



HAL
open science

Amplification de la réaction de photodétachement

David Bresteau

► **To cite this version:**

David Bresteau. Amplification de la réaction de photodétachement. Physique Quantique [quant-ph]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLS311 . tel-01404451

HAL Id: tel-01404451

<https://theses.hal.science/tel-01404451>

Submitted on 28 Nov 2016

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.

NNT : 2016SACLS311

THÈSE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE À
L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE N°572
Ondes et Matière

Spécialité de doctorat : Physique

Par

M. David Bresteau

Amplification de la réaction de photodétachement

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 30 septembre 2016 :

Composition du jury :

M. C. Blondel, directeur de recherche, CNRS, directeur de thèse
M. P. Cacciani, chargé de recherche, CNRS, rapporteur
M. M. Godefroid, professeur, université Libre de Bruxelles, examinateur
M. P. Hello, professeur, université Paris-Sud, président du jury
M. L. Hilico, professeur, université d'Evry, rapporteur
M. A. Simonin, ingénieur, CEA, examinateur

au Gigot,

Titre : Amplification de la réaction de photodétachement

Mots clés : ion négatif, photodétachement, affinité électronique, cavité optique

Résumé : Le cœur du travail de notre groupe est l'étude de la réaction de photodétachement, qui consiste en l'expulsion de l'électron excédentaire d'un ion négatif lors de l'absorption d'un photon. Ce travail de thèse s'articule autour de deux projets : la microscopie de photodétachement, technique d'interférométrie électronique permettant de produire des données spectroscopiques sur les ions négatifs ; et le projet SIPHORE qui envisage la neutralisation d'un jet rapide d'ions négatifs à partir de la réaction de photodétachement, dans le but de servir la maîtrise de la fusion thermonucléaire contrôlée. Les évolutions de ces deux projets se recoupent dans la nécessité d'augmenter le nombre d'événements de photodétachement produits en un temps donné.

Ce travail a permis d'étudier et de mettre en place différentes techniques expérimentales pour réaliser l'amplification de la réaction de photodétachement. Notre montage nous permet de produire cette réaction dans une zone d'interaction formée par l'intersection d'un jet d'ions et d'un faisceau laser. Nous envisageons d'une part la modification de la section efficace de photodétachement lorsque la réaction est produite en présence d'un champ magnétique, d'autre part l'amplification du flux de photons dans la zone d'interaction par stockage de lumière en cavité optique. Les avancées réalisées ouvrent de nouvelles perspectives sur les études fondamentales et les applications techniques liées aux ions négatifs.

Title : Amplification of the photodetachment reaction

Keywords : negative ion, photodetachment, electron affinity, optical cavity

Abstract : The core of the work of our group is the photodetachment reaction, which consists in the expulsion of the extra electron of a negative ion by the absorption of a photon. This thesis work is organised around two projects: photodetachment microscopy, an electron interferometric technique which produces spectroscopic data on negative ions; and the SIPHORE project which considers the neutralization of a fast negative ions beam by the help of the photodetachment process, for the purpose of controlled thermonuclear fusion. The evolutions of these two projects are overlapping in the need of increasing the number of photodetachment events produced per unit of time.

This work has led to the study and the implementation of several experimental techniques to realise the amplification of the photodetachment reaction. Our setup permits to produce this reaction in an interaction area formed by the intersection of a negative ions beam with a laser beam. On the one hand we investigate the modification of the photodetachment cross section when the reaction is produced under a magnetic field. On the other hand we consider the amplification of the photon flux inside the interaction region using light storage with optical cavities. The results obtained pave the way towards new prospects for the fundamental studies and the technical applications affiliated with negative ions.

Introduction

Il est relativement simple de concevoir, ou même de constater à notre échelle, que la force coulombienne incite à la formation de systèmes globalement neutres électriquement. Ceci reste valable aux plus petites échelles auxquelles cette force prédomine. Ainsi on conçoit que les atomes, blocs élémentaires de la matière à l'échelle nanométrique, soient composés d'un nombre égal de protons - chargés positivement - dans leur noyau, et d'électrons - chargés négativement - constituant leur enveloppe externe.

La question de savoir si un électron supplémentaire peut se lier à un tel système - globalement neutre électriquement - n'est pas évidente. Preuve en est que la réponse dépend de l'élément atomique qu'on considère. La résoudre nécessite une compréhension fine de l'édifice atomique, et en particulier des processus d'interaction dans le cortège électronique. Ces processus peuvent en effet, dans certaines conditions, mener à la réalisation d'états liés entre un atome et un électron excédentaire. Les énergies de liaison sont cependant bien plus faibles que celles mises en jeu dans l'attachement des électrons du cortège des ions positifs ou des neutres.

Ces considérations nous permettent d'intuire quelques propriétés générales des ions négatifs. D'une part, il n'est pas surprenant que tout ion négatif atomique possède au maximum un électron excédentaire : la répulsion coulombienne due à sa charge globale ne permet pas à un autre électron de se lier à l'édifice - il faut toutefois mesurer la portée de ce raisonnement, car il existe des ions moléculaires accueillant plusieurs électrons excédentaires. D'autre part, l'énergie nécessaire pour en expulser l'électron excédentaire est bien plus faible que dans le cas de l'expulsion d'un électron constitutif d'un atome neutre. Autrement dit, les ions négatifs sont plus fragiles, et donc plus rares à l'état naturel, que les atomes.

De par leur constitution et leur rareté, les ions négatifs sont des systèmes atypiques de la physique atomique. Leur description formelle fait partie des défis les plus ambitieux présentés aux théoriciens de la physique atomique contemporaine. Une modélisation particulièrement rigoureuse des corrélations électroniques est essentielle pour espérer atteindre une description quantitative correcte de ces systèmes. C'est pourquoi les études expérimentales sur les ions négatifs - et particulièrement l'étude des déplacements isotopiques - qui permettent d'affiner ces modèles théoriques, revêtent un grand intérêt pour la physique fondamentale.

La spectroscopie laser est la technique contemporaine la plus précise pour sonder les

niveaux énergétiques atomiques. Dans le cas des ions négatifs, qui possèdent très peu d'états liés, l'absorption d'un photon suffisamment énergétique conduit à l'expulsion de l'électron excédentaire dans l'espace libre, et la production d'un atome neutre : c'est la réaction de photodétachement.

La microscopie de photodétachement est une technique d'interférométrie électronique développée par notre groupe il y a une vingtaine d'années. Elle permet, en analysant les caractéristiques de l'onde électronique émise lors d'une réaction de photodétachement, de produire des données spectroscopiques inédites sur les ions négatifs. Nous avons pu démontrer au cours de ce travail qu'elle était encore aujourd'hui une source de production scientifique, et qu'elle bénéficiait de riches perspectives d'évolution. Jusqu'alors, la microscopie ne s'est appliquée qu'à l'étude d'émissions électroniques isotropes en onde s. L'observation d'interférogrammes produits par une émission électronique anisotrope en onde p reste le défi majeur à relever par la microscopie. Nous montrons qu'il nécessite d'augmenter de façon significative l'efficacité de production d'événements de photodétachement par rapport à l'étude d'une émission en onde s, c'est une des raisons pour lesquelles nous nous sommes attachés au cours de ce travail à la mise en place de techniques d'amplification de la réaction de photodétachement.

Au-delà du cadre de la physique fondamentale, l'étude des ions négatifs débouche sur des avancées techniques servant l'intérêt général. La quête d'une source d'énergie propre, sûre et abondante afin d'assurer l'apport énergétique nécessaire à la survie de notre société dans les décennies, voire les siècles à venir, fait partie des grands défis proposés à la physique et l'ingénierie contemporaines.

La production d'électricité fondée sur la fusion thermonucléaire contrôlée fait partie des pistes envisagées les plus sérieusement par la communauté scientifique et politique internationale pour relever ce défi. Cette ambition est représentée par le projet ITER, actuellement en cours de construction à Cadarache en France. L'idée fondatrice ayant mené à la conception d'un tel projet est de convertir en énergie électrique l'énergie dégagée par un plasma de fusion, dont l'allumage nécessite qu'il soit porté à plusieurs centaines de millions de degrés.

Les ions négatifs jouent un rôle de premier plan pour la réalisation technique de telles installations car ils sont au cœur du système d'injection de combustible et de chauffage du plasma de fusion : les injecteurs de neutres. Une partie de ce travail est dédiée à la démonstration de principe d'un nouveau concept d'injecteur fondé sur la réaction de photodétachement - représenté par le projet SIPHORE - permettant d'atteindre une efficacité de fonctionnement bien plus élevée que celle annoncée pour les types d'injecteurs actuellement développés dans le cadre du projet ITER. La réalisation d'un tel injecteur nécessite en particulier d'atteindre une haute efficacité de neutralisation par laser d'un jet rapide d'ions négatifs, c'est pourquoi il requiert également la mise en place de techniques d'amplification de la réaction de photodétachement.

Les réactions de photodétachement sont réalisées sur notre montage dans des zones d'interaction à l'intersection d'un jet d'ions et d'un faisceau laser. Dans ces conditions, nous disposons de trois leviers pour augmenter le taux de production d'événements par unité de temps :

- Le courant d'ions. Il peut être maximisé en choisissant de façon pertinente les ions utilisés, en optimisant les paramètres de fonctionnement de notre source, et en travaillant sur la manipulation du jet jusqu'aux zones d'interaction.
- La section efficace de photodétachement. Elle peut être modifiée dans des conditions particulières en réalisant le photodétachement en présence d'un champ magnétique.
- Le flux de photons. Il peut être amplifié grâce au stockage de lumière en cavité optique autour des zones d'interaction.

Chacune de ces méthodes a été considérée afin de servir au mieux les évolutions du projet SIPHORE et de la microscopie de photodétachement.

Cet exposé est structuré de la façon suivante. Le chapitre 1 est consacré à une présentation générale du montage expérimental dont nous disposons. Le chapitre 2 introduit les bases théoriques et expérimentales nécessaires à la compréhension du problème de stockage de lumière en cavité optique. Le chapitre 3 est consacré au projet SIPHORE et au problème de la neutralisation d'un jet rapide de deutérium négatif. Le chapitre 4 traite du photodétachement sous champ magnétique et de la modification de la section efficace de photodétachement. Le chapitre 5 introduit la microscopie de photodétachement et ses perspectives d'évolution.

Table des matières

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Présentation générale du montage expérimental | 1 |
| 1.1 | Géométrie du montage et chambre à vide | 1 |
| 1.2 | Production de jets d'ions négatifs | 2 |
| 1.3 | Mesure du courant d'ions | 10 |
| 1.4 | Détection des neutres | 10 |
| 1.5 | Lasers et mesures des caractéristiques des faisceaux | 12 |
| 1.5.1 | Laser continu titane-saphir | 12 |
| 1.5.2 | Laser pulsé monomode titane-saphir | 13 |
| 1.5.3 | Mesure de longueur d'onde et calibration du lambda-mètre | 13 |
| 1.5.4 | Mesure d'intensités lumineuses | 14 |
| 1.6 | Composition du jet d'ions par temps de vol | 15 |
| 2 | Stockage de lumière en cavité optique | 16 |
| 2.1 | Cavité à 2 miroirs à pertes | 16 |
| 2.1.1 | Modélisation | 17 |
| 2.1.1.1 | Champ électrique et intensité lumineuse | 17 |
| 2.1.1.2 | Modélisation des miroirs | 17 |
| 2.1.1.3 | Modélisation de la cavité | 18 |
| 2.1.2 | Intensités lumineuses | 19 |
| 2.1.2.1 | Intensité transmise | 20 |
| 2.1.2.2 | Intensité réfléchie | 21 |
| 2.1.2.3 | Intensité intracavité et surtension | 24 |
| 2.1.2.4 | Maximisation de la surtension | 24 |
| 2.1.2.5 | Surtension maximale en fonction du coefficient de pertes intracavité | 26 |
| 2.1.2.6 | Intensités de pertes | 26 |
| 2.1.3 | Conditions de résonance de la cavité | 27 |
| 2.1.3.1 | Intervalle spectral libre | 27 |
| 2.1.3.2 | Largeur de la résonance | 28 |
| 2.1.3.3 | Finesse | 29 |
| 2.1.4 | Aspects géométriques | 29 |
| 2.1.4.1 | Modes d'Hermite-Gauss TEM_{mn} | 30 |
| 2.1.4.2 | Formalisme ABCD | 31 |
| 2.1.4.3 | Stabilité d'une cavité optique | 31 |

| | | | |
|----------|---------|--|-----------|
| | 2.1.4.4 | Conditions de résonance des différents modes | 32 |
| | 2.1.4.5 | Couplage géométrique (mode-matching) | 34 |
| 2.2 | | Cavité à 3 miroirs | 36 |
| | 2.2.1 | Intensités lumineuses | 37 |
| | 2.2.1.1 | Intensités transmises | 38 |
| | 2.2.1.2 | Intensité réfléchie | 38 |
| | 2.2.1.3 | Intensité intracavité et surtension | 39 |
| | 2.2.1.4 | Maximisation de la surtension | 40 |
| | 2.2.2 | Aspects géométriques | 40 |
| | 2.2.2.1 | Conditions de résonance des différents modes | 41 |
| 2.3 | | Génération du signal d'erreur | 42 |
| | 2.3.1 | Montage Hänsch-Couillaud | 42 |
| | 2.3.2 | Montage Pound-Drever-Hall | 45 |
| 2.4 | | Procédures de réglage et de caractérisation expérimentale d'une cavité . | 48 |
| | 2.4.1 | Mesure des pertes intracavité | 48 |
| | 2.4.2 | Minimisation des pertes intracavité | 50 |
| | 2.4.3 | Mesure de la réflectivité des miroirs | 51 |
| | 2.4.4 | Adaptation d'impédance | 53 |
| | 2.4.5 | Obtenir la résonance de la cavité | 54 |
| | 2.4.6 | Couplage géométrique | 55 |
| | 2.4.7 | Mesure de la finesse | 56 |
| | 2.4.8 | Mesure du couplage | 56 |
| | 2.4.9 | Mesure de la qualité de l'asservissement | 57 |
| | 2.4.10 | Mesure de la surtension | 58 |
| 2.5 | | Conclusions | 59 |
| 3 | | Neutralisation d'un jet rapide de D^- | 60 |
| 3.1 | | Motivations | 60 |
| | 3.1.1 | Fusion nucléaire contrôlée par confinement magnétique | 60 |
| | 3.1.2 | Injecteurs de neutres | 62 |
| 3.2 | | Projet SIPHORE | 63 |
| | 3.2.1 | Théorie et ordres de grandeur | 64 |
| | 3.2.1.1 | Section efficace de photodétachement de D^- | 64 |
| | 3.2.1.2 | Puissance de saturation | 65 |
| | 3.2.2 | Montage optique | 67 |
| 3.3 | | Démonstrateur à échelle réduite | 68 |
| | 3.3.1 | Montage mécanique | 69 |
| | 3.3.2 | Détection des neutres | 69 |
| | 3.3.3 | Puissance de saturation | 69 |
| | 3.3.4 | Montage laser | 71 |
| | 3.3.5 | Géométrie de la cavité et du mode fondamental | 72 |
| | 3.3.6 | Miroirs | 73 |
| | 3.3.6.1 | Miroirs plans disponibles | 74 |
| | 3.3.6.2 | Miroirs courbes disponibles | 75 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 3.3.6.3 | Pertes au niveau des miroirs | 75 |
| 3.3.6.4 | Tenue au flux | 75 |
| 3.3.7 | Configuration optique adoptée et performances | 76 |
| 3.3.8 | Montage électro-optique, signal d'erreur et asservissement | 77 |
| 3.3.9 | Conclusions | 80 |
| 4 | Modification de la section efficace de photodétachement | 81 |
| 4.1 | Description d'une particule chargée sans spin sous champ magnétique | 81 |
| 4.1.1 | Description classique | 82 |
| 4.1.2 | Description quantique | 82 |
| 4.2 | Effet du champ magnétique sur la section efficace de photodétachement | 83 |
| 4.2.1 | Résonances de Landau | 84 |
| 4.2.2 | Effet du couplage des moments avec le champ | 87 |
| 4.2.2.1 | Expression de la section efficace de photodétachement | 89 |
| 4.2.2.2 | Calcul des poids relatifs des transitions en onde s | 90 |
| 4.3 | Effet Stark motionnel | 95 |
| 4.4 | Réalisation expérimentale | 99 |
| 4.4.1 | Choix de O^- et propriétés du jet d'ions | 99 |
| 4.4.2 | Production du champ magnétique pulsé | 101 |
| 4.4.3 | Laser et nombre d'événements par impulsion | 104 |
| 4.4.4 | Détection du signal de neutres | 106 |
| 4.4.5 | Programme d'acquisition | 106 |
| 4.4.6 | Résultats et perspectives | 107 |
| 5 | Microscopie de photodétachement | 109 |
| 5.1 | Principes de la méthode | 109 |
| 5.2 | Densité de courant au niveau du détecteur | 110 |
| 5.2.1 | Densité de courant pour une émission en onde s | 110 |
| 5.2.2 | Densité de courant pour une émission en onde p | 112 |
| 5.2.3 | Détermination d'affinités électroniques | 112 |
| 5.3 | Montage expérimental | 113 |
| 5.3.1 | Manipulations du jet d'ions avant entrée dans la zone d'interaction | 113 |
| 5.3.2 | Configuration en double passage | 114 |
| 5.3.3 | Modification de la direction verticale du jet dans la zone d'interaction | 116 |
| 5.3.4 | Visualisation du jet à la sortie de la zone d'interaction | 116 |
| 5.4 | Configuration en cavité optique | 116 |
| 5.4.1 | Montage mécanique | 118 |
| 5.4.2 | Montages lasers | 121 |
| 5.4.2.1 | Laser <i>M Squared Solstis</i> | 121 |
| 5.4.2.2 | Isolation optique | 121 |
| 5.4.3 | Géométrie de la cavité | 122 |
| 5.4.4 | Pertes intracavité | 122 |
| 5.4.4.1 | Mesure de la réflectivité des lames à incidence de Brewster | 122 |

| | | |
|----------------|--|------------|
| 5.4.4.2 | Mesure à partir de la finesse | 123 |
| 5.4.4.3 | Mesure à partir du coefficient de transmission de la cavité | 123 |
| 5.4.4.4 | Borne supérieure sur la surtension | 124 |
| 5.4.5 | Miroirs | 124 |
| 5.4.6 | Configurations optiques et performances | 126 |
| 5.4.6.1 | Configuration 97/97 | 127 |
| 5.4.6.2 | Configuration 97/HR | 127 |
| 5.4.7 | Montage electro-optique, signal d'erreur et asservissement . . . | 127 |
| 5.4.8 | Mesures d'affinités électroniques en configuration en cavité . . . | 129 |
| 5.4.9 | Conclusion et perspectives | 129 |
| 5.5 | Conception d'une colonne de champ non-uniforme | 131 |
| 5.5.1 | Principes du Velocity Map Imaging | 131 |
| 5.5.2 | Vitesse d'entraînement des photoélectrons | 132 |
| 5.5.3 | Conception de la colonne de champ non-uniforme | 133 |
| 5.5.3.1 | Géométrie | 134 |
| 5.5.3.2 | Montage électrique | 135 |
| 5.5.4 | Programme de simulation et performances attendues | 137 |
| 5.6 | Résultats obtenus avec le microscope de photodétachement | 141 |
| 5.6.1 | Mesure du déplacement isotopique de l'affinité électronique du carbone par microscopie de photodétachement [61] | 142 |
| 5.6.2 | Microscopie de photodétachement en cavité - Mesure de l'affinité électronique du germanium [60] | 145 |
| 5.6.3 | Mesure de l'affinité électronique du plomb par microscopie de photodétachement en cavité [62] | 149 |
| 5.7 | Microscopie de photodétachement en onde p | 152 |
| 5.7.1 | Loi de Wigner et difficulté de l'étude de l'émission en onde p . . | 153 |
| 5.7.2 | Choix de Ag^- | 154 |
| 5.7.3 | Ag^- en configuration 97/97 | 155 |
| 5.7.4 | Ag^- en configuration 97/HR | 157 |
| 5.7.5 | Perspectives | 158 |
| 5.7.5.1 | Étude de l'onde p sur H^- | 158 |
| Annexes | | 162 |
| | Calcul de l'élargissement des résonances de Landau par effet Stark mo- tionnel | 162 |
| | Programme Simion de simulation de la colonne de champ non-uniforme | 164 |

Chapitre 1

Présentation générale du montage expérimental

1.1 Géométrie du montage et chambre à vide

Le montage expérimental est le résultat de développements successifs commencés à la construction du microscope de photodétachement en 1995 et poursuivis à la faveur de changements de source d'ions, puis de détecteur, pour finir par l'adjonction d'une deuxième zone d'interaction justifiée par les objectifs du présent travail. Sa configuration actuelle est schématisée sur la figure 1.1.

L'ensemble de la chambre à vide est maintenu constamment à une pression de l'ordre de $10 \mu\text{Pa} = 10^{-7}$ mbar à l'aide de 5 pompes turbomoléculaires placées à intervalles réguliers le long du montage. L'étanchéité au niveau des jointures est assurée par des joints toriques en Viton[®].

De nombreux éléments électrostatiques - plaques défectrices, lentilles Einzel, quadrupôles de focalisation - sont placés le long du montage afin de contrôler l'orientation et la focalisation du jet d'ions.

Le montage actuel ne dispose pas de filtre de masse. Celui qui était en place précédemment a été retiré lors du changement de la source d'ions effectué en 2009 pour être remplacé par une lentille électrostatique en sortie de source. Cette dernière permet de gagner environ un ordre de grandeur sur le courant d'ions disponible au niveau des zones d'interaction.

On utilise deux zones d'interaction : l'une est située au milieu du bras droit, elle nous permet d'étudier la réaction de photodétachement sous champ magnétique (chapitre 4) ; l'autre, située à la base du microscope de photodétachement (chapitre 5), nous permet notamment d'étudier la réaction de photodétachement sous champ électrique.

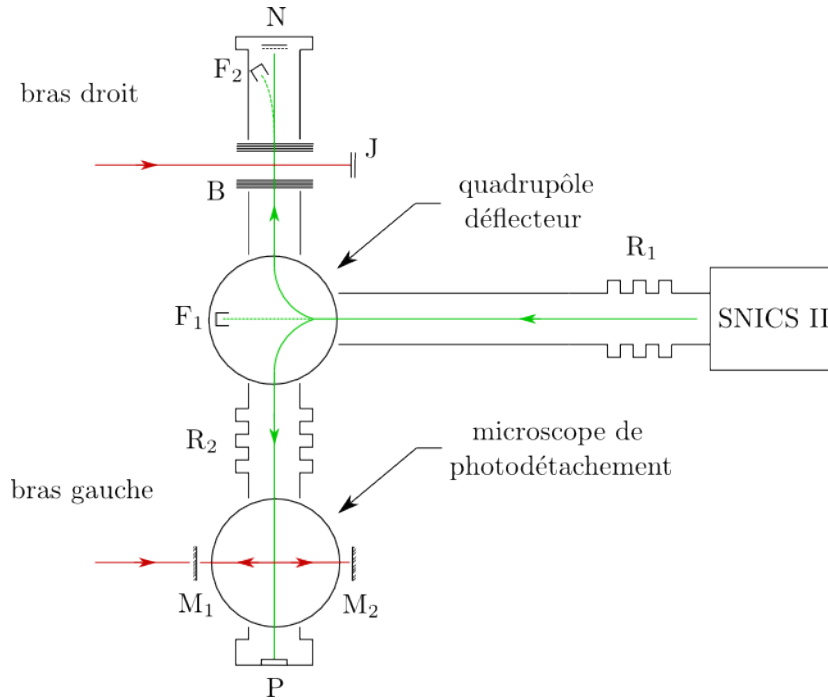


FIGURE 1.1 – Vue de dessus du montage expérimental. SNICS II : source d’ions, R_i : ralentisseurs, F_i : coupes de Faraday, M_i : miroirs, B : bobines de champ magnétique, J : joulemètre, N : détecteur de neutres, P : écran de phosphore. Le bras gauche nous permet d’orienter le jet vers le microscope de photodétachement pour étudier la réaction de photodétachement sous champ électrique. Le bras droit nous permet d’orienter le jet pour étudier la réaction de photodétachement sous champ magnétique.

1.2 Production de jets d’ions négatifs

Notre montage se distingue par le fait qu’on cherche à y produire des jets d’ions relativement lents, d’énergie cinétique de l’ordre du keV. Nous détaillons dans cette section le montage qui nous permet de les produire, ses performances, ainsi que ses conditions d’utilisation et de maintenance.

La production des ions négatifs est assurée par une source commerciale *SNICS II* de la société *NEC* [29] dont l’alimentation électrique a été conçue au laboratoire.

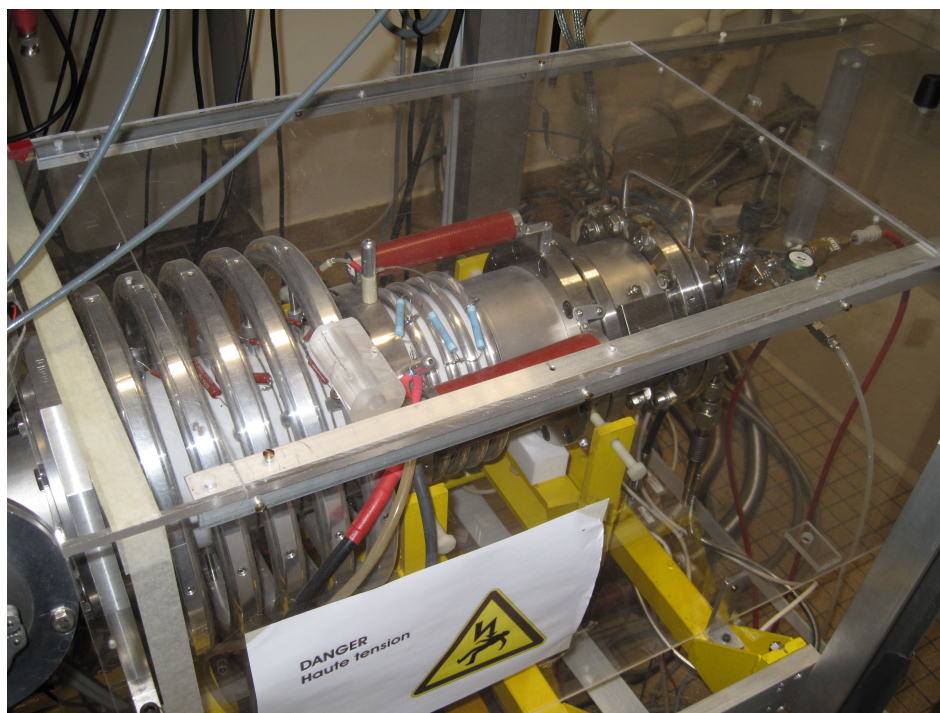


FIGURE 1.2 – Photo de la source *SNICS II* (à droite) suivie du ralentisseur (à gauche), permettant la production du jet d’ions.

Son fonctionnement est basé sur le bombardement d’une cible solide - la cathode - par des ions de césium Cs^+ [30, 31, 32]. Le schéma de principe est donné sur la figure 1.3. Un four évapore du césium dans la chambre, qui est transformé en Cs^+ par l’ioniseur thermique. La lentille de Einzel (“ Cs^+ focus” sur la figure 1.3) va permettre de focaliser les ions césium sur la cathode qui est constituée entre autres de l’élément qu’on désire produire. Les ions négatifs produits par impact du césium sur la cathode sont ensuite extraits par le champ électrostatique créé notamment par l’extracteur et constituent le jet.

Avec cette source le changement de la composition du jet est relativement rapide puisqu’il suffit de changer la composition de la cathode. L’accès à cette dernière est facilité grâce à un montage mécanique adapté. Cette opération peut s’étaler sur quelques jours en pratique, ce qui est surtout dû au repompage de la chambre à vide et au démarrage de la source.

La manipulation de cette source est très empirique et son fonctionnement parfois non-reproductible. Le courant d’ions produit peut varier du pA au nA selon l’élément qu’on considère (tableau 1.2). On essaie de dégager dans cette section quelques techniques d’utilisation issues de notre expérience.

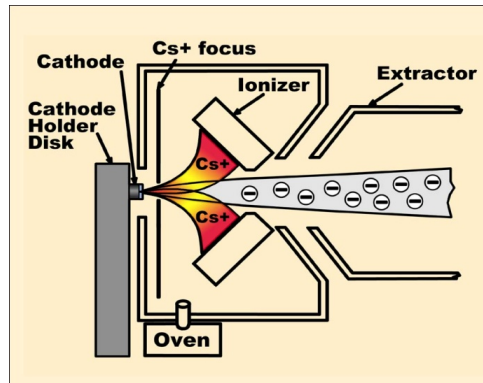


FIGURE 1.3 – Schéma du principe de fonctionnement de la source *SNICS II*.

