



HAL
open science

Réalisation d'un interféromètre atomique Stern-Gerlach à partir d'un jet supersonique d'argon métastable polarisé et analysé par lasers

Bruno Viaris de Lesegno

► **To cite this version:**

Bruno Viaris de Lesegno. Réalisation d'un interféromètre atomique Stern-Gerlach à partir d'un jet supersonique d'argon métastable polarisé et analysé par lasers. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris-Nord - Paris XIII, 2000. Français. NNT: . tel-00004661

HAL Id: tel-00004661

<https://theses.hal.science/tel-00004661>

Submitted on 15 Feb 2004

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

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



**Université Paris-Nord
Institut Galilée
Laboratoire de Physique des Lasers**

Thèse

en Sciences Physiques

présentée à l'Université Paris XIII
par

Bruno Viaris de Leseigno

pour obtenir le titre de
Docteur en Physique

Sujet :

Réalisation d'un interféromètre atomique Stern-Gerlach
à partir d'un jet supersonique d'argon métastable
polarisé et analysé par lasers.

Soutenue le 20 décembre 2000 devant le jury composé de :

Jean-Pierre ASTRUC
Jacques BAUDON
François BIRABEN
Freddy BROUILLARD
Bertrand GIRARD
Pierre PILLET
Jacques ROBERT

Merci à toute l'équipe IOA, présente et passée, et tout particulièrement à Jean Reinhardt et Marianne Stéfanini.

Merci à mes parents, mes sœurs et mes ami(e)s pour leur soutien et leur accueil pendant ces trois années.

Table des matières

Introduction	9
1 Les atomes utilisés	13
1.1 L'argon	13
1.2 L'argon métastable	14
2 Polarisation	17
2.1 Introduction	17
2.2 Méthodes magnétiques : effet Stern-Gerlach	17
2.2.1 Séparation spatiale angulaire	17
2.2.2 Variante : effet Stern-Gerlach longitudinal	20
2.3 Méthodes optiques	21
2.3.1 Rappels	21
Règles de sélection	22
États de polarisation des photons	22
Absorption et émission	23
Probabilités d'absorption et d'émission	24
Durée de vie, état métastable	27
Transitions ouvertes et fermées	27
Temps passé dans l'état excité	27
Action mécanique	28
Compétition entre émissions stimulée et spontanée?	30
2.3.2 Méthodes utilisant l'effet Zeeman	31
2.3.3 Méthodes purement optiques	33
Avec une transition fermée à 100 %	33
Avec une transition ouverte à 100 %	34
Cas imparfaits	34
Bilan	35
2.3.4 Influence de l'effet Doppler	35
À faible saturation	35
À forte saturation	37

2.4	Méthode retenue dans notre expérience	38
2.4.1	Polariseur	40
	Déviation du faisceau	42
2.4.2	Analyseur	44
3	Les sources laser	47
3.1	Nos besoins	47
3.2	Hérédité	47
3.3	Disposition actuelle	48
3.3.1	Sources de lumière	48
	Cavité étendue	48
	Géométrie du faisceau	51
	Isolateur optique	51
	Diodes de puissance injectées	53
3.3.2	Références atomiques	55
	Cellule d'argon	56
	Absorption saturée	57
	Lampe à cathode creuse	60
3.3.3	Asservissement en longueur d'onde	60
3.3.4	Contrôle, visualisation des faisceaux	61
3.3.5	Transport	62
3.3.6	Schéma optique - Plan de table	65
3.4	Améliorations en perspective	66
3.4.1	Nouvelles longueurs d'onde	66
3.4.2	Stabilité et largeur spectrale	66
	Élargissement du spectre	67
3.4.3	Accordabilité	67
3.4.4	Optique fibrée	68
4	Dispositif expérimental atomique	71
4.1	Nos besoins	71
4.1.1	Le vide	71
4.1.2	L'enceinte	71
4.1.3	La source	72
4.2	Hérédité	73
4.3	La source atomique	74
4.3.1	Source actuellement utilisée	74
	Le jet atomique	74
	Le canon à électrons	75
	Précautions d'utilisation	77
	Pannes	78

	Entretien	79
4.3.2	Source en projet	79
	Source à décharge	80
	Autres améliorations envisagées	81
4.4	Système de vide	82
4.4.1	Enceinte	82
4.4.2	Pompage	84
	Pompage secondaire	84
	Pompage primaire	86
4.4.3	Projets d'améliorations	87
4.5	Détection	88
4.5.1	Multiplicateurs d'électrons	89
4.5.2	Analyse transverse du faisceau	91
	Fentes d'analyse	91
4.5.3	Chaîne de comptage	92
	Réglage de la tension de polarisation du détecteur	94
4.5.4	Projets	95
	Galettes de microcanaux	95
	Lithographie	98
	Détection optique	98
4.6	Informatique d'acquisition	99
4.6.1	Types d'acquisitions	99
4.6.2	Cartes d'acquisition et d'interface	99
	Carte à compteurs simples	99
	Carte analyseur multicanaux	102
	Carte d'acquisition video	103
	Interface de commande de l'expérience	103
5	L'interféromètre	107
5.1	Objet de phase	107
5.1.1	Calcul du déphasage	107
5.1.2	Blindage magnétique	109
5.1.3	Les bobinages	109
	Champ longitudinal : solénoïde	109
	Champs transverses : cadres	110
5.2	Séparatrices - mélangeurs	111
5.2.1	Fonction	111
5.2.2	Transition de Majorana	113
5.2.3	Critère de transition	115
5.2.4	Réalisation pratique	116
5.2.5	Bobines guides	118

5.3	Vue d'ensemble	119
5.4	Calcul du signal atomique	120
5.4.1	Signal atomique en fonction de φ	120
5.4.2	Cas du champ anti-Helmholtz	124
6	La nanolithographie atomique	129
6.1	Les besoins	129
6.2	Les méthodes actuelles	130
6.3	la lithographie atomique	130
6.3.1	Atouts	130
6.3.2	Principe	131
6.3.3	Techniques de tracé	132
6.4	Notre méthode	133
6.4.1	Caractéristiques	133
6.4.2	Réduction du fond	133
6.4.3	Temps de pose	136
6.4.4	Effet Stern-Gerlach classique	137
	Étalement des paquets d'ondes	139
7	Résultats expérimentaux	143
7.1	Premier essai, avec l'hydrogène	143
7.1.1	Caractéristiques de l'interféromètre à hydrogène	143
7.1.2	Modulation transverse du faisceau	144
7.2	Premiers tests avec l'argon	146
7.2.1	Le faisceau atomique	146
7.2.2	Effet du laser polariseur	149
7.2.3	Tests de l'analyseur	150
7.3	Franges spatiales : un bel artefact	154
7.3.1	Action de l'objet de phase sur ces franges	155
7.3.2	Influence de l'analyseur	156
7.3.3	Influence du polariseur	158
7.3.4	Problèmes théoriques	158
7.3.5	Preuve de l'artefact	161
7.3.6	Conclusion	162
7.4	Signaux obtenus sur détecteur fixe	163
7.4.1	Rôle des bobinages externes	164
	Rôle de la bobine du polariseur	165
	Influence de l'analyseur	169
	Influence des bobines guides	174
7.4.2	Utilisation des bobinages internes	178
	Champ magnétique longitudinal	178

TABLE DES MATIÈRES

7

Champ magnétique transverse uniforme	180
Gradient magnétique transverse	182
7.4.3 Phases géométrique	184
7.5 Modulation transverse du faisceau	191
Conclusion	195
A Annexes	197
A.1 Notations et symboles	197
A.2 Détails sur la cellule d'argon d'Eindhoven	198
A.3 Connecteurs moteur pas à pas	199
A.4 Schéma de l'expérience	200
A.5 Étalonnage des différents bobinages	201
Bibliographie	203
Table des figures	207
Liste des tableaux	211

Introduction

L'interférométrie magnétique de Stern Gerlach remonte aux travaux de Frisch et von Halban sur les neutrons avec lesquels ils ont obtenu les premières franges d'interférence. Hormis quelques résultats obtenus par des groupes dont l'intérêt était plutôt la spectroscopie (High et Robiscoe, Bloom et Erdmann), et les expériences sur les neutrons des années 1980, les premières études systématiques sur des atomes ont été effectuées au début des années 1990 avec des atomes métastables d'hydrogène (Miniatura) [1, 2, 3, 4]. Cette méthode s'est développée indépendamment des autres travaux (Mlyneck, Pritchard, Bordé, Chu, Shimizu) et s'inscrit plutôt dans la ligne des travaux de Sokolov.

La transposition de l'hydrogène métastable au potassium et au césium a été ensuite réalisée. Dans le premier cas il s'agissait d'atomes de potassium d'énergie thermique, sélectionnés et analysés en spin par des aimants de Stern et Gerlach entourant des zones de superposition réalisée, soit par des transitions de Majorana, soit par des zones de radiofréquence (franges de Ramsey à deux zones). L'expérience, qui utilisait les états Zeeman hyperfins du potassium, s'est révélée intéressante par ses temps d'acquisition réduits provenant d'un flux atomique important (10^4 s^{-1}), ainsi que par la grande qualité de la sélection des vitesses (20 franges de chaque côté de la frange centrale). Mais l'expérience telle qu'elle était conçue ne permettait pas alors de progrès significatifs par rapport aux résultats obtenus (ou extrapolables) avec les atomes métastables d'hydrogène et elle a été laissée de côté pour l'instant.

La transposition aux atomes de césium lâchés depuis un piège magnéto optique s'est révélée bien plus fructueuse [13, 14, 15, 16, 17, 18]. Elle a mêlée l'optique laser, pour la préparation et l'analyse des atomes, et les configurations utilisant des champs magnétiques dépendant du temps. De nombreux résultats originaux ont été et restent à obtenir notamment en gravimétrie.

Pour être complet il faut citer les travaux de l'équipe de Heidelberg (De-Kieviet), avec la méthode de *spin echoe*, qui a travaillé sur les alcalins et sur les atomes d'hélium à l'état fondamental.

Pourquoi alors une autre transposition avec les atomes d'argon métastable? D'abord parce que les études que nous avons réalisées avec l'hydrogène métastable nous ont montré que l'on devait poursuivre des expériences plus fines, les derniers exemples étant les champs comobiles [36] et les modulations du profil de faisceau par gradient transverse [57]. Les atomes d'hydrogène métastables présentent de nombreuses qualités mais aussi de nombreux inconvénients expérimentaux, à savoir une très grande fragilité en présence de tout champ électrique parasite, un flux très faible, une distribution de vitesse thermique exigeant une sélection par temps de vol (et donc une perte de flux) lorsque l'on veut effectuer des études en fonction de la vitesse. D'autre part si les transitions optiques vers les états supérieurs sont accessibles, le schéma de leurs niveaux ne permet pas de modifier aisément le mouvement du centre de masse par laser. Un dernier inconvénient, relié aux études qui nous intéressent : il n'y a pas à notre disposition de détecteur sensible à la position qui soit simple d'emploi. Or La plupart des études qui ont été menées n'ont fait qu'effleurer cet aspect, alors qu'il est très important de connaître l'influence de l'interféromètre sur le profil transverse du jet des atomes, soit pour des recherches appliquées comme la lithographie atomique, soit pour des recherches fondamentales comme sur les effets de décohérence.

Un atome métastable de gaz rare est le candidat idéal pour dépasser ces écueils et nous avons choisi l'argon pour des raisons qui seront exposées au chapitre 1.

Au chapitre 2 nous indiquons les diverses méthodes possibles de polarisation d'un jet atomique et nous présentons celle que nous avons retenue.

Au chapitre 3 nous détaillons le système de lasers employé ainsi que le transport de la lumière jusqu'à l'expérience.

Nous avons rencontré cependant quelques désagréments liés à la logistique : des problèmes de secteur électrique, mais aussi la difficulté de travailler avec une enceinte à vide de belle taille, qui a certes fait ses preuves mais depuis très (trop) longtemps. C'est pour cela que le chapitre 4 commence par un rappel de l'histoire de ce dispositif en fonction depuis 30 ans afin que l'on comprenne mieux que souvent nos tentatives d'optimisation ont été soumises à des contraintes que nous ne maîtrisons pas. Vient ensuite la description des différents éléments constituant actuellement notre dispositif expérimental.

L'interférométrie de Stern Gerlach appliquée au cas des atomes de spin 2 est exposée dans le chapitre 5. On y a insisté sur la traduction expérimentale de la théorie ramenée à un enchaînement de quelques considérations simples.

La lithographie atomique fait l'objet du chapitre 6. On y présente les résultats que nous avons obtenus sur l'hydrogène et aussi nos espoirs avec l'argon par des simulations numériques.

Le chapitre 7 rassemble les premiers résultats expérimentaux que nous avons obtenus, certains attendus, d'autres inattendus parmi lesquels un splendide artefact et la mise en évidence de phases géométriques non cycliques.

Une conclusion brève tente de dégager les expériences à mener pour améliorer les résultats obtenus et ouvrir la voie à de nouvelles expériences.

La rédaction de ce manuscrit insiste beaucoup sur le côté expérimental, d'une part parce que cela reflète bien le travail mené pendant ces trois ans au sein du Laboratoire de Physique de Lasers, mais aussi pour essayer de laisser le maximum de détails sur le fonctionnement de cette expérience aux thésards et stagiaires à venir.

Chapitre 1

Les atomes utilisés

1.1 L'argon

Numéro atomique	18
Masse de ^{40}Ar	$6,636 \times 10^{-26} \text{kg}$
Spin nucléaire de ^{40}Ar	0
Abondance atmosphérique	0,93 %
Configuration électronique	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$
Potentiel d'ionisation	15,759 V

Isotope	abondance
40	99,6 %
36	0,3 %
38	0,07 %

TAB. 1.1 – Diverses données sur l'argon

Troisième composant de l'atmosphère terrestre, avec près de 1 %, l'argon est le gaz rare le moins rare, et donc le moins cher (prix comparable à l'azote : entre 20 et 100 F/m³ en bouteille de 11 m³, selon la pureté). Ses propriétés de gaz inerte lui donnent de nombreuses applications industrielles, la plus connue étant la «soudure à l'argon» (soudure à l'arc électrique sous atmosphère saturée d'argon pour empêcher l'oxydation).

En ce qui concerne les techniques du vide, qui nous concernent plus directement, l'argon est un gaz efficacement pompé et qui se désorbe bien des surfaces. C'est pourquoi il est une bonne alternative à l'azote pour la mise à l'air des enceintes (avant une intervention, on ramène l'enceinte à pression ambiante en la remplissant d'un gaz inerte, qui s'adsorbe sur les surfaces, empêchant l'oxygène et la vapeur d'eau atmosphériques, plus difficiles à pomper, de s'y fixer, ce qui permet une remise sous vide plus rapide).

Le *libre parcours moyen*, paramètre essentiel pour les expériences sur jet

atomique, se déduit de la pression P par la formule suivante :

$$L = \frac{1}{\pi\sqrt{2}\sigma^2} \frac{k_B T}{P} \quad (1.1)$$

Le paramètre σ , diamètre apparent de l'atome vaut 0,37 nm pour l'argon (proche de l'air : 0,38 nm). Donc, pour l'argon, à 25 °C, on a $LP=68 \mu\text{m mbar}$. Pour pouvoir négliger les collisions avec le gaz résiduel (supposé constitué d'argon), le libre parcours doit être nettement supérieur aux dimensions de l'expérience. Avec un bon vide primaire de 10^{-3} mbar, on obtient un libre parcours de 7 cm, ce qui est un peu court. Avec un vide secondaire médiocre de 10^{-5} mbar on obtient 7 m, ce qui est très suffisant.

1.2 L'argon métastable

En interférométrie de Stern-Gerlach, on utilise les états de polarisation du spin des particules (en fait le moment total $J = L + S$), on doit donc utiliser des particules avec un spin en champ faible non nul. Les gaz rares ne peuvent donc pas être utilisés dans leur état fondamental¹. On doit alors utiliser un niveau excité de spin non nul, mais dont la durée de vie est supérieure à la durée de l'expérience, dans notre cas le temps de parcours de la source au détecteur, soit quelques millisecondes.

L'argon possède deux niveaux métastables d'énergies voisines (environ 12 eV) – voir tableau 1.2. Le niveau 3P_2 possède les qualités requises : un spin $J = 2$ donnant 5 états de polarisation, et une durée de vie de 40 s largement suffisante pour des expérience en jet, ou même en piège.

niveau	configuration électronique	durée de vie	spin J	énergie interne	poids statistique
3P_0	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5 4s^1 \ ^3P_0$	50 s	0	11,55 eV	15 %
3P_2	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5 4s^1 \ ^3P_2$	40 s	2	11,72 eV	85 %

TAB. 1.2 – Les deux niveaux métastables de l'argon

L'énergie interne de ces niveaux métastables permet une détection directe des atomes : tout impact sur une surface provoque un retour au niveau fondamental avec libération de cette énergie, suffisante pour arracher un électron.

Si le flux est suffisant, on peut envisager de mesurer directement le courant électrique ainsi produit (*cylindre de Faraday*). Pour des flux plus faibles,

¹sauf lorsqu'ils ont un spin nucléaire I impair comme ^3He

on utilisera plutôt des amplificateurs du type *multiplicateur d'électrons*, ou *channeltron* (voir section 4.5.1, page 89), permettant de compter les atomes un par un avec une bonne efficacité. Cette technique d'acquisition (dite en *mode de comptage*) a l'avantage de nous affranchir du bruit analogique sur la chaîne de mesure.

Une autre possibilité de détection consiste à utiliser le fait qu'au contact d'une surface diélectrique, l'énergie du niveau métastable peut, au lieu d'arracher un électron, modifier les propriétés chimiques des constituants de la surface. La répartition des impacts peut ensuite, éventuellement après un processus chimique de révélation, être directement observée. Vu la complexité de mise en œuvre de cette technique, cette propriété est surtout utilisée pour la microlithographie (voir chapitre 6, page 129). Cependant la très haute résolution spatiale que l'on peut atteindre (de l'ordre de la dizaine de nanomètres) peut en faire une technique d'analyse intéressante dans certains cas.

Ne pas utiliser l'atome dans son niveau fondamental nous permet aussi d'envisager une détection sur *fond noir* : tout atome détecté provient du faisceau et non du gaz résiduel. On doit toutefois prendre garde au fait que les méthodes usuelles de production des métastables d'argon aboutissent à un mélange comprenant, certes, 85 % de 3P_2 mais aussi 15 % de 3P_0 , sans oublier les métastables des isotopes ^{36}Ar (0,3 %) et ^{38}Ar (0,07 %). Selon la qualité de bruit de fond requise, l'élimination de ces métastables indésirables demandera l'utilisation de un à cinq lasers accordés sur des transitions ouvertes (à 795 et 801 nm – voir figure 2.4, page 23 – et aux longueurs d'ondes correspondantes pour les isotopes 36 et 38).

Si l'on cherche un très faible niveau de bruit, l'importance de l'échange de métastabilité entre le faisceau et le gaz résiduel selon la réaction :



doit être évalué. Dans ce cas l'usage d'enceintes séparées, pompées de manière différentielle permet de limiter l'influence de ces processus, dont la section efficace est assez importante puisque ce sont des processus résonants [5, 6].

La figure 2.4 nous montre aussi que diverses possibilités de détection par absorption ou fluorescence sont possibles.

Chapitre 2

Polarisation

2.1 Introduction

Les notions de polariseur et d'analyseur en optique sont souvent assez proches, désignant tout filtre à polarisation, ne se distinguant que par l'usage que l'on en fait.

La caractéristique d'un polariseur (parfait) est que quel que soit l'état en entrée, le faisceau de sortie comporte un état de polarisation unique.

La fonction d'un analyseur (parfait) est de ne transmettre que la portion du faisceau incident présentant une certaine polarisation.

Ces deux fonctions peuvent être rassemblées dans le même dispositif, mais pas forcément : un système qui rassemble toutes les polarisations incidentes sur une seule fait un excellent polariseur, mais ne remplit pas la fonction d'analyseur.

Enfin, on n'a pas nécessairement besoin d'un analyseur, comme défini ci-dessus, pour analyser la polarisation d'un faisceau : un système de mesure par absorption ou fluorescence, dans un champ magnétique levant la dégénérescence des transitions, permet de sonder sans les modifier les populations des différentes polarisations.

2.2 Méthodes magnétiques : effet Stern-Gerlach

2.2.1 Séparation spatiale angulaire

Le principe est simple : il s'agit de reconstituer l'expérience historique de Stern et Gerlach (1921) [7, 8, 9, 10]. Le faisceau est soumis à un fort gradient magnétique transverse qui le sépare en autant de sous-faisceaux qu'il existe d'états de polarisation. Si la séparation spatiale obtenue est supérieure

à la largeur du faisceau initial, on obtient des faisceaux parfaitement polarisés. Il ne reste plus qu'à sélectionner grâce à un diaphragme la polarisation souhaitée (Fig. 2.1).

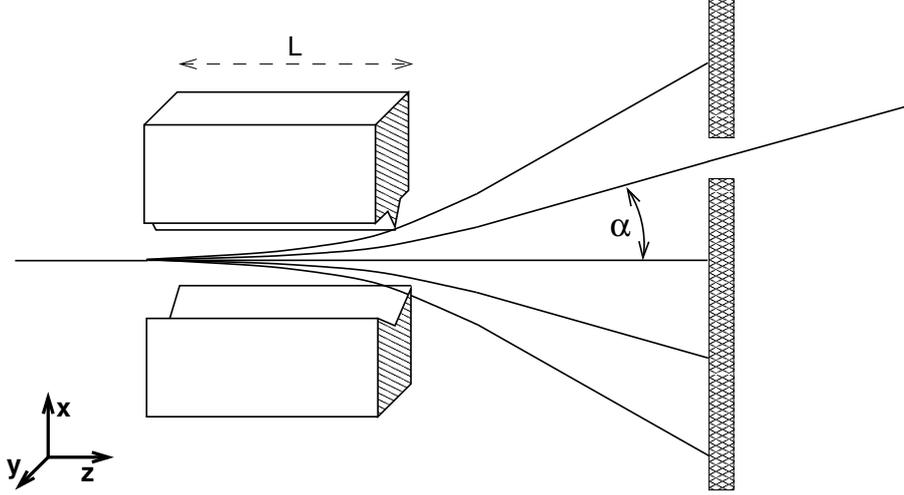


FIG. 2.1 – Principe du polariseur par effet Stern-Gerlach

L'effet Stern-Gerlach provient de la force qui résulte d'un gradient de potentiel Zeeman

$$E_{Zee} = m_J g \mu_B B \quad (2.1)$$

$$\vec{F} = -\overrightarrow{\text{grad}} E_{Zee} = -m_J g \mu_B \overrightarrow{\text{grad}} B \quad (2.2)$$

Si on note $G = \partial B / \partial x$ l'intensité du gradient magnétique, s'appliquant sur une longueur L , voyons ce qui arrive à un atome de masse m , de vitesse initiale $\vec{v} = v \hat{z}$, de moment magnétique $m_J \hat{x}$ (polarisation m_J) :

La force $\vec{F} = -m_J g \mu_B G \hat{z}$ s'applique pendant une durée $t = L/v$, donnant à l'atome une vitesse transverse $v_x = F t/m$. L'angle α de la trajectoire émergente avec la trajectoire initiale est donnée par :

$$\alpha \simeq \tan \alpha = \frac{v_x}{v} = \frac{-m_J g \mu_B G L}{m v^2} = \eta \frac{m_J G L}{v^2} \quad (2.3)$$

Pour $^{40}\text{Ar}^3\text{P}_2$, $\eta = 210 \text{ m}^2\text{s}^{-2}\text{T}^{-1}$; en prenant $v = 540 \text{ m/s}$, on obtient une déviation de 10 mrad pour un produit $G L$ de 14 T. Ceci peut être obtenu par exemple avec un champ de 700 G/mm sur 20 cm, ce qui donne une séparation entre faisceaux de 1 mm en sortie de l'aimant et 3 mm au bout de 20 cm, ce qui paraît raisonnable pour une utilisation sur faisceau de diamètre 1 mm.

Les principaux avantages de ce système sont [11, 12] :

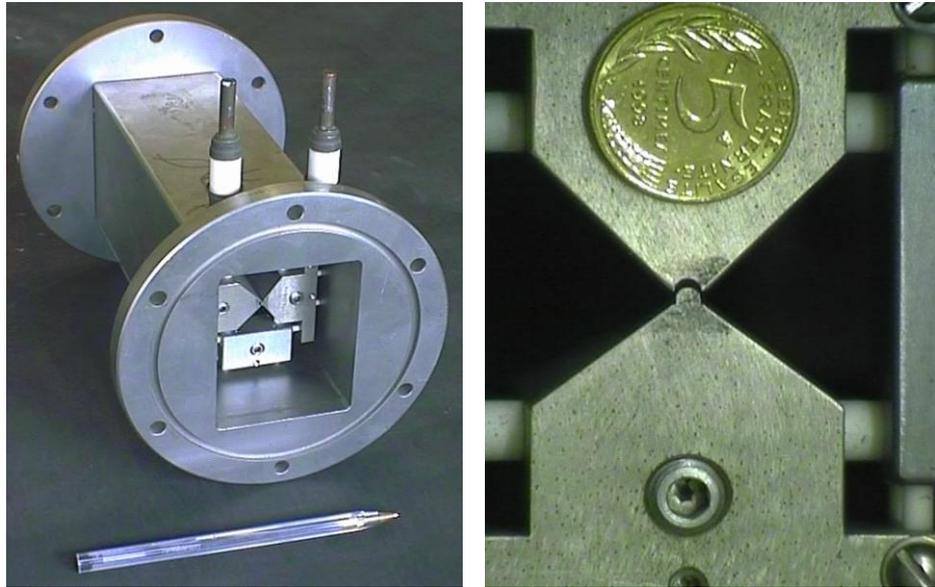


FIG. 2.2 – Polariseur Stern-Gerlach utilisé sur notre interféromètre à potassium

- on obtient un polariseur ou analyseur *parfait* : 100% des atomes ayant la polarisation m_J dans le faisceau incident se retrouvent dans le faisceau J (analyseur parfait) et le faisceau J est polarisé à 100% dans l'état m_J (polariseur parfait).
- ce système est *robuste* et *simple* d'emploi (pas de lasers à asservir, etc.).
- ce système est *polyvalent* : cette méthode est potentiellement utilisable sur tout atome de spin non nul (mais à quoi servirait un polariseur pour atomes de spin nul ?), il suffit de déplacer le diaphragme et/ou changer l'intensité du gradient. Cette manœuvre permet d'autre part, pour un atome donné de sélectionner n'importe-quel état de polarisation.
- *coût* très compétitif surtout s'il n'existe pas de diode laser à la longueur d'onde adéquate.

Cette technique présente toutefois les difficultés ou inconvénients suivants :

- un *encombrement* important, typiquement plusieurs décimètres (40 cm dans l'exemple précédent).
- nécessité d'un *alignement* soigneux du polariseur sur le faisceau, de l'ordre du milliradian.
- *déviaton* du faisceau émergent par rapport au faisceau incident (sauf $m_j = 0$), ce qui peut toutefois être un moyen de se débarrasser des photons parasites éventuellement émis par la source.
- *sensibilité à la vitesse* des atomes incidents : $\alpha \propto 1/v^2$, toute dispersion dans la vitesse longitudinale des atomes est convertie en divergence des

sous-faisceaux. Au delà de la dégradation des qualités géométriques du faisceau, ce phénomène peut provoquer le mélange des différents sous-faisceaux si $J > 1$. Par exemple, les atomes $m_J = 1$ de vitesse $v_0 - 33\%$ et $m_J = 2$ de vitesse $v_0 + 33\%$ suivent les mêmes trajectoires. La sélection de $m_j = 0$ n'est cependant pas affectée.

On peut cependant dans certains cas ($J \leq 1$ ou distribution de vitesses pas trop large) tirer avantage de cet effet dispersif pour effectuer une très bonne *selection en vitesse* des atomes en utilisant comme diaphragme une fente fine.

- possible nécessité d'un *refroidissement* par eau sous vide dans le cas d'utilisation d'électro-aimants.

2.2.2 Variante : effet Stern-Gerlach longitudinal

Si on applique aux atomes un gradient longitudinal, la force exercée est colinéaire à l'axe z , et c'est la vitesse longitudinale qui est modifiée. À moins de plonger la moitié de l'expérience dans un champ magnétique uniforme, les atomes rencontrent obligatoirement un gradient longitudinal de direction opposée, de manière à retourner à la valeur initiale (nulle) du champ magnétique, ce qui engendre des forces de direction opposée à celles subies auparavant.

Le travail des forces magnétiques, égal à la variation de l'énergie Zeeman, est globalement nul, les différents états de polarisation ressortent donc tous dans la même direction, avec la même vitesse. Cependant, dans la zone de champ magnétique non nul, les différentes polarisations ont des vitesses différentes, ce qui se traduit par des écarts temporels en sortie.

En utilisant une *source pulsée*, il est donc possible d'obtenir une séparation temporelle, et donc spatiale des atomes selon leur polarisation.

Cette méthode est utilisée avec succès [13, 14, 15, 16, 17, 18] par l'équipe de R. Barbé, O. Gorceix et J. C. Keller de notre laboratoire, pour l'analyse en polarisation d'atomes de césium lâchés d'un piège magnéto-optique dans un interféromètre de Stern-Gerlach

Le schéma de principe de cette expérience est donné figure 2.3. La méthode a en fait été améliorée par l'utilisation de champs pulsés : le champ est appliqué pendant que les atomes entrent dans la bobine, puis lorsqu'ils arrivent dans la zone de champ uniforme, le champ est coupé. Ainsi, les atomes subissent une force magnétique à l'entrée de la bobine, mais pas à la sortie. Les différentes polarisations conservent donc des vitesses différentes tout au long de l'expérience, ce qui augmente grandement leur séparations spatiales et temporelles.

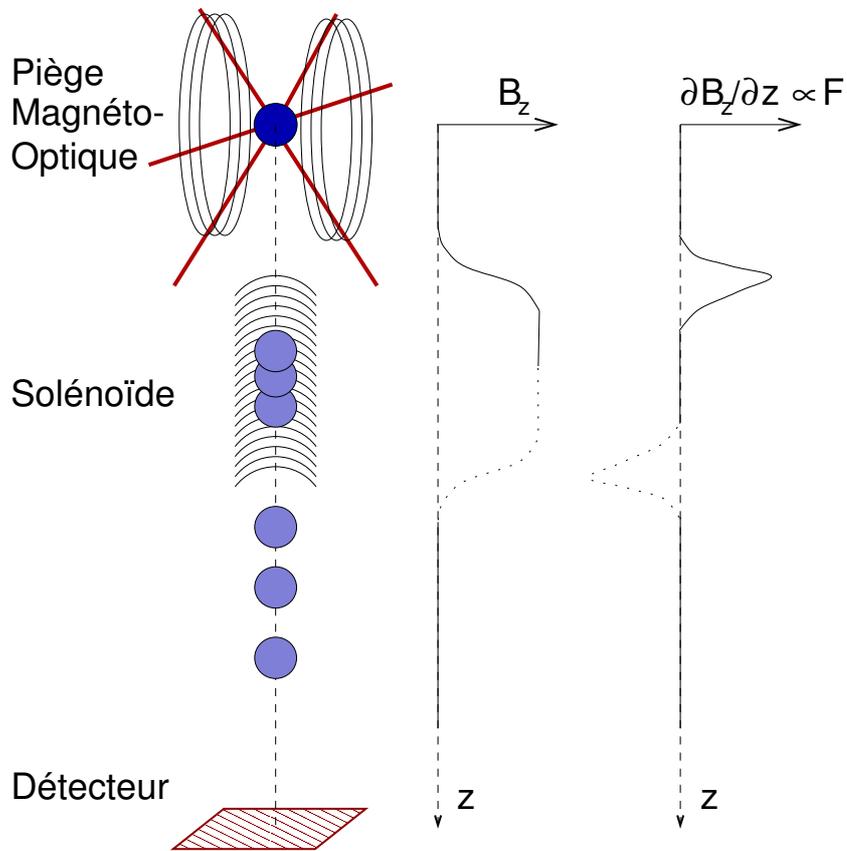


FIG. 2.3 – Principe de la séparation des polarisations par effet Stern-Gerlach longitudinal, tel que mis-en-œuvre au Laboratoire de Physique des Lasers

Les séparations obtenues ainsi sont de l'ordre de quelques centimètres au niveau du détecteur, un mètre sous le piège, soit une dizaine de millisecondes.

2.3 Méthodes optiques

2.3.1 Rappels

Les méthodes optiques de polarisation et d'analyse en polarisation des atomes reposent sur l'absorption et l'émission (spontanée ou stimulée) de photons (optiques ou radio-fréquences) [19, 20].

Règles de sélection

La mécanique quantique impose à l'absorption et l'émission de photons par les atomes certaines conditions, appelées *règles de sélection* :

$$h \nu = E_b - E_a \quad (2.4)$$

$$\text{Spin}_{\text{photon}} = \pm^1 \Delta m_J \quad (2.5)$$

$$|\Delta J| + |\Delta m_J| > 0 \quad (2.6)$$

Avec ν la fréquence du photon, E_a (resp. E_b) l'énergie du niveau inférieur (resp. supérieur). Le spin du photon est 1, 0 ou -1, selon que sa polarisation est σ^+ , π ou σ^- .

On voit que les équations 2.5 et 2.6 imposent des conditions sur la polarisation des atomes et peuvent dans certains cas (par exemple $J = \frac{1}{2}$) suffire à assurer la polarisation et/ou l'analyse.

États de polarisation des photons

Dans ce contexte d'émission et d'absorption de photons par des atomes, on repère la polarisation des photons par rapport à l'axe de quantification au niveau des atomes (typiquement le champ magnétique).

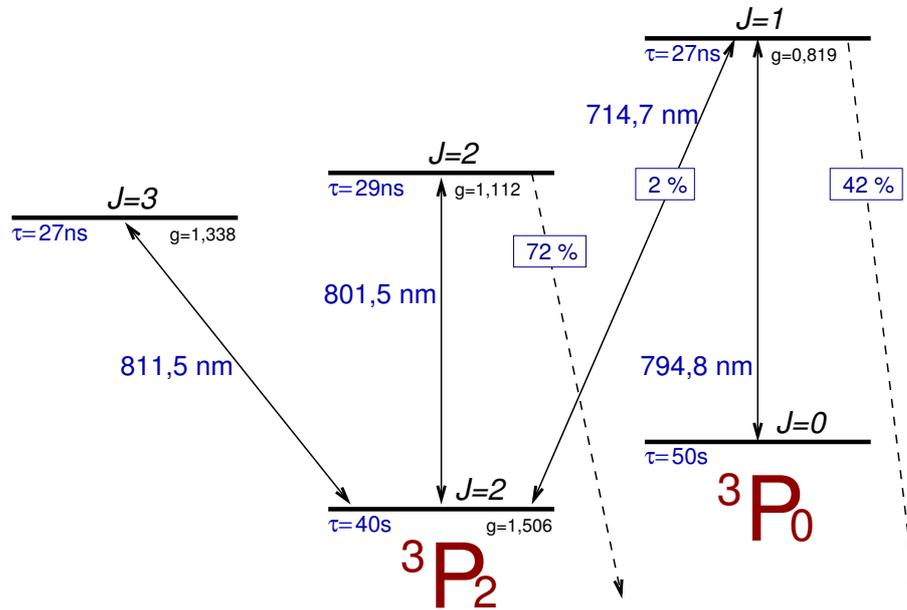
Une polarisation σ^+ correspond à une polarisation circulaire, dont le champ électrique tourne dans le sens trigonométrique autour de l'axe de quantification (qui correspond donc aussi à la direction de propagation) ; la polarisation σ^- tourne dans le sens inverse.

Une polarisation π correspond à une polarisation rectiligne parallèle à l'axe de quantification, la direction de propagation est donc dans le plan orthogonal à cet axe.

Toute autre polarisation et/ou direction de propagation se décompose sur ces trois polarisations. Par exemple, une polarisation linéaire orthogonale à l'axe de quantification se décompose comme la somme d'une polarisation σ^+ et σ^- .

La correspondance entre polarisation circulaire droite ou gauche et polarisation σ^+ et σ^- dépend de l'orientation entre la direction de propagation de la lumière et la direction de l'axe de quantification, ici un champ magnétique \vec{B} :

¹absorption +, émission -



λ_{air} (nm)	811,531	801,479	794,818	714,704
$J_{init} - J_{final}$	2 - 3	2 - 2	0 - 1	2 - 1
ΔE (eV)	1,527	1,546	1,734	1,559
τ (ns)	27	29	29	27
$\Delta\omega$ ($=1/\tau$) (MHz)	$2\pi \times 5,8$	$2\pi \times 5,5$	$2\pi \times 5,6$	$2\pi \times 5,6$
$1/\Gamma$ (ns)	27	104	51	1600
probabilité (%)	100	28	56	1,9
I_{sat} (mW/cm ²)	1,4	0,39	0,74	0,036

FIG. 2.4 – Niveaux et transitions de l'argon métastable

Pol. circ. :	droite	gauche
$\vec{k} \cdot \vec{B} > 0$	σ^-	σ^+
$\vec{k} \cdot \vec{B} < 0$	σ^+	σ^-
$\vec{k} \cdot \vec{B} = 0$	π	

Absorption et émission

La figure 2.4 donne les caractéristiques des principales transitions optiques partant des deux niveaux métastables de l'argon.

En appliquant aux atomes une radiation de la longueur d'onde spécifiée, on peut, pour peu que les autres règles de sélection soient respectées, faire passer ces atomes dans l'état excité indiqué.

Pour redescendre de cet état excité, deux possibilités :

- **l'émission stimulée (ou induite)** par un rayonnement extérieur, un photon est alors émis dans le même mode (même vecteur d'onde, même phase et même polarisation) et l'atome descend dans le niveau et la polarisation imposés par les règles de sélection.
- **l'émission spontanée** : l'atome descend dans un niveau inférieur et dans une polarisation quelconques, en respectant toutefois les règles de sélection, ce qui limite tout de même beaucoup les possibilités. Le photon émis se voit donc imposer sa fréquence et sa polarisation (circulaire droite, rectiligne ou circulaire gauche). Les autres paramètres (direction du vecteur d'onde, phase de l'onde, et plan de polarisation) sont a priori quelconques, mais peuvent dépendre de facteurs extérieurs : un champ magnétique peut par exemple fixer un axe de polarisation et privilégier certaines directions d'émission (imposer un *diagramme d'émission*).

Probabilités d'absorption et d'émission [20, 32]

La probabilité par unité de temps P_{abs} d'un atome dans l'état inférieur d'absorber un photon de pulsation ω_L (dans le référentiel de l'atome) selon une transition à la pulsation ω dépend de plusieurs facteurs :

- **l'intensité de l'onde** I , mesurée comme une puissance par unité de surface (typiquement mW/cm^2), que l'on peut lier à la densité volumique d'énergie ρ par la relation $I = \rho c$.
- **le désaccord** δ_L du laser par rapport à la résonance ω_0 :

$$\delta_L = \omega_L - \omega_0 \quad (2.7)$$

La dépendance en δ_L de P_{abs} reflète le profil lorentzien de largeur $\Delta\omega$ de la raie d'absorption :

$$P_{abs} \propto \frac{1}{1 + \left(\frac{2\delta_L}{\Delta\omega}\right)^2} \quad (2.8)$$

C'est cette dépendance en δ_L qui introduit dans P_{abs} la règle de sélection en fréquence (équation 2.4) : quand $\omega_L \notin [\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}, \omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}]$, $P_{abs} \simeq 0$.

- **le coefficient de Clebsch-Gordan** qui rend compte des différences de probabilités liées aux polarisations de départ et d'arrivée. Ce coefficient, qui ne dépend que de (J_1, m_1) et (J_2, m_2) , apparaît lorsque l'on écrit des sommes de moments cinétiques, et assure le respect de quelques règles de sélection, puisqu'il vaut zéro si $|\Delta m_J| > 1$, si $|m_J| > J$ ou si $\Delta J = \Delta m_J = 0$.

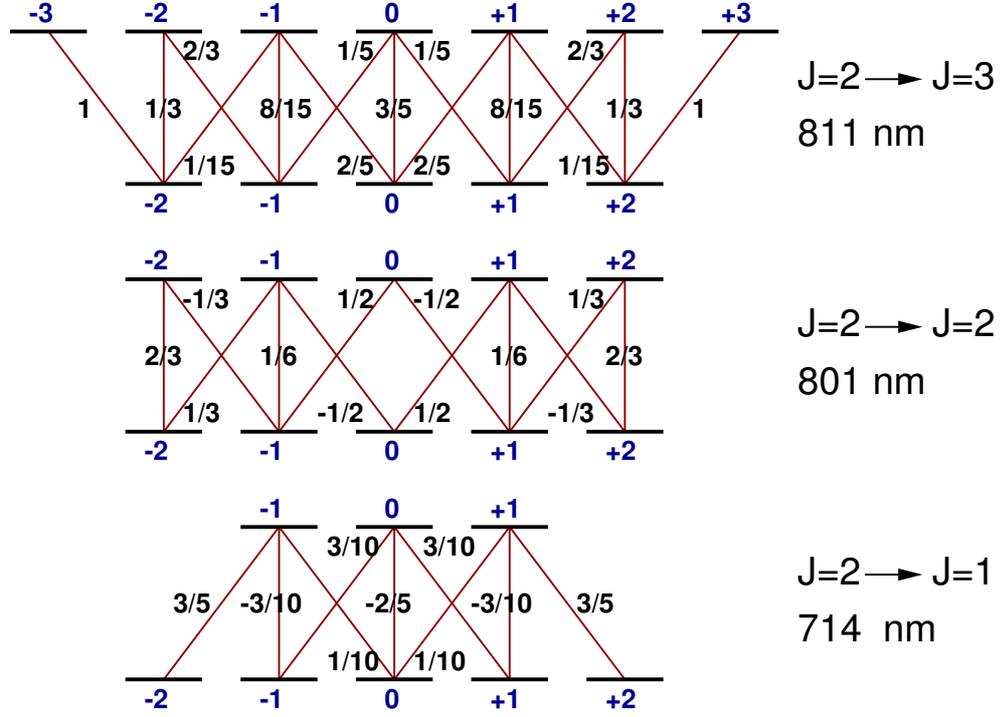


FIG. 2.5 – Carré des coefficients de Clebsch-Gordan utiles pour Ar^* . (Un signe moins indique que le coefficient lui-même est négatif) [24]

La probabilité est proportionnelle au carré de ce coefficient, que l'on notera $\mathcal{C}_{J_1, m_1}^{J_2, m_2}$ ou plus simplement \mathcal{C} .

La figure 2.5 donne les valeurs de \mathcal{C} utiles pour les transitions dans le proche infra-rouge de l'argon métastable (i.e. $J_1 = 1$ et $J_2 = 1, 2$ ou 3).

Pour alléger les notations, on introduit l'intensité de saturation I_{sat} :

$$I_{sat} = \frac{2\pi^2 c}{3\lambda^3} \hbar \Gamma \quad (2.9)$$

et le paramètre de saturation s :

$$s = \frac{I/I_{sat}}{1 + \left(\frac{2\delta_L}{\Delta\omega}\right)^2} \quad (2.10)$$

Avec ces notations, la probabilité par unité de temps pour un atome éclairé par un rayonnement d'intensité I , de pulsation ω_L , de passer du niveau (J_1, m_1) à l'état (J_2, m_2) en absorbant un photon, est égale à la probabilité P_{ind} de passer du niveau (J_2, m_2) à l'état (J_1, m_1) par émission induite d'un photon et vaut :

$$P_{ind} = P_{abs} = \mathcal{C} \frac{\Gamma}{2} s \quad (2.11)$$

On suppose ici que le photon a la polarisation requise pour respecter la règle de sélection en Δm_J (équation 2.5), et un vecteur d'onde selon un maximum du diagramme d'émission (ou d'absorption).

En développant, on obtient :

$$P_{ind} = P_{abs} = \mathcal{C} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + \left(\frac{2\delta_L}{\Delta\omega}\right)^2} \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} &= \mathcal{C} \frac{\Gamma}{2} \frac{I}{1 + \left(\frac{2\delta_L}{\Delta\omega}\right)^2} \frac{3\lambda^3}{2\pi^2 c \hbar \Gamma} \\ &= \mathcal{C} \frac{I}{1 + \left(\frac{2\delta_L}{\Delta\omega}\right)^2} \frac{3\lambda^3}{2\pi c \hbar} \end{aligned} \quad (2.13)$$

La probabilité par unité de temps P_{spont} de désexcitation par émission spontanée selon cette même transition est une constante :

$$P_{spont} = \Gamma \quad (2.14)$$

Les valeurs de Γ pour les transitions de l'argon métastable sont données dans le tableau de la figure 2.4.

Un atome dans l'état supérieur (J_2, m_2) peut souvent, par désexcitation spontanée aboutir sur plusieurs polarisations (J_1, m_1) de l'état inférieur. La probabilité par unité de temps d'arriver dans une certaine polarisation s'obtient simplement en multipliant P_{spont} par le carré \mathcal{C} du coefficient de Clebsch-Gordan correspondant :

$$P_{spont}(J_1 m_1, J_2 m_2) = \mathcal{C}_{J_1, m_1}^{J_2, m_2} \Gamma_{J_1 J_2} = \mathcal{C} \Gamma \quad (2.15)$$

La probabilité d'arriver dans telle polarisation plutôt que telle autre est donc simplement égale à \mathcal{C} . On a donc logiquement

$$\sum_{m_1} \mathcal{C}_{J_1, m_1}^{J_2, m_2} = 1 \quad (2.16)$$

ce que l'on peut vérifier sur la figure 2.5 pour $J_1 = 2$ et $J_2 = 1, 2$ ou 3 . Par exemple un atome dans l'état $(J = 3, m_J = 0)$ a 20 % de chances de retomber sur $m_J = -1$, 60 % sur $m_J = 0$ et 20 % sur $m_J = +1$; 20 % + 60 % + 20 % = 100 %.

Durée de vie, état métastable

On définit la *durée de vie* τ d'un niveau excité comme le temps moyen avant qu'il ne quitte ce niveau par émission spontanée. S'il n'existe qu'un seul niveau inférieur accessible, alors on a tout simplement $\tau = 1/\Gamma$. Si plusieurs transitions mènent à des niveaux inférieurs, on a :

$$\tau = \frac{1}{\sum_i \Gamma_i} \quad (2.17)$$

Quand la durée de vie est suffisamment longue pour qu'on puisse négliger l'émission spontanée pendant la durée de l'expérience, on dit que le niveau est *métastable*. On peut alors considérer ce niveau comme un niveau fondamental.

La probabilité de désexcitation spontanée vers tel ou tel niveau inférieur est égale à :

$$P = \frac{\Gamma}{\sum_i \Gamma_i} = \Gamma \tau \quad (2.18)$$

et est indiquée pour l'argon métastable sur la figure 2.4 (ligne *probabilité* du tableau). Les flèches en pointillés indiquent une redescente vers le niveau fondamental – directe ou en cascade – l'atome quitte définitivement l'état métastable.

Transitions ouvertes et fermées

On parlera d'une *transition fermée* quand le retour au niveau d'origine est obligatoire (probabilité 100 %) car la population de ce niveau reste constante. C'est le cas de la transition à 812 nm de l'argon.

Une transition dont le niveau supérieur possède plusieurs voies de désexcitation, en particulier vers le fondamental, est appelée *transition ouverte*. La population d'atomes du niveau inférieur, quand excitée selon cette transition, s'échappe en retombant sur d'autres niveaux. C'est le cas de la transition à 801 nm de l'argon, qui est *largement* ouverte, puisque 72 % des atomes excités retombent au fondamental. Ainsi, la probabilité qu'un atome subisse 6 fois cette transition et soit encore dans l'état 3P_2 est inférieure à 5×10^{-4} , c'est donc un moyen très efficace de vider ce niveau.

Temps passé dans l'état excité

Un atome en interaction avec une onde lumineuse, dans le cas d'une transition fermée, passe son temps à monter et descendre entre les deux niveaux

de cette transition. Le rapport entre le temps moyen passé dans chaque état est égal au rapport des probabilités de montée et de descente :

$$\frac{t_{sup}}{t_{inf}} = \frac{P_{montee}}{P_{descente}} = \frac{P_{abs}}{P_{ind} + P_{spont}} = \frac{\mathcal{C}\frac{\Gamma}{2}s}{\mathcal{C}\frac{\Gamma}{2}s + \Gamma} = \frac{1}{1 + \frac{2}{\mathcal{C}s}} \quad (2.19)$$

Cette formule n'est pas applicable dans le cas général, puisque \mathcal{C} dépend des polarisations de départ et d'arrivée, qui peuvent évoluer au cours des cycles d'absorption et d'émission. On se place donc dans un cas où ces polarisations restent constantes (par exemple une transition en σ^+ entre polarisations $m_1 = +J_1$ et $m_2 = +J_2 = m_1 + 1$). Dans ce cas il n'y a qu'une seule polarisation d'arrivée possible pour l'émission spontanée, donc $\mathcal{C} = 1$.

La proportion de temps passé dans l'état excité est donc égal à :

$$\frac{t_{sup}}{T} = \frac{t_{sup}}{t_{sup} + t_{inf}} = \frac{1}{1 + 1 + \frac{2}{s}} = \frac{1}{2} \frac{s}{1 + s} \quad (2.20)$$

- à faible saturation, la part du temps passé dans l'état supérieur est proportionnelle à s et donc à l'intensité I .
- à forte saturation, ce rapport tend vers $\frac{1}{2}$, l'atome passe autant de temps dans chacun des deux niveaux.

Si on se place à désaccord nul, alors $s = I/I_{sat}$, donc

$$\frac{t_{sup}}{T} = \frac{1}{2} \frac{1}{1 + I_{sat}/I} \quad (2.21)$$

Pour $I = I_{sat}$, soit $s = 1$, la part de temps où l'atome est excité est de 25 %. La probabilité d'émission stimulée est la moitié de la probabilité d'émission spontanée. C'est le critère de définition de l'intensité de saturation.

Action mécanique

Lors de l'interaction photon – atome, on ne doit pas oublier le bilan de quantité de mouvement. Chaque photon de vecteur d'onde \vec{k} transporte en effet l'impulsion \vec{p} :

$$\vec{p} = \hbar\vec{k} \quad (2.22)$$

$$||\vec{p}|| = \hbar \times \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{h}{\lambda} \quad (2.23)$$

Lors d'une absorption, cette impulsion \vec{p} est transférée à l'atome, et quand l'atome émet un photon, c'est $-\vec{p}$ que reçoit l'atome (*effet de recul*).

Pour des photons autour de 800 nm

$$||\vec{p}|| = 8,3 \times 10^{-28} \text{ kg m s}^{-1} = 0,5 \text{ u.m.a m s}^{-1} \quad (2.24)$$

Ce qui correspond pour l'argon à un changement de vitesse δ_v (*vitesse de recul*) :

$$\delta_v = v_{rec} = \frac{\|\vec{p}\|}{40 \text{ u.m.a.}} = 1,24 \text{ cm s}^{-1} \quad (2.25)$$

Sans l'émission spontanée, cet effet serait négligeable : à chaque absorption l'atome reçoit \vec{p} et accélère de $\vec{\delta}_v$, puis vient l'émission stimulée qui prélève \vec{p} et ralentit l'atome de $\vec{\delta}_v$. Le bilan en vitesse sur un cycle est donc nul, l'atome a juste subi un décalage spatial dans la direction de \vec{k} , d'une distance δ_x égale au produit de δ_v par le temps passé dans l'état excité, soit la moitié du temps d'interaction avec le rayonnement. Pour un jet d'argon à 540 m/s en interaction avec un laser perpendiculaire sur une longueur δ_z de 1 mm, on a :

$$\delta_x = \delta_v \times \frac{\delta_z}{2v} = 11 \text{ nm/mm} \quad (2.26)$$

En présence d'émission spontanée, ce phénomène est rendu sensible à l'intensité de l'onde excitatrice : la probabilité d'émission spontanée ramène les atomes dans l'état inférieur, ils ne passent donc plus le même temps dans les deux états. Il faut donc intégrer à δ_x le rapport obtenu à l'équation 2.20 :

$$\delta_x = \delta_v \times \frac{\delta_z}{v} \times \frac{1}{2} \frac{s}{1+s} \quad (2.27)$$

Cependant, là n'est pas l'effet le plus important. La présence de l'émission spontanée modifie en fait complètement le bilan de quantité de mouvement, car le photon est émis dans une direction aléatoire. L'impulsion ainsi prélevée à l'atome se moyenne à zéro au bout de quelques cycles². Le bilan sur N cycles [absorption, émission spontanée] s'écrit ainsi :

$$\Delta\vec{P}_{atome} = N \times \vec{p} + \sum_1^N \vec{p}_{spont} = N \vec{p} \quad (2.28)$$

On a donc cette fois une modification de la vitesse de l'atome.

Le nombre N de cycles se calcule comme le produit du temps passé dans l'état d'énergie supérieure par Γ la probabilité d'émission spontanée de cette transition (ce qui revient, dans le cas d'une transition fermée, à diviser ce temps par la durée de vie de ce niveau).

Le nombre de cycles par seconde (appelé *taux de diffusion*) dépend de l'intensité lumineuse selon la formule suivante :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \quad (2.29)$$

²même si le diagramme d'émission n'est pas sphérique, il a des propriétés de symétrie centrale qui assurent une moyenne nulle.

Le nombre maximal de cycles par seconde, quand $s \gg 1$, soit I très supérieur à I_{sat} , est $\Gamma/2$. L'accélération maximale subie par l'atome est donc :

$$a_{max} = \frac{\Gamma}{2} v_{rec} \quad (2.30)$$

soit $226 \text{ km/s}^2 = 0,23 \text{ ms}^{-1}/\mu\text{s}$ pour Ar^* avec la transition à 812 nm.

Si on applique un faisceau laser perpendiculairement à un jet atomique, on obtient une *déflexion*. Sur un faisceau de vitesse moyenne 540 m/s, on obtient un changement de vitesse de 0,42 m/s par mm d'interaction, soit une déflexion de :

$$\Delta\alpha_{max} = \frac{a_{max} t}{v} = \frac{a_{max} \delta_z}{v^2} = 0,78 \text{ mrad/mm}. \quad (2.31)$$

Cet effet, qui dépend directement du temps passé par l'atome dans le laser, est dispersif.

Si on veut utiliser ce phénomène pour ralentir ces atomes, grâce à un laser venant face à eux, la distance minimale d'arrêt est de :

$$L_{min} = \frac{v^2}{2 a_{max}} = 65 \text{ cm} \quad (2.32)$$

Compétition entre émissions stimulée et spontanée ?

Lorsque l'on décrit les phénomènes de refroidissement ou de polarisation atomique par laser, on ne parle généralement que de l'émission spontanée, passant totalement sous silence la présence d'émission stimulée. Pourtant, dans les conditions habituelles de réalisation de telles expériences, à fort paramètre de saturation, l'émission stimulée est largement prépondérante sur l'émission spontanée, et un atome effectuera souvent une dizaine de cycles [absorption, émission stimulée] avant de faire une seule émission spontanée.

Comparons deux situations commençant à $t=0$ par l'absorption d'un photon, et finissant à $t=T$ par une émission spontanée, avec entre ces instants dans un cas N cycles [émission stimulée, absorption], et rien dans l'autre cas.

À chaque cycle [émission stimulée, absorption] subi par l'atome excité, il y a perte puis gain des mêmes Δm_J et $\Delta \vec{p}$, le bilan est donc nul aussi bien en polarisation qu'en impulsion. La phase de la fonction d'onde de l'atome est modifiée, mais pas perdue (il y a un déphasage, mais les états avant et après ce cycle sont cohérents, contrairement à ce qui se passerait en cas d'émission spontanée). On observe un petit décalage spatial, mais il est négligeable dans les expériences dont il est question ici (mais essentiel dans les expériences d'interférences du type Ramsey-Bordé) [21, 22].

Le bilan des deux cas envisagés ici est identique, et négliger ainsi l'émission stimulée n'a donc rien de vraiment choquant.

La seule quantité importante va être le nombre de cycles d'émission spontanée par seconde, égal (équation 2.29) au produit de P_{spont} par t_{sup} . Ainsi, si on se place à deux paramètres de saturation différents, mais assurant environ le même t_{sup} , par exemple $s = 10$ et $s = 50$, on obtiendra les mêmes résultats. En effet, la probabilité d'avoir une désexcitation spontanée est la même si l'on fait 50 expériences longues de $T/50$ ou 10 expériences de $T/10$ (ou une expérience de longueur T , c'est le principe ergodique).

Dans la pratique, le seul effet d'augmenter l'intensité lumineuse est d'augmenter la proportion de temps passé par les atomes dans l'état excité, et donc le taux de diffusion. Il sera donc inutile d'utiliser des intensités beaucoup plus grandes que l'intensité de saturation, car ces grandeurs auront déjà atteint leurs asymptotes (d'où le terme intensité de *saturation*).

2.3.2 Méthodes utilisant l'effet Zeeman

Pour jouer optiquement sur la polarisation des atomes, on peut rendre la règle de sélection en fréquence (équation 2.4) sensible à cette polarisation, par application d'un champ magnétique. L'effet Zeeman modifie alors les énergies des niveaux en jeu et donc la fréquence de la transition :

$$E_{Zee} = m_J g \mu_B B \quad (2.33)$$

$$\begin{aligned} h \nu &= E_b - E_a \\ &= E_b^0 - E_a^0 + E_{Zee}(b) - E_{Zee}(a) \\ &= h \nu_0 + (m_{J_b} g_b - m_{J_a} g_a) \mu_B B \\ \nu &= \nu_0 + \frac{\mu_B B}{h} (m_{J_b} g_b - m_{J_a} g_a) \end{aligned} \quad (2.34)$$

Comme le spin porté par le photon ne peut être que $+1$, 0 ou -1 selon que sa polarisation est σ^+ , π ou σ^- , on déduit de l'équation 2.5 que :

$$-1 \leq \Delta m_J \leq +1 \quad (2.35)$$

D'après cette condition, et en considérant les valeurs possibles pour le facteur de Landé, on voit que le terme $(m_{J_b} g_b - m_{J_a} g_a)$ est de l'ordre de 1. Le décalage Zeeman de la fréquence de la transition est donc de l'ordre de grandeur de :

$$\Delta\nu(B) \simeq \frac{\mu_B}{h} \cdot B = 1,40 \times 10^{10} \text{ Hz T}^{-1} = 1,4 \text{ MHz/G} \quad (2.36)$$

Dans le cas de l'argon métastable, on voit dans le tableau 2.1 que le décalage des raies par rapport à la fréquence en champ nul s'étend de $\pm 0,24$

λ (nm)	m_{J_a}	-2	-1	0	+1	+2	$\Delta\nu$
812	σ^+	2,34	2,11	1,87	1,64	1,40	0,23
	π	0,47	0,24	0,00	-0,24	-0,47	
	σ^-	-1,40	-1,64	-1,87	-2,11	-2,34	
801	σ^+	2,66	2,11	1,56	1,00	-	0,55
	π	1,10	0,55	-	-0,55	-1,10	
	σ^-	-	-1,00	-1,56	-2,11	-2,66	
795	σ^+	-	-	1,15	-	-	-
	π	-	-	0,00	-	-	
	σ^-	-	-	-1,15	-	-	
714	σ^+	3,07	2,11	1,15	-	-	0,96
	π	-	0,96	0,00	-0,96	-	
	σ^-	-	-	-1,15	-2,11	-3,07	

TAB. 2.1 – Décalages Zeeman des transitions de l'argon métastable, en MHz/G

à $\pm 3,07$ MHz/G, cependant, l'écart entre les différentes raies d'une même transition (même longueur d'onde et même polarisation) est au mieux de 0,96 MHz/G.

Pour exciter une transition précise, il faut, en supposant la largeur spectrale du laser négligeable, que la séparation des raies soit supérieure à la largeur naturelle de la raie. Pour l'argon, (voir figure 2.4) il faut donc au moins 6 MHz, soit un champ magnétique de 6 à 25 G selon la transition.

Exemple : pour vider le niveau 3P_2 , $m_J = 0$ on peut appliquer un champ de 30 G et un laser asservi à résonance à 811,5 nm polarisé π (linéairement, parallèlement à \vec{B}) avec une intensité de l'ordre de l'intensité de saturation. Les seuls atomes à pouvoir absorber la radiation laser sont ceux qui sont dans l'état $m_J = 0$. Ils montent dans le niveau $m_J = 0$ du niveau supérieur, puis, après en moyenne un temps $\tau = 27$ ns retombent dans l'une des trois polarisations permises : $m_J = +1$, 0 ou -1 . Les coefficients de Clebsch-Gordan pour ces transitions (figure 2.5) indiquent que la probabilité de retombée sur $m_J = 0$ est de 60%. La population de cette polarisation diminue donc suivant la loi $0,6^{-t/2\tau}$: ce niveau est vide à mieux que 1 pour 1000 en environ 0,8 μ s, soit une distance de 0,4 mm pour un jet à 500 m/s.

Pour polariser complètement le faisceau, il faut vider quatre des cinq niveaux Zeeman, donc utiliser quatre lasers de longueurs d'onde différentes,

avec éventuellement des polarisations différentes, superposés en un même faisceau.

Cette méthode est puissante et précise, mais peut s'avérer assez complexe à mettre en œuvre, surtout quand le nombre d'états de polarisation possibles est important.

2.3.3 Méthodes purement optiques

On peut souvent obtenir de bons polariseurs et analyseurs en se contentant d'utiliser la sélectivité en polarisation des règles de sélection sur Δm_J (équations 2.5 et 2.6), sans appliquer de champ magnétique, donc sans lever la dégénérescence en longueur d'onde des transitions. Les atomes de différentes polarisations ont alors tous la même fréquence d'absorption et un seul laser suffit pour remplir la règle de sélection en fréquence 2.4.

Avec une transition fermée à 100 %

Avec une transition fermée à 100 %, les atomes excités par le laser retombent obligatoirement dans le niveau d'origine, la population globale de ce niveau est conservée, seuls les états de polarisation peuvent être modifiés. De polarisation bien définie, chaque photon amène le même Δm_J à l'atome lors de l'absorption. Au bout d'un temps moyen τ l'atome émet spontanément un photon de polarisation aléatoire (pondérée par les coefficients de Clebsch-Gordan) et retombe dans le niveau initial. En moyenne, la polarisation a changé du Δm_J apporté par le photon incident.

Le cas $\Delta m_J = 0$ (polarisation rectiligne) n'est a priori pas très intéressant pour polariser les atomes : l'absorption du photon ne modifiant pas l'état de polarisation, on ne peut que compter sur les différences entre les coefficients de Clebsch-Gordan, ce qui aboutit à une polarisation partielle et symétrique³ (sauf dans le cas $\Delta J = 0$ où, $\Delta m_J = 0$ étant interdit (équation 2.6), les atomes s'accumulent en $m_J = 0$ qui ne peut absorber la lumière).

En revanche, l'utilisation d'un laser polarisé circulairement est très courante. On obtient en effet très rapidement une polarisation à 100 % en $m_J = \pm J$ selon que la lumière est polarisée en σ^\pm (sauf pour $\Delta J = -1$ où la polarisation n'est que partielle). La polarisation de l'argon par cette technique avec un laser à 812 nm est schématisée en haut de la figure 2.7 page 39.

La présence d'un petit champ magnétique parallèle au laser est nécessaire si l'on désire choisir le signe de la polarisation obtenue. En effet la correspondance entre polarisation droite ou gauche et σ^+ ou σ^- dépend de l'orientation entre champ magnétique et vecteur d'onde.

³même population de $+m_J$ et $-m_J$

Comme tous les atomes sont conservés et «poussés» dans la polarisation souhaitée, cette technique fait de bons polariseurs, mais ne convient pas comme analyseur.

Avec une transition ouverte à 100 %

Avec une transition ouverte à 100 %, tout atome qui sera mis dans l'état excité par le laser pendant un temps moyen τ retombera dans l'état fondamental, et sera donc éliminé du niveau initial.

Si, en choisissant bien la polarisation du laser, les règles de sélection empêchent une certaine polarisation d'absorber les photons, ces atomes sont préservés, alors que les autres polarisations sont éliminées, on a un analyseur parfait. La polarisation de sortie étant bien définie, on a aussi un polariseur parfait (avec cependant une diminution du flux incident, contrairement au cas précédent, les atomes «mal polarisés» sont éliminés).

Cependant, une transition n'est jamais ouverte à 100 % (si l'atome a pu monter le long de cette transition, il peut forcément descendre par le même chemin), et l'on sera donc toujours dans un cas imparfait.

Le bas de la figure 2.7 schématise trois manières différentes d'utiliser la transition largement ouverte (72 %) à 801 nm de l'argon métastable pour analyser selon trois polarisations différentes.

Cas imparfaits

Dans le cas d'une transition non parfaitement ouverte (donc tous les cas !) certains atomes qu'on voudrait éliminer peuvent retomber sur le niveau d'origine, éventuellement dans une autre polarisation, et parfois dans la polarisation préservée, qui se retrouve donc polluée par les polarisations voisines. Si le temps d'interaction est suffisant, on aura bien une polarisation unique en sortie (la fonction de polariseur est bien assurée), mais ces atomes proviendront de plusieurs états Zeeman incidents (fonction analyseur imparfaite).

