VI du déphasage est clairement mise en évidence. Néanmoins, la pente donnée par l'ajustement par une fonction affine des points expérimentaux est 31 % plus grande que la valeur prévue, ce qui laisse penser que le déphasage observé ne contient pas que la phase HMW. Au cours de ma thèse, le développement du pompage optique a permis d'éliminer les effets systématiques et la mise au point d'un nouveau programme de dépouillement a rendu possible un traitement beaucoup plus rapide des données. Nous verrons à l'issue de ce chapitre qu'un seul effet, qui ne dégrade d'ailleurs pas la mesure de la phase HMW, n'a pu être éliminé et que la phase HMW mesurée et en excellent accord avec la prédiction théorique.

III.3.2 Effets systématiques

Tous ces effets systématiques ont été expliqués en détails dans la thèse de S. Lepoutre et je n'en ferai ici qu'une présentation succincte en indiquant à chaque fois la façon dont nous nous sommes affranchis de chaque effet. On peut classer les effets systématiques détectés dans deux catégories. La première classe d'effets systématiques est intrinsèque au dispositif expérimental et la seconde contient les effets inhérents à l'application de champs électrique et magnétique simultanés.

III.3.2.1 Effets systématiques inhérents au dispositif expérimental

Variation de la fréquence laser et déséquilibre des populations hyperfines

Afin d'éviter l'émission spontanée lors du processus de diffraction des atomes par les

ondes stationnaire laser dans le régime de Bragg, la fréquence du laser est désaccordée du côté bleu de la transition D2 du lithium (voir chapitre 1). L'écart hyperfin entre les niveaux $F = 1$ et $F = 2$ est d'environ 803.5 MHz, et on peut montrer que les atomes peuplant les niveaux $F = 1$ et $F = 2$ ont une égale chance d'être diffractés si le désaccord entre la fréquence du laser à colorant et la transition atomique choisie est d'environ 2 GHz avec les densités de puissance laser et le diamètre des faisceaux laser utilisés pour les ondes stationnaires. Une dérive de la fréquence du laser à colorant à puissance laser constante modifie donc la probabilité de diffraction de l'atome en fonction de son niveau hyperfin et, *in fine*, change l'équilibre des populations hyperfines des atomes se propageant dans l'interféromètre. Ce déséquilibre a des conséquences importantes lorsqu'on est en présence d'un champ magnétique (voir chapitre 2) et on peut observer l'apparition de déphasages Zeeman. Le système de battements de fréquence décrit au chapitre 1 et le pompage optique présenté au chapitre 2 permettent de s'affranchir de ce problème.

Gradients magnétiques et électriques indésirables

En présence de gradients de champs électriques ou magnétiques, la dispersion en vitesse produit une baisse de visibilité car les déphasages dépendent de la vitesse atomique. Il est donc nécessaire d'appliquer des champs électriques et magnétiques les plus homogènes possibles. Le déphasage électrique est grand, de l'ordre de 300 radians sur chaque bras, mais ces deux déphasages se compensent en moyenne. Une inhomogénéité verticale importante et différente sur les deux bras du champ électrique aurait cependant des conséquences importantes sur la visibilité même si la phase électrique était petite. La bobine principale produit un gradient de champ magnétique qui est à l'origine d'un déphasage Zeeman important. Une bobine de compensation placée en amont permet de compenser ce gradient (voir la section III.4.1.1). Au cours de cette thèse, le refroidissement de cette bobine de compensation a été amélioré ce qui a permis de compenser le gradient de champ produit par la bobine principale jusqu'à des courants $I = 40$ A dans la bobine principale. Ceci n'a été possible que parce que l'effet Zeeman du niveau visé par le pompage optique ($F = 2, m_F = \pm 2$) est exactement linéaire. Il est alors possible de compenser par une bobine de compensation fonctionnant en champ relativement faible ($|\mathbf{B}| \leq 3 \times 10^{-3}$ T) le déphasage Zeeman produit par la bobine principale qui crée un champ magnétique allant jusqu'à 2.2×10^{-2} T. La compensation n'étant pas exacte, il restera un déphasage Zeeman de quelques centaines de milliradians qui est rejeté par la combinaison :

$$\varphi_{EB}(V, I, m_F) = \varphi_{E+B}(V, I, m_F) - \varphi_E(V, m_F) - \varphi_B(I, m_F) \quad (\text{III.73})$$

Effet Joule et dérive thermique

Des courants importants provoquent un échauffement de la bobine principale (et de toute la cellule par conduction) ce qui provoque d'importantes dérives de phase (Fig. III.17) malgré le refroidissement par circulation d'eau. Aussi, j'ai choisi d'alterner des valeurs fortes et faibles de l'intensité I pour que la température oscille autour d'une température intermédiaire, plutôt que d'appliquer une variation monotone de l'intensité ce qui reviendrait à faire les mesures avec un montage beaucoup plus chaud pour les fortes valeurs de I que pour les mesures avec les faibles valeurs de I . Au cours de la

caractérisation du pompage optique par interférométrie atomique dans le chapitre 2, on a constaté que la bobine de compensation était elle aussi sujette à des déformations mécaniques avec l'échauffement du support de la bobine. On verra par la suite que cette expansion thermique est responsable de l'apparition d'un déphasage, qui sera de toute façon éliminée par la première combinaison (III.73) de notre protocole de dépouillement, et d'une diminution de la visibilité peu importante (voir la section III.4.1.1).

Dispersions de phase verticales

Un défaut de parallélisme entre les électrodes du condensateur (Fig. III.20) selon y induit une dispersion verticale de la phase électrique $\delta\varphi_E$ et on estime que sa valeur

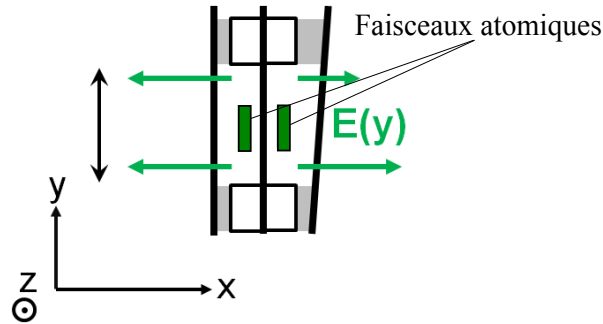


FIGURE III.20 – Schéma de principe illustrant un mauvais parallélisme entre les électrodes, ce qui donne au champ électrique et donc au déphasage de polarisabilité une dépendance en y . Les trois électrodes sont symbolisées par des barres épaisses verticales séparées par une couche de colle et les entretoises. Les faisceaux atomiques sont les deux rectangles vert placés entre les électrodes. Ce schéma n'est pas à l'échelle.

maximale est d'environ 0.6 rad [33]. L'expression de cette dispersion est extraite d'un développement de Taylor et ce terme est moyenné sur toute l'altitude du faisceau.

Le gradient de champ magnétique en x dépend également de l'altitude y et, si $y = 0$ est le plan de symétrie des 2 bobines, $\partial B/\partial x$ sera une fonction paire de y . Il est cependant probable que les faisceaux atomiques ne soient pas centrés en $y = 0$ et, de plus, des petits défauts de symétrie entre les bobinages haut et bas ne sont pas à exclure : il y aura donc une dispersion verticale de la phase magnétique $\delta\varphi_B$. Toutefois, ces deux déphasages sont également rejetés par la combinaison (III.73).

III.3.2.2 Effets systématiques inhérents à l'interaction simultanée des champs électrique et magnétique

Dispersions verticales de phases corrélées

En champs électrique et magnétique croisés, la dépendance de la phase avec l'altitude y de la trajectoire doit être prise en compte. Ce déphasage n'apparaît que lorsque les champs électriques et magnétiques sont appliqués simultanément et est proportionnel à $\langle(\delta\varphi_E)(\delta\varphi_B)\rangle$. Le calcul de ce déphasage est issu d'un calcul assez long que le lecteur intéressé pourra trouver dans [132]. On peut interpréter qualitativement ce déphasage : l'effet Zeeman étant dépendant de l'altitude y , on obtient une visibilité $\mathcal{V}_B(y)$ dépendante aussi de y . Lorsque le champ électrique est appliqué en plus du champ magnétique,

on détecte alors une phase $\langle \varphi_E(B) \rangle$ moyennée sur y . Cette phase est différente de la phase $\langle \varphi_E \rangle$ obtenue lorsque seul le champ électrique est appliqué car la présence de $\varphi_E(B)$ attribue un poids plus important aux altitudes du faisceau correspondant à une visibilité $\mathcal{V}_B(y)$ plus importante.

D'autre part, les dispersions verticales corrélées dépendent de l'intensité du champ magnétique appliqué et, à forte intensité, il faut tenir compte des termes d'ordres supérieurs du développement limité évaluant $\langle (\delta\varphi_E)(\delta\varphi_B) \rangle$. Réduire le courant dans la bobine principale permet de minimiser les dispersions verticales corrélées : c'est pourquoi sur les figures (III.19) la dispersion est plus faible lorsque I est limité. Enfin, puisque le déphasage $\langle (\delta\varphi_E)(\delta\varphi_B) \rangle$ nécessite la présence du champ magnétique pour apparaître, il est donc sensible au sous-niveau Zeeman F, m_F de l'atome. Dans la présente thèse, la population est pompée dans les niveaux $F = 2, m_F = \pm 2$ et la somme des phases acquises avec un pompage dans le $m_F = +2$ et d'un pompage dans le $m_F = -2$ permettra de rejeter cet effet systématique puisque les phases magnétiques ont des valeurs opposées pour ces deux niveaux. Le pompage optique et la seconde combinaison (III.2.4.3) permettent de rejeter cette phase systématique.

Effet systématique inconnu

Au cours de la première détection de la phase HMW effectuée par S. Lepoutre, était apparue une phase d'origine inconnue semblant dépendre exclusivement du potentiel appliqué V dans le double-condensateur et cette phase ne montrait aucune dépendance en I pour les valeurs du courant choisies. Le déphasage, d'origine inexpliquée, est bien représenté par une forme polynomiale d'ordre 3 dont seuls les termes d'ordre V et V^3 sont non-nuls. Lors des campagnes de mesures effectuées dans cette thèse, on en apprendra un peu plus sur cette phase inconnue, qui n'a pu être éliminée, et une discussion lui sera dédiée à la fin du chapitre.

III.4 Mesures des phases géométriques

Je vais maintenant présenter les résultats acquis au cours de nos diverses campagnes de mesures. Les résultats sont classés par valeurs de vitesse moyenne des atomes, donc par gaz porteur utilisé. Les trois gaz porteurs utilisés ont été l'argon, le néon et le krypton donnant respectivement une vitesse atomique moyenne de $v_m = 1062 \pm 20$ m/s, $v_m = 1520 \pm 38$ m/s et $v_m = 744 \pm 18$ m/s. Une grille mentionnant les valeurs expérimentales V et I utilisées pour chaque campagne de mesures est présentée dans chaque section de ce sous-chapitre.

III.4.1 Mesure de la phase He-McKellar-Wilkens en fonction de la vitesse des atomes

III.4.1.1 Argon comme gaz porteur

Comme indiqué sur la figure (III.21), nous avons utilisé huit séries de tensions différentes pour les mesures avec l'argon. L'acquisition s'effectue selon la méthode décrite au

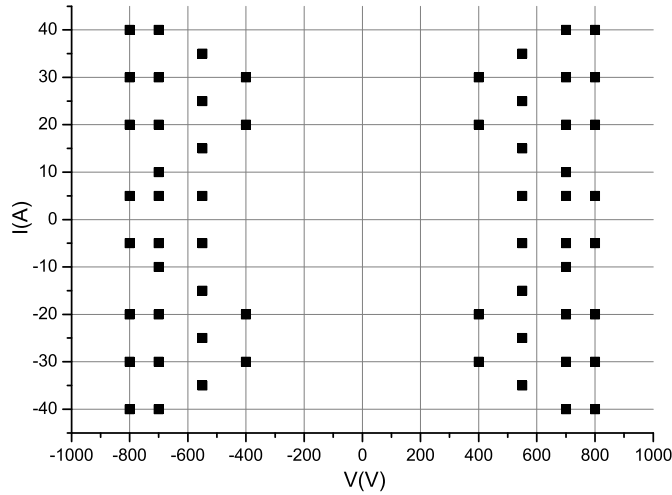


FIGURE III.21 – Valeurs de la tension V et du courant I utilisées pour la campagne de mesures avec l'argon.

chapitre 1. Au cours de chaque rampe, on alterne les conditions expérimentales (aucun champ appliqué, champ magnétique seul, champ électrique seul et champs électrique et magnétique appliqués simultanément). Au cours du dépouillement, on ajuste chaque portion de franges correspondant à une condition expérimentale et on en tire le déphasage correspondant. La mesure est répétée environ 80 fois afin d'améliorer la statistique. Ainsi, pour cette campagne de mesures, on récoltera 60 phases HMW contenant chacune entre 60 et 80 rampes de tension successives appliquées sur la cale 20 secondes, ce qui représente approximativement 27 heures d'acquisition. La plupart des valeurs sont prises pour $V = 700$ V et $V = 800$ V, puisque c'est dans cette gamme que la phase HMW sera la plus importante. Après avoir fixé une tension, on a imposé plusieurs valeurs de courants : on peut donc regrouper les acquisitions par série de mesures à tension constante.

Visibilités et déphasages en présence des champs électrique et magnétique

Avant de présenter les résultats des mesures de la phase HMW, je vais commencer par présenter les signaux qu'on a observés en présence des champs électrique et magnétique. La bobine principale produit un champ magnétique légèrement inhomogène et la mesure du déphasage Zeeman qu'elle produit en fonction du courant I a donné les valeurs suivantes avec l'argon comme gaz porteur :

$$\begin{aligned}
 A_{J_1}^{princ} &= (-0.43 \pm 0.01) \text{ rad/A} \\
 A_{J_2}^{princ} &= (-6.62 \pm 0.05) \times 10^{-3} \text{ rad/A}^2 \\
 A_{J_3}^{princ} &= (-1.80 \pm 0.05) \times 10^{-4} \text{ rad/A}^3
 \end{aligned}
 \tag{III.74}$$

Les conséquences de la présence de gradients de champ magnétique ont déjà été étudiées au chapitre 2. Les coefficients A_{J_n} donnent le déphasage magnétique observé lorsqu'un courant traverse la bobine principale où n est l'ordre de l'effet Zeeman. La présence de ces gradients s'explique surtout par le fait que le septum ne coïncide pas exactement avec le plan vertical de symétrie de la bobine. Vers des valeurs élevées du courant, ces

gradients deviennent importants et peuvent dégrader fortement la visibilité. De plus, on sait que le déphasage Zeeman φ_B présente une dépendance en vitesse en v^{-2} alors que le déphasage de polarisabilité φ_E a une dépendance en vitesse en v^{-1} : φ_B est donc beaucoup plus sensible que φ_E au fait que notre jet atomique n'est pas monocinétique. Il est donc nécessaire d'utiliser une bobine dite de compensation afin de compenser ces gradients magnétiques et de conserver une visibilité acceptable. La bobine que nous utilisons comme compensatrice est la même que celle qui nous a servi à caractériser le pompage optique dans le chapitre précédent. Elle ne compensera que la partie linéaire de l'effet Zeeman de la bobine principale. Un résultat d'ajustement effectué récemment en utilisant l'argon comme gaz porteur donne les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} J_0 &= (-0.46 \pm 0.08)\text{rad} \\ A_{J_1}^{comp} &= (1.16 \pm 0.02)\text{rad/A} \end{aligned} \quad (\text{III.75})$$

On s'attend à devoir appliquer un courant de compensation valant un peu moins du tiers de celui qui circule dans la bobine principale. Les effets Zeeman non-linéaires ne sont pas compensés, mais ce n'est pas grave puisque les atomes de lithium sont majoritairement pompés dans les états $F = 2, m_F = -2$ ou $F = 2, m_F = +2$ et ces sous-niveaux Zeeman hyperfins ne sont pas sensibles aux termes non-linéaires de l'effet Zeeman. Enfin, la conduction de la chaleur de la bobine de compensation vers le flasque a été améliorée au début de ma thèse pour pouvoir supporter des courants allant jusqu'à $I = 12$ A, ce qui n'était pas possible auparavant (le courant maximum était alors de $I = 5$ A). Le gradient linéaire peut donc être compensé, même pour des courants atteignant 40 A dans la bobine principale.

Avec un pompage optique parfait, on s'attend à ce que la visibilité des franges atomiques reste constante et que le déphasage Zeeman soit nul mais cela n'a pas été le cas pour trois raisons (Fig. III.22). Tout d'abord, on sait qu'il existe une dispersion verticale de la phase magnétique $\varphi_B(y)$ [132], et cette dispersion n'est pas ou peu compensée par la bobine de compensation. Comme cette dispersion augmente avec l'intensité du champ magnétique principal appliqué, la visibilité diminue. De plus, le pompage optique n'est pas idéal et les sous-niveaux autres que $m_F = \pm 2$ sont sensibles aux effets Zeeman non-linéaires du deuxième et troisième ordre qui, eux, ne sont pas compensés par la bobine de compensation. La dernière raison provient de l'expansion thermique du support de la bobine de compensation qui devient important lorsqu'on applique des courants importants. Comme la bobine se rapproche du jet atomique, le coefficient $A_{J_1}^{comp}$ augmente et on a alors $J_1^{comp} \neq J_1^{princ}$ ce qui provoque l'apparition d'un déphasage (Fig. III.22). Toutefois, la perte de visibilité reste raisonnable et permet de faire des acquisitions de bonne qualité car dans le pire des cas la visibilité relative est d'environ 60 % pour $I = 40$ A et la visibilité absolue est encore de 50%. Lors des acquisitions, les courants utilisés ont été appliqués de façon "panachée" et pas de façon croissante afin d'alterner des phases de refroidissement et de chauffage du support de la bobine, ceci dans le but de réduire l'expansion thermique. Cela explique la dispersion importante de la visibilité relative et des déphasages magnétique observés. Toutefois, il suffit de prendre plus de rampes pour les points avec courants élevés afin de réduire l'incertitude statistique qui est alors d'environ 10 mrad sur chaque point.

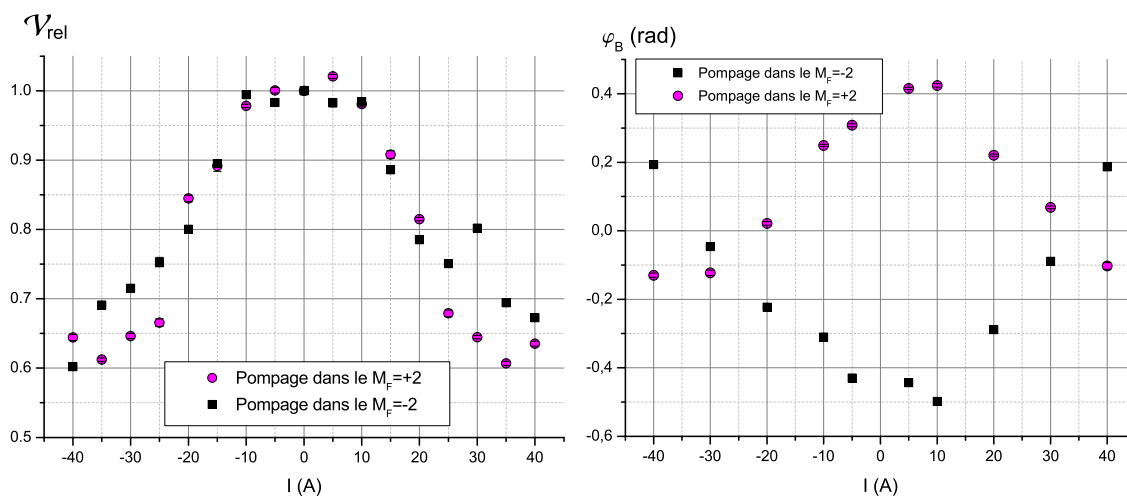


FIGURE III.22 – *Visibilité relative et déphasage mesurés en fonction du courant appliqué dans la bobine principale et pour les deux sens de pompage optique. A $I = 0$ A, le déphasage est légèrement supérieur à 0.4 rad : ce déphasage est dû au gradient magnétique résiduel. L'application d'un champ magnétique compense ce gradient résiduel et c'est pourquoi le déphasage magnétique diminue jusqu'à 30 ampères avant d'augmenter à nouveau.*

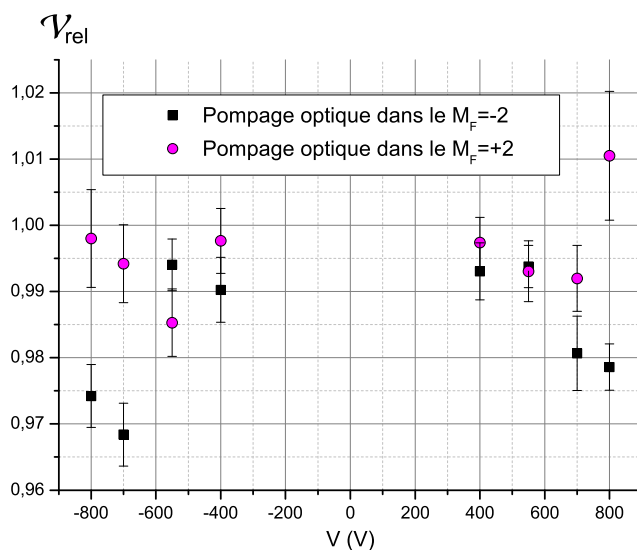


FIGURE III.23 – *Visibilité relative et déphasage de polarisabilité mesurés en fonction du potentiel électrique appliqué dans le double-condensateur et pour les deux sens de pompage optique. Les visibilités représentées devraient décrire une parabole, cependant des nouveaux réglages de l'interféromètre entre les acquisitions expliquent l'allure erratique observée.*

Les gradients des champs électriques ne diminuent pas la visibilité de façon importante (Fig. III.23) car les champs électriques sont suffisamment bien équilibrés dans les deux condensateurs et, pour l'argon, il faut atteindre des déphasages supérieurs à quelques

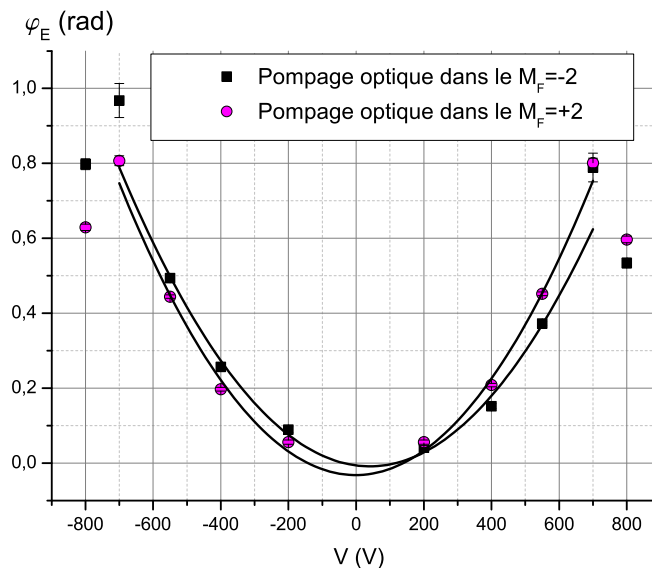


FIGURE III.24 – Déphasage en champ électrique seul mesuré en fonction du potentiel électrique appliqué dans le double-condensateur et pour les deux sens de pompage optique. Les courbes en trait plein sont les ajustements quadratiques effectués sur une gamme allant de -700 V à $+700$ V. Les phases électriques situées à ± 800 V ne respectent pas l'allure prévue et ceci peut être dû à un nouveau réglage de l'interféromètre au cours de l'acquisition. Quelques points de mesures ont été rajoutés à $V = \pm 200$ V afin d'améliorer l'ajustement de la parabole.

radians pour observer une baisse de visibilité notable [35]. Les déphasages en fonction du potentiel électrique appliqué présentés dans la figure (III.24) montrent un caractère quadratique comme prévu par la formule (III.27). Cependant, on constate un écart entre les déphasages en fonction du m_F visé par le pompage optique. Le fait que le déphasage électrique soit légèrement différent⁵ suivant les valeurs de $m_F = \pm 2$ s'explique par la présence de l'effet Aharonov-Casher en champ électrique seul évoqué dans la section (III.2.4.2).