Énergie cinétique du jet d'ions

Dans les conditions normales d'utilisation de la source, la cathode est polarisée à -10 kV et l'extracteur entre $+10$ et $+15\text{ kV}$, ce qui fournit un jet d'énergie cinétique de l'ordre de 20 keV .

Cette énergie étant bien au-delà de nos conditions d'utilisation, nous utilisons la source dans des conditions limites de telle sorte que l'énergie du jet produit à sa sortie est de l'ordre de 6 keV . De plus, un décélérateur a été ajouté à la suite directe de la source - qui peut être polarisé jusqu'à $+25\text{ kV}$ - nous permettant de réduire l'énergie du jet à $1,2\text{ keV}$ dans nos conditions usuelles. Avec ce montage, on peut donc en principe produire des jets de toute énergie inférieure à 20 keV

$$E_{jet} \in [0; 20\text{ keV}]$$

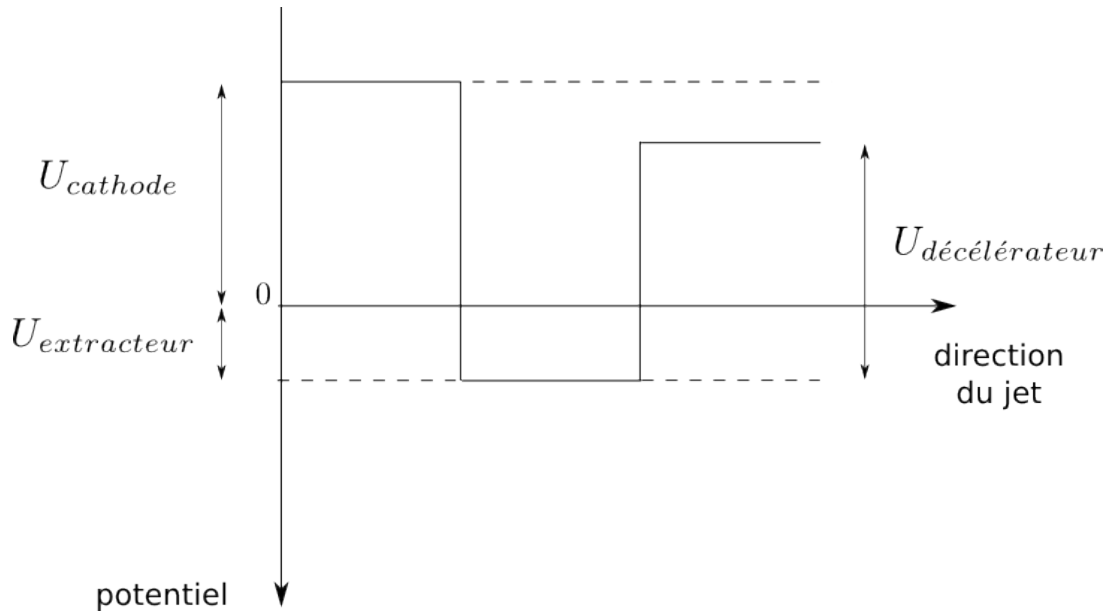


FIGURE 1.4 – Schéma des potentiels électriques de la source d’ions. La somme $U_{cathode} + U_{extracteur} - U_{décélérateur}$ exprimée en kV donne la valeur de l’énergie cinétique du jet à la sortie du ralentisseur en keV. Les valeurs typiques utilisées sur notre montage sont $U_{cathode} = 4,1$ kV, $U_{extracteur} = 2,0$ kV et $U_{décélérateur} = 4,9$ kV, ce qui produit un jet d’ions d’une énergie cinétique de 1,2 keV en sortie du ralentisseur.

La principale conséquence de cette utilisation particulière de la source et de l’ajout d’une étape de ralentissement à sa suite est que les courants d’ions que nous produisons sont bien en-dessous des performances annoncées par le constructeur. Ce dernier annonce en sortie de source des courants de l’ordre de quelques dizaines de μA - ce qui est variable de plusieurs ordres de grandeur selon l’élément qu’on considère. En bout de chaîne de notre montage, après traversée de plusieurs mètres de chambre à vide, d’éléments électrostatiques et d’écorceurs, on se retrouve dans le meilleur des cas avec un courant de l’ordre de quelques nA. La production de jets d’ions lents n’est donc pas une tâche aisée.

On peut voir sur la figure 1.5 que la densité volumique du jet d’ions - proportionnelle à $\frac{I}{\sqrt{K}}$ avec I le courant d’ions et K son énergie cinétique - décroît de façon abrupte dès qu’on cherche à le ralentir en deçà de 1 keV, la décélération produisant nécessairement une dispersion du jet.

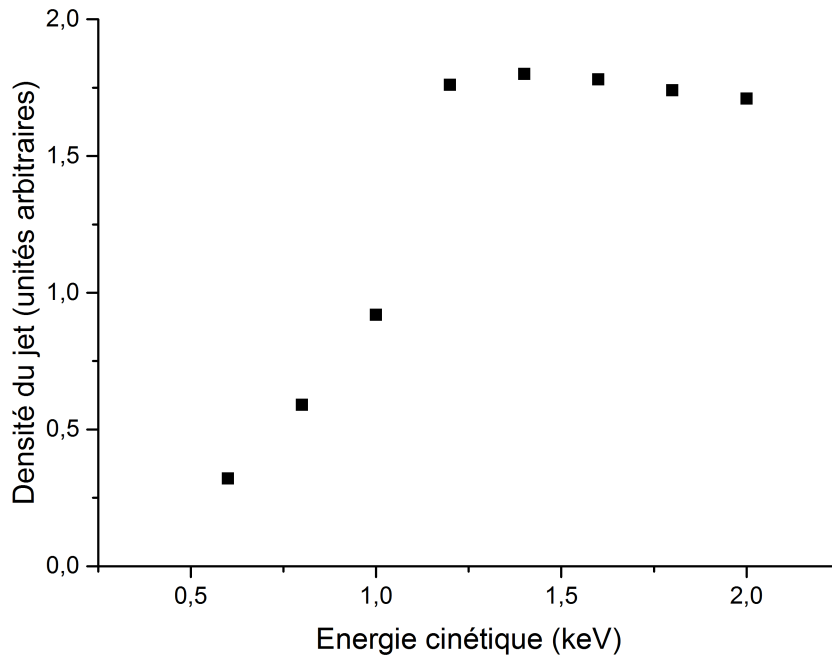


FIGURE 1.5 – Mesure de la densité volumique du jet d’ions en fonction de son énergie cinétique. C’est le courant d’ions qui est mesuré, dont on déduit la densité du jet en divisant par \sqrt{K} . On constate donc qu’un ralentissement du jet diminue fortement le courant mesuré, ce qui est dû à l’élargissement du profil transverse du jet lors de son passage dans un ralentisseur électrostatique.

Pureté du jet

Le courant d’ions produit n’est jamais parfaitement pur. La plupart des cathodes étant oxydées, on produit dans quasiment chaque jet un courant de O^- . De plus la production d’un ion s’accompagne souvent de la production de molécules chargées négativement : un jet de Ag^- s’accompagne par exemple d’un courant de Ag_2^- (5.7.2), ce qui peut être handicapant dans le cadre de nos expériences. Dans ce genre de situation, nous envisageons de remettre en place un filtre de masse. Il faut cependant tenir compte de contraintes financières et de la diminution du courant d’ions du fait de l’ajout d’un nouvel élément électrostatique sur le trajet du jet.

Procédure d’allumage de la source

Pour assurer le bon fonctionnement de la source il est important de suivre la procédure d’allumage suivante, surtout après une opération de maintenance (changement de cathode ou ouverture de la source).

De manière générale tous les paramètres doivent subir une variation progressive. En fonctionnement normal on augmente les paramètres asservis en tension par pas de 1 kV et ceux asservis en courant par pas de 2 A. On doit alors :

1. Vérifier que la pression au niveau de la source est de l'ordre de $10 \mu\text{Pa}$ et que le refroidissement de la cathode est branché.
2. Augmenter le courant de l'ioniseur progressivement jusqu'à 15 A en vérifiant que la pression au niveau de la source et le courant de cathode n'augmentent pas. Si c'est le cas laisser l'ioniseur dégazer jusqu'à ce que la pression revienne à son niveau d'origine. Cette étape est importante surtout après chaque opération de maintenance de la source.
3. Augmenter progressivement les tensions appliquées à la cathode, à l'extracteur, au décélérateur et à la lentille de Einzel.
4. Augmenter progressivement la tension appliquée au four à césium par pas de 5 V.

Les valeurs nominales d'utilisation de la source sont résumées dans le tableau 1.2.

| | Tension | Courant | Asservissement |
|------------------|---------|------------------------|----------------|
| Cathode | 4,1 kV | 10 – 100 μA | tension |
| Décélérateur | 4,9 kV | | tension |
| Extracteur | 2 kV | 0,21 mA | tension |
| Lentille Einzel | 2,8 kV | 1,5 mA | tension |
| Ioniseur | 12 V | 15 – 30 A | courant |
| Four à césium | 25 V | 0,4 A | tension |
| Conduit à césium | 1,2 V | 20 A | courant |

TABLE 1.1 – Paramètres nominaux d'utilisation de la source. La lentille Einzel permet la focalisation du Cs^+ sur la cathode ("Cs⁺ focus" sur la figure 1.3). Le conduit à césium permet d'acheminer le césium depuis le four jusqu'à la chambre où se situe la cathode.

Nous avons essayé à plusieurs reprises d'étudier l'évolution du courant d'ions en fonction de la variation des tensions de polarisation des éléments électrostatiques de la source mais il n'en ressort pas d'effet notable, sauf qu'un ralentissement plus fort du jet mène en général à une diminution de la densité du jet d'ions (figure 1.5).

Courant appliqué et usure de l'ioniseur

La manipulation du courant appliqué à l'ioniseur détermine en grande partie le courant obtenu et la stabilité du jet. L'ioniseur de la source est une pièce qui s'use vite - nous avons dû la remplacer tous les 6 mois environ - et qui coûte cher, il est donc important de le ménager. Nous présentons ici quelques caractéristiques de fonctionnement issues de notre expérience.

Dans des conditions normales, l'augmentation du courant appliqué à l'ioniseur a pour effet d'augmenter le courant du jet d'ions produit comme on peut le voir sur la figure 1.6.

Un élément important à noter également en ce qui concerne l'usure de l'ioniseur est qu'on a pu remarquer qu'il existe un certain hystérésis dans son fonctionnement : une fois qu'il a été utilisé à un courant donné, il est nécessaire de revenir aux mêmes conditions d'utilisation pour faire fonctionner correctement la source car elle ne fonctionne plus pour des courants plus faibles appliqués à l'ioniseur. Il faut donc ménager la montée en courant appliquée à ce dernier pour ne pas l'user trop vite. Dans tous les cas l'augmentation du courant doit être progressive.

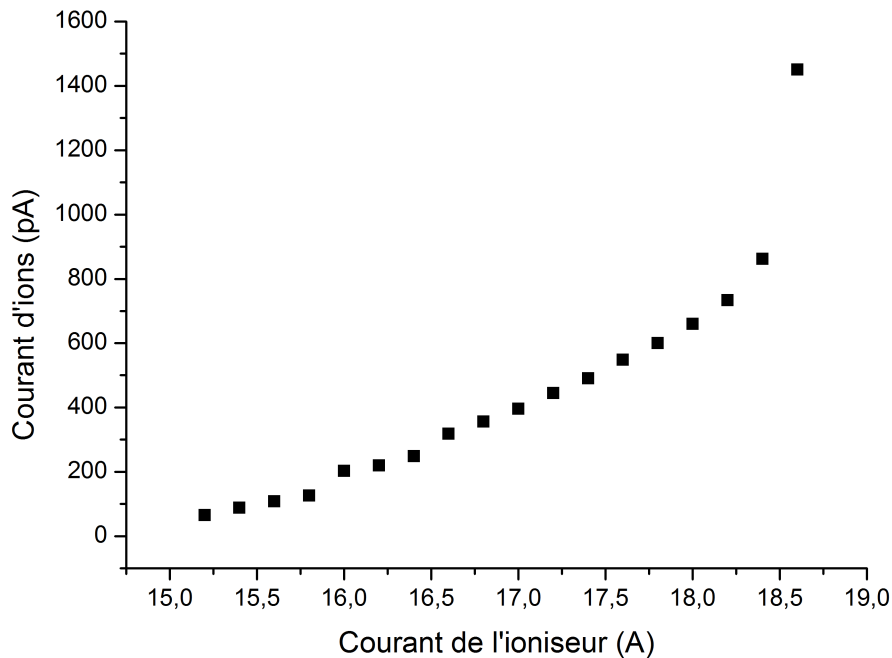


FIGURE 1.6 – Courant de O^- mesuré sur la coupe F_2 en fin du bras droit (figure 1.1) en fonction du courant appliqué à l'ioniseur.

Maintenance

Les principales opérations de maintenance de la source sont le changement de cathode et le changement d'ioniseur.

Le changement de cathode est une opération assez courante à effectuer dès qu'une cathode est usée ou que nous changeons d'élément d'étude. Nous avons réalisé cette opération plusieurs dizaines de fois au cours de ce travail. La source est conçue pour

que cette opération puisse être effectuée en n'ayant à casser le vide que dans un volume minimal. Néanmoins il est tout de même impossible de maintenir une étanchéité parfaite, il est donc important de remplir la chambre avec un gaz neutre - de l'argon dans notre cas - pour certaines étapes de l'opération, afin surtout d'éviter que le césium contenu dans le four soit mis en contact avec l'air.

Le changement d'ioniseur est une opération moins courante, qu'on effectue tous les 6 mois environ, lorsqu'on est obligé de monter le courant appliqué à l'ioniseur aux alentours de 25 à 30 A pour obtenir un faible courant d'ions. Il est à noter qu'il peut être judicieux d'essayer de faire monter la température du four à césium comme il est décrit dans le paragraphe suivant pour s'assurer que la baisse du courant d'ions n'est pas due à une oxydation du césium avant de recourir au changement de l'ioniseur. L'usure de l'ioniseur semble surtout due au vieillissement des céramiques d'isolation qui se recouvrent progressivement d'un dépôt métallique, surtout dans le cas où on cherche à produire un courant d'ions métalliques. Le changement d'ioniseur - et de tout autre élément interne à la source - nécessite l'isolation du four à césium. Il est important de casser le vide au cours de ces opérations avec de l'argon.

Brisure de la pellicule d'oxydation du césium

En fonctionnement normal on applique une tension de 25 V à la résistance permettant de chauffer le four à césium, ce qui correspond à une température de l'ordre de 100 °C.

Lors d'opérations de maintenance de la source, il arrive que le césium contenu dans le four soit brièvement en contact avec l'air et forme une mince pellicule d'oxydation qui bloque l'arrivée de la vapeur de césium au niveau du cœur de la source, ce qui se traduit par une production de courant très faible de l'ordre de quelques pA en fin de montage, même pour les éléments les plus faciles à produire tels que l'oxygène. Dans ce cas on suit la procédure suivante qui repose sur l'idée d'augmenter la pression de la vapeur de césium afin de briser la pellicule d'oxydation. Il faut s'assurer que c'est bien un problème au niveau de l'afflux de césium qui empêche le bon fonctionnement de la source avant de recourir à cette procédure car elle peut engendrer une pollution des isolants électriques de la source.

Il est important de ne pas laisser la source sans surveillance lors du suivi de cette procédure !

1. On vérifie que l'arrêt du chauffage du four ne produit pas une baisse du courant observé.
2. On monte progressivement - par pas de 5 V en attendant quelques minutes - la tension appliquée au four jusqu'à 55 – 60 V. On surveille constamment le courant au niveau de la cathode et le courant d'ions produit lors de cette étape.
3. Au moment qui correspond à la brisure de la pellicule d'oxydation on observe une brusque montée du courant de cathode et du courant d'ions produit. Il faut alors couper au plus vite le courant appliqué au conduit du four afin de stopper

l'arrivée du flux de césium. On peut observer des courants de cathode de l'ordre de $1500 \mu\text{A}$ pour des valeurs normales de l'ordre de quelques dizaines de μA .

4. Le courant de cathode décroît alors progressivement. On remonte progressivement - par pas de 2 A - le courant appliqué au conduit jusqu'à revenir à une valeur nominale aux alentours de 20 A .

Courants obtenus selon l'élément considéré

L'oxygène est l'élément qu'on produit le plus facilement et le plus couramment.

De manière générale, la production de jets d'ions métalliques est difficile. D'une part on constate que les courants produits sont faibles par rapport aux courants obtenus avec O^- par exemple (tableau 1.2). D'autre part ils provoquent une usure prématurée de l'ioniseur qu'on suppose due à la pollution des céramiques isolantes. Enfin les jets d'ions métalliques sont particulièrement pollués par l'oxygène, ce qui est dû à l'oxydation de la cathode.

| Élément | O^- | Pb^- | Ag^- | Fe^- | C^- | Ni^- | Ge^- | H^- |
|-----------------------------|--------------|---------------|---------------|---------------|--------------|---------------|---------------|--------------|
| Courant maximal mesuré (pA) | 3000 | 20 | 70 | 15 | 200 | 150 | >100 | 3000 |

TABLE 1.2 – Courants d'ions mesurés en fin du montage sur la coupe F_2 (figure 1.1) selon l'élément considéré. Il est à noter que cette mesure ne révèle pas forcément le courant réel de l'ion considéré puisque le jet n'est pas sélectionné en masse, il peut donc contenir d'autres éléments (figure 1.10).

1.3 Mesure du courant d'ions

La mesure du courant d'ions est réalisée à l'aide de deux coupes de Faraday F_1 et F_2 disposées comme indiqué sur la figure 1.1.

1.4 Détection des neutres

La détection des neutres en bout du bras droit sur le montage (figure 1.1) est assurée par un détecteur *Hamamatsu R5150-10*, placé à environ 50 cm de la zone d'interaction. Il s'agit d'un multiplicateur d'électrons composé d'une superposition de 17 électrodes séparées par des résistances formant un pont diviseur de tension.

Les électrons émis lors de l'impact de la particule sur la première électrode sont multipliés en cascade, comme il est schématisé sur la figure 1.7.

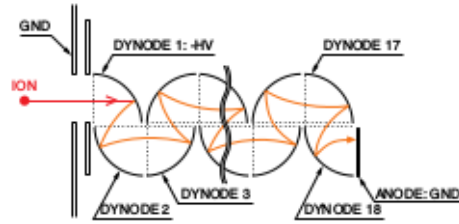


FIGURE 1.7 – Schéma du principe de fonctionnement d'un multiplicateur d'électrons.

On polarise la première électrode entre $-2,2$ et $-3,5$ kV. Ainsi les ions négatifs contenus dans le jet - à $1,2$ keV - ne peuvent pas passer la barrière de potentiel.

Les caractéristiques du détecteur sont résumées dans le tableau 1.3.

| Paramètre | Valeur |
|---------------------------------------|--------------------|
| Pression de fonctionnement | $< 10^{-2}$ Pa |
| Diamètre du détecteur | 8 mm |
| Polarisation de la première électrode | $-2,2$ à $-3,5$ kV |
| Gain | 10^7 |
| Temps de réponse | 2 ns |
| Tension de sortie | 10 mV |

TABLE 1.3 – Caractéristiques typiques du détecteur données par le constructeur.

Le signal obtenu en sortie de ce détecteur passe ensuite par un amplificateur électronique - décrit dans [10] - permettant un gain d'un facteur 100 sur l'amplitude du signal issu de la collision d'un neutre sur le détecteur. L'amplitude du signal d'un événement varie de quelques dizaines à quelques centaines de mV (figure 1.8).

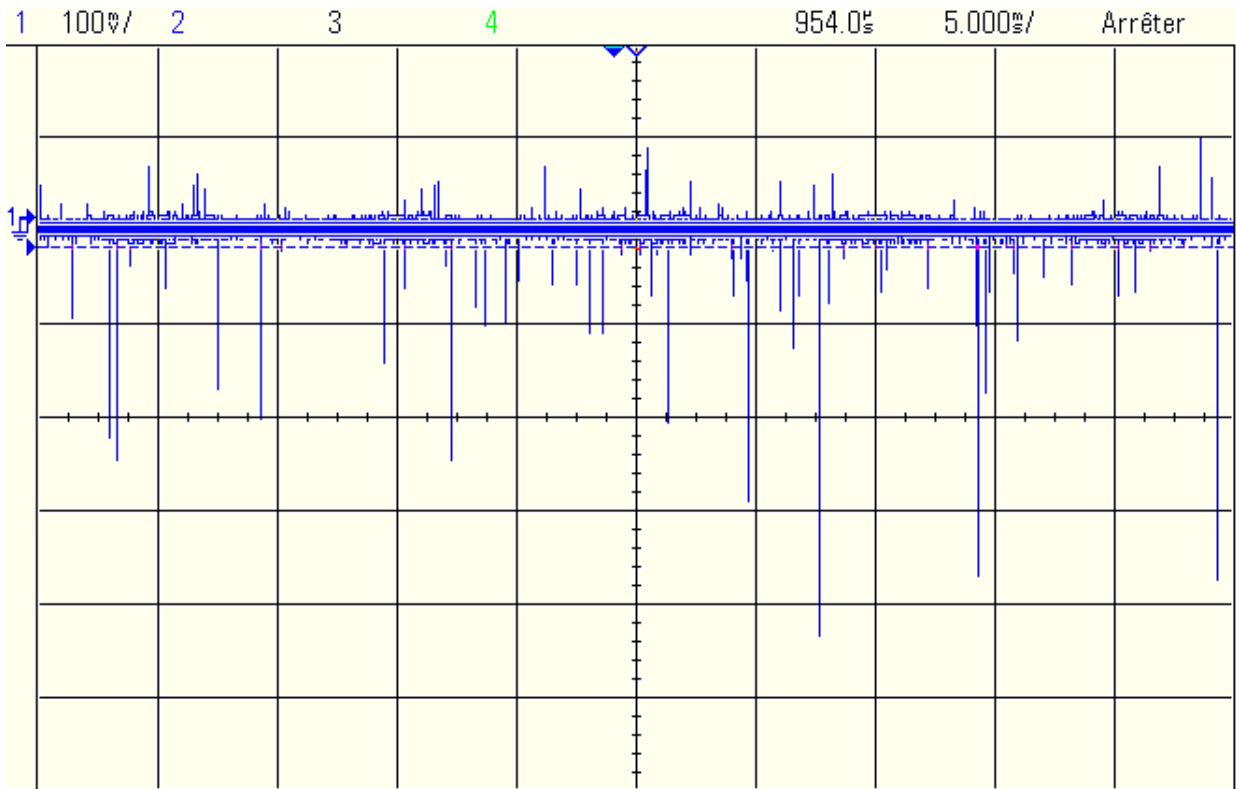


FIGURE 1.8 – Signal de neutres produits par détachement collisionnel avec le gaz résiduel contenu dans la chambre d’interaction. Chaque pic inversé correspond à la détection d’un atome. On constate que l’amplitude d’un signal élémentaire est très dispersée - de quelques dizaines à quelques centaines de mV. Le courant d’ions est de quelques dizaines de pA et le détecteur polarisé à -3 kV.

1.5 Lasers et mesures des caractéristiques des faisceaux

Durant ce travail nous nous sommes concentrés sur l’étude du photodétachement dans la gamme du titane-saphir (Ti:Sa) entre 700 et 1000 nm. Ces longueurs d’onde nous permettent notamment d’étudier les premiers seuils de photodétachement de l’oxygène, du carbone, du germanium, du plomb, de l’argent...

1.5.1 Laser continu titane-saphir

Nous disposons d’un laser *Coherent MBR 110* pompé par un laser *Coherent Verdi V10* fournissant une puissance maximale de 10,5 W à 532 nm.

Il couvre la gamme de longueurs d’onde comprises entre 700 et 1000 nm. On dispose

d'un jeu de 3 miroirs coupleurs couvrant chacun environ 100 nm.

La puissance lumineuse fournie est en moyenne de 1 W, et peut atteindre jusqu'à 1,7 W à 780 nm. À 950 nm il fournit une puissance d'environ 500 mW.

La largeur spectrale du laser est annoncée par le constructeur dans les meilleures conditions comme étant de 75 kHz.

1.5.2 Laser pulsé monomode titane-saphir

On réalise des impulsions monomodes en fréquence dans la gamme du titane-saphir avec la cavité laser décrite dans [34].

Le pompage est assuré par un laser *Quantel CFR* délivrant des impulsions de 10 ns de l'ordre de 50 mJ à 532 nm avec un taux de répétition de 20 Hz.

L'injection de la cavité par le *Coherent MBR 110* permet de réaliser des impulsions monomodes.

On obtient des impulsions d'énergie allant jusqu'à 10 mJ, d'une durée de 10 ns, et de largeur spectrale de l'ordre de 20 MHz.

1.5.3 Mesure de longueur d'onde et calibration du lambdamètre

On mesure la fréquence du laser à l'aide d'un lambdamètre *HighFinesse WS-U* dont la précision est annoncée comme étant de 10 MHz.

Pour calibrer le lambdamètre, on utilise la transition hyperfine $6^2S_{1/2}F = 4 \rightarrow 6^2P_{3/2}F = 5$ de l'atome de césium 133 à $11732,18176 \text{ cm}^{-1}$ ou $853,356383 \text{ nm}$.

Le montage d'absorption saturée, schématisé sur la figure 1.9, permet de s'affranchir de l'élargissement Doppler dû à la température non-nulle de l'échantillon. On appelle *faisceau pompe* le faisceau propageant dans l'échantillon, il est suffisamment puissant pour saturer la transition considérée. Le *faisceau sonde* est le faisceau contrapropageant réfléchi par la lame de verre. Le principe est le suivant :

- Si la fréquence du faisceau de pompe est décalée par rapport à la fréquence de la transition qu'on considère, il va exciter les atomes pour lesquels la vitesse longitudinale par rapport au vecteur d'onde compense ce décalage par effet Doppler. Le faisceau sonde va exciter une autre gamme de vitesse du fait de l'inversion de la direction de propagation et va donc être absorbé par l'échantillon.
- Si la fréquence du faisceau de pompe correspond à la fréquence de transition, il va exciter les atomes pour lesquels la vitesse longitudinale est nulle et saturer cette classe de vitesse. L'échantillon est alors transparent pour le faisceau sonde.

Lorsqu'on balaie la fréquence de la diode, on observe donc des pics de transmission du faisceau sonde, non-élargi par effet Doppler, pour chaque transition atomique - ainsi que pour les résonances de croisement.

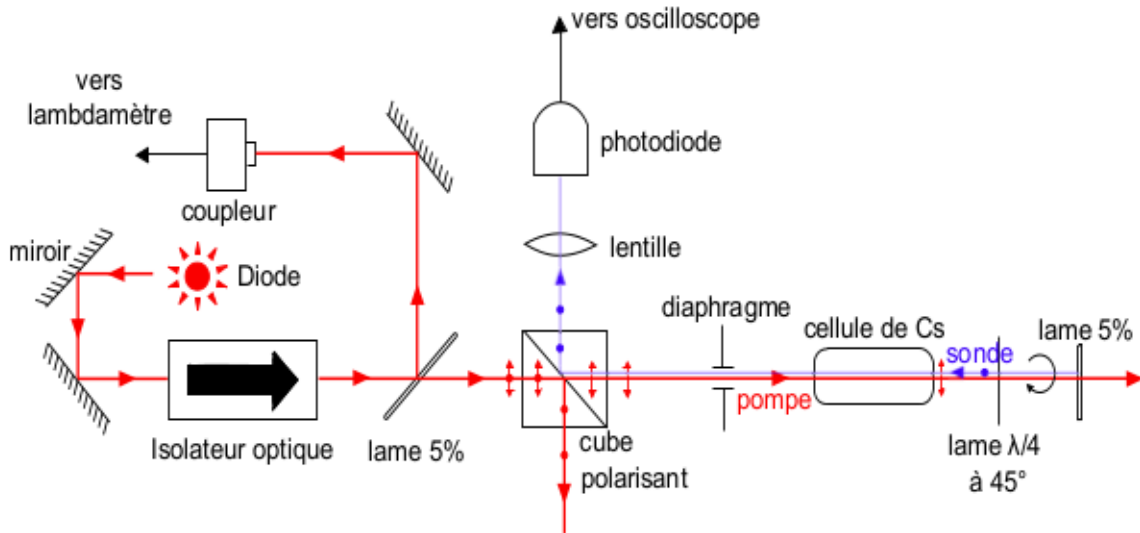


FIGURE 1.9 – Schéma du montage en absorption saturée pour la calibration du lambdamètre. Une lame réfléchissant 5 % de la puissance lumineuse du faisceau de pompe (en rouge) permet de créer le faisceau sonde (en bleu). La lame $\lambda/4$ permet de modifier sa polarisation de façon à ce que le faisceau sonde soit réfléchi par le cube séparateur. Figure extraite de [10].

1.5.4 Mesure d'intensités lumineuses

Hautes intensités

Pour les mesures de hautes intensités lumineuses (de 10 mW à 3 W), nous avons utilisé un puissance-mètre *Coherent PowerMax-USB LM-3*.