Dans le cas d'une transition non parfaitement fermée, au cours du processus qui amène les atomes dans la polarisation souhaitée, certains d'entre eux s'échappent et sont perdus en route. L'inconvénient est encore plus important si la polarisation d'arrivée peut absorber la lumière polarisante ($\Delta J = +1$), car non seulement les atomes n'arrivent pas tous au but, mais ceux qui y sont déjà peuvent quand même disparaître. Il convient donc, dans ce dernier cas de limiter le temps d'interaction au strict minimum assurant une bonne polarisation, car le temps supplémentaire ne fera que diminuer le flux.

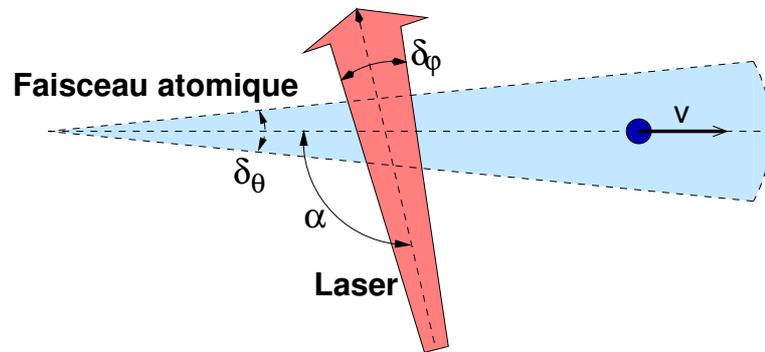


FIG. 2.6 – Effet Doppler : notations

Bilan

Ces méthodes sans utilisation de l'effet Zeeman sont

- *plus simples* à mettre en œuvre : un seul laser, accordé à résonance.
- *efficaces* : on peut obtenir à peu près les mêmes taux de polarisation (les méthodes avec effet Zeeman souffrent aussi des imperfections de fermeture et d'ouverture des transitions)
- *moins polyvalentes* : seules certaines polarisations peuvent être obtenues ou analysées (typiquement $+J$, $-J$ et 0).

2.3.4 Influence de l'effet Doppler

L'effet Doppler modifie la fréquence apparente des transitions atomiques

$$\Delta\nu = \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}}{2\pi} = \frac{v_k}{\lambda} \quad (2.37)$$

avec $v_k = \vec{v} \cdot \frac{\vec{k}}{\|\vec{k}\|}$ composante de \vec{v} selon \vec{k} .

Pour les transitions autour de 800 nm, une vitesse de 1 m/s dans la direction de la lumière provoque un décalage de 1,25 MHz.

À faible saturation

Tant que ce décalage est inférieur à la demi-largeur naturelle de la transition (pour Ar^* , environ 3 MHz, soit 2,5 m/s) il n'y a pas d'effet sensible.

Pour les expériences sur jet atomique (voir figure 2.6), on doit tenir compte :

- de la dispersion transverse des vitesses, soit principalement de la divergence δ_θ du faisceau.

- de la vitesse longitudinale moyenne v et de sa dispersion δ_v .
- de l'angle α entre faisceaux laser et atomique.
- de la divergence δ_φ du faisceau laser.

Si l'on veut exciter la transition de fréquence ν_0 et de largeur $\Delta\omega$ d'un atome se déplaçant à la vitesse v faisant un angle α avec un laser de fréquence ν_L , on doit avoir :

$$\nu_L = \nu_0 + \frac{\nu_L v \cos \alpha}{c} \pm \frac{\Delta\omega}{4\pi} \quad (2.38)$$

Le cas le plus fréquent est d'avoir un laser asservi à résonance ($\nu_L = \nu_0$), ce qui donne :

$$\cos(\alpha) < \frac{\Delta\omega c}{\nu_0 v 4\pi} \quad (2.39)$$

$$\alpha = \frac{\pi}{2} \pm \delta_\alpha \quad (2.40)$$

$$\text{avec } \delta_\alpha = \frac{\Delta\omega \lambda}{4\pi v} \quad (2.41)$$

Pour un jet d'argon métastable⁴ avec $v = 540$ m/s, un décalage de α autour de $\frac{\pi}{2}$ correspond à un décalage en fréquence de

$$\frac{d\nu}{d\alpha} = \frac{\lambda}{v} = 0,68 \text{ MHz/mrad} \quad (2.42)$$

L'application à l'équation 2.41 montre que les faisceaux doivent se croiser à angle droit à $\pm\delta_\alpha=4$ mrad près ($0,25^\circ$). Cette tolérance angulaire permet de polariser avec un laser parallèle tous les atomes d'un faisceau légèrement divergent (ici jusque 8 mrad). Si la divergence δ_θ du faisceau atomique est supérieure, il faut alors faire diverger (ou converger) le faisceau laser avec un angle δ_φ tel que :

$$\delta_\varphi > \delta_\theta - \delta_\alpha \quad (2.43)$$

Chaque atome n'interagit au mieux qu'avec une partie du faisceau laser de largeur angulaire $2\delta_\alpha$, donc si la largeur totale δ_φ est supérieure à $2\delta_\alpha$, la longueur d'interaction effective (ou l'intensité lumineuse) est corrigée par un facteur $2\delta_\alpha/\delta_\varphi$.

Enfin, pour tenir compte de la dispersion des vitesses longitudinales, il faut que ces inégalités soient vérifiées pour toutes les vitesses atomiques comprises entre $v - \delta_v/2$ et $v + \delta_v/2$, ce qui revient, dans le cas d'un laser à résonance, à remplacer δ_α par δ'_α :

$$\delta'_\alpha = \frac{\Delta\omega \lambda}{4\pi (v + \delta_v/2)} \simeq \delta_\alpha \left(1 - \frac{\delta_v}{2v}\right) \quad (2.44)$$

⁴ $\lambda \simeq 800$ nm, $\Delta\omega \simeq 2\pi \times 6$ MHz

Pour notre jet supersonique, avec $\delta_v/v \simeq 8\%$, on a $\delta'_\alpha = 0,96 \delta_\alpha$.

Avec une source à décharge, on peut s'attendre à $\delta_v/v \simeq 40\%$, la correction devient moins négligeable : $\delta'_\alpha = 0,8 \delta_\alpha$.

À forte saturation

Le critère utilisé précédemment était d'avoir un décalage Doppler inférieur à la demi-largeur naturelle de la raie d'absorption. Cependant quand l'absorption est saturée par la puissance de l'onde incidente, le profil de la raie est modifié (écrêté), et la largeur effective est augmentée.

On souhaite avoir une probabilité d'absorption d'au moins la moitié de la probabilité maximale (à $\Delta\nu = 0$). La probabilité d'absorption qui nous intéresse ici n'est pas la probabilité P_{abs} par unité de temps d'un photon par un atome, mais celle mesurable macroscopiquement : la mesure de l'atténuation d'un faisceau lumineux qui traverse le milieu étudié. L'atténuation du faisceau est due à la lumière diffusée par les atomes, elle est donc proportionnelle au taux de diffusion (équation 2.29). Le critère devient donc :

$$\frac{s_{max}}{1 + s_{max}} \frac{1 + s}{s} < 2 \quad (2.45)$$

$$\frac{s_{max}}{s} < 2 \quad \text{à faible saturation} \quad (2.46)$$

$$s > 1 \quad \text{à forte saturation} \quad (2.47)$$

En exprimant s en fonction du décalage Doppler $\Delta\nu$:

– à faible saturation :

$$\frac{s_{max}}{s} = \frac{I/I_{sat}}{1 + \frac{0}{\Delta\omega}} \times \frac{1 + \frac{4\pi \Delta\nu}{\Delta\omega}}{=} 1 + \frac{4\pi \Delta\nu}{\Delta\omega} < 2$$

$$\text{On retrouve bien : } \Delta\nu < \frac{\Delta\omega}{4\pi} \quad (2.48)$$

– à forte saturation :

$$\begin{aligned} s &> 1 \\ \frac{I/I_{sat}}{1 + \frac{\Delta\nu}{\Delta\omega/4\pi}} &> 1 \\ \frac{I}{I_{sat}} - 1 &\simeq \frac{I}{I_{sat}} > \frac{\Delta\nu}{\Delta\omega/4\pi} \\ \Delta\nu &< \frac{I}{I_{sat}} \times \frac{\Delta\omega}{4\pi} \end{aligned} \quad (2.49)$$

$\lambda(\text{nm})$	m_{J_a}	-2	-1	0	+1	+2	Pureté	Pollution
811 fermée 100 %	σ^+	0	0	0	0	100	100	80
	π	2	24	48	24	2	48	80
801 ouverte 72 %	σ^+	0	0	0	0	26	100	23
	π	0	0	26	0	0	100	23
715 ouverte 98 %	σ^+	0	0	0	20	20	50	1
	π	20	0	0	0	20	50	1

TAB. 2.2 – Méthodes optiques possibles de polarisation et d’analyse de l’argon métastable – polarisation sortante, en pourcentage du flux total entrant – Pureté : pourcentage de la polarisation majoritaire par rapport au flux sortant – Pollution : pourcentage de la polarisation sortante majoritaire qui vient d’une polarisation entrante différente – hypothèse : entrée non polarisée (20 % dans chaque polarisation)

On voit qu’à forte intensité la largeur de la raie, et donc toutes les tolérances angulaires qu’on en a déduites sont multipliées par le facteur I/I_{sat} .

Remarque importante : le phénomène de saturation de l’absorption repose sur des processus d’équilibre entre les populations des deux niveaux d’une transition. Ces calculs ne sont donc pas valables dans le cas d’une transition ouverte, où il n’y a pas d’équilibre. L’absorption reste proportionnelle à P_{abs} , on doit se considérer en régime de faible saturation, même à forte intensité. Ceci étant à pondérer selon le pourcentage d’ouverture de la transition.

2.4 Méthode retenue dans notre expérience

Disposant déjà de lasers dans la bonne gamme de longueur d’onde, nous nous sommes naturellement tournés vers les méthodes optiques, en recherchant autant que possible les solutions les plus simples (un seul laser, sans utiliser l’effet Zeeman...)

Le niveau métastable 3P_2 de l’argon (le seul à avoir différents états de polarisation) possède trois transitions dans le proche infrarouge (figure 2.4) susceptibles d’être utilisées pour polariser ou analyser ces atomes. Le tableau 2.2 donne les différentes polarisations qu’on peut obtenir par application d’une radiation de longueur d’onde et polarisation indiquée, sans utilisation de l’effet Zeeman. Il résulte d’un simple calcul d’équations de populations [24, 25].

En utilisant une polarisation σ^- on obtient une polarisation de signe

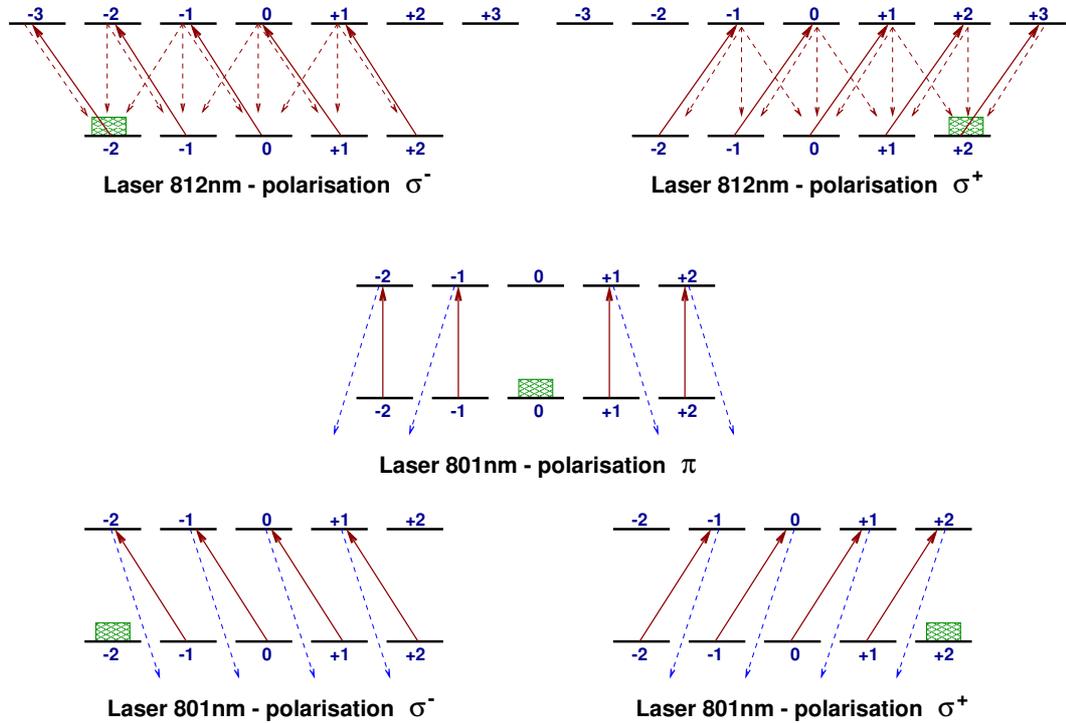


FIG. 2.7 – Principe de la polarisation et de l'analyse Ar^* en utilisant la transition fermée à 812 nm et la transition ouverte à 801 nm

opposé à celle obtenue en σ^+ . Les polarisations indiquées sont obtenues à l'équilibre.

La transition à 715 nm semble intéressante avec son taux d'ouverture de plus de 98 %, cependant la plus grande partie des atomes excités selon cette transition retombent dans le niveau 3P_0 et non dans le fondamental. Si la méthode de détection ne peut différencier les deux états métastables, il faut absolument éliminer le niveau 3P_0 , grâce à la transition à 795 nm, ce qui provoque un petit retour sur le niveau 3P_2 . Le taux d'ouverture corrigé (97 %) reste très bon.

Le second inconvénient de cette transition est la polarisation partielle obtenue. (Une solution consiste à appliquer le laser à 715 nm successivement avec les polarisations π et σ^+ , puis enfin un laser à 795 nm. Un calcul prenant en compte les cohérences permettrait de mieux préciser l'efficacité.

Cette méthode doit permettre d'obtenir d'excellents résultats, mais le dispositif à employer semble un peu complexe, c'est pourquoi nous n'avons pas retenu cette transition pour le moment.

Les utilisations intéressantes des transitions à 812 nm et 801 nm sont

schématisées sur la figure 2.7.

Dans la première phase de nos expériences, nous avons besoin d'un polariseur et d'un analyseur.

2.4.1 Polariseur

Disposant déjà à l'origine de sources laser à 812 nm (voir paragraphe 3.2), cette méthode de polarisation efficace et préservant le flux a naturellement été retenue.

La mise en œuvre repose sur l'utilisation d'une onde polarisée circulairement en interaction avec les atomes dans un champ magnétique parallèle au vecteur d'onde. L'écart δ_ν entre les fréquences d'absorption à 812 nm des différentes polarisations du niveau 3P_2 de l'argon dû à l'effet Zeeman est de 0,23 MHz/G (voir tableau 2.1). Pour que les cinq polarisations puissent absorber la même fréquence laser, on doit avoir :

$$4 \times \delta_\nu < \frac{\Delta\omega}{2\pi} = 5,8 \text{ MHz} \quad (2.50)$$

ce qui impose une limite supérieure sur le champ magnétique :

$$\|\vec{B}\| < \frac{5,8}{4 \times 0,23} \simeq 6 \text{ G} \quad (2.51)$$

Si l'on veut rester en accord avec un laser asservi à résonance, la condition est plus stricte, puisque cette fois, on veut que le niveau le plus décalé (2,4 MHz/G) le soit de moins de $\frac{1}{2}\Delta\omega$, soit 2,9 MHz, ce qui impose :

$$\|\vec{B}\| < \frac{2,9}{2,3} \simeq 1,3 \text{ G} \quad (2.52)$$

cet effet peut toutefois être compensé par une légère inclinaison entre les directions moyennes des faisceaux laser et atomique de 2,8 mrad/G (équation 2.42).

Réciproquement, un mauvais alignement du faisceau (jusque 15 mrad) peut éventuellement être corrigé par la présence du champ magnétique, dans la limite imposée par l'équation 2.51.

Remarque : compter sur la divergence du faisceau laser et l'effet Doppler pour compenser l'effet Zeeman et exciter tous les atomes n'est pas une très bonne idée. Les processus de polarisation atomique envisagés ici reposent sur des calculs d'évolution de population qui supposent que l'accord en fréquence est bon pour toutes les polarisations à la fois.

Or avec un laser divergent (ou convergent), certaines polarisations ne pourront absorber que d'un côté du faisceau, et d'autres que de l'autre côté, donc pas au même moment du trajet à travers le faisceau. Ça peut marcher, mais il faut y réfléchir à deux fois...

Ce champ est produit par un solénoïde dont l'axe creux où passe le laser, est perpendiculaire au faisceau atomique. Les trous où passent atomes et laser font 4 mm de diamètre. Ce bobinage produit un champ de 60 G/A ; on le désignera souvent par le terme B812 (bobine du laser à 812 nm).

Le laser est amené dans l'enceinte sous vide par fibre optique jusqu'à quelques centimètres du faisceau atomique, où un collimateur monté sur le connecteur de bout de fibre recrée un faisceau optique peu divergent.

La polarisation circulaire du laser est assurée par un polariseur de Glan suivi d'une lame $\lambda/4$ (Melles Griot, 810 nm, ordre 0, traitée anti-reflet). Ce groupe [polariseur, lame d'onde] est placé dans une monture de polariseur, orientable sur 360 ° devant le collimateur de sortie de fibre optique. Ce degré de liberté permet d'optimiser la puissance au niveau des atomes en alignant l'axe du polariseur avec la direction principale de la polarisation, a priori elliptique, du laser en sortie de fibre.

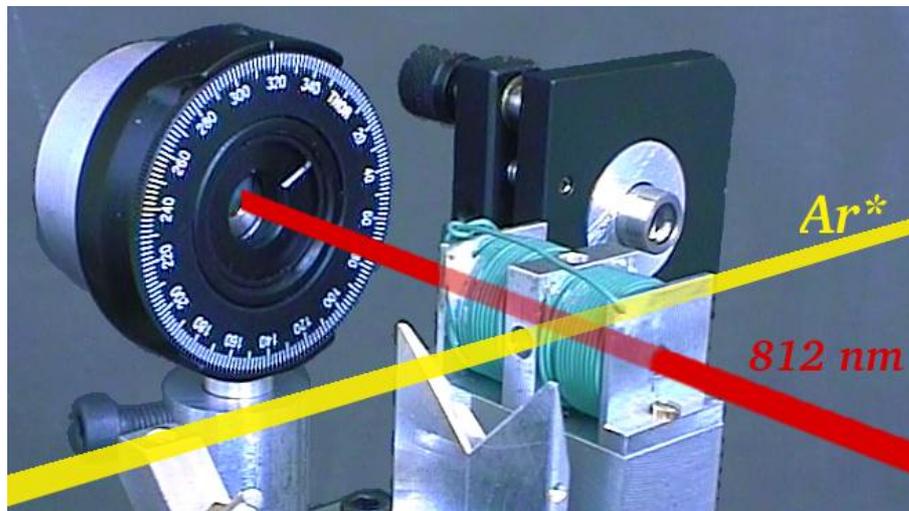


FIG. 2.8 – Polariseur circulaire et bobine créant la polarisation σ

Le groupe [polariseur, lame $\lambda/4$] a été réglé de la manière suivante : la lumière du laser sortant de ce système est analysée grâce à un polariseur linéaire tournant devant une photodiode dont le signal est visualisé sur un oscilloscope numérique. Quand l'axe du polariseur est à 45 ° des lignes neutres de la lame $\lambda/4$, la polarisation est circulaire, et l'orientation de l'analyseur n'a plus d'importance, le signal doit être constant.

Les conditions idéales pour ce réglage sont les suivantes :

- utiliser un faisceau large, couvrant toute la lame $\lambda/4$, puis tout l'analyseur, et focaliser toute la lumière émergente sur le détecteur, de manière à s'affranchir des défauts, inhomogénéités et poussières des différents éléments.
- utiliser un faisceau aussi peu divergent que possible, et bien perpendiculaire aux divers éléments, pour un bon fonctionnement du polariseur de Glan et la lame d'onde.
- avoir un analyseur qui tourne assez vite (au moins plusieurs tours par seconde) pour avoir une vision directe de l'influence du réglage.

Les conditions de notre réglage n'ayant pas été idéales, il a été impossible d'obtenir un signal constant. Le critère retenu a donc été d'obtenir les oscillations de plus faible amplitude : environ 20 %, avec une forte présence de la fréquence fondamentale de rotation de l'analyseur (le signal de polarisation est à la fréquence double) provenant probablement des défauts de l'analyseur. La sensibilité du réglage obtenu est d'environ $\pm 5^\circ$.

Le collimateur de sortie de fibre utilisé produit un faisceau de diamètre 3 mm, qui s'élargit à 4 mm au bout de 10 cm, au niveau du faisceau atomique, et fait environ 1 cm au bout de 60 cm, soit une divergence de 15 mrad. Comme la divergence horizontale de notre faisceau atomique est au maximum aussi de 15 mrad, l'accord Doppler est le même pour tous les atomes.

Avec notre matériel, on peut obtenir facilement une puissance de 10 mW au niveau des atomes, ce qui correspond à une intensité maximale d'environ 80 mW/cm^2 , soit un paramètre de saturation proche de $s = 60$. Les intensités utilisées habituellement étaient 3 à 10 fois plus faibles, ce qui donne s entre 6 et 20.

Comme nous l'avons vu page 37, ceci permet d'augmenter la tolérance angulaire naturelle de ± 4 mrad d'un facteur 6 à 20. Cette tolérance devient donc supérieure aux divergences des faisceaux laser et atomique, l'action du laser doit donc être la même sur tous les atomes, quelles que soient leur direction et vitesse, ce qui laisse même une marge confortable de 10 à 60 mrad sur la précision du positionnement relatif de ces deux faisceaux.

Déviations du faisceau

La transition à 812 nm de Ar^*3P_2 a un Δ_J de +1, donc les atomes qui sont arrivés dans la polarisation souhaitée, par exemple $m_J = +2$, continuent d'absorber la lumière et de faire des cycles [absorption, émission spontanée]. Ceci n'a plus d'effet sur leur polarisation, mais l'action mécanique de la lumière sur les atomes se poursuit, et ils sont de plus en plus déviés par la pression du laser transverse. Les déviations mesurées dans notre expérience

sont de l'ordre du milliradian.

Une manière de limiter cette déviation est de limiter le nombre de cycles [absorption, émission spontanée] au strict nécessaire pour obtenir la pureté de polarisation souhaitée, soit en diminuant le paramètre de saturation (en baissant l'intensité du laser, ou augmentant son désaccord) mais on diminue aussi la tolérance d'alignement qu'il autorise, soit plutôt en diminuant la longueur d'interaction au moyen d'un diaphragme.

Une manière d'éviter cette déviation est de réfléchir le laser sur lui-même, de manière à avoir la même probabilité d'absorber un photon venant de la droite qu'un photon venant de gauche. Les deux ondes doivent avoir la même polarisation, par exemple toutes les deux σ^+ . Supposons que le champ magnétique soit dans le même sens que le laser incident, la polarisation de ce dernier doit donc (c.f. tableau page 23) être circulaire gauche. La réflexion sur le miroir inverse l'ellipticité de l'onde, qui devient donc circulaire droite. Mais comme au retour, l'onde se propage en sens contraire de \vec{B} , la polarisation est aussi σ^+ , tout va bien. Attention, si le faisceau incident est divergent, il faut utiliser un miroir concave (ou une lentille convergente devant un miroir plan) pour que les faisceaux se superposent.

Ceci pose tout de même un problème : les ondes incidentes et réfléchies ayant la même polarisation σ^+ (en un point donné, leur vecteur champ électrique \vec{E} tourne dans le même sens autour de \vec{B}), cela crée un système d'ondes stationnaires. À chaque nœud de ce système, l'intensité lumineuse est nulle, et si des atomes suivent une ligne d'intensité nulle, ils ne sont pas polarisés ! Cependant, si les atomes au cours de leur trajet dans l'onde laser traversent une dizaine d'ondulations, on pourra négliger l'onde stationnaire et considérer que l'intensité de l'onde est uniforme. Il suffit pour cela que le faisceau laser soit légèrement divergent d'un angle $\delta_\varphi = 10\lambda/L$ avec L la longueur effective d'interaction. On obtient $\delta_\varphi = 3$ mrad pour $L = 3$ mm. Si on préfère utiliser un faisceau laser parallèle, il suffit de l'écarter de la perpendiculaire aux atomes d'un angle⁵ $\delta_\varphi/2$. Il suffit donc de peu de choses pour pouvoir ignorer cet effet, et il serait sans doute difficile à voir si on voulait le mettre en évidence, mais on ne sait jamais, avec le hasard et la malchance. . .

Cet effet donne une estimation de l'efficacité de notre polariseur : de la mesure de la déviation angulaire, on peut déduire le nombre moyen d'émissions spontanées effectuées par les atomes, et voir s'il est suffisant pour assurer une bonne polarisation.

Il ne s'agit cependant que d'une estimation, car, si la lumière n'est pas parfaitement polarisée σ^+ , il se peut que certaines émissions spontanées aient

⁵ ceci doit être vrai pour tous les atomes, il faut donc mesurer cet angle par rapport au bord du faisceau atomique, et non au centre.

été précédées par l'absorption d'un photon σ^- , et donc que ce cycle ait contribué à dépolariiser le faisceau.

La déviation du faisceau nous renseigne tout de même dans une certaine mesure⁶ sur l'efficacité de l'interaction atomes-laser, ce qui nous permet d'optimiser divers paramètres : longueur d'onde, orientation et positionnement du faisceau laser. En s'assurant (si besoin en baissant la puissance du laser à la source) que le décalage maximal soit inférieur à la demi-largeur du faisceau atomique (de manière à toujours avoir un signal mesurable sur le fond de 3P_0), il suffit de placer le détecteur sur le maximum du faisceau non dévié, puis, en appliquant le laser, rechercher à minimiser ce signal. En se méfiant toutefois avec notre dispositif actuel : en déplaçant ou orientant le faisceau laser, on déplace d'autres éléments (bobines, blindage magnétique, . . .), et il y a risque de diaphragmer les atomes, ce n'est alors pas un bon minimum !

2.4.2 Analyseur

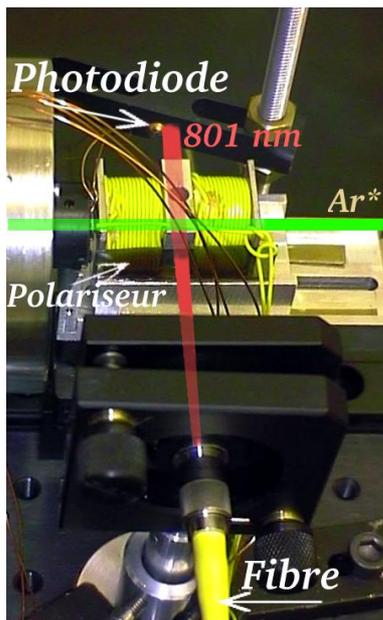


FIG. 2.9 – dispositif analyseur

Notre détecteur comptant tous les métastables incidents (ce qui au passage permet de simuler l'application à la lithographie atomique), il était impératif d'éliminer les métastables de polarisations non souhaitées, et non de sonder seulement les polarisations. Des deux transitions ouvertes partant du niveau 3P_2 , la transition à 715 nm n'a pas été retenue pour les raisons évoquées plus haut. Reste la transition à 801 nm, qui de plus était facile à produire avec nos diodes laser.

La polarisation π , préservant la polarisation $m_J = 0$, a été choisie pour sa facilité de mise en œuvre. Le champ magnétique fixant l'axe de quantification est produit par un bobinage identique à celui utilisé pour le laser à 812 nm, mais disposé parallèlement au faisceau atomique. Cette bobine sera souvent surnommée B801 (bobine du laser à 801 nm). La polarisation du laser est fixée horizontalement

(parallèle au champ magnétique) par un polariseur rectiligne (polaroïd, collé sur la bobine).

Le collimateur de sortie de fibre utilisé jusqu'à présent donne un faisceau large d'environ 2 mm au niveau du faisceau atomique, atteignant 4 mm au bout de 50 cm, soit une divergence de 4 mrad. Avec les ± 4 mrad de tolérance

⁶si la saturation est déjà très forte, la déviation devient indépendante de s , et l'optimisation n'est plus possible, mais de toute façon, elle n'est plus vraiment nécessaire

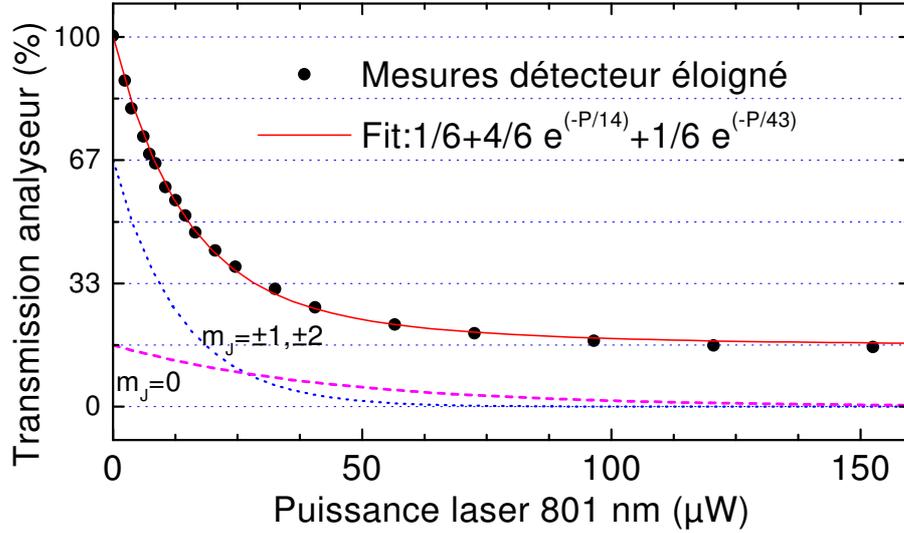


FIG. 2.10 – Transmission de l’analyseur en fonction de la puissance du laser à 801 nm

dûs à la largeur naturelle de la transition, on peut analyser un faisceau d’au plus 12 mrad de divergence, ce qui est un peu faible en rapport des 15 mrad (de pied à pied) du faisceau utilisé dans nos dernières expériences.

L’efficacité de l’analyseur a été testée en mesurant le flux atomique en fonction de la puissance du laser. Le faisceau incident, non polarisé, est supposé constitué à parts égales de 3P_0 et de chacune des cinq polarisations de 3P_2 , soit $\frac{1}{6}$ de chaque. Si notre analyseur marche bien, il ne doit en sortir que les atomes dans les niveaux 3P_0 et $[^3P_2, m_J = 0]$, soit $\frac{1}{6} + \frac{1}{6} = \frac{1}{3}$ du flux incident. En fonction de l’intensité du laser, la transmission de l’analyseur doit donc partir de 100 %, atteindre 33 % à une intensité assurant quelques cycles [absorption, émission spontanée], puis se stabiliser à cette valeur à forte intensité.

La courbe obtenue (figure 2.10) ne correspond pas à ces prévisions : l’asymptote est à $\frac{1}{6}$, ce qui veut dire que seuls subsistent les atomes du niveau 3P_0 . Si les atomes $[^3P_2, m_J = 0]$ sont eux aussi éliminés, c’est que la polarisation du laser n’est pas purement π . Soit la polarisation n’est pas bien horizontale, soit le champ magnétique n’est pas horizontal. Cette dernière hypothèse est la plus probable, puisque le champ magnétique terrestre, perpendiculaire à la bobine, n’a pour l’instant pas été blindé.

En supposant que le pourcentage d’élimination des atomes est une fonction exponentielle décroissante de la puissance du laser, la transmission du

polariseur peut se simuler par la formule suivante :

$$T = \frac{1}{6} + \frac{4}{6} \exp\left(-\frac{I_\pi}{I_0}\right) + \frac{1}{6} \exp\left(-\frac{I_\sigma}{I_0}\right) \quad (2.53)$$

L'ajustement de la courbe de la figure 2.10 par cette formule nous donne :

$$I_0 = 11 \mu\text{W} \quad (2.54)$$

$$I_\pi = 0,76 I_{total} \quad (2.55)$$

$$I_\sigma = 0,24 I_{total} \quad (2.56)$$

Cette puissance de 11 μW correspond à une intensité de 0,19 mW/cm^2 , soit la moitié de l'intensité de saturation (cf. tableau page 23), ce qui semble raisonnable.

Chapitre 3

Les sources laser

3.1 Nos besoins

Comme discuté au paragraphe 2.4 (page 38), un laser à 801 nm est nécessaire comme analyseur, pouvant selon la polarisation utilisée, conserver les atomes en $m_J = -2, 0$ ou $+2$. Comme ce laser peut aussi servir de polariseur, il est aussi suffisant pour constituer un interféromètre.

Un laser à 812 nm est cependant préférable comme polariseur, car il rassemble toutes les polarisations incidentes dans la polarisation choisie ($m_J = \pm 2$), au lieu d'éliminer les atomes de «mauvaises» polarisations, la transmission d'un faisceau non polarisé est donc cinq fois meilleure.

Enfin, un laser à 795 nm peut utilement éliminer le fond uniforme des métastables 3P_0 . En effet, même si ceux-ci ne représentent que 15 % du faisceau initial, après le passage à travers un polariseur et un analyseur (voire plusieurs), la part de 3P_2 peut être notablement inférieure à ce bruit.

Les puissances nécessaires sont de l'ordre du milliwatt dans chaque faisceau en interaction avec les atomes.

Avec des diodes en cavités étendues, la largeur spectrale instantanée des lasers est nettement inférieure aux largeurs naturelles des raies atomiques utilisées. Pour conserver l'accord entre atomes et lasers, l'asservissement doit assurer une stabilité en fréquence de l'ordre de la largeur naturelle des raies, soit environ 5 MHz dans notre cas.

3.2 Hérité

Le passage en 1997 de l'étude de la réflexion atomique sur une onde évanescente à celle de la focalisation par une onde évanescente a été l'occasion de changer de source laser. Le laser continu à colorant pompé par laser argon-

ion a été abandonné, en raison de sa complexité d'utilisation et de ses coûts de maintenance élevés, au profit d'un système à diodes. L'absence de diodes aux longueurs d'onde du néon métastable (640 nm) a motivé le choix de l'argon métastable comme atome, dont les raies autour de 800 nm sont bien couvertes par les diodes disponibles.

Ce système à diodes a été conçu et réalisé en 1997 par Rosa Brouri, Vincent Lorent, Michel Gorlicki et Ferdinando de Tomasi. Le but était d'obtenir une source de plusieurs dizaines de milliwatts, avec une stabilité inférieure au mégahertz, asservie sur la transition fermée à 812 nm, soit à résonance, soit décalée de plusieurs gigahertz vers le bleu ou le rouge, avec transport par fibre optique vers le jet atomique.

Le principe est le suivant : une première diode en cavité étendue est asservie à résonance à 811,531 nm sur une cellule d'argon. Ce faisceau sert à asservir la longueur d'un Fabry-Perrot, dont les modes sont espacés de 300 MHz. Une deuxième diode semblable à la première est asservie sur un des modes de ce Fabry-Perrot, on peut donc, en choisissant ce mode, se placer à résonance, ou se décaler de N fois 300 MHz vers le bleu ou le rouge. Ce faisceau est injecté dans une diode de puissance esclave qui produit un faisceau de mêmes caractéristiques spectrales, mais avec une puissance pouvant atteindre plus de 100 mW, que l'on introduit dans la fibre optique.

Une description plus complète de ce montage à 812 nm (éléments, assemblage, réglages et mesures) est donnée dans le dernier chapitre de la thèse de Rosa Brouri [26].

Quand nous sommes passés aux expériences d'interférences, la possibilité de décaler le 812 nm par pas de 300 MHz n'a plus présenté d'intérêt. Nous avons donc injecté la diode de puissance directement avec la première diode, à résonance. La seconde diode a été réglée à 801 nm et est envoyée vers l'expérience par l'intermédiaire d'une seconde fibre optique.

3.3 Disposition actuelle

3.3.1 Sources de lumière

Nos sources de lumière sont des diodes laser monomodes de type GaAlAs fabriquées par SDL, distribuées par AMS electronic, dont quelques caractéristiques sont données dans le tableau 3.1, page 49.

Cavité étendue

Nous avons deux montages assez semblables (l'un fonctionne à 811,5 nm, l'autre à 801,5 nm) : une diode fonctionnant à puissance réduite (10 à 15 mW)

Réf	λ_{SDL} (nm)	λ (nm)	P_{Max} (mW)	P_{Util} (mW)	module Peletier	montage
5402 H1	815	811,5	50	15	interne	en cavité étendue
5422 H1	818	811,5	150	30-100	interne	esclave injecté
5402 H1	815	801,5	50	6	interne	en cavité étendue
5311 G1	795	801,5	100	60	externe	esclave injecté

TAB. 3.1 – Principales caractéristiques de nos diodes. λ_{SDL} : longueur d’onde mesurée par le fabricant, indiquée sur l’emballage. P_{Util} : puissance typiquement utilisée.

est placée dans un montage dit en *cavité étendue*. Cela consiste à réfléchir une partie du faisceau sur lui-même, créant ainsi une cavité externe (d’environ 6 cm dans notre cas, donc *étendue* par rapport à la cavité millimétrique de la diode elle-même) dans laquelle on introduit un élément dispersif en longueur d’onde, de manière à réduire la largeur spectrale. On peut ainsi passer d’une largeur naturelle de plusieurs dizaines de mégahertz à quelques dizaines de kilohertz.

Nous n’avons pas besoin d’une telle finesse spectrale, il nous suffit d’avoir une largeur comparable à la largeur naturelle des raies que nous utilisons, soit environ 6 MHz. Notre montage permet d’atteindre une largeur de 400 kHz (voir [26]) mais alors il faut se déplacer dans la pièce sur la pointe des pieds. . . Pour plus de confort d’expérimentation, nous utilisons habituellement une modulation de fréquence plus forte, qui donne une largeur de quelques mégahertz, mais qui permet d’obtenir un asservissement capable de «tenir» plusieurs heures.

Notre cavité étendue (figure 3.1) est de type Littrow : un réseau en réflexion (1200 l/mm, blazé à 27 °) sert à la fois de miroir de bout de cavité et d’élément dispersif. On place le réseau de manière à ce que la lumière diffractée dans l’ordre 1 (30 % du faisceau incident) revienne dans la diode, alors que l’ordre 0 (réflexion spéculaire) constitue la sortie, le faisceau utile. En réglant l’angle du réseau par rapport au faisceau, on choisit quelle longueur d’onde, à l’intérieur de la courbe de gain, sera amplifiée.

Avec un montage en cavité étendue, le réglage de la longueur d’onde se fait donc non seulement par le choix du couple [courant, température] comme sur une diode libre (ce qui déplace la longueur d’onde centrale de la courbe de gain), mais aussi avec l’angle du réseau, ce qui permet de se déplacer dans cette courbe de gain (au lieu d’être au maximum, comme avec une diode libre).

Ainsi, si pour le montage à 812 nm la diode fonctionne naturellement

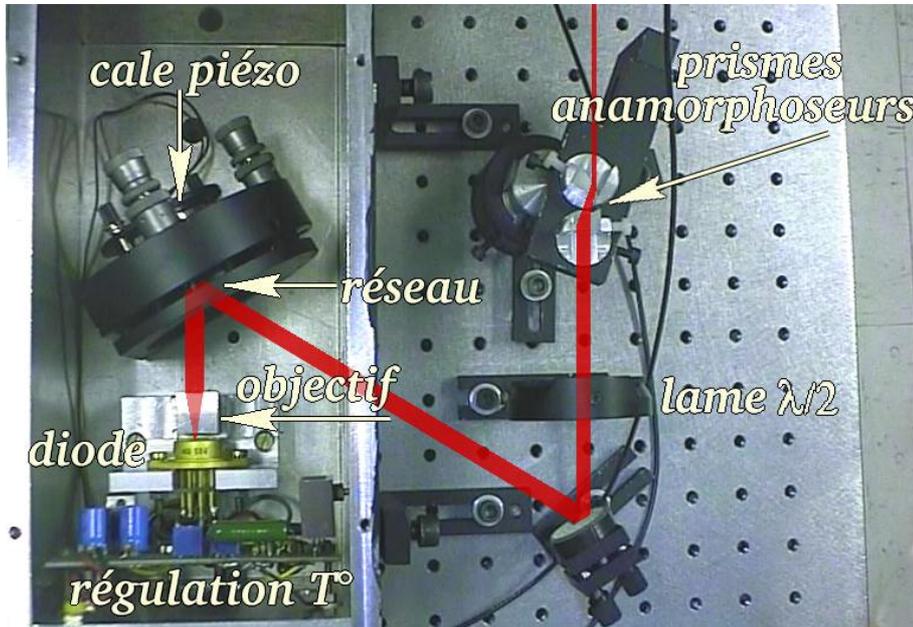


FIG. 3.1 – Diode maître en cavité étendue

autour de cette longueur d'onde (la cavité étendue servant surtout à affiner spectralement la lumière), pour l'autre montage le réglage du réseau parvient à «tirer» la diode jusqu'à 801 nm alors qu'à sa température de fonctionnement (pas loin du minimum autorisé par notre alimentation) elle fonctionne naturellement vers 809 nm (et que le fabricant l'a mesurée à 815 nm). Cet éloignement du centre de la courbe de gain explique que ce montage fournisse moitié moins de puissance que l'autre.

Pour une diode libre, la longueur de la cavité est égale à la longueur de l'élément semi-conducteur (multipliée par l'indice optique), qui ne dépend que de sa température. Avec une bonne régulation de température, cette longueur (et donc la longueur d'onde du laser) est très stable, surtout quand, comme dans notre cas, l'élément à effet Peltier et la thermistance sont intégrés dans le boîtier de la diode.

La longueur L d'une cavité étendue dépend en plus de la distance diode-réseau. Si on veut que la fréquence du laser (environ 4×10^{14} Hz) ait des fluctuations inférieures au mégahertz, soit une stabilité de 3×10^{-9} , L doit avoir au moins la même stabilité, donc varier de moins de 0,2 nm.

Des variations de longueur de cette amplitude peuvent avoir des causes diverses : dilatations thermiques, vibrations mécaniques, sons... Nous nous sommes donc attachés à isoler le montage de ces sources de bruit en l'enfermant dans une boîte métallique épaisse régulée en température, posée sur

la table optique qui est remplie d'un matériau absorbant les vibrations, elle-même reposant sur des supports en caoutchouc, sur une dalle reposant directement sur le sol (indépendante de l'armature du bâtiment).

Pour aller au-delà de cette stabilité passive, et aussi pour pouvoir modifier volontairement la longueur de la cavité, le réseau est monté sur une cale piézo-électrique. C'est un cylindre de céramique creux dont la longueur change quand on applique une tension entre ses extrémités. Cet allongement est d'environ 2 nm/V , avec un maximum d'environ 1000 V , soit $2 \text{ }\mu\text{m}$. En se basant sur une référence atomique (voir paragraphe 3.3.2) un système d'asservissement peut, en modifiant la tension sur cette cale piézo-électrique, garder la longueur de la cavité constante.

Géométrie du faisceau

En sortie d'une diode laser, le faisceau lumineux est très divergent à cause des dimensions transverses très réduites (de l'ordre du micromètre) du milieu actif. On peut facilement rendre le faisceau parallèle en plaçant la diode au foyer d'une lentille convergente (*objectif* sur la figure 3.1). Cependant, comme la section du milieu actif n'est pas carrée, mais rectangulaire ($1 \times 3 \text{ }\mu\text{m}^2$ pour nos diodes), le faisceau diverge plus horizontalement (30°) que verticalement (9°). Donc, après l'objectif, le faisceau est parallèle, mais de section elliptique, environ 1 mm par 3 mm à mi-hauteur.

L'inconvénient principal d'avoir un faisceau elliptique est la perte de puissance inévitable à l'entrée dans une fibre optique monomode de section circulaire. Pour obtenir un faisceau circulaire, nous utilisons un système de deux prismes dit *anamorphoseurs*, voir figure 3.1. D'axes verticaux, ils agissent uniquement sur la géométrie horizontale du faisceau. Dans cette disposition, ils réduisent la largeur du faisceau. On peut aussi placer leurs axes horizontalement et choisir d'augmenter la hauteur. Nous avons choisi d'avoir un petit faisceau pour traverser plus facilement l'isolateur optique, pour avoir une intensité plus importante dans la cellule d'absorption saturée et pour pouvoir utiliser un collimateur de plus petit diamètre pour entrer dans la fibre optique.

L'angle des prismes est choisi pour pouvoir s'en servir sous incidence de Brewster et limiter ainsi les pertes par réflexion. Pour cela la polarisation de la lumière doit être horizontale, alors qu'elle est verticale en sortie de la diode, c'est pourquoi on place avant les prismes une lame $\lambda/2$.

Isolateur optique

Les diodes laser présentent l'inconvénient d'être sensibles aux réflexions

qui reviennent dans la diode. Cela perturbe leur fonctionnement et peut même les détériorer. Or si on peut se permettre d'incliner la plupart des optiques très légèrement de travers pour éviter les réflexions, on ne peut généralement pas se le permettre à l'entrée d'une fibre optique sous peine de perdre énormément de puissance.

Pour éviter cela, on utilise des isolateurs optiques : ce sont des dispositifs qui ne transmettent la lumière que dans un seul sens. Cette propriété peut sembler étrange au premier abord, puisqu'en optique, les propriétés de symétrie impliquent que si un rayon lumineux peut aller d'un point A à un point B, il peut aller de B en A par le même chemin (principe du retour inverse). On peut cependant aller à l'encontre de ce principe en brisant la symétrie grâce à un champ magnétique. En présence d'un champ magnétique, dans de nombreux milieux, le plan de polarisation de la lumière tourne autour de l'axe du champ magnétique au cours de la propagation, c'est l'effet Faraday. Le sens de rotation est relatif au sens de champ magnétique, et non pas à la direction de propagation de la lumière.

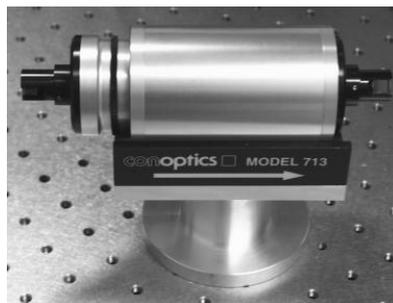


FIG. 3.2 – Isolateur optique

Pour faire un isolateur optique de Faraday, on utilise un barreau d'un matériau sensible à l'effet Faraday à l'intérieur d'un aimant, qui fait tourner la polarisation de 45° . Ainsi, la polarisation d'un faisceau qui traverse cet élément puis est réfléchi sur lui-même tourne de 45° à l'aller, puis encore de 45° au retour et se retrouve donc perpendiculaire à la polarisation initiale, il suffit de mettre un polariseur à l'entrée pour s'en débarrasser. Pour se protéger des faisceaux qui n'auraient pas la même polarisation que le faisceau «aller», on ajoute un polariseur à la sortie, ne laissant passer que cette polarisation.

Sur le modèle¹ que nous utilisons les polariseurs sont orientables, et il y a une molette de réglage de la longueur d'onde. Ceci est utile car l'effet Faraday y est sensible : l'angle de rotation est proportionnel à la fréquence de l'onde. Pour avoir exactement 45° à la longueur d'onde choisie, on modifie un peu le champ magnétique dans le barreau en déplaçant celui-ci par rapport à l'aimant grâce à la molette.

Comme ce dispositif fait tourner la polarisation de la lumière de 45° , on lui associe souvent une lame $\lambda/2$ pour annuler cette rotation. C'est ce que nous faisons pour trois de nos quatre diodes.

Le champ magnétique dans le milieu rotatif doit être de l'ordre du tesla si

¹Conoptics, modèle 713, ≈ 15 kF HT

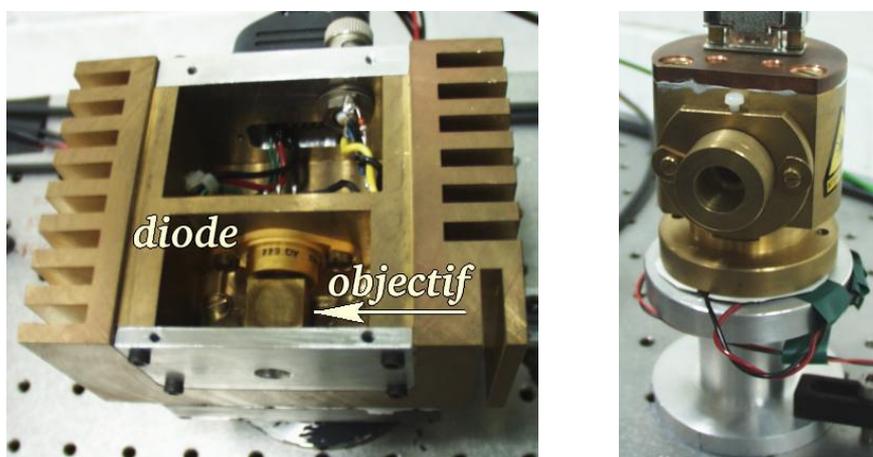


FIG. 3.3 – Diodes laser de puissance, à gauche 812 nm, à droite 801 nm

on veut tourner la polarisation de 45° en une longueur raisonnable. Une partie de ce champ s'échappe et attire volontiers (et violemment !) les objets passant à proximité, en particulier les clef hexagonales, tournevis et vis diverses quand on travaille dans un rayon de 10 cm autour.

Les polariseurs de ce modèle sont des prismes de Glan, ce qui contribue au coût élevé de cet appareil. Cela a deux avantages. D'une part de très bonnes performances (bonne transmission dans le sens direct, très forte atténuation dans le sens inverse), d'autre part l'existence d'une porte dérobée. . .

Les polariseurs de Glan, au lieu d'absorber la mauvaise polarisation, la dévient sur le côté (à environ 120°). Sur un isolateur optique, ces sorties latérales sont appelées *fenêtres d'éjection*. Si de la lumière entre par ces fenêtres en ayant la polarisation qui est déviée, elle peut remonter l'isolateur à l'envers. En utilisation normale, il suffit d'obturer ces fenêtres pour absorber les faisceaux sortants et empêcher de la lumière de rentrer. Mais cette possibilité d'envoyer tout de même un faisceau dans la diode protégée par un isolateur (et ce sans pertes contrairement à l'utilisation de miroirs semi-refléchissants) est très utile pour «injecter» les diodes de puissance.

Diodes de puissance injectées

Pour obtenir une puissance lumineuse importante tout en conservant les propriétés spectrales de nos diodes en cavités étendues, nous utilisons la technique de l'injection. Cela consiste à envoyer dans une diode de puissance un faisceau de faible puissance (typiquement moins d'un milliwatt) qui a les propriétés spectrales voulues (longueur d'onde, largeur spectrale, stabilité). La diode de puissance produit alors un faisceau qui a les mêmes propriétés, mais beaucoup plus de puissance. On appelle souvent *diode maître* la diode qui

impose sa longueur d'onde, et *diode esclave* celle qui fournit la puissance.

Les réglages de température et courant de la diode de puissance doivent être tels qu'elle produise naturellement un faisceau de longueur d'onde proche de celle visée, mais ce réglage n'est pas critique : on peut conserver l'asservissement sur la diode maître tout en modifiant le courant de plusieurs milliampères. Géométriquement, le faisceau maître doit autant que possible se superposer au faisceau esclave.

Pour pouvoir envoyer le faisceau maître dans la diode esclave malgré l'isolateur optique, la meilleure solution consiste à remonter l'isolateur à contre-sens en empruntant l'une des fenêtres d'éjection. Passer par le polariseur d'entrée ne convient pas car le faisceau injecteur a la mauvaise polarisation en arrivant dans l'esclave. En revanche, si on rentre par le côté du polariseur de sortie, l'effet Faraday tourne la polarisation du faisceau maître et la fait coïncider avec celle du faisceau esclave au niveau de la diode.

Le faisceau obtenu a exactement même fréquence et même phase que le faisceau maître : en observant avec le même Fabry-Perot le spectre des deux faisceaux les deux pics se superposent parfaitement, mais aussi nous avons constaté des oscillations régulières de l'amplitude du signal quand on balaye doucement la fréquence du maître, manifestation de l'interférence entre les deux faisceaux², preuve que les deux fréquences sont identiques à mieux que le hertz.

Bien que nous utilisions souvent le terme amplificateur pour désigner ces diodes de puissance, il ne s'agit pas d'une véritable amplification où la puissance est multipliée par un certain facteur constant, car la puissance de sortie de la diode esclave ne dépend pas de la puissance de la diode maître.

Enfin, on peut faire remarquer qu'obtenir l'injection de ces diodes n'a pas été une opération très difficile. Le protocole suivi est le suivant :

- rechercher au lambdamètre une température et un courant de fonctionnement de l'esclave de manière à obtenir la longueur d'onde voulue à 0,2 nm près.
- observer au Fabry-Perot le spectre de l'esclave.
- balayer doucement (quelques hertz) la longueur de la diode maître sur quelques centaines de mégahertz.
- faire rentrer le faisceau maître par le côté du polariseur de sortie de l'isolateur optique et superposer les deux faisceaux le mieux possible (attention à ne pas abimer la carte infra-rouge dans le faisceau de puissance). Il peut être utile de dérégler légèrement l'isolateur optique (en faisant un demi-tour sur la molette) de manière à ce que une petite partie du faisceau de puissance sorte par la fenêtre d'éjection utilisée,

²les chemins parcourus par les deux faisceaux sont de longueurs différentes.

ce qui permet de superposer ce faisceau au faisceau maître sur une longueur beaucoup plus importante, donc plus précisément.

- remettre l'isolateur à son réglage optimal, sinon la réflexion sur le Fabry-Perot peut rendre le réglage très difficile. Il peut aussi être utile de cacher l'entrée dans la fibre optique.
- À ce stade (ou en modifiant le courant), on voit généralement de petits pics qui se promènent régulièrement sur le signal naturel, souvent multimode et instable. L'injection est obtenue quand le spectre de l'esclave est un pic unique qui se déplace régulièrement au rythme du maître. Retoucher les différents paramètres pour ne conserver que le pic du mode injecté.

La diode de puissance à 811,5 nm fonctionne très bien. Nous devons utiliser une température assez basse car sa longueur d'onde «naturelle» mesurée par le constructeur est de 818 nm.

La diode de puissance à 801 nm a initialement été achetée pour être utilisée à 795 nm, pour éliminer les métastables 3P_0 . La longueur d'onde indiquée sur l'emballage est justement 795 nm. Pour l'amener à 801 nm, nous nous attendions à devoir la faire fonctionner à une température supérieure à 25 °C, mais finalement le fonctionnement à cette longueur d'onde a été obtenu à 9 °C. Ceci a posé des problèmes avec la venue de l'été : l'élément Peltier (extérieur à la diode) n'a pas la capacité suffisante pour maintenir une différence de température de plus de 15 °C avec la pièce.

Nous avons partiellement résolu ce problème en installant un deuxième module à effet Peltier, plus puissant, entre le boîtier de la diode en laiton et le support en dural (voir figure 3.3) pour évacuer la chaleur vers la table. Le courant appliqué dans ce module est constant, c'est l'autre module Peltier qui fait tout le travail de régulation de la température de la diode. Ce montage a fonctionné quelques jours, puis plus du tout : en ouvrant le boîtier de la diode nous avons trouvé le premier module Peltier rempli d'eau de condensation. . .

En attendant d'améliorer le boîtier qui a d'autres défauts, nous avons terminé cette série d'expériences dans des conditions nécessitant peu de puissance à 801 nm.

3.3.2 Références atomiques

L'asservissement de la longueur d'onde des lasers se fait en contrôlant que l'interaction avec des atomes d'argon métastable est maximale. Le problème est donc d'avoir de l'argon métastable.

Cellule d'argon

Pour cela, nous utilisons une cellule contenant de l'argon sous faible pression (de l'ordre du millibar), que l'on excite grâce à un champ électromagnétique de haute fréquence (environ 50 MHz).

La cellule que nous utilisons est un cylindre de quartz de 25 mm de diamètre par 100 mm de long, rempli d'argon sous une pression de 0,7 mbar. Ce type de cellule de gaz est assez difficile à trouver. Celle-ci été achetée aux États-Unis auprès de la société Opthos³, prix \$ 500, délai 3 semaines.

Pour produire des métastables, un solénoïde d'une quinzaine de tours enroulé autour de la cellule reçoit un courant alternatif de quelques dizaines de mégahertz qui induit un plasma dans le gaz.

Ce courant de haute fréquence est produit par un oscillateur à triode très simple (ne comprend en plus que 3 résistances et 3 condensateurs). La fréquence d'oscillation est fixée par un des condensateurs et le solénoïde. La puissance fournie à la cellule se règle en changeant la tension d'alimentation du circuit.

La puissance de ce système n'est pas suffisante pour que la décharge s'allume spontanément dans la cellule, même à la tension d'alimentation maximale de 300 V. Une excitation supplémentaire est nécessaire. Nous utilisons pour cela un générateur haute-tension et haute fréquence (*spark tester* fabriqué par Edwards). Cet appareil est prévu à l'origine pour rechercher les fuites dans une enceinte à vide : on promène la pointe de l'appareil à proximité de l'enceinte, et l'arc électrique qui se crée est censé se fixer préférentiellement au niveau des fuites. Pour allumer notre décharge, il suffit d'approcher la pointe à quelques centimètres de la cellule (de préférence à une extrémité pour éviter d'avoir un arc entre la pointe et le solénoïde). Ensuite on peut diminuer la puissance de la décharge trop dense en abaissant la tension d'alimentation vers 150 à 200 V.

Ce système est très difficilement réglable ou modifiable. Le fait que le solénoïde serve à la fois à transmettre la puissance à la cellule et à fixer la fréquence d'oscillation rend ce circuit très sensible aux perturbations extérieures : parfois le seul fait d'approcher la main pour faire un réglage suffit à éteindre la décharge. Deux modifications utiles n'ont ainsi pas pu être réalisées.

La première consistait à réduire la longueur du solénoïde pour avoir une décharge plus courte et diminuer l'absorption (qui est trop forte même quand l'alimentation est à la limite d'extinction de la décharge). Nous avons finalement résolu notre problème en faisant passer le faisceau laser au ras de la paroi de la cellule, là où la décharge est moins dense.

³opthos@erols.com

La deuxième était de rajouter un champ magnétique uniforme constant pour pouvoir décaler par effet Zeeman la fréquence des transitions atomiques, et donc asservir le laser hors résonance (plus finement que tous les 300 MHz). Mais dès qu'on rajoute les bobines nécessaires pour créer ce champ, l'induction mutuelle entre le solénoïde et ces bobines (même lorsque leurs axes sont orthogonaux) perturbe l'oscillateur et l'allumage de la décharge devient impossible.

Une solution à ces problèmes pourrait venir du montage qui m'a été décrit lors d'une conférence en Italie par Armand Koolen, qui préparait alors une thèse à Eindhoven sur une expérience utilisant l'hélium métastable. Pour induire une décharge dans une cellule, il utilise un générateur haute fréquence de puissance dont la sortie est couplée par un transformateur à un circuit oscillant RLC où est insérée la cellule : un condensateur (C) est branché aux bornes du secondaire du transformateur (L) ; un anneau entoure chaque extrémité de la cellule, ce qui forme l'élément résistif (R) qui absorbe la puissance et qui est branché lui aussi en parallèle.

Comme l'excitation de la cellule ne se fait plus par une bobine, l'ajout d'un champ statique ne pose plus de problème. La fréquence est fixée par le générateur et ne peut être perturbé par l'extérieur. Le transfert de puissance vers la cellule dépend de l'accord de la fréquence de résonance du circuit RLC, mais ceci dépend de L et C, qui sont assez indépendants de ce que l'on peut faire au niveau de la cellule.

Le fait que ce système permette d'obtenir une décharge même à des fréquences inférieures au mégahertz (alors qu'avec notre système il faut au moins 40 MHz) semble être l'indice d'un fonctionnement efficace et sain.

Nous devions recevoir les caractéristiques plus détaillées de ce système avant d'entreprendre les essais, mais comme nous n'avons rien reçu, et que nous avons eu d'autres problèmes plus graves, ce projet n'a pas encore été réalisé. Pour donner une description de première main, voir le texte d'un message reçu quelques mois après cette conférence, en annexe page 198.

Absorption saturée

En mesurant simplement l'absorption ou la fluorescence dans une cellule de gaz, la précision en fréquence est limitée par l'effet Doppler dû au mouvement des atomes dans le gaz. Pour l'argon à température ambiante, la largeur Doppler des raies autour de 800 nm est de 750 MHz. Pour obtenir une meilleure précision, nous utilisons un montage à double passage dans la cellule, dit *d'absorption saturée*.

Ce montage consiste à réfléchir le faisceau sortant de la cellule exactement sur lui-même, et à mesurer l'intensité de ce faisceau au retour, après deux

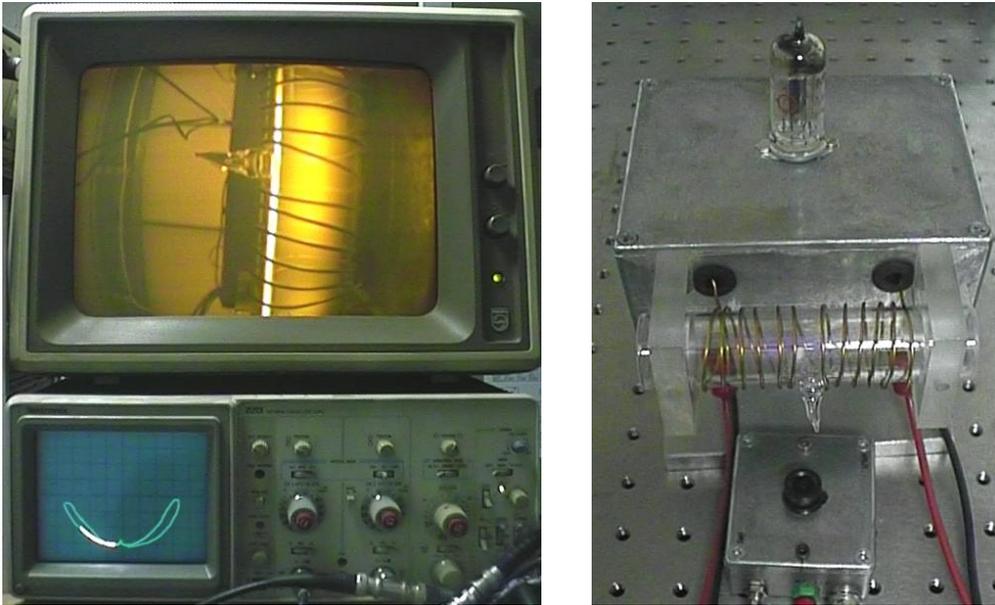


FIG. 3.4 – Gauche : en bas, un spectre d'absorption saturée, en haut l'image donnée par la caméra montrant le passage du faisceau à 812 nm dans la cellule. Droite : la cellule, son circuit d'excitation à triode et la caméra de contrôle

passages dans la cellule. On appelle x l'axe du faisceau, orienté dans le sens de propagation du faisceau aller. Si le laser est décalé en fréquence de $\Delta\nu$ par rapport au centre de la raie, le faisceau aller sera absorbé par les atomes dont $v_x = \lambda \Delta\nu$, et le faisceau retour par ceux pour lesquels $v'_x = -v_x = -\lambda \Delta\nu$. Si l'intensité du laser est suffisante (de l'ordre de l'intensité de saturation) une partie (jusqu'à 50 %) des atomes ayant la bonne vitesse est placée dans l'état supérieur de la transition, et ne peuvent donc plus absorber, on dit qu'on a saturé l'absorption. Ainsi le faisceau de retour sera moins absorbé (et le signal lumineux plus important) *si ce sont les atomes d'une même classe de vitesses qui absorbent les faisceaux aller et retour*, donc si $v'_x = v_x = -v_x = 0$, donc si $\Delta\nu = 0$.

Donc, si on balaye la fréquence du laser et que l'on observe la lumière qui revient de la cellule, on doit observer une diminution de l'absorption quand on passe exactement au centre de la raie. Cette remontée du signal, appelée *pic d'absorption saturée*, a une largeur de l'ordre de la largeur naturelle de la raie en question, soit 6 MHz dans notre cas, ce qui permet donc un pointage du centre de la raie environ cent fois plus précis qu'avec un simple passage.

Dans le schéma idéal, l'absorption est saturée par le faisceau aller, dit faisceau *pompe*, le faisceau retour, dit faisceau *sonde*, ne fait que mesurer la

saturation. Pour cela, le faisceau de retour doit être fortement atténué pour être nettement plus faible que le faisceau aller. Dans notre cas le faisceau est réfléchi sans atténuation volontaire, ce qui élargit un peu le pic d'absorption saturée, mais préserve un bon rapport signal sur bruit, ce qui permet d'obtenir un asservissement stable même avec une faible modulation du laser.

Pour séparer le faisceau aller du faisceau de retour, on intercale souvent une lame $\lambda/4$ sur le trajet du faisceau. Après un double passage à travers cette lame, la polarisation du faisceau retour est orthogonale à celle du faisceau aller. Il suffit alors d'utiliser un prisme séparateur de polarisations pour récupérer sans pertes le faisceau de retour. Si on place cette lame d'onde avant la cellule, les faisceaux aller et retour sont respectivement polarisés circulairement (par exemple) à droite et à gauche, alors que si la lame est contre le miroir (disposition actuelle), les polarisations dans la cellule sont linéaires (par exemple) verticale et horizontale.