Phase HMW mesurée par séries de tension constante

La figure (III.25) présente les déphasages HMW observés et les ajustements affines par séries de tension constante. La visibilité légèrement plus faible des points expérimentaux correspondant à des valeurs élevées du courant I , à cause de la présence de gradients magnétiques selon la direction verticale, est compensée par un nombre plus grand de rampes enregistrées d'où une incertitude similaire à celle des autres points. La phase HMW semble dépendre linéairement du produit VI comme prévu et, au vu de leurs erreurs respectives, les différentes valeurs des pentes sont en assez bon accord avec la valeur théorique (III.58).

5. On ne peut pas observer de différence de polarisabilité électrique entre les divers sous-niveaux F, m_F de l'état fondamental du lithium car elle est pratiquement la même pour chaque sous-niveau à quelques 10^{-6} près [134, 135] et la polarisabilité α est une fonction paire de m_F (donc $\alpha(F = 2, m_F = -2) = \alpha(F = 2, m_F = +2)$).

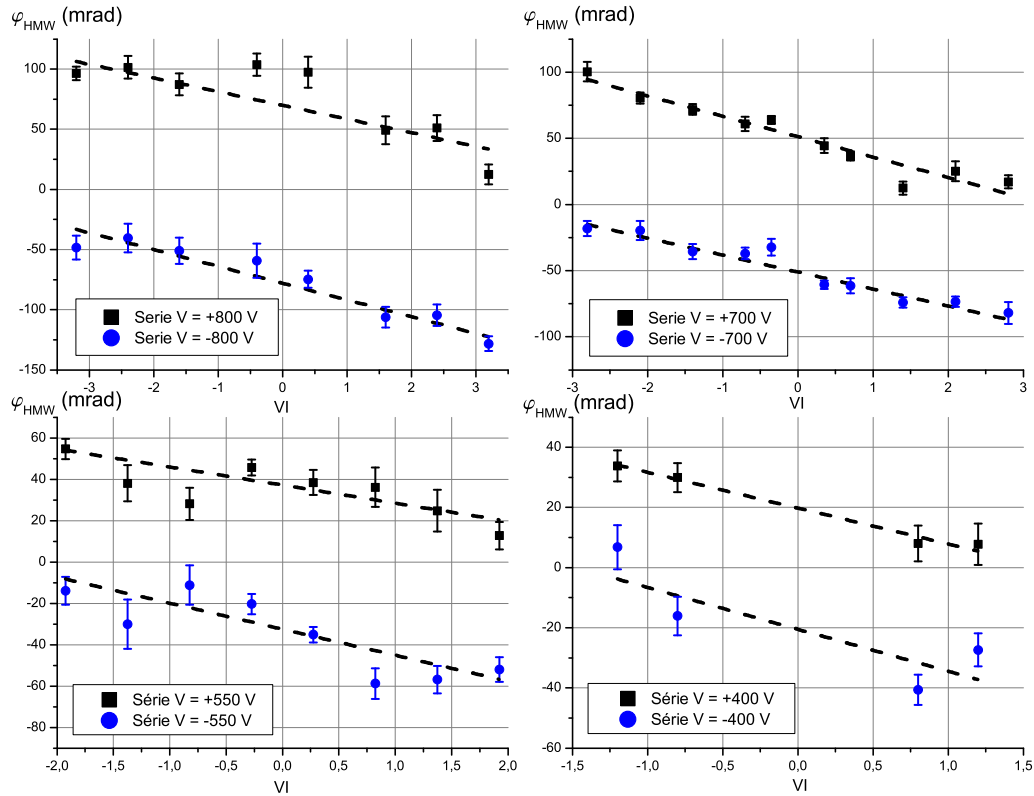


FIGURE III.25 – Tracé des valeurs mesurées de φ_{HMW} déduite des mesures par l'équation (III.42) avec l'argon comme gaz porteur. Chaque graphe présente les valeurs de $\varphi_{HMW}(V, I)$ en fonction de VI en unités de 10^4 V.A. Les droites en pointillés sont des résultats d'ajustements affines.

Offsets

Sur la figure (III.25), les mesures de $\varphi_{HMW}(V, I)$ en fonction du produit VI sont bien ajustées par des droites de pentes voisines pour les deux séries correspondant aux valeurs opposées de V . Cependant, ces droites ont des ordonnées à l'origine (par la suite appelées "offsets") non nulles. Les valeurs de ces offsets sont sensiblement opposées pour les deux séries $\pm V$ et ils indiquent la présence d'un effet systématique. Cet effet systématique a déjà été observé dans la thèse de S. Lepoutre [33] (§(IV.6.5) et figure (IV.67)). Les pentes et ordonnées à l'origine de chaque série sont listées dans le tableau (III.4).

Ces offsets dépendent clairement du potentiel appliqué sur le double-condensateur. Par contre, le fait que cet effet se manifeste sous la forme d'offsets des pentes d'une série de points de courants différents I à tension constante V signifie qu'il est totalement indifférent à la valeur du courant choisie. On peut donc tracer les offsets obtenus en fonction de la tension appliquée (Fig. III.26). Le tableau (III.5) présente l'ajustement de ces données par un polynôme général d'ordre 3 en V et cet ajustement confirme que cette phase est bien une fonction impaire en V , les coefficients A_0 et A_2 étant compatibles, dans leurs barres d'erreurs, avec une valeur nulle. On a d'ailleurs réalisé un ajustement polynomial à l'ordre 3 en contraignant les coefficients A_0 et A_2 à une

Série	Pente en rad/VA	Offset en mrad
-800 V	$(-1.14 \pm 0.27) \times 10^{-6}$	-69.9 ± 7
-700 V	$(-1.54 \pm 0.17) \times 10^{-6}$	-51.3 ± 3
-550 V	$(-0.87 \pm 0.24) \times 10^{-6}$	-37.2 ± 3
-400 V	$(-1.19 \pm 0.10) \times 10^{-6}$	-19.8 ± 1
400V	$(-1.39 \pm 0.67) \times 10^{-6}$	20.5 ± 7
550 V	$(-1.26 \pm 0.29) \times 10^{-6}$	32.5 ± 3
700 V	$(-1.28 \pm 0.13) \times 10^{-6}$	51.0 ± 2
800 V	$(-1.39 \pm 0.15) \times 10^{-6}$	77.9 ± 4

TABLE III.4 – Tableau présentant les pentes et les ordonnées à l'origine (offsets) des ajustements affines de $\varphi_{HMW}(V, I)$ en fonction du produit VI pour chaque série de mesure à tension constante avec l'argon comme gaz porteur.

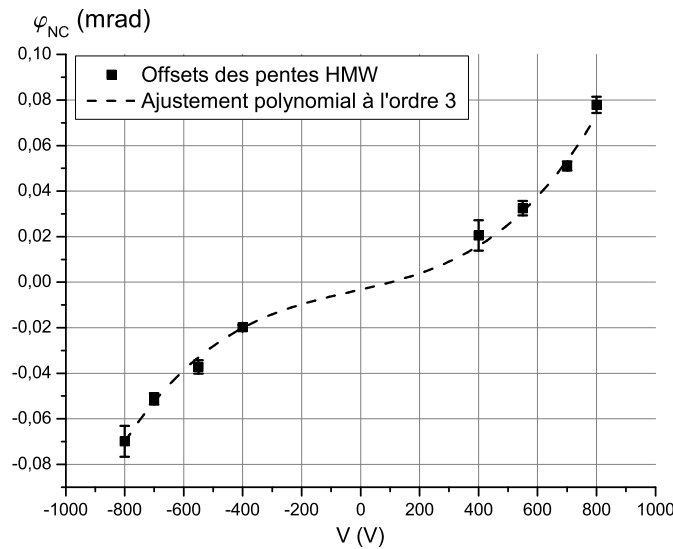


FIGURE III.26 – Points expérimentaux des offsets en fonction du potentiel appliqué V avec l'argon comme gaz porteur. Cette phase présente un caractère impair en V et on a réalisé un ajustement polynomial à l'ordre 3 ici représenté en pointillés.

valeur nulle et les coefficients $A1$ et $A3$ sont en bon accord avec ceux obtenus lorsque les coefficients $A0$ et $A2$ sont laissés libres.

Nous verrons par la suite que cette phase d'origine non-connue est aussi présente lors des mesures de la phase HMW avec les deux autres gaz porteurs. Une discussion sur son origine et ses propriétés sera faite à la fin du chapitre.

Phase HMW mesurée

La signature de la phase HMW est la dépendance linéaire en fonction du produit VI or la phase inconnue n'est qu'un offset de la pente de la phase HMW en fonction du produit VI et n'affecte pas la valeur de cette dernière. On peut donc éliminer ces offsets en soustrayant l'offset déduit des ajustements des mesures. Cette opération permet de ne conserver que la phase HMW et de pouvoir réaliser un ajustement linéaire de l'en-

	$\varphi_{NC} = A0 + A1V + A2V^2 + A3V^3$	$\varphi_{NC} = A1V + A3V^3$
A0	(-3.3 ± 3.2) mrad	0 mrad
A1	$(30.2 \pm 7.3) \times 10^{-6}$ rad/V	$(35.7 \pm 3.9) \times 10^{-6}$ rad/V
A2	$(7.6 \pm 7.7) \times 10^{-9}$ rad/V ²	0 rad/V ²
A3	$(9.3 \pm 1.5) \times 10^{-11}$ rad/V ³	$(8.3 \pm 0.9) \times 10^{-11}$ rad/V ³

TABLE III.5 – Tableau présentant les coefficients issus de l’ajustement polynomial des ordonnées à l’origine des pentes expérimentales HMW. La colonne centrale présente les valeurs des coefficients obtenus avec un ajustement polynomial à l’ordre 3 et la colonne de droite présente les valeurs des coefficients obtenus avec un ajustement polynomial à l’ordre 3 mais en contraignant les coefficients A0 et A2 à une valeur nulle.

semble des points expérimentaux. Cependant, cette opération augmente très légèrement l’incertitude car il faut tenir compte de l’erreur sur l’offset de chaque série de mesures.

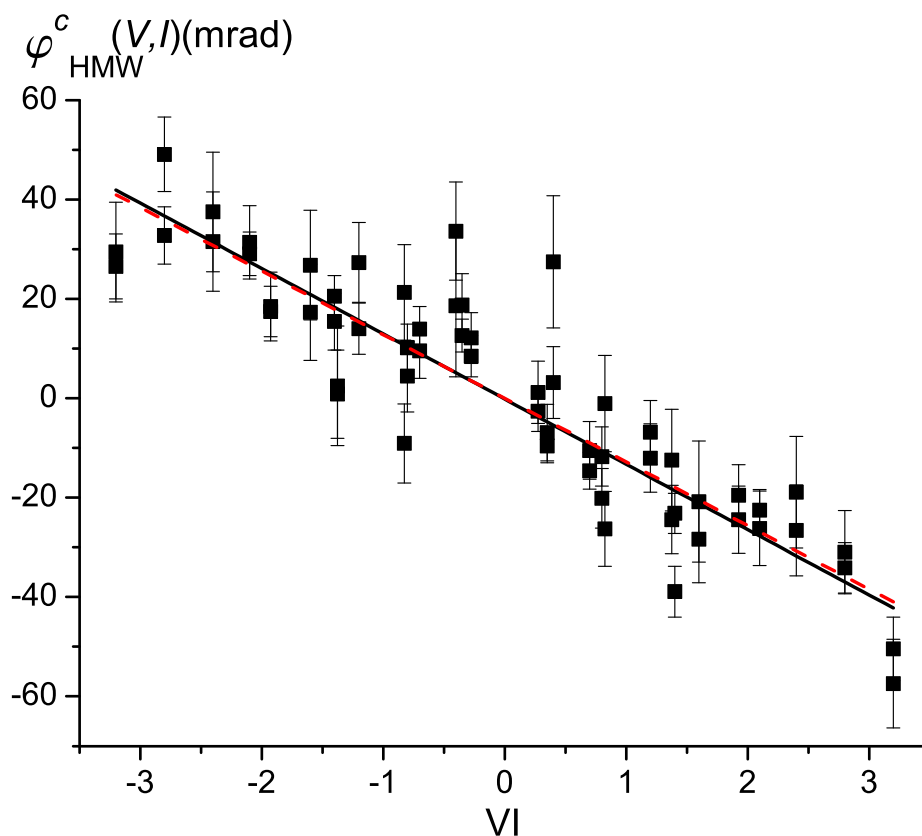


FIGURE III.27 – Résultats de mesures de la phase $\varphi_{HMW}^c(V, I)$, corrigée de l’offset, avec l’argon comme gaz porteur. VI est en unités de 10^4 V.A. Les offsets correspondant à chaque série de mesures à tension constante ont été retranchés. La droite en trait plein est l’ajustement linéaire des points expérimentaux et la droite en pointillés rouges représente le déphasage HMW attendu. Les deux droites sont quasiment confondues.

La figure (III.27) présente l’intégralité des phases HMW mesurées au cours de cette

campagne de mesures. L'ajustement linéaire donne une pente de

$$\varphi_{HMW}^{c,Ar}/VI = (-1.315 \pm 0.071) \times 10^{-6} \text{ rad/VA} \quad (\text{III.76})$$

La pente mesurée est en excellent accord avec la pente prévue théoriquement (Eq. III.58), puisque l'écart relatif entre ces deux pentes n'est que de 2.3%. Cette campagne de mesures avec l'argon a été fructueuse et nous avons pu poursuivre l'étude de la phase HMW en étudiant sa dépendance en vitesse, puisque cette propriété permet de distinguer une phase topologique d'une phase dynamique [123].

III.4.1.2 Néon comme gaz porteur

L'utilisation du néon comme gaz porteur présente un avantage supplémentaire par rapport à l'utilisation de l'argon : comme les atomes sont plus rapides, ils sont moins sensibles aux gradients magnétiques et électriques. Ainsi, une visibilité correcte peut être conservée même à des potentiels électriques et courants élevés. En revanche, l'espacement entre les deux bras de l'interféromètre est réduit (il ne fait plus que $68 \mu\text{m}$ alors qu'il était de $97 \mu\text{m}$ avec l'argon) et le positionnement du septum est rendu beaucoup plus difficile car ce dernier empiète un peu sur les trajectoires atomiques : on observe alors une perte de visibilité de quelques %. Les visibilités et les déphasages en champ électrique seul et en champ magnétique seul avec le néon en gaz porteur ne sont pas présentés car ils ont la même allure que lorsqu'on utilise le gaz porteur argon et ils ne présentent pas d'intérêt particulier.

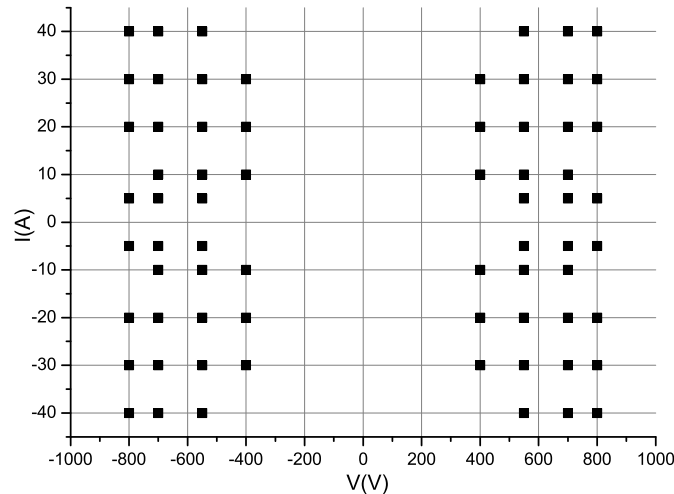


FIGURE III.28 – Valeurs de la tension V et du courant I utilisées pour la campagne de mesures avec le néon comme gaz porteur.

La grille (III.28) des couples de valeurs (V, I) utilisée pour la campagne de mesures avec le néon est globalement identique à celle correspondant à l'argon. Une valeur supplémentaire a été rajoutée pour les séries à $V = 400 \text{ V}$ et $V = -400 \text{ V}$ afin de mieux déterminer leurs pentes expérimentales. Les couples (V, I) utilisés ont été également

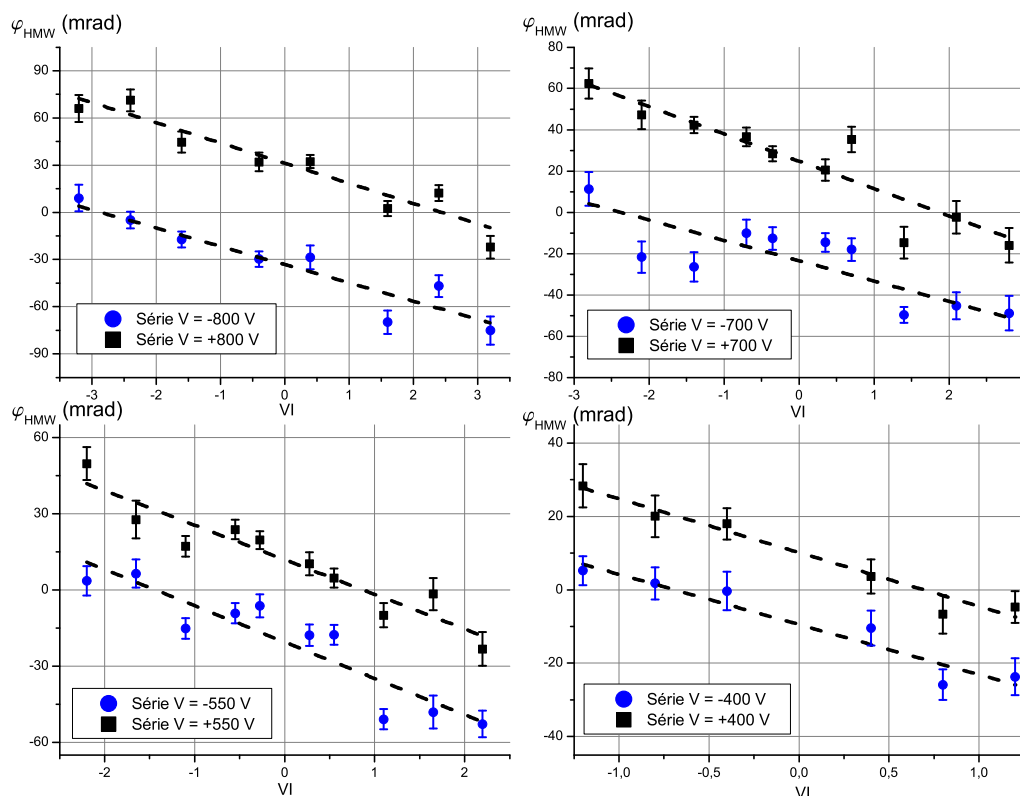


FIGURE III.29 – Tracé des valeurs mesurées de φ_{HMW} déduite des mesures par l'équation (III.42) avec le néon comme gaz porteur. Chaque graphe présente les valeurs de $\varphi_{HMW}(V, I)$ en fonction de VI en unité de 10^4 V.A. Les droites en pointillés sont des résultats d'ajustements affines.

légèrement modifiés pour les séries $V = 550$ V et $V = -550$ V pour couvrir une gamme plus grande de courants.

Les pentes des ajustements linéaires des points expérimentaux (III.29) pour chaque série sont présentées dans le tableau (III.6). Là aussi, les pentes sont en bon accord avec la valeur attendue. Comme pour l'argon, les erreurs sont d'une dizaine de milliradians sur chaque point. On remarque encore la présence des offsets dus à la phase non connue, mais ces offsets sont environ deux fois plus petits que dans l'expérience avec l'argon.

Offsets

La figure (III.30) montre à nouveau le caractère impair de cette phase inconnue avec la tension appliquée. Lors de cette campagne de mesures, l'équilibre des potentiels appliqués (réglable grâce à un système de ponts diviseurs de tension) a été réglé exactement de la même façon que lors des mesures avec l'argon. Les champs électriques étaient donc identiques. La diminution du déphasage imprévu ne peut être expliquée que par le changement de vitesse des atomes, puisque que c'est la seule modification apportée au dispositif entre les deux campagnes de mesures. Ceci montre que la phase imprévue ne peut pas être une phase géométrique.

Le résultat d'ajustement polynomial à l'ordre 3 de la phase inconnue est présenté dans

Série	Pente en rad/VA	Offset en mrad
-800 V	$(-1.28 \pm 0.19) \times 10^{-6}$	-31.3 ± 4
-700 V	$(-1.32 \pm 0.20) \times 10^{-6}$	-24.8 ± 3
-550 V	$(-1.36 \pm 0.19) \times 10^{-6}$	-11.9 ± 2
-400 V	$(-1.47 \pm 0.16) \times 10^{-6}$	-10.2 ± 1
400V	$(-1.37 \pm 0.19) \times 10^{-6}$	9.1 ± 2
550 V	$(-1.43 \pm 0.27) \times 10^{-6}$	20.6 ± 3
700 V	$(-0.98 \pm 0.29) \times 10^{-6}$	23.4 ± 4
800 V	$(-1.16 \pm 0.17) \times 10^{-6}$	33.2 ± 3

TABLE III.6 – Tableau présentant les pentes et les ordonnées à l'origine (offsets) des ajustements affines de $\varphi_{HMW}(V, I)$ en fonction du produit VI pour chaque série de mesures à tension constante avec le néon comme gaz porteur.

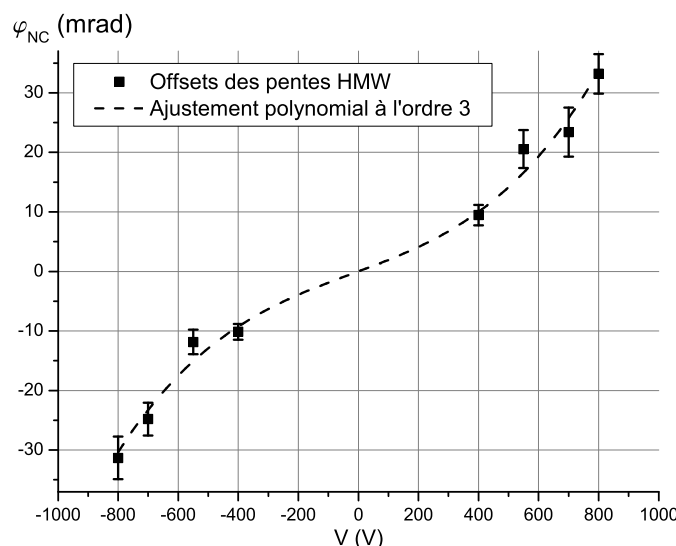


FIGURE III.30 – Points expérimentaux des offsets en fonction du potentiel appliqué V pour le néon comme gaz porteur. Un ajustement polynomial à l'ordre 3 est représenté en pointillés.

le tableau (III.7). Ces valeurs montrent que les coefficients $A1$ et $A3$ sont à peu près divisés par deux par rapport à la campagne précédente.

Phase HMW mesurée

Comme pour l'argon, on peut retrancher ces offsets puisqu'ils n'affectent pas les pentes HMW des séries de mesures. Un ajustement linéaire de tous les points expérimentaux est présenté dans la figure (III.31).

L'ajustement affine global donne une pente de :

$$\varphi_{HMW}^{c,Ne}/VI = (-1.270 \pm 0.072) \times 10^{-6} \text{ rad/VA} \quad (\text{III.77})$$

L'accord avec la valeur attendue est à nouveau excellent et cette valeur étaye l'indépendance en vitesse de la phase HMW et donc son caractère géométrique. Ce point sera

	$\varphi_{NC} = A0 + A1V + A2V^2 + A3V^3$	$\varphi_{NC} = A1V + A3V^3$
A0	0 ± 1.8 mrad	0 mrad
A1	$(18.8 \pm 4.0) \times 10^{-6}$ rad/V	$(18.3 \pm 3.4) \times 10^{-6}$ rad/V
A2	$(2.5 \pm 5.6) \times 10^{-9}$ rad/V ²	0 rad/V ²
A3	$(3.3 \pm 0.9) \times 10^{-11}$ rad/V ³	$(3.4 \pm 0.8) \times 10^{-11}$ rad/V ³

TABLE III.7 – Tableau présentant les coefficients issus de l'ajustement polynomial des ordonnées à l'origine des pentes expérimentales HMW. La colonne centrale présente les valeurs des coefficients obtenus avec un ajustement polynomial à l'ordre 3 et la colonne de droite présente les valeurs des coefficients obtenus avec un ajustement polynomial à l'ordre 3 mais en contraignant les coefficients A0 et A2 à une valeur nulle.