Faibles intensités

Pour les mesures de faibles intensités (< 100 mW), notamment pour les mesures de transmission des miroirs de haute réflectivité, nous avons utilisé un puissance-mètre *Gentec PH100-Si*.

1.6 Composition du jet d'ions par temps de vol

On peut accéder à la composition du jet d'ions en effectuant une étude par temps de vol des neutres produits par photodétachement pulsé dans le bras droit.

L'énergie cinétique des ions étant fixe dans le jet, les ions les plus lourds s'y déplacent plus lentement que les ions les plus légers. En photodétachant une partie du jet à l'aide du laser pulsé (1.5.2), et en synchronisant la détection des neutres, on sépare temporellement les différents éléments qui composent le jet. À partir de la distance séparant le passage du laser du détecteur - de l'ordre de 50 cm - et du temps de parcours des éléments, donné par la détection (figure 1.10), on en déduit la masse des différents éléments. L'intensité relative des différents signaux nous permet d'accéder à la composition relative du jet, qui dépend de la composition de la cathode introduite dans la source.

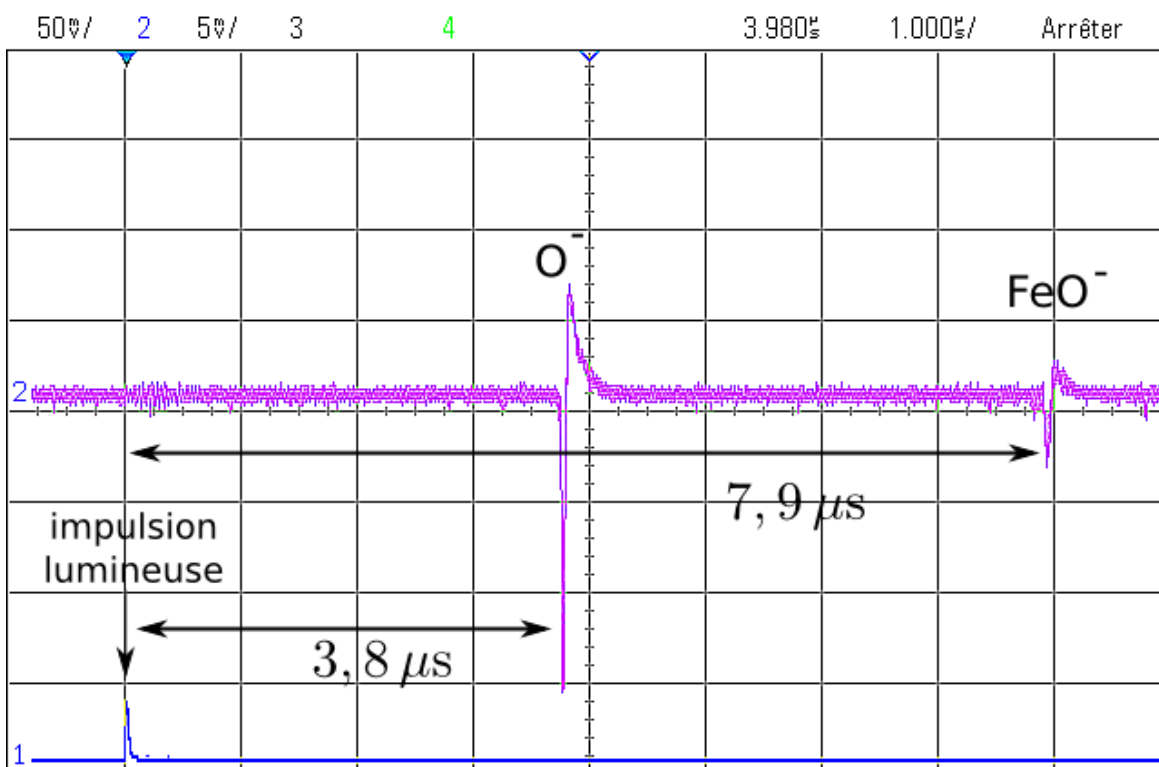


FIGURE 1.10 – Exemple d'un signal en temps de vol réalisé sur un jet produit à partir d'une cathode de Fe_2O_3 . Le signal en bleu correspond à une impulsion laser de 5 mJ à 730 nm. Le signal en violet correspond au signal de neutres. Le premier pic inversé correspond au signal de photodétachement de O^- et le second au signal de FeO^- .

Chapitre 2

Stockage de lumière en cavité optique

La mise en évidence d'un processus physique mettant en jeu l'absorption de photons est souvent simplifiée lorsqu'on dispose d'un flux lumineux important. Cependant la technique ne permet pas toujours de disposer de sources lumineuses adaptées et suffisamment intenses.

La zone d'interaction où se produisent les processus d'absorption de photons est généralement pour partie transparente : une partie du flux lumineux la traverse sans interagir. L'idée de base du stockage de lumière est de monter une cavité optique autour de cette zone d'interaction afin de recycler cette partie du flux lumineux, qui a les bonnes caractéristiques pour étudier le phénomène en question.

Disposant d'une source lumineuse adaptée, on va pouvoir grâce à cette technique amplifier l'intensité lumineuse dans la zone d'interaction, et ainsi augmenter la fréquence d'apparition des événements qui nous intéressent.

Le paramètre au coeur de cette technique est la *surtension* de la cavité, qui nous donne le rapport de l'intensité intracavité sur l'intensité incidente.

Dans les sections 2.1 et 2.2 nous établissons les propriétés optiques des cavités que nous avons eu l'occasion d'étudier. La section 2.3 est consacrée aux techniques d'asservissement utilisées. Enfin la section 2.4 présente des méthodes expérimentales de base permettant de régler et de caractériser une cavité optique.

2.1 Cavité à 2 miroirs à pertes

Durant ce travail de thèse, nous avons eu l'occasion d'étudier le stockage de lumière dans une cavité à 2 miroirs montée à l'extérieur d'une chambre à vide. L'accès optique est assuré par deux hublots fermés par des lames de verre orientées à incidence de Brewster, qui induisent des pertes intracavité. Le montage complet est décrit dans la section 5.4.

Dans cette section, nous nous intéressons uniquement aux propriétés optiques de ce système d'un point de vue théorique. Nous nous inspirons essentiellement de la présentation effectuée dans [2].

2.1.1 Modélisation

2.1.1.1 Champ électrique et intensité lumineuse

Dans cette section on suppose le champ polarisé rectilignement et on réduit l'étude à celle de son amplitude selon cette direction de polarisation (approximation scalaire). On décrit son évolution comme une onde plane.

L'expression du champ électrique complexe est donnée par

$$E(z, t) = E_0 e^{i(\omega t - kz)} \quad (2.1)$$

avec E_0 , ω , k respectivement l'amplitude complexe, la pulsation et le vecteur d'onde du champ; t et z les coordonnées temporelle et spatiale selon l'axe de propagation de l'onde.

L'intensité est définie comme la puissance lumineuse par unité de surface [1, page 50]

$$I(z) \equiv \epsilon_0 c \langle \text{Re}(E(z, t))^2 \rangle_T \quad (2.2)$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide et c la vitesse de la lumière dans le vide. La notation $\langle \rangle_T$ dénote une moyenne temporelle, ce qui se justifie par le fait que la mesure effectuée par les détecteurs est une moyenne sur de nombreuses périodes d'oscillation du champ.

L'expression de l'intensité lumineuse peut être remaniée de façon à être plus facilement exploitable

$$\begin{aligned} I(z) &= \frac{\epsilon_0 c}{4} \langle (E(z, t) + E^*(z, t))^2 \rangle_T \\ &= \frac{\epsilon_0 c}{4} (\langle E(z, t)^2 \rangle_T + \langle E^*(z, t)^2 \rangle_T + 2 \langle E(z, t) E^*(z, t) \rangle_T) \\ &= \frac{\epsilon_0 c}{2} \langle |E(z, t)|^2 \rangle_T \end{aligned} \quad (2.3)$$

car les termes qui conservent une phase temporelle s'annulent du fait du moyennage.

2.1.1.2 Modélisation des miroirs

Les miroirs utilisés sont composés d'une certaine épaisseur de substrat, a priori il faudrait donc considérer deux interfaces. Les traitements anti-reflet appliqués nous permettent de négliger les réflexions sur l'interface extérieure. On peut donc négliger l'épaisseur des miroirs et ne considérer qu'une interface réfléchissante.

Pour chaque miroir, on définit un coefficient de réflexion R , un coefficient de transmission T et un coefficient de perte P . Pour une intensité lumineuse incidente I_0 sur le miroir, l'intensité réfléchi est RI_0 , l'intensité transmise est TI_0 , et l'intensité perdue par diffusion ou absorption par le miroir est PI_0 . Ils répondent à la relation de conservation de l'énergie

$$R + T + P = 1 \quad (2.4)$$

On suppose également qu'on peut modéliser un miroir de telle façon que les champs incident et réfléchi répondent aux relations de Stokes [1, page 136]. Cela signifie que si on considère par exemple que le champ réfléchi par la face extérieure du miroir¹ acquiert une phase π par rapport au champ incident - à gauche sur la figure 2.1 -, alors le champ réfléchi par la face intérieure - à droite sur la figure - n'est pas déphasé par rapport au champ incident. C'est la convention qu'on utilisera par la suite. En principe l'utilisation des relations de Stokes, fondées sur un argument de symétrie par inversion du temps, nécessite de considérer un milieu non-absorbant, on considère donc que le coefficient de pertes est faible par rapport aux coefficients de réflexion et de transmission

$$P \ll R, T \quad (2.5)$$

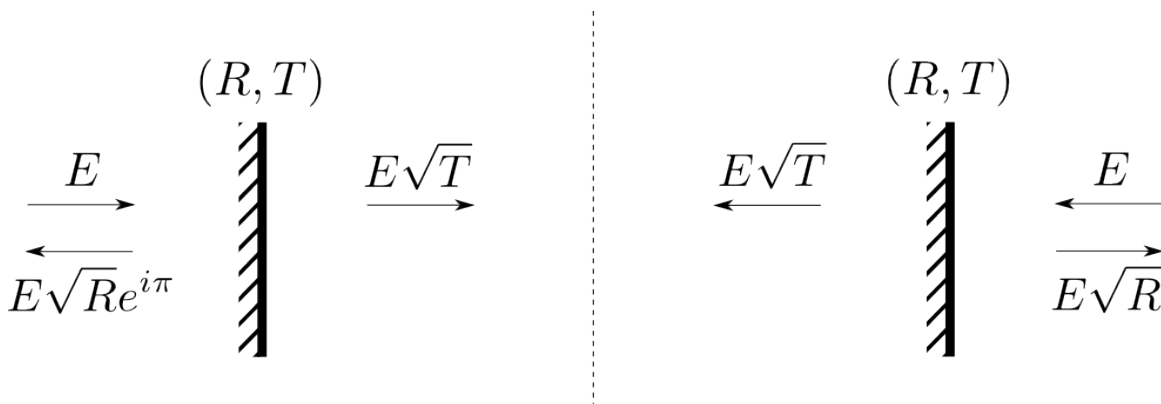


FIGURE 2.1 – Conventions adoptées pour les champs transmis et réfléchis par les miroirs. À gauche : incidence depuis l'extérieur de la cavité sur le miroir. À droite : incidence depuis l'intérieur de la cavité. On note que les conventions adoptées sont différentes de celles de la référence [2].

2.1.1.3 Modélisation de la cavité

On se place dans cette section dans le cas idéal d'une cavité formée de deux miroirs plan-plan infinis injectée par une onde plane, ce qui revient à considérer un couplage géométrique parfait (2.1.4.5).

1. L'emploi des termes "face extérieure" et "face intérieure" est un peu prématuré. On anticipe le miroir comme un élément d'une cavité.

On introduit dans ce modèle des pertes lumineuses intracavité et au niveau des miroirs. Les pertes au niveau des miroirs n'ont pas le même effet que les pertes intracavité du fait de la relation (2.4) qui les lie aux autres paramètres des miroirs, tandis que les pertes intracavité en sont indépendantes. Ces dernières sont principalement dues aux 2 lames de verre orientées à incidence de Brewster - pour la polarisation considérée - qui sur le montage permettent de fermer la chambre à vide contenant la zone d'interaction. On modélise chacune de ces lames avec un coefficient de transmission $\sqrt{T_3}$ et on suppose qu'elles n'absorbent ni ne diffusent aucune lumière.

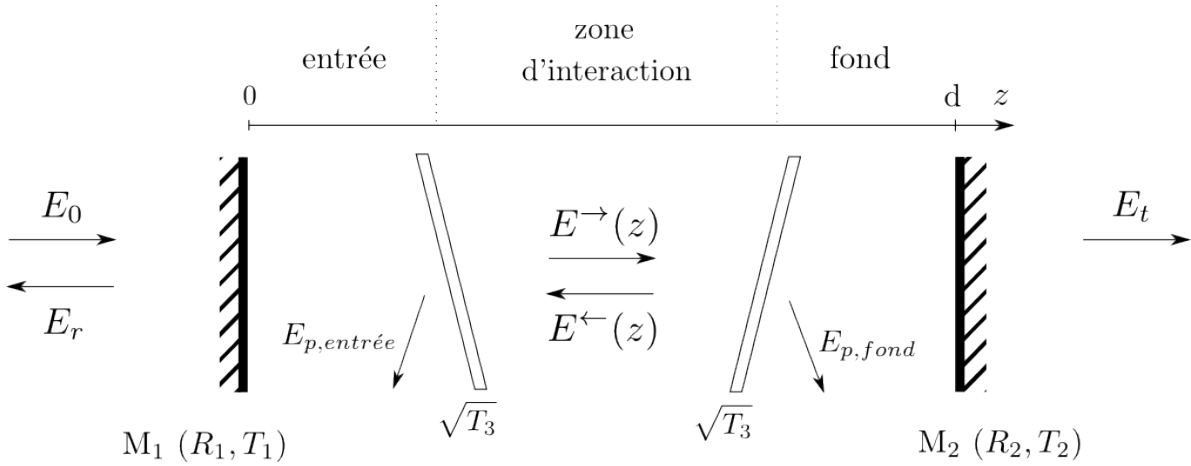


FIGURE 2.2 – Modèle de la cavité à 2 miroirs.

2.1.2 Intensités lumineuses

Un des aspects majeurs de la physique des cavités optiques est d'établir leur bilan énergétique ; c'est ce que nous présentons dans cette section en établissant les expressions des différentes intensités lumineuses. Nous définissons et établissons également l'expression de la surtension de la cavité, et discutons du problème de sa maximisation.

Pour calculer les champs propageant $E^{\rightarrow}(z)$ ou contrapropageant $E^{\leftarrow}(z)$ à une position z dans la cavité, il suffit d'établir le premier terme du champ à cette position, puis de le multiplier par la somme infinie de la transformation du champ lors d'un aller-retour dans la cavité. Cette transformation est donnée par

$$T_3 \sqrt{R_1 R_2} e^{-i\delta} \quad (2.6)$$

avec

$$\delta \equiv kL = \frac{\omega L}{c} \quad (2.7)$$

la phase accumulée sur un aller-retour dans la cavité et

$$L \equiv 2d \quad (2.8)$$

la longueur d'un aller-retour dans la cavité où d est la longueur de la cavité.

On définit la perte en amplitude du champ lors d'un aller-retour par

$$Z \equiv T_3 \sqrt{R_1 R_2} \quad (2.9)$$

La somme infinie de cette transformation prend la forme (pour $Z < 1$)

$$\sum_{m=0}^{+\infty} (Z e^{-i\delta})^m = \frac{1}{1 - Z e^{-i\delta}} \quad (2.10)$$

On établit également un résultat général qui nous sera utile par la suite pour le calcul des intensités. Pour α et β réels on a

$$\begin{aligned} |1 - \alpha e^{-2i\beta}|^2 &= (1 - \alpha e^{-2i\beta})(1 - \alpha e^{2i\beta}) \\ &= 1 + \alpha^2 - 2\alpha \cos 2\beta \\ &= (1 - \alpha)^2 + 4\alpha \sin^2 \beta \end{aligned} \quad (2.11)$$

2.1.2.1 Intensité transmise

Le champ transmis par la cavité correspond à la transmission par le miroir M_2 du champ propageant dans la cavité au niveau de la face interne du miroir, c'est-à-dire $E^\rightarrow(L)$.

Le premier terme de ce champ a subi par rapport au champ incident la traversée du miroir d'entrée et des lames, et un déphasage correspondant à la longueur de la cavité. Il a donc pour expression $E_0 \sqrt{T_1 T_3} e^{-i\delta/2}$. On a donc $E^\rightarrow(L) = E_0 \frac{\sqrt{T_1 T_3} e^{-i\delta/2}}{1 - Z e^{-i\delta}}$, dont on déduit l'expression du champ total transmis

$$E_t = E_0 \frac{\sqrt{T_1 T_2 T_3} e^{-i\delta/2}}{1 - Z e^{-i\delta}} \quad (2.12)$$

et on utilise la formule (2.11) avec $\alpha = Z$, $\beta = \delta/2$ pour calculer le module carré du dénominateur. On en déduit l'intensité transmise

$$I_t = I_0 \frac{T_1 T_2 T_3}{(1 - Z)^2 + 4Z \sin^2 \left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad (2.13)$$

avec $I_0 = \frac{\epsilon_0 c}{2} |E_0|^2$.

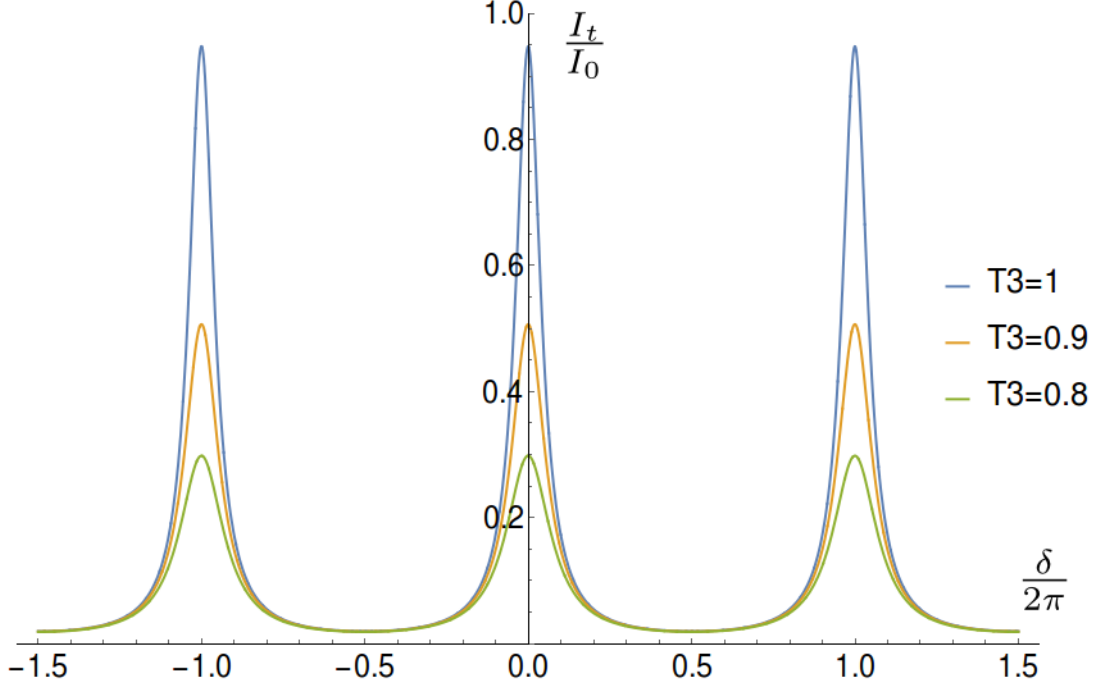


FIGURE 2.3 – Intensité transmise normalisée, en fonction de $\delta/2\pi$, pour différentes valeurs du paramètre de pertes intracavité. Les autres paramètres utilisés sont $R_1 = 0,7$, $T_1 = 0,3$, $R_2 = 0,8$ et $T_2 = 0,2$.

2.1.2.2 Intensité réfléchie

Pour le calcul de l'intensité réfléchie, on doit prendre en compte d'une part la réflexion directe par le miroir M_1 qui fournit un terme $E_0\sqrt{R_1}e^{i\pi}$, le facteur de phase provenant des conventions adoptées (2.1.1.2).

D'autre part la transmission du champ contrapropageant $E^{\leftarrow}(0)$. Le premier terme de ce dernier est donné par $E_0\sqrt{T_1R_2}T_3e^{-i\delta} = E_0\sqrt{\frac{T_1}{R_1}}Ze^{-i\delta}$. Le champ total contrapropageant arrivant sur M_1 a donc pour expression $E^{\leftarrow}(0) = E_0\frac{\sqrt{\frac{T_1}{R_1}}Ze^{-i\delta}}{1-Ze^{-i\delta}}$.

On en déduit le champ total réfléchi

$$E_r = -E_0\sqrt{R_1}\frac{1 - Z\left(1 + \frac{T_1}{R_1}\right)e^{-i\delta}}{1 - Ze^{-i\delta}} \quad (2.14)$$

En utilisant le résultat (2.11) avec $\alpha = Z\left(1 + \frac{T_1}{R_1}\right)$ et $\beta = \frac{\delta}{2}$, on obtient l'expression du module carré du numérateur

$$\left|1 - Z\left(1 + \frac{T_1}{R_1}\right)e^{-i\delta}\right|^2 = \left[1 - Z\left(1 + \frac{T_1}{R_1}\right)\right]^2 + 4Z\left(1 + \frac{T_1}{R_1}\right)\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \quad (2.15)$$

dont on déduit l'intensité réfléchie

$$I_r = I_0 R_1 \frac{\left[1 - Z \left(1 + \frac{T_1}{R_1}\right)\right]^2 + 4Z \left(1 + \frac{T_1}{R_1}\right) \sin^2 \left(\frac{\delta}{2}\right)}{(1 - Z)^2 + 4Z \sin^2 \left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad (2.16)$$

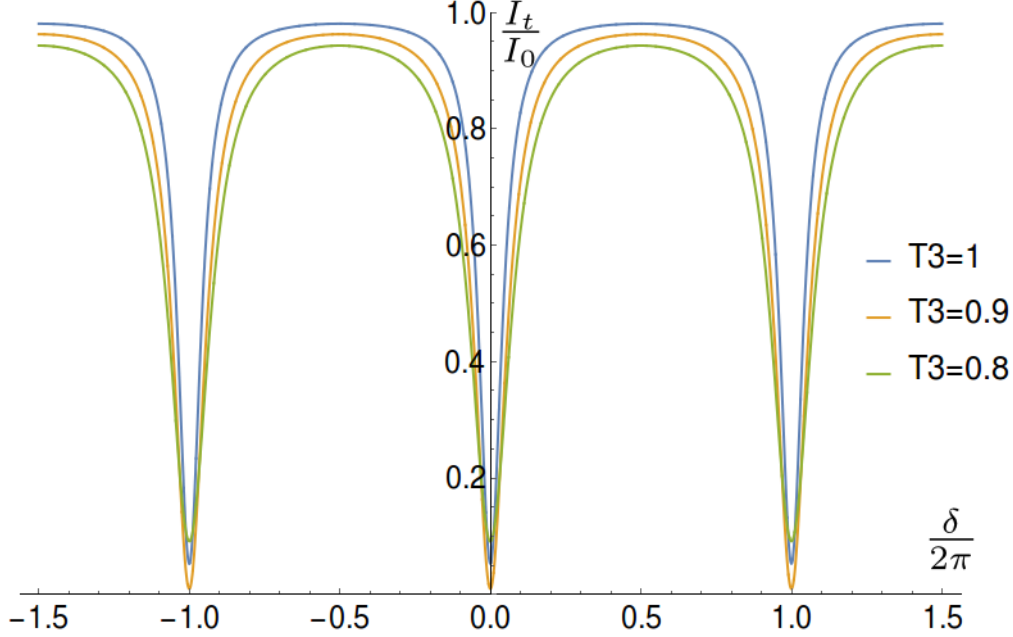


FIGURE 2.4 – Intensité réfléchie normalisée, en fonction de $\delta/2\pi$, pour différentes valeur du paramètre de pertes intracavité. Les autres paramètres utilisés sont $R_1 = 0,7$, $T_1 = 0,3$ et $R_2 = 0,8$.

Conditions d'annulation de l'intensité réfléchie

Dans cette partie on suit le raisonnement présenté dans [6] pour établir les conditions pour lesquelles on peut annuler l'intensité réfléchie par la cavité.

On définit le coefficient de réflexion en amplitude de la cavité comme

$$F(\delta) \equiv \frac{E_r}{E_0} = -\sqrt{R_1} \frac{1 - Z \left(1 + \frac{T_1}{R_1}\right) e^{-i\delta}}{1 - Z e^{-i\delta}} \quad (2.17)$$

Lorsqu'on fait varier δ sur $[0; 2\pi]$, ce coefficient parcourt un cercle dans le plan complexe. En effet on peut montrer que

$$|F(\delta) - Z_0|^2 = R^2 \quad (2.18)$$

avec

$$Z_0 = -\frac{\sqrt{R_1}}{1 - Z^2} \left[1 - R_2 T_3^2 (R_1 + T_1)\right] \text{ et } R = \frac{T_1 T_3 \sqrt{R_2}}{1 - Z^2} \quad (2.19)$$

respectivement le centre et le rayon du cercle.

On ne peut donc annuler l'intensité réfléchie à résonance que dans le cas où $R^2 = Z_0^2$. On peut montrer que cette condition implique que la réflectivité du miroir d'entrée soit égale à la valeur optimale

$$R_1^{opt} \equiv (1 - P_1)^2 T_3^2 R_2 \quad (2.20)$$

Dans ce cas on parle de *couplage critique* ou d'*adaptation d'impédance* de la cavité. Cette condition est réalisable physiquement puisque $R_1^{opt} < 1$. On parle de cavité *surcouplée* ou *sous-couplée* dans les cas respectifs où $R_1 < R_1^{opt}$ ou $R_1 > R_1^{opt}$.

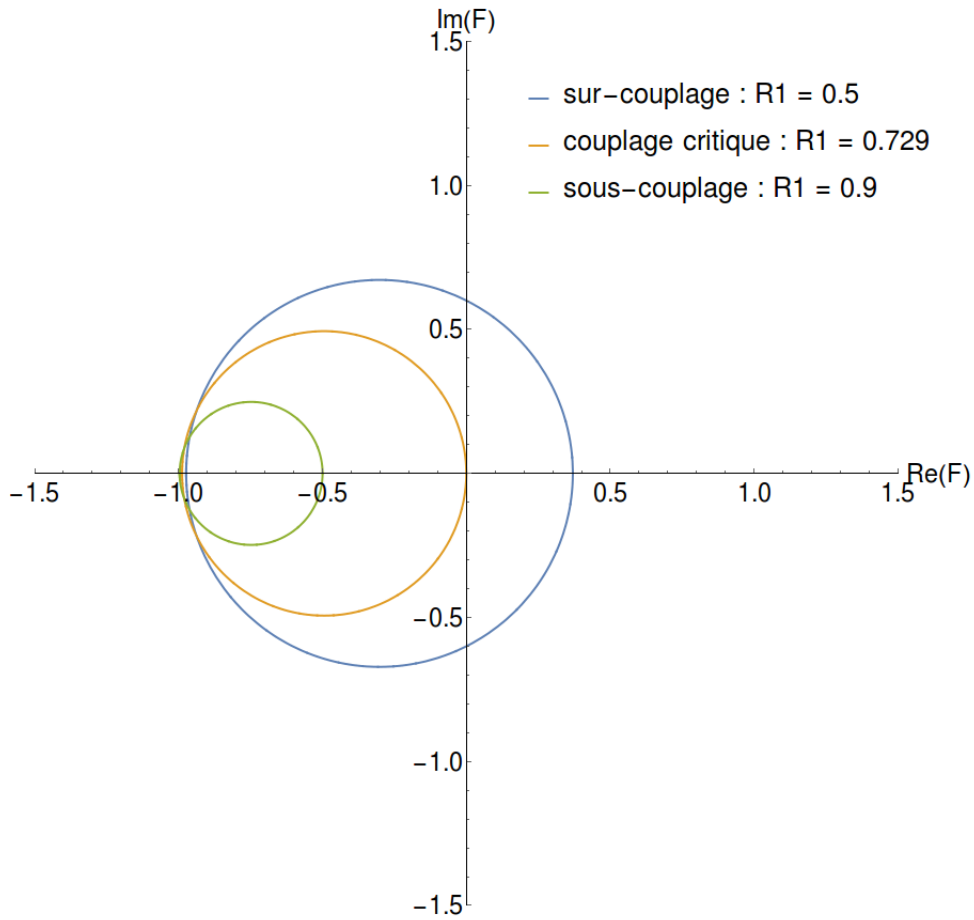


FIGURE 2.5 – Tracé du coefficient de réflexion dans le plan complexe. Les valeurs des paramètres sont $P_1 = 0$, $R_2 = 0,9$ et $T_3 = 0,9$. On a donc $R_1^{opt} = 0,9^3 = 0,729$.