Les deux montages ne sont pas équivalents si on désire décaler la référence par effet Zeeman. Dans ce cas, il faut placer la lame avant la cellule, de manière à avoir des polarisations circulaires de sens opposés, mais qui par rapport au champ magnétique statique supplémentaire donneront toutes deux une polarisation σ de même signe.

Depuis fin 1999, cette cellule sert également comme référence à 801 nm pour la deuxième diode. Outre les difficultés à faire cohabiter dans un espace restreint les quatre miroirs nécessaires au double passage des deux faisceaux dans la cellule, ce deuxième faisceau pose un problème plus fondamental : la transition à 801 nm étant largement ouverte, ce laser élimine les métastables. On a donc un dépeuplement de métastables sur le trajet de ce faisceau et plus généralement dans toute la cellule : sur l'écran de contrôle, on voit la luminosité de l'ensemble de la décharge fluctuer quand ce laser passe par la résonance (sans doute à cause du mouvement des atomes dans le gaz, et de la diffusion de lumière à 801 nm). Et comme la densité de la décharge varie, l'absorption de l'autre laser varie en proportion, il y a donc influence de la longueur d'onde du deuxième laser sur le signal d'asservissement du premier. D'autre part, on est obligé d'augmenter la puissance de la décharge pour avoir assez d'absorption à 801 nm, mais il y en a alors trop à 812 nm...

La solution que nous avons adoptée consiste à écarter le plus possible les deux faisceaux l'un de l'autre, soit 10 à 12 mm, (à cause de la lame quart d'onde qui fait 12,7 mm de diamètre) ce qui limite fortement l'influence d'un laser sur l'autre. En plaçant la cellule de manière à ce que le 801 nm passe au centre, au maximum de densité, et le 812 nm sur un bord, pour être moins absorbé, le deuxième problème est résolu.

Lampe à cathode creuse

Nous disposons d'une référence atomique d'un autre type : une lampe à cathode creuse. C'est une lampe à décharge de basse puissance⁴ dont l'impédance varie par effet optogalvanique quand on lui envoie un laser accordé sur une transition de l'argon. Un boîtier s'intercale entre l'alimentation haute tension (350 V, 10 mA) et la lampe, pour extraire l'information sur la longueur d'onde du laser.

Le réglage optique est extrêmement simple puisqu'il suffit que le laser arrive sur la décharge, qui fait environ 5 mm de diamètre au fond d'un tube de verre de 5 cm.

Le principal défaut de ce système est que le signal que l'on récupère est proportionnel à la dérivée de l'absorption du laser dans la décharge. Il faut donc moduler le laser, soit en fréquence, soit en amplitude. La méthode la plus simple est de placer un hacheur dans le faisceau laser, dans notre cas un simple petit ventilateur. En balayant lentement la longueur d'onde, l'enveloppe des oscillations obtenues correspond à la courbe d'absorption de la décharge.

En modulant de 100 % à environ 100 Hz l'amplitude d'un faisceau de 1 mW à résonance à 812 nm, on obtient un signal de l'ordre de 0,1 V. On augmente le signal en diminuant la tension d'alimentation, en prenant toutefois garde à maintenir la décharge allumée.

Contrairement aux cellules en absorption saturée, ce système ne permet pas d'éliminer l'effet Doppler, cependant une modulation en fréquence du laser et un asservissement synchrone sur flanc permet d'obtenir des stabilités meilleures que le mégahertz.

Nous n'avons utilisé cet appareil pour l'instant que comme un simple contrôle de longueur d'onde, avec un hacheur et simple visualisation sur un oscilloscope, pour repérer quand la deuxième diode (alors réglée à 812 nm) était à résonance (et non pas à N fois 300 MHz).

3.3.3 Asservissement en longueur d'onde

Pour conserver l'interaction entre atomes et laser, il faut stabiliser la fréquence du laser en limitant son excursion en fréquence à une valeur inférieure à la largeur naturelle de la transition atomique (6 MHz). Le montage d'absorption saturée décrit au paragraphe 3.3.2 est une référence atomique adéquate pour cette application.

Pour repérer le sommet du pic d'absorption saturée, voir si le laser dérive, et de quel côté, il faut effectuer un petit balayage, soit de la fréquence du

⁴fab : Imaging & Sensing Technology, réf : WL 22611

faisceau, soit la position du pic.

Pour balayer la position du pic, on peut moduler un champ magnétique dans la cellule, mais comme mentionné précédemment, ceci est impossible avec la décharge que nous utilisons actuellement.

Nous avons choisi la solution la plus simple et économique : moduler la longueur d'onde de la diode en modulant son courant d'alimentation. Une détection synchrone du signal fourni par une photodiode sert de base à un circuit d'asservissement qui contrôle, par l'intermédiaire d'un amplificateur haute-tension la cale piezo-électrique qui règle la longueur de la cavité étendue.

La fréquence de modulation pour la diode à 812 nm est de 50 kHz, celle de la diode à 801 nm est de 80 kHz, ce qui empêche les deux asservissements de se perturber, bien que les signaux d'absorption saturée soient partiellement couplés car partageant la même cellule.

Le problème quand on module le courant de la diode, c'est que tout le faisceau est modulé en fréquence : paradoxalement, le système de stabilisation de la fréquence du laser induit une modulation de cette fréquence. . .

Plus l'amplitude de la modulation est forte et plus l'asservissement est stable, mais plus la largeur spectrale du laser est importante. En utilisant la modulation la plus faible possible, nous avons obtenu une largeur spectrale de 400 kHz, mais il est difficile de garder cet asservissement plus de quelques minutes. Pour pouvoir obtenir un asservissement solide, qui puisse tenir plusieurs heures, nous utilisons une excursion plus importante, donnant une largeur spectrale moyenne de 4 à 5 MHz.

Cette mesure a été faite au Fabry-Perot : en coupant la modulation on observe un pic d'environ 1 MHz de largeur à mi-hauteur, largeur sans doute en partie due à la finesse du Fabry-Perot. Quand on allume la modulation et l'asservissement en fréquence, le sommet de ce pic oscille sur une largeur d'environ 5MHz.

Une plus forte excursion a des effets néfastes mesurables, voir par exemple la comparaison entre les profils d'absorption à 801 nm pour une excursion de 5 et 20 MHz (figure 7.8 D, page 152).

3.3.4 Contrôle, visualisation des faisceaux

Les longueurs d'onde à 801 et 812 nm sont difficilement visibles à l'œil nu : il faut plusieurs milliwatts sur moins d'un millimètre carré de papier blanc, avec un éclairage ambiant pas trop fort, pour distinguer le spot. Il est en tout cas impossible de voir le faisceau sur les optiques, ou dans la cellule d'absorption saturée. Nous avons trois outils pour pallier cette «infirmité» :

- **des cartes de visualisation** : ce sont des cartes recouvertes d'un produit qui «se charge» de lumière ambiante, et la réémet sous la stimulation d'un faisceau infrarouge, rendant ce dernier visible. Nous avons quatre cartes : deux fabriquées par Kodak, deux par Quantex (distributeur Optilas). Les secondes présentent les avantages suivants : surface active six fois plus grande, matériau plus sensible, contraste plus fort (permet de mieux visualiser les changements d'intensité d'un faisceau), «transparent» avec deux faces actives (de la lumière est émise sur les deux faces, on n'est pas obligé de regarder du côté où arrive le faisceau). Prix environ 1000 F.
- **une lunette de visualisation infrarouge** : (FJW Find-R-Scope) c'est une sorte de lunette de vision de nuit qui donne une image monochrome verte, mais avec une sensibilité limitée à la plage 0,4 à 1,2 μm , on ne voit donc pas les infrarouges thermiques... Très sensible à 800 nm, il permet de voir les faisceaux à la traversée des optiques et sur les miroirs. Très utile pour repérer sur les murs de la pièce les faisceaux qui s'échapperaient de la table et pourraient constituer un danger pour les «promeneurs». Inconvénients : poids (1 kg), encombrement (occupe une main), faible profondeur de champ (et besoin de l'autre main pour mettre au point). Prix 7 à 11 kF.
- **une caméra video** : (figure 3.4) type caméra de surveillance noir et blanc bon marché (200 F). La plupart de ces petites caméras (contrairement aux modèles couleur) n'ont pas de filtre anti-infrarouges (servant à rapprocher la sensibilité du capteur de celle de l'œil humain) et sont sensibles au delà de 950 nm. Nous en avons placé une qui observe la cellule d'absorption saturée, et permet de contrôler la fluorescence pour repérer le passage des lasers à résonance. L'écran (figure 3.4) est un moniteur d'Apple II ressorti d'un grenier.

3.3.5 Transport

Le transport de la lumière de la salle d'optique à la salle d'expérience et jusque dans l'enceinte sous vide se fait par deux fibres optiques de 20 m de long. La fibre que nous utilisons est une fibre monomode dont les caractéristiques sont données dans le tableau 3.2.

Cette fibre est protégée dans une gaine plastique de 3 mm de diamètre qui la rend très résistante aux manipulations, de sorte qu'on y prête guère plus d'égard que n'importe quel câble coaxial.

Ces câbles optiques sont terminés à chaque extrémité par des connecteurs mâles de type FC-PC (voir figure 3.6). Ces connecteurs ont un détrompeur

$\lambda_{\text{utilisation}}$	820 nm
λ_{coupure}	750 ± 50 nm
ϕ mode	5,7 μm
ϕ cœur	5,1 μm
ϕ gaine	125 μm
ouverture num.	0,11

TAB. 3.2 – Principales caractéristiques des fibres optiques utilisées (Sedi Fibres-optiques, référence SMC-A0820B)

qui vient se positionner dans une encoche du connecteur femelle et une virole fileté pour le serrer en place.

L'entrée et la sortie de la lumière dans la fibre se font par l'intermédiaire de *collimateurs* (appelés aussi parfois *coupleurs*). Il s'agit d'un simple connecteur FC-PC femelle au foyer d'une lentille convergente. Sur la plupart des collimateurs, la distance fibre-lentille est réglable, ce qui permet d'optimiser la puissance entrant dans la fibre, ou de choisir la divergence du faisceau sortant.

Pour obtenir le maximum de puissance lumineuse dans la fibre, le faisceau laser doit arriver en plein centre et perpendiculairement, soit quatre degrés de liberté à optimiser. Ceci peut être réalisé simplement à l'aide de deux miroirs, mais le couplage entre l'influence des quatre vis de réglages rend cette opération longue et fastidieuse. Nous avons donc réalisé des supports de collimateurs qui découplent autant que possible les différents paramètres du faisceau : le collimateur est monté dans un support de miroir (Thorlabs KM1/M) qui procure deux degrés de liberté angulaires. Cette monture de miroir est fixée sur un système ajoutant deux degrés de liberté de translation (grâce à deux translations Microcontrôle M-UMR5.16). Le coût total du montage (environ 4000 F HT sans compter le collimateur) n'est pas négligeable, mais la précision, le confort et la rapidité de réglage sont excellents.

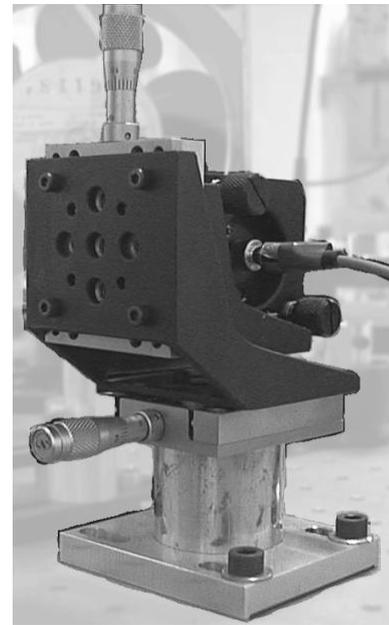


FIG. 3.5 – Support de collimateur

On gagne beaucoup de temps lors du premier réglage si on dispose d'une source lumineuse dans une fibre optique que l'on monte sur le collimateur à

régler. Il suffit alors de superposer le faisceau obtenu avec le faisceau qu'on veut faire rentrer pour obtenir un bon pré-réglage. Ceci permet aussi de vérifier si le faisceau a la bonne géométrie et éventuellement de retoucher la focalisation du collimateur, ou de rajouter une lentille.

Après ce pré-réglage, on peut continuer en utilisant un wattmètre au bout d'une fibre (d'au moins plusieurs mètres, si possible enroulée sur un faible diamètre, pour éliminer les éventuels modes secondaires et la conduction par la gaine). Il vaut mieux ne pas serrer complètement le connecteur dans le collimateur, ainsi l'entrée de la fibre est en arrière du plan focal du collimateur, là où la tache lumineuse peut faire plusieurs dizaines de micromètres (au lieu de 5 μm au foyer). Ceci facilite l'obtention d'un premier signal, que l'on maximise, puis on visse un peu plus le connecteur et on recommence, jusqu'à serrage complet.

Les taux de couplage que nous avons obtenus dépendent surtout de la géométrie du faisceau incident et vont de 25 % (pour le faisceau de l'ampli à 801 nm qui n'a pas de prismes anamorphoseurs et est donc elliptique) à plus de 60 %.

Nous utilisons souvent ces réglages pour faire varier la puissance lumineuse vue par les atomes : au lieu de modifier le courant (ce qui oblige à retoucher la température pour conserver la longueur d'onde) on préfère souvent décaler le collimateur par rapport au faisceau grâce à la translation horizontale.

La réflexion de la lumière sur l'entrée de la fibre est importante. Nous n'avons pas mesuré quelle est sa puissance, mais nous en voyons souvent les effets :

- sans isolateur optique, la diode de puissance à 801 nm a des fluctuations de longueur d'onde sur plusieurs nanomètres.
- même avec son isolateur, la diode de puissance à 812 nm est perturbée quand une fibre est branchée sur le collimateur bien réglé : la plage de fréquence sur laquelle l'injection fonctionne est beaucoup plus étroite et la superposition des faisceaux doit être particulièrement soignée.
- la photodiode mesurant le signal d'absorption saturée à 801 nm a dû être déplacée à cause d'interférences entre ce signal et la réflexion sur la fibre : au lieu de le placer derrière le cube séparateur de polarisation qui divise le faisceau de la diode entre utilisation et asservissement, il a fallu mettre une lame semi-transparente sur le faisceau d'asservissement, ce qui est moins économe en puissance. Au passage on note que si la réflexion sur la fibre était défléchie par le cube séparateur, c'est que cette réflexion est (au moins en partie) dépolarisée.

Avant d'atteindre les atomes, la lumière doit d'abord pénétrer dans l'en-

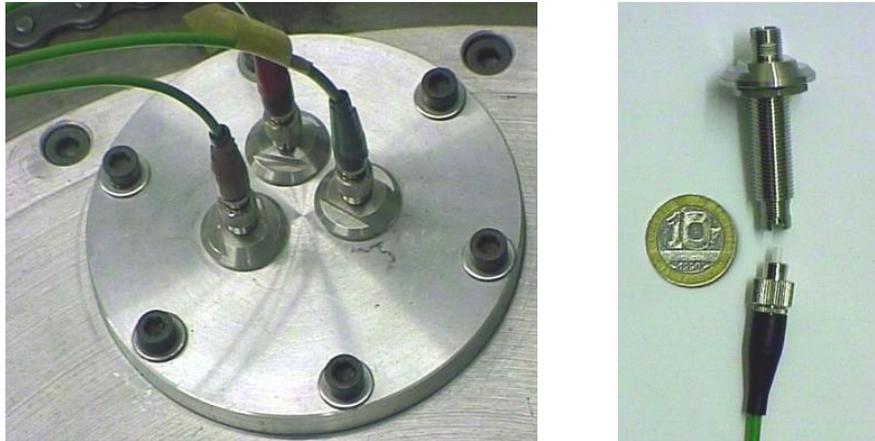


FIG. 3.6 – Passages étanches pour fibres optiques monomodes avec connecteurs FC-PC

ceinte sous vide. À cause du manque d'accès optiques de cette enceinte, nous avons choisi de laisser la lumière sous fibre pour la traversée. Nous utilisons des traversées étanches : c'est un morceau de fibre optique serti dans une tige de céramique, elle-même sertie dans une tige métallique, comportant un connecteur FC-PC femelle à chaque extrémité (figure 3.6).

Le fabricant de cet élément (SEDI fibres optiques) recommande d'utiliser des connecteurs pour fibre à maintien de polarisation sur les câbles branchés sur ces traversées. Ces connecteurs permettent une rotation de la fibre par rapport au connecteur métallique, ce qui peut permettre de corriger certains défauts d'alignement. Ceci s'est effectivement révélé utile, car cette manipulation permet parfois de doubler la puissance transmise. Les pertes restent toutefois importantes, typiquement 20 à 50 %.

3.3.6 Schéma optique - Plan de table

Le schéma de la table optique est représenté sur la figure 3.8, page 69. Seuls les éléments et faisceaux actuellement utilisés sont représentés. D'autres miroirs et séparatrices sont conservés pour permettre, par exemple, d'envoyer les faisceaux maîtres dans le Fabry-Perot court.

3.4 Améliorations en perspective

3.4.1 Nouvelles longueurs d'onde

Le montage d'une diode à 795 nm est prévu, pour pouvoir éliminer les métastables du niveau 3P_0 et ainsi augmenter le contraste des figures d'interférences.

Une source à 715 nm peut être intéressante pour améliorer l'analyseur, mais la complexité du montage (utilisation de trois lasers, voir page 39) et le peu de gain par rapport à l'analyseur à 801 nm sont pour l'instant dissuasifs.

3.4.2 Stabilité et largeur spectrale

Pour avoir un asservissement stable sans ajouter une modulation à la fréquence du laser vu par les atomes, on peut ne moduler que le faisceau d'asservissement. La méthode la plus couramment utilisée pour modifier la fréquence d'un faisceau est la modulation acousto-optique.

Un modulateur acousto-optique est un morceau de matériau transparent auquel on applique une onde acoustique (de 50 à 200 MHz selon les modèles). Cette onde de compression crée un réseau d'indice qui peut défléchir une partie du faisceau laser d'un angle proportionnel à la fréquence f de l'onde acoustique. Le faisceau dévié voit aussi sa fréquence modifiée : le décalage est égal $\pm f$ (selon le sens de la déviation) ; c'est cet effet qui nous intéresse.

Pour que le faisceau ne se déplace pas lorsqu'on modifie f , il faut faire un double passage dans le modulateur (un aller-retour). Le faisceau qui revient est décalé de $2f$ mais est fixe (superposé au faisceau incident).

La fréquence minimale de fonctionnement étant de plusieurs dizaines de mégahertz, on est obligé d'utiliser deux modulateurs en sens contraires pour obtenir de faibles modifications de la fréquence d'un faisceau (moins de 100 MHz). Par exemple l'un ajoute $F + 100$ MHz et l'autre retranche 100 Mhz, pour obtenir finalement un décalage de F .

La seule amélioration de la largeur spectrale des lasers ne justifie pas pour l'instant le coût et la complexification du montage optique liés à l'utilisation de modulateurs acousto-optiques, puisque l'objectif d'une largeur inférieure à 6 MHz est déjà atteint. Par contre, la possibilité d'asservir les lasers avec un décalage par rapport à la résonance est une amélioration qui peut les justifier.

Élargissement du spectre

Un élargissement contrôlé du spectre des lasers, de l'ordre de 10 à 20 MHz, peut être intéressant pour obtenir un refroidissement transverse des atomes en utilisant un éclairage en faisceau parallèle. On parle ici d'un véritable élargissement concernant la largeur de raie instantanée (à l'échelle de la microseconde) ; augmenter l'excursion de la modulation d'asservissement à 50 kHz ne suffit pas, car cela agit sur une échelle de 20 μ s. On peut utiliser la technique mise en œuvre au laboratoire Kastler-Brossel à Paris [35] consistant aussi à moduler le courant de la diode, mais à une fréquence de plusieurs mégahertz, créant ainsi des bandes latérales dans le spectre lumineux. Si ces bandes latérales sont distantes de moins de la largeur naturelle de la transition, on peut considérer le spectre comme continu.

3.4.3 Accordabilité

La possibilité d'avoir des longueurs d'onde s'écartant un peu, de façon contrôlée, du centre des raies atomiques est intéressante, voire nécessaire, pour plusieurs projets que nous avons :

- refroidissement transverse du faisceau de manière à réduire sa divergence en utilisant une mélasse optique. Il faut pour cela pouvoir décaler la fréquence du laser de quelques mégahertz vers le rouge.
- ralentissement longitudinal : quand on utilise un ralentisseur Zeeman, on choisit souvent d'accorder le laser à résonance (en champ nul) avec des atomes ayant une vitesse supérieure à la vitesse de sortie du ralentisseur (par exemple 100 m/s). Ainsi, le faisceau ralentisseur cesse d'interagir avec les atomes dès qu'ils ont quitté la zone de champ magnétique. Cela diminue aussi la valeur maximale du champ magnétique à utiliser, donc la dimension des bobinages et la puissance électrique consommée. La fréquence du laser doit être décalée de plus de 100 MHz.
- utilisation de l'effet Zeeman dans un analyseur (voir paragraphe 2.3.2, page 31) : pour dépeupler un sous-niveau précis, on peut séparer les fréquences d'absorption des différentes polarisations en appliquant un champ magnétique, et envoyer un laser à la fréquence adéquate. Les décalages nécessaires vont de 5 à 50 MHz.

Comme évoqué plus haut, un système à deux modulateurs acousto-optiques peut remplir cette fonction efficacement et précisément (le décalage est égal à la différence de deux fréquences que l'on peut mesurer avec une précision de l'ordre du hertz).

Une deuxième méthode, a priori plus simple à mettre en œuvre est de décaler par effet Zeeman la fréquence de résonance des atomes dans la cel-

lule d'absorption saturée, en y appliquant un champ magnétique uniforme. Ceci nécessite de revoir le montage créant la décharge, ce qui est de toute façon souhaitable. Le décalage Zeeman des raies de l'argon est de l'ordre de 1 à 3 MHz/G (voir tableau 2.1 page 32). Avec les quelques gauss qu'on peut raisonnablement obtenir sur le volume de la cellule, on voit que les décalages accessibles sont beaucoup plus faibles qu'avec les modulateurs acousto-optiques (qui permettent des dizaines, voire des centaines de mégahertz de décalage). Cette méthode peut donc convenir pour un ralentissement transverse, mais pas pour un ralentissement longitudinal.

3.4.4 Optique fibrée

En commençant à travailler avec des fibres optiques câblées sous gaine solide et avec des connecteurs «rapides», nous avons décidé de développer dans notre équipe l'utilisation de ces matériels, pour obtenir des montages optiques plus compacts, plus résistants (moins sensibles aux vibrations et poussières par exemple), moins dangereux (pas de faisceaux à l'air libre).

Nous avons déjà acheté un certain nombre de composants de base (cordons, connecteurs, rouleaux de fibre, séparatrices, collimateurs, correcteur de polarisation). Nous suivons les travaux du laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT à Lannion qui nous a fourni deux lasers fibrés (mais adaptés à l'hélium métastable que nous n'utilisons pas pour l'instant). Le but à terme est d'avoir la plupart des faisceaux sous fibre, les passages à l'air étant l'exception, alors qu'actuellement c'est le contraire.

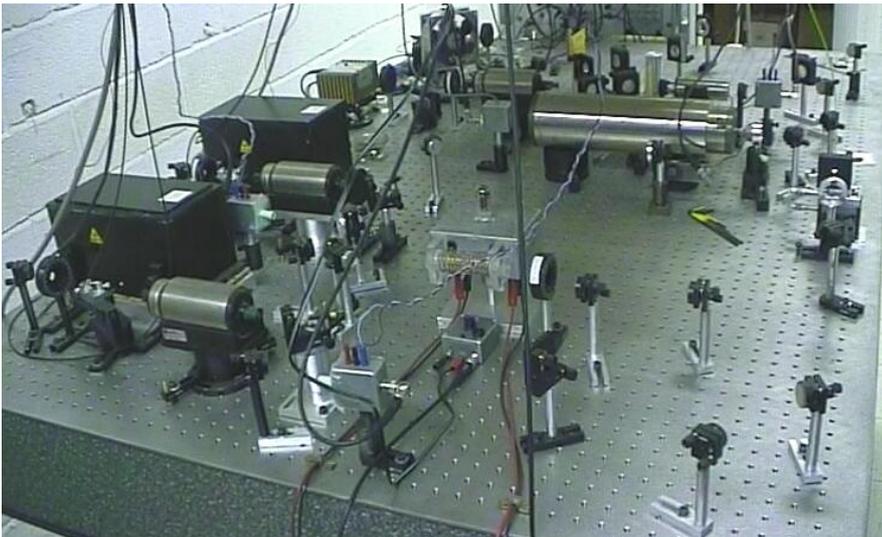


FIG. 3.7 – Vue d'ensemble de la table optique

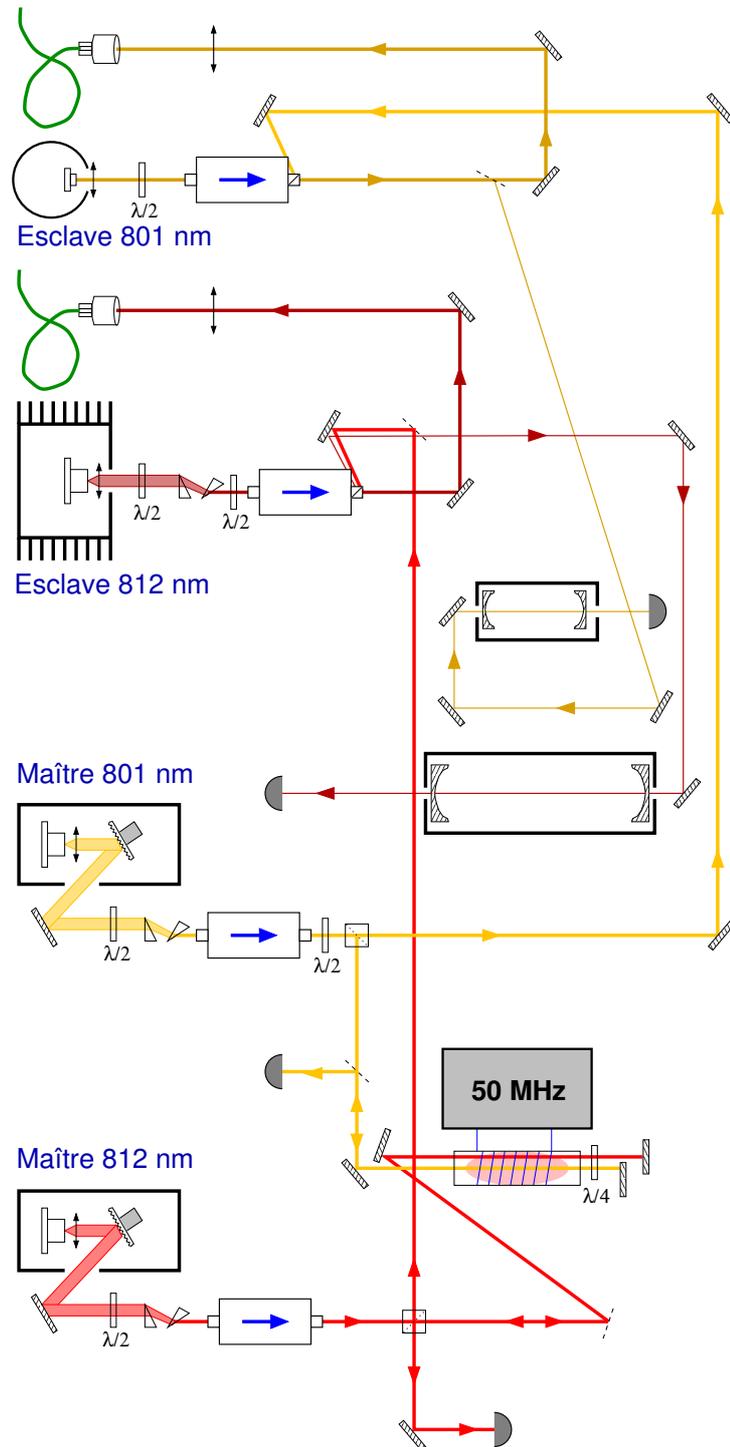


FIG. 3.8 – Schéma de la table optique simplifié : on n'a représenté que les éléments utiles

Chapitre 4

Dispositif expérimental atomique

4.1 Nos besoins

4.1.1 Le vide

Contrairement à l'interférométrie neutronique [27, 28, 29, 30], l'interférométrie atomique ne peut malheureusement pas se faire «à l'air libre» : le libre parcours moyen typique d'un atome à température et pression ambiantes est de 70 nm. Sur une expérience en jet de un mètre de long, pour que les atomes aient moins de 1 % de chances de subir une collision sur le gaz résiduel, il faut que leur libre parcours moyen soit supérieur à 100 m. La pression doit donc être inférieure à :

$$P_{max} = \frac{70 \times 10^{-9}}{100} = 7 \times 10^{-10} \text{ bar} = 7 \times 10^{-7} \text{ mbar} = 5 \times 10^{-7} \text{ Torr} \quad (4.1)$$

soit un vide secondaire correct. De plus, comme c'est la pression résiduelle moyenne le long du faisceau atomique qui compte, et que celle-ci est a priori plus forte que dans le reste de l'enceinte à cause des divers obstacles (blindages magnétiques, bobinages, optiques...) qui dégazent ou forment des recoins mal pompés, il faut viser une pression moyenne dans l'enceinte plus basse, de l'ordre de 10^{-7} mbar

4.1.2 L'enceinte

Pour obtenir un vide de bonne qualité, on a intérêt à avoir une enceinte de dimensions réduites, sans toutefois que les objets qu'on y place fassent

trop obstacle au pompage : prévoir quelques centimètres de marge, ce qui évite aussi d'avoir à jouer les horlogers lors du montage.

Placer le maximum d'éléments à l'extérieur de l'enceinte contribue à améliorer la qualité du vide, ainsi que la facilité des réglages. On a donc intérêt à prévoir de nombreux accès optiques, ainsi que des liaisons souples entre morceaux d'enceintes pour retoucher l'alignement.

La conception en sections interchangeable permet de moduler la longueur en fonction des besoins, par exemple intercaler un ralentisseur Zeeman, ou un polariseur de Stern-Gerlach. Ceci permet aussi d'intercaler facilement des éléments accessoires, tels que des vannes pour pouvoir isoler des sections et faire des mises à l'air partielles.

Un introducteur d'échantillons semble indispensable dès que l'on souhaite faire un peu plus qu'une simple démonstration de faisabilité de lithographie (i.e. plus de trois essais par semaine).

Enfin un pompage propre et fiable par pompes turbomoléculaires est hautement souhaitable.

Comme nous allons le voir, assez peu de ces caractéristiques sont réunies par l'enceinte que nous utilisons actuellement...

4.1.3 La source

Les qualités requise pour la source atomique diffèrent quelque peu selon que l'on s'intéresse à l'interférométrie ou à la lithographie.

Pour l'interférométrie, il est le plus souvent utile d'avoir une distribution de vitesses la plus étroite possible, de manière à pouvoir observer le plus de franges possible. À l'opposé, avec la technique de lithographie que nous proposons, la finesse du tracé sera d'autant meilleure que la distribution de vitesses sera large. Il est à noter qu'une distribution de vitesses large peut être réduite de diverses manières : par ralentissement laser, par des systèmes de filtres (Stern-Gerlach, voir paragraphe 2.2, ou champs comobiles [36, 37]), ou encore par double hachage du faisceau. Par contre élargir une distribution de vitesse étroite n'est pas évident...

Pour ce qui est du flux de métastables, la lithographie est assez exigeante dès qu'il s'agit de réaliser des motifs complexes en un temps raisonnable, puisqu'il faut une dose d'environ un atome métastable par molécule de résine, soit environ 10^{15} atomes par cm^2 . Avec une bonne source donnant un flux de $10^{13} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ sur la cible, le temps d'exposition de 100 s par point sera tout juste raisonnable, alors que le détecteur utilisé en «mode interféromètre» sera largement saturé.

Une bonne stabilité du flux est souhaitable pour la lithographie, pour ne

pas être obligé d'asservir le temps de pose aux variations du flux¹. Ceci est moins important pour l'interférométrie, où l'on fait généralement de nombreuses acquisitions successives, ce qui moyenne les fluctuations diverses.

L'efficacité de production de métastables (la part d'atomes excités dans le faisceau) peut être importante en ce qui concerne la qualité du vide : à flux de métastables égal, une source avec 1 % d'efficacité fera remonter le vide dans l'enceinte dix fois plus qu'une source avec 10 % d'efficacité. De plus, comme ces atomes dans le niveau fondamental suivent le même chemin que les métastables, ils créent des surpressions locales très mal placées (par exemple au niveau du détecteur ou de la cible)².

Une trop forte divergence du faisceau est un inconvénient : tout d'abord on a un étalement inutile du faisceau au niveau de la cible qui augmente le temps de pose (ou de mesure). De plus les atomes n'atteignant pas la cible risquent en frappant les objets au bord du faisceau de créer des surpressions au voisinage du faisceau, et d'émettre des photons UV parasites. D'autre part, on peut aussi avoir des problèmes dus à l'effet Doppler lors de l'interaction avec la lumière (ceci est discuté au paragraphe 2.3.4)

La divergence peut être réduite par un refroidissement laser à deux dimensions, qui diminue les composantes transverses de la vitesse. En se limitant à une simple mélasse optique (il suffit d'utiliser une partie du faisceau à 812 nm du polariseur, un miroir et une lame $\frac{\lambda}{4}$) les vitesses transverses sont limitées à 0,25 m/s, ce qui correspond à une divergence de 0,5 mrad pour un faisceau à 540 m/s.

Enfin, une bonne fiabilité et un entretien minimum seraient souhaitables.

Une source à décharge semble rassembler le plus de ces caractéristiques : flux important, bonne efficacité, large distribution de vitesses, faible entretien. L'optimisation du flux est à soigner tout particulièrement...

4.2 Hérité

Le jet atomique et son système de vide que nous utilisons a été fabriqué à l'université de Freiburg par le professeur Helmut Haberland en 1972, puis est arrivé dans notre équipe en 1986.

Ce système a été conçu pour étudier des collisions entre atomes de gaz rares : deux sources produisent des jets supersoniques (pour avoir une bonne définition de l'énergie cinétique des atomes) qui se croisent à angle droit.

¹voir un asservissement possible page 99

²On peut éviter ce problème en séparant les fondamentaux des métastables en les déviant grâce à un laser [23].

L'une des sources produit des atomes métastables, dont on étudie vitesse et répartition angulaire après collision sur l'autre jet.

L'enceinte est de dimensions assez imposantes pour permettre la rotation du détecteur sur environ 130° à l'intérieur. Les sources sont montées dans des chambres cylindriques de 30 cm de diamètre sur 70 cm de long, ce qui n'allège pas l'aspect général. Comme le pompage nécessite cinq pompes à diffusion de gros débit, on obtient un ensemble assez énorme de plus de deux mètres de haut.

En 1992, l'expérience a été adaptée pour étudier la réflexion d'un jet de néon métastable sur l'onde évanescente créée par la réflexion totale d'un laser à colorant à l'intérieur d'un prisme, et l'une des sources a été enlevée.

En 1997-1998, pour étudier la focalisation d'un jet d'argon métastable par l'onde évanescente existant autour d'une fibre optique étirée, une rallonge, permettant d'éloigner le détecteur de 0,8 à 2 m, a été adaptée sur la porte pour augmenter la résolution angulaire.

4.3 La source atomique

4.3.1 Source actuellement utilisée

Notre source d'argon métastable peut se décomposer en deux parties : une source d'argon, créant le jet atomique, et un dispositif d'excitation des atomes qui place une partie des atomes dans les niveaux métastables. On notera que cette source fonctionne aussi avec les autres gaz rares (après une adaptation mineure des réglages et avec des efficacités variées).

Cette source n'ayant pas subi de transformation notable depuis une quinzaine d'années, on se contentera ici d'une description sommaire du principe. Les lecteurs plus curieux (et les mécaniciens des fluides fervents) sont invités à se référer aux thèses antérieures plus détaillées sur ce point [24, 26], ainsi qu'à l'ouvrage de Scoles *Atomic and Molecular Beams Methods* [31].

Le jet atomique

La manière la plus simple de créer un jet atomique est de percer un petit trou dans un réservoir de gaz entouré de vide, on obtient un jet dit *effusif*. On se contente ainsi de sélectionner les atomes se dirigeant dans une certaine direction, ceux-ci conservent leur large distribution de vitesses maxwellienne caractéristique de la température du gaz. Les vitesses atomiques s'étalent autour de la vitesse centrale $\sqrt{3kT/m}$ sur environ $\pm 50\%$ de cette valeur. Pour l'argon, on obtient une vitesse de 430 m/s, ± 220 m/s.

Il est souvent intéressant d'avoir des vitesses plus étroitement distribuées, on a ainsi une meilleure définition de l'énergie dans le cas de l'étude de collisions, et de la longueur d'onde pour l'étude d'interférences.

On peut pour cela utiliser un jet dit *supersonique*. Le principe est de modifier le schéma précédent en utilisant non plus un simple trou, mais une tuyère de longueur nettement supérieure à sa section, et en imposant une forte différence de pression entre les deux côtés. On crée maintenant un véritable écoulement de gaz, dans lequel les atomes sont entraînés dans un mouvement d'ensemble. Ils sortent ainsi de la tuyère avec des vitesses et des directions beaucoup plus homogènes que dans le cas précédent. Pour améliorer encore cette uniformité, on vient sélectionner la partie centrale de la détente du gaz. Ceci est réalisé par un trou situé à la pointe d'un cône qui rentre dans la zone de détente du gaz (au lieu d'utiliser un simple trou dans une paroi plane) pour éviter au maximum de perturber cette détente. On appelle ce système un *écorceur*. Ce système a l'avantage supplémentaire d'isoler la suite de l'expérience de la pression relativement forte qui règne dans cette zone (pompage différentiel).

Le débit de ce système est réglé en ajustant la pression en amont de la tuyère (grâce au détendeur de la bouteille haute pression), en contrôlant l'effet sur la pression en aval, dans la chambre de détente.

diamètre tuyère	50 μm
pression amont	1 bar
pression aval	$1,6 \times 10^{-4}$ mbar
diamètre écorceur	500 μm
vitesse moyenne	545 m/s
largeur distribution	45 m/s (8 %)
flux total maxi en Ar*	10^{11} s $^{-1}$

Le canon à électrons

On obtient les atomes métastables par bombardement électronique : un canon produit des électrons et les accélère vers les atomes. Lors des collisions, une partie de l'énergie cinétique des électrons est transférée aux atomes sous forme d'énergie interne. On peuple ainsi une multitude de niveaux d'énergie. Les atomes redescendent ensuite en cascade vers le niveau fondamental en émettant des photons. Certains d'entre eux aboutissent sur l'un des deux niveaux métastables et y restent (puisque, comme leur nom l'indique, ces niveaux ont une durée de vie assez longue).

La source d'électrons est une *cathode à oxyde*, faite d'un mélange de poudres comprimé à chaud dans la forme voulue. L'émission des électrons

est provoquée par chauffage indirect : un filament de tungstène enroulé en spirale et courbé sur trois quarts de cercle, très proche (0,5 mm) de l'arrière de la cathode, est parcouru par un courant électrique de 8 à 12 A, dissipant une puissance de 60 à 150 W, et chauffe la cathode par radiation.

Une circulation d'eau dans le support du canon à électron assure le refroidissement de ce système.

La cathode est portée à un potentiel négatif entre -80 et -150 V qui accélère les électrons vers le jet atomique. La forme de la cathode a été choisie en ce sens (voir figure 4.1) : c'est un cylindre percé selon son axe sur un diamètre de 1 mm où passe le faisceau atomique. La face d'émission (du côté où arrivent les atomes) est sphérique creuse. Une grille métallique sphérique concentrique reliée à la masse est placée à environ 1 mm de cette surface. Le champ électrique ainsi créé entre ces deux surfaces accélère les électrons vers le centre de ces sphères, où passe le faisceau.

Si l'on applique des impulsions électriques au lieu d'une tension continue, on obtient une source de métastables pulsée, ce qui est très pratique et performant pour les expériences en temps de vol (pas besoin d'un système mécanique du style disque tournant perforé).

Pour augmenter les chances de collisions atomes-électrons, on rajoute un électro-aimant qui crée un champ magnétique colinéaire au faisceau en son centre, et qui diverge au niveau de la cathode. Les électrons spiralent autour des lignes de champ magnétique, ce qui d'une part augmente la longueur du trajet, d'autre part guide les électrons le long du faisceau atomique, deux effets qui augmentent la probabilité de collision. On constate un gain d'un facteur 10 sur le flux de métastables à la mise en service de ce champ magnétique.

La «tradition» veut qu'il existe un réglage optimal du couple [tension d'accélération, courant d'électro-aimant], assurant la meilleure «focalisation» des électrons sur le faisceau atomique, et donc la meilleure efficacité de production de métastables. Dans la pratique, ces trois dernières années, s'il existe une plage optimale pour la tension (140-180 V), la meilleure valeur du champ

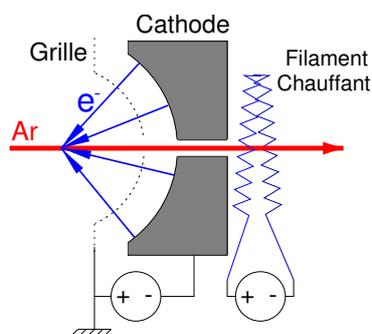


FIG. 4.1 – Canon à électrons

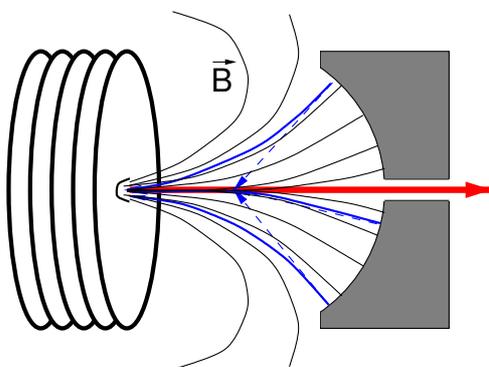


FIG. 4.2 – Action du champ magnétique

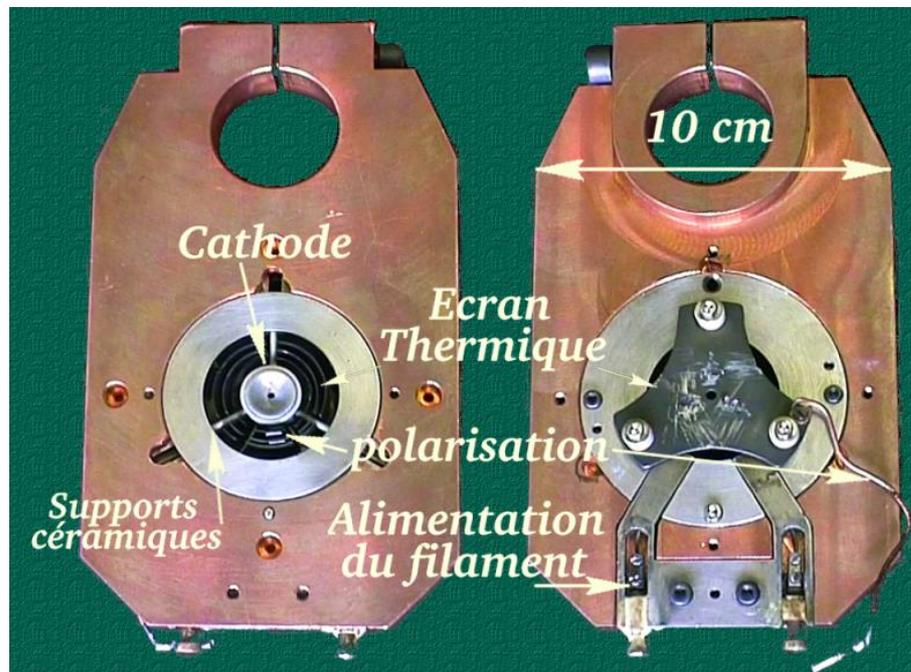


FIG. 4.3 – Canon à électrons, face et pile

magnétique, dès qu'on utilise une tension supérieure à 50 V, est obtenue au maximum de l'alimentation. On pourrait donc sans doute obtenir une meilleure efficacité avec un courant plus fort, mais ceci doit être essayé avec précautions (en contrôlant la température du bobinage de l'électro-aimant).

Notre source ne permet pas une mesure fiable du courant de bombardement en raison d'une isolation imparfaite entre la cathode et la masse : la mesure du courant débité par l'alimentation est la somme du courant électronique et du courant de fuite. Ce phénomène est mis en évidence en variant la tension d'accélération, par exemple de -50 à -100 V. Le courant électronique ne doit pratiquement pas varier, car la production d'électrons ne dépend que de la température de la cathode. Or dans notre cas le courant varie quasiment linéairement avec la tension. Autre indice : selon les cathodes utilisées, on obtient le même flux de métastables avec des courants mesurés variant de 5 à 150 mA.

Précautions d'utilisation

L'utilisation quotidienne de ce canon à électrons demande certaines précautions d'utilisation. Les hautes températures de fonctionnement imposent des allumages et extinctions très progressives du courant de chauffage (respectivement de l'ordre 30 et 10 mn). Le risque (constaté!) de variations brutales

de température est de voir la cathode sortir de ses fixations en céramique (ou que ces céramiques se brisent) à cause de dilatations différentes entre pièces de températures trop différentes.

Même après un chauffage «délicat», la source n'atteint 90 % de son plein rendement qu'après un certain temps (typiquement 30 mn, parfois plus de trois heures, ce qui indique généralement qu'une révision est nécessaire).

Le premier chauffage après une remise à l'air doit être particulièrement délicat : en raison de sa fabrication par compression de poudre, la cathode est poreuse, et à pression atmosphérique, l'air vient se fixer dans ses pores. Un pompage classique ne suffit pas à retirer cet air, qui ne s'en va que lors du chauffage de la cathode. On constate ainsi une remontée de la pression dans l'enceinte lors du premier chauffage d'une cathode. On choisit généralement d'arrêter d'augmenter le chauffage dès que la pression atteint 10^{-4} mbar, en attendant que les gaz désorbés à cette température diffusent hors de la cathode.

Un chauffage direct sans se préoccuper de ce dégazage fait courir plusieurs risques :

- oxydation de la cathode et du filament chauds par l'air libéré.
- problèmes de pompage si la pression remonte au delà de 10^{-3} mbar, avec rétrodiffusion d'huile.
- formation de bulles de gaz dans la cathode pouvant provoquer des fissures.

On notera enfin que ces cathodes craignent l'humidité. Outre les précautions de stockage des cathodes de réserve que cela implique, il faut prendre garde à éviter la condensation lors des mises à l'air. Ainsi, la procédure traditionnelle est de couper doucement le chauffage et l'électro-aimant, attendre 30 mn, couper la circulation d'eau, et attendre encore 30 mn que cette région revienne à température ambiante avant d'ouvrir l'enceinte.

Pannes

Les types de pannes fréquemment rencontrées sont :

- déplacement d'une pièce (cathode, filament, patte de polarisation de la cathode) par rapport à ses voisines entraînant un court-circuit, une interruption du circuit, un chauffage insuffisant. . .
- déplacement d'ensemble du canon par rapport au faisceau atomique (glissement dû aux dilatations).
- vieillissement de la cathode, pollution. . . (on constate généralement un dépôt blanchâtre à la surface, que l'on peut enlever par abrasion)

Les pannes sont fréquentes à la mise en place d'une nouvelle cathode (ou d'une cathode révisée), suite, par exemple, à un positionnement de la

cathode trop proche de la grille, ce qui peut provoquer un court circuit dû aux dilatations lors du chauffage.

Une fois les deux premiers jours d'utilisation passés, la durée moyenne entre deux pannes dépend principalement des précautions prises pour le chauffage. On a constaté une nette amélioration de la longévité entre 1997-1998 et 1999-2000, où l'intensité typique de chauffage est passée de 11 A à moins de 10 A, la «durée de vie» passant d'environ 150 heures à plus de 400 heures.

Entretien

Entièrement constitué de pièces spécifiques, fabriquées au laboratoire, utilisant certains matériaux difficiles à se procurer (par exemple des tubes de céramique de 1 mm de diamètre), l'assemblage et l'entretien de ce canon à électrons est complexe (en particulier le centrage de la cathode dans son support, et la fabrication et l'installation par soudure à point du filament) et repose principalement sur le savoir-faire de Jean Reinhardt, qui bien qu'à la retraite assure encore un mi-temps de chercheur dans notre équipe.

Dans le même registre, les cathodes sont aussi produites localement, dans le laboratoire voisin, par frittage d'un savant mélange de poudres que nous leur fournissons. La dernière «fournée» a été réalisée en 1997 par une thésarde et des techniciens qui ont quitté le laboratoire depuis.

La perte de ce savoir-faire, accentuée par l'utilisation prochaine d'une source à décharge pourrait donc marquer la fin définitive de l'utilisation de cette source, ce qui serait dommage en particulier à cause des bonnes propriétés monocinétiques du faisceau produit.

Si l'on estime que cette source peut encore rendre de bons services, il serait donc souhaitable de s'assurer rapidement de la mise par écrit de toutes les procédures d'entretien et d'utilisation.

Une autre approche possible serait de remplacer la cathode à oxyde par un filament de tungstène thorié comme celui utilisé dans notre source à hydrogène métastable (filament pour jauge à vide de type Bayard-Alpert).

4.3.2 Source en projet

Ce système de canon à électrons est donc assez complexe dans sa conception, sa fabrication, son assemblage, sa mise en place, son utilisation et son entretien.

Comme son avantage principal, sa distribution de vitesses étroite, est, pour nos projets de lithographie, plutôt un inconvénient, il a été décidé de prévoir la mise en place d'une source à décharge.

Source à décharge

La production du jet est similaire à une source supersonique : une tuyère suivie d'un écorceur, mais ici, l'excitation des atomes se fait en créant une décharge électrique au sein même de la tuyère [23, 32]. Pour cela, on place en amont de la tuyère une électrode portée à un potentiel de l'ordre de -3 kV. Une décharge électronique peut alors s'établir entre cette électrode pointue et l'écorceur, relié à la masse. Les électrons empruntant le même canal étroit ($\approx 0,25$ mm) et long (quelques mm) que les atomes, les collisions sont fréquentes.

En fonctionnement, on utilise une intensité d'une dizaine de milliampères et la tension aux bornes de la décharge s'établit vers 2 kV (on place une résistance en série entre l'alimentation et la décharge pour avoir une forte tension à l'allumage et un courant pas trop fort en fonctionnement – et d'une manière générale, un fonctionnement plus stable)

Pour que la décharge aille de la pointe jusqu'à l'écorceur, il faut bien entendu que la tuyère soit faite dans un matériau isolant électrique. On doit cependant se méfier de la puissance dissipée par la décharge, environ 20 W, qui n'est pas énorme dans l'absolu, mais qui, concentrée dans le petit volume de la tuyère, peut provoquer un échauffement très important. Le matériau de choix pour cette pièce est le *nitrure de bore* (BN), qui a la remarquable propriété d'être isolant électrique et conducteur thermique³, ce qui permet de répartir ces 20 W sur tout le volume de la source, ce qui ne provoquera qu'un échauffement de quelques degrés.

Pour un fonctionnement plus stable, un circuit de fluide réfrigérant autour de la tuyère est souhaitable. On peut aussi, en y faisant circuler de l'azote liquide, obtenir un abaissement de la vitesse moyenne d'un facteur 2.

Une source de ce type a été réalisée, suivant un schéma utilisé pour produire de l'hélium métastable au Laboratoire Kastler Brossel à Paris, mais n'a pas encore été testée [23].

On attend de cette source une distribution de vitesses centrée vers 600 m/s (avec refroidissement par eau) avec une largeur plus importante, de l'ordre de 20 à 40 %.

Les mesures des distributions de vitesses, habituellement réalisées en pulsanant la tension d'accélération sur la cathode, risquent de devoir être réalisées autrement. Il semble en effet difficile de moduler une source de ce type : outre le problème technique de moduler une tension de plusieurs kilovolts, il est peu probable que la décharge se mette en place et atteigne son régime permanent pendant les quelques microsecondes que doivent durer les impul-

³ainsi que facilement usinable, et non-toxique

sions⁴. Il faut donc prévoir un hachage mécanique, ou par un laser sur une transition ouverte, ou encore substituer aux temps de vol des méthodes de mesure sélectives en vitesse comme la détection optique, déjà utilisée dans cette expérience à l'époque des études de collisions [33].

Autres améliorations envisagées

On peut attendre de cette source à décharge une divergence assez forte, de l'ordre de 50 mrad [32]. Or il semble inutile d'envoyer des atomes sur plus de quelques mm² de la cible, placée à environ un mètre. Il peut donc être intéressant de réduire cette divergence à quelques milliradians.

Ceci peut être obtenu par un refroidissement transverse du faisceau. Une simple mélasse optique permet de limiter les vitesses transverses à environ 25 cm/s, ce qui pour un jet de vitesse moyenne 600 m/s donne une divergence limite de 0,4 mrad.

La réalisation consiste en quatre lasers transverses qui ralentissent les atomes qui s'écartent de l'axe du faisceau. En raison de la forte divergence initiale du faisceau, il faut commencer par rabattre vers l'axe les atomes les plus divergents en inclinant les lasers au début de la zone d'interaction, puis redresser les faisceaux progressivement alors que la divergence des atomes diminue. Il faut donc avoir des faisceaux lasers convergents ; on appelle cela la technique des *fonts d'ondes courbées*.

La longueur d'interaction nécessaire pour réduire la dispersion des vitesses transverses de ± 15 m/s ($25 \text{ mrad} \times 600 \text{ m/s}$) à 0 est de l'ordre du millimètre pour l'argon. Les systèmes utilisant de longues lentilles cylindriques [32], ou des miroirs pour «recycler» l'intensité du laser [23], nécessaires pour l'hélium en raison de la grande longueur d'interaction nécessaire (≈ 10 cm) semblent donc inutiles pour l'argon.

Une diminution de la vitesse longitudinale peut être intéressante pour augmenter le temps passé dans l'interféromètre. Ceci peut être obtenu avec un *ralentisseur Zeeman* : un faisceau laser venant à l'encontre du faisceau atomique freine les atomes par pression de radiation. Un champ magnétique dépendant de la distance parcourue déplace la fréquence d'absorption des atomes par effet Zeeman, de manière à compenser la variation de l'effet Doppler au cours du ralentissement et conserver l'accord entre laser et atomes.

La décélération maximale étant de 226 km/s^2 , la distance minimale pour arrêter des atomes de 600 m/s est de 80 cm ; c'est aussi l'ordre de grandeur de la longueur nécessaire pour ralentir les atomes d'un facteur 10. Le gain

⁴Cela vaut tout de même la peine d'essayer : d'après F. Perales qui a travaillé sur une telle source au LKB à Paris, c'est faisable.

de longueur au niveau de l'interféromètre doit donc être comparé avec cet allongement nécessaire.

Le ralentissement transverse peut aussi avoir des inconvénients : augmentation de la divergence, de la sensibilité à l'effet Stern-Gerlach classique (voir paragraphe 6.4.4 page 137), et de la sensibilité aux collisions avec le gaz résiduel. L'intérêt de rajouter cet élément doit donc être soupesé avec soin.

4.4 Système de vide

4.4.1 Enceinte

L'enceinte a été conçue pour l'analyse angulaire de sections efficaces de diffusion : le détecteur à atomes métastables est placé dans le plan horizontal, défini par les deux jets, à 30 cm du centre de collision ; il est orientable sur environ 130° . Le détecteur faisant 20 cm de long, il décrit à l'intérieur de l'enceinte sous vide un quart de cercle de plus de 50 cm de rayon ! Voilà ce qui a déterminé les dimensions imposantes de la chambre d'interaction : une base de 82 par 90 cm de côté, sur une hauteur de 60 cm, soit un volume de plus de 400 l.

Cinq côtés sont en acier de 25 mm. L'accès est aisé, puisque le sixième côté (dural 25 mm) s'ouvre complètement. On a une bonne vision de l'intérieur grâce à un grand hublot en plexiglas de 30 cm de diamètre (épaisseur 30 mm) sur le côté droit, et un hublot de 25 mm en verre traité anti-reflet sur le côté gauche. La porte dispose d'une ouverture dans l'axe du faisceau, où l'on peut installer un grand hublot (identique au premier), mais cet emplacement est actuellement occupé par une rallonge permettant d'éloigner le détecteur.

Cette rallonge est constituée d'un tube de 10 cm de diamètre, au bout duquel on place une petite enceinte cylindrique (diamètre 22 cm, longueur 25 cm) qui contient un deuxième détecteur. Trois longueurs de tubes sont disponibles : 13, 100, et 130 cm. Une petite pompe est installée en dessous du détecteur pour aider au pompage de ce recoin en cas d'utilisation d'un tube long.

De nombreux passages électriques sont disponibles (une cinquantaine), et ce n'est pas trop : les divers bobinages magnétiques en utilisent 14, chacun des deux moteurs pas à pas 10, plus deux détecteurs atomiques, une photodiode...

Une dizaine de passages mécaniques (Edwards 4RK10, permettant une rotation libre et une translation sur quelques centimètres) sont installés. Ils sont utilisés pour manipuler, grâce à des tiges métalliques flexibles, des vis de réglage de position des différents éléments de l'interféromètre.

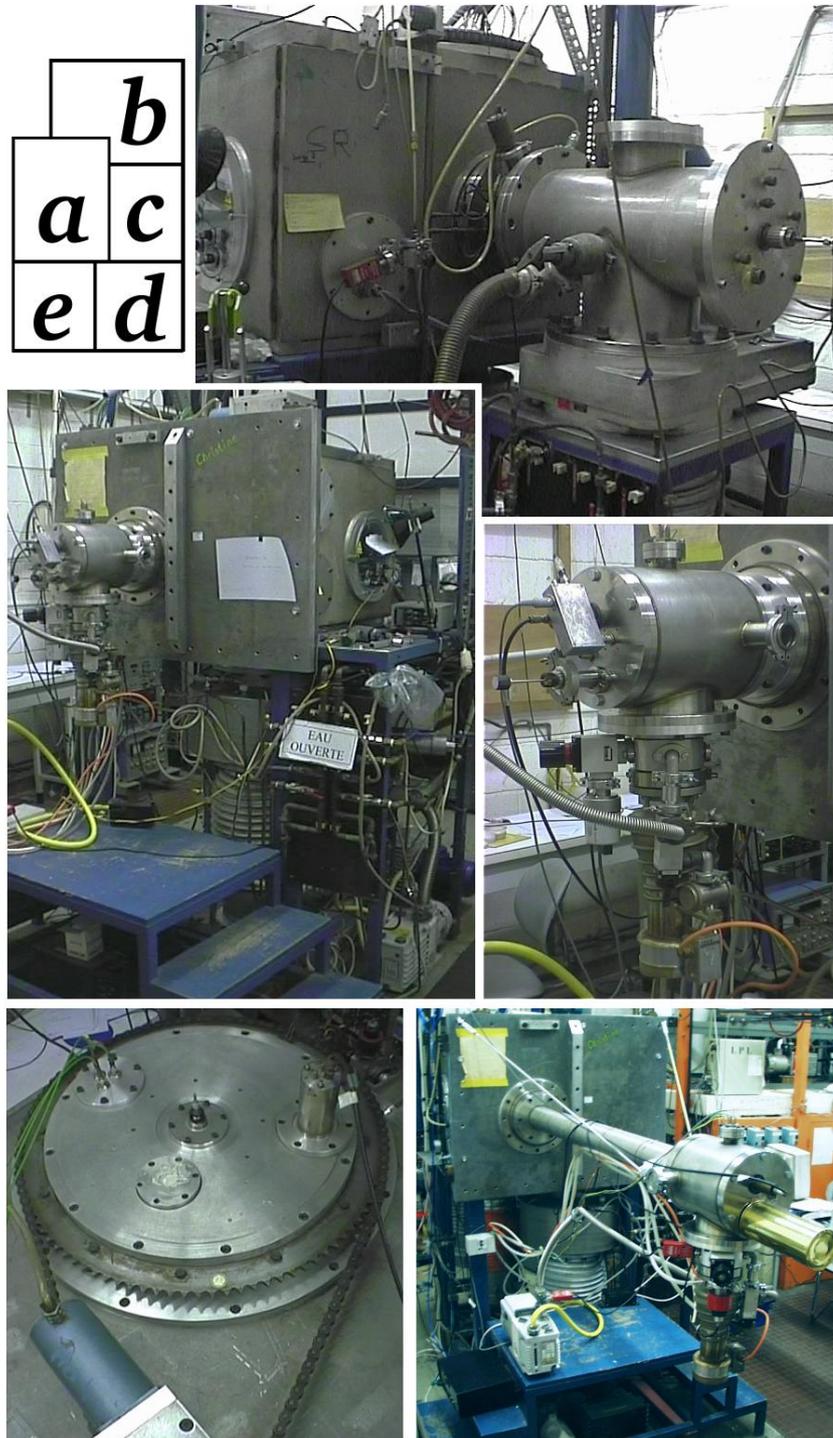


FIG. 4.4 – a) vue générale de face ; b) partie arrière, jet supersonique ; c) rallonge courte ; d) rallonge longue ; e) mécanisme de la tourelle

Le vide dans cette enceinte n'est pas très bon : il est difficile de descendre en dessous de 10^{-6} mbar. La mise en route du jet n'a aucune influence sur la pression mesurée, ce qui veut dire que la pression limite accessible est due aux fuites de l'enceinte. La dernière inspection au détecteur de fuite à hélium, en février 2000 a révélé deux fuites importantes (qui limitaient le vide à 10^{-5} mbar), mais rien d'autre permettant d'atteindre les 10^{-7} mbar.

Ce vide médiocre n'est cependant pas très surprenant quand on considère le nombre important de passages au travers de l'enceinte (dont certains joints «caoutchouc» ont plus de dix ans), un hublot en plexiglas de 5 dm^2 , plus de 10 m de soudures (la principale fuite de février 2000 était sur une soudure). La légende veut même que les parois en inox de l'enceinte, obtenues par laminage, soient poreuses. . .

Pour résumer, nous disposons d'une sorte de hangar : grand, plutôt sale, plein de courants d'air. C'est assez pratique, car on y met ce qu'on y veut sans se poser trop de questions : 10 m de fibre câblée, 50 m de fils électriques divers, des moteurs plus ou moins gras. . . Mais cette enceinte est à changer si on veut passer de la mécanique auto à l'horlogerie.

4.4.2 Pompage

Pompage secondaire

Les besoins en pompage de cette enceinte sont assez importants, surtout dans la chambre principale, à cause de ses grandes dimensions, et dans la chambre de détente du jet supersonique, à cause du débit de gaz important qui y débouche. Il faut encore une pompe au niveau du canon électronique, et éventuellement une quatrième sous le détecteur éloigné en cas d'utilisation d'un tube long.

Les pompes utilisées sont à diffusion d'huile. Les avantages de ce type de pompe sont :

- le meilleur rapport débit/prix d'achat,
- très bonne durée de vie théorique, aucune pièce mobile,
- très gros débit disponibles ($>50 \text{ m}^3/\text{s}$),
- peu de vibrations.

Les inconvénients sont :

- coût de fonctionnement (eau, électricité, huile),
- présence d'huile, qui a tendance à se déposer un peu partout dans l'enceinte,
- nécessité d'un circuit de refroidissement par eau (sauf pour quelques très petits modèles),
- nécessité de vannes d'isolation (cher, encombrant, manipulations sup-

chambre	code	constructeur et modèle	vitesse (l/s)	puissance (W)	débit eau (l/mn)
détente	PS1	Varian VHS 10	5300	5000	3,6
canon	PS2	Alcatel -	2000 ?	1800	1,4
principale	SR	Varian VHS 10 + baffle	4000 ?	5000	3,6
rallonge	SS1	Edwards Diffstack 63	150	450	0,35

TAB. 4.1 – Caractéristiques des diverses pompes secondaires de notre enceinte
code : indication sur le tableau électrique ; vitesse : donnée catalogue ; débit
d'eau mini : pour 20°C d'échauffement de l'eau.

plémentaires) entre la pompe et l'enceinte, pour éviter les remontées
d'huile pendant les allumages et extinctions,

- chaleur dégagée dans la pièce, risques de brûlures,
- lourd et encombrant.

Le tableau 4.1 donne les caractéristiques principales des pompes actuel-
lement en service. On en déduit la consommation totale : 9 l/min d'eau et
12,3 kW électriques. À raison de 330 jours de fonctionnement permanent par
an, de 15 F/m³ et de 0,60 F/kWh, on arrive à un coût annuel de fonction-
nement d'environ 65 kF d'eau et 60 kF d'électricité.

Le coût en eau de notre utilisation est probablement plus important : des
mesures de débits et d'échauffement avaient été prises fin 1997 et indiquaient
(en l'absence de la pompe SS1) une puissance évacuée de 9,3 kW et un débit
de 25 l/min (soit un coût annuel de 180 kF). Suite à ces mesures, le débit a
été ramené aux alentours de 12 l/min (85 kF/an).