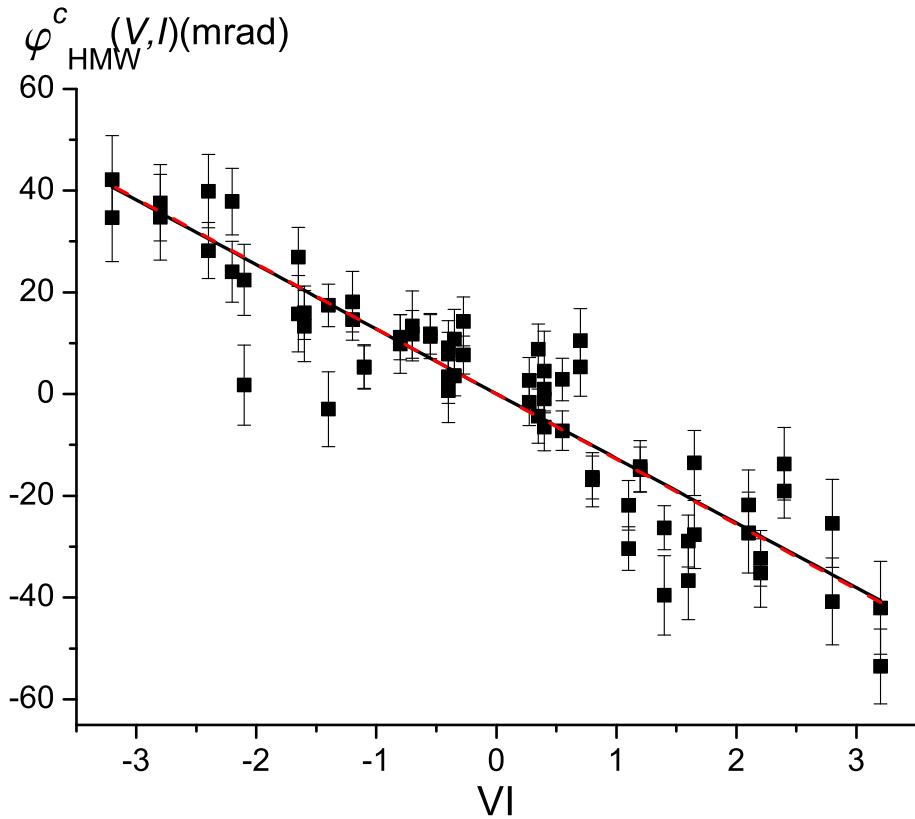


FIGURE III.31 – Résultats de mesures de la phase $\varphi_{HMW}^c(V, I)$, corrigée de l'offset, avec le néon comme gaz porteur. VI est en unités de 10^4 V.A. Les offsets correspondant à chaque série de mesures à tension constante ont été retranchés. La droite en trait plein est l'ajustement linéaire des points expérimentaux et la droite en pointillés rouge représente le déphasage HMW attendu. Les deux droites sont quasiment confondues.

discuté dans la section (III.5.1).

Cette campagne de mesures a été effectuée pour une vitesse atomique moyenne plus élevée que celle utilisée avec l'argon comme gaz porteur. Il nous a donc paru opportun de refaire une campagne de mesures avec une autre vitesse atomique moyenne. Il ne

semble cependant pas possible d'augmenter la vitesse atomique à cause de la séparation entre les bras de l'interféromètre qui est proportionnelle à $1/v$. Il aurait été possible d'utiliser le second ordre de diffraction par les ondes stationnaires laser pour obtenir une séparation plus grande, mais l'existence de faisceaux parasites dus à une diffraction au premier ordre résiduelle aurait alors perturbé les mesures [40]. Pour cette raison, nous avons choisi de réduire v et le seul gaz porteur accessible est le krypton. En effet, le xénon est beaucoup plus cher et l'intensité du jet de lithium avec ce gaz porteur aurait été très réduite par rapport à celle observée avec le néon ou l'argon.

III.4.1.3 Krypton comme gaz porteur

Contrairement aux campagnes précédentes, beaucoup moins de points expérimentaux ont été pris lors de cette campagne de mesure. Les acquisitions ont été rendues beaucoup plus complexes par le fait que le signal atomique était grandement diminué. Si une vitesse atomique plus lente permet d'obtenir une meilleure séparation des bras de l'interféromètre (on obtient une séparation de $140 \mu\text{m}$ pour le krypton), l'utilisation d'un gaz porteur plus lourd réduit drastiquement le flux atomique disponible. Malgré une visibilité excellente avec le krypton (très souvent supérieure à 80%) grâce à un recouvrement moindre des sorties de l'interféromètre, le signal était beaucoup plus faible ce qui a nui à la sensibilité en phase (voir chapitre 1).

Pour compenser cette perte de flux, il a fallu prendre largement plus de rampes pour obtenir une erreur statistique acceptable.

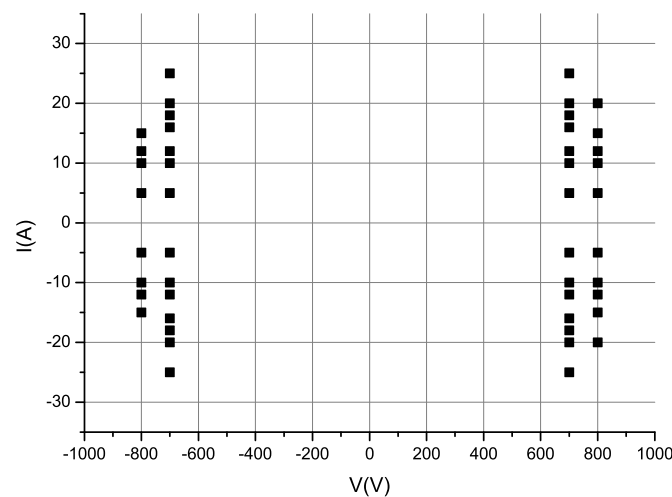


FIGURE III.32 – Valeurs de la tension V et du courant I utilisées pour la campagne de mesures avec le krypton comme gaz porteur.

Le nombre de points expérimentaux récoltés lors de cette campagne de mesures est sensiblement plus petit que dans les deux autres cas (Figure III.32). Nous avons choisi de nous limiter à deux séries de potentiels électriques différents, mais de rajouter des valeurs de courant. I ne dépasse pas 25 A car, les atomes étant plus lents, ils sont beaucoup plus sensibles au gradient de champ magnétique et à la dispersion verticale

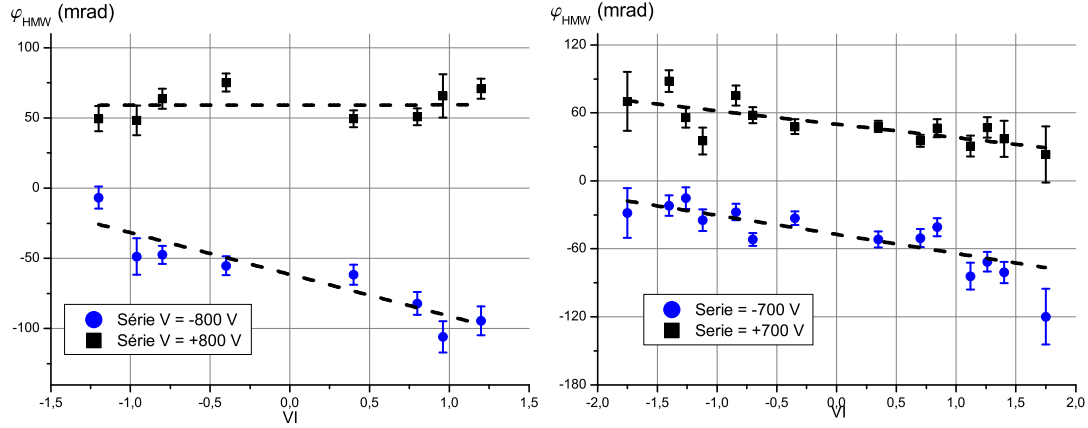


FIGURE III.33 – Tracé des valeurs mesurées de φ_{HMW} déduite des mesures par l'équation (III.42) avec le krypton comme gaz porteur. Chaque graphe présente les valeurs de $\varphi_{HMW}(V, I)$ en fonction de VI en unité de 10^4 V.A. Les droites en pointillés sont des résultats d'ajustements affines.

de la phase magnétique. Bien qu'il n'y ait que 44 points expérimentaux, il a fallu faire trois acquisitions continues d'environ 24 heures chacune.

Sur les quatre séries de mesures présentées sur la figure (III.33), seules celles à $V = +700$ V et $V = -700$ V sont en bon accord avec la théorie. Les pentes des deux autres séries sont plus éloignées de la valeur attendue (Tab. III.8). Enfin, on remarque que les erreurs statistiques sont plus importantes, et ce, spécialement pour les valeurs les plus élevées du courant.

Série	Pente en rad/VA	Offset en mrad
-800 V	$(0.01 \pm 0.05) \times 10^{-6}$	-59 ± 4
-700 V	$(-1.18 \pm 0.33) \times 10^{-6}$	-50 ± 3
700 V	$(-1.68 \pm 0.36) \times 10^{-6}$	47 ± 3
800 V	$(-2.97 \pm 0.56) \times 10^{-6}$	61 ± 5

TABLE III.8 – Tableau présentant les pentes et les ordonnées à l'origine (offsets) des ajustements affines de $\varphi_{HMW}(V, I)$ en fonction du produit VI pour chaque série de mesures à tension constante avec le krypton comme gaz porteur.

Offsets

En ce qui concerne les offsets de phase dus à la phase d'origine non connue φ_{NC} , cette troisième campagne de mesures a été l'occasion d'en apprendre plus sur ses propriétés. Cette fois-ci, l'équilibre des potentiels dans le double-condensateur a été modifié, afin de réduire encore plus finement l'influence du gradient électrique et donc de mieux homogénéiser le champ électrique. Cette expérience nous permet ainsi de savoir si la phase φ_{NC} est dépendante du gradient de champ électrique.

On sait déjà avec les mesures utilisant le néon que la phase inconnue est sensible en $1/v^2$ à la vitesse des atomes et, avec le krypton, on s'attend à voir un déphasage deux fois plus

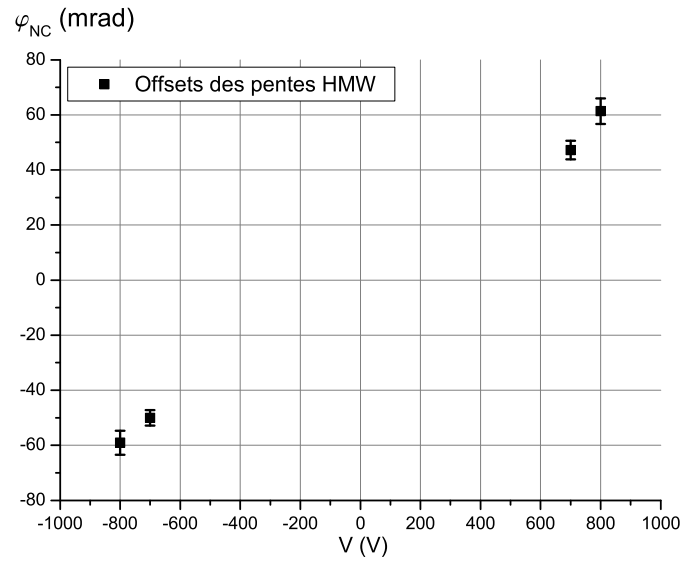


FIGURE III.34 – Points expérimentaux des offsets en fonction du potentiel appliqué V avec le krypton comme gaz porteur. Dans ce cas précis, il y a trop peu de points pour effectuer un ajustement polynomial.

grand que dans le cas de l'argon. Pourtant les déphasages mesurés sur la figure (III.34) sont quasiment identiques. Ceci signifie que la sensibilité en vitesse a été compensée par la minimisation du gradient électrique et cette phase est donc liée au gradient électrique produit par le double condensateur.

Phase HMW mesurée

Pour les déphasages HMW obtenus avec le gaz porteur krypton (Fig. III.35), l'ajustement donne une pente plus grande que dans les cas précédents :

$$\varphi_{HMW}^{c,Kr}/VI = (-1.41 \pm 0.24) \times 10^{-6} \text{ rad/VA} \quad (\text{III.78})$$

Toutefois, grâce à une barre d'erreur plus importante, cette pente est en accord avec la valeur attendue et avec les autres valeurs mesurées. La dépendance en vitesse de la phase HMW sera discutée dans la section (III.5.2).

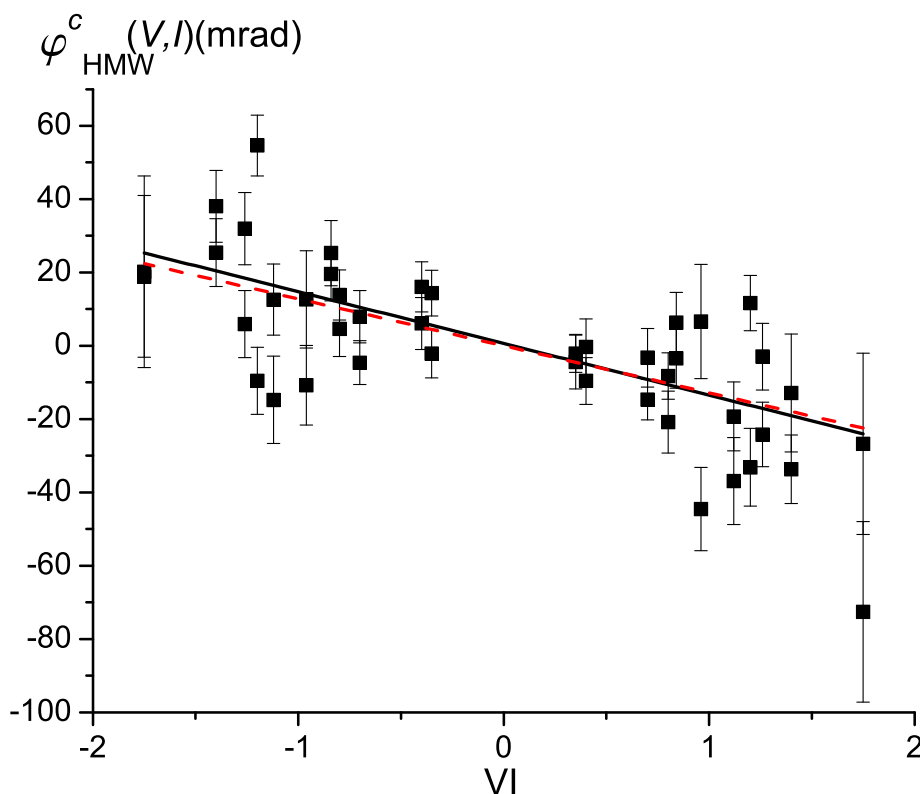


FIGURE III.35 – Résultats de mesures de la phase $\varphi_{HMW}^c(V, I)$, corrigée de l'offset, avec le krypton comme gaz porteur. VI est en unités de 10^4 V.A. Les offsets correspondant à chaque série de mesures à tension constante ont été retranchés. La droite en trait plein est l'ajustement linéaire des points expérimentaux et la droite en pointillés rouges représente le déphasage HMW attendu.

III.4.2 Mesure de la phase Aharonov-Casher en fonction de la vitesse des atomes

Cette partie du chapitre va maintenant présenter les résultats expérimentaux pour la seconde phase géométrique mesurée simultanément avec la phase HMW : la phase Aharonov-Casher. Comme pour la phase HMW, les résultats exposés sont classés par gaz porteur utilisé.

III.4.2.1 Phase Aharonov-Casher en champ magnétique terrestre

Les valeurs des courants et tensions utilisés pour la mesure de la phase Aharonov-Casher sont les mêmes que pour la phase HMW puisque ces deux phases sont mesurées simultanément. Seules comptent les tensions utilisées, le champ magnétique produit par les bobines principales ne servant qu'à produire un axe orienté de quantification local. Lorsque les bobines principales fonctionnent, le champ magnétique produit supplante presque totalement le champ magnétique résiduel présent dans l'enceinte. En effet, le champ magnétique résiduel proche de la cellule présente une composante horizontale

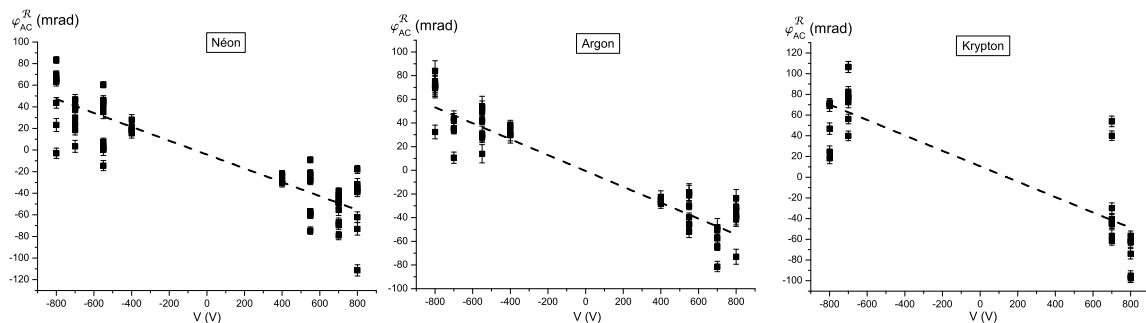


FIGURE III.36 – Phases Aharonov-Casher résiduelles en fonction de V mesurées pour les trois gaz porteurs et leurs ajustements affines en pointillés.

valant 0.07×10^{-4} T et la valeur minimale du champ magnétique principal lors de nos acquisitions est de 28×10^{-4} T pour un courant de $I = 5$ A. La présence du champ magnétique résiduel désaligne très légèrement la direction de l'axe de quantification local d'un angle de 14 mrad par rapport à l'axe y et ce pour la valeur minimale du courant principal. Au final, le champ magnétique résiduel diminue la phase Aharonov-Casher attendue de moins de 1×10^{-3} mrad au maximum, ce qui est totalement négligeable. D'autre part, l'équation (III.39) montre que l'on mesurera deux effets à la fois, le déphasage AC $\varphi_{AC}(V, I = 0, m_F)$ dit "résiduel", c'est-à-dire en champ magnétique résiduel, et le déphasage AC $\varphi_{AC}(V, I, m_F)$ dit "principal" lorsque les bobines principales sont parcourues par un courant. Le champ magnétique résiduel n'est pas censé changer de direction au cours des acquisitions et la phase AC résiduelle doit donc rester constante. Cependant, pour s'en assurer, il est possible de mesurer la phase Aharonov-Casher résiduelle seule à partir des phases électriques. En effet, à partir des équations (III.38) et (III.39) on obtient :

$$\varphi(V, I = 0, m_F = +2) - \varphi(V, I = 0, m_F = -2) = 2\varphi_{AC}(V, I = 0, m_F = +2) \quad (\text{III.79})$$

en rappelant que :

$$\varphi_{HMW}(V, m_F = +2) = \varphi_{HMW}(V, m_F = -2) \quad (\text{III.80})$$

$$\varphi_{AC}(V, I = 0, m_F = +2) = -\varphi_{AC}(V, I = 0, m_F = -2) \quad (\text{III.81})$$

Afin de ne pas alourdir inutilement les expressions, on notera par la suite la phase AC résiduelle $\varphi_{AC}^{\mathcal{R}}$ et la phase AC principale $\varphi_{AC}^{\mathcal{P}}$. La mesure de la phase Aharonov-Casher résiduelle $\varphi_{AC}^{\mathcal{R}}$ peut donc être effectuée de manière simultanée avec les phases HMW et AC principales et sera obtenue à partir des phases électriques. La figure (III.36) présente les résultats obtenus pour les trois gaz porteurs et le tableau (III.9) indique les pentes des phases mesurées en fonction de la tension appliquée V et les ordonnées à l'origine tirées des ajustements affines.

La pente AC résiduelle du krypton est un peu plus élevée mais le nombre de points est beaucoup plus faible que pour les deux autres gaz, néanmoins les trois pentes sont globalement identiques aux erreurs près. Aussi, ces pentes dépendent des distributions de populations dans les sous-niveaux hyperfins issues des pompes optiques effectués

avec les trois gaz porteurs présentées dans le chapitre 2. De plus, il existe une dispersion assez importante des déphasages électriques qui se répercute sur la mesure de $\varphi_{AC}^{\mathcal{R}}$ et augmente l'incertitude.

Gaz	Pente en (10^{-5}rad/V)	Offset en mrad
Neon	-6.41 ± 0.40	-4.2 ± 2
Argon	-6.72 ± 0.33	-0.4 ± 2
Krypton	-7.45 ± 0.89	10.6 ± 7

TABLE III.9 – Tableau présentant les pentes et les ordonnées à l'origine des ajustements affines des phases Aharonov-Casher résiduelles $\varphi_{AC}^{\mathcal{R}}$ pour chaque gaz porteur.

III.4.2.2 Argon comme gaz porteur

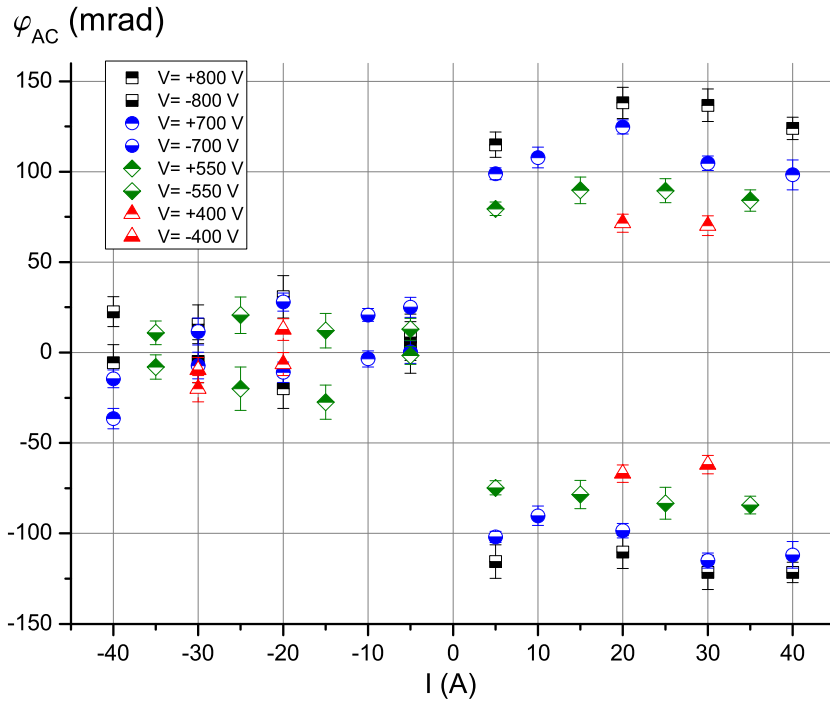


FIGURE III.37 – Phases Aharonov-Casher $\varphi_{AC} = \varphi_{AC}^{\mathcal{P}} + \varphi_{AC}^{\mathcal{R}}$ avec l'argon comme gaz porteur et pour chaque série de tensions en fonction de l'intensité du courant dans la bobine principale.

Les phases Aharonov-Casher sont présentées dans la figure (III.37) et on constate que la phase mesurée ne varie pas de façon notable avec l'intensité du courant pour un même sens du courant dans la bobine principale, ce qui justifie *a posteriori* le modèle que nous avons utilisé dans la section (III.2.5.2). Ce modèle consiste à ne prendre en compte que les sous-niveaux $F = 2, m_F = \pm 2$ pour lesquels la phase AC est indépendante de l'intensité du champ magnétique appliqué. En effet pour un courant variant de 5 à 40

ampères (soit un champ magnétique allant de $(28 \text{ à } 224) \times 10^{-4} \text{ T}$), le déphasage mesuré reste assez constant. Cependant, lorsque I change de signe, la valeur de la phase change brutalement. Ceci est normal puisqu'on observe la somme des phases $\varphi_{AC}^{\mathcal{R}}$ et $\varphi_{AC}^{\mathcal{P}}$, la première étant constante et la seconde changeant de signe avec I . On peut moyenner sur le courant les phases Aharonov-Casher mesurées pour chaque série de tension, et pour chaque sens du courant. La figure (III.38) montre les phases AC moyennes φ_{AC} obtenues avec l'argon comme gaz porteur ainsi que leurs ajustements affines.