On peut remarquer sur la figure 2.4 que c'est bien dans le cas où la condition (2.20) est respectée (courbe pour laquelle $T_3 \sim 0,9$) qu'on arrive à l'annulation de l'intensité réfléchie, et non pas lorsque les pertes intracavités sont minimales. On peut atteindre cette condition quelles que soient les pertes de la cavité ou la réflectivité du miroir du fond, il suffit d'adapter la réflectivité du miroir d'entrée aux autres paramètres.

2.1.2.3 Intensité intracavité et surtension

On s'intéresse maintenant à l'intensité lumineuse stockée dans la cavité. Contrairement aux cas précédents, le champ total résulte de l'interférence des champs propageant et contrapropageant, ce qui conduit à la formation d'une onde stationnaire. Cette section permet d'établir l'expression de la surtension de la cavité, qui est le paramètre fondamental du problème du stockage de lumière.

La périodicité spatiale de l'onde stationnaire qui s'établit dans la cavité n'est pas une caractéristique importante pour le problème qui nous intéresse car la longueur typique de la zone d'interaction est bien plus grande que la longueur d'onde. On sera plutôt intéressé par la moyenne spatiale de l'intensité dans la zone d'interaction. On peut vérifier que cette dernière est simplement la somme des intensités issues des champs propageant et contrapropageant dans la zone d'interaction. Ces derniers sont donnés à un facteur de phase près par $\frac{E_0\sqrt{T_1}T_3^{1/4}}{1-Ze^{-i\delta}}$ et $\frac{E_0\sqrt{T_1}R_2T_3^{3/4}}{1-Ze^{-i\delta}}$. La moyenne spatiale de l'intensité dans la zone d'interaction est donc donnée par

$$\langle I \rangle_z = I_0 \frac{T_1\sqrt{T_3}(1+R_2T_3)}{(1-Z)^2 + 4Z\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad (2.21)$$

Surtension

Ce résultat nous permet d'établir l'expression de la surtension de la cavité. On la définit comme le rapport de l'intensité moyenne à résonance $\langle I \rangle_z^{max}$ dans la zone d'interaction sur l'intensité incidente

$$S \equiv \frac{\langle I \rangle_z^{max}}{I_0} \quad (2.22)$$

$$S = \frac{T_1\sqrt{T_3}(1+R_2T_3)}{(1-Z)^2} = \frac{(1-R_1-P_1)\sqrt{T_3}(1+R_2T_3)}{(1-T_3\sqrt{R_1R_2})^2} \quad (2.23)$$

2.1.2.4 Maximisation de la surtension

On peut montrer que

$$\left. \frac{\partial S}{\partial P_1} \right|_{R_1, R_2, T_3} < 0, \quad \left. \frac{\partial S}{\partial R_2} \right|_{R_1, P_1, T_3} > 0 \quad \text{et} \quad \left. \frac{\partial S}{\partial T_3} \right|_{R_1, P_1, R_2} > 0 \quad (2.24)$$

Ceci signifie que pour maximiser la surtension il faut minimiser les pertes intracavité, les pertes au niveau des miroirs et minimiser la transmission du miroir du fond de cavité.

La situation n'est pas si triviale pour ce qui est de la réflectivité du miroir d'entrée. Le tracé de la surtension en fonction de la réflectivité du miroir d'entrée sur la Figure 2.6

nous permet de comprendre qu'il existe une valeur optimale que nous allons déterminer en fonction des autres caractéristiques de la cavité.

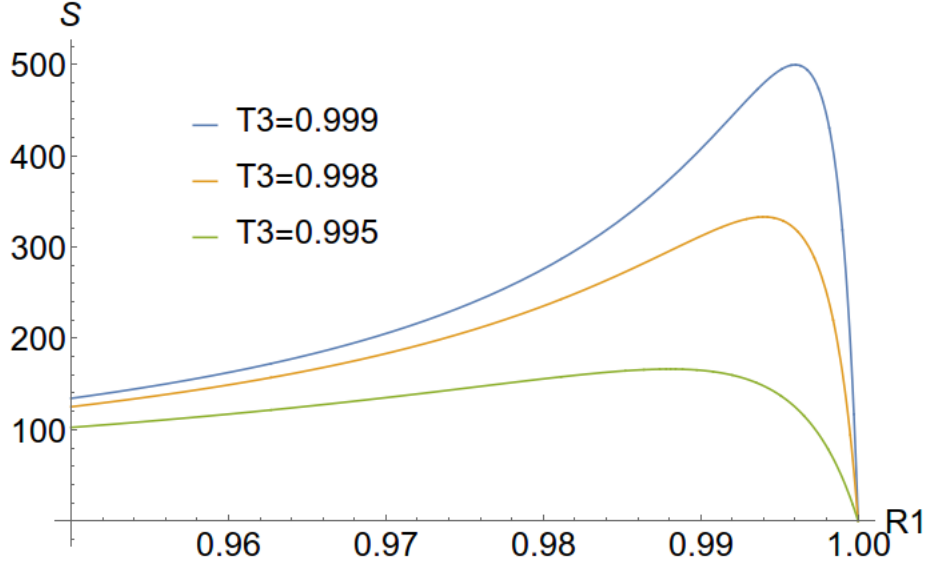


FIGURE 2.6 – Surtension en fonction de la réflectivité du miroir d'entrée. Pour différentes valeurs des pertes intracavité. Les valeurs des autres paramètres sont $R_2 = 0,998$ et $P_1 = 0$.

On peut montrer que

$$\left. \frac{\partial S}{\partial R_1} \right|_{P_1, R_2, T_3} = \frac{(1 + R_2 T_3) \sqrt{T_3} \left[(1 - R_1 - P_1) T_3 \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} + Z - 1 \right]}{(1 - Z)^3} \quad (2.25)$$

Le numérateur s'annule sous la condition

$$\begin{aligned} T_1 T_3 \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} + T_3 \sqrt{R_1 R_2} &= 1 \\ \Leftrightarrow T_3 \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} [1 - P_1] &= 1 \end{aligned} \quad (2.26)$$

On atteint donc la valeur optimale de la surtension lorsque

$$R_1 = (1 - P_1)^2 T_3^2 R_2 = R_1^{opt} \quad (2.27)$$

On peut remarquer que la condition de maximisation de la surtension correspond exactement à la condition d'annulation de l'intensité réfléchie à résonance établie par la formule (2.20). C'est un résultat rassurant car il semble assez intuitif de penser qu'il faut faire entrer le maximum de lumière possible dans la cavité pour maximiser l'intensité stockée. D'autre part cela nous permet d'établir une relation entre la condition

de maximisation de la surtension, qui est difficile d'accès, et une quantité directement accessible expérimentalement.

2.1.2.5 Surtension maximale en fonction du coefficient de pertes intracavité

On souhaite établir une borne supérieure à la surtension accessible théoriquement en fonction du coefficient de pertes intracavité.

On se place dans le cas de miroirs sans pertes ($P_1 = P_2 = 0$), avec une réflectivité parfaite du miroir de fond de cavité ($R_2 = 1$) et où l'adaptation d'impédance est parfaitement réalisée ($R_1 = T_3^2$). Dans ces conditions la surtension admet pour expression

$$S_{max} \equiv \frac{\sqrt{T_3}}{1 - T_3} \quad (2.28)$$

Le tracé de cette fonction sur la figure 2.7 montre qu'il est crucial de minimiser le coefficient de pertes intracavité si on veut atteindre des surtensions élevées.

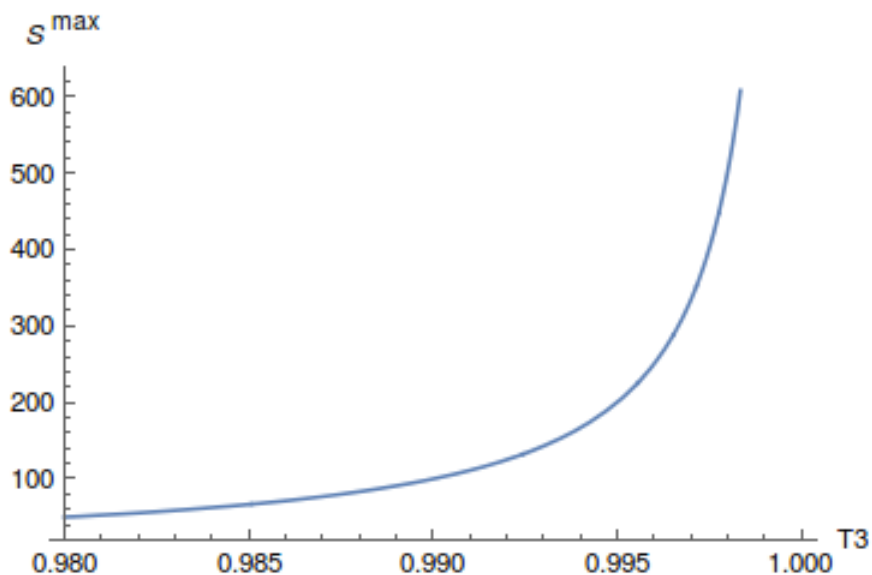


FIGURE 2.7 – Borne supérieure de la surtension en fonction du coefficient de transmission intracavité.

2.1.2.6 Intensités de pertes

La conservation de l'énergie nous permet de définir une intensité de pertes

$$I_p \equiv I_0 - I_r - I_t \quad (2.29)$$

Nous ne présenterons pas explicitement les calculs ici, mais on peut vérifier que cette définition correspond bien à la somme des intensités perdues dans les différents éléments de la cavité

$$I_p = I_{p,M_1} + I_{p,M_2} + I_{p,intracavité} \quad (2.30)$$

avec $I_{p,M_{1,2}}$ les intensités de pertes dues aux absorptions et diffusions sur les miroirs, et $I_{p,intracavité}$ correspondant à la somme des intensités issues des 4 réflexions sur les lames intracavité à incidence de Brewster.

Nous avons vu que dans le problème du stockage nous cherchons à minimiser l'intensité réfléchie et l'intensité transmise. Dans le cas où on annule ces deux termes, c'est-à-dire lorsqu'on remplit la condition (2.27) et qu'on annule la transmission du miroir du fond de cavité, toute l'intensité incidente est dissipée par les pertes de la cavité.

2.1.3 Conditions de résonance de la cavité

On dit que la cavité est résonante lorsqu'au cours d'un aller-retour l'onde lumineuse qui s'y propage est en phase avec elle-même. La phase accumulée $\Delta\phi$ au cours d'un aller-retour doit donc être un multiple de 2π , ce qui nous donne la condition d'accord de phase

$$\Delta\phi = -kL = 2\pi l, l \in \mathbb{Z} \quad (2.31)$$

On rappelle que la longueur L désigne la longueur du circuit optique lors d'un aller-retour dans la cavité et qu'elle est donc égale à deux fois la distance séparant les deux miroirs ($L = 2d$ avec d la longueur de la cavité).

Cette condition correspond aux maxima de l'intensité transmise et aux minima de l'intensité réfléchie par la cavité (figures 2.3 et 2.4). C'est donc un phénomène d'interférences constructives qui produit cet effet.

Pour une valeur fixe de la fréquence lumineuse, les solutions de la relation (2.31) nous donnent des longueurs de résonance de la cavité qu'on note L_l données par

$$L_l = \lambda l, l \in \mathbb{Z} \quad (2.32)$$

On peut donc passer d'une résonance à l'autre en faisant varier la longueur de la cavité d de $\frac{\lambda}{2}$.

2.1.3.1 Intervalle spectral libre

La littérature prend généralement un autre point de vue en fixant la longueur de la cavité et en faisant varier la fréquence de l'onde lumineuse. Ces deux points de vue sont équivalents à ce stade.

Pour une longueur de cavité fixe, la condition (2.31) donne des fréquences résonantes données par

$$\nu_l = \frac{c}{L}l, l \in \mathbb{Z} \quad (2.33)$$

La variation de fréquence lumineuse nécessaire pour passer d'une résonance à l'autre est appelé intervalle spectral libre (ISL) de la cavité

$$ISL_\nu \equiv \frac{c}{L} \quad (2.34)$$

l'indice ν désignant le fait qu'on résonne en terme de fréquence.

On définit également l'ISL en terme de longueur par

$$ISL_L \equiv \lambda \quad (2.35)$$

On se permettra d'utiliser parfois simplement le terme ISL pour désigner l'une ou l'autre des 2 définitions lorsque le contexte lève toute ambiguïté.

2.1.3.2 Largeur de la résonance

Considérons maintenant l'intensité transmise par la cavité donnée par la formule (2.13). Un paramètre important pour la caractérisation des pics de résonance est leur largeur à mi-hauteur, qu'on obtient en trouvant les 2 solutions pour lesquelles l'intensité transmise est égale à la moitié de l'intensité transmise à résonance

$$I_t = \frac{I_t^{max}}{2} \iff I_0 \frac{T_1 T_2 T_3}{(1-Z)^2 + 4Z \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} = \frac{I_0}{2} \frac{T_1 T_2 T_3}{(1-Z)^2} \quad (2.36)$$

On a pris ici l'expression de l'intensité transmise, mais on obtiendrait exactement le même résultat en prenant l'expression de l'intensité réfléchie ou de l'intensité intracavité.

Les solutions de cette équation sont données par

$$\delta_{\pm} = \pm \arccos \left[1 - \frac{(1-Z)^2}{2Z} \right] \quad (2.37)$$

La variation du paramètre de phase correspondant à la largeur à mi-hauteur du pic est donc

$$\Delta\delta = |\delta_+ - \delta_-| = 2 \arccos \left[1 - \frac{(1-Z)^2}{2Z} \right] \quad (2.38)$$

ce qui correspond en terme de variation de la longueur de la cavité à

$$\Delta L_{1/2} \equiv \frac{ISL_L}{\pi} \arccos \left[1 - \frac{(1-Z)^2}{2Z} \right] \quad (2.39)$$

Ce paramètre nous donne l'ordre de grandeur de la précision nécessaire sur la longueur de la cavité pour la maintenir dans des conditions de résonance.

En terme de variation de fréquence la largeur du pic de transmission est donnée par

$$\Delta\nu_{1/2} \equiv \frac{ISL_\nu}{\pi} \arccos \left[1 - \frac{(1-Z)^2}{2Z} \right] \quad (2.40)$$

On parle parfois de *bande passante* de la cavité. Elle nous renseigne sur la stabilité fréquentielle requise sur l'onde lumineuse pour qu'elle puisse résonner dans la cavité.

2.1.3.3 Finesse

La finesse de la cavité est définie comme le rapport de l'intervalle spectral libre sur la largeur à mi-hauteur de la résonance

$$F \equiv \frac{ISL_\nu}{\Delta\nu_{1/2}} = \frac{ISL_L}{\Delta L_{1/2}} = \frac{\pi}{\arccos \left[1 - \frac{(1-Z)^2}{2Z} \right]} \quad (2.41)$$

Maximisation

On peut montrer que $\frac{dF}{dZ} > 0$, il faut donc maximiser les réflectivités des miroirs et minimiser les pertes intracavité pour maximiser la finesse.

Expression simplifiée

Dans le régime où l'atténuation du champ au cours d'un aller-retour est faible on a $Z \lesssim 1$ donc $\frac{(1-Z)^2}{2Z} \ll 1$, on fera donc une bonne approximation en ne conservant que le premier terme du développement de Taylor du dénominateur de l'expression (2.41)

$$\arccos [1 - \epsilon] \underset{\epsilon \ll 1}{=} \sqrt{2\epsilon} + O(\epsilon^{3/2}) \quad (2.42)$$

on obtient alors une expression simplifiée pour la finesse

$$F \sim \frac{\pi\sqrt{Z}}{1-Z} \quad (2.43)$$

2.1.4 Aspects géométriques

Afin de saisir les propriétés géométriques de la physique des cavités injectées par une source laser, il nous faut introduire une description plus réaliste du champ que celle en onde plane. C'est ce que nous faisons dans cette section en introduisant les modes d'Hermite-Gauss.

2.1.4.1 Modes d'Hermite-Gauss TEM_{mn}

On appelle modes d'Hermite-Gauss un ensemble complet de solutions de l'équation de Helmholtz paraxiale. Ces solutions sont utilisées couramment pour décrire la propagation d'un faisceau laser. On trouve une discussion détaillée de la dérivation de l'équation de Helmholtz paraxiale à partir des équations de Maxwell dans le vide, ainsi que la déduction des modes d'Hermite-Gauss, dans [2, section 2.1]. Le champ électrique complexe décrivant le mode TEM_{mn} se propageant selon la direction z - x et y étant les coordonnées transverses - a pour expression [2, formule (2.41)]

$$E_{mn}(\vec{r}) = E_{mn} \frac{w_0}{w(z)} H_m \left[\frac{x\sqrt{2}}{w(z)} \right] H_n \left[\frac{y\sqrt{2}}{w(z)} \right] \exp \left[i\Phi_{mn}(z) - \frac{\rho^2}{w(z)^2} \right] \quad (2.44)$$

avec $\Phi_{mn}(z) \equiv (m+n+1)\zeta(z) - k\left(\frac{\rho^2}{2r(z)} + z\right)$, $H_{m,n}$ les polynômes d'Hermite et $\rho^2 \equiv x^2 + y^2$.

Les paramètres importants des modes d'Hermite-Gauss sont

$$z_0 = \frac{\pi}{\lambda} w_0^2 : \text{la longueur de Rayleigh} \quad (2.45)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} : \text{le rayon transverse du faisceau} \quad (2.46)$$

$$r(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right) : \text{le rayon de courbure du front d'onde} \quad (2.47)$$

$$\zeta(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right) : \text{la phase de Gouy} \quad (2.48)$$

Remarquons qu'avec ces notations la position du col du faisceau fixe l'origine de l'axe de propagation : $w(0) = w_0$.

On définit le rayon de courbure complexe $q(z)$ par

$$q(z) \equiv z + iz_0 \quad (2.49)$$

et les fonctions réelles $r(z)$ et $w(z)$ à partir du rayon de courbure complexe comme

$$\frac{1}{q(z)} \equiv \frac{1}{r(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w(z)^2} \quad (2.50)$$

On peut remarquer qu'un mode est complètement caractérisé par

- Sa longueur d'onde λ .
- Son amplitude E_{mn} .
- La direction de son axe de propagation.
- L'origine de cet axe. Autrement dit la position du col du faisceau : $w(0) = w_0$.
- Le rayon du col du faisceau w_0 .

2.1.4.2 Formalisme ABCD

Le formalisme ABCD permet de calculer à partir d'un formalisme matriciel les transformations subies par un mode d'Hermite-Gauss à la traversée d'un système optique linéaire, à partir de son rayon de courbure complexe. Ce formalisme est présenté en détail dans [3].

Au système optique considéré est associé une matrice de transfert de type $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$. On peut alors déduire simplement le rayon de courbure complexe q_2 à la sortie du système à partir du rayon de courbure q_1 à son entrée par la formule

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (2.51)$$

Les rayons de courbures sont évalués dans cette formule à la position du système optique.

En ce qui nous concerne nous ne considérerons que le cas des transformations subies lors de la propagation d'un faisceau sur une distance d dans l'espace libre d'indice de réfraction constant, et lors de la réflexion par un miroir concave de rayon de courbure r , dont les matrices de transformation sont respectivement

$$M_{\text{espace}}(d) = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \text{ et } M_{\text{miroir}}(r) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{r} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.52)$$

2.1.4.3 Stabilité d'une cavité optique

Nous utilisons dans cette section le formalisme introduit précédemment afin de trouver les conditions de stabilité d'une cavité optique formée de deux miroirs concaves de rayon de courbure r séparés d'une distance d . La matrice de transformation lors d'un aller-retour dans la cavité est donnée par

$$\begin{aligned} M_{\text{cavité}} &= M_{\text{miroir}}(r) M_{\text{espace}}(d) M_{\text{miroir}}(r) M_{\text{espace}}(d) \\ &= \begin{pmatrix} 1 - \frac{2d}{r} & 2d \left(1 - \frac{d}{r}\right) \\ -\frac{4}{r} \left(1 - \frac{d}{r}\right) & 1 - \frac{2d}{r} - \frac{4d}{r} \left(1 - \frac{d}{r}\right) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.53)$$

On dit que la cavité est stable lorsque la transformation subie par le faisceau lors d'un aller-retour le laisse inchangé, c'est-à-dire lorsque son rayon complexe q répond à la

relation

$$q = \frac{Aq + B}{Cq + D} \quad (2.54)$$

dont les solutions sont données par

$$q_{\pm} = \frac{A - D}{2C} \pm \frac{1}{2C} \sqrt{\Delta} \text{ avec le discriminant } \Delta = (A - D)^2 + 4BC \quad (2.55)$$

Le cas $\Delta \geq 0$ est à exclure. En effet si le rayon de courbure est réel, le rayon transverse du faisceau n'est pas défini par la relation (2.50), ces solutions ne sont donc pas acceptables physiquement.

En utilisant les coefficients donnés par la matrice de la cavité (2.53) on obtient

$$\Delta = -\frac{8d}{r} \left(1 - \frac{d}{r}\right)^2 \left(1 - \frac{d}{2r}\right) \quad (2.56)$$

La condition $\Delta < 0$ impose donc la condition de stabilité de la cavité

$$0 < 1 - \frac{d}{2r} \text{ et } d \neq r \quad (2.57)$$

qui est équivalente à la condition $0 < \left(1 - \frac{d}{r}\right)^2 < 1$ donnée plus couramment sous cette forme dans la littérature [3].

On note deux cas particuliers en limite de stabilité :

$d = 2r$: configuration concentrique

$d = r$: configuration confocale

2.1.4.4 Conditions de résonance des différents modes

La section précédente nous a permis d'établir que sous la condition (2.57), une cavité composée de 2 miroirs concaves permettait d'accueillir tous les profils spatiaux des modes d'Hermite-Gauss. Nous nous intéressons désormais à la phase de ces modes et à leurs conditions de résonance. C'est la phase de Gouy qui modifie les conditions de résonance par rapport au cas de l'onde plane.

Nous avons établi dans l'expression (2.44) que la phase de ces modes sur l'axe de la cavité ($\rho = 0$) est donnée par

$$\Phi_{mn}(z) = -kz + (m + n + 1) \zeta(z) \quad (2.58)$$

La phase accumulée lors d'un aller-retour sur une longueur $L = 2d$ est donc

$$\Delta\Phi_{mn}(L) = -kL + 2(m + n + 1) \Delta\zeta \quad (2.59)$$

avec $2\Delta\zeta \equiv 2 [\zeta(\frac{L}{4}) - \zeta(-\frac{L}{4})]$ la phase de Gouy accumulée sur un aller-retour. On peut montrer que dans notre cas [2, appendice 6.1]

$$\Delta\zeta = \arccos\left(\frac{L}{2r} - 1\right) \quad (2.60)$$

On note L_{lmn} les longueurs satisfaisant la condition de résonance du mode TEM_{mn} , autrement dit les longueurs qui répondent à la condition d'accord de phase

$$\Delta\Phi_{mn}(L_{lmn}) = 2\pi l, \quad l \in \mathbb{Z} \quad (2.61)$$

$$\Leftrightarrow \frac{(m+n+1)}{\pi} \arccos\left(\frac{L_{lmn}}{2r} - 1\right) + l = \frac{L_{lmn}}{\lambda} \quad (2.62)$$

Cette relation nous permet déjà d'établir que les longueurs pour lesquels $m+n$ est conservé répondent à la même équation, ce qui signifie que pour ces longueurs plusieurs modes résonnent simultanément. On parle de *dégénérescence des modes*. Dans le cas d'une configuration concentrique ($L = 4r$) $\Delta\zeta = 0$, ce qui signifie que tous les modes sont dégénérés.

On peut obtenir une expression simple de ces longueurs à l'aide d'une bonne approximation. En effet la variation d'accumulation de la phase de Gouy sur une longueur de l'ordre d'un ISL est négligeable

$$\frac{d\Delta\zeta}{\Delta\zeta} = \frac{\arccos\left(\frac{L/2+\lambda/2}{r} - 1\right) - \arccos\left(\frac{L/2}{r} - 1\right)}{\arccos\left(\frac{L/2}{r} - 1\right)} \ll 1 \quad (2.63)$$

ce qui nous permet de linéariser la condition de résonance (2.62)

$$L_{lmn} = \lambda l + \frac{\lambda}{\pi} (m+n+1) \Delta\zeta \quad (2.64)$$

Mesure de la longueur de la cavité

On présente ici une méthode qui permet d'effectuer une mesure fiable de la longueur de la cavité à partir des pics de résonance des différents modes.

Au sein d'un même ISL, on considère par exemple la différence entre les longueurs de résonance du mode fondamental et des modes $\text{TEM}_{m+n=1}$

$$\delta d \equiv d_{l(m+n=1)} - d_{l00} = \frac{\lambda}{2\pi} \arccos\left(\frac{d}{r} - 1\right) \quad (2.65)$$

et on pose

$$x \equiv \frac{\delta d}{ISL} = \frac{1}{\pi} \arccos \left(\frac{d}{r} - 1 \right) \quad (2.66)$$

À partir de ce rapport de longueur accessible expérimentalement on peut donc déterminer la longueur de la cavité avec la relation

$$d = r [1 + \cos(\pi x)] \quad (2.67)$$

2.1.4.5 Couplage géométrique (mode-matching)

Nous avons pu voir dans les sections précédentes que le choix de la géométrie de la cavité déterminait les modes d'Hermite-Gauss qu'elle pouvait faire résonner.

Dans cette section on se restreint au cas le plus simple où on choisit de faire résonner le mode fondamental TEM_{00} , et on s'intéresse à l'injection de la cavité. Il s'agit d'adapter les propriétés géométriques du faisceau laser incident afin qu'elles correspondent à celles du mode résonant dans la cavité.

On considère que le faisceau laser incident est collimaté, et on s'arrange expérimentalement pour faire correspondre l'axe de propagation du laser avec l'axe de la cavité. Il nous reste donc, d'après la section 2.1.4.1, à faire correspondre le rayon et la position du col du faisceau laser avec ceux du mode résonant dans la cavité.

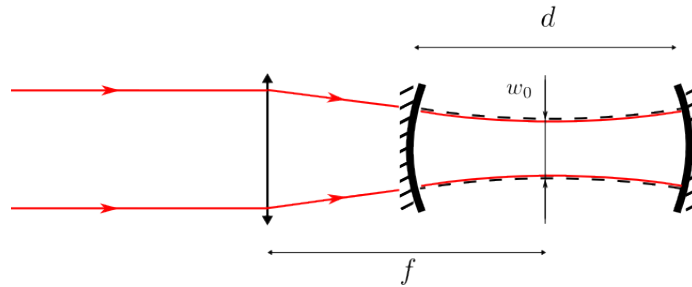


FIGURE 2.8 – Le couplage géométrique consiste à faire correspondre le faisceau incident (en rouge) avec le mode résonant dans la cavité (en pointillé). Pour cela on utilise une lentille de focale f .

Le faisceau incident collimaté est décrit par le rayon de courbure complexe $q_1 = i \frac{\pi w_{01}^2}{\lambda} = iz_{01}$, et on utilise une lentille convergente afin de réaliser le couplage géométrique. Connaissant le rayon transverse du faisceau laser et les caractéristiques du mode fondamental résonant dans la cavité, on souhaite connaître la focale à utiliser ainsi que

la position de la lentille sur l'axe optique. La matrice de transfert à considérer pour la lentille est donnée par

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.68)$$

et le rayon de courbure complexe du faisceau en sortie est donné par la formule (2.51)

$$q_2 = -\frac{z_{01}^2}{f \left(1 + \frac{z_{01}^2}{f^2}\right)} + i \frac{z_{01}}{1 + \frac{z_{01}^2}{f^2}} \quad (2.69)$$

dans le cas d'un faisceau collimaté on peut faire l'approximation que sa longueur de Rayleigh est grande devant la focale de la lentille : $z_{01} \gg f$. Ce qui nous conduit à

$$z_2 \sim -f \quad (2.70)$$

$$w_{02} \sim \frac{\lambda f}{\pi w_{01}} \quad (2.71)$$

Ce qui signifie que le col du faisceau en sortie est situé à une distance f après la lentille et son rayon est donné par w_{02} . Le choix de la focale de la lentille à utiliser est donc donné par la formule

$$f \sim \frac{\pi w_{0,laser} w_{0,cavité}}{\lambda} \quad (2.72)$$

et on doit la positionner à distance focale du centre de la cavité.

Une description complète requiert de prendre en compte l'effet de lentille dû au miroir d'entrée. Nous avons choisi d'utiliser des miroirs de géométrie convexe-concave, dont les rayons de courbure ont la même valeur absolue des deux côtés, de façon à ce que la vergence du faisceau incident ne soit pas modifiée lors de la traversée du substrat, ce qui simplifie les calculs et les réglages.