Mis à part l'ampleur des frais de fonctionnement (qui après tout ne nous
concernent pas directement), ces pompes nous ont apporté énormément de
problèmes en 1998 et 1999 :

- une dizaine de pannes électriques (coupure des fils d'alimentation qui
s'oxydent à haute température), dont deux changements d'éléments
chauffants
- trois démontages-nettoyages suite à des entrées d'air intempestives qui
brûlent l'huile chaude et la «caramélisent» (la première intervention a
provoqué plus de 15 jours d'interruption)
- un nombre incalculable de fuites d'eau (plus de cinquante) dans les
circuits de refroidissement : de petits trous (diamètre inférieur au mil-
limètre) apparaissent dans les tuyaux en cuivre. Ces trous doivent être
rebouchés par brasure au chalumeau à acétylène, ce qui demande l'arrêt
de la pompe et la purge du circuit d'eau.

On suspecte des problèmes de terre sur l'alimentation électrique de la



FIG. 4.5 – Les trois pompes principales, de gauche à droite : PS1 (détente), PS2 (canon) et SR (chambre principale)

pièce. En juillet-août 1999, les serpentins en cuivre des deux plus grosses (et vieilles) pompes ont été remplacés, et l'alimentation électrique de l'Université a été modifiée. Pas de fuites depuis (pour l'instant...)

Suite à ces divers incidents, il a été nécessaire de changer l'huile de ces pompes environ tous les deux ans, ce qui n'est pas financièrement négligeable. En effet, la meilleure huile, la *Santovac 5* coûte environ 10 kFHT le litre. Nous ne l'utilisons donc que dans la plus petite pompe (rallonge de détecteur) dont la charge n'est que de 50 ml. Pour les autres pompes dont la charge va de 0,5 à 1 l, nous utilisons l'huile *Dow-Corning 705* aux qualités légèrement inférieures, mais nettement moins coûteuse (environ 3 kFHT le litre). Ces huiles sont non-toxiques.

Pompage primaire

Les pompes à diffusion d'huile ne peuvent démarrer à une pression supérieure à 5×10^{-2} mbar, d'autre part, le gaz pompé ne peut être refoulé que dans une «enceinte» de pression inférieure à 0,5 mbar ; ces pompes, dites *secondaires* ont donc besoin d'autres pompes, dites *primaires* pour passer de la pression atmosphérique ambiante à une pression de l'ordre de 10^{-2} mbar.

Une vitesse de pompage assez importante est nécessaire au niveau de la pompe PS1 qui aspire tout l'argon qui n'a pas passé l'écorceur. La pression dans cette enceinte est généralement de $1,5 \times 10^{-4}$ mbar, pompé à environ 5000 l/s. Si l'on veut une pression primaire de l'ordre de 5×10^{-2} mbar, soit une compression d'un facteur 300, le débit primaire doit être d'environ 15 l/s, soit 55 m³/h. En tenant compte des pertes de charge et d'un peu de marge, il faut prévoir un modèle d'au moins 100 m³/h, ce qui est déjà assez imposant (typiquement 0,25 m³, 200 kg) et bruyant.

C'est pourquoi le modèle 120 m³/h que nous utilisons est installé à l'extérieur de notre laboratoire, au bout d'une dizaine de mètres de tuyau de large section (diamètre 10 cm). Cette pompe assurait aussi jadis le pompage primaire du deuxième jet supersonique. Son débit étant juste suffisant pour un jet, un compresseur *roots* est intercalé entre cette pompe et les pompes secondaires. Ce compresseur augmente grandement la vitesse de pompage primaire, et permet actuellement d'avoir une pression inférieure à 10^{-3} mbar dans le circuit de vide primaire, le jet d'argon étant en fonctionnement. Son utilisation n'étant pas indispensable avec un seul jet, nous ne l'utilisons plus en permanence depuis début 2000, pour le confort auditif des occupants de la pièce.

Les autres pompes secondaires ont elles-aussi chacune leur pompe primaire : des pompes Edwards E2M18 (18 m³/h) pour les deux grosses, et une Edwards RV5 (5 m³/h) pour la petite.

Suite à une panne, la pompe PS2 (canon électronique) a été branchée sur le même circuit primaire que la pompe PS1 (jet atomique). Ça fonctionne tout aussi bien, et le confort auditif n'en est que meilleur. La pompe RV5 pourrait probablement être supprimée aussi, en branchant les deux autres pompes secondaires sur la même pompe primaire E2M18, ce qui ferait moins de bruit, et surtout dégagerait l'escalier où est actuellement posée la pompe (photo d page 83 – et d'où elle est déjà tombée une fois).

Le fait que les pompes primaires doivent pouvoir pomper directement dans l'enceinte, mais aussi sur la sortie des pompes secondaires, et que les pompes secondaires doivent pouvoir être isolées de l'enceinte impose un nombre de vannes important (13 en ce moment), à manipuler dans un ordre précis. Ceci a été plusieurs fois la source d'erreurs ces trois dernières années, aux conséquences parfois regrettables (parfois plusieurs semaines d'arrêt pour réparations).

4.4.3 Projets d'améliorations

Le remplacement de nos vieilles pompes à diffusion par des pompes turbomoléculaires serait hautement souhaitable pour leur fiabilité, leur confort

d'utilisation (sur 1997-2000, j'estime à 8 semaines par an le temps perdu à cause des ennuis relatifs à nos pompes à diffusion) et la propreté due à l'absence d'huile (qui pollue et diminue nettement la durée de vie des cathodes et des détecteurs).

Cette opération peut être rentable au bout de 3 à 4 ans, voire moins. Ceci a été fait sur le montage interféromètre à hydrogène de notre groupe : deux pompes à diffusion (2000 l/s, 1,8 kW) ont été remplacées par deux pompes turbomoléculaires Varian de 1000 et 2000 l/s, pour un coût total de 170 kF TTC, soit trois ans et demi de consommation d'eau et d'électricité, sans compter le temps gagné pour faire de la physique. . .

Notre Université a préféré faire installer un circuit fermé d'eau réfrigérée début 2000. De notre point de vue, il est possible que ce système stoppe la perforation des tuyaux de cuivre, ce qui diminuerait sensiblement le nombre de pannes, mais il faudrait au moins un an de recul pour s'en rendre compte, puisque ces tuyaux ont été récemment remplacés. Ce système de circulation d'eau n'a pour l'instant pas la fiabilité suffisante pour nous permettre de l'utiliser (arrêts inexplicables, débit insuffisant, non respect du cahier des charges).

L'enceinte elle-même est assez mal adaptée aux expériences en cours. Son avantage principal est son jet supersonique de bonne qualité, centré et aligné. Dès lors que l'on utilise une nouvelle source à décharge et de multiples faisceaux laser, ses inconvénients risquent de dominer, à commencer par le manque d'accès optiques.

Si l'on continue à développer cette expérience vers la lithographie atomique, le changement d'enceinte pour quelque chose se rapprochant de l'enceinte idéale décrite précédemment (paragraphe 4.1.2, page 71) est nécessaire, voire indispensable.

4.5 Détection

Les méthodes de détection que nous utilisons se basent sur l'énergie interne d'une douzaine d'électron-volts des atomes d'argon métastable. Ces méthodes ont potentiellement une bonne immunité au bruit et ont l'intérêt supplémentaire, pour nos projets de lithographie, de simuler plus ou moins fidèlement le phénomène de gravure qui utilise aussi cette énergie interne.

D'autres méthodes, principalement optiques, existent, mais n'ont pour l'instant pas été testées sur notre montage.

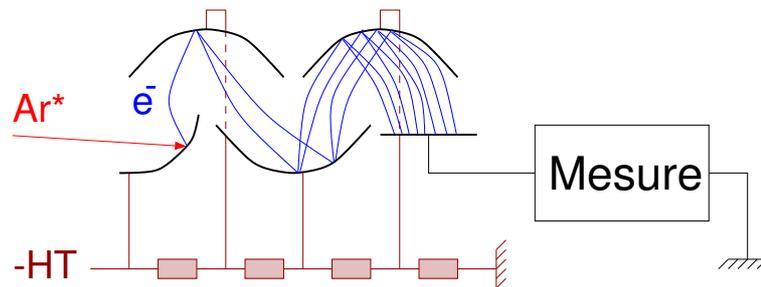


FIG. 4.6 – Multiplicateur d'électrons, simplifié : 4 étages au lieu de 17.

4.5.1 Multiplicateurs d'électrons

Les détecteurs que nous utilisons actuellement sont des *multiplicateurs d'électrons*. Le principe de fonctionnement est très semblable à celui d'un *photo-multiplicateur* (appareil plus usuel, souvent appelé PM) : quand un photon frappe l'entrée du PM, appelée *photocathode*, un électron en est arraché. Un champ électrique accélère cet électron vers une plaque métallique (*dynode*), où l'énergie cinétique acquise lui permet d'arracher deux ou trois électrons. Ceux-ci sont à leur tour accélérés de la même manière à l'étage suivant, et ainsi de suite 12 à 20 fois selon les modèles. Au dernier étage, les électrons, qui sont maintenant plusieurs millions, sont collectés sur un appareil de mesure classique, qui augmente de un son compteur de photons.

Cette amplification en cascade des électrons doit avoir lieu sous vide pour ne pas en perdre dans les collisions avec l'atmosphère ambiante, c'est pourquoi les photo-multiplicateurs sont enfermés dans une ampoule de verre vidée (ceci évite aussi les arcs électriques entre dynodes). La première dynode appelée photo-cathode, est spécialement traitée pour abaisser son travail d'extraction, pour que même des photons de basse énergie, visibles voire infra-rouges, puissent arracher un électron.

Un multiplicateur d'électrons est un photo-multiplicateur sans ces deux précautions : son but est de compter des électrons incidents. Ces électrons devant se déplacer sous vide, et ne pouvant traverser le verre, pas d'ampoule de verre nécessaire. Et comme le problème de la création du premier électron n'existe pas (il est déjà là!), la première dynode est identique aux suivantes (ce qui évite d'avoir des parasites dûs à la lumière).

Pour résumer, c'est un PM ouvert sans photo-cathode. Par abus de langage, nous désignons souvent ces multiplicateurs d'électrons sous le terme «PM».

Dans notre cas, nous voulons compter des atomes métastables, pas des électrons. Aucun problème, l'énergie interne de 12 eV de l'argon métastable

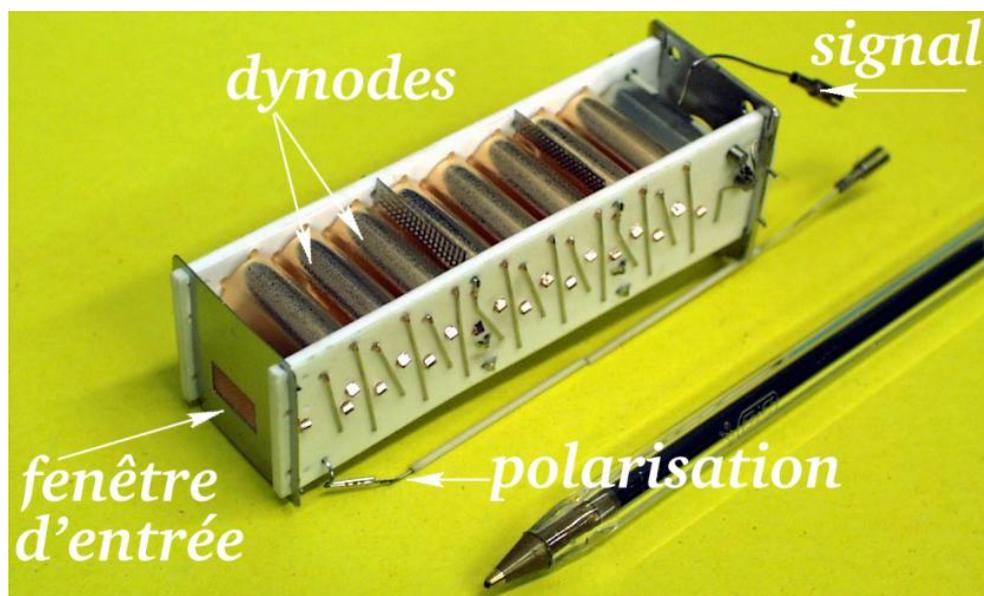


FIG. 4.7 – Multiplicateur d'électrons Balzers SEV-217

est suffisante pour arracher un électron (voire plusieurs) à la première dynode lorsqu'il s'y désexcite en venant la frapper.

Nous utilisons deux modèles aux performances semblables mais aux dimensions différentes :

- Philips XP-1600 : protégé par enveloppe cylindrique de verre, et monté sur un connecteur circulaire à picots, il est facilement manipulable et interchangeable, mais de dimensions assez importantes (environ 5 cm de diamètre par 15 cm de long), nous l'utilisons sur le bras tournant dans la chambre principale. Sa fenêtre d'entrée est d'environ 7 par 15 mm.
- Balzers SEV-217 : très compact (environ $30 \times 30 \times 100$ mm) et sans protection, ce modèle est plus délicat à manipuler. Sa fenêtre d'entrée est un peu plus petite : 6×10 mm.

Ces deux modèles sont de coût semblables, environ 7000 F HT. Leur durée de vie dans nos conditions d'utilisation est d'environ deux ans. Les causes des deux derniers «décès» étaient visiblement la contamination de la première dynode par de l'huile de pompe (à rajouter aux coûts d'utilisation des pompes à diffusion...)

La tension d'accélération entre deux dynodes successives doit être de 150 à 200 V, nos détecteurs à 17 étages réclament donc une tension de polarisation réglable de 2500 à 3500 V. Le gain total varie de 10^6 à 10^8 .

Pour ne pas détériorer les dernières dynodes, le courant mesuré ne doit pas dépasser $10 \mu\text{A}$ [52]. Avec un gain de 10^8 , cela correspond à environ

600 000 coups par seconde.

4.5.2 Analyse transverse du faisceau

Conçu à l'origine pour mesurer des sections efficaces de diffusion, le bras tournant sur lequel est fixé le premier détecteur permet une analyse angulaire sur environ 130° , avec une précision de positionnement manuel de $0,1^\circ$ (2 mrad) grâce à un vernier. La fente d'entrée du détecteur étant à environ 25 cm de l'axe de rotation, la résolution spatiale est de $50\ \mu\text{m}$. Ce système a un hystérésis important (plusieurs degrés) lors du changement de direction, d'autre part, à l'arrêt, la tourelle peut encore se déplacer spontanément sur plusieurs milliradians si l'on ne prend pas garde à détendre la chaîne d'entraînement (photo e page 83).

Depuis un certain temps (étude de la reflexion d'atomes sur un prisme) ces caractéristiques ne sont plus adaptés à nos besoins d'analyse transverse du faisceau : une plage d'analyse de quelques millimètres et une résolution de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$. Un système de déplacement micrométrique de la fente d'entrée du détecteur a donc été installé, puis complètement rénové en 1998 suite à plusieurs blocages.

Ce système est constitué ainsi : le PM est fixe par rapport au bras tournant, et une fente verticale montée sur un «chariot» (translation Microcontrôle M-UMR-5.16) se déplace horizontalement grâce à une vis micrométrique (Thorlabs UFS075, pas de 100 filets par pouce, soit $254\ \mu\text{m}/\text{tour}$). Cette vis est reliée à un moteur pas à pas (Portescap PP-520) de 100 pas par tour, ce qui donne une résolution de $2,54\ \mu\text{m}/\text{pas}$. L'accouplement se fait par l'intermédiaire d'une sorte de cardan (accouplement souple Huco-Flex, Radiospares) pour absorber les éventuels défauts d'alignement, sources de blocages dans le précédent montage. La course est de 15 mm.

Pour le détecteur dans la «rallonge», c'est l'ensemble PM-fente qui se déplace sur un chariot plus grand (Microcontrôle M-UMR 8-25), entraîné par un moteur et un cardan identiques, mais par l'intermédiaire d'une vis de 80 filets par pouce (Thorlabs FAS300), soit une résolution de $3,18\ \mu\text{m}/\text{pas}$. La course est de 20 mm. Ce système peut aussi être déplacé verticalement sur 8 mm grâce à une translation verticale (Microcontrôle M-MVN50) manipulable manuellement de l'extérieur (traversée rotative étanche).

Fentes d'analyse

Les fentes d'analyse utilisées sont découpées dans des disques de nickel (certaines dans du cuivre) de 14 mm de diamètre par 0,1 mm d'épaisseur. Les largeurs à notre disposition vont de 0,5 mm à $5\ \mu\text{m}$. La largeur couramment

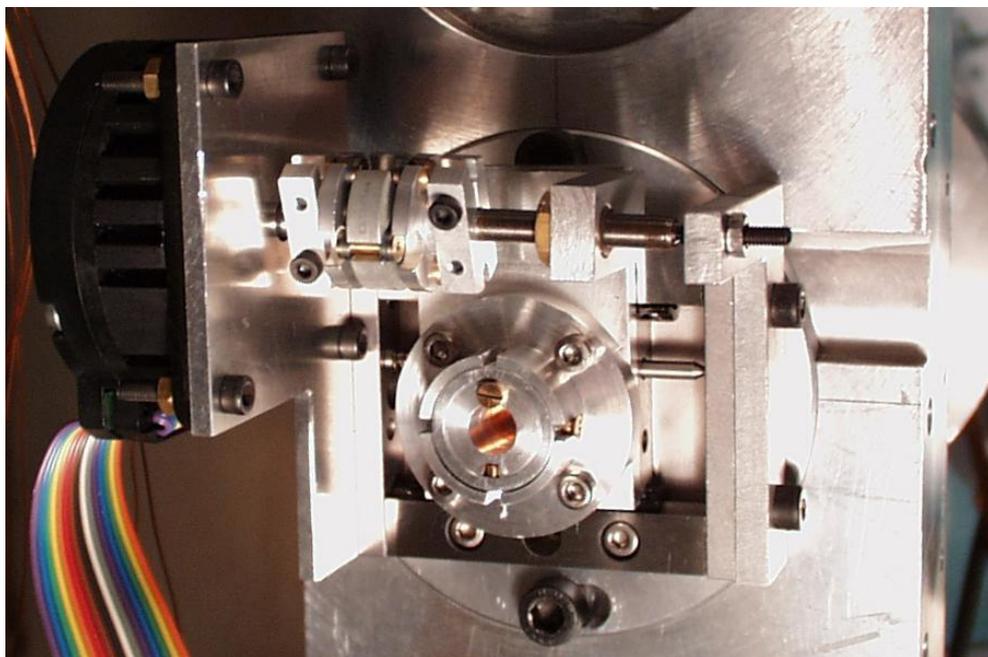


FIG. 4.8 – Dispositif de déplacement du diaphragme d'analyse

utilisée dans les expériences décrites ici est $12\ \mu\text{m}$. Leur hauteur est de $5\ \text{mm}$ ($2\ \text{mm}$ pour les plus fines). Lors des expériences les plus récentes, nous avons utilisé un trou carré de $100\ \mu\text{m}$ de côté, fait de deux fentes croisées.

Le gain du PM n'est pas le même sur toute la surface de la fenêtre d'entrée, en particulier quand on se déplace parallèlement au petit côté. Ceci est probablement dû au fait que les électrons produits au bord de la première dynode ne sont pas aussi bien collectés par la seconde dynode que quand ils sont produits vers le milieu. C'est pourquoi il est important d'orienter le balayage de la fente parallèlement à la grande longueur de la fenêtre d'entrée du PM (outre le fait que cela permet une course plus importante).

Ceci peut aussi expliquer la dispersion des hauteurs des impulsions produites par des métastables ayant pourtant tous la même énergie interne : comme dans toutes les expériences antérieures à juin 2000 nous utilisions comme diaphragme une fente de $5\ \text{mm}$ de haut, les atomes peuvent arriver en des points de gains différents du PM.

4.5.3 Chaîne de comptage

La sortie du détecteur est reliée, par un câble blindé aussi court que possible, à un préamplificateur-dérivateur qui transforme chaque bouffée d'élec-

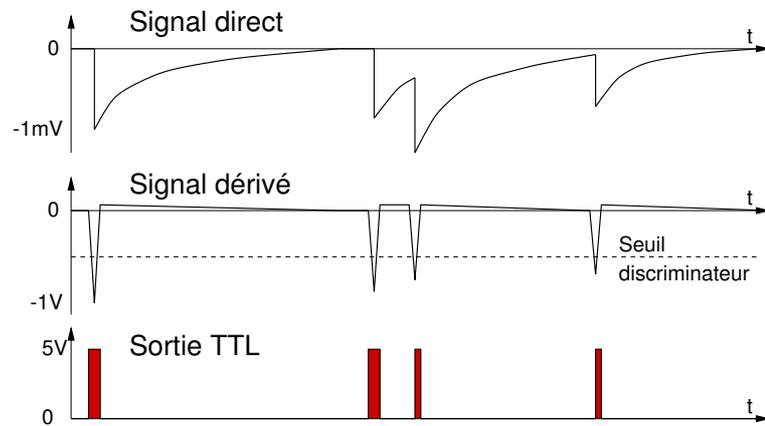


FIG. 4.9 – Signaux électriques au niveau du préamplificateur

trons en une impulsion de tension de l'ordre du volt. Le très faible courant provenant du PM est collecté sur un condensateur de très faible capacité, branché sur un amplificateur à haute impédance d'entrée. Les impulsions à ce niveau se chevauchent les unes les autres (voir figure 4.9), on utilise donc un dérivateur pour repérer le début de chaque impulsion. Ce préamplificateur a été conçu et réalisé par Olivier Lopez à l'atelier d'électronique de notre laboratoire.

Ces impulsions négatives sont envoyées sur un *discriminateur* à seuil réglable (tiroir Canberra 2032), qui élimine tous les parasites d'amplitude inférieure à ce seuil, et transforme les impulsions supérieures à ce seuil en impulsions TTL (positives, amplitude 5 V).

Ce signal TTL est ensuite réparti sur divers appareils :

- la carte d'acquisition de l'ordinateur
- un fréquencemètre (tiroir CAMAC) qui indique en permanence le nombre de métastable par seconde, très utile pendant les phases de démarrage et d'arrêt de l'expérience, car il se situe juste à côté de toutes les commandes de contrôle de la source
- un ampli audio, pour écouter si tout va bien (si un laser décroche de son asservissement, on l'entend tout de suite)
- un gros compteur à 7 chiffres, en rack, pour faire joli...

Ces signaux sont rapides, il convient donc pour éviter les échos de chaîner ces différents appareils en série, en terminant la ligne par un bouchon adaptateur d'impédance.

Réglage de la tension de polarisation du détecteur

Quand on se contente de mesurer le courant fourni par le PM, le gain dépend directement de la tension appliquée. Quand on compte, comme nous le faisons, les atomes un par un (mode de comptage), la variation de la tension ne fait que changer le nombre d'électrons dans chaque bouffée, et donc l'amplitude des pics de tension, mais pas le nombre d'impulsions par seconde. Cependant, à cause du discriminateur, si le gain est trop faible, certaines impulsions peuvent être éliminées.

Le nombre d'atomes détectés par seconde en fonction de la tension de polarisation du détecteur doit donc être d'abord croissante, puis à peu près constante, le point où s'effectue ce changement de comportement dépendant du réglage du seuil du discriminateur. Le réglage de la tension d'alimentation du PM doit donc se faire de la manière suivante :

- sans que les métastables puissent atteindre le détecteur, avec une tension de polarisation de par exemple 90 % de la valeur maximale supportée par le PM, régler le seuil du discriminateur de manière à avoir un signal nul (ou presque).
- en partant d'une tension de polarisation faible, en envoyant des métastables sur le détecteur, augmenter progressivement cette tension, jusqu'à ce que le nombre d'atomes détectés par seconde n'augmente pratiquement plus, en restant dans les limites de tension admissibles par le détecteur.
- avec cette tension, sans métastables, vérifier que le seuil du discriminateur est bien réglé. Éventuellement recommencer l'étape précédente.

Si le flux d'atomes est trop important, il y a risque d'endommager le PM, principalement par détérioration des dernières dynodes à cause d'un trop fort courant. On peut, en cas d'urgence, baisser la tension d'alimentation du PM jusqu'à ramener ce courant dans les limites acceptables. Ceci n'est cependant pas une bonne solution durable en mode de comptage : il est malsain que le détecteur ne compte plus que certains atomes, sans que l'on sache bien lesquels (par exemple seulement ceux du haut du faisceau qui tapent à un meilleur endroit de la première dynode, ce qui revient à diminuer la hauteur de la fente, ce qui change les conditions de l'expérience). Mieux vaut diminuer réellement le flux atomique, par exemple en diminuant le bombardement électronique, ou en diminuant la fente d'analyse (de manière connue et contrôlée).

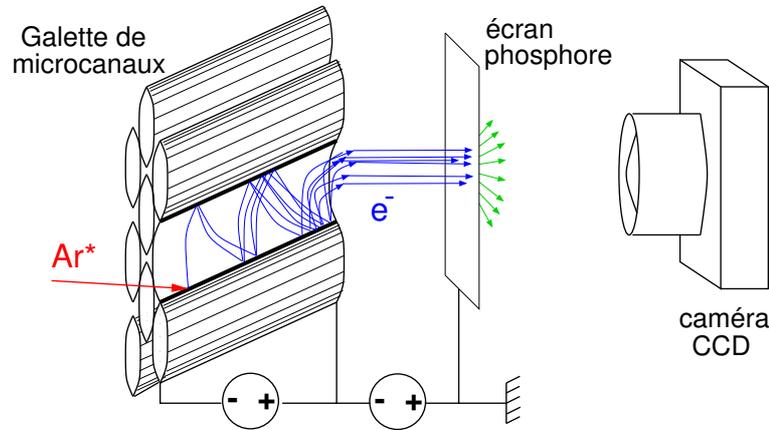


FIG. 4.10 – Galette de microcanaux avec sortie sur écran au phosphore et acquisition par matrice CCD.

4.5.4 Projets

Le but principal de cette expérience étant d'observer la modulation spatiale du faisceau atomique, l'analyse du profil transverse du faisceau est essentielle. La méthode que nous utilisons actuellement, à savoir déplacer un trou dans le faisceau a deux principaux inconvénients :

- on n'obtient le profil que sur une ligne horizontale. Le profil complet ne peut se faire qu'en déplaçant verticalement le détecteur entre deux lignes, ce qui est mal pratique sur le détecteur déporté, et impossible sur le détecteur de la tourelle (on peut déplacer verticalement tout l'interféromètre dans le sens opposé, mais cette méthode est discutable).
- le temps d'acquisition est très long : au moins une minute par ligne, souvent plus.

Galettes de microcanaux

Une solution pour obtenir directement le profil transverse du faisceau atomique consiste à utiliser une *galette de microcanaux*. Le principe de base de ce détecteur est le même que celui du multiplicateur d'électrons : l'énergie interne du métastable incident arrache un électron qui est accéléré par un champ électrique, reffrappe la surface en produisant plusieurs électrons, on a aussi une amplification en cascade. Ici, au lieu que cette amplification ait lieu entre des dynodes distinctes, elle a lieu continuellement le long de tubes très étroits (microcanaux, diamètre $12\ \mu\text{m}$) – voir figure 4.10.

De l'autre côté de la galette, on obtient une gerbe d'électrons là où l'atome métastable est arrivé. Ces électrons sont à nouveau accélérés, vers un écran au

phosphore, où ils donnent un point lumineux : on peut observer directement le profil transverse du faisceau. L'image est ensuite collectée sur une matrice CCD.

Pour la culture générale, comment fabrique-t-on ces galettes : on part d'une «tresse» de plusieurs dizaines milliers de fibres optiques (semblable aux systèmes utilisés dans les endoscopes). On en coupe des tranches légèrement en oblique, puis on dissout chimiquement le cœur des fibres, on obtient des petits tubes creux. Finalement, on dépose à l'intérieur des tubes le matériau amplificateur d'électrons.

On peut mettre plusieurs étages de galettes empilés les uns sur les autres, on obtient ainsi un gain plus important, au détriment de la résolution spatiale.

Nous avons fait l'acquisition d'un ensemble à deux étages amplificateurs et un écran au phosphore, démontable (Hamamatsu F2221-21P). On peut ainsi choisir entre :

étages	gain	résolution
1	10^4	50 μm
2	10^6	100 μm

La surface sensible a un diamètre de 10 mm ; la tension de polarisation à utiliser est d'environ 1 kV par galette, et 4 kV pour l'écran au phosphore.

La résolution est très insuffisante pour mettre en évidence les modulations submicroniques que nous espérons atteindre, mais ceci peut permettre de faire la démonstration du principe en visualisant une figure d'interférences submillimétrique. L'avantage principal que nous en attendons est d'obtenir plusieurs images complètes par seconde, au lieu d'une ligne d'image toutes les minutes, ce qui doit permettre d'optimiser les différents réglages beaucoup plus rapidement, ainsi que d'identifier plus facilement quel est l'effet sur la figure d'interférences de tel ou tel paramètre.

La méthode la plus pratique et sûre de capter l'image sur l'écran au phosphore est d'installer cet écran juste derrière un hublot, et d'avoir une caméra à l'extérieur de l'enceinte. On peut ainsi régler facilement le cadrage et la mise au point et tester différentes caméras. C'est cette solution que nous retenons dans un premier temps.

Cependant, nous avons étudié ce qu'impliquerait l'installation du capteur CCD directement sous vide, accroché au bras tournant, à côté du PM, pour le rendre escamotable. Le choix du détecteur utilisé se fait en tournant la tourelle :

angle tourelle	détecteur
0 °	PM tourelle
15 °	Galette microcanaux
>30 °	PM rallonge / porte-échantillon

Nous avons réalisé des tests de compatibilité avec le vide d'une caméra bon marché⁵ (type caméra de surveillance, 200 F) : la vitre de protection (1 cm^2) du capteur n'a pas explosé, il n'y a pas eu de dégazage intempstif mesurable, et la température de la caméra n'est que de $4 \text{ }^\circ\text{C}$ plus élevée qu'en fonctionnement «à l'air». Pour limiter l'échauffement, on utilise (dans les deux cas) la tension d'alimentation minimale donnant une image stable soit environ 6 V au lieu des 9 V indiqués.

Les modules CCD de qualité «scientifique» pouvant atteindre des prix de plusieurs milliers de francs, de telles expériences semblent plus risquées. On peut dans ce cas envisager d'installer le précieux appareil dans un boîtier pressurisé avec un hublot à l'intérieur de l'enceinte, une sorte de scaphandre. Mais Hamamatsu nous a affirmé que leurs capteurs CCD supportaient le vide :

Subject: TENUE AU VIDE DES CCD HAMAMATSU
Monsieur,

Faisant suite à notre récente conversation téléphonique,
je vous informe que nos CCD peuvent supporter
des vides de $10\text{E}-6 \text{ Torr}$.

L'utilité d'un capteur de haute qualité est de toute façon discutable : la résolution intrinsèque de l'image sur l'écran de phosphore est inférieure à 200×200 pixels, ce qui est à la portée de n'importe quel capteur. Un avantage plus important est de pouvoir obtenir des poses longues, si le flux atomique est faible et l'image sombre. Cependant la plupart des capteurs (même ceux des petites caméras de surveillance) ont cette capacité, pour peu que l'on arrive à se procurer la documentation technique du circuit. Il n'y a que dans le cas d'une image extrêmement faible, où des poses très longues sont nécessaires et où le bruit interne du capteur peut être trop important. Dans ce cas, un capteur refroidi de haute qualité est indispensable.

L'inconvénient majeur de placer la caméra sur la tourelle sous vide est que l'on doit régler la mise au point à l'avance, avec le risque d'obtenir une image floue. Or motoriser la distance à l'objectif ne paraît pas une opération des plus simples.

Il est important de couper la haute tension des galettes de microcanaux, ou d'empêcher l'arrivée des métastables quand l'observation n'est pas nécessaire, pour limiter leur vieillissement. La durée de vie de ces capteurs est

⁵il est important de pouvoir désactiver le contrôle automatique de l'exposition - procédure à rechercher soit dans la documentation technique du circuit CCD, soit sur des sites de bricolages électroniques sur Internet.

en effet assez limitée. Celle-ci est déterminée par le nombre total d'électrons émis et est de l'ordre de $0,1 \text{ C/cm}^2$ [53]. Ceci correspond à $10^{12} \text{ e}^-/\text{canal}$, soit un million d'atomes par canal avec deux étages de galettes au gain maximal. Avec le flux de métastable du faisceau direct (25000 atomes/s sur $(50 \text{ }\mu\text{m})^2$ en juin 2000), on a environ 800 atomes/s par canal, soit une durée de vie du deuxième étage d'environ 20 minutes! Avec un seul étage, on obtient 35 heures, ce qui n'est pas énorme non plus. On voit qu'il convient de limiter le gain et le temps d'utilisation de ce capteur au strict minimum.

Lithographie

La microlithographie contrôlée est un de nos buts, mais cette technique peut aussi servir de moyen d'analyse. Son utilisation est contraignante :

- durée d'un cycle introduction, exposition, retrait, développement, observation au microscope, surtout sans système introducteur d'échantillons puisque cela implique une remise à l'air de l'ensemble de l'expérience
- très fort contraste : pour voir les détails de l'image, plusieurs prises de temps de poses T, 2T, 4T, ... sont sans doute nécessaires

mais la résolution (40 nm, [42]) est vraiment excellente.

La présence au LPMTM de deux microscopes électroniques à balayage (MEB) à moins de 100 m de notre expérience est aussi un atout de taille.

Détection optique

La détection optique des atomes peut se faire de deux manières :

- en absorption : en mesurant l'atténuation par les atomes d'un faisceau laser
- par fluorescence : en mesurant la lumière diffusée par les atomes

Ces deux mesures sont complémentaires : l'atténuation est due à la diffusion. En mesurant la fluorescence, on ne récolte qu'une petite partie du signal qui se répartit dans toutes les directions. Cependant la détection se fait sur fond noir, alors qu'en absorption, il faut éliminer le fond continu, et ne pas confondre le signal avec les fluctuations de l'intensité du laser.

La caractéristique spécifique de la détection optique des atomes est la sensibilité à leur vitesse due à l'effet Doppler (voir section 2.3.4, page 35). Ceci a l'avantage de permettre en balayant la longueur d'onde du laser d'analyser la distribution des vitesses atomiques selon l'axe du faisceau laser. La résolution en vitesse dépend de la largeur naturelle de la raie utilisée. Pour les raies infrarouges de l'argon métastable on obtient une résolution en vitesse de 5 m/s .

Cette analyse des vitesses atomiques semble indispensable dès que l'on se met à essayer de refroidir les atomes, que ce soit transversalement ou longitudinalement.

La mesure du flux atomique pendant une gravure sans perturber le faisceau est une autre application possible de la détection optique. Ceci est intéressant pour contrôler la dose appliquée même en cas de variations du débit de la source. Le plus simple consiste à utiliser l'un des lasers déjà présents, comme le polariseur à 812 nm, ou bien le laser à 795 nm chargé d'éliminer les métastables 3P_0 , et de mesurer soit leur atténuation, soit la lumière diffusée. Le laser à 812 nm est préférable car chaque atome diffuse plusieurs photons, et que les atomes diffusants (les 3P_2) sont cinq fois plus nombreux que pour l'autre laser.

4.6 Informatique d'acquisition

4.6.1 Types d'acquisitions

Les types de courbes que nous enregistrons sont :

- **profil spatial** : pour un ensemble de paramètres fixés, on balaye la position du diaphragme d'entrée du détecteur, et pour chaque position on mesure le nombre d'atomes reçus pendant un certain temps (plutôt long, quelques secondes, car le déplacement mécanique du diaphragme est lent).
- **courbe d'interférence** : à une position fixée du détecteur, on fait varier linéairement l'un des paramètres de l'interféromètre et on mesure le nombre d'atomes en fonction du temps. Si le déphasage dépend de ce paramètre, on obtient un signal oscillant : la courbe d'interférences.
- **courbe de temps de vol** : la source émet les atomes par brèves bouffées, et on enregistre le temps d'arrivée des atomes.

4.6.2 Cartes d'acquisition et d'interface

Carte à compteurs simples

La première carte (étiquetée PC-8255) est une carte d'entrées-sorties bon marché comportant deux circuits Intel 8255 (24 entrées-sorties TTL chacun) et un circuit Intel 8253 (3 horloges-compteurs 16 bits, 8 MHz). Ces circuits sont très classiques car ils faisaient partie de l'IBM PC d'origine, et tous les PC actuels simulent encore leurs fonctions.

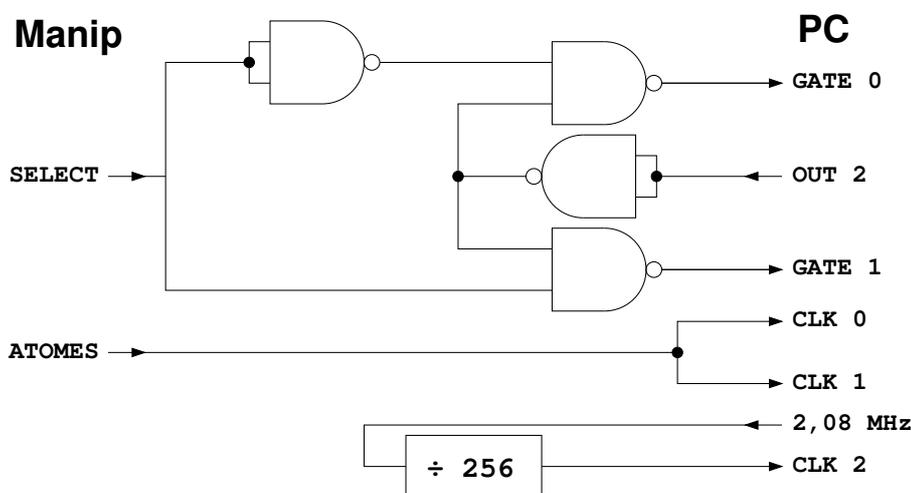


FIG. 4.11 – Schéma de la partie logique du boîtier auxiliaire d'acquisition. Circuit diviseur : 74HC4040, circuit NAND : 74LS132 (ou 74LS00)

Chacun des trois compteurs⁶ du 8253 occupe trois pattes du circuit (fonctionnant sur niveaux TTL) :

- CLK :(entrée) événements à compter ou horloge à diviser
- GATE :(entrée) à 0, bloque le comptage
- OUT :(sortie) reste à 0 pendant le comptage et repasse à 1 à l'arrivée à 0 (au passage 1 → 0)

Cette carte est utilisée pour l'acquisition des profils transverses du faisceau atomique.

Jusque fin 1998, le programme d'acquisition sous DOS se contentait de compter les atomes sur l'un des compteurs, en mesurant le temps de pose sur l'horloge interne du PC. Pour permettre de passer plus rapidement du programme d'acquisition au programme de tracé des courbes (Origin 4 pour Windows), nous nous sommes attachés à faire fonctionner ce programme dans une «fenêtre DOS» de Windows. Ceci a eu pour conséquence de fausser les temps de pose, car au moment où il faudrait faire la mesure (lire le compteur), le programme actif n'est pas forcément le programme d'acquisition, et la durée de la mesure peut être rallongée de plusieurs périodes d'horloge du PC (18,2 ms).

Pour résoudre ce problème, nous avons rajouté un boîtier externe avec quelques circuits logiques de manière à pouvoir utiliser un des compteurs de la carte pour fixer précisément le temps de pose (voir figure 4.11). La

⁶en fait ce sont des décompteurs

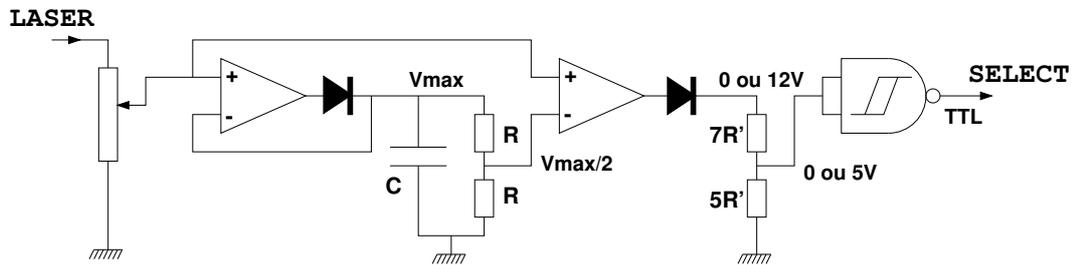


FIG. 4.12 – Schéma de la partie analogique du boîtier auxiliaire d'acquisition. $RC \approx 5$ s. Circuit AO : TL082, circuit NAND : 74LS132

fréquence de base est celle du bus ISA qui est d'environ 8,33 MHz sur ce PC⁷. Cette fréquence est divisée par 4 sur la carte, puis par 256 dans le boîtier externe pour enfin alimenter l'entrée CLK du compteur 2 à 8, 16 kHz (mesuré). La sortie de ce compteur contrôle les entrées GATE des compteurs 0 et 1 qui comptent les atomes. Le temps de pose peut être réglé par le programme d'acquisition de 0 à 8 s avec une résolution de 125 μ s.

Comme deux compteurs restent disponibles pour le comptage des atomes, et que les flux habituellement mesurés ne nécessitent pas un compteur sur 32 bits, on a profité de ce boîtier externe pour installer une sorte d'aiguillage qui oriente les impulsions du discriminateur vers un compteur ou l'autre⁸, en fonction du signal sur une entrée auxiliaire.

La première application de ce système «bicanal» a été de tracer simultanément des profils de faisceau atomique avec et sans lumière dans la fibre optique étirée, en hachant le laser avec un disque rotatif perforé (*chopper*) et en envoyant le signal d'une photodiode sur l'entrée auxiliaire, étiquetée «laser».

Cette entrée auxiliaire est dotée d'un système de seuil automatique (figure 4.12) qui convertit un signal rectangulaire d'amplitude quelconque (comprise entre 0,1 V et 12 V) en un signal TTL. Ceci est utile pour s'abstraire de la puissance laser et du rapport cyclique utilisés : on compare le signal d'entrée à la moitié de sa valeur maximale (moyennée sur quelques secondes). On pourrait améliorer ce système en utilisant comme seuil la moyenne de la valeur maximale et de la valeur minimale, ce qui serait utile pour se synchroniser sur un signal présentant un fond important (ex : un signal de 0,5 V sur un fond de 2 V), mais le besoin ne s'en est pas fait sentir pour l'instant.

Le choix de la fréquence de hachage mérite un peu de réflexion. Pour évi-

⁷ **Attention** : cette fréquence peut être modifiée en cas de remplacement du PC, de la carte mère ou du processeur !

⁸ en fait on active l'entrée GATE de l'un ou l'autre

ter un déséquilibre involontaire entre les deux mesures simultanées, il vaut mieux choisir une fréquence multiple de la fréquence de mesure (ici généralement 1 Hz). Plus on choisit une fréquence élevée, moins on est sensible aux variations de flux de la source atomique. Cependant une fréquence trop élevée peut poser des problèmes, par exemple si on hache un champ magnétique, et que celui-ci n'a pas le temps de s'établir.

Il faut aussi dans ce choix tenir compte du temps que mettent les atomes à parcourir la distance entre le laser (ou le champ magnétique) et détecteur, qui peut aller de 20 à 200 cm, ce qui fait un délai de 0,4 à 4 ms. Comme le passage d'un compteur à l'autre suit directement le basculement du paramètre haché, avec ce temps de parcours, certains atomes qui ont vu ce paramètre à une valeur peuvent être comptés dans le mauvais compteur. Ainsi, si le délai est de 1 ms et la fréquence de hachage de 30 Hz, 6 % des atomes sont comptés dans le mauvais canal.

Dans les expériences récentes, où le délai était inférieur à 1,2 ms, nous utilisons une fréquence de hachage de 10 Hz, ce qui fait une erreur de l'ordre de 2 %.

Il serait intéressant d'installer sur l'entrée «laser» du boîtier externe un retard réglable de 0 à 5 ms, que l'on réglerait sur le délai correspondant à la vitesse la plus probable.

Carte analyseur multicanaux

Nous disposons d'une carte analyseur multicanaux (*MultiChannel Scaler, MCS*), fabriquée par EG&G-Ortec vers 1987. C'est une carte ISA longue qui peut poser quelques problèmes d'installation sur certaines cartes mères où le ventilateur du processeur peut gêner.

Un analyseur multicanal est un ensemble de compteurs (*canaux*), avec une unique entrée de comptage et un système d'aiguillage qui oriente les événements à compter vers les différents compteurs (un seul à la fois). Le fonctionnement le plus usuel est commencer le comptage dans le canal 0 à l'arrivée d'un signal de déclenchement, et de changer de canal à intervalle régulier.

Par exemple le déclenchement se fait à l'émission d'un paquet d'atomes, et on compte dans chaque canal combien d'atomes arrivent par tranche de 10 μ s. On recommence sans remettre à zéro les compteurs pour plusieurs centaines (milliers, millions, selon le temps qu'on souhaite y passer) paquets d'atomes pour «lisser» les fluctuations statistiques, et on obtient un spectre de temps de vol.

Les principales caractéristiques de cette carte multicanal sont données dans le tableau 4.2.

Nombre maxi de canaux	4096
capacité par canal	24 bits = 16 777 215
fréquence de comptage maxi	100 MHz
temps par canal	2 μ s à 35 min
temps mort entre canaux	< 20 ns

TAB. 4.2 – Caractéristiques techniques de la carte analyseur multicanaux EGG-Ortec ACE-MCS

Cette carte est utilisée pour l'acquisition des courbes d'interférences et les courbes de temps de vol.

Carte d'acquisition video

Enfin, en prévision de l'acquisition sur galette de microcanaux, nous avons installé une carte d'acquisition video d'entrée de gamme (500 FHT), basée sur le circuit BrookTree BT 848. Ce circuit très répandu sur ce genre de cartes dispose de pilotes et de nombreux⁹ programmes d'acquisition dans le domaine public pour Linux et Windows.

Cette carte n'est prévue que pour l'acquisition d'images venant d'une source vidéo à 25 ou 30 images par secondes. Si on utilise des temps de pose longs pour augmenter la sensibilité du capteur, cette carte ne pourra sans-doute plus être utilisée.

La résolution maximale de numérisation est de 768 par 576 pixels à 30 images par secondes (ou plus exactement 60 demi-images par secondes) en 256 niveaux de gris (ou 16 millions de couleurs, mais ceci ne nous concerne pas). Deux entrées indépendantes sont disponibles : video composite et S-Video (luminance et chrominance séparées), équivalentes pour ce qui est de la numérisation d'un signal monochrome, mais permettant au programme d'acquisition de choisir entre deux sources.

Le signal video peut être affiché dans une fenêtre sur le moniteur du PC directement par la carte (en mode dit *overlay*, sans intervention du microprocesseur, donc sans gêner l'exécution des autres programmes).

Interface de commande de l'expérience

Le seul paramètre de l'expérience actuellement contrôlé par l'ordinateur est la position du diaphragme. Celui-ci est déplacé par un moteur pas à pas. Ce moteur est relié à une unité de contrôle assez élémentaire et encombrante,

⁹la possibilité de décoder des chaînes de télévision cryptées (analogiques) a beaucoup contribué au succès de ce circuit...

ayant deux entrées logiques raccordées à l'ordinateur : l'une (DIR) fixe le sens de déplacement, l'autre (STEP) déclenche l'avance d'un pas.

Les éléments externes de l'unité de contrôle sont :

- **multiplicateur de pas** : on fixe entre 0 et 9999 le nombre N de pas dont le moteur avance quand une impulsion est reçue sur l'entrée STEP.
- **blocage** : c'est un bouton poussoir, sensé inhiber l'entrée STEP, qui se contente en fait de forcer cette entrée à 1. Comme l'ordinateur laisse habituellement cette entrée à 0, appuyer envoie une impulsion et fait avancer le moteur de N pas.
- **un connecteur moteur** : à 15 broches DB15, voir brochage figure A.1 page 199.
- **un connecteur ordinateur** : à 25 broches DB25, reliable directement au port parallèle d'un PC, reliable à un port série RS232 grâce à un adaptateur.
- **deux connecteurs BNC** : entrées DIR et STEP, aussi disponibles sur le connecteur 25 broches. DIR=1 : rotation horaire.
- **interrupteur marche/arrêt** : à manipuler avec précautions selon le protocole décrit ci-après (risque de perdre la position du moteur).
- **un voyant «butée»** : indique que le système a atteint la butée dans le sens de déplacement actif, et que l'entrée STEP est désactivée.
- **deux voyants «capteurs»** : reflètent l'état des capteurs de position du moteur. Permet de vérifier la rotation du moteur. Capteur B à gauche, A à droite.

Un défaut de conception de ce vieux système fait que, sans précautions, le moteur risque de se déplacer de quelques pas à l'extinction, et de plusieurs tours à l'allumage (c'est pourquoi il est prudent d'éteindre cet appareil chaque soir, et plus généralement, quand on n'en a pas besoin, dans l'éventualité d'une coupure de courant).

Pour éviter ces déplacements parasites, il faut suivre la procédure suivante :

- placer le multiplicateur de pas sur 0
- enfoncer le poussoir de blocage
- manipuler l'interrupteur marche/arrêt
- relâcher le poussoir

Deux dispositifs permettent de contrôler le déplacement du moteur.

- des butées de fin de course : si le système touche une de ces butées, le déplacement dans ce sens est désactivé.
- des capteurs magnétiques de position à l'intérieur du moteur : ils indiquent la position du rotor par rapport aux bobinages du moteur,

c'est donc un positionnement relatif (4 réponses possibles alors qu'il y a 100 pas par tour). Pour une rotation dans le sens horaire, la suite des valeurs binaires lues sur la façade du boîtier de commande est 00-10-11-01. Ces valeurs peuvent être relues par l'ordinateur. L'utilisation que nous en faisons actuellement est de lire l'état des capteurs, envoyer l'ordre de déplacement, attendre un peu, relire les capteurs et vérifier qu'ils ont changé (ne marche pas si le multiplicateur de pas est sur un multiple de 4).

Le connecteur «ordinateur» est câblé de manière à pouvoir être branché directement sur le port parallèle du PC, mais peut aussi être branché sur un port série grâce à un raccord croisant quelques fils, ce qui a été utile suite à la panne du port parallèle LPT1: du PC (avant l'installation d'une carte en LPT3:).

Que l'on utilise un port série ou parallèle, il est important de désactiver¹⁰ sa gestion par Windows, sinon, à chaque démarrage, le système essaye de détecter la présence de périphériques sur ces ports, ce qui envoie quelques impulsions de déplacement du moteur.

Un nouveau boîtier de contrôle est en projet. À base de microcontrôleur, celui-ci recevra par liaison série des ordres de déplacement (comme «retour à 0, vitesse maximale»), renverra à la demande la position du détecteur, ou avertira de la fin d'un déplacement ou d'un blocage mécanique.

¹⁰Panneau de configuration, Système, Ports, LPT1: , Désactiver

Chapitre 5

L'interféromètre

5.1 Objet de phase

L'objet de phase est la pièce centrale de l'interféromètre (au propre comme au figuré). Son rôle est d'introduire des déphasages entre les différentes voies créant les interférences. Dans notre interféromètre, ces voies sont les chemins optiques suivis par les différents états de polarisation magnétique de nos atomes.

5.1.1 Calcul du déphasage

Dans cette expérience, l'énergie cinétique des atomes (environ 60 meV) est très supérieure aux énergies Zeeman dues aux champs magnétiques présents dans l'objet de phase (au plus quelques neV). Un traitement semi-classique¹ de ce problème est donc justifié : dans une approximation d'ordre 0, on considérera pour le calcul du déphasage que le mouvement des atomes n'est pas modifié par ces potentiels², que les atomes suivent des trajectoires rectilignes à vitesse constante.

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_0 + (t - t_0) \vec{v} \quad (5.1)$$

On est ainsi ramené à un problème à une dimension, notée z . Dans ce cas, le déphasage semi-classique créé par un potentiel $V(z)$ de portée finie ($0 \leq z \leq L$) est donné par :

$$\varphi = \int_0^L (K(z) - k_0) dz \quad (5.2)$$

¹en fait c'est semi-quantique car on n'emploie pas une méthode de phase stationnaire, on somme des amplitudes.

²on peut ensuite calculer les déviations en prenant la normale aux surfaces d'ondes.

avec k_0 le nombre d'onde initial et $K(z)$ le nombre d'onde local. K peut s'exprimer en fonction de l'énergie initiale E_0 et du potentiel V :

$$\hbar K = p = m v \quad (5.3)$$

$$E = E_c + V = \frac{1}{2} m v^2 + V = C^{te} = E_0 \quad (5.4)$$

$$K^2 = \frac{m^2 v^2}{\hbar^2} = \frac{2m(E_0 - V)}{\hbar^2} \quad (5.5)$$

Comme $E_0 \gg |V|$, un développement limité au premier ordre donne :

$$K - k_0 = \frac{\sqrt{2m E_0}}{\hbar} \left(1 - \frac{V}{E_0}\right)^{\frac{1}{2}} - \frac{\sqrt{2m E_0}}{\hbar} \simeq -\frac{m v}{\hbar} \frac{V}{2 E_0} \quad (5.6)$$

Comme $E_0 \simeq \frac{1}{2} m v^2$, on a :

$$K - k_0 = \frac{1}{\hbar v} V \quad (5.7)$$

donc

$$\varphi = -\frac{1}{\hbar v} \int_0^L V(z) dz \quad (5.8)$$

Ceci revient à adapter à des potentiels macroscopiques l'approximation eikonale [38] qui a été étudiée en détail par Glauber [39] dans le cadre de diffusions atomiques à haute énergie par un potentiel central.

Cette formule permet de calculer le déphasage φ_M de chaque polarisation Zeeman $m_J = M$ en prenant pour $V(z)$:

$$V(z) = E_{Zee} = M g \mu_B B(z) \quad (5.9)$$

on a pour φ_M :

$$\varphi_M = M \times \varphi \quad (5.10)$$

$$\varphi = -\frac{g \mu_B}{\hbar v} \int_0^L B(\vec{r}(z)) dz \quad (5.11)$$

Pour un atome d'argon métastable 3P_2 ($g=1,506$) de 550 m/s, le facteur devant l'intégrale vaut :

$$\frac{g \mu_B}{\hbar v} = 2,4 \times 10^8 \text{ rad T}^{-1} \text{ m}^{-1} = 77 \pi \text{ rad G}^{-1} \text{ cm}^{-1} \quad (5.12)$$

Donc sur une longueur d'environ 10 cm, un champ uniforme de 0,5 G (le champ terrestre par exemple) produit un déphasage φ de près de 400π ! Pour qu'un champ parasite uniforme ne produise pas de déphasage supérieur à un dixième de frange ($\pi/5$), il faut qu'il soit inférieur à 0,25 mG (25 nT). D'où l'absolue nécessité d'un blindage magnétique efficace.



FIG. 5.1 – Le triple blindage magnétique de μ métal, ici les trois sections non utilisées jusqu'à présent.

5.1.2 Blindage magnétique

Notre objet de phase est donc construit à l'intérieur d'un triple blindage magnétique de μ métal : trois cylindres coaxiaux de 40, 60 et 70 mm de diamètre sur 1 mm d'épaisseur. Nous disposons de quatre sections de 7 cm de long, permettant d'obtenir des objets de phase de 7, 14, 21 ou 28 cm de long (dans les expériences présentées ici, on n'a utilisé d'un seul tronçon. Les extrémités sont fermées par un triple couvercle percé sur l'axe, laissant aux atomes un passage 4 mm de diamètre.

Les bobinages créant les champs magnétiques déphasants sont solidaires du blindage central, dont les couvercles se terminent par de petits tubes de laiton d'environ 10 mm de long qui traversent les deux autres couvercles et viennent s'appuyer sur deux supports en V réglables, permettant l'alignement sur le faisceau atomique. Les deux autres blindages sont «flottants» autour du premier et reposent sur leurs propres supports ; leur position n'a pas d'importance sur le centrage des champs magnétiques par rapport aux atomes.

5.1.3 Les bobinages

Champ longitudinal : solénoïde

On peut appliquer dans l'objet de phase un champ longitudinal grâce à un solénoïde coaxial avec le faisceau atomique. Celui-ci est constitué d'un tube de cuivre de 14 mm de diamètre extérieur (12 mm intérieur), sur lequel est bobiné du fil de cuivre émaillé de 0,5 mm de diamètre sur une longueur d'environ 55 mm en deux couches³ de 90 spires chacune.

³pour pouvoir torsader ensemble les fils d'arrivée et de retour du courant, limitant ainsi au minimum le champ parasite qu'ils créent.

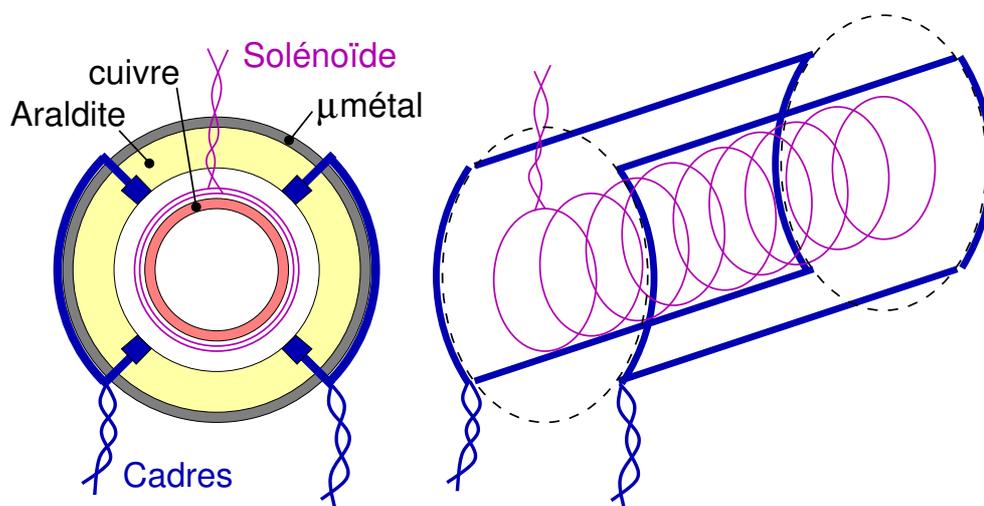


FIG. 5.2 – Schéma des bobinages de notre objet de phase

Le champ magnétique ainsi créé est de 4 mT/A , soit 40 G/A .

La présence de ce tube de cuivre nous empêche d'utiliser des champs variant rapidement dans le temps (longitudinaux ou transverses) car des courants de Foucault se forment alors dans le tube et produisent un champ s'opposant à ces variations (principe de Lenz). Le champ vu par les atomes est fortement diminué, et son profil temporel modifié.

Nous avons déjà rencontré ce problème avec l'interféromètre à hydrogène lors d'expériences sur l'effet Aharonov-Bohm scalaire, où l'on envoie des bouffées d'atomes et en n'appliquant un champ magnétique que pendant que tous les atomes sont à l'intérieur de l'objet de phase. Tous les atomes voient ainsi le même champ pendant la même durée, accumulant le même déphasage φ , quelle que soit leur vitesse, permettant d'obtenir un nombre de franges très supérieur à $2v/\Delta v$ [40, 41].

Le jour où cette possibilité nous intéressera pour l'argon, il suffira de remplacer ce tube métallique par un tube isolant (Téflon, Araldite, céramique. . .)

Champs transverses : cadres

Pour créer des champs transverses, nous utilisons quatre fils longitudinaux de 51 mm de long, répartis régulièrement sur un cercle de 32 mm de diamètre. Ces fils sont réunis deux à deux pour former deux spires allongées, rectangulaires, parallèles (voir figure 5.2). Les liaisons entre ces fils se font par l'extérieur du premier blindage de $\mu\text{métal}$ pour limiter les effets de bords aux extrémités de l'objet de phase. Pour augmenter l'intensité du champ, il y a en fait dix tours de fil dans chacune de ces deux bobines, maintenues

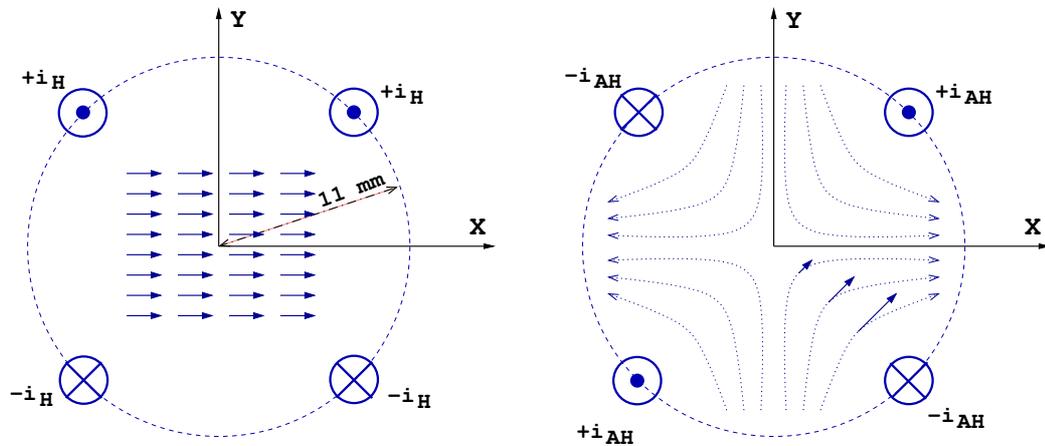


FIG. 5.3 – Schéma des champs Helmholtz (à gauche) quand les cadres sont alimentés dans le même sens et anti-Helmholtz (à droite) quand ils le sont en sens contraires.

en place dans des rainures creusées dans une chemise en Araldite de 4 mm d'épaisseur.

À cause de leur forme rectangulaire, on nomme ces bobines *cadres*.

On fait généralement circuler le même courant dans ces deux bobines. En fonction du sens de branchement de ces bobines l'une par rapport à l'autre, on obtient soit un champ uniforme (configuration *Helmholtz*⁴) soit un gradient (configuration *anti-Helmholtz*) – voir un schéma de ces champs sur la figure 5.3.

5.2 Séparatrices - mélangeurs

5.2.1 Fonction

L'objet de phase assure la fonction principale de l'interféromètre, à savoir appliquer différents déphasages aux les différentes voies, ici aux différentes polarisations Zeeman. Cependant, pour que les interférences entre ces différentes voies se manifestent, il faut de plus deux conditions essentielles :

- que les différentes voies soient parcourues par des états cohérents entre eux, c'est à dire en phase avant de rentrer dans l'interféromètre, sans quoi il faut rajouter aux déphasages φ_M une phase aléatoire $\Delta\varphi_{M,i}$

⁴avec des bobines allongées de largeur a , assimilées à 4 fils infinis (ce qui d'autant plus justifié ici que les côtés «verticaux» sont à l'extérieur du blindage), la disposition qui donne un champ stationnaire au centre est un écart égal à a et non pas $a/2$ comme dans le cas classique de bobines circulaires.

$$\begin{array}{ccccc}
 |2,-2\rangle & & |2,-1\rangle & & |2,0\rangle & & |2,+1\rangle & & |2,+2\rangle \\
 \left(\begin{array}{ccccc}
 \cos^4 \frac{\theta}{2} & -\frac{1}{2} \sin \theta (1 + \cos \theta) & \sqrt{\frac{3}{8}} \sin^2 \theta & -\frac{1}{2} \sin \theta (1 - \cos \theta) & \sin^4 \frac{\theta}{2} \\
 \frac{1}{2} \sin \theta (1 + \cos \theta) & -\frac{1}{2} (1 + \cos \theta) (1 - 2 \cos \theta) & -\sqrt{\frac{3}{2}} \sin \theta \cos \theta & \frac{1}{2} (1 - \cos \theta) (1 + 2 \cos \theta) & -\frac{1}{2} \sin \theta (1 - \cos \theta) \\
 \sqrt{\frac{3}{8}} \sin^2 \theta & \sqrt{\frac{3}{2}} \sin \theta \cos \theta & \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) & -\sqrt{\frac{3}{2}} \sin \theta \cos \theta & \sqrt{\frac{3}{8}} \sin^2 \theta \\
 \frac{1}{2} \sin \theta (1 - \cos \theta) & \frac{1}{2} (1 - \cos \theta) (1 + 2 \cos \theta) & \sqrt{\frac{3}{2}} \sin \theta \cos \theta & -\frac{1}{2} (1 + \cos \theta) (1 - 2 \cos \theta) & -\frac{1}{2} \sin \theta (1 + \cos \theta) \\
 \sin^4 \frac{\theta}{2} & \frac{1}{2} \sin \theta (1 - \cos \theta) & \sqrt{\frac{3}{8}} \sin^2 \theta & \frac{1}{2} \sin \theta (1 + \cos \theta) & \cos^4 \frac{\theta}{2}
 \end{array} \right)
 \end{array}$$

FIG. 5.4 – Matrice de Wigner simplifiée ($\phi = \chi = 0$) pour un spin $j=2$ [24]

différente pour chaque particule incidente “ i ”, ce qui brouille totalement les figures d’interférences.

- que les différentes voies se referment à la sortie de l’interféromètre, de manière à sommer leurs amplitudes. C’est là que l’interférence se manifeste.

Dans un interféromètre à bras séparés, ces fonctions sont assurées par des séparatrices (par exemple des miroirs semi-transparents dans le cas d’un interféromètre utilisant la lumière).

La première sépare le faisceau incident en deux (ou plus) sous faisceaux qui vont constituer les différents bras. Chaque particule incidente se répartit sur les différentes voies, qui sont donc parcourues par des états cohérents, puisque provenant d’une même particule.

En sortie, une deuxième séparatrice fait se re-superposer les différents faisceaux. Quand une particule est recue par le détecteur, il est alors impossible de savoir quel bras elle a emprunté⁵, ce qui est un critère indispensable pour obtenir des interférences.