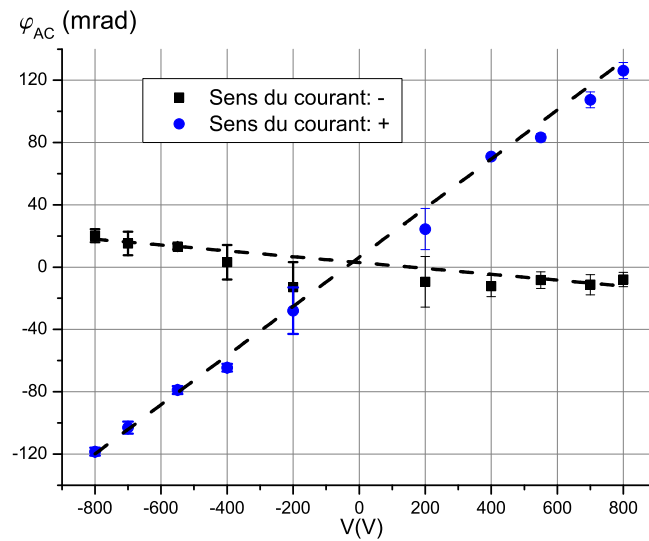


FIGURE III.38 – Phases φ_{AC} mesurées en fonction de la tension appliquée V avec l'argon comme gaz porteur et leurs ajustements affines.

Comme \mathbf{B} change de signe, on peut extraire deux pentes expérimentales, chacune de ces pentes étant la somme des phases AC principales et résiduelles. Les pentes expérimentales tirées des ajustements affines sont données dans le tableau III.10.

Sens du courant	Pente (10^{-5} rad/V)	Offset en mrad
+	-1.9 ± 0.2	3 ± 1
-	15.8 ± 0.4	6 ± 2

TABLE III.10 – Tableau présentant les pentes et les ordonnées à l'origine des ajustements affines des phases φ_{AC} en fonction du potentiel V pour chaque sens du courant avec l'argon comme gaz porteur.

En examinant le tableau (III.10), on constate que les ordonnées à l'origine des ajustements linéaires sont très faibles : aucun offset systématique notable ne semble perturber la mesure de la phase Aharonov-Casher. Si l'on retranche aux phases expérimentales présentées dans la figure (III.38) la phase $\varphi_{AC}^{\mathcal{R}}$ dont les pentes sont données dans le tableau (III.9), on a accès à la phase $\varphi_{AC}^{\mathcal{P}}$ présentée dans la figure (III.39). Le tableau (III.11) indique les valeurs des pentes des déphasages AC principaux $\varphi_{AC}^{\mathcal{P}}$ en fonction du sens du courant avec l'argon comme gaz porteur.

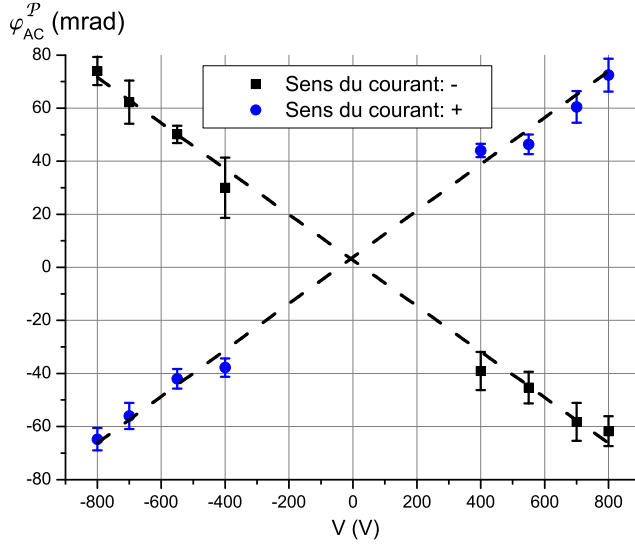


FIGURE III.39 – Phases Aharonov-Casher principales $\varphi_{AC}^{\mathcal{P}}$ selon chaque sens du courant pour l'argon et leurs ajustements affines.

Sens du courant	Pente (10^{-5} rad/V)	Offset en mrad
+	-8.62 ± 0.20	2.6 ± 1.3
-	8.76 ± 0.35	3.9 ± 1.9

TABLE III.11 – Tableau présentant les résultats de l'ajustement affine du déphasage AC principal $\varphi_{AC}^{\mathcal{P}}$ en fonction de la tension et par sens du courant appliqué avec l'argon comme gaz porteur.

Ces deux pentes sont quasiment identiques ce qui exclut l'existence d'un effet systématique détectable dépendant du sens du courant appliqué. En conséquence, on peut alors inverser le signe de l'une des pentes afin de réaliser un ajustement linéaire global de tous les déphasages $\varphi_{AC}^{\mathcal{P}}$ mesurés.

L'ajustement montre que l'on obtient une phase Aharonov-Casher principale assez proche de la valeur attendue (Eq. III.72) :

$$\varphi_{AC}^{\mathcal{P},Ar}/V = (-8.76 \pm 0.23) \times 10^{-5} \text{ rad/V} \quad (\text{III.82})$$

On peut également extraire la pente de la phase Aharonov-Casher principale de façon directe. Pour cela, on utilise la dépendance au signe de I de la phase AC principale. En effet,

$$\varphi_{AC}^{\mathcal{P}} = \frac{\varphi_{AC}(I) - \varphi_{AC}(-I)}{2} \quad (\text{III.83})$$

et on a alors accès à la phase Aharonov-Casher principale sans avoir à retrancher "manuellement" la phase Aharonov-Casher résiduelle.

Cette méthode permet de bénéficier d'une erreur plus petite et l'ajustement de la pente représentée sur la figure (III.41) est en très bon accord avec la valeur de la pente obtenue précédemment :

$$\varphi_{AC}^{\mathcal{P},Ar}/V = (-8.51 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ rad/V} \quad (\text{III.84})$$

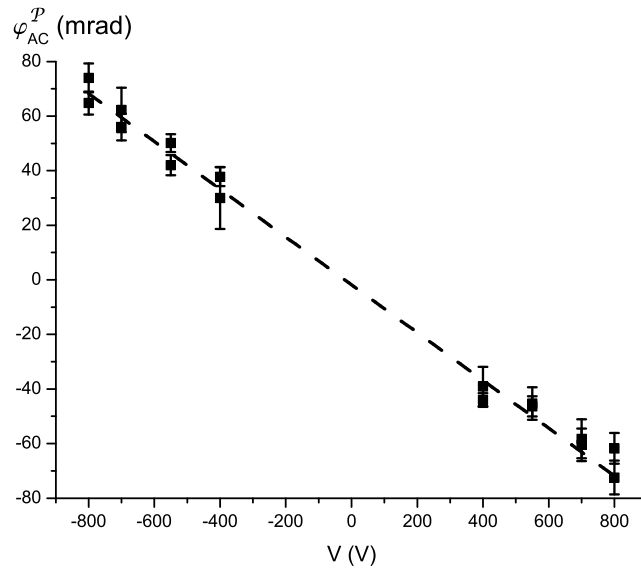


FIGURE III.40 – Phase Aharonov-Casher principale pour l'argon. Les signes des phases principales correspondant au sens - du courant ont été inversés afin d'effectuer un ajustement unique de tous les points expérimentaux.

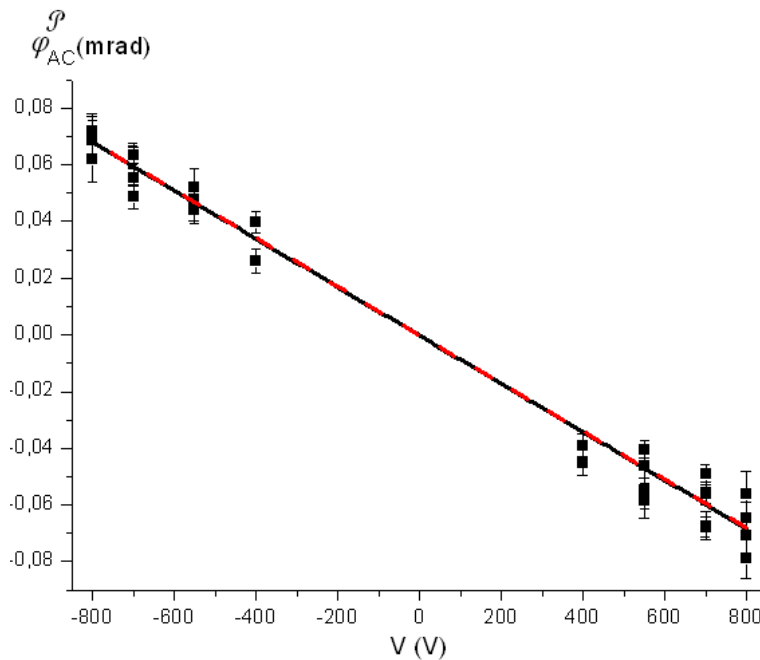


FIGURE III.41 – Phase Aharonov-Casher principale avec l'argon comme gaz porteur extraite à l'aide de la formule (III.83).

Je garderai la valeur de pente de la phase AC principale issue de cette dernière méthode pour discuter de la dépendance en vitesse atomique de la phase AC en fin de chapitre.

III.4.2.3 Néon comme gaz porteur

Les tensions utilisées pour la mesure de la phase AC sont identiques à celles utilisées pour la mesure de la phase HMW et sont indiquées dans la figure (III.28). Les phases AC brutes $\varphi_{AC} = \varphi_{AC}^{\mathcal{P}} + \varphi_{AC}^{\mathcal{R}}$ sont présentées dans la figure (III.42) et comme dans le cas précédent, on ne détecte pas de variation notable en fonction du champ magnétique appliqué pour un même sens de courant.

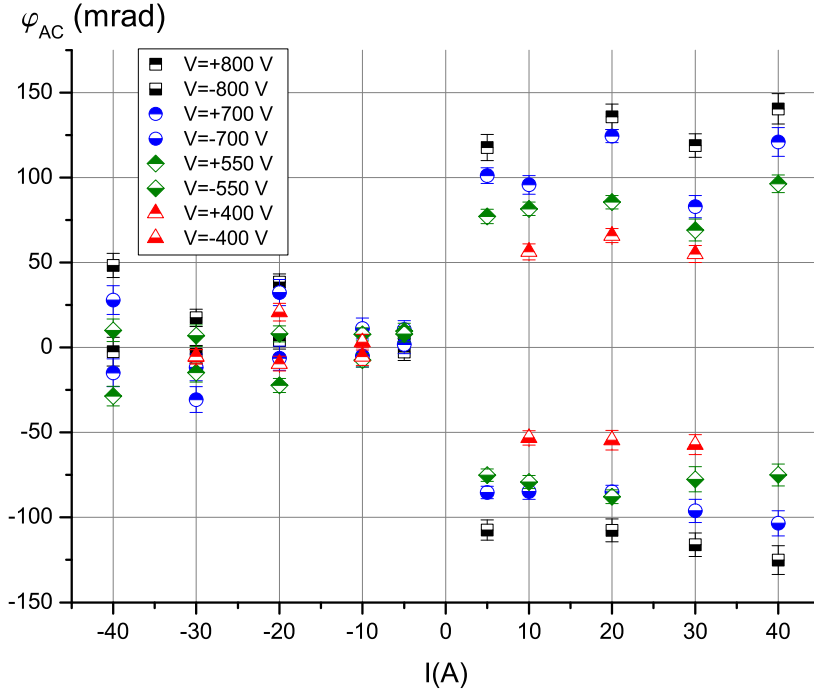


FIGURE III.42 – Phases Aharonov-Casher $\varphi_{AC} = \varphi_{AC}^{\mathcal{P}} + \varphi_{AC}^{\mathcal{R}}$ avec le néon comme gaz porteur et pour chaque série de tensions en fonction de l'intensité du courant dans la bobine principale.

Le protocole est exactement le même que pour l'argon à ceci près qu'on utilise la valeur de la pente issue de l'ajustement linéaire de la phase $\varphi_{AC}^{\mathcal{R}}$ correspondant au néon dans le tableau (III.9). Les phases AC sont moyennées sur le courant circulant dans la bobine principale et ce pour chaque série de tension et chaque sens du courant. La figure (III.43) montre les déphasages moyens obtenus.

Les pentes des ajustements linéaires sont données dans le tableau (III.12) et sont proches des valeurs des pentes trouvées pour l'argon, bien qu'un peu plus faibles.

Comme pour l'argon, les ordonnées à l'origine des pentes des ajustements linéaires sont petits. On retranche la phase AC résiduelle pour avoir accès à la phase AC principale seule et le tableau (III.13) indique les pentes de la phase AC principale pour chaque sens du courant. Ces pentes sont plus faibles que lors de la mesure avec l'argon. Ce résultat était attendu puisque que nous savions que le pompage optique était un peu moins complet qu'avec les autres gaz porteurs. Comme dans le cas précédent, on inverse le signe de l'une des deux pentes pour réaliser un ajustement global par une fonction

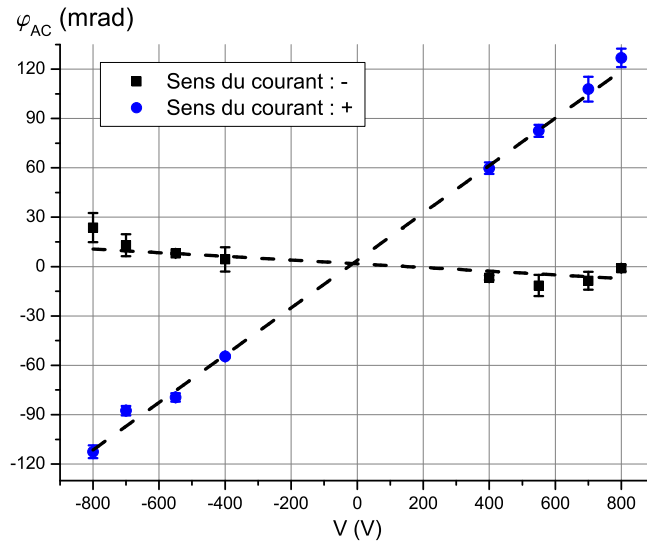


FIGURE III.43 – Phases φ_{AC} avec le néon comme gaz porteur et leurs ajustements affines.

Sens du courant	Pente (10^{-5} rad/V)	Offset en mrad
+	-1.1 ± 0.2	2 ± 1
-	14.4 ± 0.4	4 ± 2

TABLE III.12 – Tableau présentant les pentes et les ordonnées à l'origine des ajustements affines des phases φ_{AC} en fonction du potentiel V pour chaque sens du courant avec le néon comme gaz porteur.

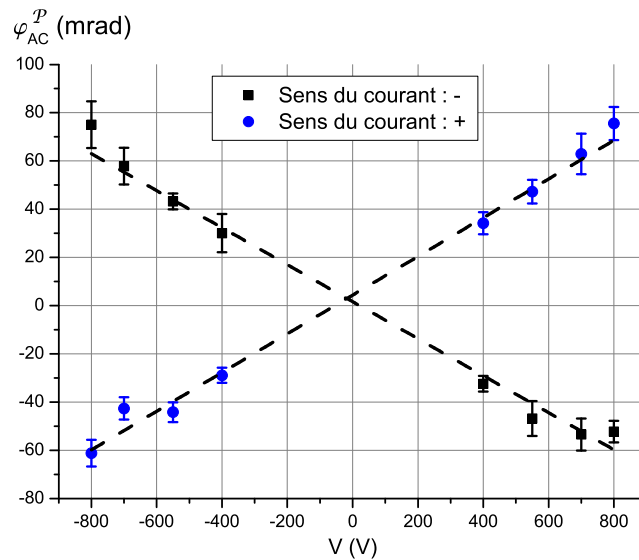


FIGURE III.44 – Phases Aharonov-Casher principales φ_{AC}^P selon chaque sens du courant pour le néon et leurs ajustements affines.

Sens du courant	Pente (10^{-5} rad/V)	Offset en mrad
+	-7.68 ± 0.32	1.6 ± 1.8
-	8.02 ± 0.32	4.4 ± 1.8

TABLE III.13 – Tableau présentant les résultats de l’ajustement affine du déphasage AC principal $\varphi_{AC}^{\mathcal{P}}/V$ en fonction de la tension et par sens du courant appliqué avec le néon comme gaz porteur.

affine et l’erreur statistique se trouve réduite.

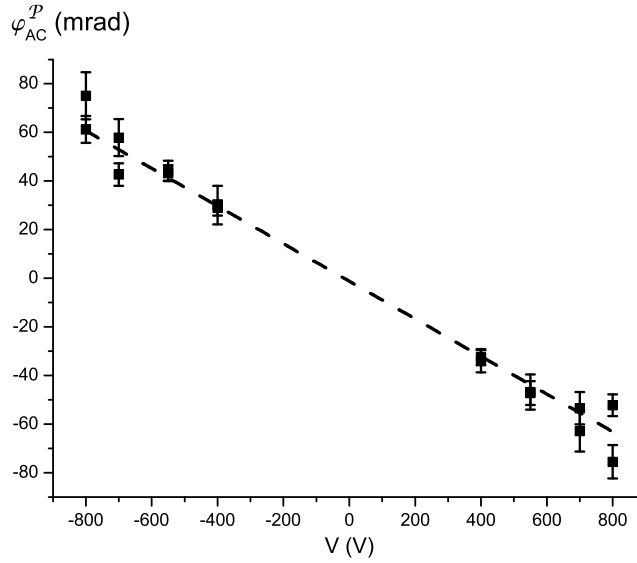


FIGURE III.45 – Phase Aharonov-Casher principale pour le néon. Les signes des phases principales correspondant au sens - du courant de la figure (III.44) ont été inversés afin d’effectuer un ajustement unique de tous les points expérimentaux.

Les phases AC principales mesurées pour le néon sont un peu plus faibles que pour l’argon :

$$\varphi_{AC}^{\mathcal{P},Ne}/V = (-7.74 \pm 0.25) \times 10^{-5} \text{ rad/V} \quad (\text{III.85})$$

La phase AC principale est assez proche de la valeur attendue (eq. III.72).

A l’aide de la formule (III.83), la valeur de la pente issue de l’ajustement présenté sur la figure (III.46) est de :

$$\varphi_{AC}^{\mathcal{P},Ne}/V = (-8.05 \pm 0.20) \times 10^{-5} \text{ rad/V} \quad (\text{III.86})$$

C’est cette valeur que nous garderons pour la suite.

III.4.2.4 Krypton comme gaz porteur

En ce qui concerne le krypton, la mesure est beaucoup plus imprécise puisque seules quatre valeurs de tension ont été utilisées (Fig. III.32). Les phases brutes $\varphi_{AC} = \varphi_{AC}^{\mathcal{P}} + \varphi_{AC}^{\mathcal{R}}$ sont présentées dans la figure (III.47) et on constate que la série $V = +800$

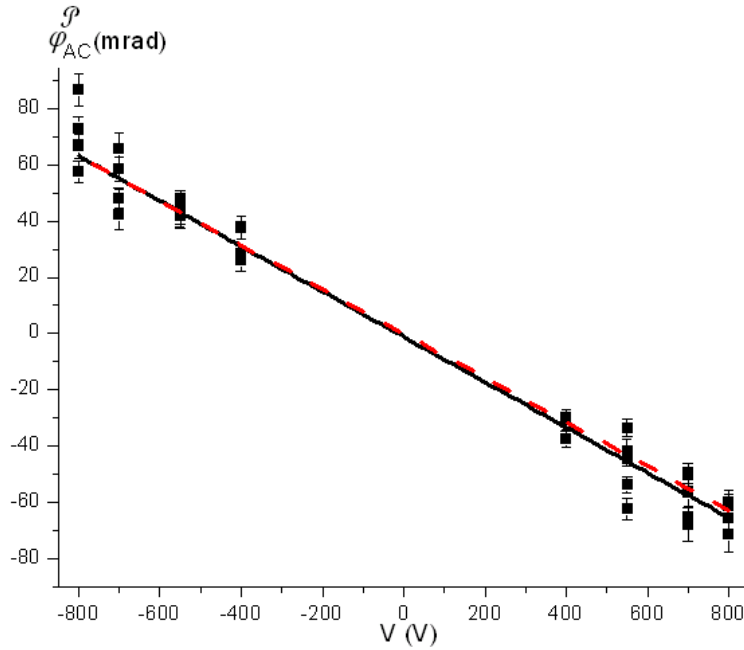


FIGURE III.46 – Phase Aharonov-Casher principale avec le néon comme gaz porteur extraite à l'aide de la formule (III.83).

V présente un déphasage qui n'est pas constant avec le courant. Un problème avait déjà été constaté pour la même série sur la figure (III.33), mais nous n'avons pas d'explication à ce sujet.

Les déphasages moyennés sur le courant pour chaque tension et chaque sens du courant sont présentés dans la figure (III.48). Le tableau (III.14) indique des valeurs de pentes avec des erreurs assez élevées mais cependant en bon accord avec les deux mesures précédentes. Comme avec les deux autres gaz porteurs, on extrait les phases $\varphi_{AC}^{\mathcal{P}}$ et

Sens du courant	Pente (10^{-5} rad/V)	Offset en mrad
+	-0.53 ± 0.06	6 ± 1
-	14.8 ± 1.2	5 ± 9

TABLE III.14 – Tableau présentant les pentes et les ordonnées à l'origine des ajustements affines des phases φ_{AC} en fonction du potentiel V pour chaque sens du courant avec le krypton comme gaz porteur.

leurs pentes en fonction du potentiel électrique appliqué sont présentées dans la figure (III.49).

On inverse ensuite le signe de l'une des deux pentes pour réaliser un ajustement global par une fonction affine (Fig. III.50).

L'ajustement affine donne :

$$\varphi_{AC}^{\mathcal{P},Kr}/V = (-8.08 \pm 0.28) \times 10^{-5} \text{ rad/V} \quad (\text{III.87})$$

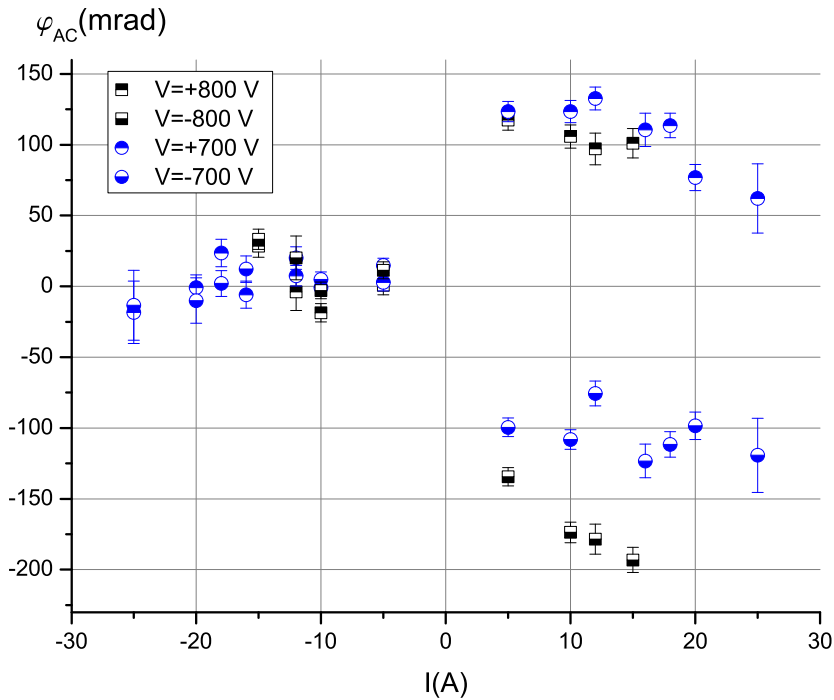


FIGURE III.47 – Phases Aharonov-Casher $\varphi_{AC} = \varphi_{AC}^{\mathcal{P}} + \varphi_{AC}^{\mathcal{R}}$ avec le krypton comme gaz porteur et pour chaque série de tensions en fonction de l'intensité du courant dans la bobine principale.