Rayon du mode au centre de la cavité

Le rayon du mode au centre de la cavité est déterminé par le fait que le rayon de courbure du mode résonant doit coïncider avec celui des miroirs à leur surface. On utilise l'expression (2.47) pour le rayon de courbure du mode

$$r \left(\frac{d}{2} \right) = r \iff \frac{d}{2} \left[1 + \left(\frac{2z_{0,cavité}}{d} \right)^2 \right] = r \quad (2.73)$$

Ce qui nous donne

$$w_{0,cavité} = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{d(2r-d)}} \quad (2.74)$$

Conséquence d'un mauvais couplage géométrique

Le couplage géométrique est mauvais dans les cas suivants :

- Si le faisceau incident ne correspond pas au mode fondamental de la cavité : s'il est translaté, désaxé ou que le col du faisceau est mal adapté [8].
- Si les miroirs ne sont pas bien orientés l'un par rapport à l'autre [9].

Dans tous les cas cela se traduit par une projection d'une partie de l'intensité du faisceau sur les modes d'ordres supérieurs.

Nous reviendrons sur cette question d'un point de vue expérimental dans la section 2.4.6.

2.2 Cavité à 3 miroirs

Durant ce travail de thèse, nous avons également eu l'occasion d'étudier le stockage de lumière dans une cavité à 3 miroirs. Ceci s'inscrit dans le cadre du projet de saturation du photodétachement d'un jet d'ions négatifs que nous détaillons dans le chapitre 3.

Cette cavité est composée de deux miroirs plan et d'un miroir concave. Le modèle que nous utilisons pour décrire la physique d'une cavité à 3 miroirs est très similaire à celui développé dans la section 2.1, et on s'intéresse toujours uniquement aux propriétés optiques du système.

On considère toujours les pertes au niveau des miroirs mais on suppose que les pertes intracavité sont nulles car aucun élément supplémentaire n'est placé sur le chemin optique. La coordonnée z dans l'expression (2.1) du champ électrique ne désigne plus la coordonnée sur un axe de propagation mais sur le chemin de la lumière tracé en pointillés sur la figure 2.9, dont l'origine est fixée à la surface du miroir M_1 . On remarque également que T_3 désigne ici le coefficient de transmission du miroir concave et non plus un coefficient de transmission intracavité.

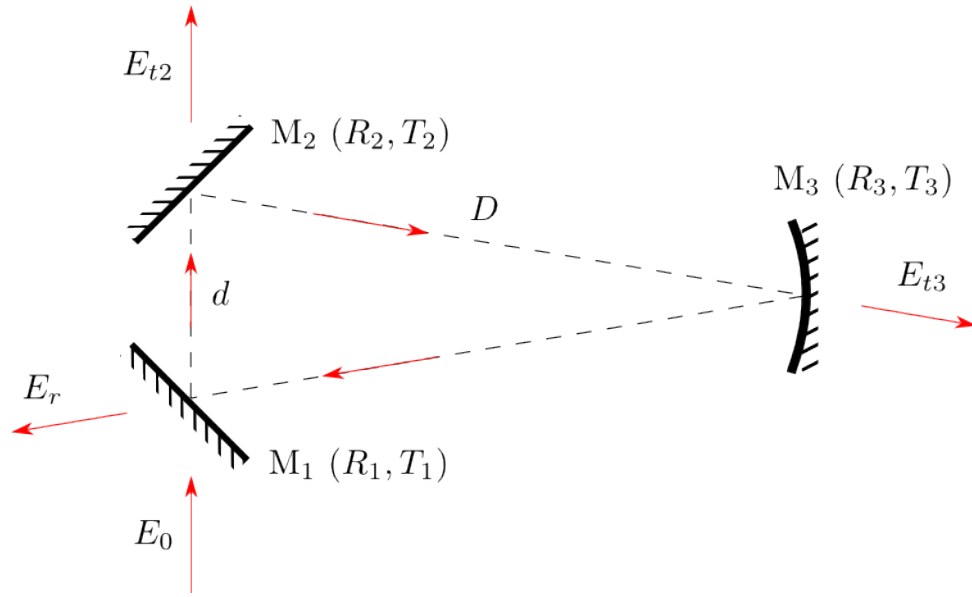


FIGURE 2.9 – Modèle de la cavité à 3 miroirs.

2.2.1 Intensités lumineuses

Comme dans le cas de la cavité à 2 miroirs on s'applique à calculer les différents champs transmis et réfléchis pour en déduire les intensités lumineuses.

Au cours d'un tour dans la cavité le champ subit la transformation

$$\sqrt{R_1 R_2 R_3} e^{-i\delta} \quad (2.75)$$

avec

$$\delta \equiv kL = \frac{\omega L}{c} \quad (2.76)$$

la phase acquise lors d'un tour de cavité et

$$L = d + 2D \quad (2.77)$$

la longueur du chemin optique.

On définit la perte en amplitude du champ lors d'un tour de cavité

$$Z \equiv \sqrt{R_1 R_2 R_3} \quad (2.78)$$

La somme infinie de cette transformation (pour $Z < 1$) prend la forme

$$\sum_{m=0}^{+\infty} (Z e^{-i\delta})^m = \frac{1}{1 - Z e^{-i\delta}} \quad (2.79)$$

2.2.1.1 Intensités transmises

Intensité transmise par M_2

Le champ transmis par M_2 est donné par

$$E_{t2} = E_0 \frac{\sqrt{T_1 T_2} e^{-ikd}}{1 - Z e^{-i\delta}} \quad (2.80)$$

On utilise la formule (2.11) avec $\alpha = Z$ et $\beta = \frac{\delta}{2}$ pour obtenir

$$I_{t2} = I_0 \frac{T_1 T_2}{(1 - Z)^2 + 4Z \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} \right)} \quad (2.81)$$

Intensité transmise par M_3

Le champ transmis par M_3 est donné par

$$E_{t3} = E_0 \frac{\sqrt{T_1 R_2 T_3} e^{-ik(d+D)}}{1 - Z e^{-i\delta}} \quad (2.82)$$

On obtient

$$I_{t3} = I_0 \frac{T_1 R_2 T_3}{(1 - Z)^2 + 4Z \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} \right)} \quad (2.83)$$

2.2.1.2 Intensité réfléchie

Le champ réfléchi par la cavité est la somme du champ réfléchi par la face externe de M_1 et de la transmission par sa face interne issue du champ intracavité

$$E_r = E_0 \sqrt{R_1} e^{i\pi} + E_0 \frac{T_1 \sqrt{R_2 R_3} e^{-i\delta}}{1 - Z e^{-i\delta}} = -E_0 \sqrt{R_1} \frac{1 - Z \left(1 + \frac{T_1}{R_1} \right) e^{-i\delta}}{1 - Z e^{-i\delta}} \quad (2.84)$$

Pour calculer le module carré du numérateur on utilise de nouveau la formule (2.11) avec $\alpha = Z + T_1 \sqrt{\frac{R_2 R_3}{R_1}}$ et $\beta = \frac{\delta}{2}$. On obtient ainsi l'expression de l'intensité réfléchie par la cavité

$$I_r = I_0 R_1 \frac{\left[1 - Z \left(1 + \frac{T_1}{R_1} \right) \right]^2 + 4Z \left(1 + \frac{T_1}{R_1} \right) \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} \right)}{(1 - Z)^2 + 4Z \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} \right)} \quad (2.85)$$

Intensité réfléchie à résonance

L'intensité réfléchie à résonance a pour expression

$$I_r^{min} = I_0 R_1 \frac{\left[1 - Z \left(1 + \frac{T_1}{R_1}\right)\right]^2}{(1 - Z)^2} \quad (2.86)$$

La condition d'annulation du numérateur est donnée par

$$\begin{aligned} \sqrt{R_1 R_2 R_3} + (1 - R_1 - P_1) \sqrt{\frac{R_2 R_3}{R_1}} &= 1 \\ \Leftrightarrow \sqrt{R_2 R_3} (1 - P_1) &= \sqrt{R_1} \end{aligned} \quad (2.87)$$

L'intensité réfléchie à résonance s'annule donc lorsque le coefficient de réflectivité du miroir d'entrée a pour valeur

$$R_1^{opt} \equiv (1 - P_1)^2 R_2 R_3 \quad (2.88)$$

2.2.1.3 Intensité intracavité et surtension

Nous justifierons dans le chapitre 3 que l'intensité intracavité pertinente dans notre cas est la somme des intensités sur les chemins M_2M_3 et M_3M_1 , on définit donc

$$I_{intracavité} \equiv I_{M_2M_3} + I_{M_3M_1} \quad (2.89)$$

Les champs sur les chemins M_2M_3 et M_3M_1 ont pour expression, à un facteur de phase près $E_{M_2M_3} = E_0 \frac{\sqrt{T_1 R_2}}{1 - Z e^{-i\delta}}$ et $E_{M_3M_1} = E_0 \frac{\sqrt{T_1 R_2 R_3}}{1 - Z e^{-i\delta}}$. On obtient donc l'expression suivante pour l'intensité intracavité

$$I_{intracavité} = I_0 \frac{T_1 R_2 (1 + R_3)}{(1 - Z)^2 + 4Z \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad (2.90)$$

Surtension

On définit la surtension comme le rapport de l'intensité intracavité à résonance sur l'intensité incidente

$$S \equiv \frac{I_{intracavité}^{max}}{I_0} \quad (2.91)$$

$$S = \frac{T_1 R_2 (1 + R_3)}{(1 - Z)^2} = \frac{(1 - R_1 - P_1) R_2 (1 + R_3)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2 R_3})^2} \quad (2.92)$$

2.2.1.4 Maximisation de la surtension

On peut montrer que

$$\left. \frac{\partial S}{\partial P_1} \right|_{R_1, R_2, R_3} < 0, \quad \left. \frac{\partial S}{\partial R_2} \right|_{R_1, P_1, R_3} > 0 \quad \text{et} \quad \left. \frac{\partial S}{\partial R_3} \right|_{R_1, P_1, R_2} > 0 \quad (2.93)$$

ce qui signifie que pour maximiser la surtension il faut minimiser les pertes au niveau des miroirs et les transmissions des miroirs M_2 et M_3 .

De même que dans le cas de la cavité à 2 miroirs, il existe une valeur optimale de la réflectivité du miroir d'entrée qui permet de maximiser la surtension.

On peut montrer que

$$\left. \frac{\partial S}{\partial R_1} \right|_{P_1, R_2, R_3} = \frac{R_2 (1 + R_3) [\sqrt{R_1 R_2 R_3} - (1 - P_1) R_2 R_3]}{Z (Z - 1)^3} \quad (2.94)$$

Le numérateur s'annule lorsque

$$\sqrt{R_1 R_2 R_3} = (1 - P_1) R_2 R_3 \quad (2.95)$$

On atteint donc la valeur maximale de la surtension lorsque le coefficient de réflectivité du miroir d'entrée a pour valeur

$$R_1^{opt} = (1 - P_1)^2 R_2 R_3 \quad (2.96)$$

On peut remarquer que comme dans le cas de la cavité à 2 miroirs la condition de maximisation de la surtension correspond exactement à la condition d'annulation de l'intensité réfléchiée à résonance établie par la formule (2.88).

2.2.2 Aspects géométriques

Les aspects géométriques d'une cavité à 3 miroirs composées de deux miroirs plans et d'un miroir concave sont pour la plupart identiques à ce que nous avons développé pour la cavité à 2 miroirs (2.1.4) du fait que le dépliement de la cavité nous ramène au cas d'une cavité à 2 miroirs concaves.

Les conditions de résonance des modes sont cependant légèrement différentes du fait de la brisure de symétrie dans le plan transverse de l'axe de propagation : c'est ce que nous développons dans la section suivante. Le raisonnement est inspiré de la référence [71, section 7.3].

2.2.2.1 Conditions de résonance des différents modes

Comme il est illustré sur la figure 2.10 pour le mode TEM₁₀, les réflexions sur les miroirs au cours d'un tour de cavité affectent la distribution transverse des modes.

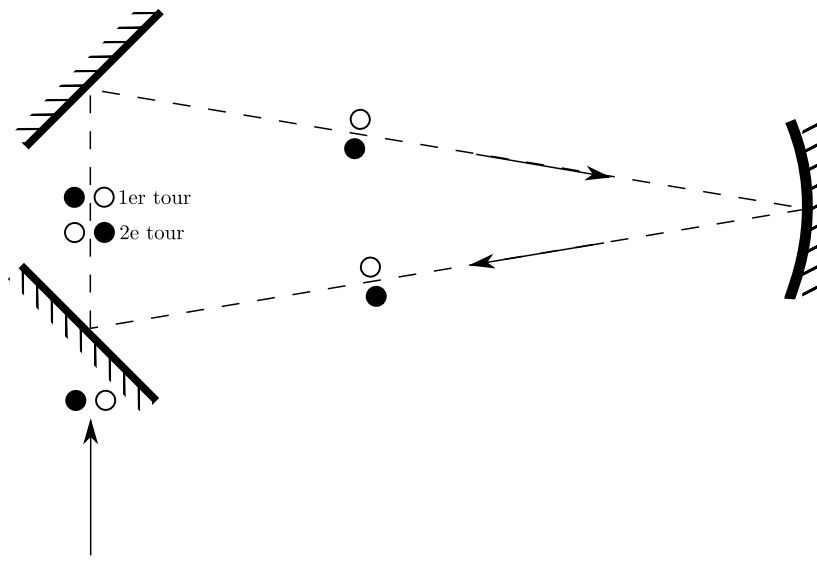


FIGURE 2.10 – Propagation du mode TEM₁₀ dans la cavité. Les cercles représentent la distribution du mode dans le plan transverse.

En reprenant l'expression (2.44) du champ des modes d'Hermite-Gauss, cet effet peut être formalisé en appliquant la transformation suivante au cours d'un tour de cavité

$$H_m \left[\frac{x\sqrt{2}}{w(z)} \right] \longrightarrow H_m \left[\frac{-x\sqrt{2}}{w(z)} \right] \quad (2.97)$$

Pour m pair, les polynômes d'Hermite sont symétriques donc la transformation laisse le champ inchangé.

Pour m impair, les polynômes d'Hermite sont antisymétriques donc

$$H_m \left[\frac{x\sqrt{2}}{w(z)} \right] \longrightarrow H_m \left[\frac{-x\sqrt{2}}{w(z)} \right] = -H_m \left[\frac{x\sqrt{2}}{w(z)} \right] = e^{i\pi} H_m \left[\frac{x\sqrt{2}}{w(z)} \right] \quad (2.98)$$

Tout se passe donc comme si les modes pour m impair accumulaient un déphasage de π supplémentaire lors d'un tour de cavité.

Ce qui nous conduit aux conditions de résonance suivantes :

- Pour m pair : $kL_{lmn} - (m + n + 1) \Delta\zeta = 2\pi l$ soit une longueur de résonance

$$L_{lmn}^{m \text{ pair}} = \lambda l + \frac{\lambda}{2\pi} (m + n + 1) \Delta\zeta$$

- Pour m impair : $kL_{lmn} - (m + n + 1) \Delta\zeta - \pi = 2\pi l$ soit une longueur de résonance

$$L_{lmn}^{m \text{ impair}} = \frac{\lambda}{2} + \lambda l + \frac{\lambda}{2\pi} (m + n + 1) \Delta\zeta$$

Avec $\Delta\zeta$ la phase de Gouy accumulée lors d'un tour de cavité.

On observe donc lors du balayage de la longueur de la cavité deux peignes séparés d'un demi ISL correspondants aux modes secondaires pour m pair et pour m impair comme il est représenté sur la figure 2.11.

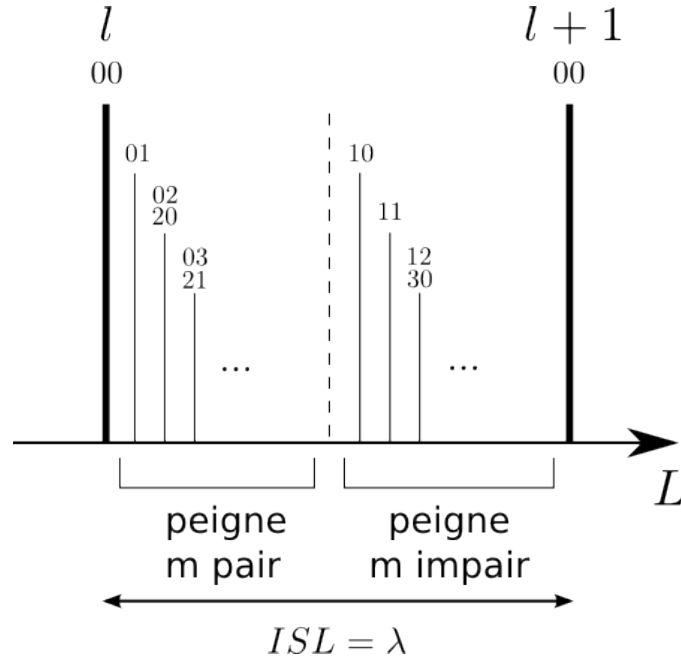


FIGURE 2.11 – Positions des longueurs de résonance des modes dans une cavité à 3 miroirs. L désigne la longueur du cycle optique. L'indice l distingue les longueurs de résonance pour le mode fondamental de la cavité. On voit apparaître des pics de résonance à des longueurs différentes pour les autres modes $(m, n) \neq (0, 0)$. Les valeurs (m, n) sont notées aux sommets des pics.

2.3 Génération du signal d'erreur

2.3.1 Montage Hänsch-Couillaud

Le montage Hänsch-Couillaud permet d'obtenir un signal d'erreur à partir de l'analyse de la polarisation de la lumière réfléchiée par une cavité. Elle nécessite un élément discriminatoire en polarisation à l'intérieur de la cavité, ce qui a priori n'est pas favorable pour construire une cavité de haute finesse.

Nous recourons à cette méthode pour asservir la longueur de la cavité à 2 miroirs montée autour de la zone d'interaction du microscope de photodétachement (5.4).

Le but de cette section est de présenter les bases théoriques de la méthode et d'établir l'expression du signal d'erreur obtenu. On suivra la démarche présentée dans [4].

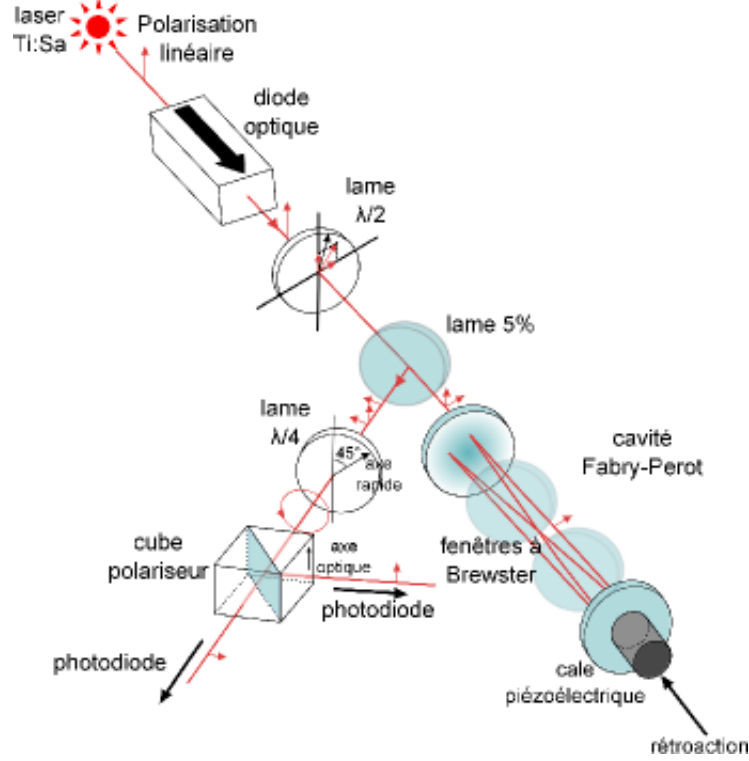


FIGURE 2.12 – Schéma du montage Hänsch-Couillaud extrait de la référence [10].

On considère une cavité dans laquelle est inséré un polariseur rectiligne dont l'axe de transmission, qui constitue notre axe de référence, est supposé horizontal.

On suppose un champ incident d'amplitude E_0 , qui fixe l'origine des phases, polarisé rectilignement avec un angle θ par rapport à l'horizontale. On décompose ce champ comme

$$E_{0\parallel} = E_0 \cos \theta \text{ et } E_{0\perp} = E_0 \sin \theta \quad (2.99)$$

Pour calculer le champ réfléchi, on conserve les conventions de phase données par la figure 2.1, qui sont différentes de celles de la référence [4].

La composante horizontale du champ incident, d'après la formule (2.14), va produire un champ horizontal réfléchi

$$E_{r\parallel} = -E_{0\parallel} \left(\sqrt{R_1} - \frac{T_1}{\sqrt{R_1}} \frac{Z e^{-i\delta}}{1 - Z e^{-i\delta}} \right) = -E_{0\parallel} \left(\sqrt{R_1} - \frac{T_1 Z}{\sqrt{R_1}} \frac{\cos \delta - Z - i \sin \delta}{(1 - Z)^2 + 4Z \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} \right)} \right) \quad (2.100)$$

La composante verticale, en première approximation où $Z \ll 1$ - autrement dit pour une faible finesse - est donnée par

$$E_{r\perp} = -E_{0\perp}\sqrt{R_1} \quad (2.101)$$

Si la cavité est résonante ($\delta = 0 [2\pi]$) les deux composantes sont réelles donc la polarisation du champ réfléchi est rectiligne. Dans le cas où la cavité se trouve hors résonance la composante $E_{r\parallel}$ acquiert un déphasage par rapport à la composante $E_{r\perp}$. L'avance ou le retard de phase de la composante horizontale, donné par le signe de sa partie imaginaire, est déterminé par le signe de δ qui change selon que l'on se trouve d'un côté ou de l'autre de la résonance de la cavité. Il reste donc à déterminer la chiralité de la polarisation réfléchie afin d'appliquer la correction adaptée.

Cette étape est réalisée à l'aide d'un analyseur de polarisation constitué d'une lame quart d'onde et d'un cube séparateur en polarisation dont les axes sont orientés à 45° par rapport à l'axe rapide de la lame.

On remarque que l'analyse de la chiralité de la polarisation est indépendante de l'orientation choisie, on est donc libre de placer l'axe de l'analyseur comme bon nous semble. Pour simplifier les calculs on suppose donc que l'axe rapide de la lame est horizontal.

On détermine les champs à chaque sortie du cube à l'aide des matrices de Jones [5]

$$\vec{E}_{a,b} = \frac{e^{i\frac{\pi}{4}}}{2} \begin{pmatrix} 1 & \pm 1 \\ \pm 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{r\parallel} \\ E_{r\perp} \end{pmatrix} \quad (2.102)$$

On obtient donc

$$\vec{E}_{a,b} = \frac{e^{i\frac{\pi}{4}}}{2} (E_{r\parallel} \pm iE_{r\perp}) \begin{pmatrix} 1 \\ \pm 1 \end{pmatrix} \quad (2.103)$$

Les intensités correspondantes sont données par

$$I_{a,b} = \frac{\epsilon_0 c}{2} |E_{a,b}|^2 = \frac{\epsilon_0 c}{4} |E_{r\parallel} \pm iE_{r\perp}|^2 \quad (2.104)$$

On cherche maintenant à obtenir l'expression de la différence des intensités à chaque sortie du cube séparateur

$$I_a - I_b = \frac{\epsilon_0 c}{4} (|E_{r\parallel} + iE_{r\perp}|^2 - |E_{r\parallel} - iE_{r\perp}|^2) = \epsilon_0 c \operatorname{Im} (E_{r\parallel} E_{r\perp}^*) \quad (2.105)$$

À l'aide des résultats (2.99), (2.100) et (2.101) on obtient

$$E_{r\parallel} E_{r\perp}^* = |E_0|^2 \cos \theta \sin \theta \sqrt{R_1} \left(\sqrt{R_1} - \frac{T_1 Z}{\sqrt{R_1}} \frac{\cos \delta - Z - i \sin \delta}{(1 - Z)^2 + 4Z \sin^2 \left(\frac{\delta}{2}\right)} \right) \quad (2.106)$$

dont on déduit l'expression finale de la différence des intensités qui constitue le signal d'erreur recherché

$$\epsilon = I_a - I_b = 2I_0 \cos \theta \sin \theta \frac{T_1 Z \sin \delta}{(1 - Z)^2 + 4Z \sin^2 \left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad (2.107)$$

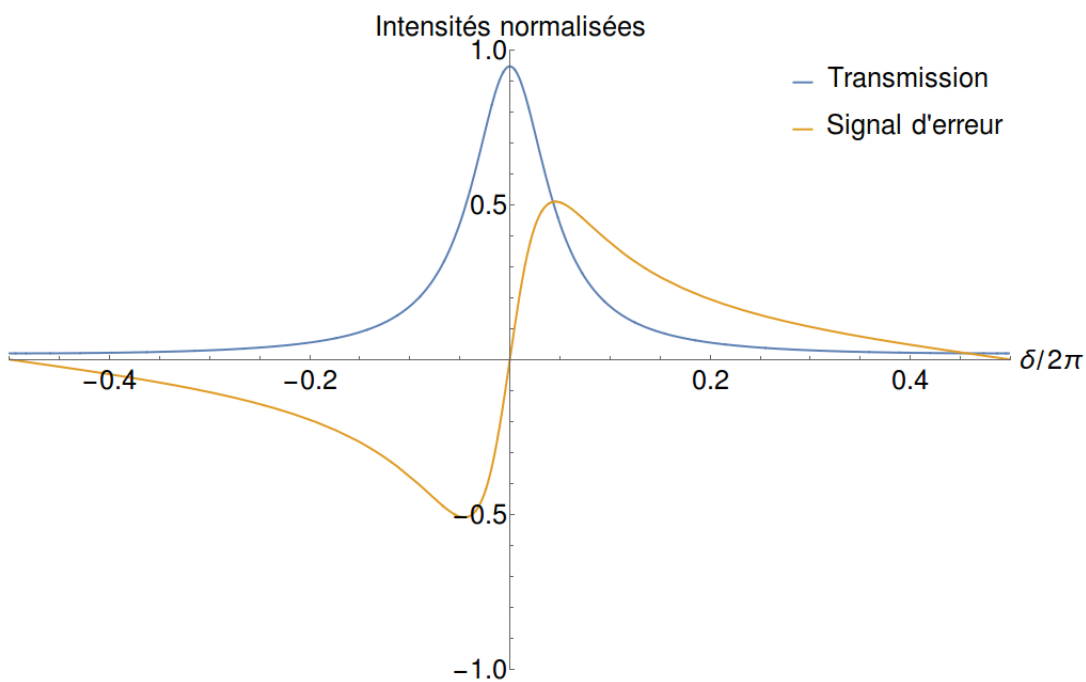


FIGURE 2.13 – Transmission de la cavité et signal d'erreur obtenu par la méthode Hänsch-Couillaud. Les paramètres utilisés pour le tracé sont $R_1 = 0,7$, $T_1 = 0,3$, $R_2 = 0,8$, $T_2 = 0,2$, $T_3 = 1$ et $\theta = \frac{\pi}{4}$.

2.3.2 Montage Pound-Drever-Hall

Dans cette section on présente brièvement la méthode Pound-Drever-Hall (PDH) [7], permettant également de générer un signal d'erreur à partir de l'analyse de la lumière réfléchiée par la cavité. Nous suivons la démarche présentée dans [6]. Le schéma du montage est donné sur la figure 2.14.

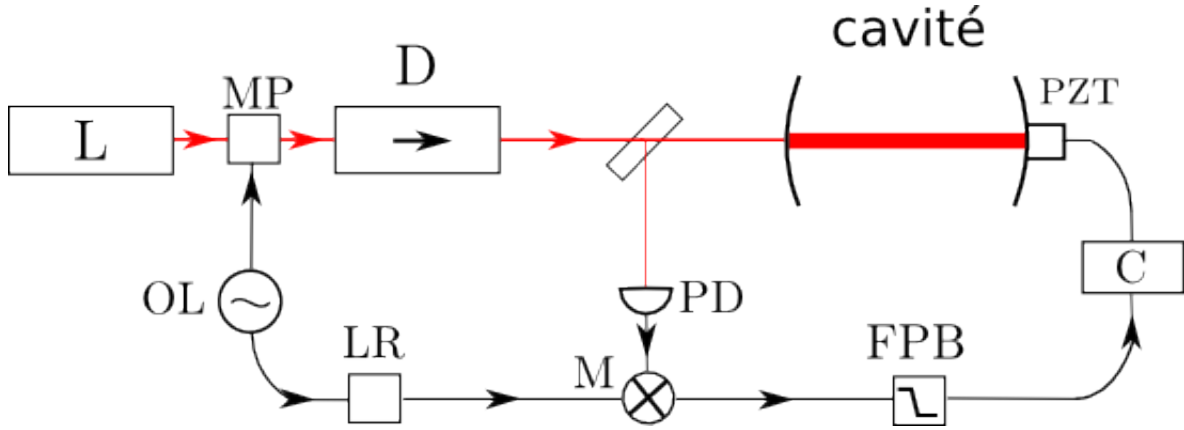


FIGURE 2.14 – Montage PDH pour asservir la longueur d’une cavité sur la fréquence d’un laser. L : laser, D : diode optique, MP : modulateur de phase, OL : oscillateur local, M : mélangeur, C : contrôleur, PD : photodiode, FPB : filtre passe-bas, PZT : cale piézoélectrique, LR : ligne à retard.