⁵classiquement, car quantiquement, l’onde associée à cette particule a emprunté tous les bras.

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{4} & -\frac{1}{2} & \sqrt{\frac{3}{8}} & -\frac{1}{2} & \frac{1}{4} \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \\ \sqrt{\frac{3}{8}} & 0 & -\frac{1}{2} & 0 & \sqrt{\frac{3}{8}} \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 & -\frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \\ \frac{1}{4} & \frac{1}{2} & \sqrt{\frac{3}{8}} & \frac{1}{2} & \frac{1}{4} \end{pmatrix}$$

FIG. 5.5 – Matrice de Wigner pour $j=2$ et $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\phi = \chi = 0$

5.2.2 Transition de Majorana

Dans notre expérience, les différentes voies correspondent aux différentes polarisations Zeeman possibles, il nous faut un dispositif qui, d'une polarisation incidente donnée, crée une superposition cohérente de plusieurs polarisations.

Une manière simple de réaliser cette opération consiste à changer brusquement⁶ la direction du champ magnétique vu par les atomes, qui fixe l'axe de quantification, sur lequel sont repérées les polarisations.

Ainsi, en passant d'un champ \vec{B}_1 à un champ \vec{B}_2 de direction différente, une polarisation initialement $|+2\rangle_{B_1}$ n'est plus un état propre selon le nouvel axe de quantification \vec{B}_2 , et se retrouve projetée sur les nouvelles polarisations $|m_J\rangle_{B_2}$. On appelle cela une transition de Majorana.

Le nouvel état de polarisation s'obtient grâce à la matrice de changement de base de Wigner $\mathcal{D}^j(\phi, \theta, \chi)$, où ϕ , θ et χ sont les angles d'Euler caractérisant le changement de base. Dans notre cas, seul θ l'angle entre \vec{B}_1 et \vec{B}_2 compte, ϕ et χ peuvent être pris nuls. On notera $\mathbf{d}^2(\theta) = \mathcal{D}^{j=2}(0, \theta, 0)$ cette matrice, représentée figure 5.4. La figure 5.5 donne \mathbf{d}^2 pour $\theta = \frac{\pi}{2}$, l'angle que nous utilisons.

On en déduit par exemple la projection d'un état $|+2\rangle_{B_1}$ et d'un état $|0\rangle_{B_1}$:

$$\begin{aligned} |+2\rangle_{B_1} \longrightarrow & \hspace{20em} (5.13) \\ \frac{1}{4} |-2\rangle_{B_2} + \frac{1}{2} |-1\rangle_{B_2} + \sqrt{\frac{3}{8}} |0\rangle_{B_2} + \frac{1}{2} |+1\rangle_{B_2} + \frac{1}{4} |+2\rangle_{B_2} \end{aligned}$$

⁶voir le paragraphe 5.2.3 le sens à donner à ce terme

$$|+0\rangle_{B1} \longrightarrow \sqrt{\frac{3}{8}}|-2\rangle_{B2} - \frac{1}{2}|0\rangle_{B2} + \sqrt{\frac{3}{8}}|+2\rangle_{B2} \quad (5.14)$$

On voit ainsi que chaque état de polarisation incident se transforme dans l'objet de phase en une superposition d'états différents, qui donnera une figure d'interférences spécifique. Donc si on utilise un faisceau incident non polarisé, toutes ces figures vont se sommer et se brouiller les unes les autres. Il est donc nécessaire de placer un polariseur avant cette zone de Majorana.

Le choix de la polarisation incidente n'est pas sans importance. On voit dans l'exemple précédent qu'avec la polarisation $|+2\rangle_{B1}$ on obtiendra des interférences à 5 ondes, alors qu'en entrant en $|0\rangle_{B1}$ ce sont des interférences à 3 ondes, ce qui change la forme et la période des figures obtenues.

En sortie de l'objet de phase, les fonctions d'ondes associées aux diverses polarisations ont accumulé les unes par rapport aux autres des déphasages $M \times \varphi$.

Les détecteurs de particules ne mesurant que l'intensité des fonctions d'onde et pas leur phase, même avec un détecteur sensible à la polarisation des atomes, on ne verra jamais aucune influence de φ sur le signal mesuré. Pour en voir l'effet, il faut, comme évoqué plus haut, «refermer les différentes voies», de manière à sommer les amplitudes, et transformer les différences de phase en variations d'intensité.

Pour cela, on place en sortie une deuxième zone de Majorana, semblable à la première, en passant brusquement du champ \vec{B}_2 à un champ \vec{B}_3 de direction différente (angle θ'). Après cette deuxième transition, l'amplitude de chaque nouvel état de polarisation $|M_j\rangle_{B3}$ est composée d'une somme des amplitudes des états $|M'_j\rangle_{B2}$, dont les coefficients sont donnés par la matrice de Wigner $\mathbf{d}^2(\theta')$.

Chaque nouvelle polarisation étant un mélange des anciennes polarisations, on appelle parfois aussi *mélangeurs*⁷ les zones de Majorana.

Comme les coefficients de mélange ne sont pas les mêmes (en valeur absolue et/ou en signe) pour les différentes polarisations $|M_j\rangle_{B3}$, les variations de φ n'auront pas le même effet : une augmentation de φ pourra par exemple augmenter l'intensité de $|+2\rangle_{B3}$ et $|-2\rangle_{B3}$, tout en diminuant celle des autres polarisations.

Il ne reste plus qu'à sélectionner l'une ou l'autre de ces polarisations avec un analyseur placé devant le détecteur, et les variations de déphasages se manifesteront, enfin, par des variations du signal mesuré.

L'analyseur est indispensable pour obtenir des variations du signal, car l'objet de phase et ses mélangeurs sont bien incapables de faire disparaître

⁷ ceci n'a rien à voir avec la notion de mélange statistique, on fait ici référence à l'enchevêtrement (ou encore intrication) des fonctions d'ondes Zeeman composant l'onde totale.

des atomes. Tout ce qu'ils peuvent faire c'est modifier leur polarisation. C'est aussi pour cela que si l'intensité d'une polarisation augmente, d'autres doivent diminuer, de façon à rester à flux total constant.

Les différentes techniques de polarisation et d'analyse, ainsi que les caractéristiques du polariseur et de l'analyseur de notre expérience sont détaillées dans le chapitre 2, page 17 et suivantes.

5.2.3 Critère de transition

Les transitions de Majorana décrites précédemment ont lieu lors d'un changement *brusque* de la direction de l'axe de quantification. Dans la pratique, le champ magnétique (ou électrique), qui fixe cet axe, est une fonction continue de l'espace et du temps, dont la direction ne peut varier instantanément. Or si ce champ varie «doucement», les spins atomiques resteront guidés par ce champ, suivront ses changements de directions, et les atomes conserveront leur polarisation initiale.

Comment chiffrer ces termes «brusque» et «doucement»? Un moment magnétique (ou un spin) dans un champ magnétique a un mouvement de précession autour de \vec{B} à la vitesse angulaire Ω_L , dite pulsation de Larmor. Ce mouvement⁸ est appelé précession de Larmor. Ω_L est donné par :

$$\Omega_L = \frac{g \mu_B B}{\hbar} \quad (5.15)$$

Si la direction de \vec{B} varie lentement devant cette pulsation, la précession peut suivre ce mouvement, et la polarisation (qui correspond classiquement à l'angle entre le spin et \vec{B}) se conserve.

Si la direction de \vec{B} varie rapidement devant Ω_L , on ne peut plus décrire le mouvement du spin comme un mouvement de précession autour de \vec{B} ; le spin «décroche», et, quand \vec{B} se stabilise, se retrouve reprojété sur ce nouvel axe.

Dans nos expériences où les champs magnétiques sont statiques, la vitesse de rotation de \vec{B} peut se calculer comme la variation spatiale de sa direction (en rad/m), multipliée par la vitesse des atomes (en m/s). Ainsi, quand à l'entrée de l'objet de phase, le champ passe de la direction axiale à une direction transverse (rotation de $\frac{\pi}{2}$) en environ 5 mm, on obtient une rotation de 100π rad/m. Vue par des atomes de 550 m/s, on obtient une vitesse de rotation Ω_B de $1,7 \times 10^5$ rad/s.

⁸même si cette description classique ne reflète pas la réalité à l'échelle microscopique, la fréquence de Larmor est une grandeur physique bien mesurable, base de la R.M.N. et de la R.P.E.

Pour un atome d'argon métastable 3P_2 ($g=1,506$), le champ magnétique donnant une pulsation de Larmor de $1,7 \times 10^5$ rad/s vaut $2 \mu\text{T}$, soit 20 mG.

Donc, avec un champ inférieur à 2 mG, on aura dans cette zone un bon mélange, que l'on pourra modéliser de manière assez réaliste par une matrice de Wigner.

Quand le champ est partout supérieur à 0,2 G (par exemple en présence du champ magnétique terrestre), on est sûr que les spins vont suivre adiabatiquement la direction de \vec{B} , et que la polarisation incidente sera conservée.

Dans les cas intermédiaires (champ de l'ordre de 20 mG), le résultat est plus dur à prévoir. Une polarisation unique en entrée donnera plusieurs polarisations en sortie, mais avec une prédominance de la polarisation originelle. Expérimentalement, cela se manifestera par un mauvais contraste des figures d'interférences.

5.2.4 Réalisation pratique

Dans la pratique, nous devons donc faire tourner la direction d'un champ de faible intensité (de l'ordre du milligauss) sur une courte distance (de l'ordre de quelques millimètres). Ceci se produit naturellement à l'entrée dans l'objet de phase.

À l'entrée dans le blindage magnétique (en traversant les trois couvercles) la symétrie cylindrique des pièces de $\mu\text{m}\text{étal}$ impose au champ magnétique au voisinage du faisceau atomique d'être dirigé suivant l'axe du blindage. De plus, le blindage assurant sa fonction, l'intensité du champ est ramenée aux environs du milligauss. Quelques millimètres plus loin dans l'objet de phase le champ créé par les cadres est perpendiculaire à l'axe, on a donc une rotation de $\frac{\pi}{2}$ de la direction du champ, les critères de mélange sont remplis. Simple, non ?

Ça se complique quand on applique dans l'objet de phase uniquement un champ longitudinal. La situation est alors moins claire, puisqu'on passe d'un champ axial à un champ axial. Si le champ reste dans le même sens, il n'y a normalement pas de mélange. Si les sens sont opposés, la rotation de π doit uniquement transformer chaque polarisation en son opposée, et il n'y a pas non plus de mélange.

Et pourtant, on obtient des interférences en balayant le champ longitudinal, voir par exemple les courbes de la figure 7.33, page 178.

Dans le cas où \vec{B} garde le même sens, on peut supposer que les atomes ne passent pas rigoureusement sur l'axe et voient ainsi des variations de la direction de \vec{B} alors que son intensité est faible, suffisantes pour effectuer le mélange. On voit d'ailleurs sur ces courbes (et encore mieux sur la courbe 7.34

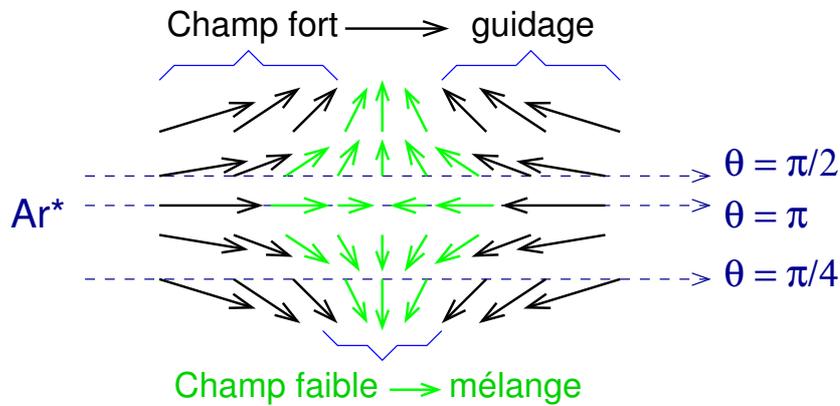


FIG. 5.6 – Champ magnétique dans la zone de renversement de \vec{B} . On a indiqué avec des couleurs différentes les zones où le champ est suffisamment fort pour guider les spins et celles où il y a mélange. Trois trajectoires atomiques sont représentées, aboutissant à des mélanges différents.

page 179) que d'un côté, quand l'intensité du champ créé par le solénoïde augmente un peu, les interférences disparaissent très rapidement. Le champ dans les zones de Majorana est alors trop uniforme et de trop forte intensité pour permettre le mélange, les spins restent guidés.

Dans le cas d'une inversion du sens de \vec{B} , le champ magnétique ressemble, dans la zone d'inversion, à la figure 5.6. On a différencié sur cette figure la zone où le mélange a lieu ($\Omega_B > \Omega_L$) de celle où les spins restent guidés ($\Omega_B < \Omega_L$). Plus on s'éloigne de l'axe de symétrie, plus $|\vec{B}|$ est important dans la zone centrale (et aussi plus \vec{B} tourne lentement), donc plus la zone de mélange rétrécit. L'angle θ se mesure comme l'angle entre \vec{B} à l'entrée de cette zone avec \vec{B} à la sortie.

On voit sur ce schéma que pour les trajectoires ne passant pas par le centre, $\theta \neq \pi$, on a donc beaucoup plus de chances d'obtenir un mélange efficace (donnant un bon contraste) que dans le cas précédent.

Quand on augmente l'intensité du champ du solénoïde, la configuration du champ ne change pas vraiment, seule la position du point d'inversion se rapproche un peu de l'extrémité de l'objet de phase. On voit sur les trois figures d'interférences citées précédemment que l'on conserve, du côté où il y a inversion, des interférences aussi loin que possible (une douzaine de franges, à cause de la distribution de vitesses dans le faisceau).

Cette mise en œuvre des mélangeurs est donc simple mais «fragile» : l'efficacité du mélange dépend des champs appliqués dans l'objet de phase (quels bobinages sont utilisés, avec quelle intensité, dans quel sens) ainsi que des champs présents à l'extérieur (bobines du polariseur et de l'analyseur,

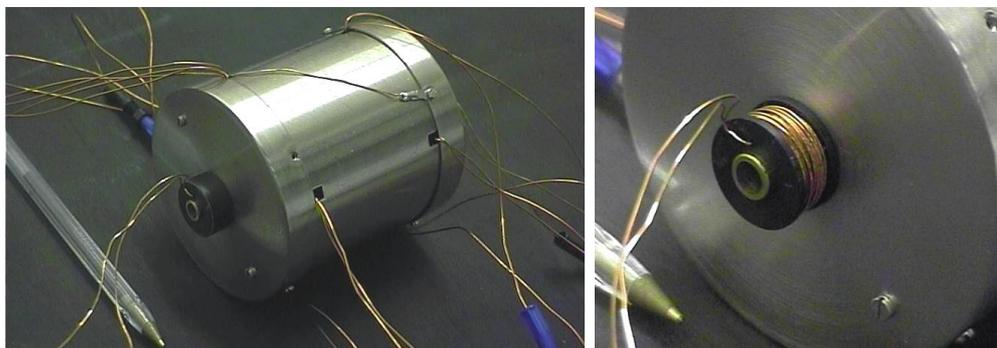


FIG. 5.7 – L'une des bobines «guides», juste à l'extrémité de l'objet de phase.

champ terrestre)

Ces problèmes n'apparaissent pas seulement lors de l'utilisation du solénoïde, mais aussi avec les cadres, voir par exemple la courbe de la figure 7.35, page 180 où on n'a qu'une moitié des franges.

5.2.5 Bobines guides

Pour avoir un moyen de contrôler un peu ce qui se passe dans les mélangeurs, nous avons placé deux petites bobines aux extrémités de l'objet de phase (à l'extérieur – voir figure 5.7).

Le but initial de ces bobines, inspirées d'un montage similaire [56] sur l'interféromètre à hydrogène, était de pouvoir désactiver les zones de mélange : en appliquant un champ magnétique important à cet endroit, on empêche le champ à l'entrée dans l'objet de phase de descendre sous la limite de mélange. Les spins atomiques sont alors guidés dans l'objet de phase sans reprojexion, d'où le nom de *bobine guide* (de polarisation) qu'on leur donne.

Ces bobines ne servent cependant pas qu'à dégrader le fonctionnement des mélangeurs, elles peuvent aussi, heureusement, l'améliorer. Comme on peut grâce à elles choisir le sens (et l'intensité) du champ du côté extérieur des mélangeurs, on peut par exemple garantir un retournement du champ quand on utilise le solénoïde, ce qui comme on l'a vu précédemment favorise le mélange.

Elles nous permettent aussi une meilleure interprétation de certains résultats : sur les courbes des figures 7.33 et 7.34 citées précédemment, c'est grâce aux courants que nous appliquons à ces bobines que nous connaissons le sens du champ à l'entrée et à la sortie de l'objet de phase, et que nous pouvons expliquer la disparition des franges d'un côté (celui où, effectivement, tous les champs sont dans le même sens) par le guidage des polarisations d'un bout à l'autre de l'objet de phase.

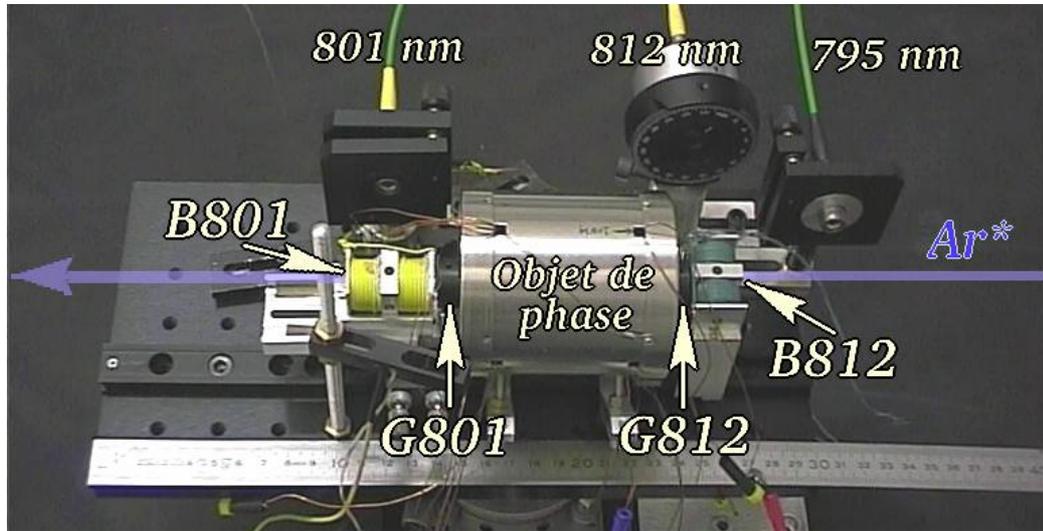


FIG. 5.8 – Vue d'ensemble de l'interféromètre. Les atomes vont de droite à gauche. La plaque de base fait 15×30 cm.

D'une manière générale, ces bobines nous donnent un paramètre supplémentaire au niveau des mélangeurs, que nous nous proposons d'ajuster expérimentalement pour obtenir le meilleur contraste possible.

Le champ magnétique créé par ces bobines en leur centre est de 100 G/A.

Pour désigner ces bobines (pour indiquer le courant qu'on leur applique par exemple) nous utilisons souvent les noms de G812 (côté laser polariseur) et G801 (côté laser analyseur).

5.3 Vue d'ensemble

La figure 5.8 est une vue d'ensemble présentant les différents bobinages externes, le blindage magnétique et les arrivées des lasers (la sortie «795 nm», prévue pour éliminer les métastables 3P_0 n'est pour l'instant pas utilisée).

En annexe, la figure A.2 page 200 donne la position (cotée) de ces différents éléments par rapport à la source et aux détecteurs.

Le tableau 5.1 rappelle les abréviations désignant les différents bobinages.

L'intensité des champs produits par ces bobinages en fonction des courants d'alimentation est donnée en annexe page 201.

Nom	Position / fonction
B812	Bobine du polariseur (laser à 812 nm)
G812	Premier mélangeur
Solénoïde	Champ axial dans l'objet de phase
Cadres	Champs transverses dans l'objet de phase
G801	Deuxième mélangeur
B801	Bobine de l'analyseur (laser à 801 nm)

TAB. 5.1 – Nom des différentes bobine, dans l'ordre où les atomes les rencontrent.

5.4 Calcul du signal atomique

Maintenant que nous avons tous les éléments, voyons comment calculer le signal atomique. Dans la plupart de nos expériences, nous comptons le nombre d'atomes reçus par seconde sur un détecteur fixe alors que nous faisons varier un paramètre tel que le courant I dans les cadres Helmholtz. Balayer I revient alors à balayer φ , d'où l'intérêt de savoir calculer l'intensité atomique en fonction de φ .

5.4.1 Signal atomique en fonction de φ

Après passage dans le polariseur, les atomes ont tous la même polarisation $|2, M_P\rangle$:

$$\psi_1 = |2, M_P\rangle_{B_1} \quad (5.16)$$

À l'entrée de l'objet de phase, le premier mélangeur projette cet état pur selon l'axe de B_1 en une superposition cohérente de polarisations selon B_2 :

$$\psi_2 = d(\theta) |2, M_P\rangle_{B_2} = \sum_{M=-2}^{+2} d_{M, M_P}(\theta) |2, M\rangle_{B_2} \quad (5.17)$$

Chaque composante de spin $|2, M\rangle$ prend dans l'objet de phase un déphasage $M \times \varphi$, avec φ donné par l'équation 5.11.

$$\psi_3 = \sum_{M=-2}^{+2} \exp(i M \varphi) d_{M, M_P}(\theta) |2, M\rangle_{B_2} \quad (5.18)$$

À la sortie de l'objet de phase, ces différentes composantes sont mélangées dans la deuxième zone de Majorana (angle θ'), et on obtient les nouvelles

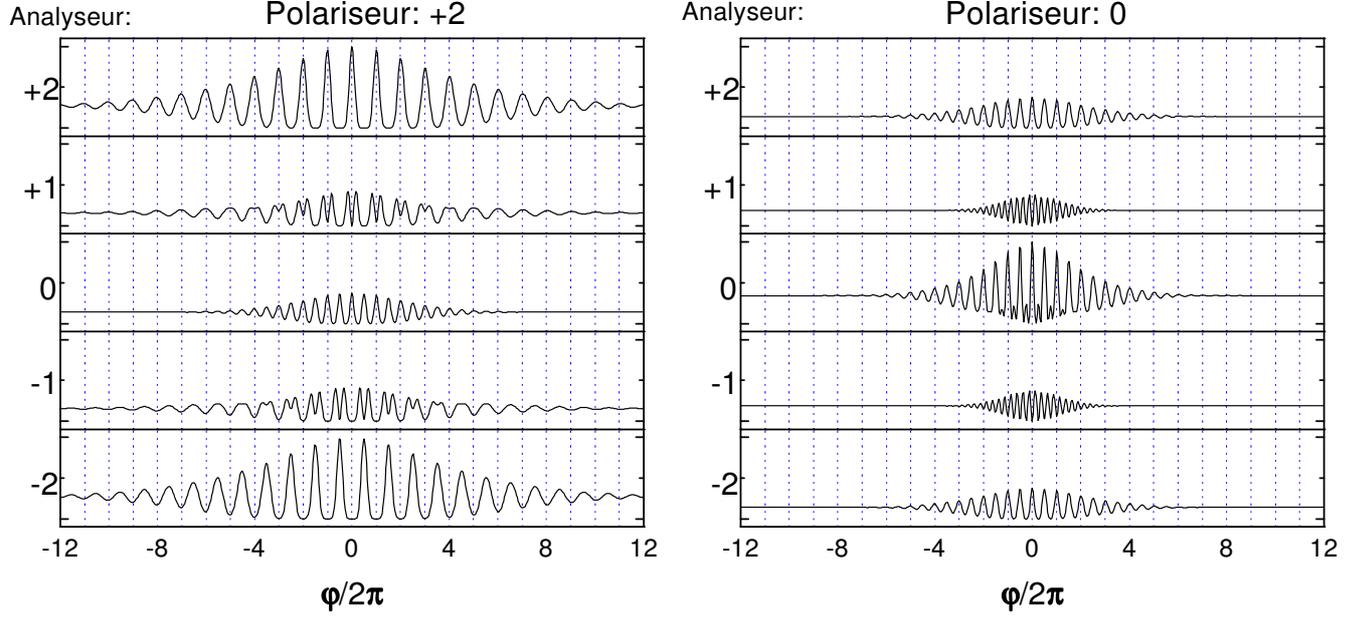


FIG. 5.9 – Courbes d’interférences théoriques obtenues à partir des formules du tableau 5.2, en tenant compte d’une distribution de vitesses de 8 %.

composantes selon B_3 :

$$\psi_4 = \sum_{M, M'=-2}^{+2} d_{M', M}(\theta') \exp(i M \varphi) d_{M, M_P}(\theta) |2, M' \rangle_{B_3} \quad (5.19)$$

Finalement l’analyseur filtre la polarisation $|2, M_A \rangle$ et on obtient :

$$\psi_5 = \sum_{M=-2}^{+2} d_{M_A, M}(\theta') \exp(i M \varphi) d_{M, M_P}(\theta) |2, M_A \rangle_{B_3} \quad (5.20)$$

Le détecteur mesure l’intensité $I = |\psi_5|^2$. Dans le cas particulier (mais usuel) où $\theta' = -\theta$, on a $\mathbf{d}(\theta') = {}^t \mathbf{d}(\theta)$, donc :

$$I = \left| \sum_{M=-2}^{+2} d_{M, M_A}(\theta) d_{M, M_P}(\theta) \exp(i M \varphi) \right|^2 \quad (5.21)$$

Le tableau 5.2 donne $I(\varphi)$ pour divers couples (M_P, M_A) , avec $\theta = \frac{\pi}{2}$, et on a représenté les courbes d’interférences correspondantes sur la figure 5.9.

Comme le montre l’équation 5.11, φ dépend de la vitesse des atomes (φ varie comme $1/v$), ces formules correspondent donc à un faisceau parfaitement monocinétique.

$$I_{+2,+2} = I_{-2,-2} = \left(\frac{3}{8} + \frac{1}{2} \cos \varphi + \frac{1}{8} \cos 2\varphi \right)^2 \quad (5.22)$$

$$I_{+2,+1} = I_{-2,-1} = \left(\frac{1}{2} \sin \varphi + \frac{1}{4} \sin 2\varphi \right)^2 \quad (5.23)$$

$$I_{+2,0} = I_{-2,0} = \left(\sqrt{\frac{3}{32}} + \sqrt{\frac{3}{32}} \cos 2\varphi \right)^2 \quad (5.24)$$

$$I_{+2,-1} = I_{-2,+1} = \left(-\frac{1}{2} \sin \varphi + \frac{1}{4} \sin 2\varphi \right)^2 \quad (5.25)$$

$$I_{+2,-2} = I_{-2,+2} = \left(\frac{3}{8} - \frac{1}{2} \cos \varphi + \frac{1}{8} \cos 2\varphi \right)^2 \quad (5.26)$$

$$I_{0,+2} = I_{0,-2} = \left(\sqrt{\frac{3}{32}} + \sqrt{\frac{3}{32}} \cos 2\varphi \right)^2 \quad (5.27)$$

$$I_{0,+1} = I_{0,-1} = \left(\sqrt{\frac{3}{8}} \sin 2\varphi \right)^2 \quad (5.28)$$

$$I_{0,0} = \left(\frac{1}{4} + \frac{3}{4} \cos 2\varphi \right)^2 \quad (5.29)$$

TAB. 5.2 – Signal atomique pour diverses polarisations initiales et d'analyse.

Pour obtenir une expression plus réaliste, il faut tenir compte de la distribution de vitesses $\rho(v)$ dans le faisceau atomique, en sommant les intensités correspondant aux différentes vitesses :

$$I = \int_0^\infty \rho(v) \left| \sum_{M=-2}^{+2} d_{M,M_A}(\theta) d_{M,M_P}(\theta) \exp(i M \varphi(v)) \right|^2 dv \quad (5.30)$$

Les courbes de la figure 5.9 ont été calculées en tenant compte de la distribution de vitesses mesurée sur notre expérience (voir courbe 7.5, page 149) : on a pris pour ρ une gaussienne de 8 % de largeur à mi-hauteur.

Les différentes vitesses produisant des interfranges différents, on voit qu'à mesure que le déphasage augmente, les franges se brouillent, le contraste diminue. Le nombre de franges visibles est de l'ordre de $v/\Delta v$ de chaque côté du centre, soit environ 25 franges en tout pour une distribution de vitesses de 8 %.

Ce point est effectivement vérifié expérimentalement : le nombre de franges visibles par exemple sur la figure 7.3, page 147 est cohérent avec notre distribution de vitesses, mesurée par ailleurs.

Quel interfrange doit on attendre, quels courants utiliser dans l'objet de phase ?

L'équation 5.12, page 108 donne pour φ la valeur de $77 \pi \text{ G}^{-1} \text{ cm}^{-1}$.

Le solénoïde produit un champ de 40 G/A sur une longueur de 55 mm, ce qui donne pour φ :

$$\varphi^{sol} = 77 \pi \times 40 \times 5,5 = 1,7 \times 10^4 \pi \text{ A}^{-1} \quad (5.31)$$

donc le courant nécessaire pour obtenir un déphasage de 2π est :

$$I_{2\pi}^{sol} = \frac{2\pi}{1,7 \times 10^4 \pi} = 0,12 \text{ mA} \quad (5.32)$$

Le champ magnétique créé par les cadres en configuration Helmholtz peut se calculer par le théorème d'Ampère en assimilant ces cadres à des fils infinis dans le vide ; on trouve ainsi un champ de 3,5 G/A. En réalité, le blindage de μ métal modifie notablement le champ, et on mesure une intensité de 5 à 7 G/A⁹.

Si on suppose qu'on a un champ de 6 G/A sur une longueur de 50 mm, on obtient pour φ :

$$\varphi^{Helm} = 77 \pi \times 6 \times 5 = 2,3 \times 10^3 \pi \text{ A}^{-1} \quad (5.33)$$

donc le courant nécessaire pour obtenir un déphasage de 2π est :

$$I_{2\pi}^{Helm} = \frac{2\pi}{2,3 \times 10^3 \pi} = 0,9 \text{ mA} \quad (5.34)$$

Comme on le verra au chapitre 7, on trouve expérimentalement un interfrange de 0,12 mA pour le solénoïde et 1 mA pour les cadres Helmholtz, ce qui à première vue est donc en très bon accord avec ces prévisions.

À mieux y regarder se pose un petit problème en rapport avec le réglage de notre interféromètre : le polariseur est en $|2, \pm 2\rangle$ et l'analyseur est en $|2, 0\rangle$. Donc d'après la figure 5.9 page 121 la période en φ de nos franges devrait être π et non 2π , on devrait donc observer des interfranges en courant deux fois plus faibles : 0,06 et 0,5 mA.

Pas d'explication pour l'instant...

Tous ces calculs représentent assez bien ce que l'on peut mesurer dans le cas d'un champ uniforme dans l'objet de phase où toutes les trajectoires atomiques donnent le même déphasage. Voyons maintenant le cas d'un champ non-uniforme, quand on alimente les cadres en anti-Helmholtz.

⁹la mesure est délicate avec les sondes dont nous disposons ; on n'est jamais bien sûr d'être sur l'axe du faisceau

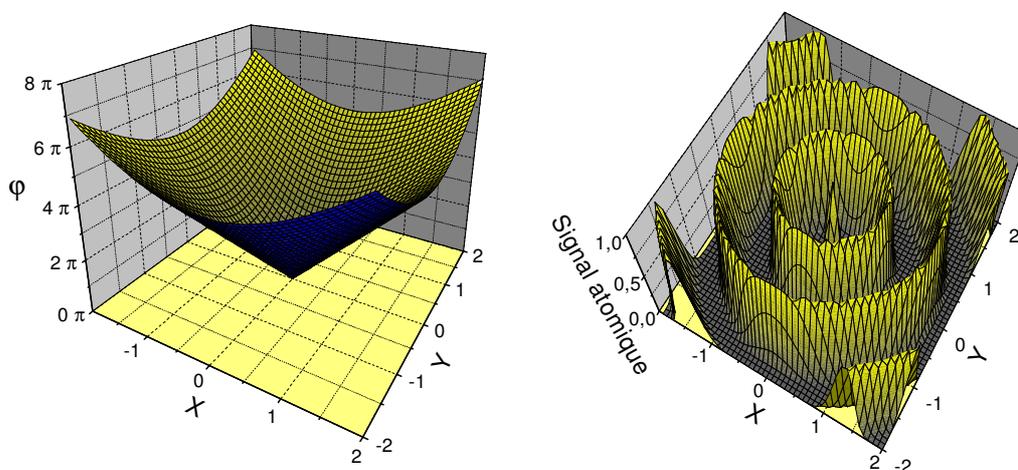


FIG. 5.10 – En utilisant les cadres en anti-Helmholtz, cartes dans le plan transverse de la phase (à gauche) et des anneaux d'interférences correspondants (à droite). Calcul pour un faisceau monocinétique, polarisé et analysé en $|2, +2\rangle$.

5.4.2 Cas du champ anti-Helmholtz

Le champ obtenu en configuration anti-Helmholtz est particulier : si on considère uniquement la norme $B = |\vec{B}|$ du champ, qui seule¹⁰ compte dans le déphasage, on a un gradient radial uniforme. En notant $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ la distance à l'axe :

$$B(\rho) = G \rho. \quad (5.35)$$

Si on considère des trajectoires atomiques parallèles à l'axe on peut calculer $\varphi(R)$ d'après l'équation 5.11 :

$$\begin{aligned} \varphi(\rho) &= -\frac{g \mu_B}{\hbar v} \int_0^L G \rho dz \\ &= -\frac{g \mu_B}{\hbar v} G L \rho = f \times \rho \end{aligned} \quad (5.36)$$

Le signal atomique s en sortie de l'interféromètre est du type¹¹ $A \cos^2(\frac{\varphi}{2})$. Donc si on dispose dans le plan (x, y) d'un détecteur d'atomes sensible à la position, on aura :

$$s(\rho) = A \cos^2(f \rho/2) \quad (5.37)$$

¹⁰hors effets de phase géométrique

¹¹comme on l'a vu, l'expression exacte dépend du réglage du polariseur, de l'analyseur et des mélangeurs, mais dans tous les cas, c'est une fonction oscillante de φ .

On obtient des anneaux d'interférences équidistants (interfrange de $2\pi/f$), voir simulation sur la figure 5.10.

Le gradient G (et donc f) est directement proportionnel au courant I_A dans les cadres en anti-Helmholtz. Quand on augmente I_A , le cône de la figure 5.10 devient plus pointu, l'interfrange $2\pi/f$ diminue et les anneaux se resserrent.

Soit $C = f/I_A$. L'interfrange vaut $2\pi/(C I_A)$.

Quel signal observe-t-on sur un détecteur fixe standard (non sensible à la position) quand on balaye le courant anti-Helmholtz I_A en partant de zéro ?

Si le détecteur est de petites dimensions par rapport à l'interfrange et placé à une distance D du centre, on va voir défiler les anneaux, le signal en fonction de I_A sera semblable aux courbes de la figure 5.9. On mesure :

$$S(I_A) \propto s(D) = A \cos^2(D C I_A/2) \quad (5.38)$$

La fréquence des oscillations dépend donc directement de D . Pour $D = 0$, au centre, on a toujours un maximum, le signal est constant.

Sur l'interféromètre à hydrogène, au contraire, on a un détecteur circulaire centré sur l'axe et de grandes dimensions (rayon R quelques millimètres de diamètre). Dans ce cas, le signal oscille aussi : à chaque anneau qui rentre dans le cercle de rayon R , on observe une montée puis une redescente du signal.

Plus il y a déjà d'anneaux dans le cercle de rayon R , moins l'arrivée d'un anneau supplémentaire fait varier le signal. Il y a donc une baisse du contraste naturelle (même avec un faisceau parfaitement monocinétique) quand on augmente I_A . Les oscillations du signal ayant lieu au passage des anneaux à la distance R , elles sont en phase avec celles que l'on observerait sur un petit détecteur à la distance R du centre.

Notre détecteur a pendant longtemps eu une fente comme diaphragme, donc à la fois petit (horizontalement) et grand (verticalement), il est déplaçable horizontalement (parallèlement à la petite dimension de cette fente), à une distance inconnue du centre des anneaux, il est ainsi difficile d'avoir une idée a priori du signal que l'on doit observer.

Revenons plutôt aux figures spatiales attendues dans le plan transverse.

Si on tient compte de la distribution de vitesses, le contraste des anneaux diminue quand on s'éloigne du centre, d'autant plus vite que la distribution de vitesses est large – voir figure 5.11. Ainsi, pour $\Delta v/v = 100\%$, il ne reste pratiquement plus que le pic central et le premier anneau sombre.

Quel est le diamètre d de ce pic ? On peut l'estimer à la moitié de l'interfrange entre anneaux :

$$d = \frac{2\pi}{2f} = \frac{2\pi}{2 \frac{g\mu_B}{\hbar v} L G} = \frac{\hbar v}{2g\mu_B L} \cdot \frac{1}{G} \quad (5.39)$$

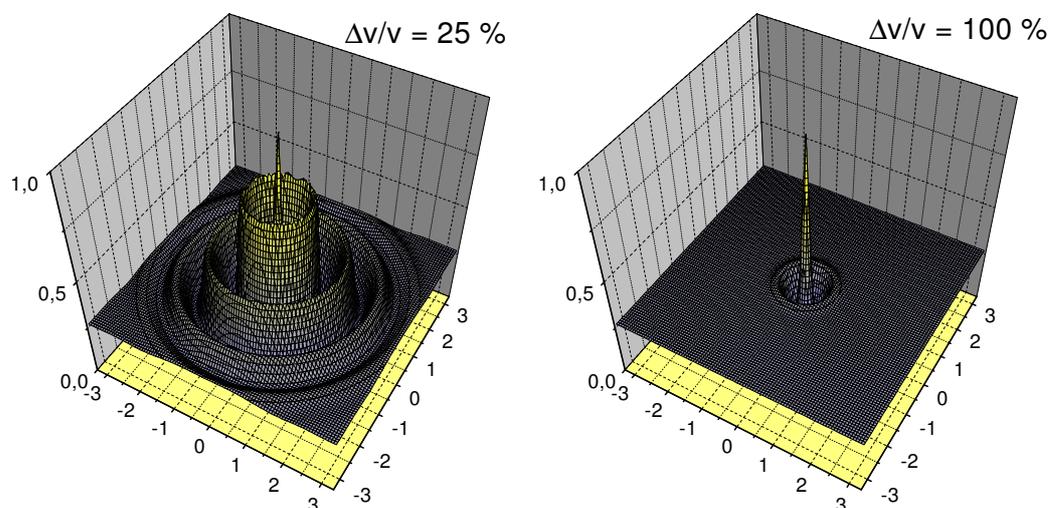


FIG. 5.11 – Signal atomique dans le plan transverse pour une même valeur du gradient, mais pour deux distributions de vitesses différentes.

En appliquant le théorème d'Ampère, on peut obtenir une valeur approximative¹² de G :

$$G = \frac{2 \mu_0}{\pi a^2} 10 I_A = \frac{2 \times 4\pi 10^{-7}}{\pi 0,016^2} 10 I_A = 3,1 \times 10^{-2} I_A \quad (5.40)$$

avec $a = 16$ mm le rayon du cylindre sur lequel se situent nos cadres, comportant 10 tours de fil. Ainsi, un courant de 1 A donne un gradient d'environ $G = 30$ mT/m, soit 3 G/cm.

En reportant cela dans la formule de d :

$$d(I_A) = \frac{h v}{2 g \mu_B L} \times \frac{\pi a^2}{20 \mu_0} \times \frac{1}{I_A} = 2,6 10^{-7} / 3,1 10^{-2} \times \frac{1}{I_A} = \frac{8,4 10^{-6}}{I_A} \quad (5.41)$$

Pour $v = 550$ m/s et $L = 5$ cm.

Donc pour un courant de 1 A, on obtient, avec cet objet de phase assez court, un pic d'environ $8 \mu\text{m}$ de diamètre ($5 \mu\text{m}$ en tenant compte de la correction à apporter sur la valeur du champ à cause du blindage de $\mu\text{m}\text{étal}$).

Qu'est-ce qui détermine la position de ce pic ?

Ce pic central correspond à un dépassement nul pour toutes les vitesses, ce qui est obtenu pour les atomes suivant la ligne de champ magnétique nul.

¹²on constate expérimentalement que le blindage en $\mu\text{m}\text{étal}$ renforce cette valeur théorique un facteur entre 1,5 et 2.

Or il est possible de décaler cette ligne de champ nul, simplement en rajoutant un champ transverse uniforme¹³ dans l'objet de phase. On peut donc déplacer ce pic dans le plan (x, y) simplement en modifiant deux courants électriques.

La possibilité d'obtenir facilement un pinceau d'atomes métastables assez fin (quelques micromètres, avec des perspectives d'affinement à court terme¹⁴) déplaçable à volonté nous a incité à nous intéresser à de possibles applications de notre dispositif à la nanolithographie.

¹³soit en déséquilibrant le courant dans les cadres anti-Helmholtz, soit pour plus de flexibilité avec un deuxième système de cadres.

¹⁴rallonger l'interféromètre, renforcer le gradient, ralentir les atomes. . .

Chapitre 6

La nanolithographie atomique

Avant de voir ce que notre interféromètre pourrait apporter de nouveau dans ce domaine, voyons rapidement l'état des techniques actuelles et les besoins de l'industrie dans ce domaine.

6.1 Les besoins

La micro- (et maintenant nano-) lithographie est la technique utilisée depuis des dizaines d'années pour la production de masse des semi-conducteurs.

Le principe de base de fabrication des circuits intégrés est le suivant : on part d'un disque de silicium ultra-pur (*wafer*) de 20 à 30 cm de diamètre et d'environ 1 mm d'épaisseur. Pour créer des transistors sur ce disque, il faut modifier localement le silicium, en y incluant des «impuretés» (*dopants*) soigneusement choisies et dosées. Ceci s'effectue en appliquant sur le disque un masque perforé aux endroits voulus, et en projetant les dopants (généralement sous la forme d'un plasma) – c'est la technique du pochoir, connue depuis la préhistoire.

En appliquant successivement plusieurs masques avec différents dopants, on obtient sur le disque plusieurs dizaines à plusieurs milliers de circuits, qu'il ne reste plus qu'à découper et à placer dans des boîtiers à pattes.

Faire des transistors des plus petites dimensions possibles est un enjeu majeur de l'industrie micro-électronique [54], car cela permet :

- de diminuer la taille d'un circuit donné et des appareils qui l'utilisent
- d'abaisser le prix de vente (d'un wafer de coût fabrication à peu près constant, on tire plus de circuits)
- d'augmenter les possibilités (la puissance de calcul, la mémoire. . .) d'un circuit de taille donnée
- d'abaisser l'énergie dissipée lors de la commutation d'un transistor,

donc de diminuer la consommation électrique du circuit (et d'augmenter l'autonomie des appareils sur batterie) ou, à consommation égale, d'augmenter sa fréquence de fonctionnement et donc sa puissance de calcul.

Le point clé pour obtenir des transistors les plus petits possible est de réussir à faire un masque le plus fin possible. Le paramètre mesurant cette finesse est appelé *pas de masque*, et désigne la largeur d'une piste reliant deux transistors (soit à peu de choses près le côté d'un transistor).

6.2 Les méthodes actuelles

Les méthodes actuelles de réalisation de ces masques reposent sur des procédés optiques de réduction et de photogravure : on dépose sur le masque vierge une couche photosensible sur laquelle on fait l'image des motifs à graver. Puis on enlève chimiquement les parties qui ont été exposées à la lumière (processus de révélation), enfin une attaque chimique (acide ou autre) perce le masque là où la couche photosensible a disparu.

Les pas de masque utilisés actuellement pour les circuits les plus puissants sont inférieurs à 150 nm. À de telles résolutions, les procédés photographiques sont limités par la longueur d'onde de la lumière utilisée.

L'amélioration de la résolution des chaînes de production pour les trois à cinq ans à venir passe par l'utilisation de sources de lumières de plus en plus lointaines dans l'ultra-violet.

Au delà, les choix ne sont pas encore faits. Plusieurs techniques sont envisagées et en cours de développement au niveau des laboratoires, parmi lesquelles :

- l'ultra-violet toujours plus lointain (15 nm)
- les rayons X [55]
- les faisceaux d'électrons ou d'ions [55]
- la lithographie atomique

6.3 la lithographie atomique

6.3.1 Atouts

La longueur d'onde associée à un atome de masse M et se déplaçant à une vitesse v vaut :

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{M v} \quad (6.1)$$

Atome	Ar	Ar	He	He	H
Vitesse (m/s)	550	0.05	1000	0.5	10^4
λ_{dB} (m)	$2 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-7}$	10^{-10}	$2 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-11}$

TAB. 6.1 – Longueurs d’onde de quelques atomes, pour des vitesses typiques de jets et de pièges

Le tableau 6.1 donne les longueurs d’ondes associées à l’argon, l’hélium et l’hydrogène, pour des vitesses correspondant typiquement à des jets atomiques et à des pièges magnéto-optiques.

On voit que les atomes ont naturellement des longueurs d’ondes extrêmement réduites, de l’ordre de la distance interatomique dans les solides, ce qui en fait de bons candidats pour la nanolithographie.

La neutralité électrique des atomes supprime les problèmes de charge d’espace rencontrés avec les faisceaux d’ions et d’électrons (qui se repoussent mutuellement et font diverger les faisceaux, ce qui oblige à utiliser des particules très rapides, risquant d’endommager la surface à graver). Les atomes d’un faisceau vont généralement à la même vitesse que les molécules de l’air ambiant, et ne peuvent donc pas endommager mécaniquement les surfaces sur lesquelles on les envoie.

Des résolutions de 60 et 30 nm ont été démontrées [43], ce qui est suffisant pour attirer l’attention de l’industrie.

6.3.2 Principe

Il existe principalement deux techniques de lithographie atomique [43, 44] :

- le dépôt direct d’atomes : on utilise un faisceau atomique du dopant voulu que l’on envoie sur la cible, où les atomes vont se déposer,
- une gravure en deux temps, comme avec les photons : on dépose une mince couche protectrice sur la surface à graver, et on détruit cette couche aux endroits voulus en utilisant des atomes métastables (généralement des gaz rares). Au contact de la surface, tels de petites bombes, les atomes se désexcitent en libérant leur énergie interne, environ 200 fois supérieure à leur énergie cinétique¹. La suite est similaire au procédé utilisant de la lumière.

Reste à amener les atomes exactement là où on veut. . .

¹Cette énergie, de l’ordre de 10 eV, reste faible par rapport aux faisceaux de particules chargées, et est déposée juste à la surface.

6.3.3 Techniques de tracé

La méthode la plus simple consiste à utiliser un masque matériel (un grillage de nickel dans [42]) que l'on intercale entre la source et la cible. Au delà de quelques tests des techniques de lithographie atomique, l'intérêt semble limité, puisqu'on ne peut que dupliquer un objet déjà existant.

Une variante consiste à intercaler entre le masque et la cible une optique atomique magnétique réductrice [45, 46], ce qui est nettement plus intéressant : on peut par exemple partir d'un masque créé par des techniques conventionnelles, avec une résolution de $0,2 \mu\text{m}$, et en faire, grâce à un tel montage, une image réduite d'un facteur 5, aboutissant à un pas de masque de 40 nm.

D'autres techniques utilisent des masques lumineux. Une première approche utilise l'action mécanique de la lumière sur les atomes qui, dans une onde lumineuse, peuvent, selon les cas, être attirés vers les zones de forte intensité ou au contraire repoussés.

La démonstration la plus simple consiste à réfléchir sur lui-même un rayon laser perpendiculaire au faisceau atomique, créant ainsi une onde stationnaire de période $\lambda/2$ [47, 48]. En supposant par exemple que les atomes sont attirés par les fortes intensités, ils vont, en traversant le laser, quitter les zones sombres et se rassembler aux ventres de l'onde stationnaire, on a ainsi réalisé l'équivalent d'une grille matérielle.

D'autres configurations d'ondes stationnaires permettent des structures plus complexes ; dans [43] on montre la déposition de plots de chrome de 120 nm de diamètre et de 22 nm de haut, en une structure hexagonale de 284 nm de côté.

Quand on utilise des atomes métastables, une variante est possible : prendre un laser accordé sur une transition ouverte, ainsi les métastables traversant un maximum d'intensité sont désexcités avant de toucher la surface, qu'ils n'altéreront donc pas. Seuls les atomes passant aux nœuds de l'onde sont préservés. Le résultat est très semblable au cas précédent, quand les atomes sont repoussés des fortes intensités vers les zones sombres.

Ces deux techniques sont pour l'instant limitées à des motifs simples et extrêmement répétitifs (ce qui n'est pas forcément un inconvénient pour faire des circuits mémoire par exemple). Des travaux mettant en jeu des techniques holographiques sont actuellement en cours pour essayer d'obtenir des profils d'intensité lumineuse quelconques.

Un problème fondamental persiste : les détails du champ lumineux ne pourront jamais être inférieurs à $\lambda/2$, on est donc ramené aux limitations des techniques traditionnelles de lithographie optique.

6.4 Notre méthode

6.4.1 Caractéristiques

La méthode de «stylet atomique» que nous proposons est équivalente à un trou matériel dont on peut choisir le diamètre et que l'on peut déplacer à volonté, simplement en modifiant trois courants. Nous avons entrepris la démonstration de ce procédé avec l'argon métastable, mais il est applicable avec tout atome de spin total non nul (présentant plusieurs états de polarisation Zeeman). On peut ainsi avec des métastables impressionner une résine, ou l'utiliser pour la déposition directe d'atomes.

Le principal avantage est de pouvoir dessiner avec une très bonne résolution des motifs absolument quelconques sans aucun déplacement mécanique.

Le tracé de motifs peut se faire point par point, de diamètres identiques ou différents, ou en traçant des lignes continues, de largeur éventuellement variable. Le temps d'exposition est sensiblement égal pour les deux méthodes : prenons une ligne de largeur l et de longueur L et comparons un tracé où on déplace le faisceau continuellement, et un tracé de $N = \frac{L}{l}$ points contigus de diamètre l . Soit T le temps d'exposition nécessaire pour un point.

Pour un tracé en points, il faut N poses de durée T , temps total : NT . Pour un tracé continu, chaque molécule de la résine doit voir le faisceau de diamètre l pendant une durée T , sa vitesse de déplacement doit donc être $v = l/T$, donc le temps mis pour parcourir la distance L à la vitesse v est $L/v = T \times L/l = NT$.

Dans la suite de ce chapitre, on considérera plutôt un tracé point par point, plus facile à simuler, en sachant qu'un tracé en lignes donnerait des résultats similaires, en un peu plus joli.

6.4.2 Réduction du fond

Tel quel, notre «stylet» (voir par exemple la figure 5.11) est composé d'un pic d'atomes étroit et élevé, sur un fond plat et bas, mais non nul : environ 25 % de l'intensité du sommet du pic. Ceci interdit toute utilisation pour la lithographie : si on veut tracer un point, un contraste de 75 % est acceptable, dès qu'on déplace le spot, le début du motif déjà tracé se fait rapidement submerger par le fond uniforme qui «monte».

Une possibilité pour abaisser ce fond consiste à mettre plusieurs interféromètres à la suite : on utilise un polariseur, suivi de N groupes [objet de phase² + analyseur]. La transmission du système total est égale au produit

²avec mélangeurs

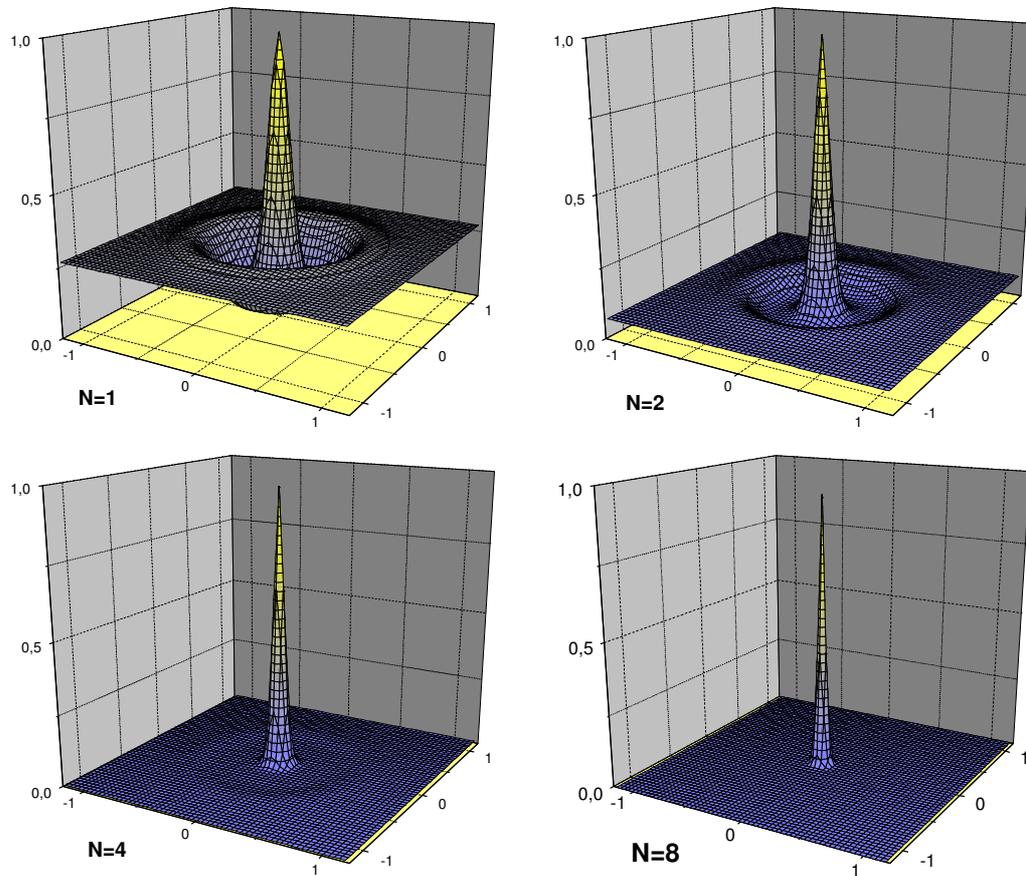


FIG. 6.1 – Réduction du fond en utilisant 1, 2, 4 et 8 interféromètres identiques en série. Le diamètre du spot est aussi réduit.

des transmissions de chaque élément (voir [50] pour une première démonstration expérimentale de ce principe avec $N = 2$). Ainsi, avec N interféromètres en série, le fond est réduit à $0,25^N$. La figure 6.1 représente le spot obtenu pour 1, 2, 4 et 8 étages successifs identiques. Pour 4 étages, le fond est de $5 \cdot 10^{-3}$, et $3 \cdot 10^{-5}$ pour 8 étages.

Si les N étages sont parfaitement alignés, le diamètre du spot est aussi réduit, d'un facteur environ $2^{N/2}$.

En augmentant le nombre d'interféromètres en série, on augmente le contraste entre le pic et le fond, mais il y a toujours un fond, uniforme, couvrant l'ensemble de l'échantillon.

Si on suppose qu'on a obtenu un contraste de 1 pour N (par exemple $N = 1000$, ce qui fait déjà un beau contraste), on ne pourra pas dessiner plus d'environ $\frac{N}{2}$ points (par exemple 500...), car au delà, la dose uniforme due

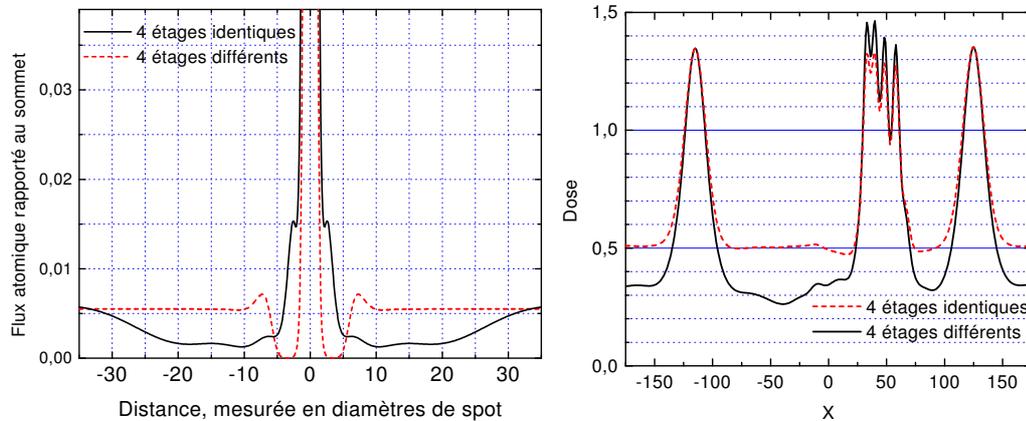


FIG. 6.2 – Comparaison entre 4 étages identiques (diamètre de spot d) ou différents (diamètres $d/2$, $1,25 \times d$, $2,5 \times d$ et $5 \times d$). Les deux spots ont le même diamètre à mi-hauteur, pris comme unité de mesure. À gauche : le profil de la base des deux spots, à droite une coupe (pour $y = 5$) des simulations d’insolation de la figure 6.3.

au fond sera suffisante pour voiler la résine de tout l’échantillon.

Une solution serait d’installer un diaphragme matériel de «large» diamètre, correspondant à la surface pouvant être gravée en $\frac{N}{2}$ temps de pose, qui serait déplacé grossièrement au cours de la gravure, protégeant totalement les zones déjà gravées, ou restant à graver. Si cette méthode résout ce problème, on perd l’avantage d’un système sans pièce mobile.

Si on a un écran totalement opaque sur les bords du faisceau, on peut essayer d’améliorer le fond dans la partie centrale en n’utilisant pas N fois le même interféromètre. On peut par exemple prendre un premier étage qui fixe le diamètre du spot, suivi d’autres étages, réglés sur des diamètres plus importants. À grande distance, tous les étages ont le même fond de 25 %, et le fond global vaut toujours $0,25^N$, mais au voisinage du centre les choses changent. Ces étages n’affineront pas le spot, mais leur premier anneau sombre, choisis de diamètres différents, écrasent le fond autour du spot, sur une surface d’autant plus grande qu’on met d’étages. Voir une simulation à 4 étages sur la figure 6.2.

Une autre possibilité serait d’utiliser une résine ayant des propriétés non linéaires, dont les molécules seraient, par exemple, détruites uniquement par l’arrivée de deux métastables en moins de 1 ms. On peut imaginer une molécule dont l’énergie d’ionisation serait supérieure à l’énergie interne des atomes métastables incidents, mais possédant un état excité métastable (de 1 ms dans cet exemple) accessible à cette énergie. L’arrivée d’un deuxième métastable sur une molécule excitée permettrait l’ionisation. Cependant l’exis-

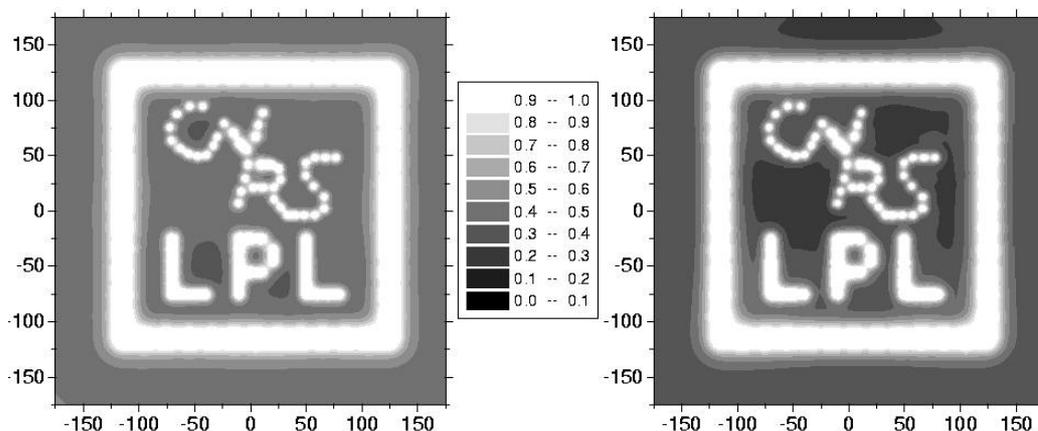


FIG. 6.3 – Cartes de la dose reçue pour deux simulation d’insolation du même motif, à gauche avec 4 étages identiques, à droite avec des étages différents (mêmes réglages que pour la figure 6.2) ; le contraste est meilleur dans ce cas. Ce motif comprend 122 points, et on voit que la montée du fond commence à être un problème. Axes gradués en unités arbitraires. Les diamètres de point utilisés sont 7 (CNRS), 10 (LPL) et 20 (cadre).

tance d’une telle substance est pour l’instant hypothétique. Idée à soumettre à une personne compétente dans ce domaine. . .

6.4.3 Temps de pose

Notre système n’est pas l’équivalent d’une lentille venant focaliser le faisceau atomique en un stylet très fin, mais correspond à un très petit diaphragme venant écranter la presque totalité du faisceau incident. Le temps nécessaire pour dessiner un point du motif tracé est donc le même quel que soit le diamètre de ce point, et environ égal au temps total d’exposition des méthodes décrites au paragraphe 6.3.3.

En prenant le cas des atomes métastables, la cible est généralement constituée d’une monocouche de résine (dodécane-thiole, $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{11}\text{SH}$) protégeant une couche de quelques dizaines de nanomètres d’or déposée sur le silicium. La dose en métastables nécessaire pour détériorer la résine (et l’empêcher de protéger la couche d’or, qui est ensuite éliminée par une solution de cyanure de fer, laissant apparaître le silicium) est de 13 Ar^* [44], et de $0,3 \text{ He}^*$ [42] par molécule de résine (de surface $0,1 \text{ nm}^2$). Les flux des sources utilisées dans ces deux expériences et les temps de poses en résultant sont résumés dans le tableau 6.2.

Les sources utilisées dans ces deux expériences sont de simples sources à

Groupe	atome	dose (at/mol)	dose (at/cm ²)	intensité (at/s/cm ²)	flux (at/s)	tps pose (min)
Prentiss	Ar*	13	$1,3 \cdot 10^{16}$	$2,6 \cdot 10^{12}$	$9 \cdot 10^{10}$	95
Mlynek	He*	0,3	$3 \cdot 10^{14}$	$8 \cdot 10^{11}$	$2,5 \cdot 10^{10}$	6

TAB. 6.2 – Quelques paramètres utilisés dans les expériences de lithographie atomique avec Ar* [44] et He* [42]. Dans les deux cas, la surface exposée est d'environ 3 mm².

décharge. En ajoutant à ces sources un dispositif de collimation et de compression transverse du faisceau, on peut espérer gagner un facteur 10 à 100 en intensité [49], ce qui pourrait nous ramener à quelques secondes de pose par point du motif, en utilisant l'hélium métastable. En acceptant un temps total de tracé de quelques heures, on voit qu'on est limité à quelques dizaines de milliers de points.

Que faire avec des circuits à 10000 transistors? Certainement pas les microprocesseurs des années 2010, qui en comporteront plusieurs centaines de millions. Cependant d'autres débouchés sont envisageables : des circuits plus simples, mais extrêmement petits et économes en énergie, par exemple pour des prothèses d'aide à l'audition ou à la vision, dont les piles pourraient durer plusieurs années.

Une autre approche serait d'utiliser notre appareil comme l'objet à réduire d'un montage à optique atomique réductrice. Dans ce cas, en réduisant le motif d'un facteur f le système optique atomique augmente l'intensité du faisceau d'un facteur f^2 . Avec une optique réductrice d'un facteur 10, on diminue le temps de pose et on augmente les capacités de gravure d'un facteur 100. Et avec un million de transistors on peut déjà faire plus de choses.

6.4.4 Effet Stern-Gerlach classique

Plus on veut un stylet fin, plus on doit appliquer un gradient important dans l'objet de phase. L'association de forts gradients magnétiques à un faisceau d'atomes possédant plusieurs états de polarisation rappelle inévitablement l'expérience historique de Stern et Gerlach (d'autant plus que vous venez d'en lire une description sommaire page 17...), d'où la question : ne va-t-on pas tout simplement observer en sortie de l'objet de phase cinq faisceaux distincts, à cause de l'effet Stern-Gerlach «classique» ?

Le point clé pour que notre interféromètre fonctionne (et produise un stylet pointu) est que les paquets d'ondes associés aux différents états de polarisation se recouvrent, au moins partiellement, à l'endroit où on ferme l'interféromètre en spin, c'est à dire au niveau de l'analyseur. Le critère à

respecter est donc d'avoir en ce point une déviation Stern-Gerlach classique inférieure à la largeur transverse des paquets d'ondes.

Il est assez difficile de donner a priori une largeur w_0 aux paquets d'ondes associés à nos atomes. On peut donner deux bornes grossières :

- les atomes traversent des diaphragmes de 100 μm de large, ce qui donne une borne supérieure
- la relation d'incertitude de Heisenberg $\Delta x \Delta p_x > \hbar$ peut nous donner une borne inférieure : notre faisceau a une distribution de vitesses longitudinales de 43 m/s de largeur et une divergence de 1 mrad, on a donc $\Delta v_x = 43$ mm/s, on peut donc écrire :

$$w_0 = \Delta x > \frac{\hbar}{m \Delta v_x} = 30 \text{ nm} \quad (6.2)$$

donc

$$30 \text{ nm} < w_0 < 100 \mu\text{m} \quad (6.3)$$

Le gradient que nous appliquons est-il suffisant pour séparer les composantes de spin ?