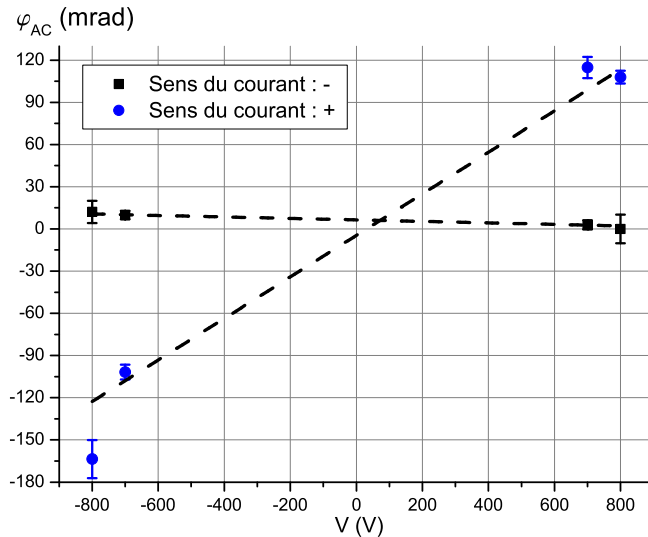


FIGURE III.48 – Phases φ_{AC} pour le krypton et leurs ajustements affines.

L'incertitude est comparable à celles qu'on a obtenues pour les autres gaz, ceci étant dû au fait que la dispersion n'était pas trop importante sur la figure (III.50).

A l'aide de la formule (III.83), la valeur de la pente issue de l'ajustement présenté

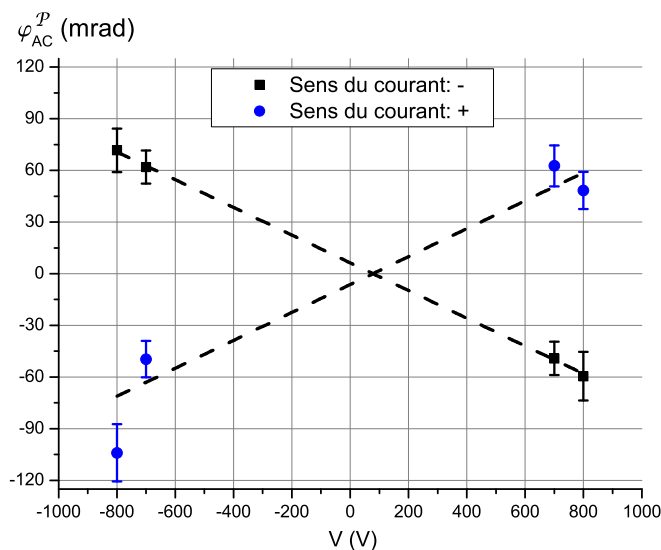


FIGURE III.49 – Phases Aharonov-Casher principales selon chaque sens du courant avec le krypton comme gaz porteur et leurs ajustements affines.

Sens du courant	Pente (10^{-5} rad/V)	Offset en mrad
+	-8.04 ± 0.09	6.3 ± 0.7
-	8.11 ± 0.55	-6.3 ± 11.6

TABLE III.15 – Tableau présentant les résultats de l’ajustement affine du déphasage AC principal φ_{AC}^P en fonction de la tension et par sens du courant appliqué avec le krypton comme gaz porteur.

sur la figure (III.51) est de :

$$\varphi_{AC}^{P,Kr}/V = (-8.44 \pm 0.41) \times 10^{-5} \text{ rad/V} \quad (\text{III.88})$$

C’est cette valeur que nous garderons pour la discussion en fin du chapitre. La concordance de ces résultats, ainsi que la dépendance en vitesse de la phase Aharonov-Casher, seront discutées dans la section (III.5.3) de ce chapitre.

III.5 Discussion des résultats

Cette partie va maintenant discuter les résultats obtenus lors de ces trois campagnes de mesures et notamment la dépendance en vitesse des phases géométriques mesurées. Je discuterai tout d’abord de la phase imprévue qui est apparue sous la forme d’offsets sur les ajustements affines des phases $\varphi_{HMW}(V, I)$ en fonction de VI .

III.5.1 Phase d’origine inconnue

Cette phase φ_{NC} se manifeste seulement lors de la mesure du déphasage HMW, ce qui signifie qu’elle est insensible au moment magnétique des atomes. Dans le cas contraire,

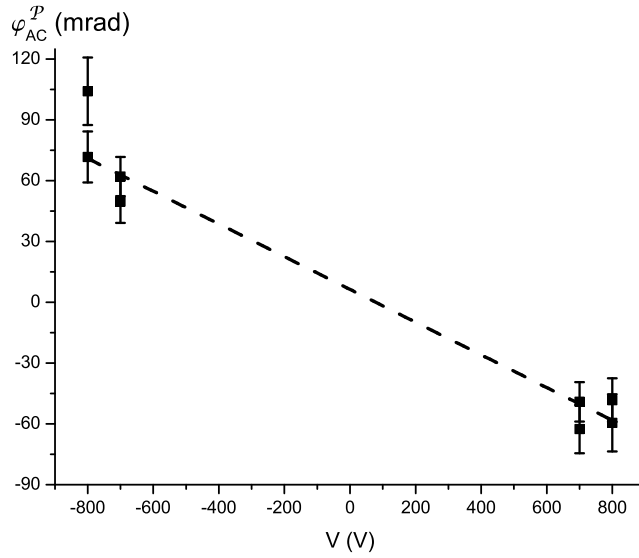


FIGURE III.50 – Phase Aharonov-Casher principale avec le krypton comme gaz porteur. Les signes des phases principales correspondant au sens - du courant de la figure (III.49) ont été inversés afin d'effectuer un ajustement unique de tous les points expérimentaux.

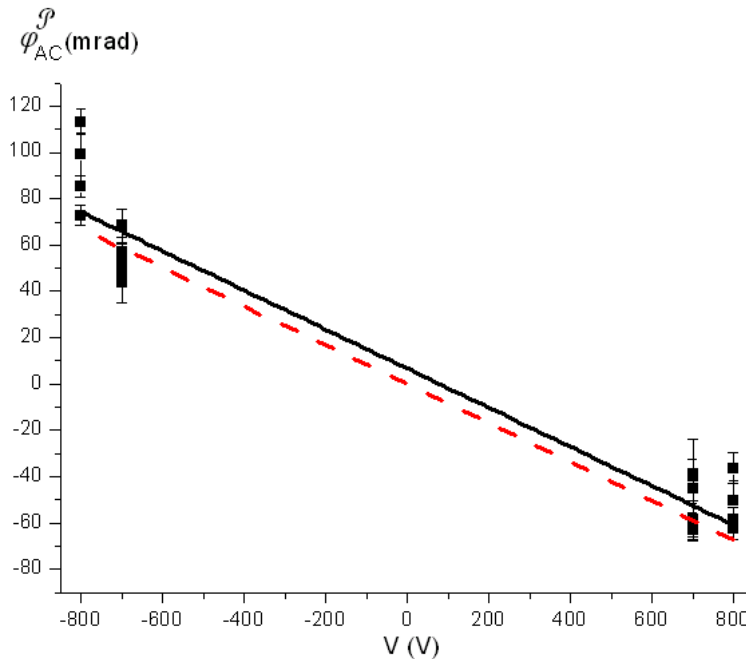
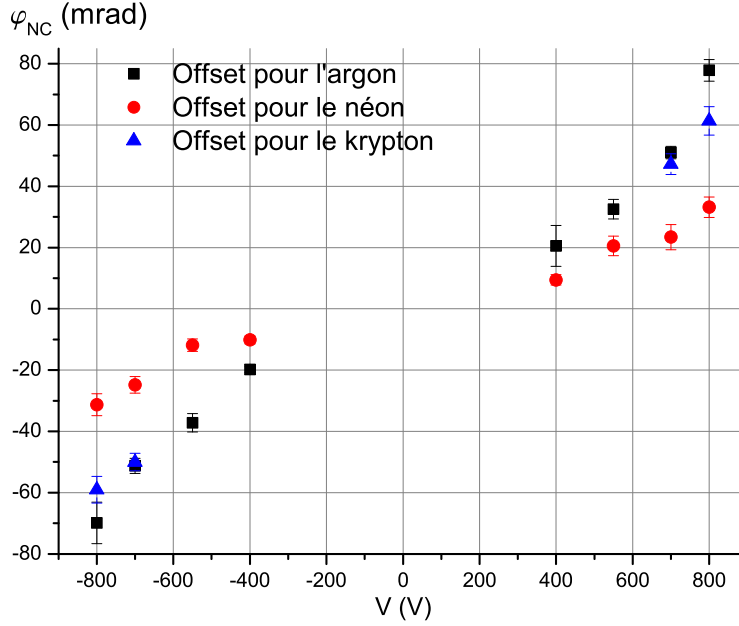


FIGURE III.51 – Phase Aharonov-Casher principale avec le krypton comme gaz porteur extraite à l'aide de la formule (III.83).

elle serait venue perturber les mesures de la phases Aharonov-Casher. Cependant, la seconde combinaison de la section (III.2.4.3) effectuée lors du dépouillement et servant à trier les phases dépendantes du moment magnétique de celles qui n'en dépendent pas

FIGURE III.52 – Phases φ_{NC} mesurées pour les trois gaz porteurs en fonction de V .

peut être à l'origine de résidus de phase AC sur la phase HMW dans le cas d'un pompage optique inégal dans les sous-niveaux hyperfins $F = 2, m_F = +2$ et $F = 2, m_F = -2$.

Le pompage optique asymétrique : une cause possible ?

Si les pompages dans les états $F = 2, m_F = +2$ et $F = 2, m_F = -2$ ne sont pas aussi efficaces dans un état que dans l'autre, c'est-à-dire que les populations $P(F = 2, m_F = +2)$ et $P(F = 2, m_F = -2)$ ne sont pas strictement identiques, on verra apparaître un résidu de phase Aharonov-Casher s'ajoutant aux phases HMW.

Si on reprend l'équation (III.42) dans laquelle on a négligé la phase HMW en champ magnétique résiduel, on a :

$$\begin{aligned} \varphi_{HMW} = 1/2((\varphi_{HMW}(V, I, m_F = +2)) + \varphi_{HMW}(V, I, m_F = -2) \\ + \varphi_{AC}(V, I, m_F = +2) + \varphi_{AC}(V, I, m_F = -2) \\ + \varphi_{AC}(V, I = 0, m_F = +2) + \varphi_{AC}(V, I = 0, m_F = -2)) \end{aligned} \quad (\text{III.89})$$

Dans le cas d'un pompage optique asymétrique où $P(F = 2, m_F = -2) = \rho P(F = 2, m_F = +2)$, les équations (III.41) deviennent :

$$\begin{aligned} \varphi_{AC}(V, I, m_F = -2) &= -\rho \varphi_{AC}(V, I, m_F = +2) \\ \varphi_{AC}(V, I = 0, m_F = -2) &= -\rho \varphi_{AC}(V, I = 0, m_F = +2) \end{aligned} \quad (\text{III.90})$$

En tenant compte de l'équation (III.40) et en injectant l'expression précédente, la phase HMW devient :

$$\varphi_{HMW} = \varphi_{HMW}(V, I) + \frac{1-\rho}{2} [\varphi_{AC}(V, I, m_F = +2) + \varphi_{AC}(V, I = 0, m_F = +2)] \quad (\text{III.91})$$

La phase HMW mesurée se trouve ainsi additionnée d'un résidu de phase Aharonov-Casher dû à un pompage asymétrique. Pour les valeurs maximales des tensions que nous utilisons, $\varphi_{AC}(V, I, m_F = +2) \simeq 70$ mrad et $\varphi_{AC}(V, I = 0, m_F = +2) \simeq 54$ mrad et, pour un cas pessimiste au vu de la caractérisation du pompage optique du chapitre 2, $\rho = 90\%$ on constatera un déphasage supplémentaire de :

$$\varphi_{AC}(\rho) = \frac{1-\rho}{2}[\varphi_{AC}(V, I, m_F = +2) + \varphi_{AC}(V, I = 0, m_F = +2)] \simeq 6 \text{ mrad} \quad (\text{III.92})$$

Bien que non négligeable, ce déphasage ne peut être à l'origine de la phase imprévue puisqu'elle vaut environ 80 mrad pour l'argon et la tension maximale utilisée. Aussi, les ajustements polynômiaux à l'ordre 3 des figures (III.26) et (III.30) montrent que cette phase comporte une composante en V^3 alors qu'un résidu de phase Aharonov-Casher serait strictement linéaire en V . Qui plus est, la comparaison des mesures effectuées avec l'argon, le néon et le krypton montre que cette phase est sensible à la vitesse des atomes, ce qui ne serait pas le cas avec un résidu de phase AC. On peut d'ailleurs vérifier sur les tableaux (III.5) et (III.7) que les deux composantes en V et V^3 de cette phase sont dépendantes de la vitesse, ce qui prouve que la composante linéaire en V n'est pas une phase AC issue d'une asymétrie du pompage optique. En plus d'exclure la présence d'un résidu important de phase AC dû à un pompage optique asymétrique, une nature géométrique de cet effet imprévu est également rejetée.

Une phase dynamique

La dépendance en vitesse de cette phase est clairement établie en comparant les mesures du néon et de l'argon. En effet, les atomes se déplacent à environ 1062 m/s avec l'argon et 1500 m/s avec le néon. Le rapport des vitesses est environ d'environ $3/2$ et le rapport au carré d'environ 2.2. Lors du passage de l'argon au néon, le déphasage mesuré a été divisé d'un facteur légèrement supérieur à 2. Tout porte donc à croire que cette phase a une dépendance en vitesse en $1/v^2$. La comparaison des phases imprévues des trois campagnes de mesures a également montré que cette phase est dépendante de l'équilibre des potentiels électrostatiques dans le double-condensateur, c'est-à-dire du déphasage électrique. Cependant, une origine électrique seule ne suffit pas à expliquer la présence de cette phase puisque les phases électriques ont une dépendance en $1/v$ et en V^2 . Qui plus est, la méthode d'acquisition met en lumière le fait que la présence du champ magnétique principal, indépendamment de son intensité, est indispensable pour provoquer l'apparition de la phase inconnue.

Les propriétés de la phase d'origine inconnue

On peut résumer les différentes propriétés de cette phase imprévue :

1. Ce n'est pas une phase géométrique puisqu'elle dépend la vitesse des atomes. Sa dépendance semble être en $1/v^2$.
2. Cette phase ne dépend pas du moment magnétique des atomes.
3. Elle dépend de l'équilibre des potentiels appliqués mais n'est pas une phase d'origine purement électrique.
4. Son existence nécessite la présence du champ magnétique principal.

5. Elle ne dépend cependant pas de l'intensité du champ magnétique principal dans la gamme de courants utilisés.
6. Elle présente un caractère impair en V , ce qui n'est pas la signature d'une phase de polarisabilité qui est une fonction paire de V .

A ce jour, nous n'avons pas trouvé d'explication qui respecte ces six propriétés à la fois. Toutefois, cette phase ne vient pas dégrader la mesure de la phase HMW étant donné qu'elle n'est pas dépendante au produit VI . C'est pourquoi nous avons pu la rejeter et réaliser des ajustements affines globaux de tous les points expérimentaux pour chaque gaz porteur.

III.5.2 Dépendance en vitesse de la phase He-McKellar-Wilkens

Les trois campagnes de mesures ont permis d'extraire trois pentes expérimentales de la phase HMW pour trois vitesses atomiques différentes (tableau III.16).

Gaz	Vitesse	φ_{HMW}^c/VI en 10^{-6}rad/VA
Neon	1520 m/s	-1.270 ± 0.072
Argon	1062 m/s	-1.315 ± 0.071
Krypton	744 m/s	-1.41 ± 0.24

TABLE III.16 – Tableau présentant les pentes He-McKellar-Wilkens expérimentales obtenues pour chaque gaz porteur. L'accord entre les pentes du néon et de l'argon est remarquable. En effet, on constate un écart de seulement 3.4% entre ces deux pentes.

On rappelle ici la valeur attendue de la phase HMW :

$$\varphi_{HMW}^c/VI = (-1.28 \pm 0.03) \times 10^{-6}\text{rad/VA} \quad (\text{III.93})$$

Afin de vérifier l'indépendance en vitesse de la phase HMW, on utilise un modèle test dans lequel on fait l'hypothèse que la phase est dispersive en vitesse. En se servant de la valeur expérimentale de la pente de $\varphi_{HMW}^{c,Ar}/VI$ comme valeur de référence, on calcule la valeur de la pente φ_{HMW}^c/VI pour une vitesse quelconque et pour plusieurs ordres α de dépendance en vitesse :

$$\varphi_{HMW}^c/VI = (\varphi_{HMW}^{c,Ar}/VI \pm \Delta\varphi_{HMW}^{c,Ar}/VI) \left(\frac{v_{Ar}}{v_m}\right)^\alpha \quad (\text{III.94})$$

où α est l'exposant de $1/v^\alpha$ et où $\Delta\varphi_{HMW}^{c,Ar}/VI = 7.1 \times 10^{-8}$ rad/VA. Typiquement, on a affaire à une phase électrique lorsque $\alpha = 1$ et à une phase magnétique quand $\alpha = 2$. La figure (III.53) montre la phase qu'on aurait mesuré avec une dépendance en vitesse pour $\alpha = 1$ et $\alpha = 2$ et en prenant $\varphi_{HMW}^{c,Ar}/VI$ comme référence.

La figure (III.53) indique que toute dépendance en vitesse en $1/v_m$ ou $1/v_m^2$ est formellement exclue à la fois par la pente expérimentale φ_{HMW}^{Ne} et par la pente expérimentale φ_{HMW}^{Kr} . Ceci nous permet de confirmer que la phase He-McKellar-Wilkens est de nature géométrique.

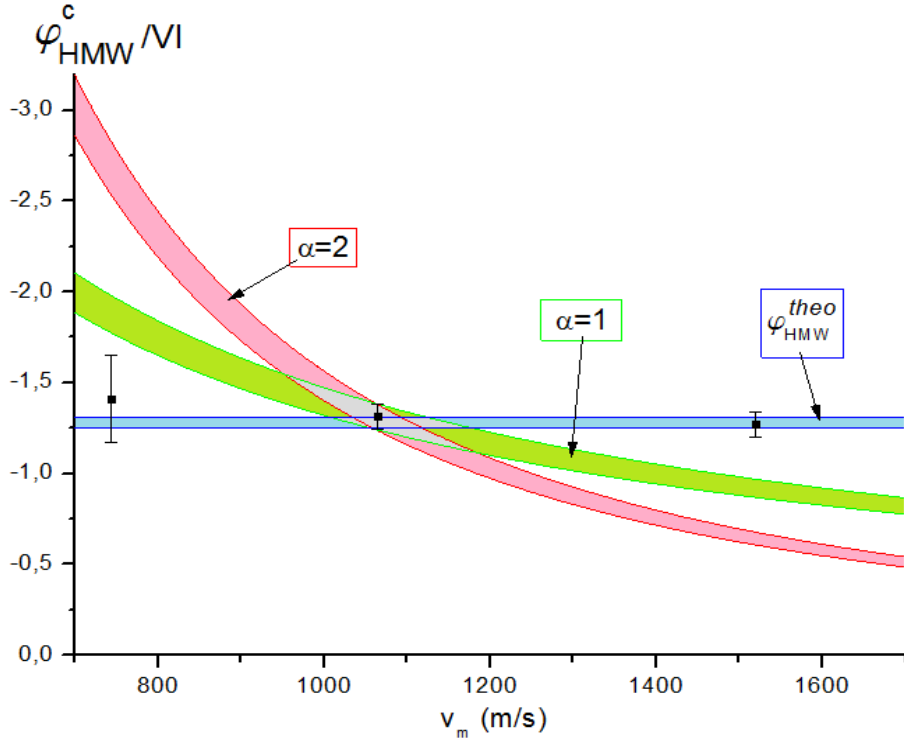


FIGURE III.53 – Pentas des phases HMW (en 10^{-6} rad/VA) en fonction de la vitesse atomique. La barre horizontale est la phase φ_{HMW}/VI attendue (incertitude comprise). Les courbes épaisses sont les valeurs de la phase φ_{HMW}/VI que celle-ci prendrait si la phase HMW présentait une dépendance en $1/(v_m)^\alpha$.

III.5.3 Indépendance en vitesse de la phase Aharonov-Casher

Gaz	Vitesse	φ_{AC}^P/V (10^{-5} rad/V)
Neon	1520 m/s	-8.05 ± 0.20 rad/V
Argon	1062 m/s	-8.51 ± 0.18 rad/V
Krypton	744 m/s	-8.44 ± 0.41 rad/V

TABLE III.17 – Tableau présentant les pentes AC principales pour chaque gaz porteur.

Les valeurs des pentes expérimentales obtenues sont résumées dans le tableau (III.17) et sont en assez bon accord entre elles. Comme dans la section précédente, pour mettre en évidence l'indépendance en vitesse de la phase AC, on calcule la valeur que prendrait φ_{AC}^P si elle dépendait de la vitesse atomique moyenne en prenant la valeur expérimentale obtenue avec l'argon comme référence :

$$\varphi_{AC}^P = (\varphi_{AC}^{P,Ar} \pm \Delta\varphi_{AC}^{P,Ar}) \left(\frac{v_{Ar}}{v_m}\right)^\alpha \quad (III.95)$$

Les phases φ_{AC}^P sont en bon accord avec la valeur théorique (Fig. III.54) mis à part la valeur obtenue avec le néon comme gaz porteur qui est un peu trop faible. Toutefois, la

comparaison des phases obtenues exclut formellement toute dépendance en vitesse de la phase Aharonov-Casher.

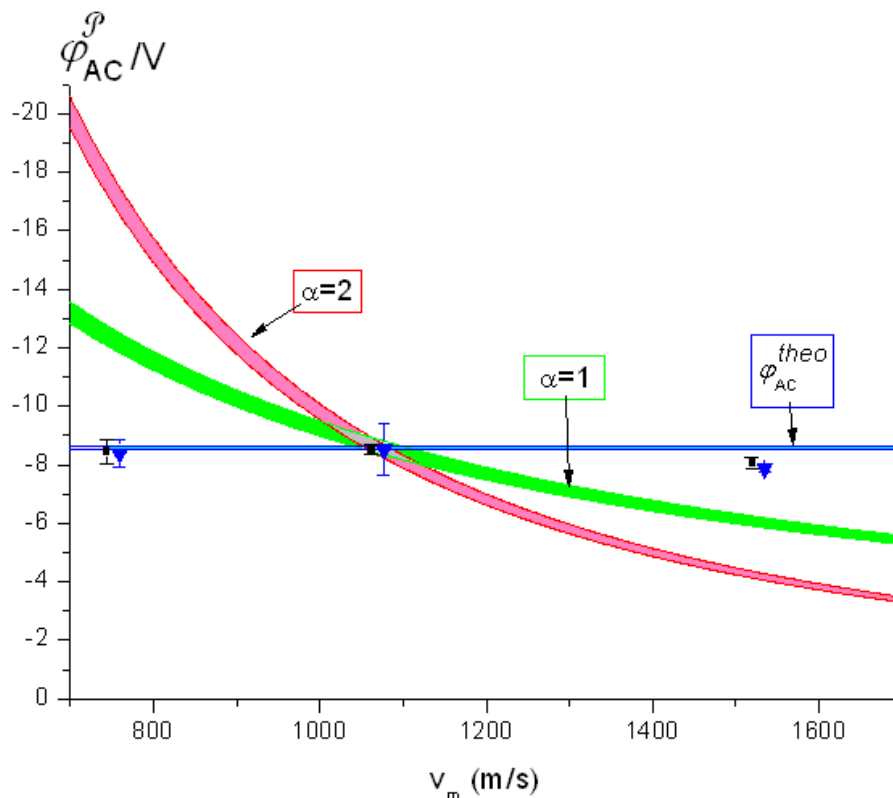


FIGURE III.54 – Pentes des phases Aharonov-Casher (en 10^{-5} rad/V) en fonction de la vitesse atomique. La barre horizontale est la phase $\varphi_{AC}^{\mathcal{P}}$ théorique (seule l'incertitude sur la géométrie du condensateur a été prise en compte). Les courbes épaisses sont les valeurs de la phase $\varphi_{AC}^{\mathcal{P}}$ que celle-ci prendrait si la phase AC présentait une dépendance en $1/(v_m)^\alpha$. Les valeurs attendues de la phase $\varphi_{AC}^{\mathcal{P}}$ calculées à la section (III.2.5.2) en tenant compte de l'incertitude sur les populations des sous-niveaux Zeeman $F = 2, m_F = \pm 2$ sont symbolisées par les triangles bleus (légèrement décalés selon l'axe horizontal pour une meilleure lecture).