On considère un champ incident sur la cavité modulé en phase

$$E_{inc} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)} \quad (2.108)$$

dont on peut approximer l’expression à partir d’un développement au premier ordre en fonctions de Bessel par

$$E_{inc} \sim E_0 [J_0(\beta) + 2iJ_1(\beta) \sin \Omega t] e^{i\omega t} = E_0 [J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t}] \quad (2.109)$$

Le champ réfléchi par la cavité est alors donné par

$$E_r = E_0 [F(\omega) J_0(\beta) e^{i\omega t} + F(\omega + \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t} - F(\omega - \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t}] \quad (2.110)$$

avec $F(\omega) \equiv \frac{E_r}{E_0}$ le coefficient de réflexion de la cavité.

L’expression de l’intensité réfléchie normalisée, après réarrangement des différents termes, peut être mise sous la forme

$$\begin{aligned} \frac{I_r}{I_0} &= J_0^2(\beta) |F(\omega)|^2 + J_1^2(\beta) |F(\omega + \Omega)|^2 + J_1^2(\beta) |F(\omega - \Omega)|^2 \\ &+ 2J_0(\beta) J_1(\beta) [\operatorname{Re}(z) \cos(\Omega t) + \operatorname{Im}(z) \sin(\Omega t)] \\ &- 2J_1^2(\beta) \operatorname{Re}[F(\omega + \Omega) F^*(\omega - \Omega) e^{2i\Omega t}] \end{aligned} \quad (2.111)$$

avec

$$z \equiv F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega) \quad (2.112)$$

On s'intéresse en particulier au deuxième terme de cette expression qui oscille à la fréquence Ω . Il est issu des interférences entre la porteuse du champ incident de fréquence ω et les bandes latérales de fréquence $\omega \pm \Omega$.

Lorsque la fréquence de la porteuse est proche de la résonance et que la fréquence de modulation est suffisamment élevée pour que les bandes latérales sortent de la bande passante de la cavité ($\Omega \gg \Delta\nu_{1/2} = \frac{ISL}{Finesse}$), on peut considérer que les bandes latérales sont totalement réfléchies : $F(\omega \pm \Omega) \sim -1$. Sous cette approximation z est imaginaire pur

$$z \sim -2i \operatorname{Im}[F(\omega)] \quad (2.113)$$

ce qui nous permet de négliger le terme en $\operatorname{Re}(z) \cos(\Omega t)$. Le terme oscillant à Ω dans l'expression (2.111) peut alors être approximé par

$$2J_0(\beta) J_1(\beta) \operatorname{Im}(z) \sin(\Omega t) \quad (2.114)$$

L'action d'un mélangeur est de fournir un signal de sortie multiple de ces deux entrées. Son rôle est de multiplier l'expression (2.111) par un terme oscillant à Ω , dont on arrange la phase avec la ligne à retard pour qu'il corresponde à une multiplication par $\sin(\Omega t)$. Autrement dit on s'arrange pour que le signal de l'oscillateur local et celui oscillant à Ω issu de la photodiode soient en phase. Ainsi, étant donné que $\sin(\Omega t) \sin(\Omega t) = \frac{1}{2}[1 - \cos(2\Omega t)]$, on transforme le terme qui nous intéresse en un terme constant et un terme oscillant à 2Ω

$$2J_0(\beta) J_1(\beta) \operatorname{Im}(z) \sin(\Omega t) \longrightarrow J_0(\beta) J_1(\beta) \operatorname{Im}(z) - J_0(\beta) J_1(\beta) \operatorname{Im}(z) \cos(2\Omega t) \quad (2.115)$$

Tous les termes de l'expression (2.111) ont également été multipliés par un terme $\sin(\Omega t)$ lors du passage par le mélangeur. Le filtre passe-bas, de fréquence de coupure inférieure à la fréquence de modulation, va donc couper tous les signaux excepté le premier terme de l'expression précédente, qui constitue notre signal d'erreur

$$\epsilon = I_0 J_0(\beta) J_1(\beta) \operatorname{Im}(z) \quad (2.116)$$

L'expression analytique de ce signal est lourde, nous ne la présentons pas ici, mais on peut l'obtenir plus facilement à partir d'un logiciel de calcul formel. La figure 2.15 donne l'allure de ce signal.

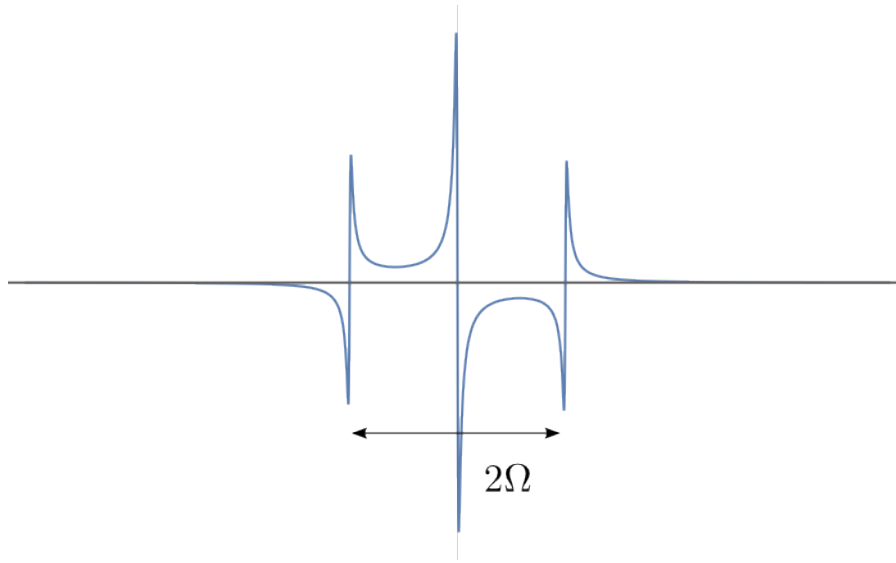


FIGURE 2.15 – Signal d’erreur obtenu au passage d’une résonance de la cavité. La plage d’accrochage est de 2Ω .

2.4 Procédures de réglage et de caractérisation expérimentale d’une cavité

Dans cette section nous abordons quelques considérations générales permettant une première approche des techniques expérimentales pour le montage d’une cavité de stockage.

2.4.1 Mesure des pertes intracavité

La mesure des pertes intracavité est en principe la première étape à réaliser pour concevoir une cavité optique, avant même la commande des miroirs. En effet le coefficient de transmission intracavité noté T_3 dans la section 2.1 intervient dans la condition d’adaptation d’impédance (2.27). Il contraint donc en partie les coefficients de réflexion des miroirs.

On rappelle que cette section ne concerne pas la cavité à 3 miroirs dont on suppose que les pertes intracavité sont négligeables.

Mesure de la réflectivité des lames à incidence de Brewster

Dans le cas de la cavité à 2 miroirs, on peut supposer que la principale contribution aux pertes intracavité est due aux réflexions sur les lames à incidence de Brewster.

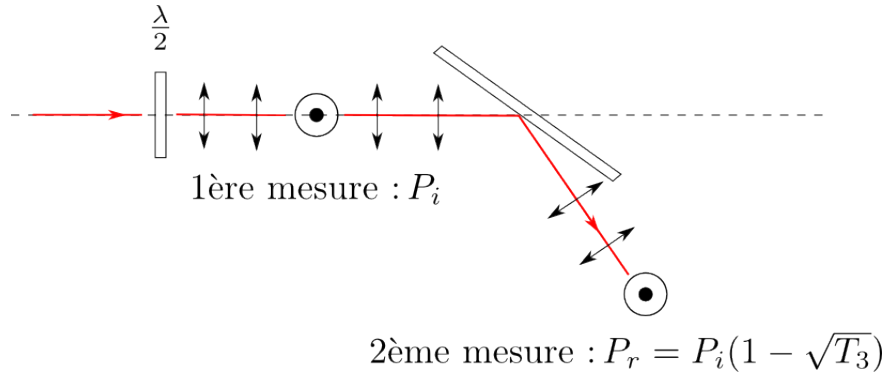


FIGURE 2.16 – Mesure de la réflectivité des lames à incidence de Brewster en polarisation P.

Si on suppose que les axes passants des lames sont parfaitement alignés entre eux et que la cavité est injectée en polarisation P, on peut accéder directement au coefficient de transmission intracavité en mesurant la puissance incidente P_i et la puissance réfléchie P_r par la lame en polarisation P. On situe la position de la lame demi-onde pour laquelle on est en polarisation P lorsque la puissance réfléchie est minimisée.

Le coefficient de perte est alors donné par

$$T_3 = \left(1 - \frac{P_r}{P_i}\right)^2 \quad (2.117)$$

L'avantage de cette méthode par rapport aux suivantes est qu'elle ne nécessite pas d'avoir déjà monté la cavité, et qu'elle ne dépend pas des autres paramètres de la cavité. Cependant elle nécessite de faire des hypothèses peu réalistes dans le cadre d'une réalisation expérimentale, on s'attend donc à ce qu'elle donne une estimation optimiste du coefficient de transmission intracavité.

Mesure à partir de la finesse de la cavité

En inversant l'expression simplifiée de la finesse (2.43), on peut obtenir une expression de T_3 à partir de la finesse F et des réflectivités des miroirs

$$T_3 = \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \left[1 + \frac{\pi^2}{2F^2} - \sqrt{\left(1 + \frac{\pi^2}{2F^2}\right)^2 - 1} \right] \quad (2.118)$$

Mesure à partir du coefficient de transmission de la cavité

On définit le coefficient de transmission de la cavité par

$$T \equiv \frac{I_t^{max}}{I_0} \quad (2.119)$$

avec I_t^{max} l'intensité transmise à résonance. D'après l'expression (2.13) on obtient

$$T = \frac{T_1 T_2 T_3}{(1 - Z)^2} \quad (2.120)$$

Sous l'approximation d'une cavité symétrique composée de miroirs sans pertes ($T_1 = T_2 = 1 - R$, avec R la réflectivité des miroirs) on obtient

$$T \sim \frac{T_3 (1 - R)^2}{(1 - T_3 R)^2} \quad (2.121)$$

En inversant cette formule on obtient une expression de T_3 en fonction du coefficient de transmission de la cavité

$$T_3 \sim \frac{1}{R} + \frac{1}{2T} \left(\frac{1}{R} - 1 \right)^2 \left[1 - \sqrt{1 + \frac{4T}{R \left(\frac{1}{R} - 1 \right)^2}} \right] \quad (2.122)$$

2.4.2 Minimisation des pertes intracavité

Alignement des axes passants des lames

On fixe l'axe passant en polarisation P de la lame d'entrée comme axe de référence. Il faut superposer au mieux l'axe passant de la lame du fond sans quoi une partie de l'intensité du champ sera projetée sur l'axe orthogonal à chaque traversée de la cavité.

On peut optimiser ce réglage en modifiant l'angle de rotation de la lame, ce qui nécessite dans notre cas de casser le vide dans la chambre d'interaction. La modification de cet angle modifie la finesse de la cavité. On conserve donc l'angle pour lequel la transmission de la cavité est maximisée.

Optimisation des angles d'incidence

Les montures des lames sont conçues pour être à incidence de Brewster, cependant un désaxement de l'axe optique de la cavité par rapport à l'axe imposé par les montures introduit une perte supplémentaire à chaque passage au travers des lames du fait que le vecteur d'onde n'arrive plus exactement à incidence Brewster, comme on peut le voir sur la figure 2.17.

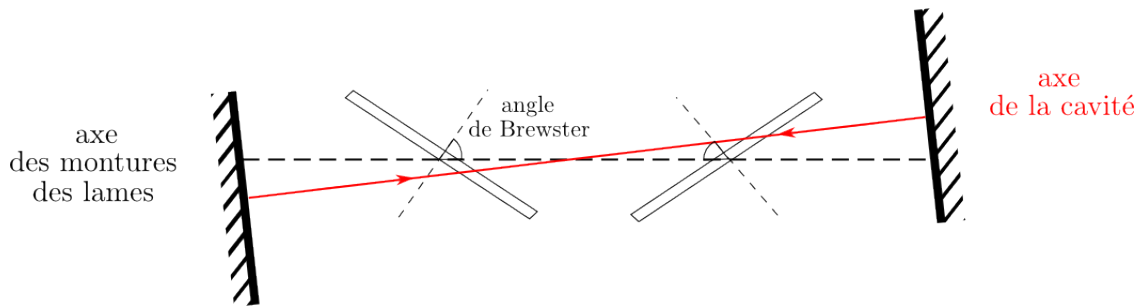


FIGURE 2.17 – Désaxement entre la cavité et les lames.

Il est difficile en pratique de bien maîtriser l'orientation de l'axe optique de la cavité. C'est pourquoi il serait judicieux de concevoir des montures permettant d'adapter les angles d'incidence de ces lames alors que la cavité est alignée, et de pouvoir les optimiser en maximisant sa transmission.

Malheureusement l'utilisation de telles montures provoquerait un rallongement de la longueur de la cavité qui la rendrait instable étant donné la courbure des jeux de miroirs qu'on utilise actuellement. On verra en effet dans la section 5.4 que la géométrie de la cavité est choisie de façon à se trouver en limite de la configuration concentrique.

2.4.3 Mesure de la réflectivité des miroirs

Première méthode

On suppose que pour mesurer la réflectivité d'un miroir on utilise le montage de la figure 2.18.

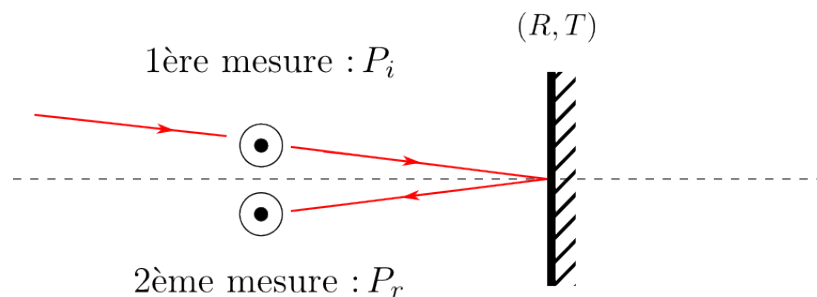


FIGURE 2.18 – Première méthode de mesure de la réflectivité d'un miroir.

On obtient une mesure directe de la réflectivité du miroir en faisant le rapport de la puissance lumineuse réfléchiée sur la puissance incidente. L'indice 1 désignant qu'il s'agit d'une mesure par la méthode 1.

$$R_1 = \frac{P_r}{P_i} \quad (2.123)$$

L'incertitude sur cette mesure est donnée par

$$\delta R_1 = \left| \frac{\partial R_1}{\partial P_i} \right| \delta P_i + \left| \frac{\partial R_1}{\partial P_r} \right| \delta P_r = \frac{P_r \delta P_i}{P_i^2} + \frac{\delta P_r}{P_i} \quad (2.124)$$

avec $\delta P_{i,r}$ les incertitudes expérimentales sur les mesures de puissance.

En supposant qu'on utilise le même détecteur pour les deux mesures, ou deux détecteurs ayant des précisions relatives similaires, on a la relation

$$\frac{\delta P_i}{P_i} = \frac{\delta P_r}{P_r} \quad (2.125)$$

On peut donc réécrire l'expression de l'incertitude sur la réflectivité

$$\delta R_1 = \frac{P_r \delta P_i}{P_i^2} + \frac{P_r \delta P_i}{P_i P_i} = 2 \frac{P_r \delta P_i}{P_i P_i} \quad (2.126)$$

Dans le cas de miroirs de haute réflectivité on a $\frac{P_r}{P_i} \sim 1$, ce qui nous permet d'établir une expression simplifiée de l'incertitude sur la mesure de la réflectivité

$$\delta R_1 \sim 2 \frac{\delta P_i}{P_i} \quad (2.127)$$

Deuxième méthode

La deuxième méthode que nous proposons est une mesure indirecte de la réflectivité à partir de la mesure de la transmission du miroir. Elle repose sur le montage de la figure 2.19.

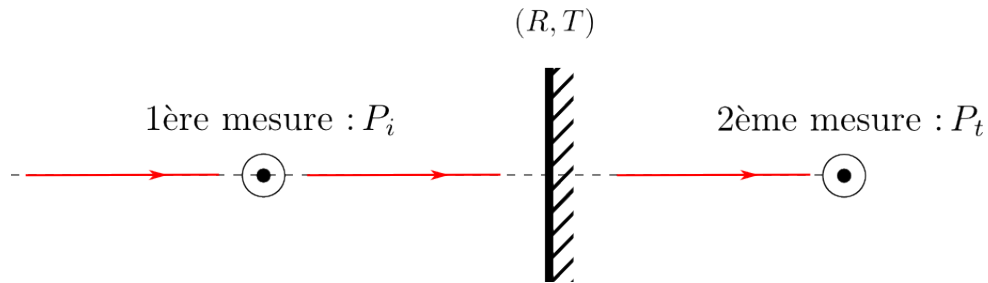


FIGURE 2.19 – Deuxième méthode de mesure de la réflectivité d'un miroir.

On obtient une mesure directe de la transmission du miroir en faisant le rapport de la puissance transmise sur la puissance incidente

$$T_2 = \frac{P_t}{P_i} \quad (2.128)$$

L'incertitude sur cette mesure est donnée par

$$\delta T_2 = 2 \frac{P_t}{P_i} \frac{\delta P_i}{P_i} \quad (2.129)$$

On utilise alors la relation (2.4) de conservation de l'énergie des miroirs pour obtenir une mesure de la réflectivité

$$R = 1 - T - P \quad (2.130)$$

En pratique la mesure du coefficient de pertes des miroirs nous est inaccessible avec du matériel standard de laboratoire, et on doit s'en remettre aux données du constructeur.

En supposant qu'on utilise des miroirs de haute réflectivité à faibles pertes, on a $P \ll T \ll 1$, on peut donc simplifier l'expression précédente par

$$R \sim 1 - T \quad (2.131)$$

L'incertitude sur la mesure de la réflectivité par la méthode 2 est alors donnée par

$$\delta R_2 \sim \delta T_2 \quad (2.132)$$

Comparaison des deux méthodes

Le rapport entre les incertitudes des deux méthodes est donné par le rapport entre les puissances transmise et incidente par le miroir, qui est d'autant plus faible que la réflectivité du miroir est élevée

$$\frac{\delta R_2}{\delta R_1} \sim \frac{P_t}{P_i} \ll 1 \quad (2.133)$$

En conclusion, dans le cas de miroirs de haute réflectivité à faibles pertes, il est beaucoup plus fiable de mesurer la transmission des miroirs pour en déduire leur réflectivité plutôt que de faire une mesure directe de la puissance réfléchie.

2.4.4 Adaptation d'impédance

Comme nous l'avons vu dans la section 2.1.2.4, la condition d'adaptation d'impédance 2.20

$$R_1 = R_1^{opt} = (1 - P_1)^2 T_3^2 R_2 \quad (2.134)$$

est un critère important pour optimiser la surtension d'une cavité. Autrement dit il faut prendre grand soin au choix des caractéristiques du miroir d'entrée en fonction des autres caractéristiques de la cavité. Malheureusement la réalisation expérimentale de cette condition est rendue compliquée pour plusieurs raisons :

- L'incertitude expérimentale sur les caractéristiques de la cavité : pertes intracavité, pertes au niveau des miroirs, réflectivité des miroirs.
- Même en imaginant avoir une connaissance parfaite de ces paramètres, la conception technique d'un miroir avec une réflectivité donnée ne semble pas évidente. Pour preuve en est qu'en général même les revendeurs de miroirs ne donnent pas de valeur exacte de la réflectivité de leurs miroirs mais plutôt une borne inférieure.

Il est donc très difficile de prédire de façon précise quelles vont être les performances d'une cavité du point de vue du stockage avant sa réalisation expérimentale. La meilleure solution reste de disposer de plusieurs jeux de miroirs et de tester chaque configuration de cavité jusqu'à trouver celle pour laquelle le couplage est le plus efficace.

2.4.5 Obtenir la résonance de la cavité

L'obtention de la résonance de la cavité est une étape difficile expérimentalement car elle nécessite un alignement très précis des miroirs de façon à ce que le faisceau lumineux se superpose à lui-même après un tour de cavité.

Au cours de ce travail nous avons été amenés à effectuer ces alignements des dizaines de fois afin de changer de configuration de miroirs. De cette expérience nous tirons la procédure suivante qu'on considère la plus efficace pour obtenir le premier signal de transmission d'une cavité.

- On ne place dans un premier temps que le miroir du fond. On aligne le faisceau de façon à ce qu'il soit horizontal et qu'il se réfléchisse sur le centre du miroir.
- On maximise le signal sur une photodiode placée derrière le miroir, ce qui nous donnera accès à la transmission de la cavité.
- On utilise une carte infrarouge ou un simple papier perforé - si on travaille dans le visible - qu'on place en amont de la cavité de façon à laisser passer le faisceau incident. On joue ensuite sur la monture du miroir de façon à superposer le faisceau réfléchi sur le faisceau incident. Cette étape n'est bien sûr pas respectée dans le cas d'une cavité à 3 miroirs.
- On place une photodiode qui intercepte une partie du faisceau réfléchi issu d'une lame réfléchissant une faible proportion du flux lumineux placée en amont de la cavité (figure 5.13). On fixe ainsi l'axe optique de la cavité.
- On place ensuite le miroir d'entrée de façon à ce que le faisceau incident se réfléchisse au centre du miroir, et on maximise le signal obtenu sur la photodiode en réflexion en jouant sur les réglages de la monture du miroir.
- On balaie la longueur de la cavité en envoyant une rampe de courant sur la cale piézoélectrique. Si on n'obtient pas de pics sur le signal de transmission à cette étape on peut balayer légèrement de façon systématique les réglages de la monture du miroir d'entrée.

Dans le cas d'une cavité à 3 miroirs l'utilisation d'une carte perforée et d'un pointeur

- si on travaille dans l'infrarouge - peut également se révéler très utile pour superposer le faisceau sur lui-même le long du parcours dans la cavité.

2.4.6 Couplage géométrique

La qualité du couplage géométrique d'une cavité est directement observable lors d'un balayage de sa longueur. Un mauvais couplage géométrique entraîne une projection d'une partie de la lumière résonante sur les modes d'ordres supérieurs, ce qui se traduit par un signal de transmission tel que celui donné sur la figure 2.20.

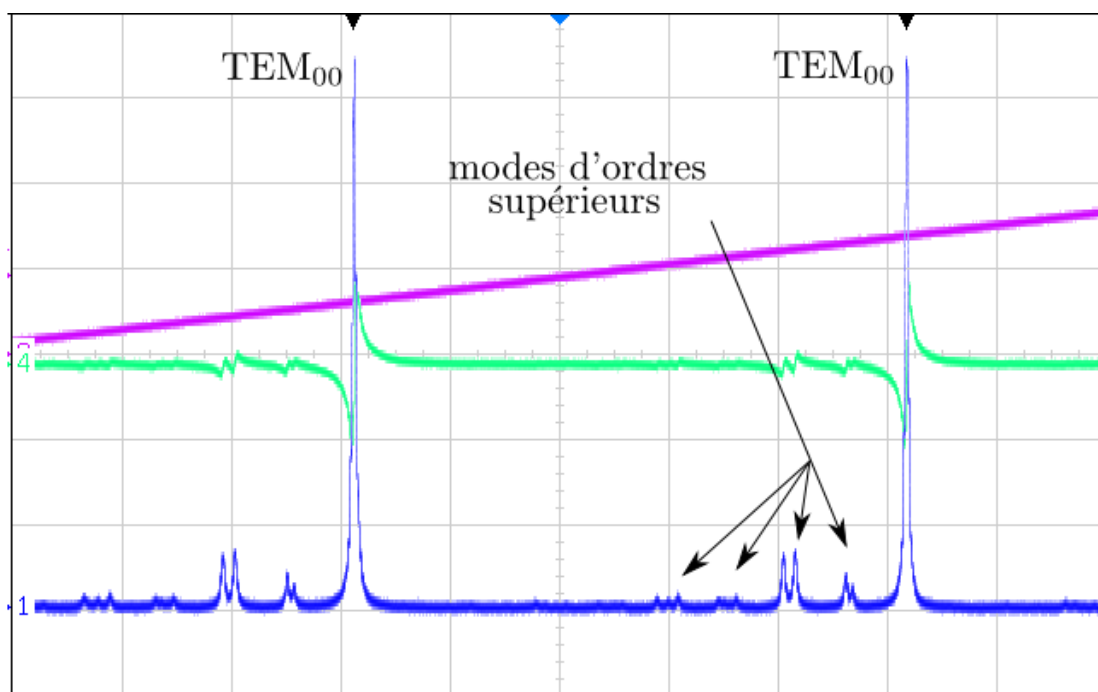


FIGURE 2.20 – Transmission de la cavité (en bleu) lors d'un balayage de sa longueur (proportionnelle au signal violet) dans le cas d'un couplage géométrique imparfait. Le signal en vert est le signal d'erreur obtenu par la méthode Hänsch-Couillaud. Le dédoublement des pics secondaires est dû à un effet d'astigmatisme.

Un mauvais couplage géométrique peut être dû :

- À une mauvaise orientation des miroirs l'un par rapport à l'autre, ou à un désaxement ou à une translation du faisceau laser par rapport à l'axe de la cavité.
- À un mauvais choix de lentille pour faire correspondre le mode du laser avec celui de la cavité. C'est ce qui a été détaillé dans la section 2.1.4.5.

2.4.7 Mesure de la finesse

Une fois que le couplage géométrique est correct, on estime la finesse atteinte à partir de l'observation de la transmission de la cavité lors d'un balayage de sa longueur.

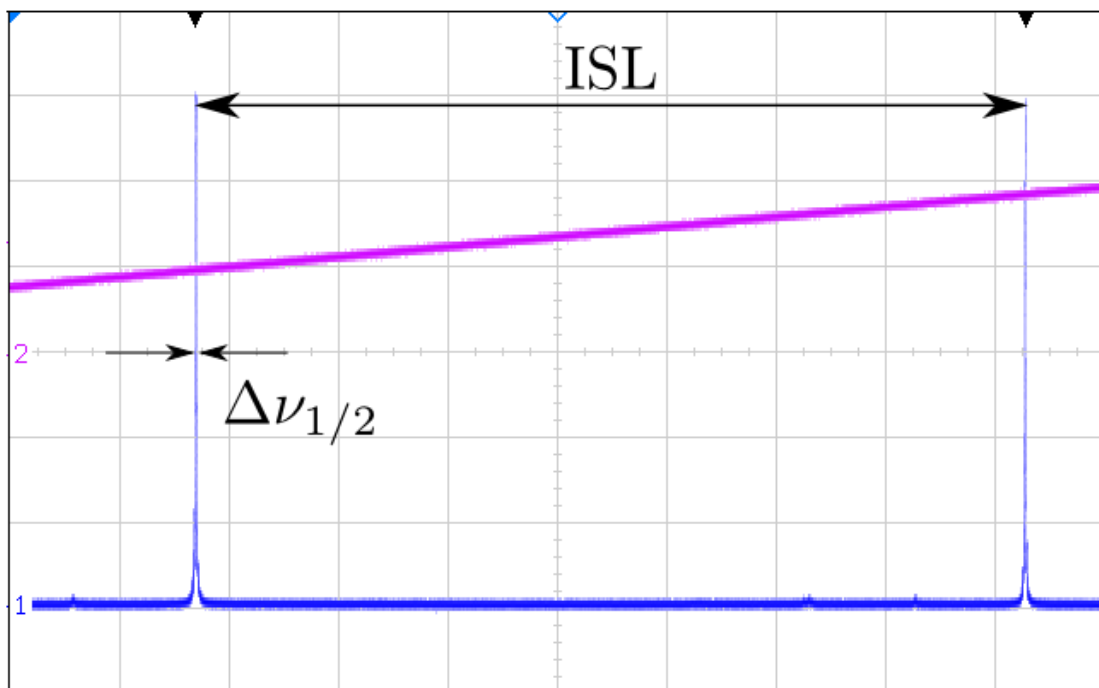


FIGURE 2.21 – Transmission de la cavité (en bleu) lors d'un balayage de sa longueur (proportionnelle au signal violet) dans le cas d'un bon couplage géométrique. Sur cet exemple la finesse est de l'ordre de 1000.

À partir d'un signal de transmission tel que celui obtenu sur la figure 2.21, on en déduit la finesse

$$F = \frac{ISL}{\Delta\nu_{1/2}} \quad (2.135)$$

2.4.8 Mesure du couplage

La mesure du couplage d'une cavité consiste à évaluer la proportion d'intensité incidente qui pénètre dans la cavité. On le définit à résonance par

$$C \equiv 1 - \frac{I_r}{I_0} \quad (2.136)$$

L'accès expérimental à ce paramètre est simple puisqu'il suffit de regarder l'allure du signal d'intensité réfléchi lors d'un balayage de la cavité comme indiqué sur la figure 2.22.