Pour ce calcul d'ordre de grandeur, on se place à deux dimensions, avec les atomes se déplaçant selon z et un champ magnétique $\vec{B}(x) = Gx \hat{x}$. L'équation 2.3, page 18, donne l'angle α_{SG} de déviation magnétique.

Si on note L la longueur sur laquelle s'applique le gradient et l la distance entre la fin du gradient et l'analyseur, le décalage δx spatial des différentes polarisations est égal à :

$$\delta x = \alpha_{SG} \left(\frac{L}{2} + l \right) \quad (6.4)$$

Pour notre objet de phase, avec l'intensité maximale raisonnablement utilisable de 1 A, soit un gradient de 30 mT/m, qui donne un diamètre théorique de spot de 8 μm , on obtient (avec $L = 5$ cm et $l = 4$ cm) :

$$\alpha_{SG} = \eta \frac{m_J G L}{v^2} = 210 \times \frac{2 \times 0,03 \times 0,05}{550^2} = 2 \mu\text{rad} \quad (6.5)$$

$$\delta x = 2 \cdot 10^{-6} \times \left(\frac{0,05}{2} + 0,04 \right) = 0,13 \mu\text{m} \quad (6.6)$$

On se trouve à l'intérieur des bornes, il est donc à première vue possible que certains paquets d'onde soient suffisamment décomposés pour ne plus pouvoir interférer. Cette situation ne peut que s'aggraver en essayant d'obtenir un pic plus étroit : que l'on augmente G ou L , ou que l'on diminue v , l'angle α_{SG} et donc δx augmentent. Il n'y a que la mise en série d'interféromètres qui n'aggrave pas les choses, car à chaque étape, au niveau de l'analyseur intermédiaire, on repart d'un paquet d'onde neuf, en un seul morceau.

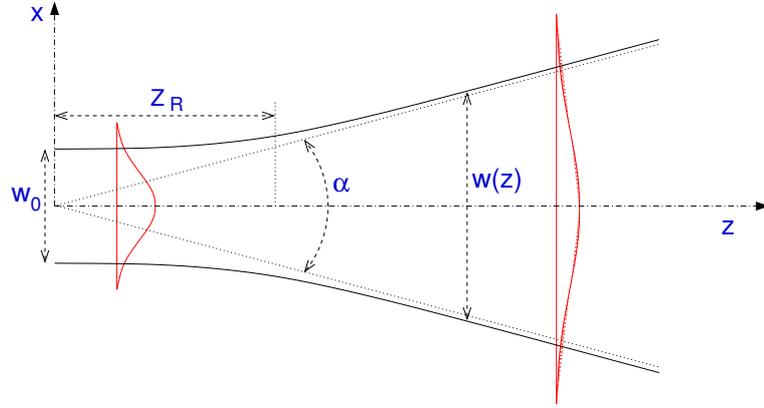


FIG. 6.4 – Notations pour l'étalement des paquets d'ondes, empruntées à l'optique des faisceaux gaussiens.

On n'a cependant pour l'instant pas tenu compte d'un phénomène qui peut effacer notre problème : l'étalement naturel des paquets d'ondes.

Étalement des paquets d'ondes

En effet, tout paquet d'ondes évoluant librement tend naturellement à s'élargir, et cela d'autant plus vite qu'il est petit [51]. L'évolution de la largeur w d'un paquet d'ondes suit les lois de l'optique gaussienne, pour un paquet évoluant selon l'axe z à la vitesse v , on a :

$$\text{largeur : } w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad (6.7)$$

$$\text{longueur de Rayleigh : } z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (6.8)$$

$$\text{divergence naturelle : } \alpha_{nat} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (6.9)$$

$$\text{avec : } \lambda = \lambda_{dB} = \frac{h}{m v} \quad (6.10)$$

On peut grossièrement diviser cette évolution en deux zones :

- jusqu'à z_R , pratiquement pas d'étalement.
- à partir de z_R une divergence constante, d'angle α .

Le tableau 6.3 donne les caractéristiques de l'étalement de paquets d'ondes de diverses largeurs à l'origine w_0 , l'origine étant prise au niveau de la source, 1 m avant l'analyseur. On donne aussi la largeur w des paquets d'ondes au niveau de l'analyseur. La largeur minimale à cet endroit, obtenue pour

w_0 [μm]	z_R	α_{nat} [μrad]	$w(1\text{ m})$ [μm]
100	1,6 km	0,13	100
10	16 m	1,3	10
2,5	1 m	5	3,5
1	16 cm	13	6
0,1	1,6 mm	130	63
0,03	140 μm	430	200

TAB. 6.3 – Caractéristiques de l'élargissement de paquets d'ondes de diverses largeurs, pour une vitesse de 550 m/s.

$z_R = 1\text{ m}$, est de 3,5 μm . Cette dimension étant très supérieure à la séparation transverse des composantes de spin calculée précédemment (0,13 μm – voir équation 6.6), l'effet Stern-Gerlach classique ne nous causera donc finalement pas d'ennuis avec cet objet de phase.

Que se passe-t-il si on veut obtenir des spots plus petits que les 8 μm prévus dans ces conditions ?

On garde une séparation Stern-Gerlach inférieure à 3,5 μm jusqu'à un gradient 30 fois plus fort, donnant un pic d'environ 0,25 μm .

Si on cherche à obtenir des spots plus fin, le problème de l'effet Stern-Gerlach classique pourra éventuellement se poser. Les paquets très larges se superposeront toujours, les paquets très étroits s'élargiront rapidement et se superposeront, les paquets intermédiaires n'interféreront peut-être pas... (voir figure 6.5.)

Ce problème reste à étudier plus en détails, en particulier la distribution de largeurs de paquets d'ondes dans le faisceau.

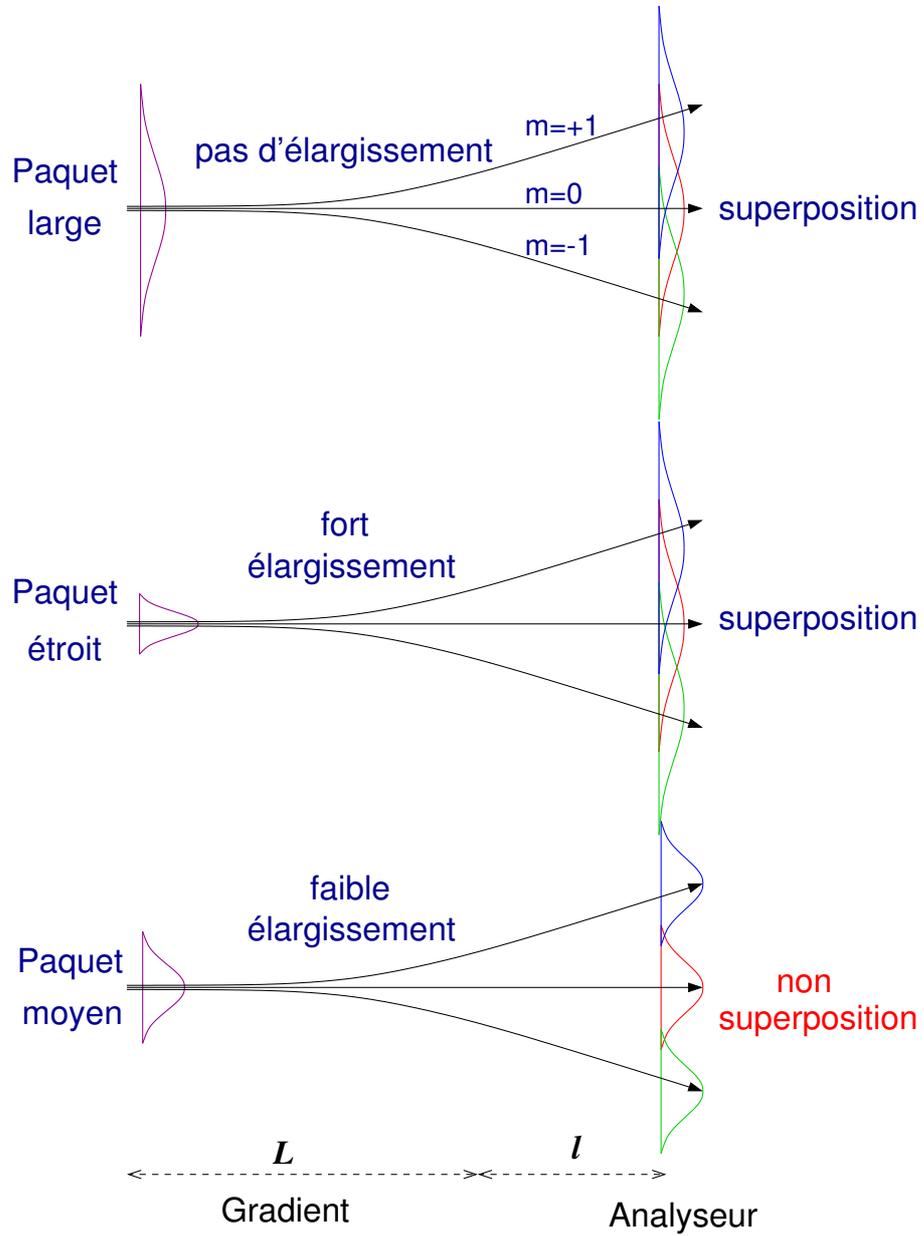


FIG. 6.5 – Problème dû à l'effet Stern-Gerlach classique pouvant se poser en cas d'utilisation d'un fort gradient. Pour plus de lisibilité, on n'a représenté que trois des cinq composantes de spin.

Chapitre 7

Résultats expérimentaux

7.1 Premier essai, avec l'hydrogène

Cet interféromètre à argon métastable est dérivé de l'interféromètre à hydrogène métastable, développé dans notre groupe en 1989, et qui n'a cessé, depuis maintenant plus de dix ans, de donner des résultats intéressants.

L'un des plus récents, obtenu en 1998, est la démonstration de la modulation spatiale du faisceau atomique par un gradient magnétique transverse. C'est ce résultat, ainsi que l'attrait d'un taux de comptage important et d'un faisceau quasi monocinétique et manipulable par laser, qui ont motivé la construction de l'interféromètre à argon métastable.

7.1.1 Caractéristiques de l'interféromètre à hydrogène

Cet interféromètre a été décrit dans de nombreux articles et thèses, nous ne donnerons ici que les principales différences avec l'interféromètre à argon.

La source produit un faisceau assez large et relativement divergent, qui couvre le diaphragme d'entrée (diamètre 4 mm). Le détecteur avait traditionnellement une grande ouverture, avalant tout le faisceau émergent. Ceci n'est pas un luxe, car le flux de la source est assez faible (environ 1000 atomes par seconde). Comme d'autre part la distribution de vitesses est assez large ($\Delta v/v \simeq 100\%$), on est souvent amené à effectuer une sélection de vitesse, ce qui diminue encore le flux.

La vitesse moyenne des atomes est très élevée (environ 10 km/s), ils passent donc peu de temps dans l'interféromètre. Pour obtenir un même déphasage, il faut donc appliquer des champs magnétiques beaucoup plus importants qu'avec l'argon.

Le spin de l'hydrogène métastable (2s) est égal à 1, il n'y a donc que trois états de polarisation, au lieu de cinq pour l'argon. Les figures d'interférences

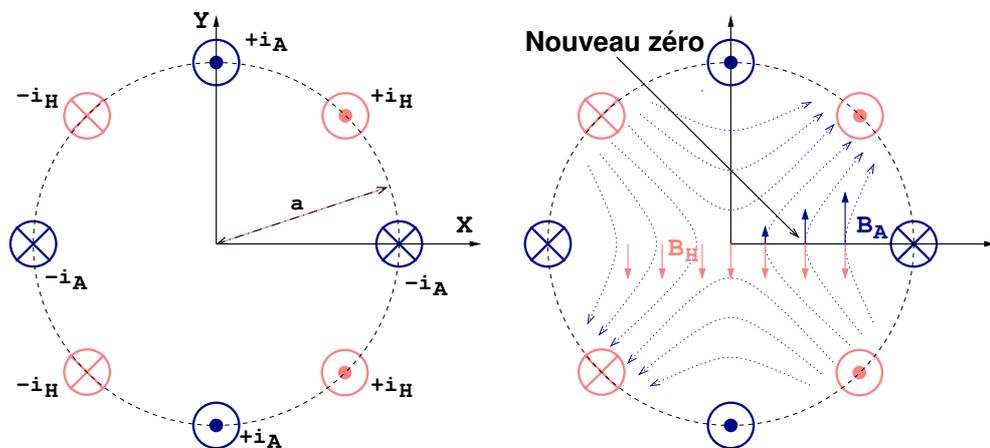


FIG. 7.1 – Coupe transverse de l’objet de phase utilisé pour moduler le faisceau d’hydrogène métastable. À droite, on a représenté les lignes de champ créées par chacun des deux circuits.

sont donc moins «pointues», plus proches d’une sinusoïde.

La méthode de polarisation (Lamb et Retherford) ne fait qu’éliminer l’une des trois polarisations ($m_J = -1$), la polarisation et l’analyse du faisceau sont donc imparfaites, ce qui diminue le contraste.

7.1.2 Modulation transverse du faisceau

Suite aux simulations numériques de Julius Lawson [56], nous nous sommes intéressés au profil transverse du faisceau atomique, en particulier lors de l’utilisation de champs magnétiques transversalement non-uniformes.

Pour cela, il a fallu modifier le détecteur de manière à le rendre sensible à la position des atomes dans le faisceau. En nous inspirant du détecteur du montage argon, nous avons placé un petit diaphragme rectangulaire ($0,11 \times 0,34 \text{ mm}^2$) déplaçable verticalement¹ (axe y) devant la large ouverture du détecteur.

L’objet de phase choisi pour cette expérience [57] se compose de huit fils électriques (des tiges rigides en laiton) parallèles au faisceau atomique, régulièrement réparties sur un cercle de rayon $a = 16 \text{ mm}$ (voir figure 7.1), d’une longueur de 10 cm, placées dans un triple blindage magnétique de $\mu\text{m}\text{étal}$.

Les quatre tiges parcourues par un courant $\pm i_A$ produisent, au voisinage de l’axe \hat{z} où passe le faisceau, un champ magnétique :

$$\vec{B}_A = -\frac{2\mu_0}{\pi a^2} i_A (y\hat{x} + x\hat{y}) \quad (7.1)$$

¹en utilisant le mécanisme de déplacement de la tête d’un vieux lecteur de disquettes

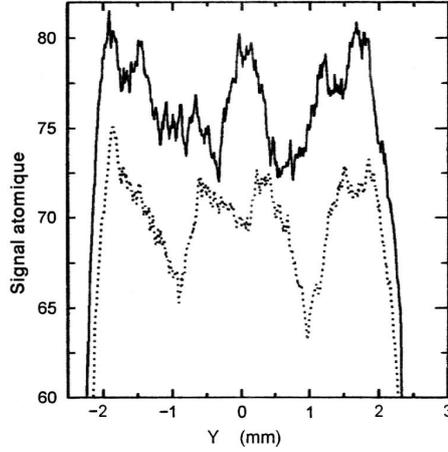


FIG. 7.2 – Profils du faisceau d'hydrogène métastable pour un gradient radial de 50 mG/mm pour deux valeurs du champ homogène. Trait plein : $i_H = 0$, pointillés : $i_H = 26,5$ mA. Durée d'accumulation : 7 h par courbe.

Les lignes de champ sont des hyperboles ($x^2 - y^2 = C^{te}$). La norme de \vec{B} , dont dépend le déphasage vaut :

$$\|\vec{B}_A\| = \frac{2\mu_0}{\pi a^2} i_A \rho \quad (7.2)$$

avec $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ la distance à l'axe \hat{z} . On obtient donc un *gradient radial* de B_A .

Les quatre autres tiges, parcourues par un courant $\pm i_H$ produisent au voisinage de l'axe (pour $\rho \ll a$) un champ homogène :

$$\vec{B}_H = -\frac{\sqrt{2}\mu_0}{\pi a} i_H \hat{y} \quad (7.3)$$

Ce champ a pour effet de décaler le gradient magnétique B_A sur le côté d'une distance x_0 :

$$\vec{B}_{total} = -\frac{2\mu_0}{\pi a^2} i_A (y\hat{x} + (x - x_0)\hat{y}) \quad (7.4)$$

avec

$$x_0 = \frac{i_H}{\sqrt{2}i_A} a \quad (7.5)$$

On notera que, contrairement à ce que l'on pourrait penser intuitivement, un champ homogène de direction \hat{y} produit un décalage dans la direction \hat{x} .

La figure d'interférences dans le plan transverse produite par un tel gradient doit être un pic central entouré de franges circulaires concentriques de

moins en moins contrastées. Dans le cas de notre source d'hydrogène métastable, à large distribution de vitesses ($\delta v/v \simeq 100\%$), on ne doit guère voir plus d'un anneau.

La figure 7.2 présente deux profils de faisceau, obtenus pour un même gradient ($i_A=1,5$ A soit environ 50 mG/mm), mais pour deux valeurs différentes du champ homogène.

En trait plein, on n'applique pas de champ supplémentaire ($i_H = 0$), la figure d'interférences est centrée, et la coupe passe par le centre, on voit nettement le pic central et la première frange sombre. En pointillés, on utilise un courant i_H de 26,5 mA, ce qui décale la figure d'un demi-interfrange, amenant le premier anneau sombre tangent à l'axe y . Le diamètre total de 4 mm du faisceau est dû aux divers diaphragmes sur son parcours.

Le flux très faible de notre source à hydrogène métastable conduit à des durées de mesures déraisonnables : près de 7 h pour chacune des deux courbes représentées. Comme il faut moins d'une minute pour obtenir une courbe équivalente avec notre jet supersonique d'argon métastable, et que l'étape suivante (des essais de lithographie) ne peut être réalisée avec l'hydrogène, nous avons décidé de continuer l'expérience avec l'argon.

7.2 Premiers tests avec l'argon

Les premières figures d'interférences ont été obtenues dès que le polariseur et l'analyseur ont fonctionné correctement, c'est à dire principalement dès que les deux faisceaux lasers ont été positionnés bien perpendiculairement au faisceau atomique, au voisinage du blindage de μ métal.

La figure 7.3 montre l'une des toutes premières courbes d'interférences obtenues avec l'argon. Celle-ci a été obtenue en balayant le courant appliqué dans les cadres en configuration Helmholtz sur ± 12 mA, aucun autre bobinage n'étant alimenté. Le temps d'acquisition est de 13 min.

Mais voyons quelques sont les étapes ayant mené à cette courbe.

7.2.1 Le faisceau atomique

Pour cette première série d'expériences, une série de fentes verticales au niveau de la source et à l'entrée de la chambre d'expérimentation rendent le faisceau étroit et peu divergent.

Le profil du faisceau, mesuré par le détecteur proche, est triangulaire, avec une largeur à mi-hauteur de 380 μ m. Le point source, de 50 μ m se situant à 50 cm de la fente d'entrée du détecteur, on a une divergence à mi-hauteur de 0,85 mrad.

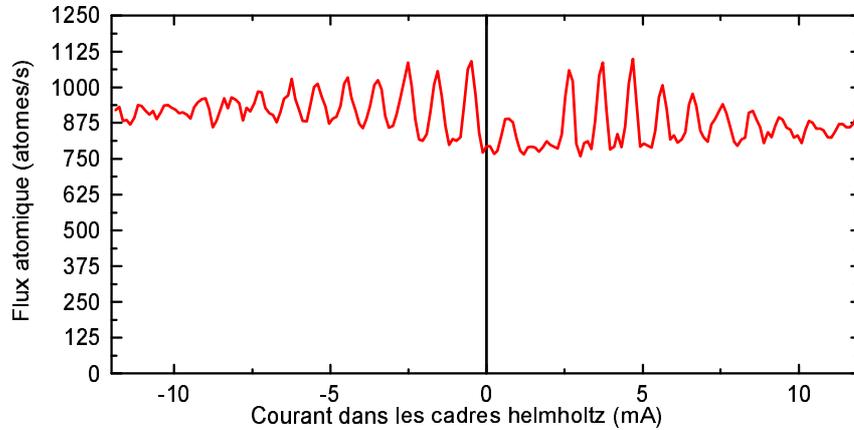


FIG. 7.3 – Premier signal, obtenu en balayant un champ transverse uniforme. On notera le bon contraste malgré le fond de 3P_0 . Le nombre de franges observables (environ 25) est en bon accord avec la largeur de la distribution de vitesses (8 %).

Cette mesure a été faite avec une fente mobile de $12\ \mu\text{m}$ et un pas de déplacement de $12,5\ \mu\text{m}$.

On suppose que ce faisceau de métastables est constitué pour $\frac{5}{6}$ de 3P_2 et $\frac{1}{6}$ 3P_0 . Cette proportion, qui suppose un peuplement égal de tous les sous-niveaux Zeeman métastables de l'argon, n'a pas été exactement mesurée sur notre source (ceci sera fait lorsque la source laser à $795\ \text{nm}$ sera en place), mais est en bon accord avec diverses mesures présentées ici.

Ces métastables 3P_0 ne ressentant l'effet ni du polariseur, ni de l'analyseur, ni de l'objet de phase, leur contribution sera la même sur toutes les courbes enregistrées. Contrairement au cas d'une courbe d'interférences telle que celle de la figure 7.3, où la contribution des atomes 3P_0 est un fond uniforme, dans le cas d'un profil transverse du faisceau, ce fond est un triangle, pas forcément centré au milieu du faisceau de 3P_2 . Pour éviter cette forte déformation du profil, en attendant le montage du laser à $795\ \text{nm}$, on fait la soustraction de ce l'on pense être la part de 3P_0 , à savoir $\frac{1}{6}$ du faisceau atomique initial.

La mesure de la vitesse moyenne et de la largeur de la distribution vitesses a été faite par temps de vol, voir figure 7.4. Avec un jet supersonique, la distribution de vitesse est assez étroite, donc les paquets d'atomes que produit la source pulsée s'évalent peu. Comme il faut que la durée d'émission de la source soit négligeable devant l'étalement, et que cet étalement est faible, ces impulsions sont très brèves, et peu d'atomes sont émis.

La première courbe a été obtenue en prenant des impulsions de $50\ \mu\text{s}$ avec

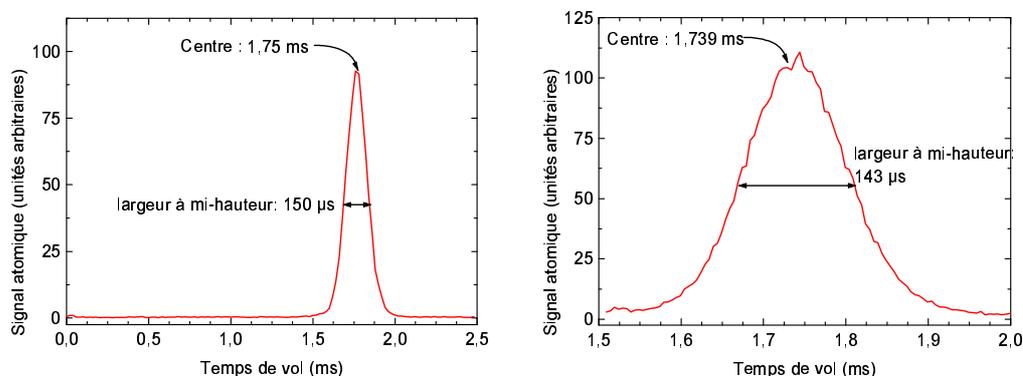


FIG. 7.4 – Courbes de temps de vol. À gauche : temps de vol complet, impulsions de $50 \mu\text{s}$ toutes les $2,6 \text{ ms}$. À droite : en sous échantillonnant, impulsions de $25 \mu\text{s}$ toutes les $0,51 \text{ ms}$.

un délai de répétition de $2,6 \text{ ms}$, soit un rapport cyclique de 2% , donc une atténuation du flux d'un facteur 50.

D'après cette courbe, on voit que dans ces conditions, la distribution de temps de vol s'étale sur environ $400 \mu\text{s}$ (pied à pied) autour du temps moyen de $1,76 \text{ ms}$. La largeur d'impulsion de $50 \mu\text{s}$ semble donc un peu large.

Pour pouvoir réduire encore les impulsions sans perdre encore en flux, on peut augmenter le taux de répétition. C'est ce que nous avons fait pour la deuxième courbe : la largeur d'impulsion est de $25 \mu\text{s}$ et le délai entre impulsions est de $509 \mu\text{s}$, le rapport cyclique est ramené à 5% . Il y a alors toujours trois paquets d'atomes à la fois dans l'expérience, se suivant à une distance moyenne d'environ 25 cm . Si à la sortie de la source, les paquets font moins de 15 mm de long, au niveau du détecteur, ils s'étirent sur près de 20 cm , les atomes les plus lents d'un paquet se faisant presque rattraper par les plus rapides du suivant.

Ces courbes ont été obtenues avec le détecteur éloigné, à une distance D de 96 cm de la source (distance mesurée entre le canon à électrons et la première dynode du détecteur). Pour obtenir la distribution de vitesses, il suffit de diviser D par la courbe de temps de vol. En ajustant sur cette courbe une gaussienne, on trouve une vitesse moyenne de 545 m/s (avec une incertitude de 1% principalement due à la mesure de D). L'ajustement donne une largeur à mi-hauteur de 44 m/s , soit 8% .

On pourrait croire cette largeur un peu surestimée car la durée de l'impulsion représente plus de 15% de la largeur à mi-hauteur de la distribution de temps de vol. Cependant, des mesures utilisant des durées de $6 \mu\text{s}$ ont donné la même largeur de 8% .

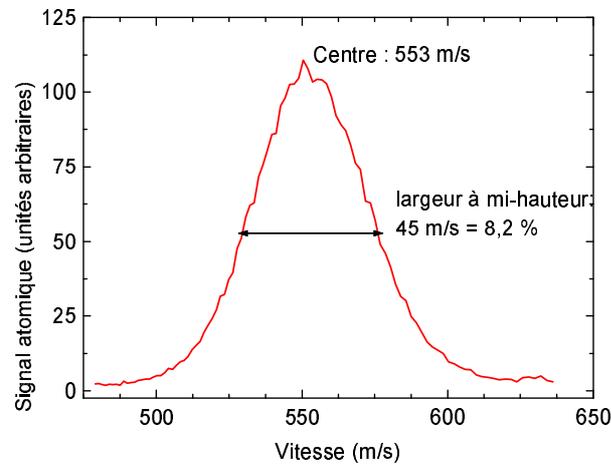


FIG. 7.5 – Distribution des vitesses longitudinales, déduite de la courbe de temps de vol de la figure 7.4

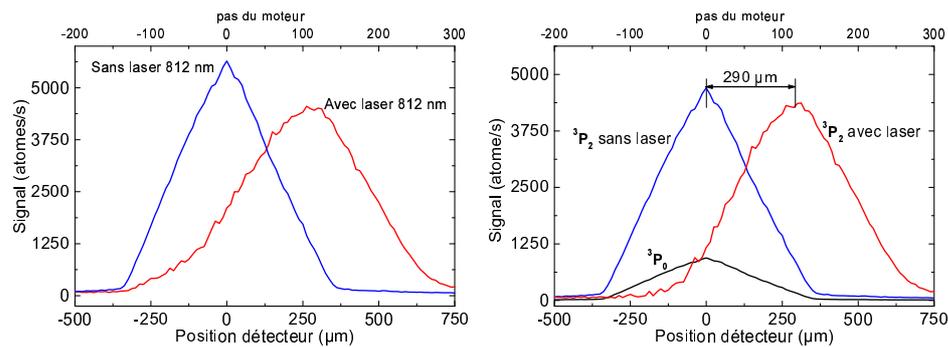


FIG. 7.6 – Déviation du faisceau atomique par le laser polariseur. À gauche : courbes brutes. À droite : courbes corrigées en enlevant la contribution des métastables 3P_0 .

7.2.2 Effet du laser polariseur

La raie à 812 nm utilisée pour polariser le faisceau atomique correspond à une transition ($J=2 \rightarrow J=3$). Si le laser utilisé éclaire les atomes en σ^+ , après quelques cycles [absorption, émission spontanée], tous les atomes vont avoir la polarisation $m_J = 2$. Cependant, comme l'absorption σ^+ n'est pas interdite pour $m_J = 2$, les cycles vont se poursuivre tant que les atomes recevront la lumière du laser.

Ainsi, comme signalé page 42, le transfert de quantité de mouvement du laser aux atomes va avoir lieu sur toute la longueur d'interaction, modifiant la vitesse des atomes de 12 mm/s dans la direction du laser à chaque cycle.

Les courbes de la figure 7.6 font la démonstration de cet effet. Avec une puissance de 3 mW (sur un diamètre d'environ 3 mm), la déviation au niveau du détecteur proche, à une distance de 23 cm du laser, est de 290 μm , soit un angle de 1,3 mrad. La variation de vitesse transverse est donc de 70 cm/s, ce qui correspond à environ 57 cycles [absorption, émission spontanée].

Avec une puissance double (6 mW), la déviation passe à 340 μm , soit 1,5 mrad, une vitesse transverse moyenne de 80 cm/s, correspondant à 66 cycles [absorption, émission spontanée].

Si on suppose que le nombre de cycles varie selon une loi exponentielle du type $N = N_{\text{max}}(1 - e^{P/P_0})$, on déduit de ces deux mesures : $P_0 = 1,62$ mW et $N_{\text{max}} = 67,7$. En calculant d'autre part N_{max} comme le temps de transit des atomes dans le laser divisé par deux fois le temps de vie du niveau excité, on trouve une longueur d'interaction de 2,0 mm, ce qui est un bon ordre de grandeur, puisque ces rapides calculs ne tiennent pas compte du profil gaussien de l'éclairement.

On note un léger élargissement, d'environ 12 %, du faisceau dévié par rapport au faisceau initial. Ceci peut s'expliquer par la distribution de vitesses longitudinales de ce faisceau : d'une part, plus les atomes vont lentement, plus ils peuvent subir de cycles, donc plus ils sont déviés. D'autre part, plus la vitesse longitudinale d'un atome est faible, plus une même modification de la vitesse transverse correspond à un grand angle de déviation. Une autre cause d'élargissement est le caractère aléatoire de l'émission spontanée : si en moyenne il y a 57 cycles par atomes, en y regardant de plus près, il y a une certaine distribution autour de cette moyenne, approximativement $\pm\sqrt{57}$.

Ne disposant pas pour l'instant d'un analyseur permettant de sonder les populations des différentes polarisations juste après le laser polariseur, on n'a pas de moyen direct de vérifier l'efficacité de polarisation. Le nombre de photons diffusés est largement suffisant pour pouvoir supposer une bonne efficacité. Un moyen indirect de vérifier son bon fonctionnement est de constater le bon contraste des figures d'interférences.

7.2.3 Tests de l'analyseur

L'analyseur est un laser à 801 nm censé être polarisé en π , qui doit éliminer les polarisations $m_J = \pm 1$ et ± 2 du niveau 3P_2 . Ne subsistent donc que les métastables 3P_0 et $^3P_{2,m_J = 0}$, soit $\frac{1}{6} + \frac{1}{6} = \frac{1}{3}$ d'un faisceau incident non polarisé.

Les courbes de la figure 7.7 ont été obtenues en comparant sur le détecteur proche le profil du faisceau atomique direct (tous lasers et champs éteints) avec celui du faisceau ayant traversé l'analyseur. On observe comme prévu une diminution des deux tiers.

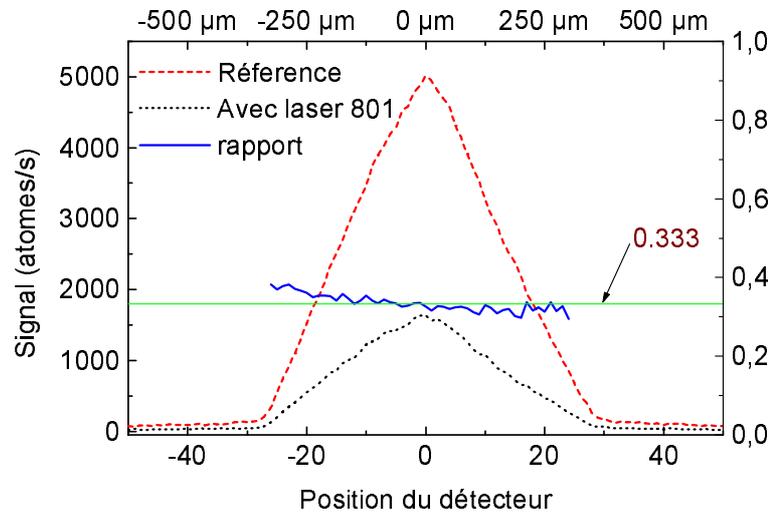


FIG. 7.7 – Test du laser analyseur : profil du faisceau atomique mesuré par le détecteur proche, avec et sans le laser à 801 nm (0,15 mW) et rapport des deux courbes, valant théoriquement $\frac{1}{3}$

On note que l'atténuation par l'analyseur n'est pas parfaitement uniforme sur toute la largeur du faisceau : elle est légèrement plus forte à droite qu'à gauche. Ceci peut être dû à un mauvais alignement du faisceau peu divergent (donc plus délicat à aligner) du laser analyseur, qui serait en meilleur accord avec les atomes dont les trajectoires vont vers la droite (en regardant le faisceau venir vers soi).

Ce premier test a été fait sans alimenter la bobine chargée de fixer l'axe de quantification parallèlement à la polarisation du laser, ce qui n'est pas très sain. Si on applique un champ trop faible (ou pas de champ du tout comme ici), l'axe de quantification est déterminé par les champs parasites, mais si on applique un champ trop fort, les atomes n'absorbent plus le laser à cause de l'effet Zeeman. Pour chercher quelle valeur du courant utiliser dans cette bobine, nous avons tracé les courbes de la figure 7.8.

Les courbes a et b montrent qu'à partir d'un champ d'environ ± 15 G les atomes ne voient quasiment plus le laser. La largeur de ce pic (environ 12 G à mi-hauteur) n'est pas en très bon accord avec la théorie. Si on suppose que la raie d'absorption des atomes à 801 nm est une lorentzienne de 5,5 MHz de large (voir tableau 2.4 page 23) et que le décalage Zeeman est de 0,55 MHz/G pour les polarisations $m_J = \pm 1$ et 1,1 MHz/G pour $m_J = \pm 2$, on devrait avoir une baisse de moitié de l'absorption d'un faisceau non polarisé pour un champ de $\pm 3,5$ G, soit une largeur à mi-hauteur de 7 G.

D'après la courbe c nous avons décidé d'utiliser un courant autour de

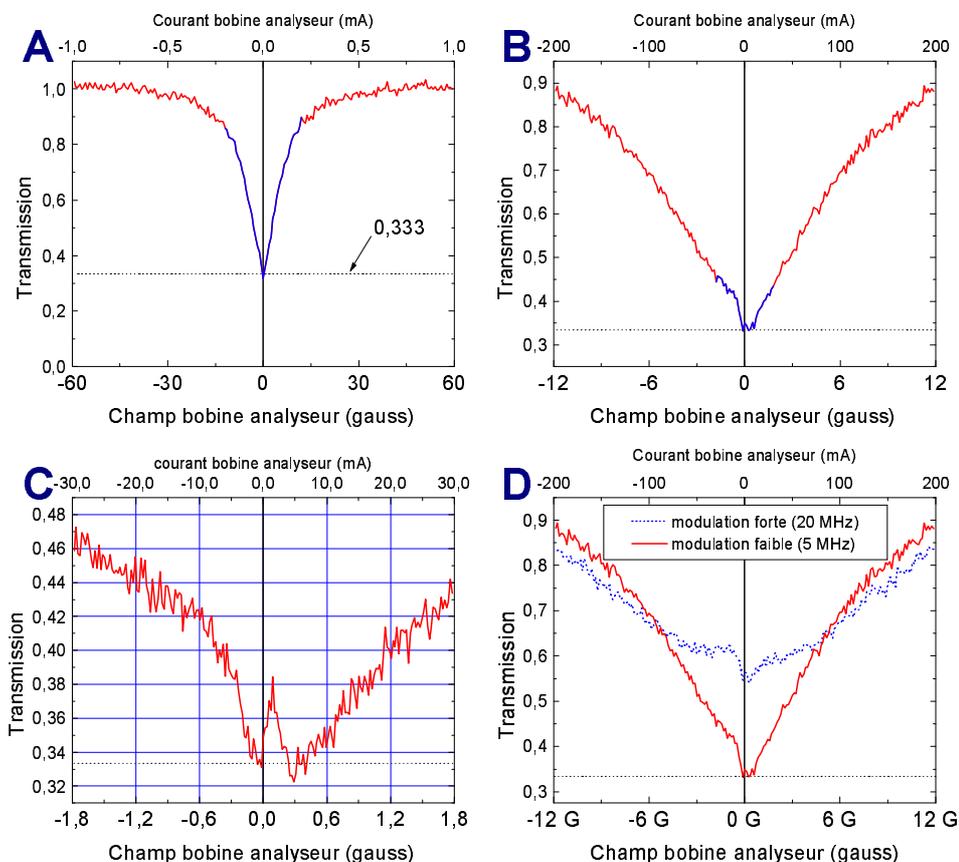


FIG. 7.8 – Le détecteur est au centre du faisceau, et on balaye le courant dans la bobine de l’analyseur en mesurant le taux de transmission. Les courbes b et c sont un agrandissement de la partie centrale de la courbe a. La courbe d montre l’effet néfaste d’une modulation de fréquence trop forte au niveau de l’asservissement du laser.

+15 mA : le champ de 1 G est normalement suffisant pour fixer l’axe de quantification, et la transmission vaut 0,38 ce qui reste assez proche de l’idéal 0,33 (alors qu’à -15 mA elle vaut déjà 0,43).

L’asymétrie de ces courbes provient a priori de champs parasites (champ terrestre, vis en acier). L’importance de cette asymétrie est du même ordre de grandeur que le champ que nous appliquons, ce qui n’est pas une bonne chose : les champs parasites sont inférieurs au champ de la bobine, mais pas négligeables devant lui. À commencer par le champ terrestre de 0,2 G, perpendiculaire au champ de la bobine.

La puissance laser utilisée ici (0,15 mW) n’a pas réellement été choisie : c’est la puissance maximale qu’on pouvait obtenir à cette époque (sans am-

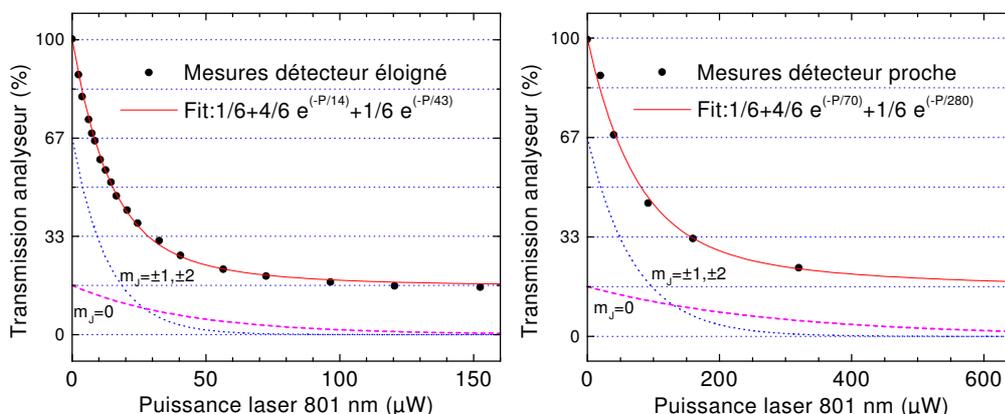


FIG. 7.9 – Transmission d'un faisceau non polarisé par l'analyseur en fonction de la puissance du laser à 801 nm, et ajustement par une somme d'exponentielles, pour rendre compte de l'interaction majoritairement π mais aussi σ . Étrangement, l'efficacité de l'analyseur dépend du détecteur utilisé.

plificateur).

Plusieurs semaines plus tard, nous avons étudié la transmission de l'analyseur en fonction de la puissance du laser utilisé. Comme le montre la figure 7.9 droite, une puissance de 150 μW correspond effectivement à 33 % de transmission, mais c'est vraiment un hasard que notre laser ait fourni cette puissance et toute autre valeur aurait donné une transmission différente et moins «idéale».

Comme discuté au paragraphe 2.4.2, page 45, la présence de champs magnétiques parasites fait que l'interaction atomes-laser ne se fait pas exclusivement en polarisation π , et cause l'élimination de la polarisation $m_j=0$ que l'on souhaitait conserver. En attendant d'éliminer ces champs, le choix de la puissance laser optimale est discuté au paragraphe 7.4.1, page 169.

Autre surprise révélée par les courbes de la figure 7.9 : la puissance laser nécessaire pour obtenir une certaine transmission, par exemple 33 %, est environ 5 fois inférieure lors de mesures sur le détecteur éloigné (à 60 cm de l'analyseur) par rapport à des mesures faites sur le détecteur proche (à 10 cm de l'analyseur). Après avoir spéculé sur l'existence de niveaux métastables survivant quelques décimètres après l'interaction avec le laser (donc vus par le premier détecteur, mais pas par le second), l'explication est venue d'un défaut du détecteur proche, détaillé dans la section 7.3.

La «meilleure efficacité» du laser analyseur quand les mesures sont faites avec le détecteur éloigné a permis de se passer de l'amplificateur à 801 nm quand celui-ci est tombé en panne.

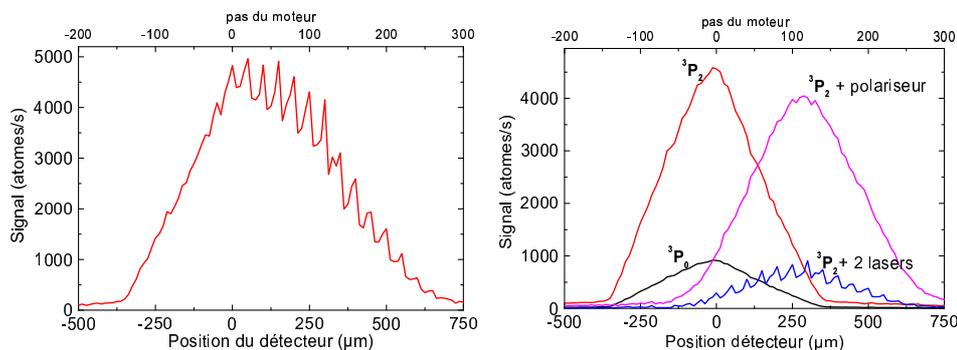


FIG. 7.10 – Premières traces d’interférences atomiques observées sur cette expérience. Les oscillations sur la droite de la figure n’apparaissent qu’en présence simultanée du polariseur et de l’analyseur. Gauche : Signal brut, non corrigé des métastable 3P_0 . Droite : après séparation des contributions 3P_2 et 3P_0 .

7.3 Franges spatiales : un bel artefact

Le tout premier signe d’interférences obtenu sur cette expérience n’a pas été la courbe présentée page 147, mais environ une heure plus tôt (le 17 mars 2000, un vendredi soir, comme il se doit !), la courbe présentée figure 7.10 : un profil transverse du faisceau présentant des pics régulièrement espacés sur le côté droit. Après soustraction du fond de 3P_0 (courbes de droite), on voit nettement des franges périodiques (période $50 \mu\text{m}$) moduler spatialement le faisceau de métastables 3P_2 . Cette modulation était même audible sur le haut-parleur diffusant le signal atomique.

Pour mieux voir ces oscillations, nous avons passé le pas de déplacement de $12,5 \mu\text{m}$ à $2,5 \mu\text{m}$ (c’est la valeur minimale). Surprise : au lieu de voir des oscillations mieux dessinées, on trouve des oscillations plus serrées, d’une période de $10 \mu\text{m}$ (voir figure 7.11). Les franges de $50 \mu\text{m}$ provenaient donc du sous-échantillonnage de ces franges de $10 \mu\text{m}$.

Question : est-ce que nous avons cette fois la vraie période, ou seulement un sous-multiple ? La réponse vient du contraste observé : près de 40 %. Or la fente d’analyse fait environ $12 \mu\text{m}$ de large, et 40 % est à peu près le meilleur contraste que l’on peut obtenir à partir de franges de $10 \mu\text{m}$ avec une fente plus large que cette période (en fait il faut pour cela une fente de $15 \mu\text{m}$, mais la largeur de notre fente n’est pas connue avec précision). Et si on suppose que la vraie période est plusieurs fois inférieure à ces $10 \mu\text{m}$, un tel contraste est impossible.

Il fut donc décidé d’attendre d’avoir réparé le détecteur éloigné pour essayer d’obtenir plus de points par période, mais sans en attendre de nouvelle

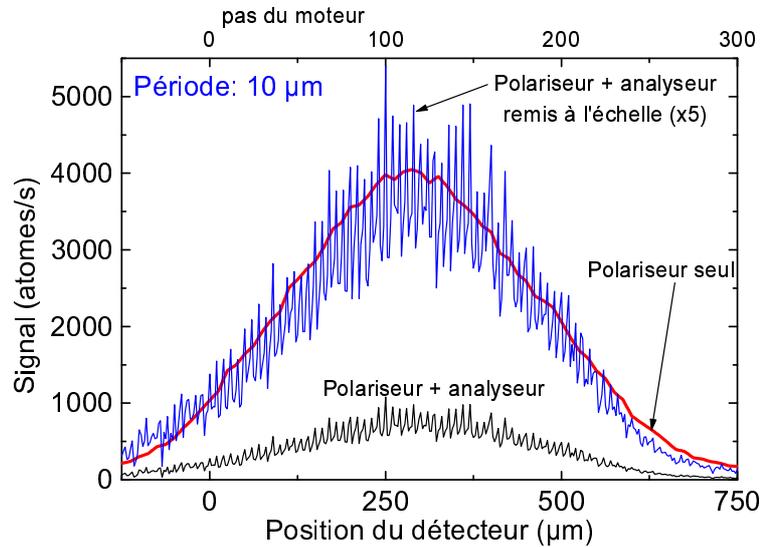


FIG. 7.11 – Franges spatiales, analysées avec un pas de $2,5 \mu\text{m}$, on découvre la véritable (?) période : $10 \mu\text{m}$. Courbes corrigées du fond de métastables 3P_0 .

surprise.

7.3.1 Action de l'objet de phase sur ces franges

Question : comment ces oscillations sont-elles reliées aux interférences obtenues en variant un champ uniforme dans l'objet de phase (comme à la figure 7.3) ?

À priori deux comportements possibles :

- soit les deux oscillations se déphasent l'une l'autre, donnant un signal du type $\cos(\text{champ} + \text{position})$, indiquant que les deux phénomènes agissent bien sur la même phase.
- soit les deux oscillations se modulent l'une l'autre, le signal total étant du type $\cos(\text{champ}) \times \cos(\text{position})$, montrant que ces deux phénomènes ont lieu successivement.

On a donc essayé de tracer une carte en deux dimensions du signal atomique, en fonction de la position du détecteur dans une direction, et en fonction du champ magnétique dans l'objet de phase dans l'autre direction.

Pour cela on a enregistré des courbes d'interférences en faisant varier un champ magnétique transverse uniforme dans l'objet de phase pour neuf positions consécutives du détecteur autour du maximum du faisceau dévié. On obtient ainsi 9 courbes (figure 7.12 gauche) constituant des coupes à

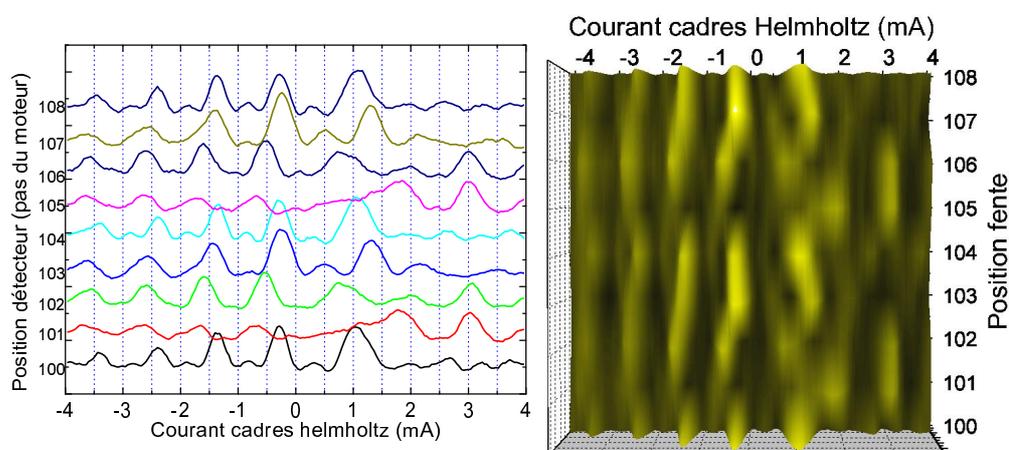


FIG. 7.12 – Cartographie des franges spatiales et magnétiques. À gauche les 9 courbes d'interférences magnétiques enregistrées à 9 position consécutives du détecteur, ayant servi à interpoler la surface représentée à droite.

partir desquelles on peut interpoler la surface qui nous intéresse (figure 7.12 droite).

Le résultat n'est pas vraiment l'un des deux cas idéaux envisagés : on n'a ni un quadrillage orthogonal, ni une unique série d'ondulations en diagonale.

On peut toutefois éliminer le produit de cosinus car s'il existe quelques lignes noires verticales, il n'en existe aucune horizontale. On pourrait objecter que l'échantillonnage vertical est trop espacé et que des lignes noires pourraient exister entre deux pas du détecteur, par exemple à proximité de la position 105, où le contraste des franges de -4 à $+1$ mA diminue fortement, mais à cette position de nouveaux pics apparaissent vers $+3$ mA, alors qu'ils n'existent pas à la position 107 où les autres pics sont le plus contrastés.

L'addition d'un dépahsage lié à la position et d'un déphasage lié au champ magnétique est visible dans la zone 0 à -2 mA, où les maxima forment des lignes de biais, orientées du coin inférieur gauche vers le coin supérieur droit. Ces lignes présentent cependant des discontinuités (par exemple aux environs de la position 105), ce qui pourrait indiquer que le déphasage spatial n'est pas aussi linéaire que les seules franges spatiales peuvent le laisser penser.

7.3.2 Influence de l'analyseur

Après quelques jours de bon fonctionnement de l'expérience, le signal atomique est devenu de plus en plus bruité, de sorte que les franges spatiales n'étaient plus visibles qu'après de longues accumulations, typiquement une minute par point de mesure, au lieu d'une à cinq secondes jusqu'alors. La

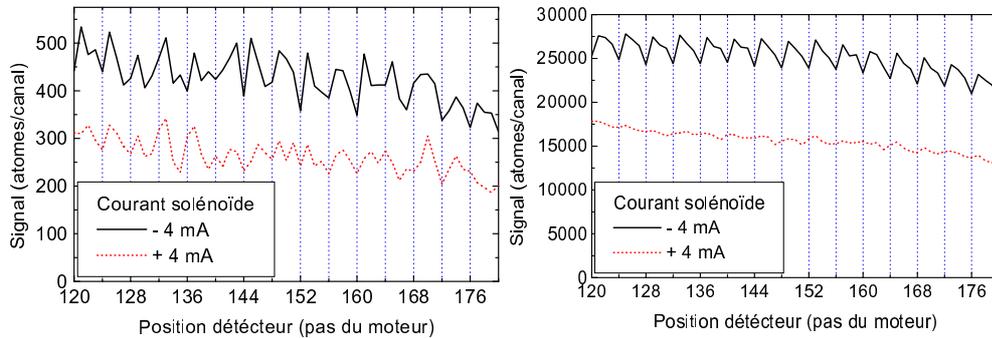


FIG. 7.13 – Brouillage des franges spatiales par les fluctuations d'intensité du laser analyseur. À droite le signal recherché, sans bruit grâce au moyennage sur 60 passages de 1 s par point. À gauche, avec un seul passage, il est difficile de voir quelle est celle présentant des oscillations.

figure 7.13 montre le signal brouillé obtenu en un passage, comparé au même signal moyenné 60 fois.

Diverses mesures nous ont montré que ce bruit provenait principalement de fluctuations dans l'intensité du laser analyseur. Ceci a motivé l'installation du laser esclave à 801 nm, permettant d'obtenir plusieurs milliwatts au niveau des atomes, au lieu de moins de 0,2 mW. Ainsi, théoriquement, en utilisant une forte puissance, les polarisations ± 1 et ± 2 sont complètement éliminées, même si l'intensité fluctue, alors que la polarisation 0 traverse indemne.

L'effet fût obtenu : en utilisant un analyseur d'une puissance de 3 mW au niveau des atomes, le bruit sur le signal atomique est retombé au niveau des fluctuations statistiques, comme le montre la courbe de la figure 7.14.

Accessoirement, cette courbe a la particularité de présenter des maxima secondaires. On observe également des maxima secondaires sur certaines courbes en balayage du champ magnétique dans l'objet de phase (par exemple sur les courbes de la figure 7.12), ce qui s'explique par le spin 2 de l'argon 3P_2 : on a des interférences à 5 ondes, ce qui donne une fonction d'Airy avec des pics étroits et des maxima secondaires, et non une sinusoïde. Ces maxima secondaires doivent logiquement se retrouver dans les franges spatiales, mais le peu de points de mesure par période fait que si les pas de déplacement du détecteur présentent un léger déphasage avec ces franges, l'un des deux points minimaux encadrant ce maximum secondaire peut se retrouver décalé sur la partie montante du maximum principal, et ainsi dissimuler la présence de ces petites remontées.

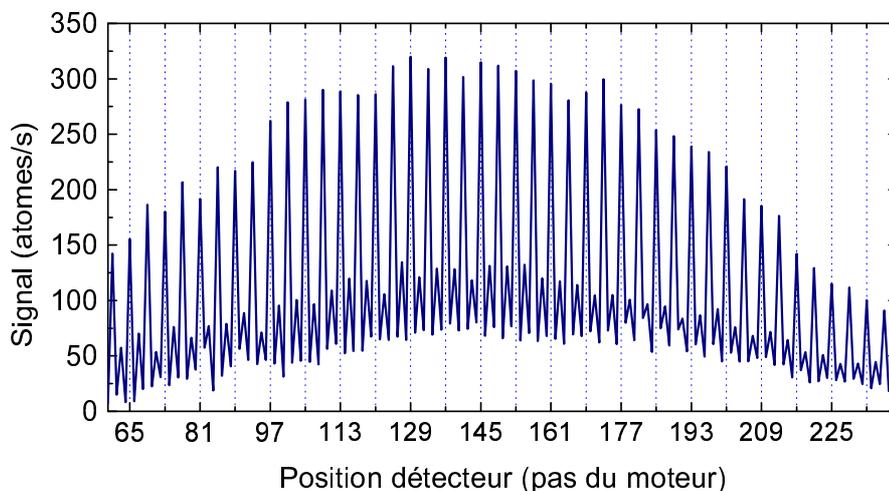


FIG. 7.14 – En utilisant un laser analyseur plus puissant, le bruit est fortement atténué. Courbe obtenue en 5 passages de 1 s.

7.3.3 Influence du polariseur

Au delà du fait que si on coupe le laser polariseur ces franges disparaissent, nous avons essayé de déterminer l'influence de la valeur du champ magnétique appliqué au niveau de la zone d'interaction entre les atomes et le laser à 812 nm.

Première constatation, si on inverse le courant dans la bobine du polariseur, le contraste des franges spatiales s'inverse : les maxima deviennent des minima et vice versa, voir les courbes de la figure 7.15. Ceci nous a semblé assez sain : quand on inverse le sens du champ magnétique au niveau du laser, sa polarisation passe de σ^+ à σ^- , la polarisation des atomes passe donc de $+2$ à -2 , ce qui introduit un déphasage de π dans le signal. Cette interprétation s'est avérée être une mauvaise intuition, après avoir étudié plus précisément le fonctionnement théorique de l'analyseur, on découvre que le signal analysé en $m_J = 0$ ne doit pas dépendre du sens de la polarisation incidente.

7.3.4 Problèmes théoriques

Un certain nombre de détails posent problème quand on interprète ces oscillations du profil du faisceau atomique comme des franges d'interférences spatiales.

Le nombre de franges visibles (parfois plus de 60) pose un problème : la distribution de vitesses d'environ 8 % de notre jet ne doit pas permettre d'obtenir (avec des champs magnétiques statiques, produisant des déphasages

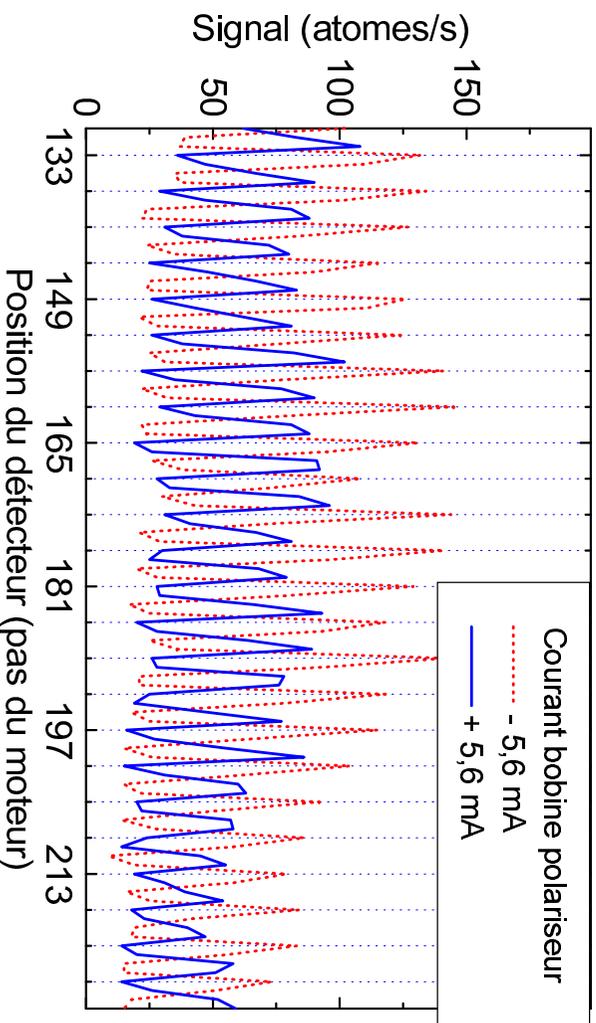


FIG. 7.15 – Inversion des franges spatiales quand on inverse le courant de la bobine du polariseur et donc qu'on passe la polarisation du laser de σ^+ à σ^- ou le contraire.

dispersifs en vitesse) une figure d'interférence comportant beaucoup plus de 25 oscillations.

Le fait que l'interfrange ne dépende pas des champs appliqués dans l'objet de phase (on arrive uniquement à modifier l'amplitude et le contraste) ne plaide pas non plus en la faveur d'interférences magnétiques, mais on peut imaginer qu'il y a quelque part entre polariseur et analyseur une pièce mécanique magnétisée qui crée un champ indépendant de ceux créés par nos divers bobinages, et fixant la valeur de l'interfrange.

La constatation suivante a ouvert une nouvelle hypothèse :

- angle entre deux franges, mesuré depuis le laser polariseur :

$$\theta = \frac{\text{interfrange}}{\text{distance}} = \frac{10 \text{ } \mu\text{m}}{227 \text{ mm}} = 44, 1 \text{ } \mu\text{rad} \quad (7.6)$$

- déviation provoquée par l'absorption d'un photon :

$$\alpha = \frac{V_{\text{recul}}}{V_{\text{longitudinale}}} = \frac{12, 3 \text{ mm/s}}{553 \text{ m/s}} = 22, 2 \text{ } \mu\text{rad} \quad (7.7)$$

Donc $\theta = 2 \times \alpha$ (à 0, 7 % près, ce qui est dans la marge d'incertitude de nos mesures), cette figure de franges pourrait être reliée au phénomène de déviation du faisceau par le laser polariseur. Elle pourrait par exemple être

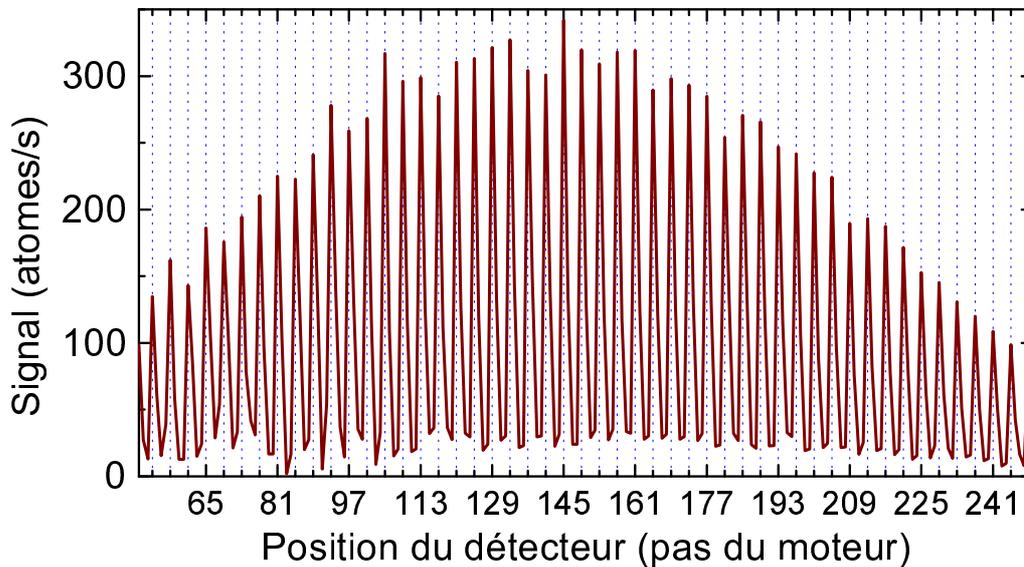


FIG. 7.16 – Figure de franges spatiales présentant un contraste de plus de 90 %, incompatible avec largeur de la fente d’analyse.

dûe aux interférences entre des atomes non déviés et des atomes ayant subi une déviation, ou plus exactement dans notre cas, des atomes ayant subi 56 déviations élémentaires, et des atomes en ayant subi 57.

Mais cette hypothèse ne supprime a priori pas le problème du trop grand nombre de franges.

Le contraste de nos courbes pose aussi problème : depuis l’augmentation de la puissance du laser analyseur, on a parfois obtenu des figures de franges spatiales d’un contraste exceptionnel, jusqu’à plus de 90 % le 11 avril, voir figure 7.16. Or avec un interfrange de $10\ \mu\text{m}$, il faut une fente d’analyse fine d’au moins $2,5\ \mu\text{m}$ et certainement pas $12\ \mu\text{m}$ comme la notre.

Dernier détail suspect : l’absence totale, sur toutes les courbes, de moiré. En effet, avec une période d’échantillonnage de l’ordre du quart de la période du signal, on obtient très souvent une modulation de l’amplitude du signal autour de sa valeur moyenne, aboutissant à une fonction de contraste sinusoïdale.

En prenant comme base la courbe de la figure 7.16, on peut calculer à quel point les deux périodes coïncident. Sur les bords de la figure, à 25 franges du centre, le contraste est le même qu’au centre à mieux que 20 % près, donc la sinusoïde du contraste a décrit moins de 0,1 période. Il faut donc au moins 250 franges pour avoir une période complète du contraste. La différence entre la période des franges et la période d’échantillonnage est donc de moins de 1 pour 250, soit inférieure à 0,4 %

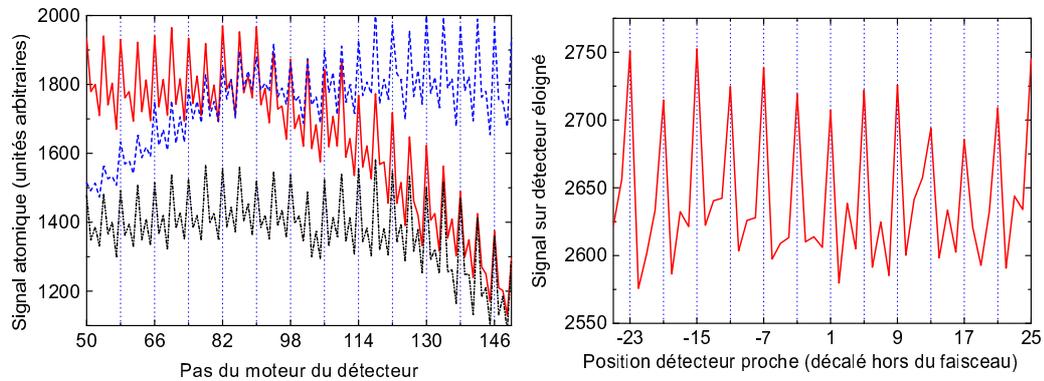


FIG. 7.17 – Preuves de l’artefact. À gauche : quand on déplace un peu la tourelle portant le détecteur, changeant ainsi l’origine des déplacements du moteur par rapport au faisceau atomique, les pics tombent toujours aux mêmes pas du moteur. À droite : en écartant le détecteur proche mais en le laissant à proximité du faisceau, on enregistre le signal sur l’autre détecteur gardé fixe, en balayant la position du détecteur proche, ce qui ne devrait avoir aucun effet.