III.6 Conclusion

Ce chapitre a présenté la mesure des phases géométriques He-McKellar-Wilkins et Aharonov-Casher avec notre interféromètre atomique. La première mesure de la phase HMW effectuée au cours de la thèse de S. Lepoutre avec le même montage [132] avait permis de détecter cette phase, mais la présence d'effets systématiques avait perturbé la détection et n'avait pas permis de faire une mesure suffisamment précise pour déterminer son caractère géométrique. Quelques améliorations du dispositif et surtout le développement du pompage optique décrit au chapitre 2 nous ont permis d'améliorer

très sensiblement la mesure de cette phase en éliminant les effets systématiques. De plus, nous avons varié la vitesse moyenne des atomes pour tester la dépendance en vitesse de la phase HMW. Pour les trois campagnes de mesures, la valeur de la phase HMW est en excellent accord avec la théorie et, de plus, cette expérience exclut toute dépendance en vitesse de la phase HMW, ce qui prouve son caractère géométrique.

La seconde phase que cette expérience aura permis d'observer est la phase Aharonov-Casher. Cette phase avait déjà été observée auparavant et sa nature géométrique avait déjà été prouvée [112, 136]. Lors de la première détection de la phase HMW [132], une mesure de la phase Aharonov-Casher était impossible puisqu'en l'absence de pompage optique les atomes de lithium sont naturellement équirépartis dans les sous-niveaux Zeeman F, m_F de l'état fondamental $^2S_{1/2}$ du lithium. Comme les sous-niveaux Zeeman apportent des contributions différentes à la phase AC, et que la somme de leurs contributions s'annule si la population est également répartie dans les F, m_F , la phase AC était tout le temps nulle ou très faible (bien qu'il soit possible d'observer une légère modification de la visibilité). Ces mesures confirment l'indépendance en vitesse de la phase Aharonov-Casher et sa nature géométrique.

Conclusion

Ce chapitre va clore ce mémoire en présentant une synthèse des principaux résultats obtenus au cours de ma thèse qui a débuté en octobre 2010. Le résultat central de ma thèse est la première mesure précise de la phase géométrique (ou topologique) He-McKellar-Wilkens et la démonstration expérimentale de sa nature topologique, grâce à la mise en évidence de l'indépendance de cette phase avec la vitesse des atomes. Pour arriver à ce résultat, j'ai dû continuer l'amélioration de l'interféromètre atomique qui sert à ces mesures et ces améliorations ont été mon activité principale durant les deux premières années de thèse. La mesure de la phase He-McKellar-Wilkens a été réalisée ensuite, lors de la troisième année, et ces expériences ont aussi permis la mesure d'une autre phase géométrique, la phase Aharonov-Casher. Ce deuxième résultat est moins original que la mesure de la phase He-McKellar-Wilkens car la phase Aharonov-Casher a déjà été mesurée dans plusieurs expériences mais notre mesure est la première mesure utilisant un interféromètre atomique à bras séparés.

L'interféromètre atomique de Toulouse

L'interféromètre utilisé dans cette thèse est un interféromètre atomique de type Mach-Zehnder. La source d'onde atomique est un jet supersonique de lithium ensemencé dans un gaz rare. Le choix du gaz rare, krypton, argon ou néon, permet de varier la vitesse du jet atomique de lithium et cette possibilité s'est révélée particulièrement importante au cours de cette thèse car elle nous a permis de tester la dépendance des phases He-McKellar-Wilkens et Aharonov-Casher avec la vitesse atomique. Le jet est très collimaté et son intensité est stable. La distribution de vitesse longitudinale est assez étroite et nous avons estimé la valeur du rapport de vitesse parallèle qui décrit cette largeur par la théorie des jets supersoniques.

La diffraction des atomes de lithium a lieu dans le régime de Bragg et toutes les expériences présentées ici utilisent le premier ordre de diffraction. Dans ce cas, la diffraction de Bragg ne produit que deux faisceaux, d'ordres 0 et +1 ou -1, ce qui permet de construire un interféromètre atomique de type Mach-Zehnder presque parfait, sans faisceaux parasites notables. Grâce à la très forte collimation du jet atomique incident, les deux bras de l'interféromètre sont spatialement séparés, avec une distance entre les bras allant de 70 à 140 micromètres en fonction du gaz porteur utilisé. Cette distance permet d'appliquer des perturbations différentes sur les deux bras, ce qui est nécessaire pour la mesure des phases He-McKellar-Wilkens et Aharonov-Casher.

Pour produire les ondes stationnaires laser servant à la diffraction atomique, nous utilisons un laser à colorant monofréquence émettant près de la raie D_2 du lithium, à 671

nm. Nous avons développé un asservissement en fréquence du laser à colorant utilisant le battement de fréquences avec une diode laser asservie sur un signal d'absorption saturée enregistré sur une des composantes hyperfine de la raie D_2 du lithium. Ce signal de battement nous permet donc de connaître précisément la fréquence du laser à colorant et de piloter cette fréquence depuis l'ordinateur avec une grande flexibilité, grâce au dispositif électronique mis en place.

La sensibilité en phase de notre interféromètre dépend notablement du gaz rare utilisé comme gaz porteur de l'écoulement supersonique. La valeur théorique déduite de l'intensité du signal moyen et de la visibilité des franges est de l'ordre $7 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$ avec le néon ou l'argon et de $15 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$ avec le krypton. La méthode d'acquisition et surtout le fait qu'une mesure de déphasage nécessite de combiner des phases en présence et en l'absence de perturbation réduit la sensibilité pratique vers $30 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$: cette valeur, combinée avec des séquences d'enregistrements de l'ordre de quelques milliers de secondes a permis de mesurer les phases He-McKellar-Wilkens et Aharonov-Casher dont la valeur est de quelques dizaines de milliradians avec une très bonne précision. Notre méthode d'acquisition permet de rejeter les effets des dérives thermiques de la phase qui ne sont pas du tout négligeables. Enfin, nous avons développé un logiciel de dépouillement, basé sur Labview, permettant un dépouillement très rapide des gros volumes de données enregistrées ce qui nous a fait gagner un temps précieux.

Pompage optique du jet supersonique de lithium

La propagation d'un atome en présence de champs électriques ou magnétiques est une fonction du sous-niveau Zeeman hyperfin F, m_F dans lequel il se trouve à cause de l'effet Zeeman ou de l'effet Aharonov-Casher. La compréhension de ces effets est donc simplifiée si tous les atomes se trouvent dans le même état F, m_F . Le signal de notre interféromètre atomique n'est dû qu'à l'isotope ${}^7\text{Li}$ du lithium qui est l'isotope le plus abondant dans la nature. Pour placer tous les atomes de lithium ${}^7\text{Li}$ dans un sous-niveau Zeeman hyperfin F, m_F , nous avons utilisé deux lasers asservis sur les composantes hyperfines de la transition $D_1 \ 2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$ car la structure hyperfine de l'état $2P_{1/2}$ est résolue, ce qui n'est pas le cas de la structure hyperfine de l'état $2P_{3/2}$. Le premier laser est résonnant avec la transition $2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 2P_{1/2}, F' = 2$ vidant ainsi le niveau $F = 1$ vers le niveau $F = 2$ et l'autre est résonnant avec la transition $2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 2P_{1/2}, F' = 2$. Les deux lasers sont polarisés circulairement ce qui permet d'accumuler les atomes dans le $2S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$ ou -2 car celui-ci est un état noir lorsque la polarisation des lasers est pure. Par ailleurs, le pompage optique a lieu dans une zone où est appliqué un champ magnétique homogène définissant un axe de quantification. Pour mesurer l'efficacité du pompage optique, nous avons utilisé une méthode basée sur l'application d'un gradient de champ magnétique sur l'interféromètre. La phase et la visibilité des signaux de l'interféromètre atomique se trouvent alors modifiées par les déphasages Zeeman. Ces modifications sont très sensibles à la distribution de la population atomique sur les différents sous-niveaux F, m_F et, par des ajustements de la visibilité et du déphasage observé en fonction de l'intensité du courant circulant dans la bobine produisant le gradient magnétique, il est possible de déduire des informations

sur la distribution de population atomique dans les sous-niveaux F, m_F .

Le pompage optique a été très efficace puisque nous avons accumulé environ 95 % de la population atomique dans le niveau visé (Tab. III.18). Des expériences de pompages optiques effectuées avec les différents gaz porteurs, c'est celle où on a utilisé le néon qui a donné la mesure la plus précise.

Gaz porteur	v_m (m/s)	m_F	$P(2, m_F)$
Krypton	744 ± 18	+2	$(97 \pm 6)\%$
		-2	$(93 \pm 7)\%$
Argon	1062 ± 20	+2	$(99 \pm 13)\%$
		-2	$(94 \pm 11)\%$
Néon	1520 ± 38	+2	$(90 \pm 1)\%$
		-2	$(94 \pm 2)\%$

TABLE III.18 – Fraction de la population accumulée dans les niveaux $F = 2, m_F = \pm 2$ en fonction du gaz porteur.

La méthode de caractérisation du pompage que nous avons utilisée a le défaut de requérir des mesures assez longues, ce qui ne nous a pas permis d'optimiser le pompage, faute de temps. Malgré ces petits défauts, l'objectif premier de cette expérience de pompage optique qui était de concentrer les atomes dans un niveau $F = 2, m_F = +2$ (ou -2) a été atteint et les effets systématiques qui avaient été rencontrés par S. Lepoutre au cours de sa thèse et qui avaient rendu très délicate la détection de la phase He-McKellar-Wilkens sont devenus indétectables. De plus, le pompage optique permet la mesure simultanée de la phase Aharonov-Casher, ce qui n'était pas vraiment possible auparavant dans notre expérience.

Il est évidemment possible de faire des améliorations que ce soit dans le dispositif de pompage optique ou dans sa caractérisation :

- Concernant le pompage optique lui-même, il serait tout d'abord intéressant d'améliorer la pureté de polarisation circulaire des faisceaux laser de pompage, en plaçant le prisme polarisant et la lame quart d'onde dans l'enceinte à vide afin d'éviter les effets dus à la biréfringence du hublot.
- Pour éviter toute modification de la distribution de la population atomique sur les divers sous-niveaux F, m_F de l'état fondamental, il faudrait mieux contrôler le champ magnétique depuis la zone de pompage jusqu'à la sortie de l'interféromètre atomique.
- Pour la caractérisation du pompage optique, nous avons utilisé le gradient de champ magnétique produit par la bobine de compensation. Le refroidissement de cette bobine est insuffisant et, pour les courants les plus élevés, son support se dilate suffisamment pour modifier de manière sensible le gradient de champ magnétique au niveau des bras de l'interféromètre. Il serait souhaitable de construire une bobine créant un gradient mieux connu, plus uniforme et plus intense, et aussi que cette bobine soit vraiment bien refroidie pour éviter tous les effets de déformation thermique. La qualité de la caractérisation du pompage optique devrait en être très améliorée.

Mesures des phases géométriques ou topologiques He-McKellar-Wilkens et Aharonov-Casher

Cette thèse a permis de mesurer la phase géométrique ou topologique He-McKellar-Wilkens (HMW). Cette phase appartient à la famille de la phase Aharonov-Bohm [46], qui a été prédite en 1959 et observée dès 1960 [117]. La phase HMW, dont l'existence a été prédite en 1993-1994, apparaît quand une particule portant un dipôle électrique se propage dans un champ magnétique orthogonal au dipôle et à la vitesse de la particule. Cette nouvelle phase est reliée par la dualité de Maxwell à la phase Aharonov-Casher qui apparaît quand une particule portant un dipôle magnétique se propage dans un champ électrique orthogonal au dipôle et à la vitesse de la particule. Alors que la phase Aharonov-Casher prédite en 1984 a été mesurée par des expériences très différentes entre 1989 et 1995 et que son caractère géométrique a été testé par la plupart de ces expériences qui ont vérifié que cette phase est indépendante de la vitesse de la particule, la phase HMW n'a jamais été testée avant les expériences faites par notre équipe. Ce retard considérable s'explique par les difficultés de l'expérience : il faut en effet pouvoir appliquer des champs électrique et magnétique différents (ou plus précisément un au moins de ces deux champs doit être différent) sur les deux bras de l'interféromètre et mesurer une phase HMW qui est petite, 40 milliradians au plus dans notre expérience. On comprend mieux la difficulté de cette mesure quand on sait que les déphasages de propagation vus par chacun des deux bras de l'interféromètre et dus aux champs électrique et magnétique sont considérablement plus grands, de l'ordre de 300 rad pour le déphasage de polarisabilité électrique et 1.6×10^5 rad pour le déphasage Zeeman, mais ces énormes déphasages sont presque exactement compensés par la symétrie du montage.

La première campagne de mesure de la phase HMW a été faite durant la thèse de S. Lepoutre en 2010 et l'analyse de ces mesures a été rendue très délicate par la présence de plusieurs effets systématiques. Le résultat de cette mesure diffère de la valeur prévue de 31 % et cette différence est très probablement due à des effets systématiques résiduels. Dans l'impossibilité de mieux corriger ces effets systématiques, il n'a pas été possible d'effectuer un test de la dépendance en vitesse atomique de cette phase afin de prouver son caractère topologique.

La nouvelle campagne de mesure que j'ai effectuée en 2012 avec un jet atomique pompé optiquement a donné de très bons résultats puisque les effets systématiques observés dans la première campagne de mesure ont disparu. De plus, la phase HMW mesurée est en excellent accord avec la valeur prévue par la théorie et la géométrie de l'expérience. Un seul effet systématique, dont nous n'avons pas encore compris l'origine, n'a pas été éliminé mais cet effet n'a pas détérioré la qualité des résultats. La meilleure mesure de la phase HMW a été réalisée avec le gaz porteur néon et cette mesure, qui a une incertitude relative inférieure à 5%, est en parfait accord avec la valeur attendue. De plus, la comparaison des valeurs obtenues pour les différentes vitesses atomiques moyennes exclut toute dépendance en vitesse et prouve la nature géométrique ou topologique de

cette phase [137].

Cette expérience aura permis d'observer aussi la phase Aharonov-Casher. Lors de la première détection de la phase HMW, une mesure de la phase Aharonov-Casher n'était pas possible. En effet, en l'absence de pompage optique, les atomes de lithium sont naturellement équirépartis dans les sous-niveaux F, m_F de l'état fondamental $^2S_{1/2}$ du lithium et la phase Aharonov-Casher qui est proportionnelle au moment magnétique du niveau F, m_F se moyenne sensiblement à 0. Dans notre expérience avec un jet atomique pompé optiquement, la phase Aharonov-Casher est directement détectable et notre mesure est très sensible : ainsi, avec le gaz porteur argon, l'incertitude relative sur la mesure de cette phase est de 2.6%. La comparaison avec la valeur théorique est très satisfaisante, principalement limitée par les incertitudes sur la population résiduelle dans les niveaux vidés par le pompage optique. Ces mesures montrent aussi que la phase Aharonov-Casher est bien indépendante de la vitesse atomique, ce qui confirme sa nature géométrique ou topologique.

Ces mesures des phases He-McKellar-Wilkens et Aharonov-Casher ont été très fructueuses et il semble difficile de faire beaucoup mieux avec notre interféromètre actuel. Dans ces conditions, l'équipe n'a pas prévu de faire de nouvelle campagne de mesures concernant ces deux effets.

Perspectives

L'équipe interféromètre atomique s'oriente désormais vers deux nouvelles expériences qui sont sur le point de donner leur premiers résultats. La première expérience consiste à moduler la phase des ondes atomiques de lithium en appliquant un champ électrique alternatif. Ce champ est appliqué à l'aide du double condensateur utilisé pour la mesure de la phase HMW. Cette expérience permet de montrer de nouvelles analogies entre la lumière et la matière puisqu'en fonction de la perturbation appliquée, on trouve l'analogue pour des ondes de matière de l'effet Pockels ou de l'effet Kerr avec les ondes lumineuses. Une partie des acquisitions a déjà eu lieu et, à l'heure de l'écriture de ce manuscrit, les résultats sont en cours de dépouillement.

Lorsque l'expérience de modulation de phase des ondes de lithium sera terminée, la cellule de mesure sera retirée de l'enceinte à vide et remplacée par une cellule servant à observer la décohérence par rayonnement du corps noir. Des expériences de décohérence en interférométrie d'onde de matière ont été effectuées sur le sodium dans un interféromètre atomique par l'équipe de D. Pritchard [72] et par celle de A. Cronin [75] et sur C_{70} par l'équipe de M. Arndt [138]. Dans le cas des expériences de l'équipe de D. Pritchard, l'atome interagissait avec un laser monofréquence résonant avec la première transition de résonance et on pourrait penser que la décohérence qui est facile à observer dans ces conditions serait pratiquement inobservable avec la lumière naturelle. Dans le cas de C_{70} , la molécule est aussi chauffée par un faisceau laser puissant à une haute température (jusqu'à 3000 K environ) et elle réémet des photons spontanés dans l'infra-rouge grâce ses très nombreux degrés de liberté de vibration.

La cellule que nous utiliserons, qui contient deux lampes halogènes, est en cuivre et est recouverte d'argent afin de recycler le mieux possible les photons émis par les lampes.

Si un atome de lithium se propageant dans l'interféromètre absorbe un photon résonnant du rayonnement du corps noir, il laisse en réémettant un photon par émission spontanée une signature de son passage sur un des deux bras de l'interféromètre et cet atome ne contribuera plus au signal d'interférences, ce qui doit donc se manifester par une diminution de la visibilité des franges. La conception de cette expérience a nécessité des simulations numériques du fait que les atomes ayant effectué un ou plusieurs cycles d'absorption-émission spontanée n'arrivent pas forcément au détecteur, à cause des impulsions de recul qui font dévier l'atome de sa trajectoire. La baisse de la visibilité sera donc moins importante que ce qu'un calcul naïf suggère mais elle devrait être tout à fait détectable.

En parallèle de ces deux expériences, l'équipe poursuit la construction d'un nouvel interféromètre à jet ralenti. Le jet atomique sera de nature effusive et sera ralenti par un ralentisseur Zeeman dont j'ai mesuré le champ magnétique. La mise au point du jet nécessitera la fabrication ou l'acquisition de nouvelles sources laser, que ce soit pour le ralentissement des atomes ou pour la fabrication de mélasses optiques. Ce nouveau jet atomique aura un flux beaucoup plus intense que celui dont nous servons actuellement. La diffraction des atomes aura également lieu dans le régime de Bragg mais avec des ordres de diffraction supérieurs pour augmenter encore la séparation des bras de l'interféromètre. Il est prévu de détecter les atomes par fluorescence car les atomes seront plus lents, ce qui rend beaucoup plus aisée la détection du signal de fluorescence.

Annexe A - Données concernant le lithium

Cette annexe rassemble quelques données numériques concernant l'atome de lithium et sa diffraction par une stationnaire laser quasi-résonnante. Le lithium (du grec lithos signifiant « pierre ») a été découvert par Johan August Arfwedson en 1817. Le lithium pur est un métal mou, de couleur blanc argenté, qui se ternit et s'oxyde très rapidement au contact de l'air et de l'eau, prenant une teinte grise devenant rapidement noir. L'atome de lithium est présent à l'état naturel sous la forme de deux isotopes stables : l'isotope majoritaire dans la nature est l'atome de lithium 7 avec une abondance de 92.4 % et une masse $m(^7Li) = 7.016004$ u et le lithium 6 présente une abondance de 7.6 % une masse $m(^6Li) = 6.015122$ u [139].

Structure énergétique des niveaux du lithium

Le lithium est un atome paramagnétique avec un état fondamental $^2S_{1/2}$. Pour l'isotope 6, $I = 1$ et pour l'isotope 7, $I = 3/2$. A l'état fondamental, l'atome de lithium peut se trouver dans deux niveaux hyperfins avec un moment cinétique total $F = I \pm 1/2$. La figure (III.55) présente la structure énergétique des premiers niveaux pour chaque isotope naturel.

La durée de vie de l'état 2P du lithium a été mesurée par l'équipe de R.G. Hulet [104] et vaut $\tau = 27.102(2)$ ns. La largeur naturelle de de la raie atomique $^2S - ^2P$, supposée identique pour les deux isotopes, est déduite de cette valeur :

$$\Gamma/(2\pi) = 5.872 \text{ MHz} \quad (\text{III.96})$$

Intensité de saturation

On détermine l'intensité de saturation à partir du paramètre s :

$$s = \frac{\Omega_1^2/2}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (\text{III.97})$$

où Ω_1 est la pulsation de Rabi associée à la transition. L'intensité de saturation se calcule en posant $s = 1$ et pour la transition $^2S - ^2P$, elle vaut $I_{sat} = 0.85 \text{ mW/cm}^2$.

Pulsation de recul

Lorsque l'atome absorbe ou émet un photon résonnant, il accumule une impulsion de recul. La pulsation de recul est donnée par $\hbar\omega_r = \hbar^2 k_L^2 / (2m)$ où k_L est le vecteur d'onde laser. Pour le lithium 7, la pulsation de recul vaut $\omega_r / (2\pi) = 63.109 \text{ kHz}$. On obtient cette valeur pour une onde laser résonnante, mais dans notre expérience ω_r est légèrement

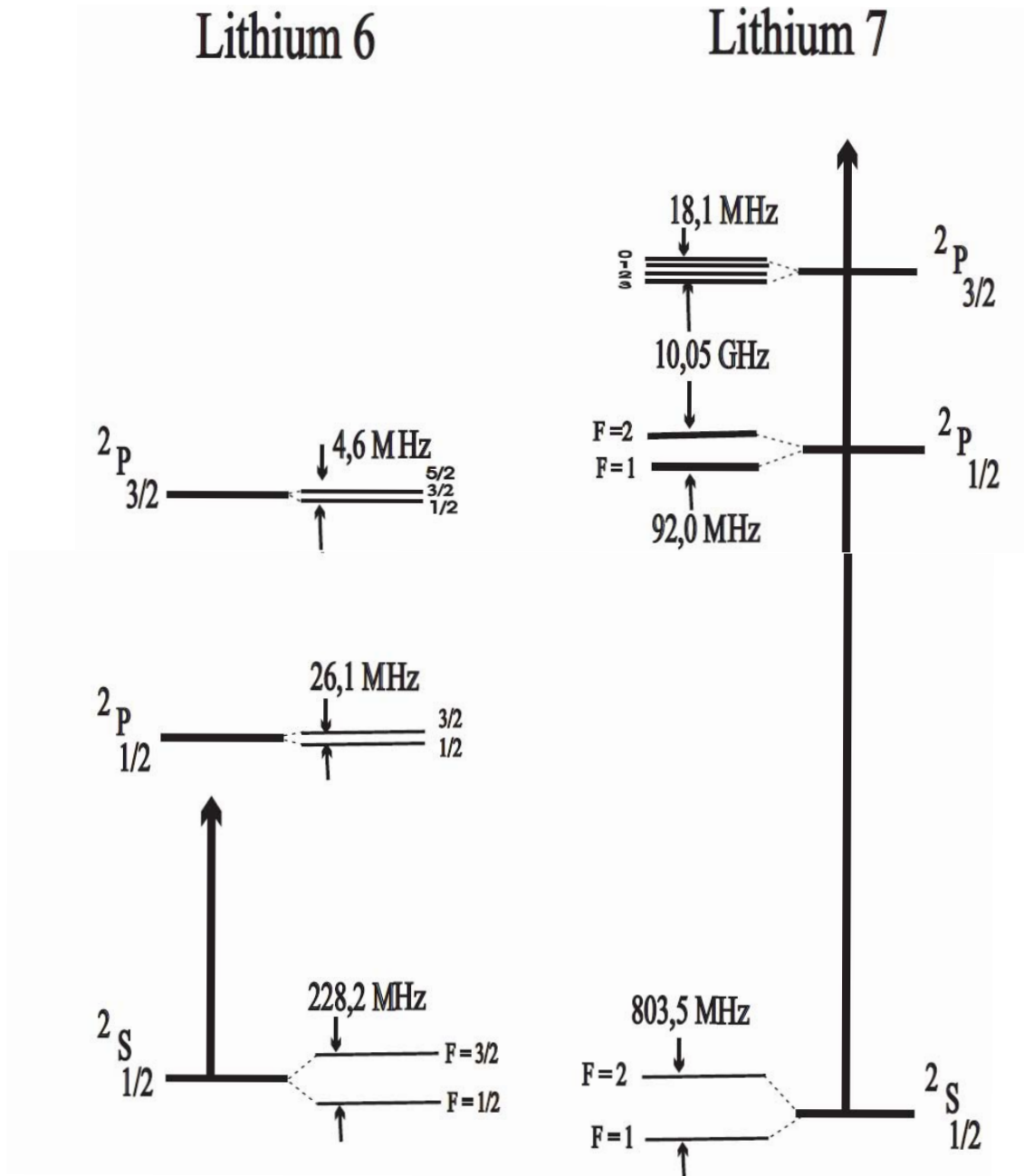


FIGURE III.55 – Structure énergétique des trois premiers niveaux du lithium [101, 140]. La flèche verticale indique la transition utilisée ($2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$) pour diffracter le lithium avec les ondes stationnaires laser. Le niveau fondamental se subdivise en niveaux hyperfins mais l'écart entre les niveaux hyperfins de l'état excité est trop faible pour résoudre sa structure hyperfine.

différent car le laser est désaccordé de quelques GHz vers le bleu pour éviter l'émission spontanée lors de la diffraction.