La mesure du couplage est la sanction finale de la qualité optique du montage puisque ce paramètre détermine en même temps

- La qualité du couplage géométrique.
- La qualité de l'adaptation d'impédance.

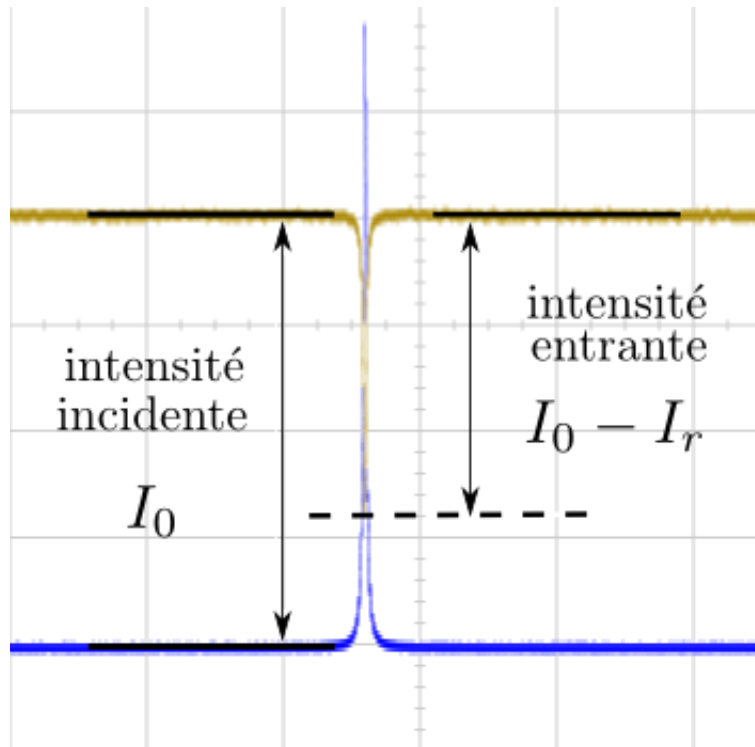


FIGURE 2.22 – Méthode de mesure du couplage à partir du signal de l'intensité réfléchie. En bleu le signal en transmission de la cavité. En jaune le signal en réflexion. Sur cet exemple le couplage est de 70 %.

2.4.9 Mesure de la qualité de l'asservissement

Maintien autour de la résonance

Une première caractérisation de la qualité d'un asservissement est sa capacité à maintenir un système proche de la valeur de consigne. Dans notre cas la valeur de consigne est de maintenir la longueur de la cavité sur le pic de transmission. On peut donc évaluer la qualité de l'asservissement en faisant le rapport de l'intensité moyenne transmise lorsque l'asservissement est activé sur l'intensité transmise à résonance.

$$Q \equiv \frac{\langle I_t \rangle_T}{I_t^{max}} \quad (2.137)$$

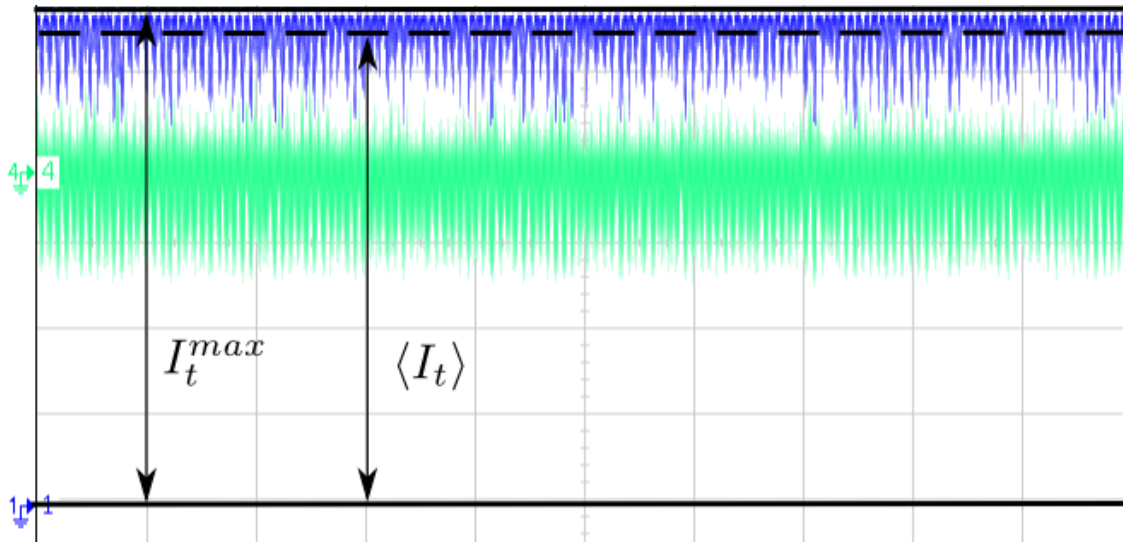


FIGURE 2.23 – Méthode de mesure de la performance de l’asservissement. En bleu le signal en transmission de la cavité. En vert le signal d’erreur.

Temps de maintien de la valeur de consigne

Une autre caractéristique typique d’un asservissement est le temps de maintien de la valeur de consigne, qui correspond dans notre cas à la durée durant laquelle la cavité reste à résonance. Dans l’idéal ce temps est infini.

2.4.10 Mesure de la surtension

La mesure de la surtension, qui nécessite de connaître l’intensité intracavité lorsque le système est asservi, est nécessairement indirecte puisque l’introduction d’un instrument de mesure dans la cavité dégraderait forcément ce qu’on cherche à mesurer.

Cavité à 2 miroirs

Dans le cas d’une cavité à 2 miroirs on peut obtenir une mesure de la surtension à partir du coefficient de transmission T de la cavité, on peut montrer à partir des expressions de la surtension (2.23) et de l’intensité transmise (2.13) que

$$S = \frac{1 + R_2 T_3}{T_2 \sqrt{T_3}} T \quad (2.138)$$

formule dont l’utilisation nécessite une bonne connaissance des caractéristiques du miroir du fond ainsi que des pertes intracavité.

On pourrait également utiliser les réflexions sur les lames intracavité pour en déduire les champs propageant et contrapropageant à l'intérieur de la cavité. On note $I_{p,entrée}$ et $I_{p,fond}$ les intensités de pertes sur ces lames comme indiqué sur la figure 2.2. En mesurant ces intensités lorsque la cavité est asservie on en déduit une mesure de la surtension

$$S = \frac{I_{p,entrée}^{max} + I_{p,fond}^{max}}{R_B I_0} \quad (2.139)$$

avec R_B la réflectivité des lames.

Cavité à 3 miroirs

Dans le cas de la cavité à 3 miroirs, on peut accéder indirectement à la mesure de la surtension en mesurant l'intensité transmise à résonance $I_{t_2}^{max}$ à travers le miroir M_2 , ou à travers le miroir M_3 qu'on note $I_{t_3}^{max}$. À partir des formules des intensités transmises par les miroirs (2.81) et (2.83), et de l'expression de la surtension (2.92) :

$$S = \frac{R_2 (1 + R_3) I_{t_2}^{max}}{T_2 I_0} \quad (2.140)$$

$$S = \frac{1 + R_3 I_{t_3}^{max}}{T_3 I_0} \quad (2.141)$$

2.5 Conclusions

L'étude de ces deux montages nous permet de faire une étude comparative du point de vue du stockage de lumière.

Il est clair que les éléments intracavité sont à proscrire dans la mesure du possible.

Une cavité à 3 miroirs a pour grand avantage de permettre de se défaire du problème de la réflexion de la lumière vers la cavité laser. Elle nécessite cependant plus d'éléments optiques et est plus encombrante.

Cette première approche du problème du stockage de lumière sera complétée par une description détaillée des montages que nous avons mis en place dans le cadre du projet de neutralisation d'un jet rapide d'ions négatifs (3.3), et dans le cadre de la microscopie de photodétachement (5.4).

Chapitre 3

Neutralisation d'un jet rapide de D^-

L'expérience considérée dans ce chapitre s'inscrit dans le cadre du projet SIPHORE, en collaboration avec le CEA, et le soutien de l'ANR.

Ce projet vise à proposer une nouvelle conception d'injecteur de neutres en vue de son intégration dans les futures générations de réacteurs à fusion nucléaire contrôlée basés sur le confinement magnétique d'un plasma.

Cette expérience est une première démonstration de principe à échelle réduite d'un tel injecteur, dans le sens où les puissances mises en jeu sont réduites d'environ 3 ordres de grandeur par rapport à celles qui sont considérées dans le dispositif final. Elle met néanmoins déjà en jeu des finesses de cavité optique du même ordre de grandeur.

Nous présentons dans un premier temps les motivations d'un tel projet, puis les caractéristiques du projet SIPHORE ainsi qu'un modèle simple décrivant la saturation du photodétachement d'un jet de deutérium négatif, enfin la conception du démonstrateur qui a été monté au laboratoire Aimé-Cotton ainsi que les premiers résultats obtenus.

3.1 Motivations

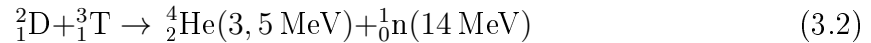
3.1.1 Fusion nucléaire contrôlée par confinement magnétique

La réaction de fusion nucléaire consiste en la fusion de deux noyaux atomiques légers produisant notamment un noyau plus lourd, parmi éventuellement d'autres produits de réaction tels que des neutrons. La différence de masse positive Δm entre les noyaux initiaux et les produits de réaction est convertie en énergie cinétique E_f répartie parmi les produits de réaction selon la formule

$$E_f = \Delta m c^2 \tag{3.1}$$

C'est ce mécanisme qui permet la production d'énergie dans le cœur des étoiles. L'ambition à long terme des réacteurs à fusion nucléaire contrôlée est de maîtriser la production et la conversion de cette énergie sous forme d'énergie électrique.

La réaction de fusion considérée en particulier est celle du deutérium avec le tritium car c'est la réaction possédant la plus grande section efficace, c'est-à-dire celle ayant la plus grande probabilité de se produire [11]



La réalisation de cette réaction sur Terre nécessite une température de l'ordre de 100 millions de degrés afin que les noyaux en jeu surpassent la barrière coulombienne, qu'ils soient suffisamment proches pour faire intervenir la force nucléaire forte et que la fusion s'opère. Dans ces conditions la matière se trouve sous forme de plasma, les électrons ne sont plus liés aux noyaux atomiques et évoluent librement, les constituants du plasma sont donc chargés électriquement.

Aucun matériau n'étant capable de maintenir sa structure à une telle température, il est nécessaire de confiner le plasma par un autre moyen, ce qui peut être réalisé à l'aide de puissants champs magnétiques dans une configuration particulière appelée tokamak, schématisée sur la figure 3.1.

L'énergie issue de la fusion est transférée au travers d'un système de refroidissement à eau des parois, permettant de produire de la vapeur et de faire tourner des turbines, puis des alternateurs électriques qui produisent le courant.

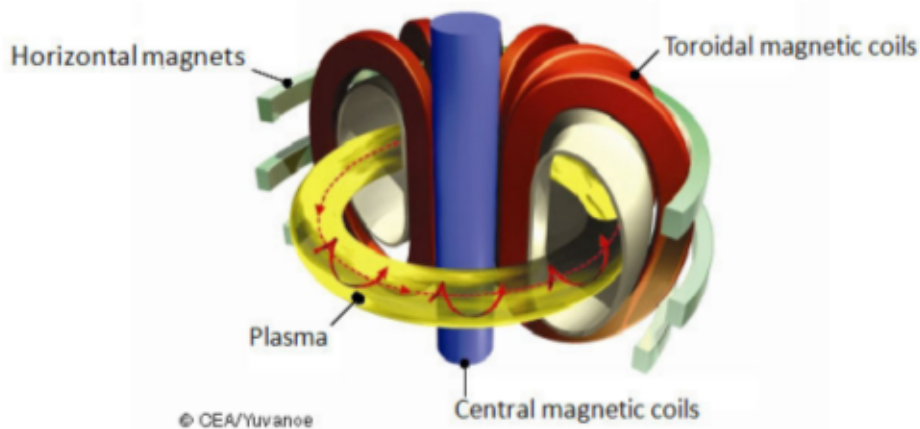


FIGURE 3.1 – Schéma d'un tokamak. Figure extraite de [11].

Les réacteurs à fusion nucléaire contrôlée sont des candidats de choix pour la future

production d'énergie électrique à grande échelle. On retiendra en particuliers trois avantages majeurs par rapport aux réacteurs à fission nucléaire :

- **Le carburant.** Le deutérium est abondant sur Terre et le tritium peut être produit sur place comme produit de l'interaction du lithium avec un neutron (${}^6_3\text{Li} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^3_1\text{T} + {}^4_2\text{He} + 4,8 \text{ MeV}$) [11].
- **La sécurité.** La réaction de fusion telle qu'elle est réalisée dans les réacteurs actuellement en fonctionnement nécessite un système de refroidissement actif du cœur du réacteur, ainsi que des piscines permettant le stockage temporaire des déchets de la réaction. En cas de dysfonctionnement de ce système de refroidissement - qui peut se produire par exemple en cas d'arrêt de l'approvisionnement en électricité de la centrale - la chaleur produite par les combustibles peut mener à la fusion thermique des cœurs, ce qui s'est produit à Fukushima en 2011. À l'inverse, dans le cas d'une perte de contrôle du plasma de fusion celui-ci se refroidirait presque instantanément, ce qui exclut par essence toute possibilité de fusion thermique ou d'explosion de la structure. Le projet ITER déclare même sur son site que "En cas d'accident, même dans le pire des scénarios envisageables, il ne sera pas nécessaire d'évacuer la population vivant autour de l'installation" [12].
- **La production de déchets radioactifs.** Les produits de la réaction du deutérium et du tritium sont l'hélium - qui n'est pas radioactif - et les neutrons. Ces derniers provoqueront l'activation des matériaux à proximité, qui constitueront des déchets à faible potentiel radioactif et à faible durée de vie - de l'ordre d'une centaine d'années - comparativement à ceux issus de la fission nucléaire [12].

3.1.2 Injecteurs de neutres

Il existe 3 procédés principaux permettant le chauffage du plasma de fusion dans un tokamak :

- Le chauffage par effet Joule dû au courant de plusieurs millions d'ampères circulant dans le plasma (chauffage ohmique).
- Le chauffage par absorption de radiofréquences (RF) de haute puissance qui vont transférer leur énergie aux particules constituant le plasma (chauffage RF).
- Le chauffage par l'injection de neutres (neutral beam injection ou NBI) qui consiste en l'injection dans le plasma de particules neutres - en l'occurrence du deutérium - qui vont transférer leur énergie par collisions avec les particules constituant le plasma. Cette technique permet également d'alimenter le plasma en combustible.

C'est cette dernière technique que nous étudions dans ce travail.

Les injecteurs de neutres sont composés de 4 éléments principaux permettant d'obtenir en sortie du système un jet de particules neutres rapides :

- Une source d'ions négatifs.

- Un accélérateur.
- Un neutraliseur.
- Un défecteur d'ions résiduels.

3.2 Projet SIPHORE

Le projet SIPHORE a pour ambition de proposer une conception originale d'injecteur de neutres en vue de son installation sur les futures générations de tokamaks représentés par le projet DEMO [13, 14, 15, 16]. Il s'agit de produire et de neutraliser un jet de deutérium négatif (D^-) d'une énergie de 1 ou 2 MeV - selon la version du projet - produisant un courant de l'ordre de 30 A.

La principale particularité du système proposé par rapport aux injecteurs conventionnels se situe au niveau de la neutralisation du jet d'ions négatifs rapides.

L'étape de neutralisation dans les injecteurs conventionnels tels que celui qui sera installé sur le projet ITER est effectuée à l'aide d'une cellule de gaz neutre (D_2). À la traversée de cette cellule, une partie du jet d'ions est neutralisée par collisions. L'efficacité de ce processus de neutralisation est de l'ordre de 55 % [17], et le rendement global de tels injecteurs est de l'ordre de 20 à 30 % [18].

Le projet SIPHORE propose d'utiliser le processus de photodétachement afin de réaliser cette étape, autrement dit de remplacer la cellule de gaz neutre par un faisceau laser permettant la neutralisation du jet d'ions négatifs. Ce qui présente plusieurs avantages [16] :

- L'injection de gaz dans le neutraliseur n'est plus nécessaire, ce qui permet de réduire la pression ambiante et donc notamment d'augmenter l'efficacité de l'accélérateur.
- L'efficacité du processus de neutralisation est potentiellement supérieure à 80 %.
- Le rendement global d'un tel injecteur pourrait atteindre 60 %.

Plusieurs défis techniques sont à relever pour réaliser ce projet, notamment au niveau de la source d'ions, de l'accélérateur et de l'isolation électrique pour des tensions de l'ordre du mégavolt, nous nous intéressons surtout au problème de la neutralisation du jet d'ions et de la conception du système optique.

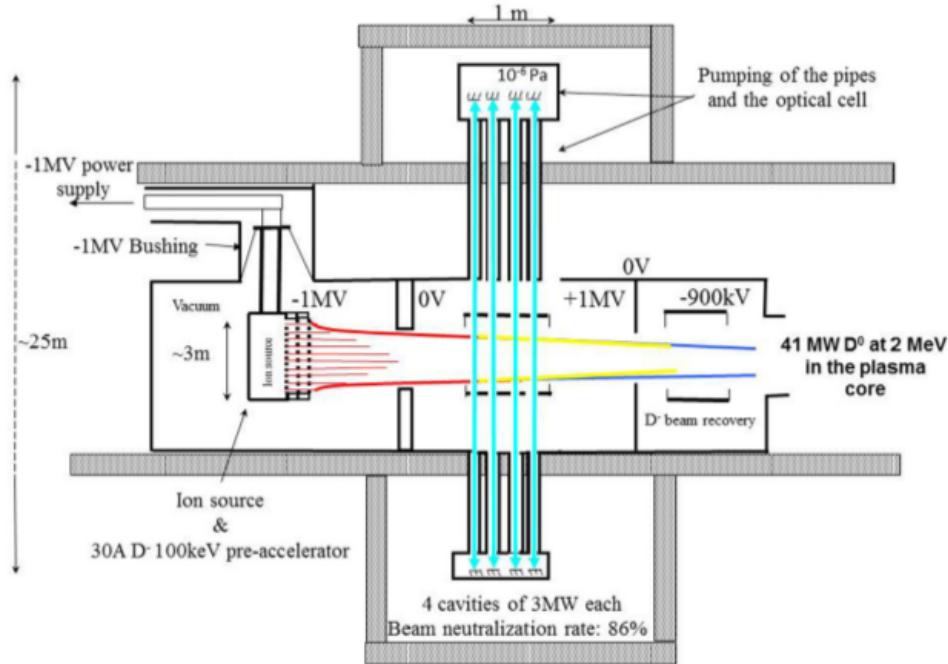


FIGURE 3.2 – Vue de profil du projet SIPHERO dans sa version 2 MeV. Figure extraite de [16].

3.2.1 Théorie et ordres de grandeur

3.2.1.1 Section efficace de photodétachement de D⁻

La théorie [26, 27] et les expériences [19, 20, 25, 23, 24] sont en bon accord quant à la détermination de la section efficace de photodétachement de H⁻ et de D⁻ en fonction de l'énergie du photon incident. La différence entre les sections efficaces de ces deux isotopes est négligeable dans le cadre du problème considéré. Ces résultats sont résumés dans la figure 3.3. On remarque notamment que la section efficace atteint son maximum pour une énergie du photon aux alentours de 1,5 eV, ce qui correspond à une longueur d'onde d'environ 830 nm.

La longueur d'onde de 1064 nm, qui correspond à une énergie de 1,16 eV, a été choisie parce que des sources laser continues et puissantes - jusqu'à 500 kW multimode et 20 kW monomode - ont été développées à cette longueur d'onde [28] et que la section efficace est proche de son maximum pour cette énergie.

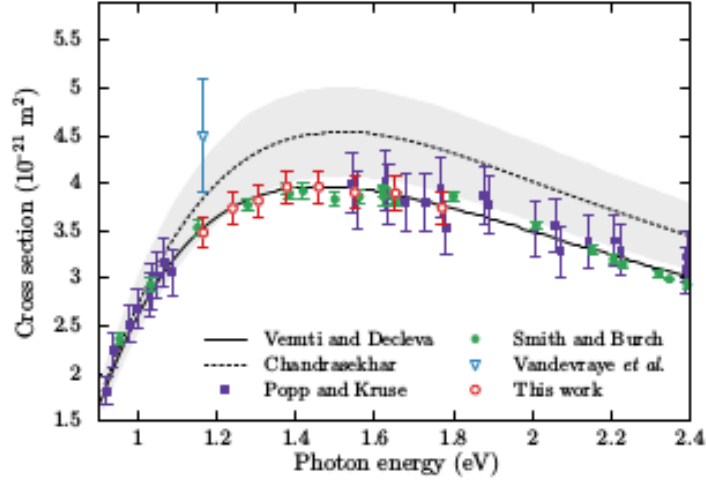


FIGURE 3.3 – Résumé des différents résultats expérimentaux sur la section efficace de photodétachement de H^- en fonction de l'énergie du photon. On constate qu'elle est relativement constante entre 1,2 et 1,8 eV, aux alentours de $3,5 \times 10^{-21} \text{ m}^2$. Les traits pleins et en pointillés correspondent à des résultats théoriques. Les autres points correspondent à différents résultats expérimentaux avec leurs barres d'erreur associées. Cette figure est extraite de la référence [20], on y trouvera notamment les détails sur les données utilisées.

Les deux dernières mesures de la section efficace absolue de photodétachement de H^- à 1064 nm [19, 20], donnent respectivement une valeur de $4,5(6) \times 10^{-21} \text{ m}^2$ et $3,48(3) \times 10^{-21} \text{ m}^2$. Par mesure de précaution, nous prendrons dans nos calculs l'estimation basse à

$$\sigma_{1064} = 3,5 \times 10^{-21} \text{ m}^2 \quad (3.3)$$

3.2.1.2 Puissance de saturation

Dans cette section nous développons un modèle simplifié de façon à obtenir un ordre de grandeur de la puissance laser nécessaire pour saturer la neutralisation d'un jet d'ions négatifs. Nous suivons la démarche développée dans [14].

On considère un jet d'ions et un faisceau laser à géométrie rectangulaire et on suppose que leur recouvrement est parfait, comme il est schématisé sur la figure 3.4.

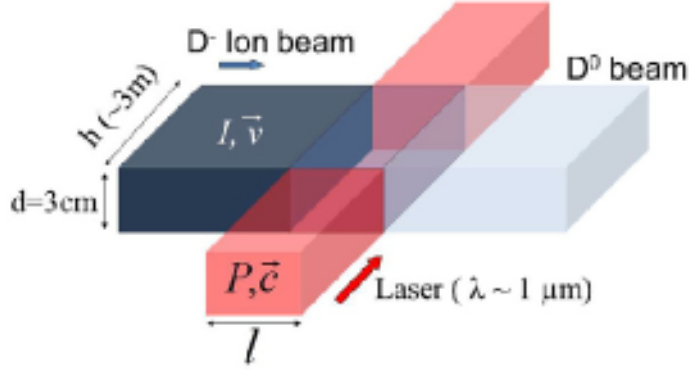


FIGURE 3.4 – Modèle simplifié de l'interaction entre le jet d'ions et le laser. Figure extraite de [16].

Par définition de la section efficace dans un processus de détachement à 1 photon, la densité volumique n d'ions résiduels dans la zone d'interaction suit la loi

$$\frac{dn}{dt} = -\sigma\Phi n \quad (3.4)$$

avec t le temps, σ la section efficace de photodétachement à 1 photon en m^2 et ϕ le flux de photons en $\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Le flux de photons est donné par

$$\Phi = \frac{\lambda P}{hcS} \quad (3.5)$$

avec P la puissance lumineuse du laser, λ sa longueur d'onde et $S = l \times d$ la section transverse du laser.

La densité d'ions dans la zone d'interaction suit donc la loi

$$n(t) = n_0 \exp\left(-\frac{\lambda P \sigma}{hcS} t\right) \quad (3.6)$$

Le temps d'interaction entre le faisceau laser et le jet d'ions est donné par

$$\Delta t = \frac{l}{v} \quad (3.7)$$

où v est la vitesse des ions.

Le taux de neutralisation est donc donné par

$$\eta(P) = 1 - \exp\left(-\frac{\lambda \sigma}{hcvd} P\right) = 1 - \exp\left(-\frac{P}{P_S}\right) \quad (3.8)$$

avec

$$P_S \equiv \frac{hcvd}{\lambda\sigma} = \frac{hcd}{\lambda\sigma} \sqrt{\frac{2E}{m}} \quad (3.9)$$

la puissance de saturation, qui correspond à la puissance lumineuse nécessaire pour atteindre un taux de neutralisation de $63\% = 1 - \frac{1}{e}$. E est l'énergie cinétique des ions et m leur masse.

Ordres de grandeur

Dans le cadre du projet SIPHORE, les paramètres sont

$$E = 1 \text{ MeV et } d = 30 \text{ mm} \quad (3.10)$$

ce qui nous donne une puissance de saturation de

$$P_S = 16 \text{ MW} \quad (3.11)$$

3.2.2 Montage optique

Étant donnée la section efficace du processus de photodétachement ($\sim 3,5 \times 10^{-21} \text{ m}^2$ pour H^- et D^- à 1064 nm [19, 20]) et l'énergie cinétique nécessaire du jet d'ions pour chauffer efficacement le plasma ($\sim 1 \text{ MeV}$), une puissance laser de l'ordre de quelques dizaines de MW est nécessaire pour atteindre une efficacité de neutralisation supérieure à 80% [14]. Aucun laser continu à ce jour ne peut atteindre de telles puissances, il est donc indispensable de monter une cavité optique autour du jet d'ions afin d'amplifier la puissance dans la zone d'interaction.

Selon les dernières conceptions [16], il est envisagé d'utiliser 4 ou 5 cavités de 3 MW chacune le long de la zone de neutralisation afin d'atteindre la puissance requise.

En supposant que chacune de ces cavités soit injectée par un laser d'une puissance de l'ordre de 3 kW , une finesse de l'ordre de 10^4 est nécessaire pour obtenir la puissance lumineuse requise.

À notre connaissance, une telle puissance lumineuse n'a jamais été stockée dans une cavité optique. La principale difficulté tient à la qualité de la tenue des miroirs au flux lumineux. Même en supposant un excellent coefficient d'absorption de l'ordre de 10^{-6} , le miroir absorbe en continu 3 W de puissance lumineuse, ce qui a tendance, au travers d'effets thermiques, à déformer sa surface et à détériorer les performances de la cavité. Il faut donc modéliser cet effet et envisager un système correctif [11, 21, 22].

Bien que ce projet soulève de nombreux défis technologiques, les résultats récents obtenus par les interféromètres construits pour la détection des ondes gravitationnelles (projets VIRGO et LIGO) [33] démontrent que la technologie du stockage de lumière en cavité optique est mature pour une application industrielle.

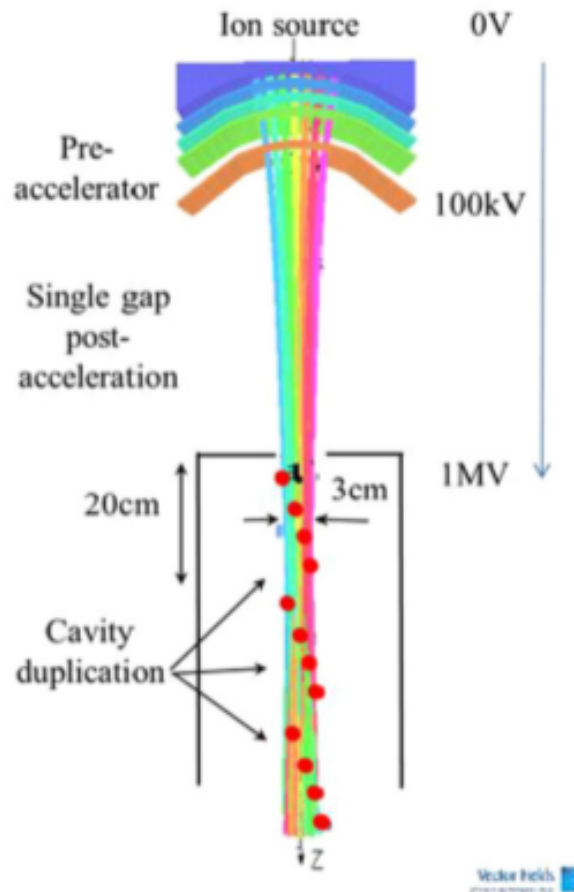


FIGURE 3.5 – Vue du dessus de l’accélérateur et du neutraliseur, issue d’une simulation 3D du profil du jet de D^- . Chaque point rouge représente un passage du faisceau laser. La géométrie de chaque cavité est conçue de façon à ce que le faisceau qu’elle accueille effectue 4 passages dans le jet d’ions afin de recouvrir toute sa section transverse. Figure extraite de [16].