Ceci peut arriver par hasard (comme dans le cas de la correspondance à 0,7 % entre l’interfrange et la déviation par la diffusion des photons du polariseur), mais mieux vaut vérifier...

7.3.5 Preuve de l’artefact

Pour essayer d’explorer un peu plus ces curieux hasards, nous avons fait l’expérience suivante : on enregistre une figure de franges spatiales, puis on déplace le détecteur un petit peu (de l’ordre de 0,5 mm) grâce à la tourelle sur laquelle il est fixé, puis on enregistre une nouvelle courbe. En déplaçant la tourelle, on change l’origine des balayages du moteur, d’environ 200 pas, ± 25 pas, les phases relatives entre deux figures de franges sont donc a priori quelconques et la probabilité que les pics de l’une correspondent aux pics de l’autre est d’environ 25 %.

Nous avons enregistré successivement six courbes dont trois² sont représentées sur la figure 7.17 gauche. Sur toutes ces courbes, les maxima tombent aux positions $50 + 4n$ du moteur. La probabilité que cela soit dû au hasard étant inférieure à $0,25^5 = 10^{-3}$, on peut légitimement penser à un artefact.

Suspectant le système de déplacement du détecteur d’être la source de ce signal, nous avons fait l’expérience suivante : on pousse le détecteur proche un

²les trois autres sont tout à fait semblables.

peu sur le côté, de manière à ce que les atomes parviennent jusqu'à l'autre détecteur, mais en gardant le premier détecteur le plus proche possible de sa position d'origine. On enregistre le signal atomique sur le détecteur éloigné qui reste immobile, alors qu'on balaye la position du détecteur proche, le signal devrait donc rester constant. Or on obtient des oscillations (voir figure 7.17 droite), un peu moins contrastées, mais de même forme et de même période (quatre pas de moteur, soit un cycle de déplacement) que les «franges spatiales» observées jusqu'alors.

7.3.6 Conclusion

Ces «franges spatiales» sont un artefact de mesure dû au champ magnétique du moteur pas à pas de déplacement du détecteur proche.

Le moteur ne perturbe pas directement la mesure du flux atomique par le multiplicateur d'électrons (ce système étant utilisé depuis plusieurs années, on s'en serait sans doute déjà rendu compte), mais il modifie réellement le flux atomique, comme le prouve la courbe 7.17 droite : on module le signal atomique mesuré par un détecteur placé à plus de 50 cm du moteur.

Cet effet n'est visible qu'en présence du laser analyseur, ce qui incite à penser que c'est là qu'intervient la perturbation. Cet indice n'est pas suffisant, car si le moteur perturbe l'objet de phase, par exemple en rajoutant un déphasage, on ne s'en apercevra pas en l'absence de l'analyseur, car aucune interférence n'est alors visible.

Si on coupe le polariseur, les ondulations sont fortement diminuées, mais toujours présentes³, ce qui semble indiquer que le moteur perturbe l'analyseur.

On peut donc penser que le moteur change «l'orientation» de l'analyseur : la transmission des différentes polarisations est modifiée, la transmission totale restant à peu près inchangée. Donc sur un faisceau non polarisé, l'influence est faible, et si on inverse la polarisation incidente, on peut inverser la modulation du signal par le moteur. Les lignes diagonales observées sur la figure 7.12 s'expliquent alors non plus par un déphasage supplémentaire dépendant de la position (en fait des courants dans le moteur), mais par le fait qu'en changeant la polarisation d'analyse, on déplace la position des maxima et des minima.

Il est cependant possible que l'influence du champ magnétique du moteur soit ressentie en amont de l'analyseur, et modifie le déphasage, ou déplace la zone de mélange et donc la longueur de l'interféromètre, et que cette influence

³c'est encore un indice en faveur de l'artefact, mais non définitif car on n'est pas sûr que le faisceau n'est pas naturellement légèrement polarisé.

se combine avec la modification du fonctionnement de l'analyseur.

L'étude de ces oscillations dans le profil du faisceau nous a occupé un temps non négligeable, pour finalement se révéler être un artefact, ce qui peut sembler être une belle perte de temps. Le bilan de cette opération n'est cependant pas si négatif. En effet, comme le contraste de ces oscillations est directement lié au contraste du signal d'interférence obtenu en balayant un champ magnétique dans l'objet de phase, nos efforts pour améliorer la visibilité des «franges transverses» ont donc contribué au réglage général de l'interféromètre.

7.4 Signaux obtenus sur détecteur fixe

Le but principal de cette première série d'expérience était de régler notre interféromètre : obtenir un bon fonctionnement du polariseur, de l'analyseur et des zones de mélange, étalonner l'objet de phase et raccorder les signaux obtenus avec les expériences menées depuis dix ans sur l'hydrogène.

La méthode la plus précise et systématique d'effectuer ces réglages serait de tester le bon fonctionnement de chaque élément en sondant les populations des différents états de polarisation en divers endroits de l'interféromètre. Une telle analyse de polarisation n'est pas simple à mettre en œuvre et implique l'utilisation de champs magnétiques assez forts, susceptibles de perturber le fonctionnement de l'élément étudié. D'autre part la séparation des différents éléments n'est pas toujours possible, en particulier les mélangeurs sont principalement constitués par le passage du champ magnétique du polariseur (ou de l'analyseur) à l'objet de phase, il est donc impossible de les étudier indépendamment des éléments voisins.

Pour ces diverses raisons, notre approche est globale : on étudie presque toujours l'influence de tel ou tel paramètre sur une figure d'interférence.

Les courbes présentées dans cette section ont été obtenues avec un détecteur immobile, diaphragmé dans la plupart des cas par une fente verticale de 12 μm de large par 4 mm de haut. L'acquisition se fait en mode multicanal, sur généralement 200 canaux parcourus en 2 s pendant que l'on fait varier le courant dans l'un des bobinages. La durée totale d'acquisition varie typiquement de trois minutes à une heure selon le niveau de bruit et le nombre de courbes à enregistrer dans la journée.

Nous avons la chance avec cet interféromètre d'obtenir des franges d'interférences très facilement : quand on balaye l'un des courants, pour à peu près n'importe quel réglage des autres courants, on obtient une modulation du signal de sortie, souvent des oscillations. Ceci laisse présager de bonnes performances dans le futur, mais complique parfois le réglage : une belle figure

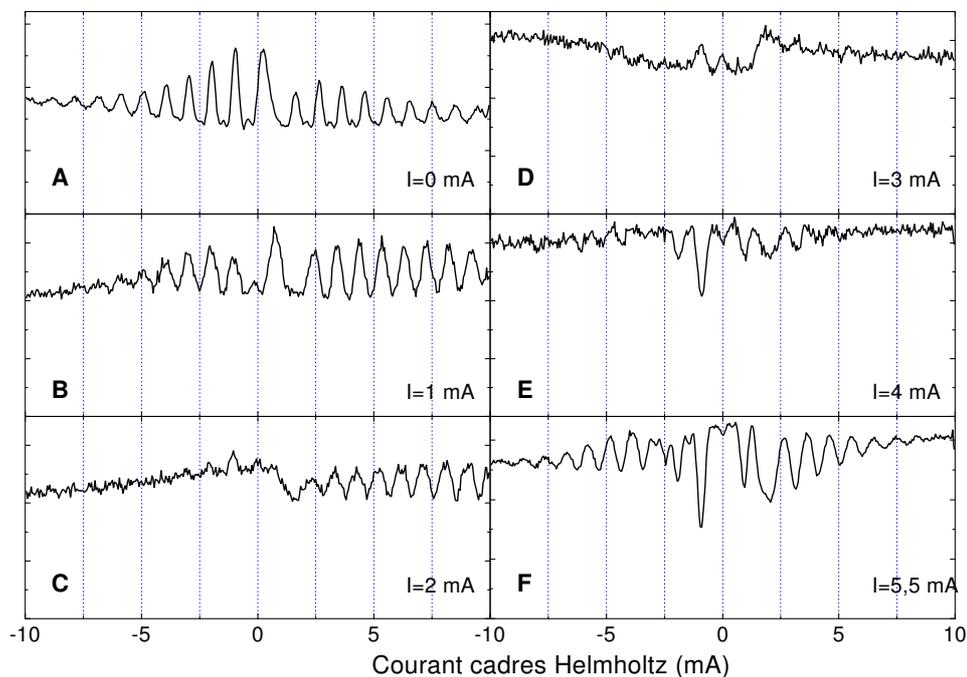


FIG. 7.18 – Premier test des bobinages externes. On envoie le courant indiqué à la fois dans B812, G812, G801 et B801. Les courbes A et F sont moins bruitées grâce à un temps de pose 4,5 fois plus important que pour les autres courbes.

de franges bien contrastée n'est pas forcément la preuve d'un bon réglage.

7.4.1 Rôle des bobinages externes

Les bobinages externes à l'objet de phase sont censés fixer les champs magnétiques auxiliaires à la polarisation, à l'analyse et au mélange des polarisations, de manière à ce que ces opérations s'effectuent correctement indépendamment des champs appliqués à l'intérieur de l'objet de phase.

L'une de nos premières constatations fut qu'on obtient déjà de très belles franges sans utiliser ces quatre bobinages, et que leur alimentation ne fait souvent que détériorer le signal. Imposer des courants semble pourtant souhaitable pour ne pas dépendre de champs parasites ou de champs de fuite de l'objet de phase et ainsi obtenir d'une fois sur l'autre des résultats reproductibles.

Les courbes de la figure 7.18 représentent l'un des premiers essais en la matière : on impose le même courant (entre 0 et 5,6 mA) dans les quatre bobinages externes. Cette approche est très discutable puisqu'on peut la compa-

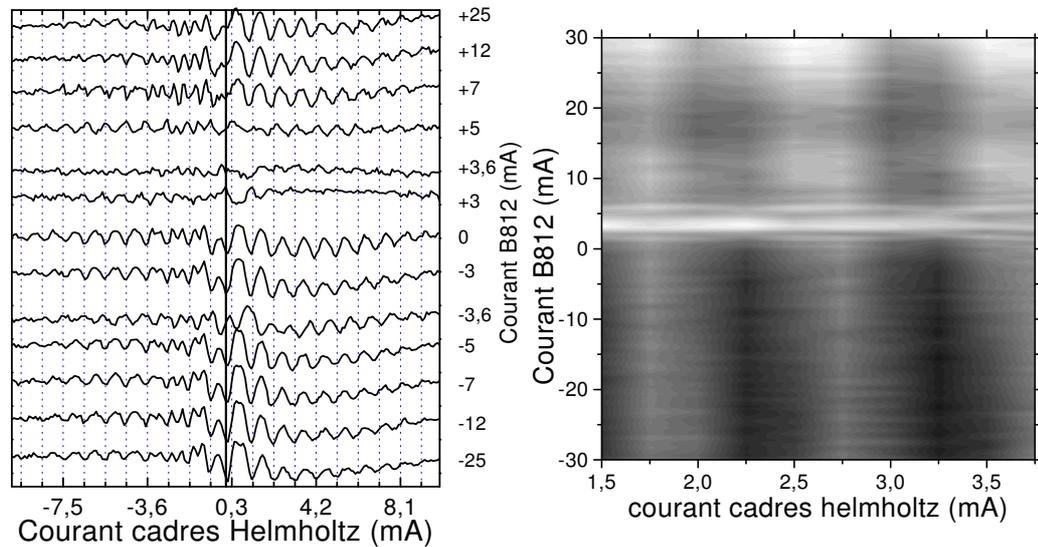


FIG. 7.19 – Influence de la bobine du polariseur sur des figures d’interférences. À gauche : balayages du courant dans les cadres Helmholtz pour diverses valeurs du courant dans la bobine B812. À droite : surface obtenue grâce à 10 balayages «perpendiculaires» aux précédents (balayage du courant dans B812 pour 10 intensités différentes dans les cadres Helmholtz. (+23 mA dans B801, guides G812 et G801 non alimentés)

rer à une expérience consistant à tourner en même temps toutes les vis d’un interféromètre de Michelson et à observer les modifications de la figure d’interférences. . . On peut toutefois tirer de cette figure différents effets possibles de ces bobinages sur la figure d’interférence :

- inversion du contraste (courbes E et F)
- diminution du contraste (courbe D)
- introduction d’une dissymétrie (courbe C)
- modification non uniforme du contraste (courbe B : renforcement à droite, diminution à gauche)

Rôle de la bobine du polariseur

Le rôle premier de la bobine du polariseur (B812) est de fixer l’axe de quantification, et d’assurer que la polarisation se fait en σ , + ou – selon le sens du courant. D’autre part le champ de fuite de ce bobinage participe (avec la bobine G812 et le blindage de l’objet de phase) au mélange des polarisations.

Les courbes de la figure 7.19 tentent de mettre en évidence l’influence de la bobine du polariseur sur les figures d’interférences obtenues en balayant le

champ transverse uniforme produit par les cadres Helmholtz.

On note une forte baisse du contraste des interférences pour un courant d'environ $+3,5$ mA dans B812, ce qui correspond à un champ de $0,20$ G, orienté du nord vers le sud, soit exactement opposé à la composante horizontale du champ magnétique terrestre. À cette intensité, le champ magnétique dans la zone d'interaction entre les atomes et le laser polariseur est vertical, donc la polarisation du laser n'est plus ni σ^+ ni σ^- , et donc la polarisation des atomes n'est plus assurée (le laser homogénéise même les polarisations).

Pour des intensités qui s'écartent de cette valeur de quelques milliampères, le champ redevient suffisamment horizontal pour que l'action du laser soit plus polarisante que «homogénéisante», et les franges réapparaissent avec un bon contraste.

Les positions des minima et maxima du signal sont assez stables quand on passe d'un courant de $+25$ mA à -25 mA dans B812 (sauf autour de la zone où le champ est vertical entre 1 et 6 mA). En particulier il n'y a pas d'inversion de contraste quand on passe de la polarisation σ^+ à σ^- , contrairement à ce que l'on avait supposé au vu de la courbe 7.15 page 159.

Ce comportement est plus conforme à la théorie, qui prédit que le signal atomique analysé en $m_J = 0$ ne dépend pas du signe de la polarisation incidente. Donc si on suppose que l'effet principal obtenu en inversant le signe du courant dans la bobine du polariseur est de changer le signe de la polarisation incidente (par exemple de $+2$ à -2), il est naturel de retrouver des courbes semblables pour des valeurs opposées de ce courant, tout au moins pour des valeurs pas trop faibles.

Les courbes de la figure 7.20 ont été enregistrées le même jour et dans les mêmes conditions que l'inversion des franges spatiales de la figure 7.15. Elles présentent le signal atomique obtenu en balayant un courant assez faible dans B812 (tous autres champs éteints) pour 4 positions différentes du détecteur proche, soit 4 orientations différentes de l'analyseur.

On remarque d'abord que comme dans le cas de ces franges spatiales, on observe une inversion du signal (passage de haut en bas ou le contraire) quand on inverse le sens du courant dans B812. Cependant ces courbes nous en apprennent plus sur le fonctionnement du polariseur. Tout d'abord on remarque que le véritable milieu de la figure se trouve autour de $+3$ mA, ce qui confirme la présence du champ parasite d'environ $0,2$ G constaté précédemment.

D'autre part, on note des oscillations du signal quand on balaye ce courant, ce qui peut avoir deux explications : soit le champ de B812 se fait sentir au delà du mélangeur, soit en variant le champ de B812, on déplace la position de la zone de mélange et donc la longueur de l'interféromètre

Au vu de ces résultats, on peut revoir un peu le problème des mélangeurs.

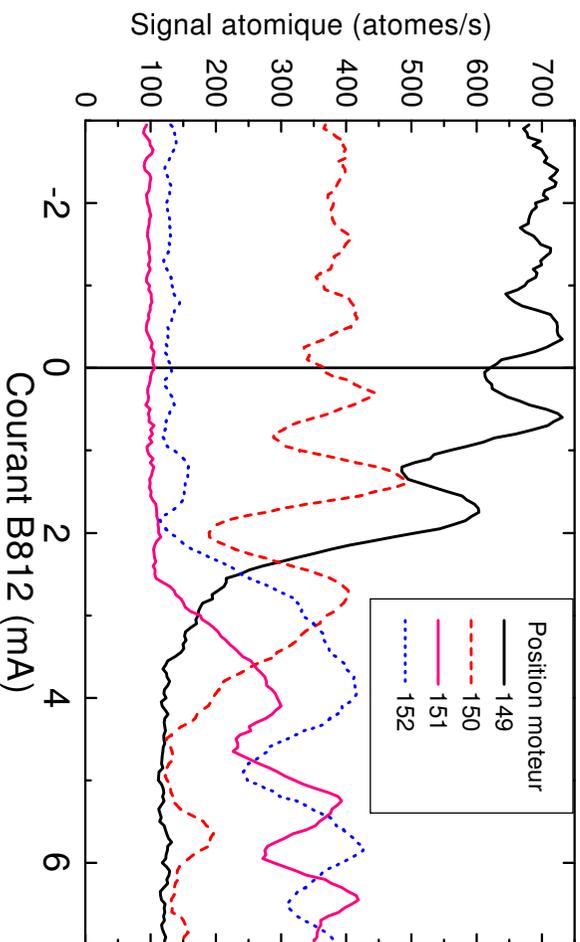


FIG. 7.20 – Signal atomique obtenu en balayant le courant dans la bobine du polariseur pour différentes positions du moteur du détecteur proche (donc a priori différents réglages de l'analyseur) – autres bobinages non alimentés.

Sur l'interféromètre à hydrogène, le champ magnétique passe de la direction perpendiculaire au jet dans l'entrefer de l'électro-aimant, à la direction parallèle à l'entrée du blindage magnétique, tout en passant de 600 G à moins de 1 G.

Dans notre cas, le champ magnétique au niveau du laser polariseur est aussi perpendiculaire au faisceau (quelque soit l'intensité dans la bobine, car le faisceau est orienté est-ouest, donc même le champ terrestre est perpendiculaire) ; le champ à l'entrée du blindage de l'objet de phase est parallèle au faisceau pour des raisons de symétrie, jusqu'ici tout est semblable.

Cependant, contrairement à l'interféromètre à hydrogène, le bobinage du polariseur n'est pas refermé par un circuit magnétique, les lignes de champ se referment donc par l'extérieur, tout autour, y compris sur le passage des atomes. Les atomes voient donc un champ transverse par exemple de droite à gauche au niveau du laser, puis transverse de gauche à droite à la sortie du bobinage.

Il est possible que cette configuration constitue une zone de Majorana, provoque un mélange des polarisations et marque le début de la zone d'interférences. Le signal d'interférences deviendrait alors sensible aux déphasages accumulés entre le polariseur et l'objet de phase⁴, en particulier celui dû au

⁴même en présence d'une deuxième zone de mélange à l'entrée de l'objet de phase, ce

champ de la bobine du polariseur, ce qui expliquerait les oscillations de la figure 7.19.

Pour savoir si une transition de Majorana est possible à cet endroit, il faut comparer la vitesse de rotation de la direction du champ Ω_B vue par les atomes à la pulsation de Larmor Ω_L (soit la vitesse de precession du spin atomique autour du champ magnétique).

Considérons le cas d'un courant de +3 mA qui annule la composante horizontale du champ terrestre; dans la zone centrale reste la composante verticale de 0,4 G, en sortant du bobinage, au bout d'environ 3 mm, on retrouve le champ terrestre complet de 0,45 G incliné à 30 ° de la verticale. On a donc une rotation de 10 °/mm, ce qui correspond pour des atomes de 550 m/s à une vitesse de rotation de :

$$\Omega_B = \frac{10}{10^{-3}} \times \frac{2 \pi}{360} \times 550 \simeq 10^5 \text{ rad/s} \quad (7.8)$$

Pour des courants plus forts, on peut envisager une rotation de 180 ° en 3 mm, soit un Ω_B six fois plus grand.

La pulsation de Larmor dans un champ de 0,4 G est :

$$\begin{aligned} \Omega_L &= g 2\pi \frac{\mu_B}{h} B \\ &= 1,506 \times 2 \pi \times 1,4 \times 10^{10} \times 0,4 \times 10^{-4} = 5,3 \times 10^6 \text{ rad/s} \end{aligned} \quad (7.9)$$

cette valeur peut être considérée comme un minimum, puisque dans cette zone la composante verticale du champ terrestre n'est pas modifiée et constitue donc une borne inférieure pour $\|\vec{B}\|$.

On a donc un rapport Ω_L/Ω_B égal à 50 (et en tout cas supérieur à 9), ce qui est suffisant pour assurer un guidage du spin par le champ magnétique. Il n'y a donc a priori pas de zone de mélange juste à la sortie du polariseur, et ces oscillations doivent être interprétées autrement.

À défaut de pouvoir interpréter ces oscillations, on peut essayer d'utiliser un courant dans le polariseur qui nous place en dehors. Le choix de ce courant s'est fait à partir de la courbe 7.21 qui donne le contraste des franges d'interférences en fonction du courant dans le polariseur. Nous avons choisi d'utiliser un courant de -15 mA pour les expériences suivantes (postérieures au 9 juin).

Ce courant produit un champ de 0,9 G, auquel vient s'ajouter le champ terrestre, ce qui donne 1,1 G horizontalement et 0,4 G verticalement.

Pour le principe, on présente la courbe 7.22 : quand on coupe le laser polariseur, les interférences disparaissent. Les deux courbes sont prises dans

déphasage apparaît dans l'expression du signal d'interférence.

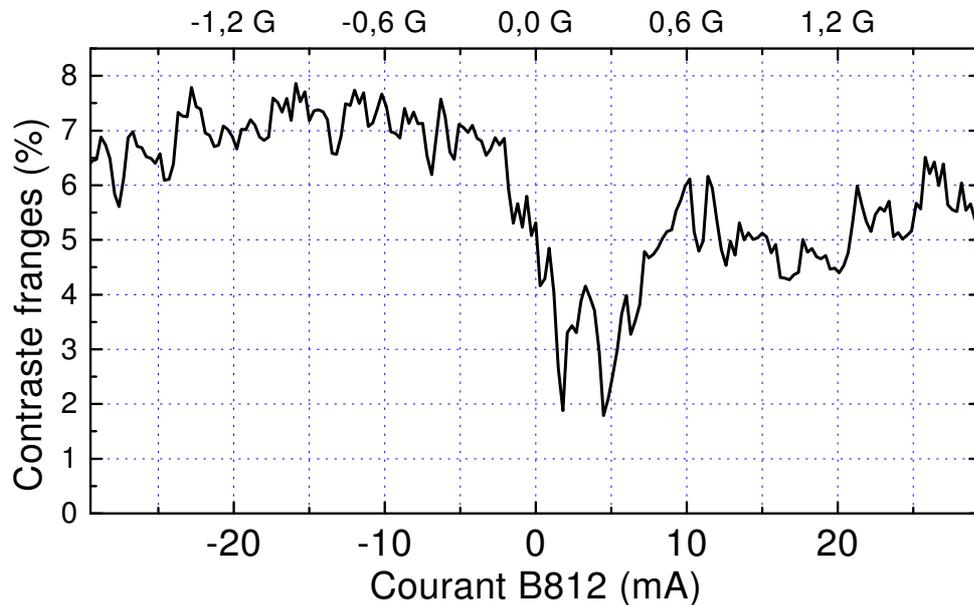


FIG. 7.21 – Contraste des franges d’interférences (balayage cadres Helmholtz) en fonction du courant dans la bobine du polariseur, déduit de la figure 7.19 droite.

des conditions semblables, mais à des positions différentes du détecteur en raison de la déviation des atomes par le laser polariseur.

Influence de l’analyseur

Les premiers tests de l’analyseur ont consisté à mesurer l’atténuation du faisceau atomique non polarisé par l’analyseur en fonction de la puissance du laser à 801 nm. Ces mesures sont présentées et discutées au paragraphe 2.4.2, figure 2.10 page 45. La conclusion est qu’à cause des champs magnétiques parasites qui perturbent la direction (souhaitée horizontale) du champ, l’interaction des atomes avec le laser se fait à 75 % en π , mais aussi à 25 % en σ (proportion mesurée pour un courant de $-1,4$ mA dans la bobine de l’analyseur).

Le contraste des figures d’interférences dépend de la puissance du laser qui doit présenter une valeur optimale : plus on augmente cette puissance, meilleure est la pureté de polarisation des 3P_2 , mais aussi plus la part de 3P_2 dans le faisceau est faible. Donc, à puissance nulle le faisceau n’est pas analysé, le contraste est nul, mais à forte puissance, le faisceau n’est plus constitué que de 3P_0 et le contraste est nul aussi.

On peut évaluer le contraste attendu d’une figure d’interférences par l’ex-

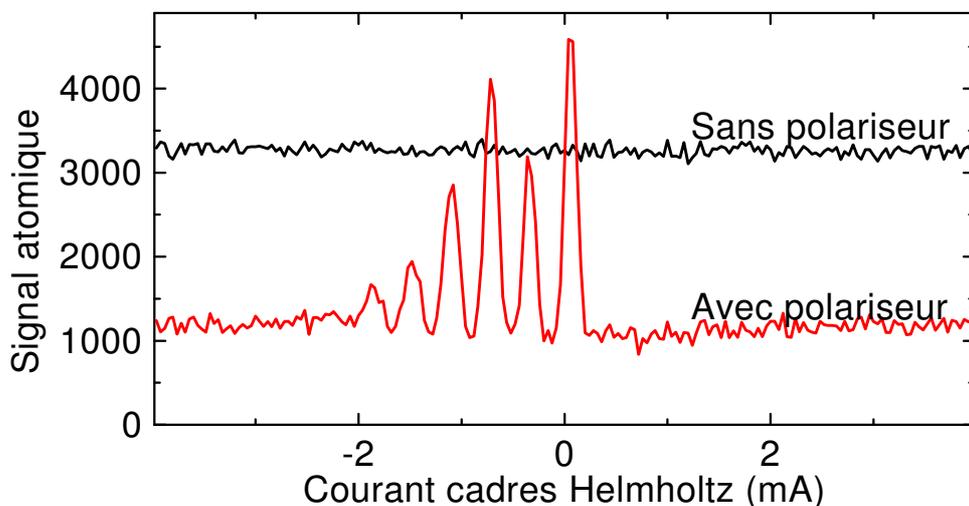


FIG. 7.22 – Sans polariseur, pas d'interférences. Courants : B812, G812 et G801 : -5 mA, B801 : $-1,4$ mA

pression suivante, utilisant les variables définies au tableau 7.1 :

$$C = \frac{s_i}{s_a} \quad (7.10)$$

p_0		nombre de 3P_0
p_2	$m_0 + m_{12}$	nombre de 3P_2
m_0	$A \times \exp(-I_\sigma/I_0)$	nombre de ${}^3P_{2,m=0}$
m_{12}	$4A \times \exp(-I_\pi/I_0)$	nombre de ${}^3P_{2,m \neq 0}$
s_a	$p_0 + p_2$	signal atomique
s_i	$B \times m_0 - m_{12}/4 $	signal d'interférences
B		contraste propre de la figure
b_c	$\sqrt{s_a}$	bruit de comptage

TAB. 7.1 – Variables pour le calcul du contraste

Les courbes de la figure 7.23 ont été calculées par cette formule, en prenant la proportion $I_\sigma/I_\pi = \frac{1}{3}$ déduite de la courbe 2.10 qui correspond à un courant de $-1,4$ mA dans B801.

Cette approche décrit le contraste intrinsèque des figures d'interférences, dans la pratique, on doit aussi tenir compte du bruit de comptage et du temps d'acquisition que l'on désire consacrer à la mesure. Alors :

$$C = \frac{s_i - b_c}{s_a + b_c} \quad (7.11)$$

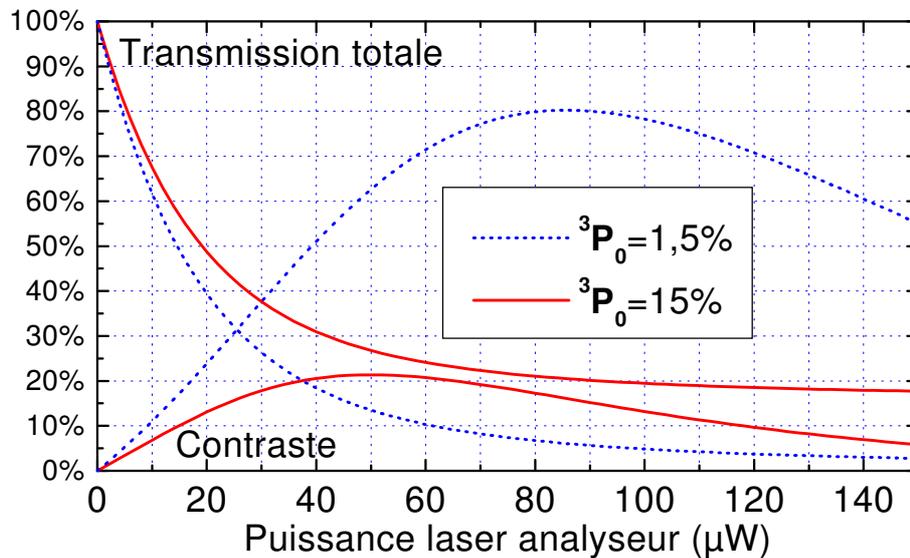


FIG. 7.23 – Calcul théorique du contraste des figures d'interférences en fonction de la puissance du laser analyseur pour deux valeurs du fond de 3P_0 : 15 % ce qui correspond au faisceau initial, et 1,5 % ce qui correspond aux courbes de la figure 7.24. On n'a pas tenu compte du bruit de comptage.

Une valeur négative (bruit de comptage très important) correspond à un mauvais contraste.

Pour vérifier l'influence de la puissance du laser analyseur sur les figures d'interférences, nous avons effectué les mesures représentées figure 7.24. Le contraste et la valeur moyenne de ces courbes sont en assez bon accord avec les courbes théoriques de la figure 7.23. Suite à ces mesures, nous avons choisi une intensité de 50 μW .

Au vu de la si faible valeur nécessaire, on peut se demander pourquoi nous avons eu besoin de la diode esclave à 801 nm. Cela vient du fait qu'à cette époque nous utilisions le détecteur proche, et que dans cette configuration, les intensités nécessaires sont beaucoup plus importantes. Nous avons en effet remarqué que pour obtenir la même atténuation d'un faisceau initialement non polarisé, il fallait utiliser une intensité du laser à 801 nm 5 à 35 fois plus importante ! Ce phénomène qui nous avait beaucoup étonné à l'époque renforce aujourd'hui l'explication des «franges spatiales» comme perturbation de l'analyseur par le détecteur proche.

Ceci, ainsi que la présence non négligeable d'interaction atomes/laser en polarisation σ montre l'importance du champ magnétique dans la zone d'interaction des atomes avec le laser, et donc l'importance du courant dans dans la bobine de l'analyseur.

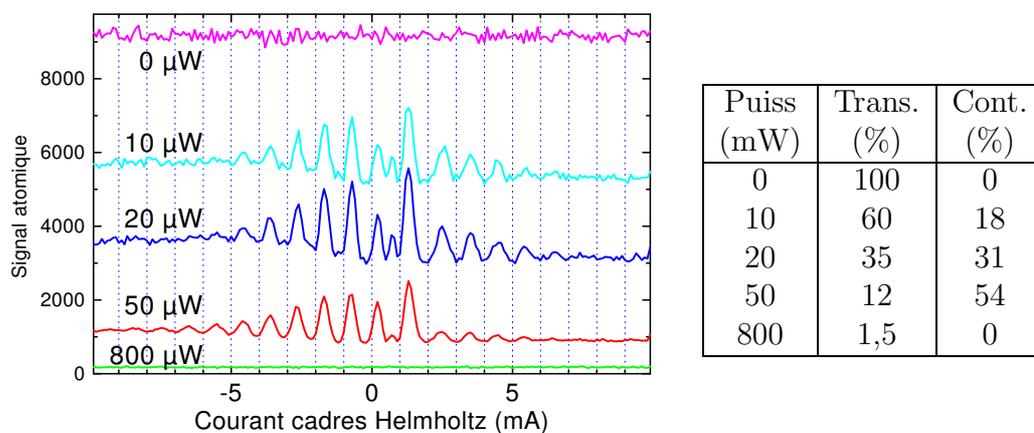


FIG. 7.24 – Courbes d’interférences (par balayage d’un champ transverse uniforme) pour différentes puissances de l’analyseur. Le très faible bruit sur la courbe à $50 \mu\text{W}$ est dû à un temps de pose 5 fois plus important (et une remise à l’échelle). Dans le tableau, on donne la transmission et le contraste. Courants : B812, G812 et G801 : -5 mA , B801 : $-1,4 \text{ mA}$

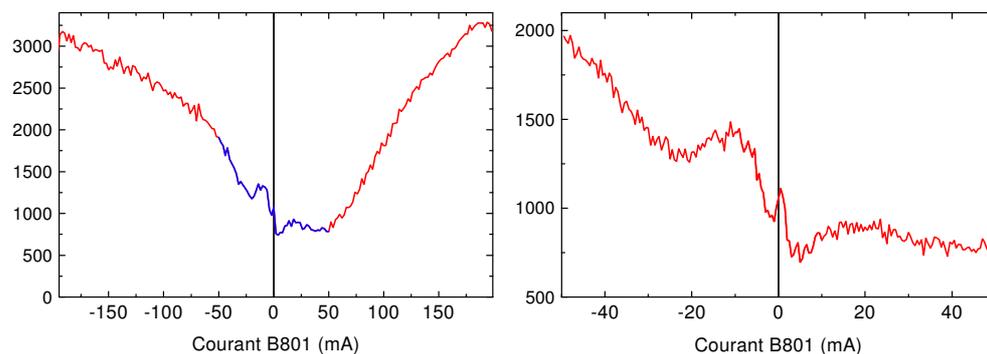


FIG. 7.25 – Signal atomique en fonction du courant dans la bobine de l’analyseur, avec lasers polariseur et analyseur, tous autres courants nuls. À droite : zoom sur la partie centrale.

Pour étudier l’effet de ce courant, nous avons réalisé des mesures du signal atomique en balayant le courant dans B801. Les premières courbes, figure 7.25, réalisées sur un faisceau polarisé mais en coupant tous les autres champs, présentent une structure complexe difficile à interpréter simplement.

Les mêmes tests ont été répétés dans des conditions un peu différentes (avec un courant de -5 mA dans B812, G812, G801 et le solénoïde, ce qui est censé empêcher les mélanges et guider la polarisation jusqu’à l’analyseur). Le but était de choisir une valeur pour le courant dans B801 de manière à maximiser le contraste des franges spatiales. Pour cela, les courbes de la figure

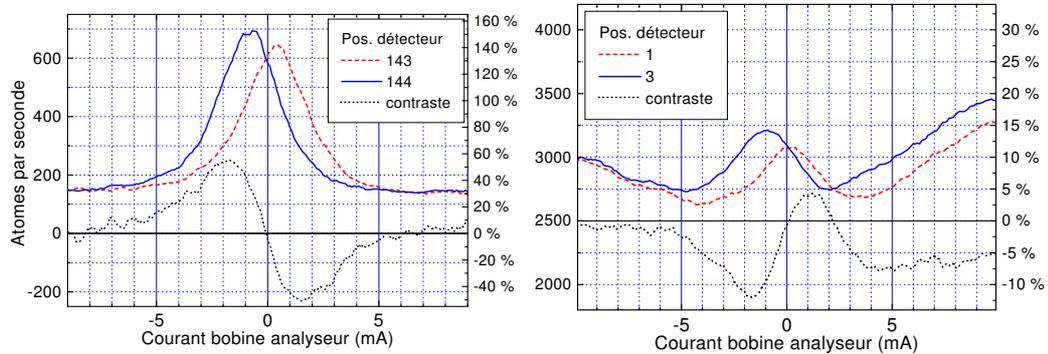


FIG. 7.26 – Signal atomique en fonction du courant dans la bobine de l'analyseur, pour deux positions du détecteur. À gauche sur faisceau polarisé, à droite non polarisé. Autres courants : -5 mA partout.

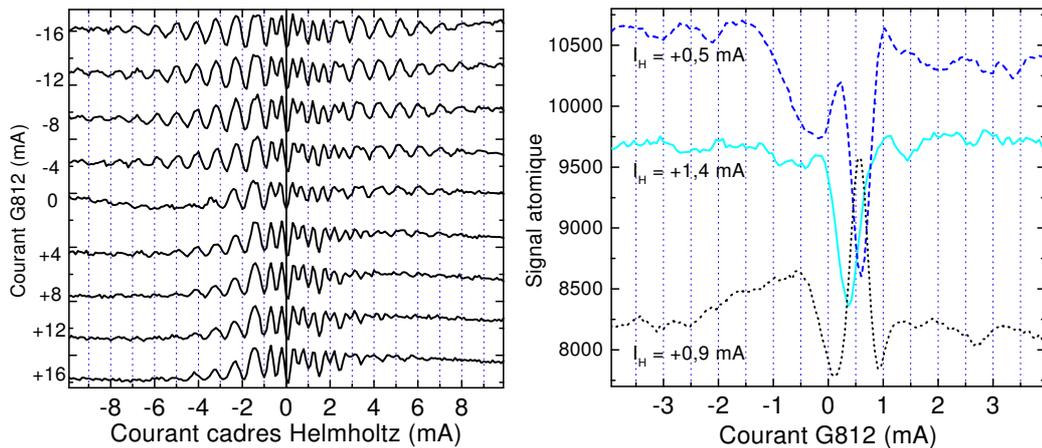


FIG. 7.27 – À gauche : influence de G812 sur le contraste des franges d'interférences. À droite : quelques courbes «perpendiculaires», à partir desquelles on a établi la figure 7.28 – Autres courants : -15 mA dans B812, $+23$ mA dans B801, G801 non alimentée.

7.26 ont été enregistrées pour différentes positions du détecteur proche, pour un faisceau polarisé (à gauche), et non polarisé (à droite). Dans les deux cas on a un maximum de contraste vers $-1,5$ mA, c'est pourquoi cette valeur a été retenue pour de nombreuses courbes.

Suite à la découverte du caractère artificiel des franges spatiales, nous avons abandonné ce critère et choisi la valeur de -23 mA.

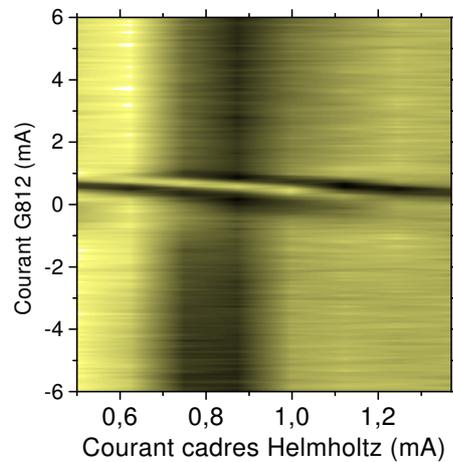


FIG. 7.28 – Carte du signal d'interférence en fonction du courant dans les cadres Helmholtz (environ une période) et du courant dans le guide G812, établie à partir de 8 balayages de G812.

Influence des bobines guides

Les bobines guides ont été introduites pour agir au niveau des zones de mélange en modifiant le champ à l'entrée du blindage magnétique. En augmentant ce champ, on peut augmenter la fréquence de Larmor des atomes et maintenir un guidage du spin le long de \vec{B} , en diminuant le champ, on peut favoriser le mélange, la reprojction de la polarisation incidente sur les cinq états de polarisation possibles.

Le fonctionnement des mélangeurs dépend aussi des champs imposés à l'intérieur de l'objet de phase, en particulier du champ créé par le solénoïde, qui a la même direction que celui des bobines guides, et peut donc dans certains cas guider les spins atomiques d'un bout à l'autre de l'objet de phase sans transition. La figure 7.34 page 179 fait la démonstration de cet effet.

Influence de G812

Les courbes de la figure 7.27 gauche ont servi à la recherche empirique de l'intensité à utiliser dans la bobine guide G812. On constate un meilleur contraste sur les bords pour les courants négatifs. Au vu de ces courbes, nous avons retenu la valeur de -12 mA, soit $1,2$ G au centre de cette bobine (valeur pas trop petite, de manière à s'abstraire des champs parasites, et qui donne un bon contraste).

La figure 7.28 a été tracée pour explorer la zone au voisinage de zéro où l'on passe d'un bon contraste, pour les intensités négatives, à un contraste

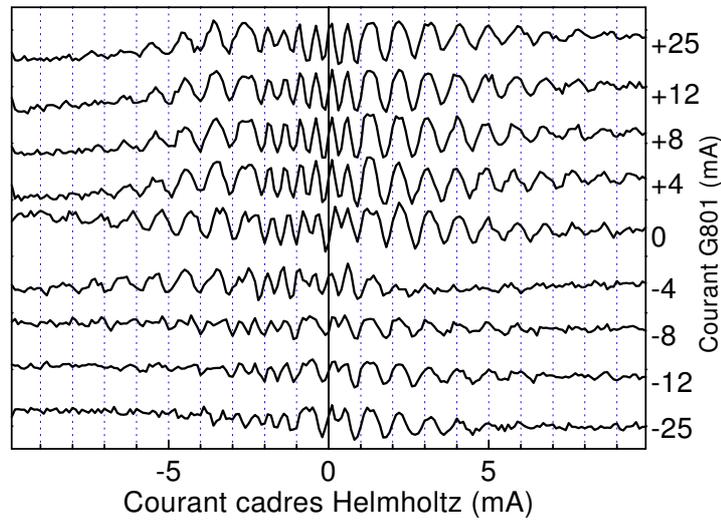


FIG. 7.29 – Influence de G801 sur le contraste des franges d’interférences. Autres courants : B812 : -15 mA, G812 : -12 mA, B801 : $+23$ mA.

moins bon, pour les courants positifs. On constate autour de $I=+0,5$ mA une inversion du contraste brusque et localisée (peu d’influence à plus de 1 mA de cette valeur). Ce courant correspond à un champ de 50 mG dans la bobine guide. Pas d’interprétation pour l’instant.

Influence de G801

Le même type de mesures ont été réalisées sur la bobine guide côté analyseur (G801). Dans notre approche expérimentale empirique, d’après les courbes de la figure 7.29, nous avons choisi la valeur de +12 mA pour G801.

Les courbes de la figure 7.30 montrent l’influence directe de G801 sur le signal atomique, tous les autres champs étant constants. La zone autour de +12 mA (et généralement le côté positif) est assez tranquille, ce qui conforte notre choix de ce courant.

Le côté négatif est beaucoup plus « agité », surtout entre -2 et -6 mA. Les cartes de la figure 7.31 explorent cette zone. Les oscillations dues à G801 se combinent à celles dues aux cadres Helmholtz : les franges forment des droites parallèles. On peut en conclure que dans cette configuration, le champ de cette bobine contribue au déphasage au même titre que le champ uniforme interne.

L’interfrange est d’environ 0,45 mA, ce qui correspond à un champ de 40 mG au centre de cette bobine. La longueur sur laquelle ce champ s’ap-

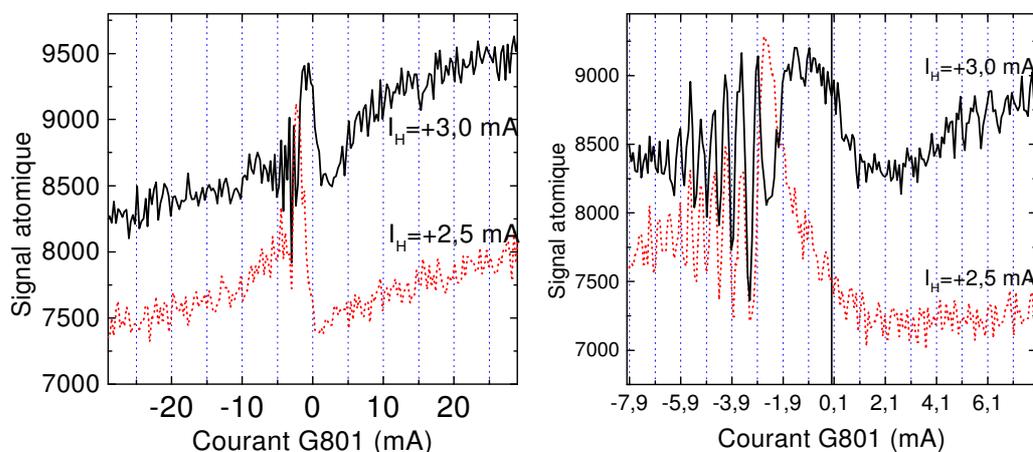


FIG. 7.30 – Signal atomique en fonction du courant dans le guide G801 pour deux valeurs différentes du courant dans les cadres Helmholtz.

Autres courants : B812 : -15 mA, G812 : -12 mA, B801 : +23mA.

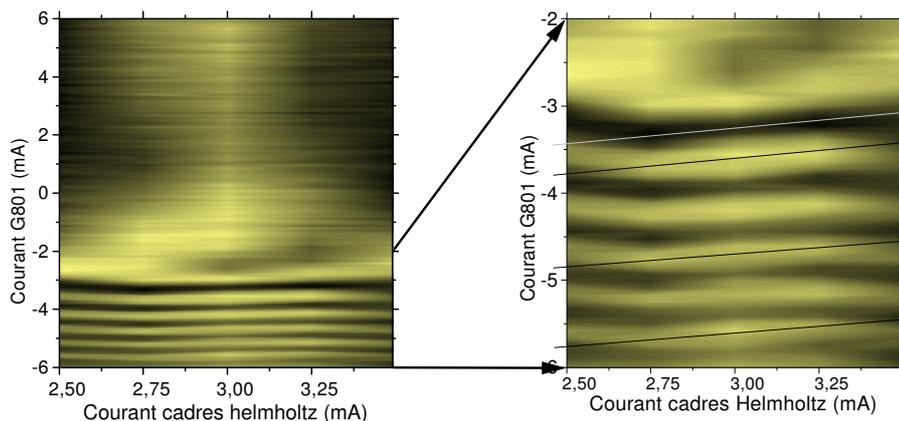


FIG. 7.31 – Carte du signal d'interférence en fonction du courant dans les cadres Helmholtz (environ une période) et du courant dans le guide G801, établie à partir de 5 balayages de G801. Pente des franges : 0,35.

Autres courants : B812 : -15 mA, G812 : -12 mA, B801 : +23mA.

plique étant de l'ordre du centimètre, on obtient un déphasage de :

$$\varphi = 77 \pi \times 0.04 \times 0.01 = 3,2 \pi \quad (7.12)$$

au lieu de 2π , ce qui est un bon ordre de grandeur pour cette approximation grossière (champ constant de 40 mG sur 1 cm et nul ailleurs).

L'existence même d'oscillations prouve que le deuxième mélange a bien lieu, et ce après la bobine G801. La bobine de l'analyseur étant alimentée

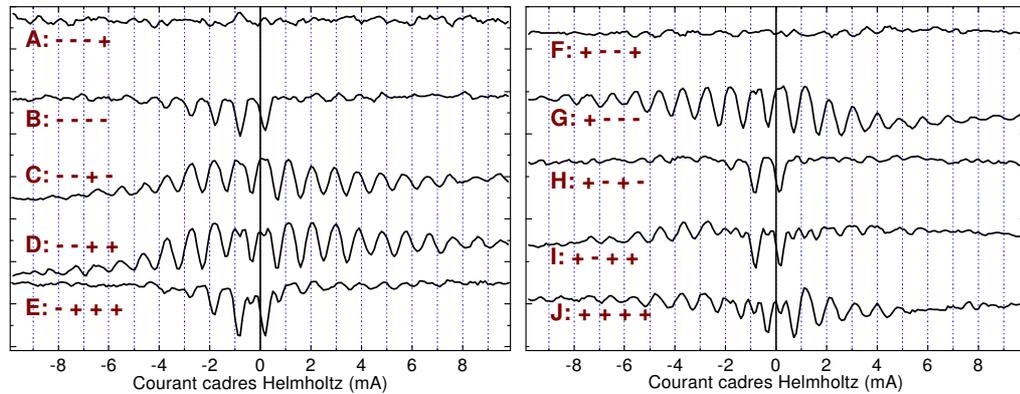


FIG. 7.32 – Influence sur le signal d’interférence du sens des champs des bobinages externes. On indique le signe du courant parcourant (dans l’ordre du passage des atomes) B812, G812, G801 et B801. La valeur absolue des courants est : 15, 12, 12 et 23 mA

positivement, il y a une inversion du sens du champ entre ces deux bobine, ce qui rend encore plus plausible la présence d’une zone de Majorana en cet endroit.

La disparition des oscillations pour des courants négatifs de forte intensité peut venir tout simplement d’un brouillage des franges dû à la distribution de vitesses dans le faisceau, puisqu’on peut compter une bonne dizaine d’oscillations avant leur disparition. Ceci pourrait expliquer l’absence totale de franges d’interférences en balayage Helmholtz quand on met -12 mA dans G801 et $+23$ mA dans B801 – voir figure 7.32, courbes A et F.

D’un autre côté, on voit sur les courbes de la figure 7.30 gauche que même pour des courants très négatifs dans G801, le passage de 2,5 à 3 mA du courant Helmholtz provoque une augmentation du signal atomique (d’environ 10 %). Et puis, à mieux y regarder, on distingue de faibles oscillations sur les courbes A et F de la figure 7.32. . . Ceci pourrait provenir de l’existence de deux zones de mélange en sortie de l’objet de phase, de part et d’autre de G801.

Une fois choisies les intensités à utiliser dans les différents bobinages, nous avons essayé d’inverser le sens de certains de ces courants, et de voir l’influence sur les franges de balayage Helmholtz, ce qui donne les courbes de la figure 7.32. La «bonne» courbe (correspondant aux sens choisis au départ) est la D, mais on constate que les courbes C et G ont un contraste comparable.

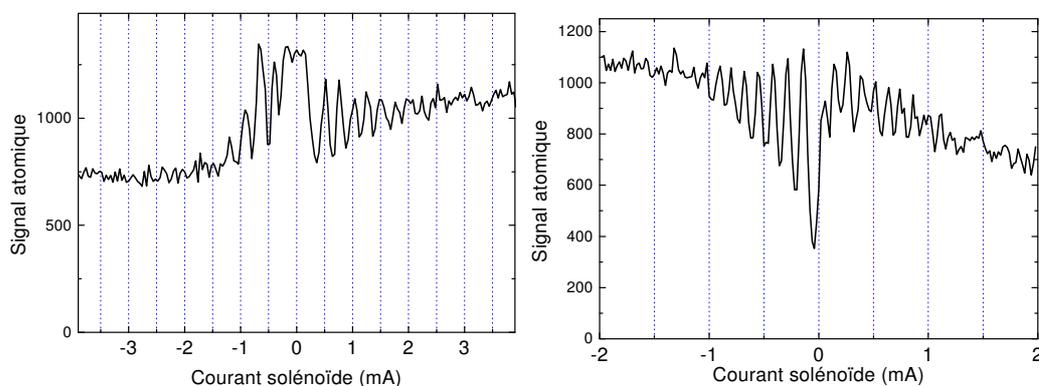


FIG. 7.33 – Signal d’interférences obtenu en balayant le courant dans le solénoïde, pour deux réglages des différents bobinages. À gauche : -6 mA dans B812, G812, G801 et B801. À droite : $+5$ mA dans B812, G812 et G801, $-1,4$ mA dans B801.

7.4.2 Utilisation des bobinages internes

L’objet de phase est constitué, pour cette série d’expériences, d’un triple blindage magnétique de μ métal contenant deux bobines rectangulaires pouvant créer un champ magnétique transverse uniforme, ou un gradient quadrupolaire, selon le branchement choisi depuis l’extérieur. Au centre est placé un solénoïde pouvant créer un champ axial. Voir le paragraphe 5.1.3, page 109 pour plus de détails.

Champ magnétique longitudinal

Le solénoïde permet d’obtenir un champ longitudinal de 40 G/A. La figure 7.33 présente des courbes d’interférences obtenues en balayant ce champ. L’interfrange est de 125 μ A, soit 5 mG.

Le calcul de l’interfrange théorique est fait page 123 (équation 5.32), on trouve qu’il faut $0,12$ mA pour obtenir un déphasage de 2π , ce qui est donc en bon accord avec ces mesures, à un détail près : en polarisant les atomes en $m_J = \pm 2$ et en analysant en $m_J = 0$, on devrait avoir un interfrange de π (voir figure 5.9 page 121), soit 60 μ A.

Deux possibilités :

- soit l’interfrange mesuré correspond à un déphasage de π et les diverses imprécisions de mesure (champ magnétique, longueur du solénoïde, interfrange, vitesse des atomes...) conduisent à une erreur d’un facteur 1,9
- soit l’interfrange mesuré est de 2π (et l’erreur n’est que de 5 %) en raison des défauts de l’analyseur et des zones de mélange (angle $\theta \neq \frac{\pi}{2}$)

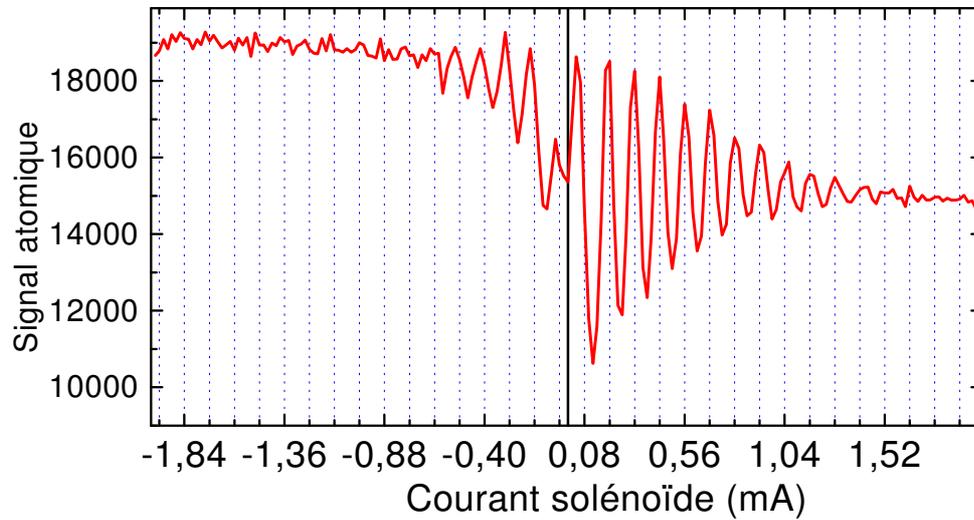


FIG. 7.34 – Signal atomique en balayant le courant I du solénoïde. Pour $I < 0$, les spins sont guidés, il n’y a plus mélange et les interférences disparaissent. Courants : -5 mA dans B812, G812 et G801 ; $-1,4$ mA dans B801.

Le but principal de ce bobinage, rajouté dans un deuxième temps à l’objet de phase, n’était cependant pas d’obtenir des déphasages, mais, comme évoqué précédemment, d’agir avec les bobines guides au niveau des mélangeurs. On peut ainsi théoriquement soit favoriser le mélange en inversant le sens du champ, soit éviter le mélange en empêchant le passage à zéro du champ aux extrémités du blindage magnétique, en mettant le champ de ce solénoïde et des deux guides de polarisation dans le même sens.

La courbe 7.34 a été obtenue en balayant le courant I dans le solénoïde, avec un courant négatif (-5 mA) dans les deux guides de polarisation. Dans la partie droite de la courbe, pour $I > 0$, on obtient une figure d’interférences semblable aux précédentes, avec le même interfrange ; on compte une douzaine de franges, ce qui est cohérent avec notre distribution de vitesses de 8 %.

Pour $I < 0$, le contraste diminue rapidement et au bout d’environ quatre franges, pour $I < -0,6$ mA, les interférences disparaissent complètement. Ce phénomène peut s’expliquer par la disparition des zones de mélange (en tout cas d’au moins l’une des deux) quand le champ du solénoïde, orienté dans le même sens que celui des bobines de guidages, devient assez important pour assurer le guidage des spins entre l’extérieur et l’intérieur de l’objet de phase.

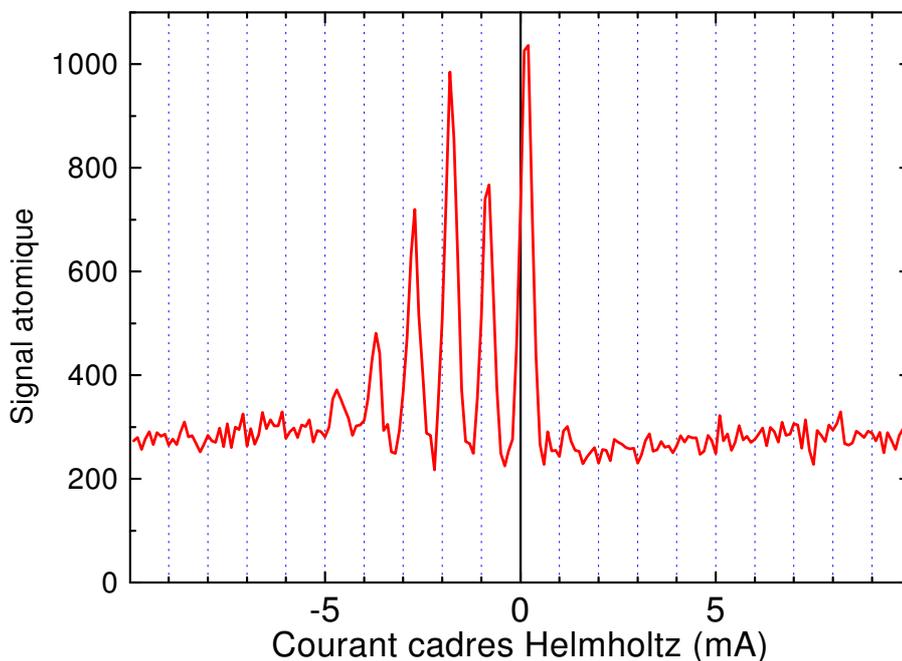


FIG. 7.35 – Franges d’interférences tronquées à droite par une mauvaise configuration perturbant l’un des mélangeurs. Courants : -5 mA dans B812, G812 et G801 ; $-1,4$ mA dans B801.

Champ magnétique transverse uniforme

On crée un champ magnétique uniforme transverse dans l’objet de phase grâce aux cadres branchés en configuration de Helmholtz. De nombreuses courbes déjà présentées auparavant (par exemple lors de l’optimisation du contraste grâce aux bobinages externes) utilisaient en abscisse un balayage de ce champ. On se contentera dans cette section de présenter quelques balayages «exotiques».

Cette configuration de champ est a priori plus saine que l’utilisation du solénoïde car les mélangeurs sont moins perturbés par les cadres que par le solénoïde. Cependant, ce n’est pas toujours le cas, par exemple sur la figure 7.35 : l’absence totale de franges du côté positif du balayage indique vraisemblablement la suppression d’une des zones de Majorana quand le champ transverse est dirigé dans ce sens.

Les interfranges mesurés sur les différentes courbes vont de $0,95$ à $1,02$ mA, ce qui est en bon accord avec la valeur théorique de $0,9$ mA calculée page 123 (équation 5.34). Comme dans le cas du solénoïde, cette valeur théorique correspond à un déphasage de 2π , et les mêmes questions se posent.

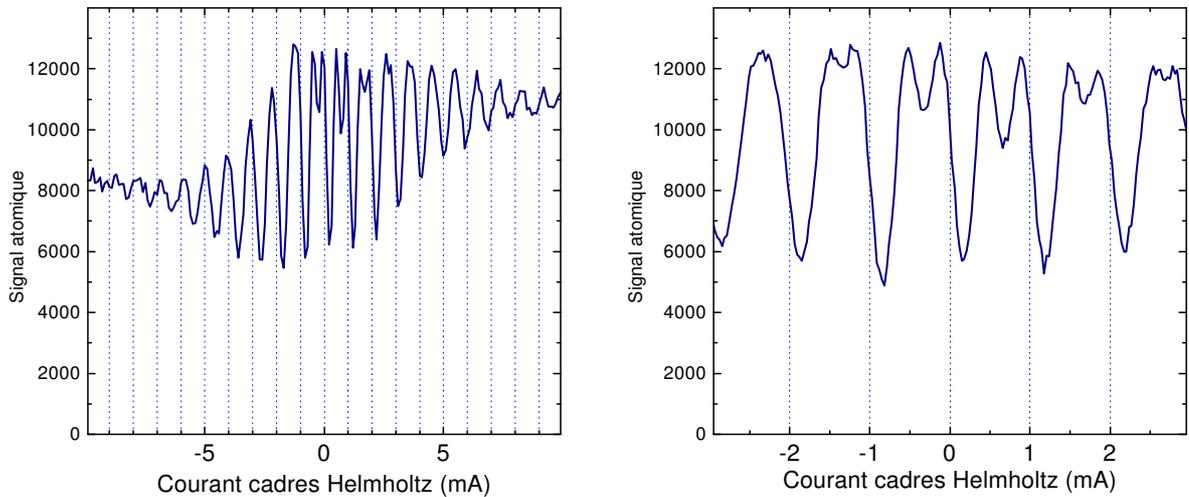


FIG. 7.36 – Figure d’interférences obtenue en balayage Helmholtz présentant de petits pics secondaires dans la zone centrale. Courants : B812 : +15 mA, G812 et G801 : –12 mA, B801 : –23 mA.

Le fait que l’on retrouve à nouveau un interfrange expérimental sensiblement égal au courant théorique donnant un déphasage de 2π (au lieu de π) grâce à des mesures (de champs, longueurs, courants...) différentes du cas précédent va à l’encontre de l’erreur de mesure importante.

Un autre argument va dans le sens d’un analyseur et de mélangeurs imparfaits : les courbes que l’on obtient ont rarement l’aspect de la courbe théorique ($\frac{3}{8} \cos^4 \varphi$ – voir page 122). Les courbes expérimentales sont souvent «en creux» (les pics étroits descendent du niveau moyen haut), ou présentent des pics secondaires, comme par exemple sur la figure 7.36.

L’existence de courbes présentant des pics secondaires ne tranche cependant pas la question, puisqu’on peut remarquer sur notre catalogue de courbes page 121 la présence d’extrema secondaires sur de courbes de période π (polariseur et analyseurs en $|2, 0\rangle$), et sur des courbes de période 2π (polariseur en +2, analyseur en ± 1).

On pourra noter que ces pics secondaires correspondant à un spin 2 ne pouvaient pas être observées sur l’interféromètre à hydrogène métastable (spin 1).

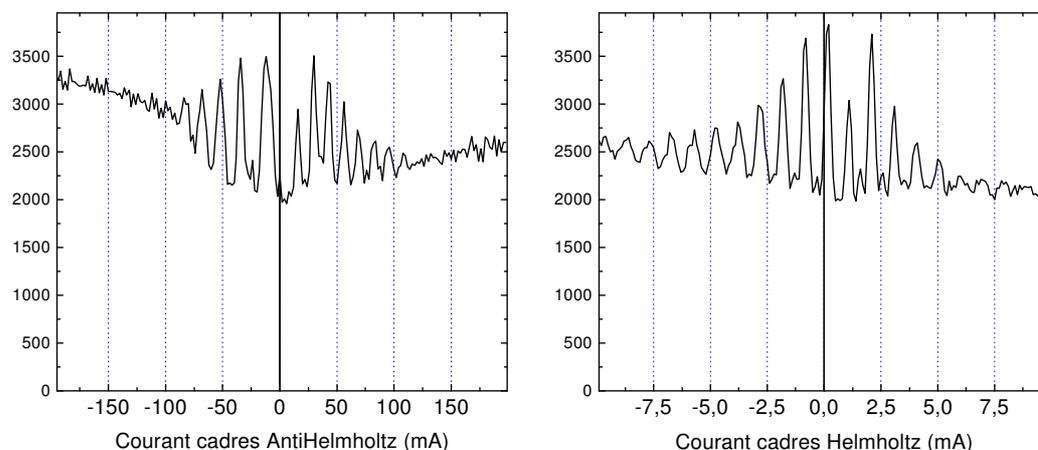


FIG. 7.37 – Courbes d’interférences obtenues pour une même position du détecteur et de l’objet de phase, en balayant le courant dans les cadres Helmholtz à droite, anti-Helmholtz à gauche. Courants : B812, G812 et G801 : -5 mA, B801 : $-1,4$ mA.

Gradient magnétique transverse

En inversant le sens de branchement de l’un des cadres, on passe d’un champ uniforme à un gradient quadrupolaire transverse. La figure 7.37 présente les courbes d’interférences obtenues en balayant le courant dans les cadres branchés en Helmholtz à droite, et anti-Helmholtz à gauche, toutes les autres paramètres étant identiques.

L’interfrange en anti-Helmholtz est de 13 mA (loin du centre irrégulier), contre $1,0$ mA en Helmholtz, les échelles de abscisses sont choisies en conséquence.

Ces courbes sont difficiles à interpréter en tant que figure d’anneaux qui se resserrent, principalement pour deux raisons :

- à cause de la fenêtre d’entrée de notre détecteur, constituée d’une fente de $12 \mu\text{m}$ de large par 2 mm de haut
- parce qu’on ne sait pas vraiment où se situe le centre de ces anneaux

Pour calculer la distance entre anneaux pour un courant I_A , on peut utiliser la formule 5.41, page 126 qui donne le diamètre du spot central en fonction du courant anti-Helmholtz. Ce diamètre étant pris comme la moitié de l’interfrange i entre anneaux, celui-ci vaut :

$$i = 2 \times d = 2 \times \frac{8,4 \times 10^{-6}}{I_A} = \frac{1,7 \times 10^{-5}}{I_A} \quad (7.13)$$

Le champ réel dans notre objet de phase étant plus élevé que le champ

théorique ayant servi à obtenir cette formule, ce diamètre doit être diminué d'un facteur 1,6 :

$$i(I_A) = \frac{1,0 \times 10^{-5}}{I_A} \quad (7.14)$$

Pour un courant de 13 mA, le premier anneau brillant devrait faire 0,8 mm de rayon, soit 1,6 mm de diamètre.