Tableau récapitulatif

Le tableau (III.19) suivant regroupe quelques données numériques concernant le lithium 7.

Quantité	Notation	Valeur pour le ${}^7\text{Li}$
Masse	m	7.016004 u
Ecartement hyperfin	ΔE	803.5 MHz
Largeur naturelle de la raie ${}^2S - {}^2P$	$\omega_r/(2\pi)$	5.872 MHz
Dipôle de la transition ${}^2S - {}^2P$	d_{SP}	3.45×10^{-29} C.m
Pulsation de recul	$\Gamma/(2\pi)$	63.109 kHz
Intensité de saturation	I_{sat}	0.85 mW/cm ²

TABLE III.19 – Tableau récapitulatif de valeurs numériques concernant le lithium.

Annexe B - Construction d'un heat pipe

Cette annexe présente la construction d'une cellule (ci-après dénommée "heat pipe") contenant une vapeur atomique de lithium dans le but de faire de la spectroscopie par absorption saturée. Par le passé, une telle cellule a déjà été construite par Caroline Champenois [32] mais elle nécessite un refroidissement à l'eau. Nous avons récemment développé un nouveau heat-pipe qui est moins encombrant et surtout qui ne nécessite pas de refroidissement hydraulique. La construction et la caractérisation de cet appareil sont détaillés dans un article, soumis à la revue "Review of Scientific Instruments", reproduit ci-après.

A passively cooled heat pipe for spectroscopy

J. Gillot, C. Lemarchand, I. Braud, B. Decamps, A. Gauguet, J. Vigué and M. Büchner*

*Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité -IRSAMC
Université de Toulouse-UPS and CNRS UMR 5589 118,
Route de Narbonne 31062 Toulouse Cedex, France*

We have developed and characterized a heat pipe for lithium spectroscopy, which is cooled only by air-convection, although its operating temperature is 330°C: its construction is simple, of moderate cost and it is very reliable. A thermal model proves that heat-pipes without water cooling can be used up to considerably higher temperatures.

PACS numbers: 07.57.-c,78.47.nd

I. INTRODUCTION

Heat pipes were initially developed as heat conduction devices [1, 2]. In 1969, C.R. Vidal and J. Cooper applied heat pipes to spectroscopic studies [3]: it is thus possible to produce an atomic or molecular vapor in the central part of a heated tube terminated by water-cooled windows which are protected against vapor condensation or chemical attack by an inert buffer gas. The vapor condenses on a mesh placed in the pipe and capillary forces transport the liquid back to the evaporation zone. Many spectroscopic heat pipes have been built following this design [4] and a complete review exceeds the scope of this note. Their popularity is proved by efforts of cost minimization [5] and by their use in education [6].

When a laser must be locked on a lithium transition, a lithium heat pipe is the most common choice [7–11], because glass cells suffer from chemical attacks at the temperatures needed to reach a sufficient vapor pressure. Another method is to lock an auxiliary laser on a molecular iodine transition lying close to the lithium D lines and to measure the frequency beat with the laser resonant with lithium. Molecular iodine offers a large manifold of transitions in the 500-700 nm range [12] and, usually, a favorable transition can be found close to the required laser frequency: for instance, Y-C. Huang *et al.* [13, 14] used an iodine line at about 6 GHz of the D₁-line of ⁷Li and they achieved a high frequency stability of the laser locked on the iodine line.

Heat pipe windows are traditionally water-cooled, with the risk of water leaks on an optical table covered by many expensive components. We describe here a lithium heat pipe operating at $T_{HP} = 330^\circ\text{C}$, cooled only by air convection. We present a saturated absorption spectrum of lithium D₂-line recorded with this heat pipe. Finally, we describe a simple thermal model which explains where heat is dissipated and which can be used to extrapolate this design to higher temperatures.

II. DESIGN AND OPERATION OF OUR HEAT PIPE

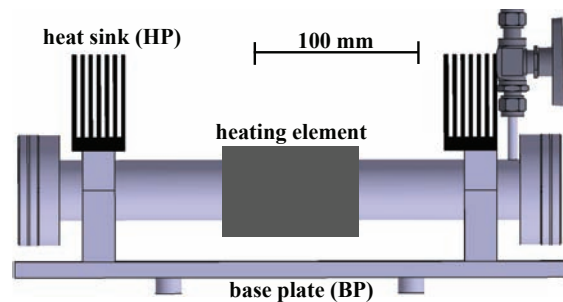


FIG. 1: Scale drawing of our heat-pipe and its support. The heat is conducted by two thick holders to three heat sinks, the base plate and two electronics heat sinks. The base plate area is about 460 cm² and each finned heat sink has a total area close to 400 cm².

Fig.1 shows a technical drawing of our heat pipe, which is built with common UHV components: DN35CF stainless steel flanges are soldered on a stainless steel tube (external diameter $d = 38$ mm, wall thickness $e = 1.5$ mm). The flanges are sealed by DN35CF glass windows with copper gaskets. Its overall length is 330 mm. The 110 mm-long central part is heated by a 2.5 m-long 2mm-external diameter Thermocoax heating element, with two oppositely wound layers, in order to minimize the magnetic field. The mesh is a 200 mm long sheet cut in a stainless steel wire grid with a 90 μm period.

After a thorough cleaning of the pipe and of the mesh, we introduce about 1 g of pellets of natural lithium on the mesh and we evacuate the heat pipe by a turbomolecular pump connected through the 4 mm internal diameter stainless steel tube (see Fig.1). We then introduce argon as a buffer gas at a pressure near 0.2 mbar and we close the valve (HOKE model 7155). During the first operation, a temperature near 400°C is needed to break the oxidized shells of the pellets. The usual operating temperature, $T_{HP} = 330^\circ\text{C}$, is reached with a power $P = 60$ W ($I = 3$ A and $V = 20$ V). At this temperature,

*Electronic address: matthias.buchner@irsamc.ups-tlse.fr

lithium vapor pressure and density are $p \approx 10^{-5}$ mbar and $n \approx 10^{11}$ atoms/cm³ [16]. With a room temperature $T_0 \approx 24^\circ\text{C}$, we measured the windows temperature to be near 31°C . With the help of a diffusion model [15], we estimate the thickness of the lithium layer deposited on the windows to be of the order of 2 nanometers/year, which is negligible.

III. SATURATED ABSORPTION SPECTROSCOPY OF LITHIUM D₂ LINE

We use our heat-pipe in a traditional saturation spectroscopy set-up to frequency lock lasers on one lithium transition. A linearly polarized and phase modulated laser beam (Toptica DL100, pump beam with a waist $w_0 = 3$ mm, 1 mW power, modulation frequency about 5 MHz), is sent through the heat pipe, pass through a density filter, a quarter-wave plate and is reflected by a mirror. The attenuated outgoing beam (probe beam), which is orthogonally polarized with respect to the incoming pump beam, is reflected by a polarization cube and sent to a photodiode. After demodulating the electrical signal, we obtain the derivative of the saturated absorption spectrum, which is used as an error signal and we obtain a laser frequency jitter less than 0.5 MHz.

Fig. 2 shows a typical spectrum of the D₂ line of ⁷Li ($^2S_{1/2}, F = 1, 2 \rightarrow ^2P_{3/2}, F' = 0, 1, 2, 3$) at $\lambda_L = 671$ nm, with a Doppler-generated level crossing, clearly visible in the middle of the two main lines. On the FM spectroscopy, the peak-to-peak frequency is 18 MHz comparable to the hyperfine splitting of the $^2P_{3/2}$ state (18.3 MHz [17]). We have also observed the D₁ line of ⁷Li and D₂ line of ⁶Li. For the D₁ line of ⁷Li, the hyperfine transitions are well resolved and the lines can be well fitted by the derivative of a Lorentz profile, with a measured Lorentz width equal to 29 MHz. The Lorentz width of each hyperfine components should be equal to $\Gamma/2\pi = 5.9$ MHz but there are several sources of line broadening: laser saturation, with a maximum power density of 3.5 mW/cm² and a saturation intensity 2.6 mW/cm² [18], broadens the line width to 9 MHz; Zeeman effect due to the local Earth field contributes for about 1.5 MHz and the magnetic field due to the heating element has a negligible effect; finally collision broadening by argon gas [19] should induce an additional broadening near 3 MHz. We think that the dominant contribution to the observed line width is collision broadening by gases produced by outgassing of the heat pipe walls. Typical broadening rates being 10 – 20 MHz/mbar, a pressure of about 1 mbar is sufficient to explain the observed width.

IV. MODEL OF THE HEAT PIPE THERMAL EQUILIBRIUM

We have estimated the various heat fluxes, by describing the system as a network of thermal resistances con-

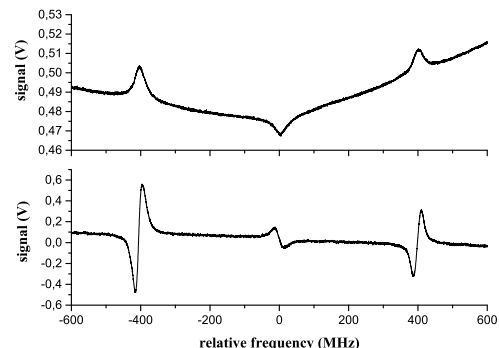


FIG. 2: Upper panel: Doppler-free saturated absorption signal of lithium D₂ lines. The lower panel shows its derivative. The total scan time is 20 ms.

necting the heat source at temperature T_{HP} to the heat sinks which are the surrounding air and the optical table, both at room temperature T_0 . We must consider heat transfer by conduction and by air convection. As the heat pipe is symmetric, the network represents only one half of it (see Fig. 3). In the case of conduction, we approximate the thermal resistance R of the different elements by the equation $R = L/(\kappa S)$, which is valid for a bar of length L , section area S (when the shape is not a bar, we use approximate values of L and S). The thermal conductivity κ is taken equal to $\kappa_{ss} \approx 16$ W/(K.m) for stainless steel and $\kappa_{al} \approx 134$ W/(K.m) for aluminium alloy [20].

Heat dissipation by convection is proportional to the temperature difference and to the area S_{ext} of the external surface. The thermal resistance is given by $R_{conv} = 1/(h_{conv}S_{ext})$. The value of the coefficient h_{conv} depends on the geometry and on the air motion, with values ranging from $h_{conv} = 5$ to 25 W/(K.m²) [21]. We neglect the temperature gradients in the base plate and in the electronics heat sinks, because of their high thermal conductivity. For the heat pipe, if we assume a linear temperature gradient, the thermal resistance is given by $R_{conv,T} = 1/(2h_{conv}S_{ext})$ and the validity of this approximation is discussed in the supplementary material [15].

The total thermal resistance, which determines the heating power, depends on the coefficient h_{conv} which is not well known and we have chosen $h_{conv} \approx 15$ K/(W.m²) to match the total thermal resistance. The calculated temperatures of the upper heat sink, $T_{HS} = 49^\circ\text{C}$ and of the base plate $T_{BP} = 37^\circ\text{C}$, are in reasonable agreement with their measured values $T_{HS} = 43^\circ\text{C}$ and $T_{BP} = 36^\circ\text{C}$. We have not tried to extend our model to predict the window temperature because of the complexity of the flange assembly. Our model tells us where the power is dissipated: 88% by air convection (53% directly from the tube, 28% through the electronics heat sinks, 7% through the base plate) and 12% by transfer to the optical table, a fraction which can be easily reduced

Resistance	$R_{cond,T}$	$R_{conv,T}$	R_H	R_{Sp}	R_{BP}	R_{HS}
K/W	21	20	0.14	0.9	3	1.8

TABLE I: Thermal resistances in K/W used in our model

by using low-conduction spacers.

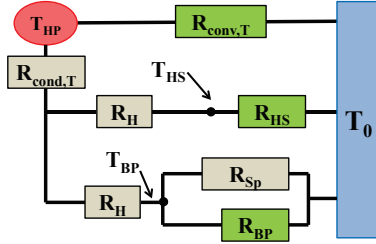


FIG. 3: The network of thermal resistances representing the heat flux of one half of our heat pipe (in grey, conduction resistances and in green convection resistance). T_{HP} , T_{HS} and T_{BP} are the temperatures of the heat pipe, of the heat sink and of the base plate respectively.

It may be very interesting to reduce the heating power for the same heat pipe temperature or to reach higher temperatures with a similar power. The simplest way is to reduce the pipe diameter because $R_{cond,T}$ and $R_{conv,T}$, which dominate the equivalent resistance of the network are both inversely proportional to this diameter: for instance, with a 16mm-external diameter tube having the same 1.5mm-wall thickness (a pipe commonly used with DN16CF flanges), the heating power will be reduced by a factor 2.4. Another possibility is to use a longer thermally insulated pipe: insulation will reduce the power lost by air convection from the tube and a longer tube

will reduce the power transferred to the holders, in order to keep their temperature rather low. By combining these possibilities, with a power below 100 W, it is possible to reach a temperature $T_{HP} \approx 800^\circ\text{C}$, sufficient to work with magnesium or barium.

V. CONCLUSION

In this paper, we have described a lithium heat pipe operating at a temperature $T_{HP} = 330^\circ\text{C}$, sufficient for atomic spectroscopy of lithium, as illustrated by a saturated absorption spectrum of $^7\text{Li D}_2$ line. This heat pipe is cooled solely by air convection, which prevents the risk of water leaks on an optical table and which also saves water. The construction of this heat pipe is simple and of moderate cost. The thermal model we have developed tells us the fraction of the heating power transferred to the optical table. This model can be used to extrapolate this design for an operation at higher temperatures and, after design optimization, a temperature $T_{HP} \approx 800^\circ\text{C}$ is feasible with a heating power near 100 W, still without water cooling. We have also developed a model to describe lithium diffusion toward the windows and we find that, in agreement with experiment, the thickness of the lithium layer deposited on the windows is negligible.

VI. ACKNOWLEDGEMENTS

We thank D. Castex, M. Gianesin and L. Polizzi for the construction of this heat-pipe. We thank CNRS INP, ANR (grant ANR-11-BS04-016-01 HIPATI) and Région Midi-Pyrénées for support.

-
- [1] G.M. Grover, T.P. Cotter, and G.F. Erickson, J. Appl. Phys. **35**,1990 (1964).
 - [2] I.C. Finlay and D.B. Green, J. Phys. E: Sci. Instrum. **9**, 1026 (1976).
 - [3] C.R. Vidal and J. Cooper, J. Appl. Phys. **40**, 3370 (1969).
 - [4] C.R. Vidal, in the Series Experimental Methods in the Physical Sciences, Vol. 29B, Atomic, Molecular and Optical Physics, Atoms and Molecules edited by F.B.Dunning and R.Hulet, pp. 67-83 (1996), Academic, New York.
 - [5] D. Hite *et al.*, Am. J. Phys. **65**, 1017 (1997).
 - [6] T.T. Grove *et al.*, Eur. J. Phys. **30**, 1229 (2009).
 - [7] K. Ladouceur *et al.*, JOSA B **26**, 210 (2009).
 - [8] G. Ferrari, PhD thesis, University Paris 6, (2000), available on <http://tel.archives-ouvertes.fr>
 - [9] T.G. Tiecke, PhD thesis, Univ. of Amsterdam, unpublished (2009), available on <http://staff.science.uva.nl/>
 - [10] P.M. Duarte, PhD thesis, Rice Univ., Houston, unpublished (2001), available on <http://scholarship.rice.edu/handle/1911/70234>
 - [11] J. Gillot *et al.*, submitted to Eur. J. Phys.
 - [12] S. Gerstenkorn and P. Luc, Atlas du spectre d'absorption de la molécule de l'iode $14800\text{ cm}^{-1} - 20000\text{ cm}^{-1}$ (Laboratoire Aimé Cotton CNRS II, (1978).
 - [13] Y.-C. Huang, H.-C. Chen, S.-E. Chen, J.-T. Shy and L.-B. Wang, Appl. Optics **52**, 1448 (2013).
 - [14] Y.-C. Huang, W.-J. Luo, Y.-T. Kuo and L.-B. Wang, J. Phys. B **46**, 075004 (2013).
 - [15] Supplementary material describing the lithium diffusion toward the windows and the thermal equilibrium of a pipe in the presence of conduction and convection.
 - [16] G. Gundlach *et al.*, Chem.Phys. **124**, 131 (1988)
 - [17] L. Windholz, H. Jäger, M. Musso, and G. Zerza, Z. Phys. D **16**, 41 (1990).
 - [18] H.J. Metcalf and P. Van der Straten, Laser cooling and trapping, (1999), Springer-Verlag, New-York.
 - [19] A. Gallagher, Phys. Rev. A **12**, 133 (1975).
 - [20] Aluminium alloy 2017A: www.thyssenfrance.com; stainless steel AISI-304: www.goodfellow.com
 - [21] e.g. www.engineeringtoolbox.com/convective-heat-transfer-d_430.html

Supplementary material for: A passively cooled heat pipe for spectroscopy.

J. Gillot, C. Lemarchand, I. Braud, B. Decamps, A. Gauguet, J. Vigué and M. Büchner*

*Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité -IRSAMC
Université de Toulouse-UPS and CNRS UMR 5589 118,
Route de Narbonne 31062 Toulouse Cedex, France*

In this supplementary material, we develop a model describing the diffusion of lithium toward the heat pipe windows and we use it to evaluate the thickness of the lithium layer deposited on the heat pipe windows. The diffusion constant of lithium in argon which is needed to apply this model is deduced from the lithium-argon measured potential or from a direct measurement, by temperature scaling. We also calculate the thermal equilibrium of a pipe simultaneously cooled by conduction and convection.

PACS numbers:

I. MODEL DESCRIBING THE DIFFUSION OF LITHIUM TOWARD THE HEAT PIPE WINDOWS

We develop here a simple calculation to estimate the quantity of lithium deposited on the heat-pipe windows. To make this calculation, we assume that the motion of lithium atoms is well described solely by their diffusion in the noble gas which fills the heat-pipe i.e. that we can neglect convective motion: this is probably a good approximation because the heat pipe is horizontal. With this approximation, the lithium density n is described by Fick's second law which in steady state gives:

$$\Delta n = 0 \quad (1)$$

We assume that lithium atoms stick on the tube walls so that the density n vanishes on the wall. We use cylindrical coordinates r, z adapted to the geometry of a tube and it is easy to solve equation (1). Assuming that lithium diffuses toward positive z values from a source with density n_0 located at $z = 0$, we get:

$$n(r, z) = n_0 \exp\left(-\frac{2\xi z}{d_i}\right) J_0\left(-\frac{2\xi r}{d_i}\right) \quad (2)$$

where J_0 is the zeroth order Bessel function and $\xi \approx 2.40$ is the first zero of J_0 . The interesting point of this solution is that the lithium density n decreases exponentially with a characteristic length $d_i/4.8$ independent of the value of the diffusion coefficient D : obviously this is true only if the mean free path is very small with respect to the tube internal diameter d_i and, with an argon pressure of 0.2 mbar, we evaluate the lithium mean path to be below 1 mm. If diffusion is a good approximation over a length $L_D \approx 100$ mm near the windows, with $d_i = 34$ mm, we calculate a very large attenuation of the density,

$n(z = L_D)/n_0 < 10^{-6}$. Using Fick's first law, we may now estimate the lithium flux $F(r, z = L_D)$ on the window surface. We calculate its value in the center $r = 0$ where it is maximum:

$$F_z(0, z = L_D) = -D \frac{\partial n}{\partial z} = \frac{2\xi D n_0}{d_i} \exp\left(-\frac{2\xi L_D}{d_i}\right) \quad (3)$$

We now need the value of the diffusion coefficient D , which is evaluated in the next section, $D \approx 0.24$ m²/s. We use for n_0 the maximum value of n , corresponding to the central part of the heat pipe, $n_0 \approx 10^{17}$ atoms/m³. We thus get an estimated value of the maximum lithium flux on the window equal to $F_z(0, z = L_D) \approx 2.5 \times 10^{12}$ atoms/m²s. Using the density of solid lithium $\rho_{Li} = 534$ kg/m³, we may convert this result to a practical unit, namely the thickness of the lithium layer deposited per year, found equal to 2 nanometers/year. This negligible value is in agreement with the fact that we have not observed any change of light transmission of the heat-pipe windows over a 2-year period.

II. THE DIFFUSION COEFFICIENT OF LITHIUM IN ARGON

As discussed in the previous section, the lithium flux at the windows is proportional to the diffusion coefficient D , while the exponential attenuation is independent of the D -value. In order to evaluate the lithium flux on the windows, we need the value of D for a temperature $T \approx 300$ K. Finally, lithium diffusion is dominated by lithium-argon collisions and we must evaluate the diffusion coefficient of lithium in argon.

We may use equation 8.2-44 of the book of J.O. Hirschfelder *et al.* [1], which gives the diffusion coefficient D assuming that the lithium-argon interaction potential is described by a Lennard-Jones 6-12 potential. Using the experimental values of the well depth and equilibrium position of the Li-Ar potential measured by R. Brühl and D. Zimmermann [2], we get a first estimate of the diffusion coefficient of lithium in argon,

*Electronic address: matthias.buchner@irsamc.ups-tlse.fr

$D = 0.25 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ for an argon pressure equal to 1 atm and, as D is inversely proportional to the gas density, we get $D = 0.12 \text{ m}^2/\text{s}$ at the heat pipe operating pressure, $p = 0.2 \text{ mbar}$.

J.P. Judish and R.W. Wunderlich [3] have measured the diffusion coefficient of lithium in argon at a temperature $T = 563 \text{ K}$, with the result $pD = (12.3 \pm 1.9) \text{ N/s}$, with the pressure p measured in N/m^2 . To correct this value to $T = 300 \text{ K}$, we use the dominant dependence of $pD \propto T^{3/2}$ given by J.O. Hirschfelder *et al.* and we get $D = 0.24 \text{ m}^2/\text{s}$ for our experimental conditions, $p = 0.2 \text{ mbar}$.

This second value is twice our first estimate. The difference is due to the approximations done in the theoretical estimate (in particular the assumption of a Lennard-Jones 6-12 potential) and also in the temperature scaling of the measured value [3]. The diffusion coefficients D of sodium in helium, neon and argon (see table I of the paper by P. Li and K.T. Tang [4]) exhibit a temperature scaling in T^α with $\alpha \approx 1.80$ (and not with $\alpha \approx 1.5$). If we apply a $T^{1.8}$ scaling to the measurement of J.P. Judish and R.W. Wunderlich, we get $D = 0.20 \text{ m}^2/\text{s}$.

III. THERMAL EQUILIBRIUM OF A PIPE IN THE PRESENCE OF CONDUCTION AND CONVECTION

We consider a linear pipe (external diameter d_e , thickness e , length L) surrounded by air at temperature T_0 . Once thermal equilibrium is reached, the power $P(z)$ transported by conduction is related to the local temperature $T(z)$ by the following equations describing heat

conduction and power loss by convection:

$$P(z) = -\kappa\pi d_e e \frac{dT}{dz} \quad (4)$$

$$\frac{dP}{dz} = -h_{conv}\pi d_e (T(z) - T_0) \quad (5)$$

To solve these coupled equations, we first derive equation (4) to get:

$$\frac{d^2T}{dz^2} = -\frac{h_{conv}}{\kappa e} (T(z) - T_0) \quad (6)$$

and we can write the general solution:

$$T = T_0 + A \cosh(qz) + B \sinh(qz) \quad (7)$$

$$\text{with } q = \sqrt{h_{conv}/(\kappa e)} \quad (8)$$

The constants A and B are deduced from the temperatures T_1 and T_2 at the two ends of the pipe. In the case of interest here, with T_1 close to T_0 and $T_2 - T_1 \gg T_1 - T_0$, the power transmitted by conduction is larger than the power emitted by convection if the product qL is small, $qL \leq 1$ and, in this case, the approximation done in our note (section IV) is good. With the values $h_{conv} \approx 15 \text{ W}/(\text{K}\cdot\text{m}^2)$, $\kappa_{ss} = 16 \text{ W}/(\text{K}\cdot\text{m})$ and $e = 1.5 \text{ mm}$, we get $q \approx 25 \text{ m}^{-1}$ and, as $L = 60 \text{ mm}$, $qL \approx 1.5$: as a consequence, our approximation is not well justified but we consider that a more refined treatment is not necessary in the present case.

[1] J.O. Hirschfelder, C.F. Curtiss and R.B. Bird, John Wiley and Sons, New York, 2nd edition (1964).
[2] R. Brühl and D. Zimmermann, Chem. Phys. Lett. **133**, 455 (1975).

[3] J.P. Judish and R.W. Wunderlich, J.Phys. B **20**, 2317 (1986).
[4] P. Li and K.T. Tang, J. Chem. Phys. **106**, 3825 (1997).

Bibliographie

- [1] Born, M. and Wolf, E. *Principles of Optics*. 289-290, Pergamon Press, (1964).
- [2] Michelson, A. A. and Morley, E. W. *Americal Journal of Science* **31**, 377 (1886).
- [3] Michelson, A. A. and Morley, E. W. *Americal Journal of Science* **34**, 333 (1887).
- [4] Sagnac, M. *Comp.Rend.Acad.Sci.Paris* **157**, 708 (1913).
- [5] Sagnac, M. *Comp. Rend. Acad. Sci. Paris* **157**, 1410 (1913).
- [6] De Broglie, L. *Annales de Physique* **3**, 2 (1924).
- [7] Davisson, C. and Germer, L. H. *Phys. Rev.* **30**, 705–740 (1927).
- [8] Estermann, I. and Stern, O. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* **61**, 95–125 (1930).
- [9] Marton, L., Simpson, J. A., and Suddeth, J. A. *Rev. of Scient. Instrum.* **25**, 1099–1104 (1954).
- [10] Rauch, H., T. W. and Bonse, U. *Phys. Lett.* **47A**, 369 (1974).
- [11] Rauch, H. and Werner, S. *Neutron interferometry : lessons in experimental quantum mechanics*. Oxford University Press, (2000).
- [12] Stern, O. *Z. Phys.* **7**, 249 (1921).
- [13] Stern, O. and Gerlach, W. *Z. Phys.* **8**, 110 (1921).
- [14] Carnal, O. and Mlynek, J. *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2689–2692 (1991).
- [15] Keith, D., Ekstrom, C., Turchette, Q., and Pritchard, D. E. *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2693–2696 (1991).
- [16] Ekstrom, C., Keith, D., and Pritchard, D. *Applied Physics B* **54**, 369–374 (1992).
- [17] Arimondo, E., Lew, H., and Oka, T. *Phys. Rev. Lett.* **43**, 753–757 (1979).
- [18] Grinchuk, V. A., Kuzin, E. F., Nagaeva, M. L., Ryabenko, G. A., Kazantsev, A. P., Surdutovich, G. I., and Yakovlev, V. P. *Physics Letters A* **86**, 136–138 (1981).
- [19] Moskowitz, P. E., Gould, P. L., Atlas, S. R., and Pritchard, D. E. *Phys. Rev. Lett.* **51**, 370–373 (1983).
- [20] Tanguy, C., Reynaud, S., and Cohen-Tannoudj, C. *Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics* **17**, 4623 (1984).
- [21] Gould, P. L., Ruff, G. A., and Pritchard, D. E. *Phys. Rev. Lett.* **56**, 827–830 (1986).

- [22] Martin, P. J., Oldaker, B. G., Miklich, A. H., and Pritchard, D. E. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 515–518 (1988).
- [23] Freimund, D. Aflatooni, K. and Batelaan, H. *Nature* **413**, 142 (2001).
- [24] Bordé, C. J. *Atom interferometry*, 257–290. Academic Press, Inc., San Diego (1997).
- [25] Kasevich, M. and Chu, S. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181–184 (1991).
- [26] Delhuille, R. Champenois, C. B. M. J. L. L. T. M. R. M. A. R. C. R. C. T. G. and Vigué, J. *C. R. Acad. Sci. Paris IV*, 587 (2001).
- [27] Delhuille, R., Champenois, C., Büchner, M., Jozefowski, L., Rizzo, C., Tréneç, G., and Vigué, J. *Applied Physics B : Lasers and Optics* **74**, 469–487 April (2002).
- [28] Miffre, A., Jacquey, M., Büchner, M., Tréneç, G., and Vigué, J. *Eur.Phys.J. D* **33**, 99–112 (2005).
- [29] Miffre, A., Jacquey, M., Büchner, M., Tréneç, G., and Vigué, J. *J. Chem. Phys.* **122**, 1–10 (2005).
- [30] Jacquey, M., Miffre, A., Büchner, M., Tréneç, G., and Vigué, J. *Europhys. Lett.* **75**, 688 (2006).
- [31] Miffre, A., Jacquey, M., Büchner, M., Tréneç, G., and Vigué, J. *Applied Physics B : Lasers and Optics* **84**, 617–625 (2006).
- [32] Champenois, C. *Interférométrie atomique avec l'atome de lithium : Analyse théorique et construction d'un interféromètre, applications.* Thèse, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, (1999)(<http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/04/56/78/PDF/tel-00003602.pdf>).
- [33] Lepoutre, S. *Mesure de précision par Interférométrie atomique. Interaction de Van der Waals et phase géométrique de He-McKellar-Wilkens.* Thèse, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, (2011)(<http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/65/90/28/PDF/TheseSL.pdf>).
- [34] Jacquey, M. *Expériences d'interférométrie atomique avec l'atome de lithium.* Thèse, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, (2006)(<http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/12/95/07/PDF/theseMJ14dec2006bon.pdf>).
- [35] Miffre, A. *Expériences d'interférométrie atomique avec l'atome de lithium. Mesure de précision de la polarisabilité électrique.* Thèse, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, (2005)(<http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/04/85/57/PDF/tel-00010449.pdf>).
- [36] Miffre, A., Jacquey, M., Büchner, M., Tréneç, G., and Vigué, J. *Phys. Rev. A* **73**, 011603(R) (2006).
- [37] Jacquey, M., Miffre, A., Tréneç, G., Büchner, M., Vigué, J., and Cronin, A. *Phys. Rev. A* **78**, 013638 (2008).
- [38] Jacquey, M., Büchner, M., Tréneç, G., and Vigué, J. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 240405 (2007).

- [39] Lepoutre, S., Jelassi, H., Lonij, V. P. A., Tréneç, G., Büchner, M., Cronin, A., and Vigué, J. *Europhys. Lett.* **88**, 20002 (2009).
- [40] Lepoutre, S., Lonij, V. P. A., Jelassi, H., Tréneç, G., Büchner, M., Cronin, A., and Vigué, J. *Eur. Phys. J. D* **62**, 309–325 (2011).
- [41] Lepoutre, S., Gauguet, A., Tréneç, G., Büchner, M., and Vigué, J. *Phys. Rev. Lett.* **109**, 120404 (2012).
- [42] Berry, M. *Proc. R. Soc. Lond. A* **392**, 45–57 (1984).
- [43] Hannay, J. H. *Journal of Physics A : Mathematical and General* **18**, 221 (1985).
- [44] Samuel, J. and Bhandari, R. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2339–2342 (1988).
- [45] Aharonov, Y. and Anandan, J. *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1593–1596 (1987).
- [46] Aharonov, Y. and Bohm, D. *Phys. Rev.* **115**, 485–491 (1959).
- [47] Olariu, S. and Popescu, I. I. *Rev. Mod. Phys.* **57**, 339–436 (1985).
- [48] Anandan, J. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1354–1357 (2000).
- [49] Tonomura, A., Osakabe, N., Matsuda, T., Kawasaki, T., Endo, J., Yano, S., and Yamada, H. *Phys. Rev. Lett.* **56**, 792–795 (1986).
- [50] Dowling, J. P., Williams, C. P., and Franson, J. D. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2486–2489 (1999).
- [51] Aharonov, Y. and Casher, A. *Phys. Rev. Lett.* **53**, 319–321 (1984).
- [52] Bragg, W. and Bragg, W. *Proc. Roy. Soc.* **88**, 428–438 (1913).
- [53] Bragg, W. and Bragg, W. *X-rays and Crystal structures.* (1915).
- [54] Champenois, C., Büchner, M., Delhuille, R., Mathevet, R., Robilliard, C., Rizzo, C., , and Vigué, J. *Eur. Phys. Journal D* **13**, 271–278 (2001).
- [55] Toennies, J. and Winkelmann, K. *J. Chem. Phys.* **66**, 3965–3979 (1977).
- [56] Beijerinck, H. and Verster, N. *Physica* **111**, 327–352 (1981).
- [57] Cummings, F. *J. Chem. Phys.* **63**, 4960–4967 (1975).
- [58] Langhoff, P. *Chemical Physics Letters* **12**, 217–222 (1971).
- [59] Kramer, H. L. and Herschbach, D. R. *J. Chem. Phys.* **53**, 2792–2800 (1970).
- [60] Standard, J. and Certain, P. *Journal of Chemical Physics* **83**, 3002–3008 (1985).
- [61] Meyer, H. *MPI für Strömungsforschung* **5** (1977).
- [62] Margrave, J. L. *J. Chem. Edu.* **41**, 590–598 (1964).
- [63] Biraben, F. and Labastie, P. *Opt. Comm.* **41**, 49–51 (1982).
- [64] Hänsch, T. and Couillaud, B. *Opt. Comm.* **35**, 441–444 (1980).
- [65] Fleming, M. and Mooradian, A. *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **17**, 44–59 (1981).
- [66] Harvey, K. C. and Myatt, C. J. *Opt. Lett.* **16**, 910–912 (1991).
- [67] Wieman, C. E. and Hollberg, L. *Rev. of Scient. Instrum.* **62**, 1–20 (1990).
- [68] Demtröder, W. *Laser Spectroscopy :Basic Concepts and Instrumentation.* (1996).

- [69] Langmuir, I. *Proc. R. Soc. Lond. A* **107**, 61–79 (1925).
- [70] Taylor, J. B. *Phys. Rev.* **35**, 375–380 (1930).
- [71] 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*. Thèse, Université Paul Sabatier, Toulouse, France, (2002)(<http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/04/51/68/PDF/tel-00002371.pdf>).
- [72] Kokorowski, D. A., Cronin, A. D., Roberts, T. D., and Pritchard, D. E. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2191–2195 (2001).
- [73] Chapman, M. S., Hammond, T. D., Lenef, A., Schmiedmayer, J., Rubenstein, R. A., Smith, E., and Pritchard, D. E. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3783–3787 (1995).
- [74] Hornberger, K., Uttenthaler, S., Brezger, B., Hackermüller, L., Arndt, M., and Zeilinger, A. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 1–4 (2003).
- [75] Uys, H., Perreault, J. D., and Cronin, A. D. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 150403 (2005).
- [76] Kastler, A. *Journal de Physique et le Radium* **11**, 461 (1950).
- [77] Brossel, J., W. J. and Kastler, A. *Journal de Physique et le Radium* **13**, 539 (1952).
- [78] Hawkins, W. and Dicke, R. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 1008 (1953).
- [79] Happer, W. *Rev. Mod. Phys.* **44**, 169–249 (1972).
- [80] Baum, C.D., C., and W., S. *App. Phys.* **21**, 121–126 (1980).
- [81] Reich, H. and Jülich, H. *NIMA* **288**, 249 (1990).
- [82] Dreves, W., Kamke, W., Broermann, W., and Fick, D. *Zeit. für Phys. A At. and Nuc.* **203**, 203–207 (1981).
- [83] Hils, D., Jitschin, W., and Kleinpoppen, H. *App. Phys.* **25**, 39–47 (1981).
- [84] Dreves, W., Jänsch, H., Koch, E., and Fick, D. *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1759–1762 (1983).
- [85] Cusma, J. T. and Anderson, L. W. *Phys. Rev. A* **28**, 1195–1197 (1983).
- [86] Gould, P. L., Ruff, G. A., Martin, P. J., and Pritchard, D. E. *Phys. Rev. A* **36**, 1478–1480 (1987).
- [87] Schinn, G. W., Han, X. L., and Gallagher, A. *JOSA B* **8**, 169–173 (1991).
- [88] Furuta, H. and Ohtsu, M. *Jap. Jour. of App. Phys.* **30**, 2921–2931 (1991).
- [89] Picqué, J. *Metrologia* **13**, 115 (1977).
- [90] Arditi, M., Hirano, I., and Tougne, P. *Jour. of Phys. D : App. Phys.* **11** (1978).
- [91] Avila, G., Giordano, V., Candelier, V., de Clercq, E., Theobald, G., and Cerez, P. *Phys. Rev. A* **36**, 3719–3728 (1987).
- [92] Masterson, B. P., Tanner, C., Patrick, H., and Wieman, C. E. *Phys. Rev. A* **47**, 2139–2145 (1993).
- [93] Baum, G., Granitza, B., Hesse, S., Leuer, B., Raith, W., Rott, K., Tondera, M., and Witthuhn, B. *Zeit. für Phys. D At., Mol. and Clust.* **22**, 431–436 (1991).

- [94] Lepoutre, S., Gauguet, A., Tréneç, G., Büchner, M., and Vigué, J. *Phys. Rev. Lett.* **109**, 120404 (2012).
- [95] Cohen-Tannoudji, C., J. Dupont-Roc, J., and Grynberg, G. *Atom-photon interactions*. Wiley Science Paperback, (1998).
- [96] Rotenberg, M. *The 3-j and 6-j Symbols*. (1959).
- [97] Born, M. and Wolf, E. *Principles of Optics*. (1964).
- [98] Peterson, D. and Anderson, L. W. *Phys. Rev. A* **43**, 4883–4888 (1991).
- [99] Finlay, I. C. and Green, D. B. *Jour. of Phys. E : Scient. Instr.* **9**, 1026 (1976).
- [100] Grover, G. M., Cotter, T. P., and Erickson, G. F. *Jour. of App. Phys.* **35**, 1990–1991 (1964).
- [101] Sansonetti, C. J., Richou, B., Engleman, R., and Radziemski, L. J. *Phys. Rev. A* **52**, 2682–2688 (1995).
- [102] Arimondo, E., Inguscio, M., and Violino, P. *Rev. Mod. Phys.* **49**, 31–75 (1977).
- [103] Yan, Z.-C. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5683–5686 (2001).
- [104] McAlexander, W. I., Abraham, E. R. I., and Hulet, R. G. *Phys. Rev. A* **54**, R5–R8 (1996).
- [105] Schmiedmayer, J., Chapman, M. S., Ekstrom, C. R., Hammond, T. D., Wehinger, S., and Pritchard, D. E. *PRL* **74**, 1043 (1995).
- [106] Giltner, D. *An interferometer for atoms using Bragg scattering from standing light waves*. PhD thesis, Colorado State University, Fort Collins, USA, (1996).
- [107] Bloch, F. and Rabi, I. I. *Rev. Mod. Phys.* **17**, 237–244 (1945).
- [108] Zener, C. *Proceedings of the Royal Society A* **137**, 696 (1932).
- [109] Miffre, A., Jacquy, M., Büchner, M., Tréneç, G., and Vigué, J. *Eur. Phys. J. D* **38**, 353–365 (2006).
- [110] He, X.-G. and McKellar, B. H. J. *Phys. Rev. A* **47**, 3424–3425 (1993).
- [111] Cimmino, A., Opat, G. I., Klein, A. G., Kaiser, H., Werner, S. A., Arif, M., and Clothier, R. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 380–383 (1989).
- [112] Sangster, K., Hinds, E. A., Barnett, S. M., and Riis, E. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3641–3644 (1993).
- [113] Zeiske, K., Zinner, G., Riehle, F., and Helmcke, J. *App. Phys. B* **60**, 205–209 (1995).
- [114] Görlitz, A., Schuh, B., and Weis, A. *Phys. Rev. A* **51**, R4305–R4308 (1995).
- [115] Ehrenberg, W. and Siday, R. E. *Proc. of the Phys. Soc. B* **62**, 8 (1949).
- [116] Hiley, B. *arXiv* **1304.4736** (2013).
- [117] Chambers, R. G. *Phys. Rev. Lett.* **5**, 3–5 (1960).
- [118] Bocchieri, P. and Loinger, A. *Il Nuovo Cimento A* **47**, 475–482 (1978).
- [119] Hagen, C. R. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2347–2349 (1990).

- [120] Klein, A. *Physica* **137B**, 230–234 (1986).
- [121] Casella, R. C. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2217–2220 (1990).
- [122] Ramsey, N. F. *Phys. Rev.* **78**, 695–699 (1950).
- [123] Badurek, G. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 307 (1993).
- [124] Bordé, C. J. *Physics Letters A* **140**, 10–12 (1989).
- [125] Aharonov, Y., Pearle, P., and Vaidman, L. *Phys. Rev. A* **37**, 4052–4055 (1988).
- [126] Wilkens, M. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 5–8 (1994).
- [127] McKellar, B. In *Seminaire Université Paul Sabatier Toulouse III*, (2013).
- [128] Baxter, C., Babiker, M., and Loudon, R. *Phys. Rev. A* **47**, 1278–1287 (1993).
- [129] Wei, H., Han, R., and Wei, X. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2071–2073 (1995).
- [130] Thompson, J., Rainville, S., and Pritchard, D. *Nature* **430**, 58–61 (2004).
- [131] Puchalski, M., Kędziera, D., and Pachucki, K. *Phys. Rev. A* **85**, 019910 (2012).
- [132] Lepoutre, S., Gillot, J., Gauguet, A., Büchner, M., and Vigué, J. *Phys. Rev. A* **88**, 043628 (2013).
- [133] Puchalski, M., Kędziera, D., and Pachucki, K. *Phys. Rev. A* **84**, 052518 (2011).
- [134] Mowat, J. R. *Phys. Rev. A* **5**, 1059–1062 (1972).
- [135] Kaldor, U. *J. Phys. B : At. Mol. Phys.* **6**, 71 (1973).
- [136] Sangster, K., Hinds, E. A., Barnett, S. M., Riis, E., and Sinclair, A. G. *Phys. Rev. A* **51**, 1776–1786 (1995).
- [137] Gillot, J., Lepoutre, S., Gauguet, A., Büchner, M., and Vigué, J. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 030401 (2013).
- [138] Hackermüller, L., Hornberger, K., Brezger, B., Zeilinger, A., and Arndt, M. *Nature* **427**, 711–714 (2004).
- [139] I.U.P.A.C. *Commission on atomic weight and isotopic abundances report*. (1998).
- [140] Lin, Z., Shimizu, K., Zhan, F., Shimizu, F., and Takuma, H. *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, L1324 (1991).

Auteur : Jonathan Gillot

Titre : Expériences en interférométrie atomique : application à la mesure des phases géométriques He-McKellar-Wilkens et Aharonov-Casher

Directeurs de thèse : Jacques Vigué, Matthias Büchner

Discipline : Physique de la Matière

Laboratoire : Collisions Agrégats Réactivité - UMR 5589

Soutenue le 5 novembre 2013 à l'IRSAMC - Université Paul Sabatier Toulouse III

Résumé : La famille des phases géométriques d'origine électromagnétique est formée de la phase Aharonov-Bohm (AB) prédite en 1959 et des phases Aharonov-Casher (AC) et He-McKellar-Wilkens (HMW) prédites en 1984 et 1993-1994 respectivement. Si la phase AB et la phase AC ont été rapidement observées expérimentalement, la phase HMW n'a été détectée qu'en 2011 par notre équipe au cours de la thèse de S. Lepoutre. La phase AC apparaît quand un dipôle magnétique interagit avec un champ électrique perpendiculaire à sa vitesse et au dipôle et la phase HMW, reliée à la phase AC par la dualité de Maxwell, apparaît quand un dipôle électrique interagit avec un champ magnétique perpendiculaire à sa vitesse et au dipôle. Cette thèse présente la mesure de ces deux phases à l'aide d'un interféromètre atomique de Mach-Zehnder fonctionnant avec l'atome de lithium ^7Li et utilisant la diffraction de Bragg par des ondes stationnaires laser. Dans ce manuscrit, je commence par présenter l'interféromètre atomique puis je décris le pompage optique du jet atomique de lithium dans un seul sous-niveau Zeeman-hyperfin $F = 2$, $M_F = +2$ (ou -2) et la caractérisation de son efficacité qui est voisine de $95 \pm 5\%$. Ce pompage a rendu indétectables les effets systématiques qui avaient compliqué la première détection de la phase HMW. Je présente ensuite les mesures des phases AC et HMW qui sont petites, de l'ordre de quelques dizaines de milliradians dans les conditions de cette expérience, avec une incertitude inférieure 10%. En variant la vitesse moyenne des atomes entre 750 m/s et 1500 m/s, nous avons observé que ces deux phases sont bien indépendantes de la vitesse ce qui prouve leur caractère géométrique.

Mots-clés : Interférométrie atomique, pompage optique, phase géométrique, effet Aharonov-Bohm.

Title : Experiments in atom interferometry : measurement of the He-McKellar-Wilkens and Aharonov-Casher geometrical phases.

Abstract : The family of topological phases of electromagnetic origin consists of the Aharonov-Bohm (AB) phase predicted in 1959 and of the Aharonov-Casher (AC) and He-McKellar-Wilkens (HMW) phases predicted respectively in 1984 and 1993-1994. The AB phase and the AC phase have been quickly detected by experiments while the HMW phase was detected in 2011 by our team during the thesis of S. Lepoutre. The AC phase appears when a magnetic dipole interacts with an electric field perpendicular to the velocity and the dipole. The HMW phase, connected to the AC phase by the Maxwell duality, appears when an electric dipole interacts with a magnetic field perpendicular to its speed and to the dipole. This thesis presents the measurements of these two phases with an atomic Mach-Zehnder interferometer operating with the lithium atom ^7Li and using Bragg diffraction by standing waves. I first describe the optical pumping of the atomic beam of lithium in a single Zeeman sublevel-hyperfine $F = 2$, $m_F = 2$ (or -2) and its efficiency is close to $95 \pm 5\%$. This pumping has made undetectable the systematic effects that had complicated the first detection of the HMW phase. I then present the measurements of the AC and HMW phases which are small, about several dozens of milliradians respectively in our experience, with an uncertainty lower than 10%. By varying the average velocity of the atoms between 750m/s and 1500 m/s, we have checked that these two phases are independent of the velocity which proves their topological character.