Cette figure d'interférences pourrait donc correspondre au signal enregistré sur un détecteur large de 1,6 mm de diamètre (chaque fois qu'un anneau «rentre» dans le détecteur on obtient un maximum du signal).

Un détecteur diaphragmé par une fente de 1,6 mm de haut, centrée sur l'axe des anneaux donnerait le même signal, et après tout, la hauteur de notre fente n'est pas très différente.

Problème : nous n'utilisons pas un faisceau parallèle, et les distances entre la source, l'objet de phase et le détecteur donnent un grandissement géométrique de 3, et la hauteur de 2 mm de notre fente correspond à une zone de l'objet de phase de 0,7mm de haut.

Si on considère l'interfrange dans la région centrale de la courbe, soit environ 22 mA, le diamètre correspondant du premier anneau est de 0,9 mm, ce qui est plus proche de ces 0,7mm.

Une autre interprétation de cette courbe est possible : ces irrégularités au centre de cette courbe d'interférences nous ont rappelé des courbes obtenues il y a quelques années en utilisant un champ conique et faisant intervenir la notion de phase géométrique.

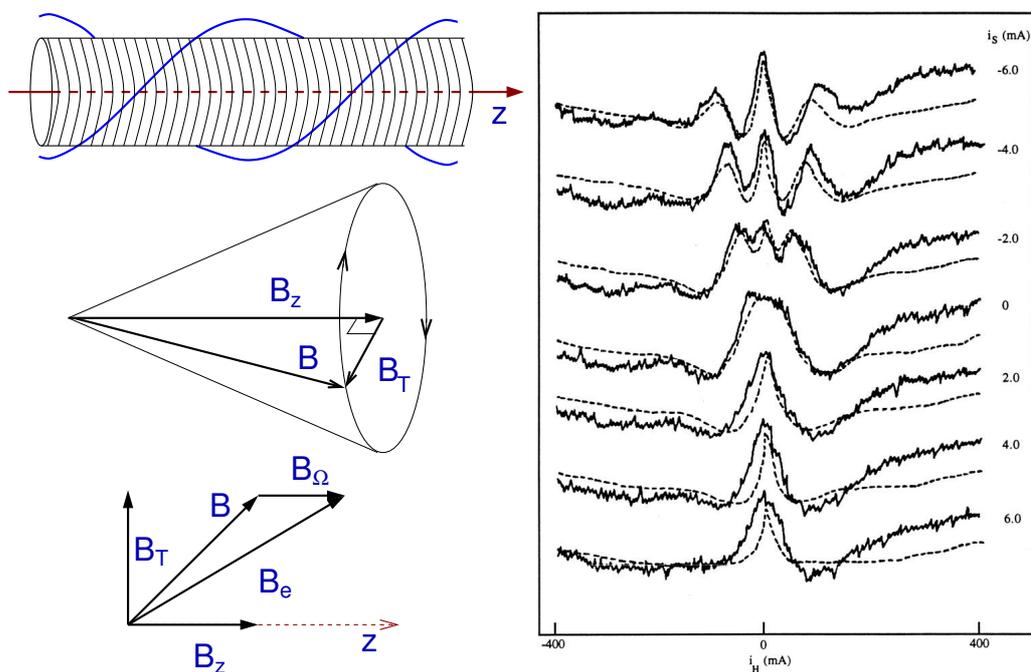


FIG. 7.38 – Démonstration de l'effet de phases géométriques sur l'interféromètre à hydrogène. À gauche, l'objet de phase utilisé et les champs qu'il crée ; à droite les signaux obtenus (avec du deutérium D^*) en balayant le courant de l'hélice pour divers courants dans le solénoïde. Distribution de vitesses $\Delta v/v \simeq 100\%$.

7.4.3 Phases géométrique

Les effets de phase géométrique apparaissent quand des spins évoluent dans un champ magnétique dont la direction décrit un angle solide non nul. Pour en faire la démonstration, un objet de phase spécial a été utilisé en 1992 sur l'interféromètre à hydrogène [4, 5, 60]. Celui-ci est constitué d'un cadre de longueur L torsadé en une double hélice autour de l'axe atomique, et d'un solénoïde. L'hélice crée un champ transverse \vec{B}_T dont la direction tourne de un tour sur la longueur de l'objet de phase. Utilisée conjointement au solénoïde qui crée un champ axial \vec{B}_z , on obtient un champ conique dont l'axe est colinéaire au faisceau, voir figure 7.38 gauche.

En présence d'un champ tournant, Schwinger a montré [58] qu'on doit remplacer (dans l'expression de l'énergie Zeeman en particulier) le champ réel \vec{B} par un champ effectif \vec{B}_e :

$$\vec{B}_e = \vec{B} + \vec{B}_\Omega \quad (7.15)$$

$$\text{avec } \vec{B}_\Omega = \frac{\hbar^2 \Omega k}{M g \mu_B} \hat{z} = \frac{h v}{2\pi g \mu_B} \Omega \hat{z} \quad (7.16)$$

avec Ω la fréquence spatiale de rotation du champ, ici $\Omega = 2\pi/L$; $v \times \Omega$ est la vitesse angulaire de rotation du champ vue par les atomes, orientée par rapport à la vitesse des atomes. On a représenté sur la figure 7.38 (en bas à gauche) la composition de ces différents champs magnétiques.

En présence de ce champ conique, le déphasage φ est donné par [59] :

$$\varphi = 2\pi \left(\frac{B_e}{B_\Omega} - 1 \right) = 2\pi p \quad (7.17)$$

On montre facilement que l'ordre d'interférence p peut s'écrire :

$$p = \sqrt{\alpha^2 + (\beta + 1)^2} - 1 \quad (7.18)$$

avec $\alpha = B_H/B_\Omega$ et $\beta = B_z/B_\Omega$ qui sont les deux paramètres contrôlables expérimentalement.

On voit sur cette formule que les mêmes valeurs de p peuvent être obtenues pour deux valeurs de α , par exemple $p = 0$ (pour $-2 < \beta < 0$). On peut ainsi observer sur le même balayage deux fois la frange centrale.

Voyons ce que cela donne dans la pratique.

Sur la droite de la figure 7.38, on présente des courbes obtenues en balayant le courant de l'hélice pour diverses valeurs du courant du solénoïde, ce qui revient à tracer le signal atomique en fonction de α pour diverses valeurs de β . Le pic à $i_H = 0$, présent sur toutes les courbes est un artefact dû à un mauvais fonctionnement des mélangeurs quand le champ transverse est faible.

Avec la distribution de vitesse large utilisée ici, on ne voit normalement que la frange centrale brillante, et une frange sombre de chaque côté.

Ici, on remarque sur les trois courbes du haut ($\beta < 0$) la présence de deux pics symétriques, correspondant aux deux valeurs de α donnant $p = 0$. Plus on descend (β augmente) plus ces pics se rapprochent du centre et finissent par se fondre dans l'artefact central. Il en est de même pour la première frange sombre qui a totalement disparue sur la courbe du bas. Ceci est normal : p est toujours supérieur à β , quel que soit α , donc pour $\beta > 0,5$, il est impossible de voir cette première frange sombre qui correspond à $p = \frac{1}{2}$.

On remarque aussi que même avec un courant nul dans le solénoïde (courbe du milieu) la courbe n'est pas «normale» : la frange centrale est anormalement large. Cela est dû au fait que φ ne dépend pas linéairement de α , mais selon la loi $\varphi \simeq \frac{\alpha^2}{2}$ au voisinage de zéro.

C'est ce genre de comportement que nous a rappelé la figure 7.37 gauche, sur laquelle l'interfrange est régulier sur les bords, mais plus large au centre.

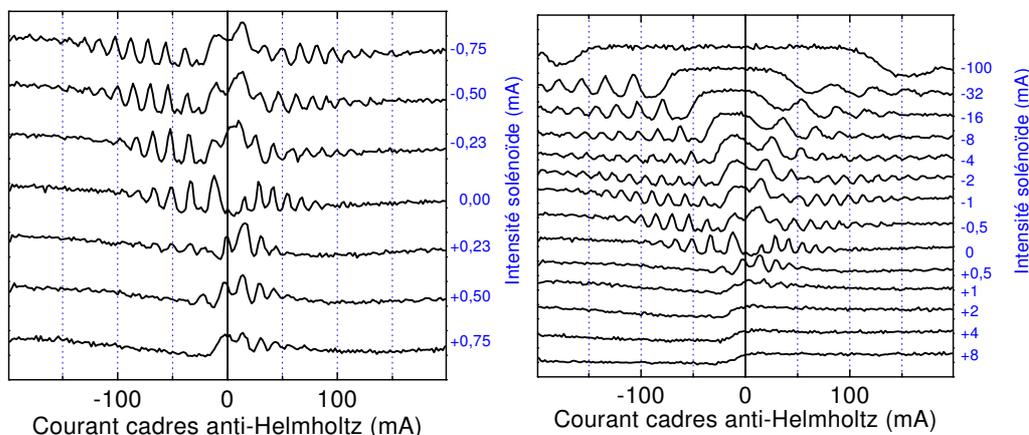


FIG. 7.39 – Signal d’interférences obtenu en balayant le gradient magnétique transverse pour diverses valeurs du champ longitudinal créé par le solénoïde. Cette apparition/disparition des franges par le milieu de la figure est caractéristique des phases géométriques. Courants : B812, G812 et G801 : -5 mA, B801 : $-1,4$ mA.

C’est pourquoi nous avons essayé de voir ce qui se passait en rajoutant un champ axial constant.

Les courbes de la figure 7.39 obtenues en balayant le champ quadrupolaire pour différentes valeurs du champ axial présentent les caractéristiques typiques du phénomène de déphasage géométrique : les deux moitiés de la courbe d’interférences semblent rentrer ou sortir du centre de la figure selon le sens du champ axial appliqué. La démonstration de cet effet est encore plus frappante qu’avec l’hydrogène en raison de la distribution de vitesses plus étroite qui donne plus de franges. Ces courbes ont l’avantage sur celles de la figure 7.38 de ne pas présenter d’artefact au centre, donnant ainsi une vision plus nette de ce qui s’y passe.

Comment expliquer cela alors que le champ que nous appliquons sont invariants par translation selon z et qu’ils ne tournent donc pas ?

L’explication vient probablement de ce que les atomes n’ont pas des trajectoires parfaitement parallèles à l’axe. Si on considère des trajectoires présentant un léger angle par rapport à l’axe du gradient et ne croisant pas cet axe, alors la direction du champ transverse vu par les atomes varie au long de ce chemin – voir figure 7.40.

On voit sur ce schéma que, selon les points d’entrée et de sortie, la direction du champ vu par les atomes peut faire jusqu’à un demi-tour lors de la traversée de l’objet de phase et que cette situation est tout à fait semblable au cas de l’hélice utilisée avec l’hydrogène.

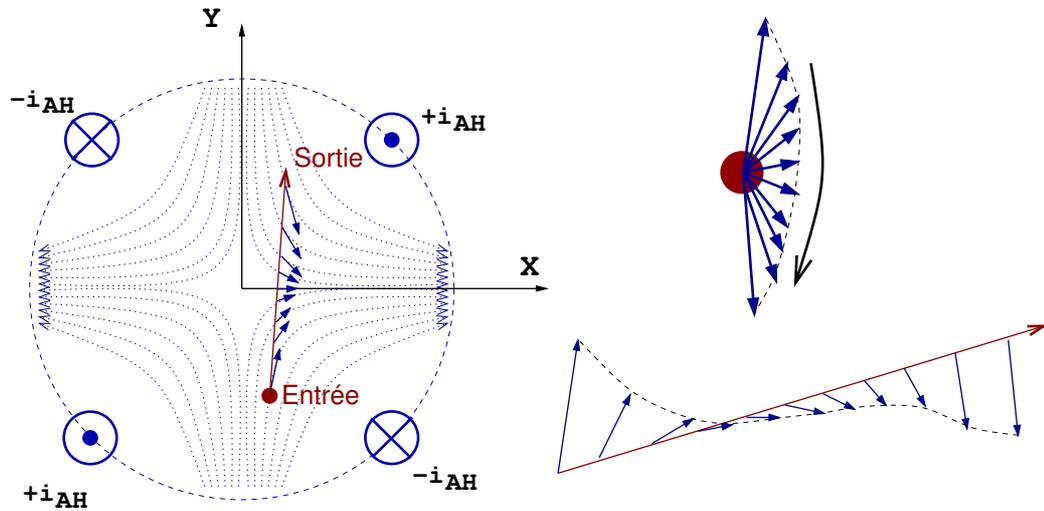


FIG. 7.40 – Champ vu par un atome ayant une trajectoire non parallèle à l'axe dans un gradient quadrupolaire.

Les meilleures conditions expérimentales avec l'argon ont permis d'explorer des valeurs du champ axial (et donc de β) plus importantes aussi bien dans un sens que dans l'autre.

Du côté positif⁵ (courbes du bas) on distingue nettement le passage brutal d'un fond continu bas à un fond continu haut. Ceci arrive quand l'ordre d'interférence p commence dans la partie gauche par diminuer, par exemple de 30 à 20, puis réaugmente de 20 à 30 dans la partie droite. Comme p n'atteint jamais de faibles valeurs (inférieures à 10), on reste toujours «au-delà» des franges. Au passage à zéro, le sens du gradient s'inverse ce qui doit changer un peu les coefficients de mélange et modifier la hauteur du fond continu.

Quand β diminue puis passe négatif (courbes du haut), on voit de plus en plus de franges au fur et à mesure que la valeur minimale de p se rapproche de zéro, puis atteint -1 (approximativement vers un courant de solénoïde de -1 mA). Quand β diminue encore, le pic central correspondant théoriquement⁶ à $p = -1$ s'étale : son sommet devient de plus en plus large, jusqu'à former un vaste plateau horizontal. Il semble donc, expérimentalement, que pour des valeurs de β négatives inférieures à -1 on ait $p \simeq -1$ pour une plage de plus en plus large de valeurs de α , puis p se remet à augmenter

⁵ β et le courant dans le solénoïde sont de même signe, c'est un hasard et surtout une constatation expérimentale. Leurs sens relatifs dépendent du sens de rotation du champ et donc de l'inclinaison des trajectoires atomiques.

⁶c'est ici un inconvénient d'avoir une faible distribution de vitesses : difficile de repérer à coup sûr le pic central de la figure.

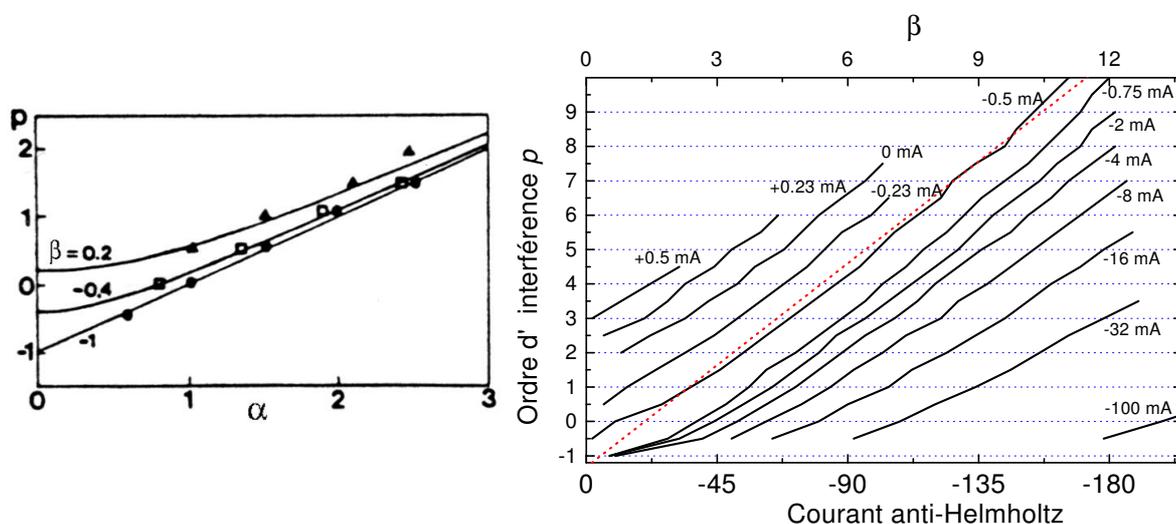


FIG. 7.41 – Ordre d'interférence p en fonction du champ transverse pour diverses valeurs du champ longitudinal. À gauche pour l'hydrogène on a placé les points expérimentaux sur les courbes théoriques. À droite, les courbes expérimentales pour l'argon. Ces courbes sont réalisées en relevant la position des extrema des courbes de la figure 7.39 (la position verticale des courbes pour des intensités positives du courant dans le solénoïde est incertaine).

régulièrement, et on obtient la douzaine de franges habituelle.

Sur la figure 7.41, on a tracé la valeur expérimentale de p en fonction de α pour diverses valeurs de β . Pour l'hydrogène, l'accord avec la théorie est bon. Pour l'argon, le comportement de $p(\alpha, \beta)$ ne correspond pas à la formule 7.18. Il conviendrait donc de se reporter à sa source et de vérifier ses conditions de validité.

Si on essaye tout de même d'utiliser cette formule, et qu'on prend $\beta = -1$ pour $I_{sol} = -0,5$ mA (la courbe la plus rectiligne et qui aboutit au centre à $p = -1$), on obtient :

$$\beta = 2 \times I_{sol} \text{ (mA)} \quad (7.19)$$

$$\alpha = 0,066 \times I_{AH} \text{ (mA)} \quad (7.20)$$

on en déduit que B_{Ω} est égal au champ du solénoïde pour un courant de $-0,5$ mA, soit un champ de 20 mG. En reportant cette valeur dans la formule 7.16, on trouve une rotation du champ de :

$$\Theta = \frac{2\pi B_{\Omega} g \mu_B L}{h v} = 7,7 \times \pi \quad (7.21)$$

ce qui fait beaucoup trop (on doit trouver $\Theta \leq \pi$). Avec cette formule pour β ,

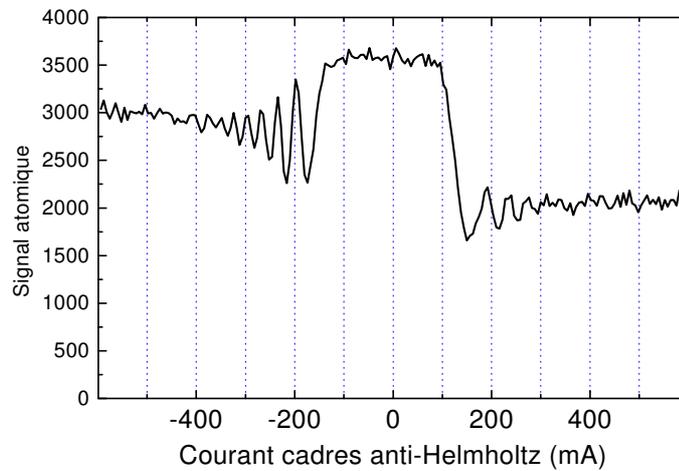


FIG. 7.42 – Balayage plus large qu'à la figure 7.39 du courant anti-Helmholtz pour montrer qu'il y a encore des oscillations avec -100 mA dans le solénoïde (4 G), si on va les chercher assez loin. Courants : B812, G812 et G801 : -5 mA, B801 : $-1,4$ mA.

la courbe pour $I_{sol} = +0,5$ mA devrait descendre jusqu'à $p = +1$, ce qui est largement hors de l'incertitude verticale de positionnement de cette courbe.

La modélisation de cette expérience, visiblement plus complexe que le cas de l'hélice utilisée avec l'hydrogène, doit donc être revue de plus près. En particulier le fait qu'on n'effectue pas ici un tour complet peut introduire un terme lié au changement d'axe de quantification entre entrée et sortie, et conduire à des phases géométriques non-diagonales [61].

La courbe de la figure 7.42 a été réalisée dans les mêmes conditions que la courbe du haut de la figure 7.39, on a juste élargi la plage de balayage du courant anti-Helmholtz pour voir si on trouvait toujours les franges. Réponse : oui, elles sont toujours là. Ceci est tout à fait remarquable quand on pense qu'on applique un courant de 100 mA dans le solénoïde, produisant un champ axial de 4 G, ce qui correspondrait normalement à un déphasage d'environ $800 \times 2\pi$, soit plus de soixante fois de quoi brouiller la figure d'interférences. . .

Les courbes des figures 7.43 et 7.44 ont été obtenues dans les mêmes conditions expérimentales que les courbes de la figure 7.39, mais «perpendiculairement» : en balayant le champ longitudinal (donc β) pour diverses valeurs du gradient transverse (donc de α).

Ces courbes ont une particularité par rapport à toutes les autres courbes d'interférences obtenues : l'ordre d'interférence diminue quand on augmente le champ du solénoïde (dans la partie gauche de ces courbes).

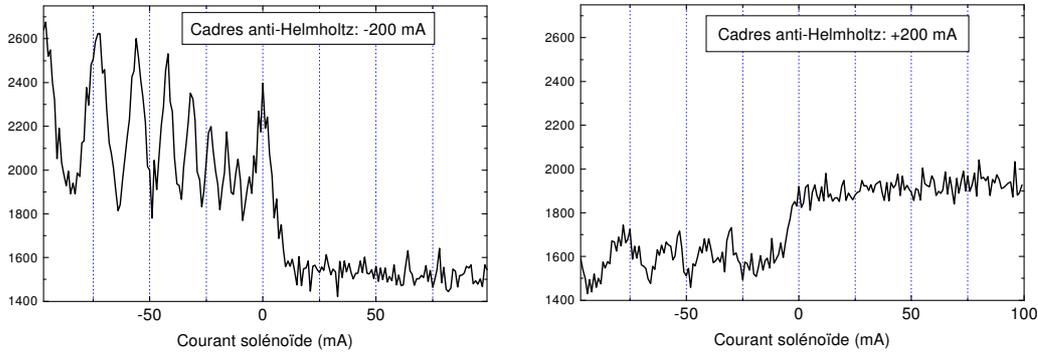


FIG. 7.43 – Balayage du courant dans le solénoïde pour deux valeurs opposées du courant anti-Helmholtz. Courbes «perpendiculaires» aux courbes de la figure 7.39. Courants : B812, G812 et G801 : -5 mA, B801 : $-1,4$ mA.

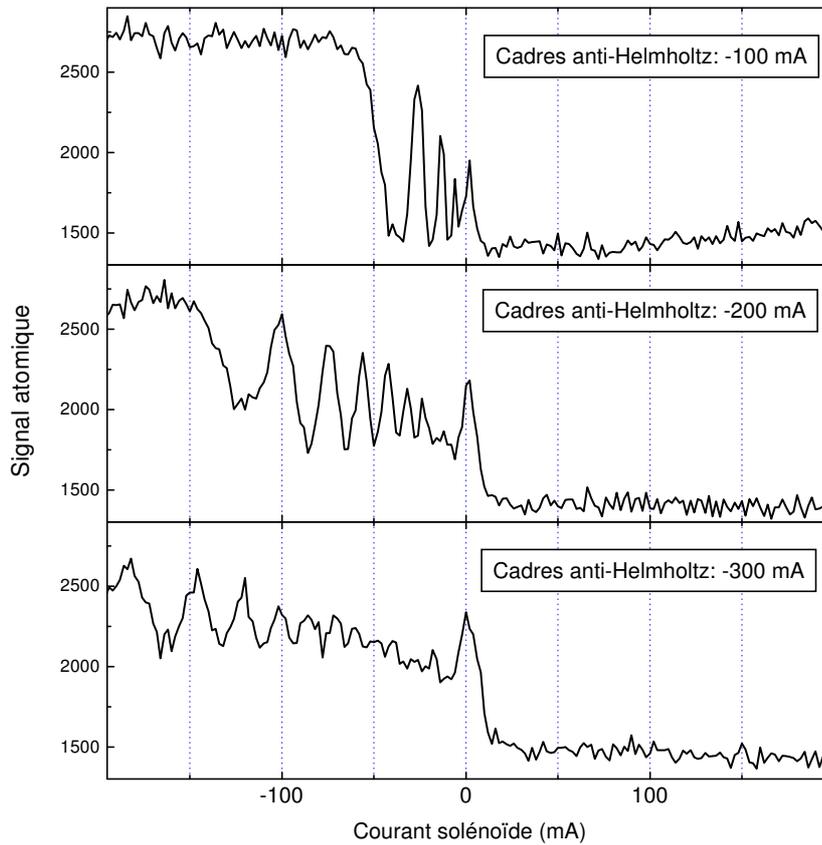


FIG. 7.44 – Balayage du courant dans le solénoïde pour 3 valeurs différentes du gradient transverse. Courbes «perpendiculaires» aux courbes de la figure 7.39. Courants : B812, G812 et G801 : -5 mA, B801 : $-1,4$ mA.

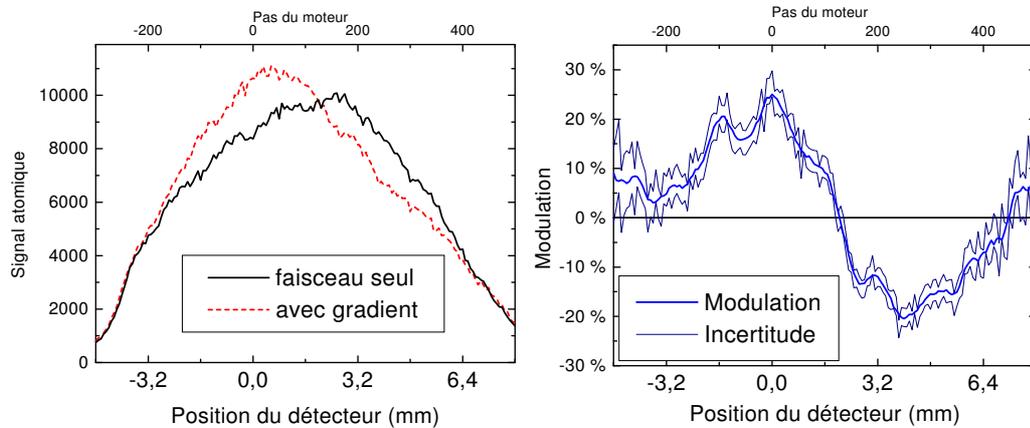


FIG. 7.45 – À gauche : profil du faisceau atomique avec et sans gradient magnétique transverse (courant anti-Helmholtz de -200 mA dans l'objet de phase). À droite, on a représenté la modulation du faisceau déduite de ces courbes, entourée par «l'incertitude» des mesures, prise égale à $\pm\sqrt{N}$ pour une mesure de N atomes. Courants : B812 : -15 mA, G812 et G801 : $+12$ mA, B801 : $+23$ mA. Position de l'objet de phase : $Y=-0,25$ mm, $Z=0$.

7.5 Modulation transverse du faisceau

Le but de cet objet de phase pouvant produire un gradient transverse radial uniforme de $|\vec{B}|$ était de reproduire la modulation transverse du faisceau obtenue sur l'interféromètre à hydrogène (voir paragraphe 7.1.2).

Pour observer une modulation spatiale, ne disposant pas encore d'un détecteur réellement sensible à la position, nous avons utilisé la fente mobile de notre détecteur. Les courbes présentées dans cette section ont toutes en abscisse la position horizontale du diaphragme devant notre détecteur. Le diaphragme utilisé est un trou carré de $100\ \mu\text{m}$ de côté.

Si ces premiers tests menés fin juin 2000, juste avant l'arrêt estival de expérience (et le début de la rédaction de cette thèse!) n'ont pas encore pu reproduire les résultats obtenus avec l'hydrogène, une modulation du faisceau a déjà été constatée.

La figure 7.45 présente une modulation typique de ce que nous avons vu jusqu'à présent. La courbe de gauche montre le profil du faisceau atomique avec et sans la présence d'un gradient magnétique dans l'objet de phase. La courbe de droite représente la modulation, définie comme la différence entre les deux courbes, divisée par courbe initiale (sans gradient). On a aussi tracé une enveloppe encadrant les fluctuations statistiques de nos mesures, pour savoir quels détails de cette courbe prendre en compte.

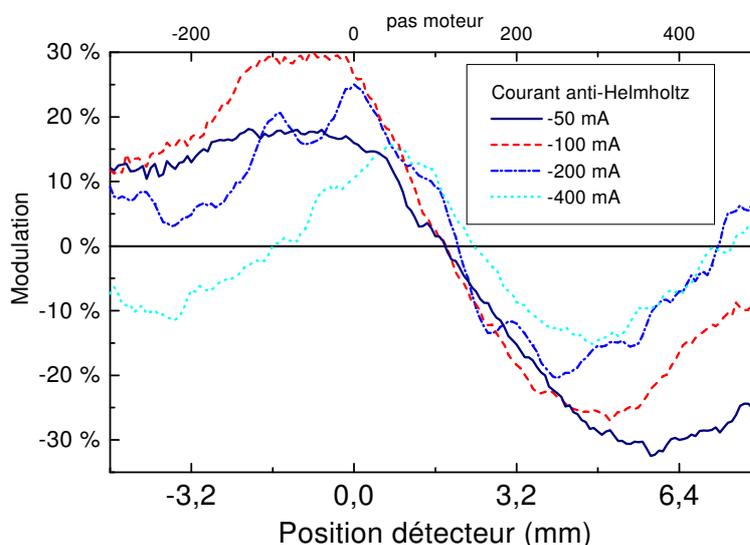


FIG. 7.46 – Modulation du profil atomique par gradient magnétique transverse pour diverses intensités de ce gradient. Courants : B812 : -15 mA, G812 et G801 : $+12$ mA, B801 : $+23$ mA.

Avec un courant anti-Helmholtz de -200 mA, l'interfrange entre anneaux au niveau de l'objet de phase devrait être de $50 \mu\text{m}$, ce qui donne environ $0,15$ mm au niveau du détecteur. La période des petites oscillations de la modulation étant de l'ordre de $1,5$ mm, ils ne correspondent donc sans doute pas à des anneaux.

La grande oscillation fait environ 10 mm, ce qui correspond à peu près à la largeur du faisceau, donc méfiance...

Quand on trace cette modulation pour diverses intensités du gradient, la période de cette grande oscillation semble se rétrécir quand on augmente le gradient, mais dans des proportions moindres que cette augmentation : entre chacune de ces courbes de la figure 7.46 on double le gradient, or la période ne diminue pas d'un facteur 2.

On remarquera aussi que les petites oscillations ne sont présentes que pour un courant de -200 mA, ce qui peut faire douter de l'homogénéité de ces courbes (ne devrait-il pas y en avoir partout ou nulle part ?)

La forte modulation dès -50 mA pose la question du démarrage de cette modulation : à 0 mA la courbe est par définition plate, que se passe-t-il pour les faibles intensités de quelques milliampères ? Cette « modulation » n'est elle pas seulement une modulation spatiale des coefficients de mélange dans les zones de Majorana ?

Les courbes de la figure 7.47 peuvent nous apporter un élément de réponse.

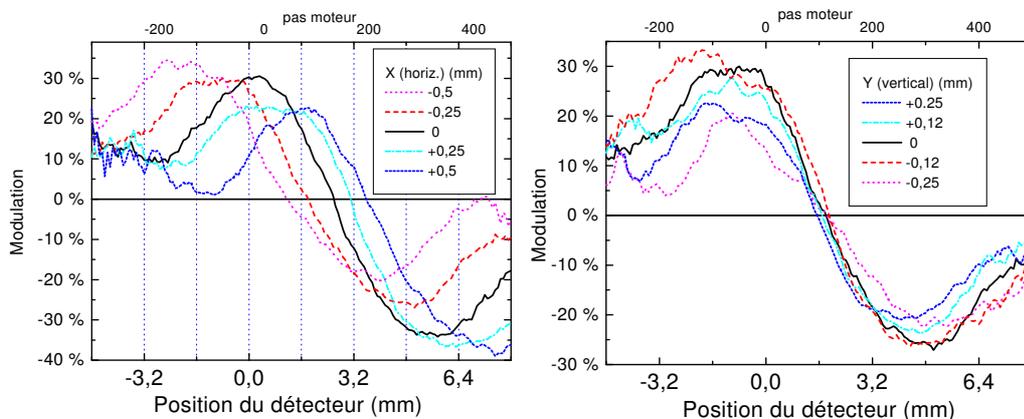


FIG. 7.47 – Modulation du profil atomique par gradient magnétique transverse pour diverses position de l’objet de phase. Courants : B812 : -15 mA, G812 et G801 : $+12$ mA, B801 : $+23$ mA, cadres anti-Helmholtz : -100 mA.

Ces courbes ont été obtenues pour diverses position de l’objet de phase⁷ par rapport au faisceau atomique, dans le but d’améliorer l’alignement de l’un sur l’autre, et obtenir une meilleure modulation.

Sur les courbes de droite (déplacement vertical), nous avons constaté que la position initiale (0 mm) était plutôt bonne, et nous l’avons conservée.

Sur les courbes de gauche (déplacement horizontal), nous avons retenu la position donnant la modulation la plus symétrique, à savoir $-0,25$ mm. On constate sur cette série de courbes un déplacement latéral des courbes ce qui est assez normal, et ne nous a pas intéressé spécialement au moment de ces mesures. Il y a pourtant moyen d’en tirer une information intéressante : si on mesure ce déplacement au niveau du détecteur, et qu’on le compare au déplacement mécanique de l’objet de phase, le grandissement géométrique entre ces deux longueurs nous indiquera à quel distance de la source s’effectue la modulation.

En repérant le centre de symétrie de ces courbes (en fait juste le milieu du segment joignant le maximum au minimum) on obtient cinq points assez bien alignés. En comparant l’écart horizontal entre ces points au déplacement réel de l’objet de phase, on trouve un grandissement G compris entre 3,5 et 3,6. Appelons z_M l’abscisse du point où a lieu la modulation, z_S la position de la source et z_D celle du détecteur, alors :

$$G = \frac{z_D - z_S}{z_M - z_S} \quad (7.22)$$

⁷on déplace en fait tout le plateau portant l’objet de phase, tous les bobinages externes et les arrivées des lasers.

$$\text{donc } z_M = \frac{z_D - z_S}{G} + z_S \quad (7.23)$$

En se reportant aux cotes du plan de l'expérience page 200, on trouve z_M compris entre 103 et 111 mm, soit juste au niveau de G812, à l'entrée de l'objet de phase.

Ceci nous indique donc que ces modulations du faisceau sont très probablement dues à des variations spatiales des coefficients de mélange dans la première zone de Majorana.

Il reste donc encore du travail de mise au point sur cet interféromètre, en particulier obtenir des mélangeurs efficaces et uniformes quels que soient les champs voisins.

Conclusion

Au cours de ce travail nous avons réussi la transposition, aux atomes d'argon métastables, des principes de base de l'interférométrie Stern Gerlach, réalisée précédemment avec des atomes métastables d'hydrogène.

Les premiers résultats obtenus sont encourageants. On obtient des interférogrammes de bonne qualité dans des temps très raisonnables, de l'ordre de quelques minutes, et les phénomènes observés montrent que l'interféromètre que nous avons obtenu est bien plus sensible que les précédents (hydrogène métastable et potassium).

Ceci ouvre de nombreuses perspectives plutôt inattendues puisque la transposition sur le potassium n'avait pas mis en évidence de nouveaux résultats. Cela provient du système lui même : un jet bien collimaté d'atomes métastables de spin 2, préparé et analysé par lasers.

Il est clair que le contrôle complet de l'interféromètre repose sur celui des zones de polarisation, d'analyse et de Majorana (puisque'il est fermé en spin), mais aussi sur le contrôle de la cohérence spatiale transverse et longitudinale du jet atomique. C'est sur ce dernier point qu'interviennent très naturellement les méthodes de manipulation d'atomes par lasers qui sont désormais d'usage courant. Leur association avec l'interférométrie Stern Gerlach doit permettre de réaliser un enchevêtrement de variables cohérentes (spin et mouvement du centre de masse, voire état électronique et/ou de structure fine dans le cas où l'on préparerait un état de cohérence Raman).

Des résultats intelligibles ne pourront être obtenus que lorsque l'histoire de tous les atomes sera la même dans les zones de préparation et d'analyse des polarisations magnétiques. Pour arriver à cette optimisation, il faudra simuler convenablement les effets de pompage optique intervenant au niveau des lasers et le suivi de la cohérence Zeeman ainsi créée, dans un calcul où interviendront les cohérences optiques et magnétiques, ainsi que les profils des faisceaux lasers et atomiques et du champ magnétique.

La modulation transverse du faisceau que nous avons observée correspond à l'action de la première zone de mélange. Celle provenant du cœur de l'interféromètre n'a pas encore été vue par le balayage du détecteur, même si

les résultats à détecteur fixe sont similaires à ceux obtenus pour l'hydrogène. Elle est certainement masquée par les inhomogénéités des zones extérieures à l'objet de phase. Le montage du détecteur 2D permettra une étude plus convenable de cette modulation, et un meilleur contrôle de l'alignement de l'ensemble du dispositif.

L'apparition très inattendue de phases géométriques éclaire sous un jour nouveau les problèmes d'alignement. Dans une première approche on craignait plutôt l'apparition de transitions dans l'interféromètre qui auraient diminué le contraste de l'interférence. Dans les études précédentes on s'était arrangé pour avoir des configurations de champ magnétique vrillées sur un ou deux tours. Ici on n'aura au mieux qu'un demi tour, les trajets dans l'espace des paramètres ne bouclent donc pas un cycle complet et leur analyse est bien plus complexe car hormis le problème de la valeur du spin, elle fait intervenir des termes géométriques non diagonaux. Il faudra analyser plus complètement la théorie et l'adapter à ce cas. Expérimentalement ces résultats suggèrent de reprendre avec l'argon tant les configurations magnétiques cycliques employées avec l'hydrogène que celles correspondant aux travaux plus récents sur les neutrons [62].

En fait il sera très instructif de tirer profit de la grande sensibilité de ce montage qui permet de reprendre de manière plus fine les expériences testées avec l'hydrogène et d'étendre leurs performances. On pourra reprendre les expériences avec des champs comobiles soit pour des champs homogènes soit pour des champs à gradients, les tentatives sur l'effet Stern Gerlach à quatre zones de gradient transverse, le tout avec des champs continus ou pulsés. Les grandes performances déjà mises en évidence dans ces expériences plutôt préliminaires permettent de s'attendre à des résultats permettant une meilleure compréhension de la physique qui entre en jeu et à la mise en évidence de nouvelles propriétés du fait de l'originalité du spin 2.

Annexe A

Annexes

A.1 Notations et symboles

c	vitesse de la lumière dans le vide	$2.99792458 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$
n	indice de l'air	1,0003 (1 bar, 25 °C)
ν	fréquence du rayonnement	$\nu = c/\lambda$
\vec{k}	vecteur d'onde	$\ \vec{k}\ = 2\pi/\lambda = 2\pi\nu/c$
B	champ magnétique	
g	facteur de Landé	
G	gradient magnétique	$\ \overrightarrow{\text{grad}} B\ $
$ \mu_B $	magnéton de Bohr	$9.27408 \times 10^{-24} \text{ J T}^{-1}$
h	constante de Plank	$6.62618 \times 10^{-34} \text{ J s}$
\hbar		$1,05456 \times 10^{-34} \text{ J s} = \frac{h}{2\pi}$
$\frac{\mu_B}{h}$		$1.3996 \times 10^{10} \text{ Hz T}^{-1}$
τ	durée de vie d'un niveau	
Γ	probabilité d'émission spontanée	
I_{sat}	intensité de saturation	
s	paramètre de saturation	
C	coefficient de Clebsch-Gordan	
k_B	constante de Boltzman	$1,380658 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
K	nombre d'onde atomique	

A.2 Détails sur la cellule d'argon d'Eindhoven

From: "Armand Koolen" <armand@aowserver.phys.tue.nl>
To: Bruno Viaris <viaris@lpl.univ-paris13.fr>
Date: Thu, 3 Jun 1999 09:18:09 MET-2DST
Subject: Re: Saturated absorption cell

(...)

Our RF-discharge has a frequency of 33 MHz. It is generated by a small circuit board, containing the oscillator and some coils. The RF-energy generated by this circuit board is picked up by another coil (L), which is in parallel to a capacitor (C) and the discharge in the gascell (R). The trick is to get everything oscillating (RLC-circuit) by itself.

I have tuned everything in such a way that the discharge in my gascell starts burning when I increase the supply voltage to the circuit board above a certain value. Once it's running, I reduce the intensity of the discharge until I have the right amount of absorption. The whole setup (circuit board, gascell and coils (to modulate the Zeemanshift of the atomic transition)) is in a metal box, providing good shielding of the RF-power to the outside world. I use feedthrough capacitors on each BNC feedthrough going into the box (this avoids RF-power to leak out).

Our gascells (diameter 2.5 cm, 10 cm long) are sealed and contain 0.3 mbar 4He. Using RF-frequencies in the tens of MHz guaranties a longer lifetime of the cells (amount of absorption) than low frequency discharges (a few MHz). We do not know why this is.

I have to look up the exact details of the circuit board. I will send you a schematic of the circuit board together with the exact specifications of the pickup-coil (L) and the parallel capacitor (C). I think that the idea for this circuit comes from some group in Germany (one of our former PhD-students copied it). I think they even published a paper on the circuit. Maybe I can find you the reference.

(...)

A.E.A. Koolen

Department of Physics, Eindhoven University of Technology
PO Box 513, 5600 MB Eindhoven, The Netherlands

A.3 Connecteurs moteur pas à pas

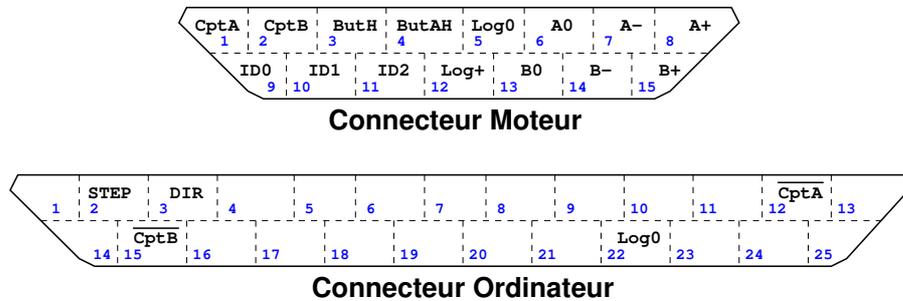


FIG. A.1 – Connecteurs se branchant sur l'unité de commande du moteur pas à pas. Vue de face des connecteurs mâles des câbles

DB15	moteur	fonction	DB15	moteur	fonction
1	5	Capteur A			↓ N° moteur ↓
2	4	Capteur B	9	-	Bit 0
3	-	Butée horaire	10	-	Bit 1
4	-	Butée anti-horaire	11	-	Bit 2
5	3	Masse logique	12	6	+V _{DD} logique
6	-	Masse bobinage A	13	-	Masse bobinage B
7	2	+ bobinage A	14	7	+ bobinage B
8	1	- bobinage A	15	8	- bobinage B

Brochage du connecteur des moteurs pas à pas

DB25	fonction	adresse LPT1 :	adresse LPT3 :
2	Avance d'un pas	0x378 - bit 0	0x3BC - bit 0
3	Direction	0x378 - bit 1	0x3BC - bit 1
12	Capteur A (inversé)	0x379 - bit 3	0x3BD - bit 3
15	Capteur B (inversé)	0x379 - bit 5	0x3BD - bit 5
22	Masse	-	-

Brochage du connecteur de liaison avec l'ordinateur

A.4 Schéma de l'expérience

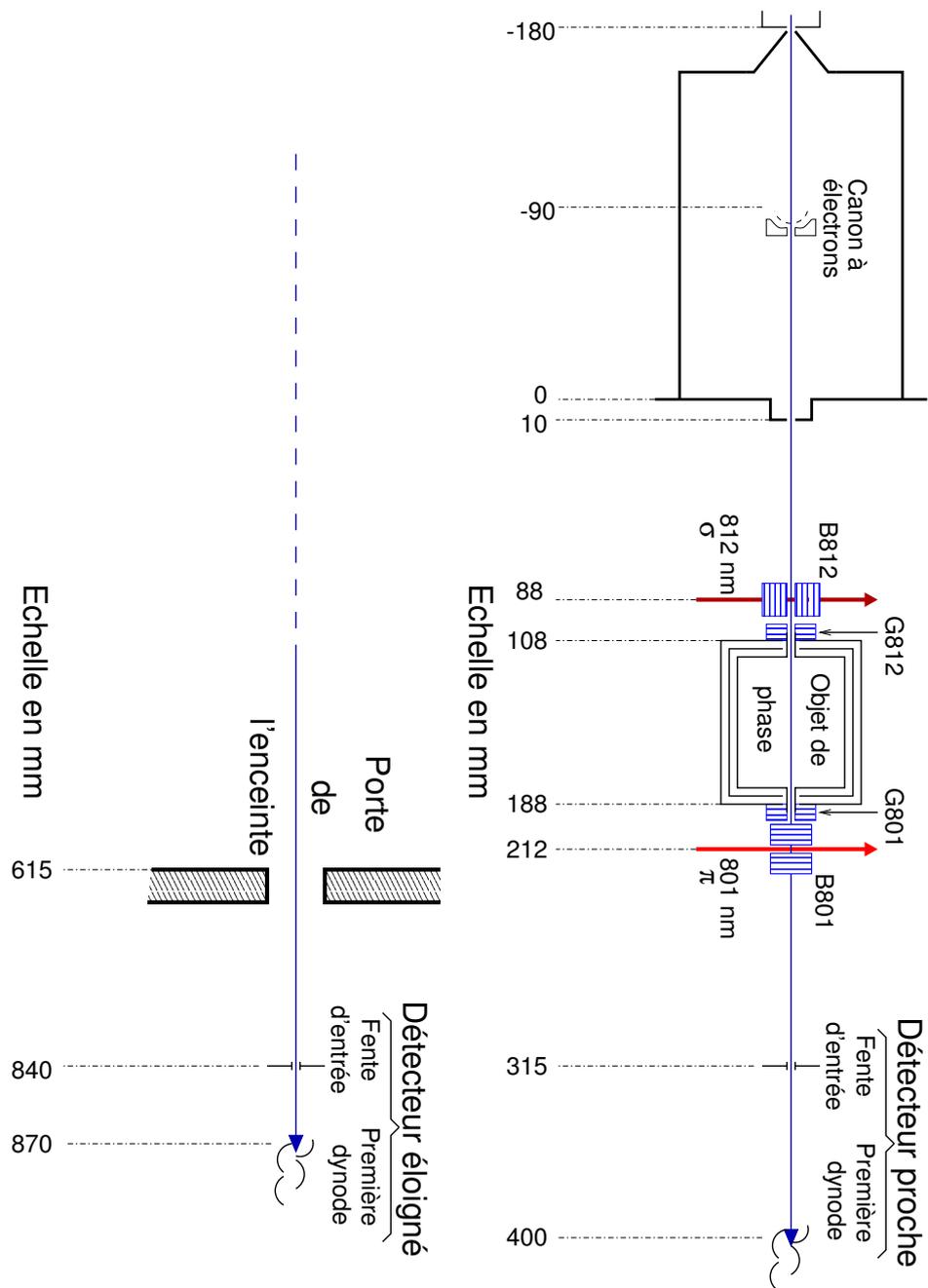


FIG. A.2 – Schéma de l'expérience, avec la position en mm des différents éléments, référencée au fond de la chambre d'expérimentation

A.5 Étalonnage des différents bobinages

Bobinage	Champ (G/A)
B812	60
G812	90
solénoïde	40
cadres Helmholtz	5,5
cadres anti-Helmholtz	4,9 G cm ⁻¹ A ⁻¹
G801	90
B812	60

Un sens positif du courant indique un champ dans le sens de déplacement des atomes. Pour B812, qui est perpendiculaire au faisceau atomique, un courant positif donne un champ magnétique dans le sens de propagation du laser, dirigé du nord vers le sud, donc en sens opposé au champ magnétique terrestre.

Bibliographie

- [1] Ch. Miniatura, F. Perales, G. Vassilev, J. Reinhardt, J. Robert and J. Baudon *J. Phys. II*, **1**, 425, 1991
- [2] J. Robert, Ch. Miniatura, S. Le Boiteux, J. Reinhardt, V. Bocvarski and J. Baudon, *Europhys. Lett.*, **16**(1), 29 (1991)
- [3] Ch. Miniatura, J. Robert, S. Le Boiteux, J. Reinhardt and J. Baudon, *Appl. Phys. B*, **54**, 347 (1992)
- [4] Ch. Miniatura, J. Robert, O. Gorceix, V. Lorent, S. Le Boiteux, J. Reinhardt and J. Baudon *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 261 (1992)
- [5] S. Nic Chormaic, V. Wiedemann, Ch. Miniatura, J. Robert, S. Le Boiteux, V. Lorent, O. Gorceix, S. Féron, J. Reinhardt and J. Baudon, *J. Phys. B*, **26**, 1271 (1993)
- [6] J. Robert, Ch. Miniatura, O. Gorceix, V. Lorent, S. Le Boiteux, J. Reinhardt and J. Baudon, *J. Phys. II France*, **2**, 601 (1992)
- [7] W. Gerlach und O. Stern, *ZS. f. Phys.*, **9**, 349 (1922)
- [8] O. Stern und W. Gerlach, *ZS. f. Phys.*, **8**, 110 (1922)
- [9] O. Stern, *ZS. f. Phys*, **Bd VII9**, 18 (1921)
- [10] M. Bloom and K. Erdman, *Can. J. of Phys.*, **40**, 179 (1962)
- [11] Ianotta “Atomic and Molecular Beam Methods” Scoles ed. (1988)
- [12] N. F. Ramsey “Molecular Beams”, Oxford University Press (1956)
- [13] É. Maréchal, S. Guibal, J.-L. Bossenec, M.-P. Gorza, R. Barbé, J.-C. Keller and O. Gorceix, *Eur. Phys. J. D*, **2**, 195 (1998)
- [14] O. Gorceix, É. Maréchal, J.-L. Bossenec, S. Guibal, R. Barbé et J.-C. Keller, *Compte rendu de l’Académie des Sciences, Série IIB*, **327**, 133 (1999)
- [15] É. Maréchal, S. Guibal, J.-L. Bossenec, R. Barbé, J.-C. Keller and O. Gorceix, *Phys. Rev. A*, **59**, 4636 (1999)
- [16] É. Maréchal, R. Long, J.-L. Bossenec, J.-C. Keller and O. Gorceix, *Phys. Rev. A*, **60**, 3197 (1999)

- [17] O. Gorceix, É. Maréchal, S. Guibal, R. Long, J.-L. Bossenec, R. Barbé and J.-C. Keller, “Molecular Beams”, Springer Verlag, (à paraître)
- [18] É. Maréchal, R. Long, T. Miossec, J.-L. Bossenec, R. Barbé, J.-C. Keller and O. Gorceix, *Phys. Rev. A*, (decembre 2000)
- [19] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc et G. Grynberg, “Processus d’interaction entre photons et atomes”, InterEditions/Ed. du CNRS (1988)
- [20] B. Cagnac et J.-C. Pebay-Peyroula, “Physique atomique”, Dunod (1975)
- [21] Ye. V. Baklanov, B. Ya. Dubetsky and V. P. Chebotayev, *Appl. Phys.* **9**, 171 (1976)
- [22] Ch. Bordé, “Laser spectroscopy”, ed. M. Ducloy, E. Giacobino and G. Camy (Singapore; Word Scientific), 239 (1992)
- [23] E. Rasel, F. Pereira dos Santos, F. Pavone, F. Perales, C. S. Unnikrishnan, and M. Leduc, *Eur. Phys. J. D* **7**, 311 (1999).
- [24] S. Féron : thèse université Paris-Nord (1994)
- [25] F. Perales : thèse université Paris-Nord (1991)
- [26] R. Brouri : thèse université Paris-Nord (1998)
- [27] O. R. Frish, H. von Halban Jr and J. Koch, *Phys. Rev.* **53**, 719 (1938).
- [28] H. Rauch, W. Treimer and U. Bonse, *Phys. Lett. A* **47**, 369 (1974).
- [29] T. Bitter and D. Dubbers, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 251 (1987).
- [30] H. Weinfurter and G. Badurek, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1318 (1990).
- [31] “Atomic and Molecular Beam Methods” G. Scoles ed. (1988)
- [32] G. Labeyrie : thèse université Paris-Sud (1998)
- [33] P. Féron, Ph. Girard, J. Robert, J. Reinhardt and J. Baudon, *Chem. Phys.*, **121**, 155 (1988)
- [34] P. Féron, A. Lagreze, J. Robert, Ch. Lerminiaux, J. Reinhardt, J. Baudon, W. Beyer, H.-P. Ludescher and H. Haberland, *Z. Phys. D*, **10**, 221 (1988)
- [35] E. Rasel, F. Pereira dos Santos, F. Saverio Pavone, F. Perales, C. S. Unnikrishnan, and M. Leduc, *EPJ D* **7**, 311 (1999).
- [36] R. Mathevet, K. Brodsky, J. Lawson-Daku, Ch Miniatura, J. Robert and J. Baudon, *Phys. Rev. A* **56**, 2954 (1997)
- [37] R. Mathevet : thèse université Paris-Nord (1998)
- [38] L. Landau and E. Lifchitz, *Mécanique quantique*, chap. 131, ed. Mir, Moscou (1980)

- [39] R. J. Glauber, Lectures in theoretical physics, Vol 1, Interscience, New-York (1959)
- [40] S. Nic Chormaic, Ch. Miniatura, O. Gorceix, B. Viaris de Lesegno, J. Robert, S. Féron, V. Lorent, J. Reinhardt, J. Baudon and K. Rubin, Phys. Rev. Lett. **72**, 1 (1994)
- [41] J. Baudon, R. Mathevet and J. Robert, J. Phys. B, **32** R173 (1999)
- [42] S. Nowak, T. Pfau, and J. Mlynek, Appl. Phys. B **63**, 603 (1996).
- [43] A. S. Bell, T. Pfau, U. Drodofsky, J. Stuhler, Th. Sculze, B. Brezger, S. Nowak and J. Mlynek, Microelectronic Engineering **41/42**, 587 (1998).
- [44] K. K. Berggren, A. Bard, J. L. Wilbur, J. D. Gillaspay, A. G. Helg, J. J. McClelland, S. L. Rolston, W. D. Phillips, M. Prentiss and G. M. Whitesides, Science **269**, 1255 (1995)
- [45] W. G. Kaenders, F. Lison, A. Richter, R. Wynands, and D. Meschede, Nature **375**, 214 (1995)
- [46] W. G. Kaenders, F. Lison, I. Müller, A. Richter, R. Wynands, and D. Meschede, Phys. Rev. A **54**, 5067 (1996)
- [47] T. Sleator, T. Pfau, V. Balykin and J. Mlynek, Appl. Phys. B **54**, 375 (1992)
- [48] G. Timp, R. E. Behringer, D. M. Tennant, J. E. Cunningham, M. Prentiss and K. K. Berggren, Phys. Rev. Lett. **69**, 1636 (1992)
- [49] K. G. H. Baldwin, W. Lu, D. Millic, R. M. S. Knops, M. D. Hoogerland and S. J. Buckman, SPIE **2995**,11 (1997)
- [50] R. Mathevet, K. Brodsky, J. Baudon, R. Brouri, M. Boustimi, B. Viaris de Lesegno and J. Robert, Phys. Rev. A **58**, 4039 (1998)
- [51] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloë, Mécanique quantique, Herman Ed., 65 (1977)
- [52] Multiplicateurs d'électrons, manuel technique Philips/RTC
- [53] MCP assembly - Technical information, Hamamatsu (1991)
- [54] J. Toigo, Pour la science **273**, 66 (Juil. 2000)
- [55] J. Perrocheau (ed.), "Proceedings of the International Conference on Micro- and Nanofabrication", Elsevier (1996)
- [56] J. Lawson-Daku : thèse université Paris-Nord (1998)
- [57] M. Boustimi, V. Bocvarski, B. Viaris de Lesegno, K. Brodski, F. Perales, J. Baudon, and J. Robert, Phys. Rev. A. **61**, 033602 (2000).
- [58] J. Schwinger, Phys. Rev. **51**, 648 (1937)

- [59] M. V. Berry, Proc R. Soc. A, **392**, 45 (1984)
- [60] S. Nic Chormaic : thèse université Paris-Nord (1994)
- [61] C. Bouchiat and G. W. Gibbons, J. Phys France, **49**, 187 (1988)
- [62] A. G. Wagh, V. C. Rakhecha, P. Fischer and A. Ioffe, Phys. Rev. Lett, **81**, 1992 (1998)

Table des figures

2.1	Polarisation Stern Gerlach	18
2.2	polariseur Stern-Gerlach	19
2.3	analyseur Stern-Gerlach longitudinal	21
2.4	Niveaux de Ar*	23
2.5	Coefficients de Clebsch-Gordan	25
2.6	Effet Doppler : notations	35
2.7	Polarisation de Ar* par laser	39
2.8	Polariseur à Ar*	41
2.9	dispositif analyseur	44
2.10	Transmission de l'analyseur	45
3.1	Cavite étendue	50
3.2	Isolateur optique	52
3.3	Diodes de puissance	53
3.4	Cellule d'absorption saturée	58
3.5	Support de collimateur	63
3.6	Traversées étanches fibres optiques	65
3.7	Photo de la table optique	68
3.8	Schéma optique	69
4.1	Canon à électrons	76
4.2	Action du champ magnétique	76
4.3	Canon a électrons, face et pile	77
4.4	Photos de l'extérieur de l'enceinte	83
4.5	Pompes à diffusion	86
4.6	Multiplicateur d'électrons - principe	89
4.7	Multiplicateur d'électrons - photo	90
4.8	Fente mobile	92
4.9	Signaux électriques au niveau du préamplificateur	93
4.10	Galette de microcanaux	95
4.11	Schéma boitier auxiliaire d'acquisition - logique	100
4.12	Schéma boitier auxiliaire d'acquisition - analogique	101

5.1	Blindages de μ métal	109
5.2	Schéma des bobinages de l'objet de phase	110
5.3	Schéma des champs Helmholtz et anti-Helmholtz	111
5.4	Matrice de Wigner pour un spin 2	112
5.5	Matrice de Wigner pour $\theta = \frac{\pi}{2}$	113
5.6	Zone de Majorana perturbée	117
5.7	Photo de B801	118
5.8	Photo de l'interferomètre	119
5.9	Courbes d'interférences théoriques	121
5.10	Phase et signal atomique pour un gradient radial	124
5.11	Signal atomique dans le plan (x, y) pour $\Delta v/v=25$ et 100 %	126
6.1	Réduction du fond en utilisant 1, 2, 4 ou 8 étages	134
6.2	Comparaison de 4 étages identiques ou différents	135
6.3	Simulation d'insolations	136
6.4	Étalement d'un paquet d'ondes - notations	139
6.5	Problème de l'effet Stern-Gerlach classique	141
7.1	Objet de phase pour H^*	144
7.2	Modulation transverse du faisceau de H^*	145
7.3	Premier signal d'interférence obtenu	147
7.4	Courbes de temps de vol	148
7.5	Distribution de vitesses	149
7.6	Déviations des atomes par le polariseur	149
7.7	Test de l'analyseur	151
7.8	Test de la bobine de l'analyseur	152
7.9	Efficacité de l'analyseur fonction de la puissance laser	153
7.10	Tout premier signe d'interférences	154
7.11	Franges spatiales de 10 μm	155
7.12	Carte des franges spatiales et magnétiques	156
7.13	Franges spatiales bruitées	157
7.14	Disparition du bruit	158
7.15	Inversion des franges spatiales	159
7.16	Franges spatiales trop contrastées	160
7.17	Preuve de l'artefact	161
7.18	Test des bobinages externes	164
7.19	Influence de B812	165
7.20	Oscillations dues à B812	167
7.21	Contraste des franges dû à B812	169
7.22	Sans polariseur pas d'interférences	170
7.23	Contraste théorique fonction de la puissance de l'analyseur	171

7.24	Influence de la puissance de l'analyseur	172
7.25	Profil de raie de l'analyseur	172
7.26	Choix courant B801	173
7.27	Influence de G812 sur le contraste des franges	173
7.28	Influence de G812 - carte	174
7.29	Influence de G801 sur le contraste des franges	175
7.30	Influence de G801	176
7.31	Influence de G801 - carte	176
7.32	Tests de diverses configurations des bobines externes	177
7.33	Franges en balayant le solénoïde	178
7.34	Guidage des spins par le solénoïde	179
7.35	Franges tronquées	180
7.36	Franges d'interférences avec maxima secondaires	181
7.37	Comparaison franges Helmholtz et anti-Helmholtz	182
7.38	Phases géométrique avec l'hydrogène	184
7.39	Phases géom. : balayage gradient pour divers courants solénoïde	186
7.40	Champ vu sur une trajectoire non paraxiale	187
7.41	Portraits de phases topologiques	188
7.42	Phases géométriques : -100 mA dans le solénoïde	189
7.43	Phases géom. : balayage solénoïde avec gradient transverse . .	190
7.44	Phases géom. : balayage solénoïde avec gradient transverse . .	190
7.45	Modulation transverse du faisceau	191
7.46	Modulation transverse pour diverses divers courants	192
7.47	Modulation transverse pour diverses position de l'interféromètre	193
A.1	Connecteurs pour moteurs pas à pas	199
A.2	Schéma de l'expérience	200

Liste des tableaux

1.1	Diverses données sur l'argon	13
1.2	Les deux niveaux métastables de l'argon	14
2.1	Décalages Zeeman de Ar*	32
2.2	Méthodes optiques de polarisation de Ar*	38
3.1	Caractéristiques de nos diodes	49
3.2	Caractéristiques de la fibre optique	63
4.1	Caractéristiques de nos pompes secondaires	85
4.2	Caractéristiques de la carte MCS	103
5.1	Nom des différentes bobine	120
5.2	Expression du signal atomique	122
6.1	Longueurs d'onde de quelques atomes	131
6.2	Quelques paramètres de lithographie avec Ar* et He*	137
6.3	Élargissement de paquets d'ondes de diverses largeurs	140
7.1	Variables pour le calcul du contraste	170

Ce travail relate la construction et les premiers résultats obtenus avec un interféromètre atomique Stern-Gerlach fonctionnant avec un jet supersonique d'atomes d'argon métastable, de moment angulaire 2, préparé et sélectionné en spin par lasers. Ses performances sont comparées à celles d'un interféromètre du même type fonctionnant avec un jet hyperthermique d'atomes d'hydrogène métastable, de moment angulaire 1.

Pour réaliser un interféromètre Stern-Gerlach, il faut disposer d'une enceinte à vide traversée par un jet d'atomes polarisés puis analysés en spin après une évolution dans une zone de champ magnétique bien contrôlé. Ceci est réalisé par l'usage de diodes lasers asservies sur des raies atomiques associées à une optique fibrée. Les transitions choisies étaient fixées autour de 812 nm en polarisation sigma et 801 nm en polarisation pi. La zone de champ magnétique du cœur de l'interféromètre est réalisée par un circuit magnétique centré sur l'axe du jet atomique, protégé par un blindage magnétique. En employant un détecteur sensible à la position, nous avons mis en évidence la grande sensibilité de ce dispositif lorsqu'on emploie un jet supersonique à la place d'un jet effusif. Le signal interférométrique dépend alors bien plus finement des détails du profil magnétique. Cette propriété est mise en évidence par l'apparition dans les figures d'interférences de structures inattendues liées aux effets de phase géométrique traduisants l'évolution du spin 2 dans un champ magnétique conique.

Ces résultats permettent de guider la réflexion sur l'application de cet interféromètre, tant vers des expériences visant la nanolithographie, qu'à des études plus fondamentales sur les phases quantiques, prolongeant les études déjà réalisées sur l'hydrogène.

A Stern-Gerlach Atomic Interferometer using a Supersonic Beam of Metastable Argon, Polarised and Analysed with Lasers.

This work describes the building and first results obtained with a Stern-Gerlach atomic interferometer using a supersonic beam of metastable argon atoms, spin-polarised and analysed with lasers. Its performances are compared to those of a similar interferometer using a hyperthermal beam of metastable hydrogen. To set up a Stern-Gerlach interferometer, an atomic beam in a high-vacuum chamber is needed. The atoms have to be spin-polarised, and, after crossing a well-controlled magnetic field region, spin-analysed. This is done thanks to diode lasers locked on atomic lines associated to fibre optics. Two wavelength are used : one around 812 nm, sigma polarised, the other near 801 nm, pi polarised. The magnetic fields in the interferometer core are created by electrical coils surrounded by a magnetic shielding. Using a position sensitive detector, we have demonstrated the high sensitivity of this set-up when used with a supersonic beam instead of an effusive beam. The interference signal is then much more sensitive to the magnetic profile details. This property is confirmed by the apparition of unexpected structures in the interference patterns, linked to geometrical phase effects caused by the evolution of a spin 2 in a conical magnetic field. These results allow us to contemplate the use of this interferometer in the field of atom lithography, as well as for more fundamental studies on quantum phases.

Mots-clés : Interférométrie atomique, effet Stern-Gerlach, jet supersonique, argon métastable, polarisation par laser, lithographie atomique, phases géométriques, diodes laser.