3.3 Démonstrateur à échelle réduite

Le démonstrateur, dont la conception et la construction était un des objets du présent travail, permet notamment d’étudier la faisabilité du stockage de lumière dans des contraintes environnementales qui se rapprochent de celles d’un injecteur de neutres, en particulier au niveau des vibrations du montage et de la pollution des surfaces des miroirs par le jet d’ions.

L’objectif du démonstrateur est de prouver qu’on peut atteindre le régime de saturation de la neutralisation sous un éclairage continu.

Dans un premier temps nous avons monté le laser d’injection et la cavité sur une

table optique afin d'en optimiser la configuration optique et de nous familiariser avec ce système dans des conditions moins contraignantes que s'il était monté directement autour du jet d'ions sous vide.

3.3.1 Montage mécanique

Les plans du montage sont donnés sur la figure 3.6. Il s'agit de suspendre une cavité optique à 3 miroirs à l'intérieur de la chambre à vide autour du jet d'ions dans le bras droit de notre montage (figure 1.1), à la place des bobines de champ magnétique précédemment utilisées pour la recherche des résonances de Landau (chapitre 4).

3.3.2 Détection des neutres

La détection des neutres est assurée par le multiplicateur d'électrons *Hamamatsu* décrit dans la section 1.4.

3.3.3 Puissance de saturation

On utilise la formule (3.9) pour estimer la puissance lumineuse nécessaire pour saturer la neutralisation. Dans le cadre de notre démonstrateur, les paramètres sont

$$E = 1,2 \text{ keV et } d = 1,25 \pm 0,25 \text{ mm} \quad (3.12)$$

ce qui nous donne une puissance de saturation de

$$P_S = 23 \pm 5 \text{ kW} \quad (3.13)$$

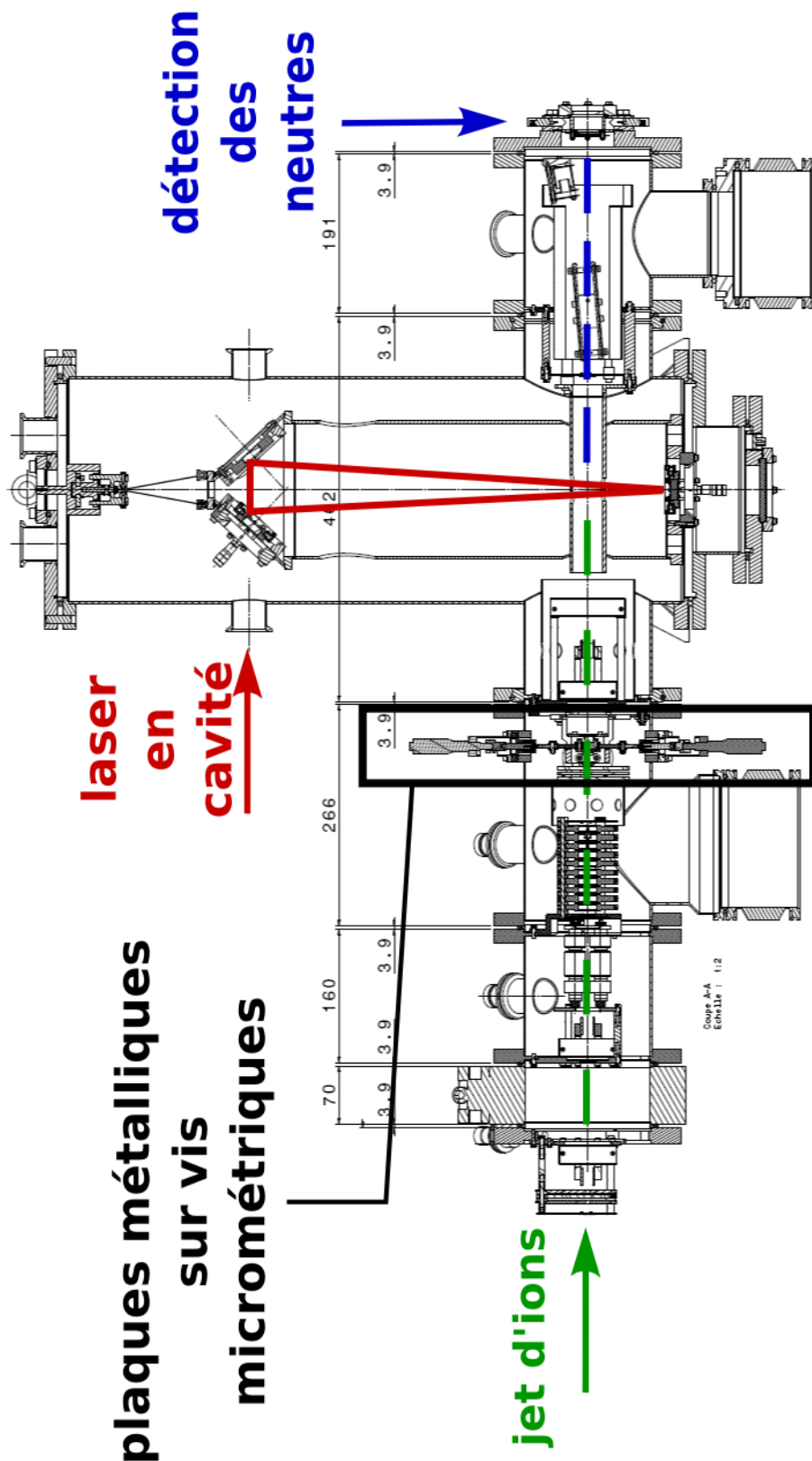


FIGURE 3.6 – Plan du démonstrateur. Des plaques métalliques montées sur vis micrométriques nous permettent de contrôler la géométrie du jet d'ions avant la traversée du faisceau laser de façon à obtenir le meilleur recouvrement entre les deux. Le jet est totalement recouvert par le faisceau laser, dont le diamètre est de l'ordre de 1,5 mm (3.3.5). Le jet passe deux fois dans le faisceau, ce qui nous permet de diviser par 2 la puissance intracavité nécessaire pour atteindre la puissance de saturation. Le montage prévoit la modification de l'orientation de la cavité depuis l'extérieur de la chambre afin d'assurer le recouvrement du jet par les deux faisceaux lumineux.

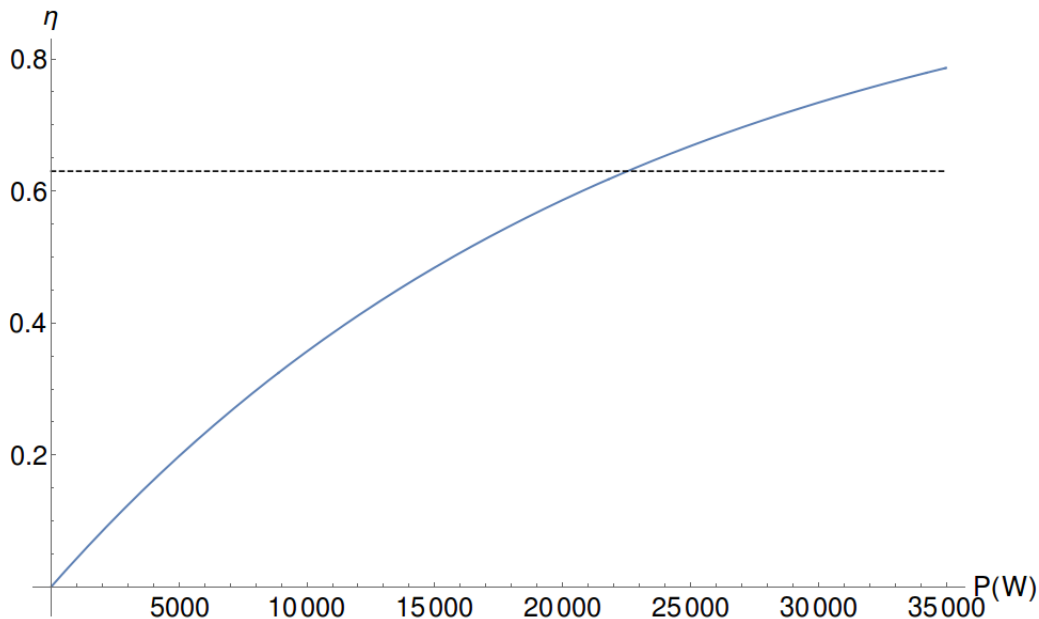


FIGURE 3.7 – Taux de neutralisation en fonction de la puissance lumineuse. On utilise la formule (3.8). Les paramètres sont $\sigma_{1064} = 3,5 \times 10^{-21} \text{ m}^2$, $E = 1,2 \text{ keV}$ et $d = 1,25 \text{ mm}$. La ligne en pointillés indique le taux de neutralisation correspondant à la puissance de saturation.

3.3.4 Montage laser

Le montage laser utilisé sur ce montage a été conçu par la société *Azur Light Systems* (ALS). Il est composé :

- D'un laser fibré *NKT Photonics Koheras Y10 Standard* à 1064 nm, fournissant une puissance d'environ 10 mW, dont la largeur spectrale est annoncée comme étant inférieure à 15 kHz (L sur la figure 3.11).
- D'un amplificateur *ALS-IR-10-USF* développé par la société ALS (A).
- D'une diode optique (D).

ALS annonce jusqu'à 25 W de puissance lumineuse à 1064 nm et une largeur spectrale de 10 kHz en sortie du montage.

La fréquence du laser est accordable sur $\pm 2 \text{ GHz}$ à 1064 nm grâce à une cale piézoélectrique (PZT) montée sur le laser *NKT*. La bande passante de la PZT est annoncée à 10 kHz.

Le profil radial du faisceau mesuré par le constructeur est donné sur la figure 3.8. Le centre de la cavité est situé à 150 cm de la tête du laser. Nos mesures depuis la tête du laser jusqu'au centre de la cavité confirment que le faisceau est quasiment collimaté avec un diamètre de $1,8 \pm 0,2 \text{ mm}$. De fait nous n'avons pas eu besoin d'utiliser de

système optique supplémentaire en entrée de la cavité pour obtenir un très bon couplage géométrique (3.3.5).

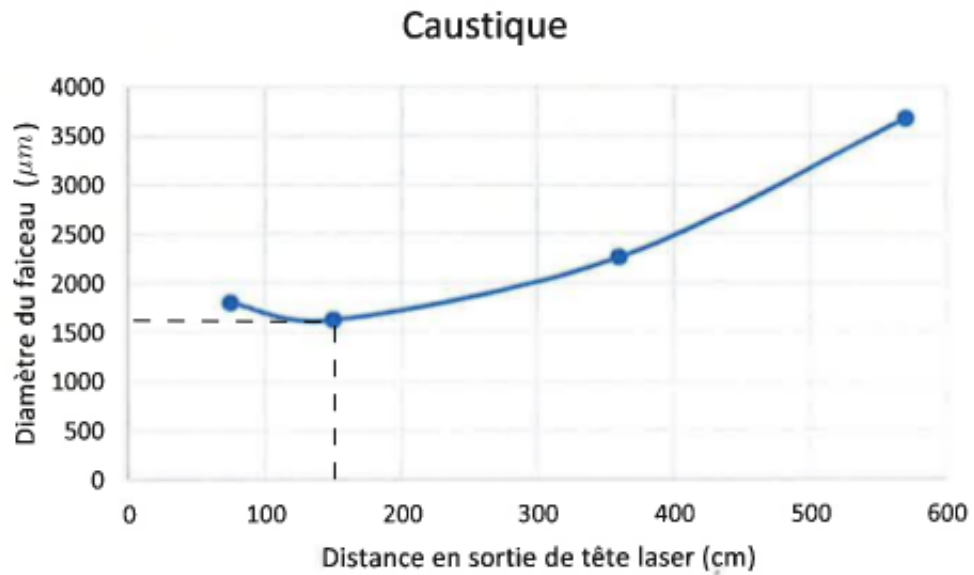


FIGURE 3.8 – Diamètre du faisceau en sortie du montage mesuré par la société *ALS*.

3.3.5 Géométrie de la cavité et du mode fondamental

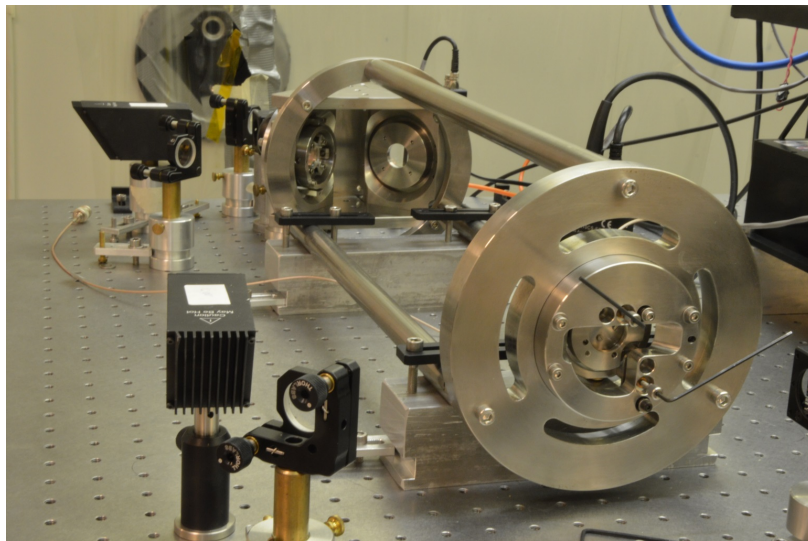


FIGURE 3.9 – La cavité à 3 miroirs du démonstrateur montée sur table optique.

Les dimensions fournies sur la figure 3.10 nous permettent d'établir la longueur d'un tour de cavité à

$$L = d + 2D = 1000 \pm 5 \text{ mm} \quad (3.14)$$

Le rayon de courbure du miroir concave est

$$r = 5000 \text{ mm} \quad (3.15)$$

La taille du col du faisceau situé entre les miroirs M_1 et M_2 est donné par la formule (2.74)

$$w_{0,cavité} = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{L(2r - L)}} = 713 \mu\text{m} \quad (3.16)$$

Étant donné le profil spatial du faisceau (3.3.4), nous n'avons pas utilisé de lentille pour réaliser le couplage géométrique du faisceau laser sur le mode de la cavité.

Le rayon du faisceau au niveau du miroir M_3 est donné par

$$w(500 \text{ mm}) = 752 \mu\text{m} \quad (3.17)$$

Le mode fondamental de la cavité est quasiment collimaté, dans le sens où la longueur de Rayleigh (formule 2.45) est du même ordre de grandeur que la longueur de la cavité

$$z_0 = \frac{\pi}{\lambda} w_0^2 \sim 1,5 \text{ m} \quad (3.18)$$

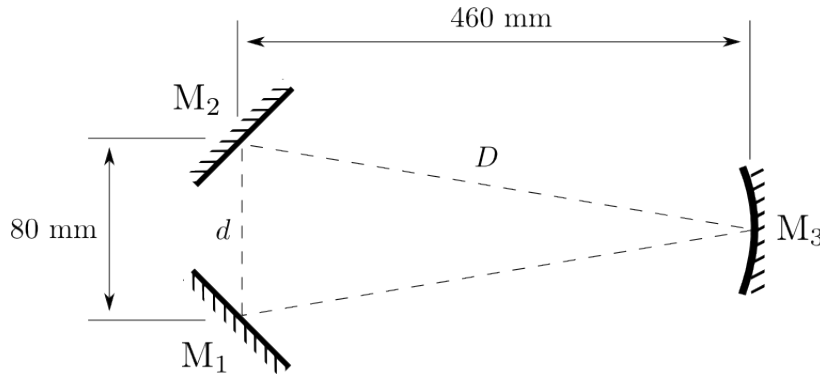


FIGURE 3.10 – Dimensions de la cavité.

3.3.6 Miroirs

La cavité du démonstrateur est composée de 3 miroirs de haute réflectivité à 1064 nm : 2 miroirs plans (M_1 et M_2) et un miroir concave de rayon de courbure $r = 5000 \text{ mm}$ monté sur une cale piézoélectrique (M_3).

3.3.6.1 Miroirs plans disponibles

L'angle d'incidence sur ces miroirs est d'environ 45° , ce qui a pour principale conséquence que leur réflectivité dépend de la polarisation de la lumière incidente. La réflectivité pour la lumière polarisée P - c'est-à-dire pour une direction de polarisation dans le plan d'incidence de la cavité - est plus faible que pour la lumière polarisée S - dans la direction orthogonale.

Le diamètre de ces miroirs est d'un pouce $\varnothing = 25,4$ mm.

Miroirs *CVI*

Nous disposons de miroirs de la société *CVI* (*Y1-1025-45-S*).

Le seuil de dommage en régime continu est annoncé comme étant de 10 MW/cm².

La transmission de ces miroirs a été mesurée en polarisations S et P pour différentes puissances incidentes

$$T_P = (2,5 \pm 0,2) \times 10^{-3} \text{ et } T_S = (7 \pm 0,5) \times 10^{-5} \quad (3.19)$$

Miroirs *opto4u*

Nous disposons de miroirs de la société *opto4u* ($1054 - 1064$ nm à 45°). La réflectivité en polarisation P est annoncée à $R_P > 0,992$ et la réflectivité en polarisation S à $R_S > 0,997$.

La transmission de ces miroirs a été mesurée en polarisations S et P pour différentes puissances incidentes

$$T_P = (8,0 \pm 0,2) \times 10^{-4} \text{ et } T_S = (2,0 \pm 0,2) \times 10^{-5} \quad (3.20)$$

Miroirs *Altechna*

Nous disposons de miroirs de la société *Altechna* (*UVFS HR Laser line mirrors*). La réflectivité en polarisation S est annoncée comme étant $R_S > 0,99$.

La transmission de ces miroirs a été mesurée en polarisations S et P pour différentes puissances incidentes

$$T_P = (2,1 \pm 0,2) \times 10^{-4} \text{ et } T_S = (5,5 \pm 0,5) \times 10^{-6} \quad (3.21)$$

3.3.6.2 Miroirs courbes disponibles

Le rayon de courbure de ces miroirs est de $r = 5000$ mm et leur diamètre d'un demi-pouce $\varnothing = 12,7$ mm.

Ces miroirs sont montés sur la cale piézoélectrique en position M_3 .

Miroirs *Lambda Research*

Nous disposons de miroirs de la société *Lambda Research Optics*, dont la réflectivité est annoncée comme étant $R > 0,998$.

La transmission de ces miroirs a été mesurée pour différentes puissances incidentes

$$T = (1,3 \pm 0,1) \times 10^{-4} \quad (3.22)$$

Miroirs *Layertec*

Nous disposons de miroirs à faibles pertes de la société *Layertec*, dont la réflectivité est annoncée comme étant $R > 0,9998$.

La transmission de ces miroirs est annoncée comme étant

$$T = (2,5 \pm 0,5) \times 10^{-5} \quad (3.23)$$

et a été mesurée pour différentes puissances incidentes à

$$T = (1,7 \pm 0,5) \times 10^{-5} \quad (3.24)$$

3.3.6.3 Pertes au niveau des miroirs

La société Layertec annonce¹ que la proportion de lumière diffusée ou absorbée sur ses miroirs à faibles pertes - dans le visible et l'infrarouge proche - est de l'ordre de $10^{-4} \dots 10^{-5}$. On prendra donc cet ordre de grandeur pour évaluer les pertes sur les miroirs.

3.3.6.4 Tenue au flux

La puissance nécessaire dans chaque bras de la cavité pour réaliser la saturation du photodétachement dans nos conditions est estimée à $P \sim 15$ kW (3.13), la taille minimale du rayon du faisceau étant d'environ $w_{min} = 700$ μ m, la tenue au flux nécessaire

1. http://www.layertec.de/en/downloads/files/Layertec_Katalog_2015_Optical_Coatings.pdf

des miroirs en régime continu est donc estimée à

$$\frac{P}{\pi w_{min}^2} \sim 1 \text{ MW/cm}^2 \quad (3.25)$$

On est donc en-deçà des seuils de dommage des miroirs. Néanmoins on atteint un régime où il faut prendre en compte le fait que le flux lumineux peut entraîner une déformation de la surface des miroirs due à des effets thermiques.

On peut remarquer que les exigences de tenue au flux des miroirs pour ce démonstrateur sont proches de celles du dispositif final.

3.3.7 Configuration optique adoptée et performances

La configuration optique la plus performante que nous ayons retenue est la suivante :

- Un miroir plan *opto4u* en position M_1 .
- Un miroir plan *Altechna* en position M_2 .
- Un miroir courbe *Layertec* en position M_3 .
- On injecte la cavité en polarisation P.

On pourrait penser que l'injection en polarisation S permettrait d'améliorer les performances du stockage du fait de l'augmentation de la réflectivité des miroirs plans. Nous avons essayé à de nombreuses reprises de réaliser une telle injection sans succès. On suppose que l'augmentation de la réflectivité du miroir d'entrée notamment a pour conséquence de dégrader fortement l'adaptation d'impédance, ce qui entraîne une réflexion quasi-totale de la lumière incidente sur la cavité. Une bonne configuration de miroirs permettant une injection en polarisation S reste à trouver.

| | valeur théorique | valeur expérimentale |
|--|-----------------------|----------------------|
| finesse F | 3270 | 1900 ± 100 |
| bande passante $\Delta\nu_{1/2}$ (ISL=300 MHz) | 91,7 kHz | |
| couplage C | 0,972 | 0,8 – 0,9 |
| coefficient de transmission de M_2 $\frac{I_2^{max}}{I_0}$ | 0,174 | 0,15 – 0,18 |
| coefficient de transmission de M_3 $\frac{I_3^{max}}{I_0}$ | $4,00 \times 10^{-9}$ | |
| surtension S | 1730 | 1650 – 2000 |
| puissance intracavité maximale obtenue | | 33 kW |

TABLE 3.1 – Caractéristiques de la cavité du démonstrateur. Pour obtenir les valeurs théoriques on a pris les paramètres suivants : $T_1 = 8 \times 10^{-4}$, $T_2 = 2 \times 10^{-4}$, $T_3 = 2 \times 10^{-5}$, $P_1 = P_2 = P_3 = 3 \times 10^{-4}$. On rappelle que la puissance intracavité annoncée correspond à la somme des puissances entre M_2M_3 et M_3M_1 , d’après la définition que nous avons prise de la surtension (section 2.2.1.3). La puissance maximale intracavité a été obtenue pour 20 W de puissance injectée, la puissance en transmission de M_2 a été mesurée à 3,3 W. La bande passante de la cavité dans cette configuration reste environ 10 fois plus large que la largeur spectrale du laser.

3.3.8 Montage électro-optique, signal d’erreur et asservissement

Le montage électro-optique utilisé pour réaliser le stockage de lumière dans la cavité du démonstrateur est schématisé sur la figure 3.11.

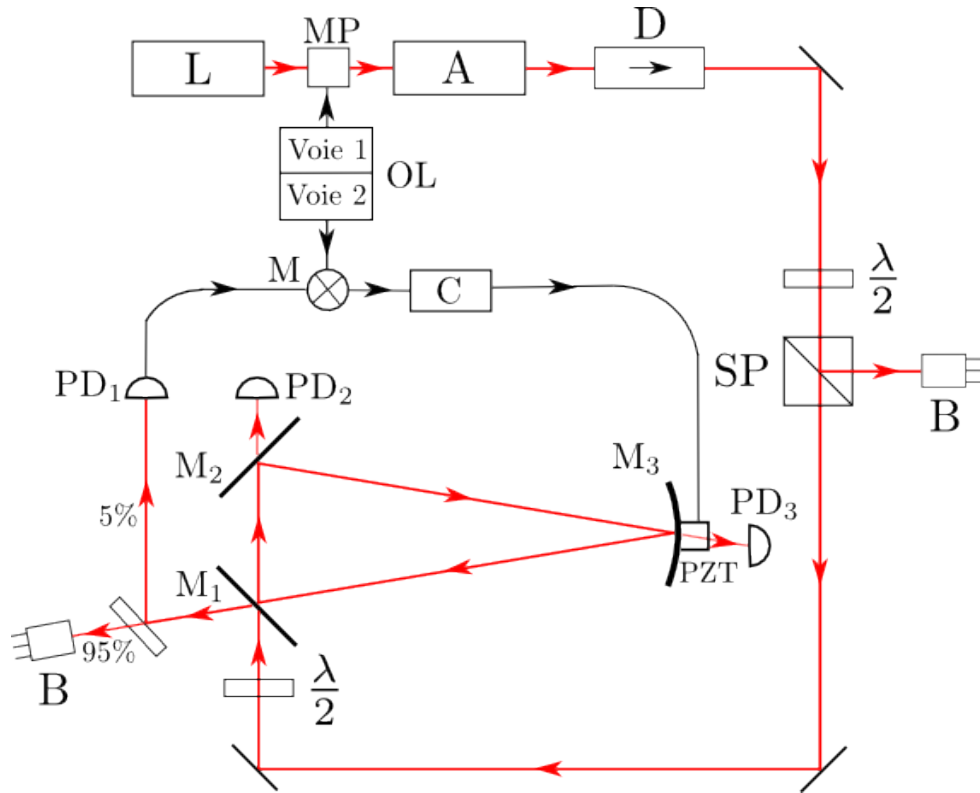


FIGURE 3.11 – Montage électro-optique de la cavité Siphore. L : laser, A : amplificateur, D : diode optique, MP : modulateur de phase, OL : oscillateur local, M : mélangeur, C : contrôleur, SP : cube séparateur en polarisation, B : bloqueur de faisceau, PD : photodiode.

On utilise en sortie du montage laser une lame demi-onde et un cube polariseur afin de permettre l'atténuation de la puissance injectée sans toucher aux paramètres géométriques du laser.

La lame demi-onde en entrée de la cavité nous permet de choisir la polarisation de la lumière injectée.

Il faut prendre grand soin à ne pas exposer les photodiodes à des puissances trop importantes, en particulier pour l'analyse de la réflexion.

Pour asservir la longueur de la cavité sur la fréquence du laser, on utilise la méthode de Pound-Drever-Hall (PDH) décrite dans la section 2.14, qui nous permet d'obtenir un signal d'erreur tel que celui de la figure 3.12 à partir du traitement du signal en réflexion de la cavité sur la photodiode PD₁.

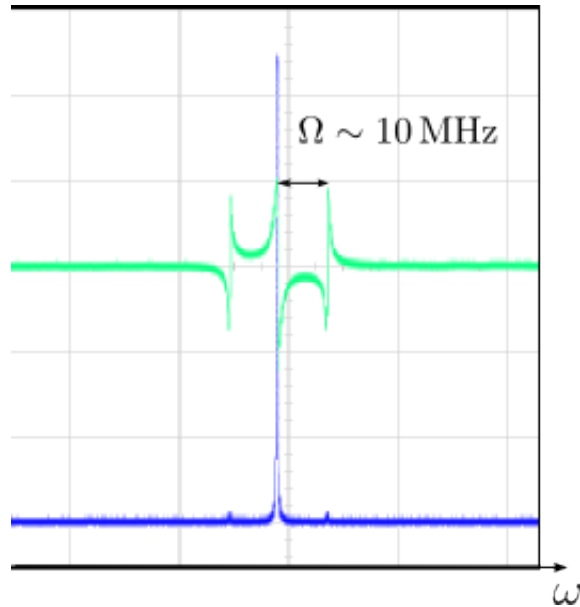


FIGURE 3.12 – En vert : signal d’erreur obtenu par la méthode PDH en fonction de la fréquence du laser ω . En bleu : transmission de la cavité. Les deux pics de chaque côté du pic principal de transmission correspondent aux bandes latérales obtenues avec la modulation en phase.

Le signal d’erreur est généré à partir du montage suivant :

- Une photodiode *Thorlabs PDA-10CS*, opérant entre 1000 et 1700 nm, dont la bande passante est annoncée à 17 MHz à gain nul (conditions d’utilisation) (PD_1 sur la figure 3.11).
- Un mélangeur électronique *Mini Circuits Mixer ZFM-3-S+* opérant de 0,04 à 400 MHz (M).
- Un générateur de fonctions *Tektronix AFG 3102* 100 MHz (OL).
- Un modulateur de phase *Photline NIR-MPX-LN-0.1* de bande passante de 150 MHz (MP).

Le signal en sortie du mélangeur est ensuite envoyé dans un correcteur *New Focus LB1005* (C) qui applique un filtre proportionnel intégrateur avant de l’envoyer sur une cale piézoélectrique *Piezomechanik HPSt 150/14-10/12 VS22*, dont la fréquence de résonance est annoncée comme étant de 30 kHz.

Performances

Le maintien autour de la résonance nous permet de transmettre en moyenne 95 % du maximum de transmission. Le temps durant lequel la cavité reste asservie est typiquement de l’ordre de plusieurs minutes.

Perspectives

Il serait instructif de mesurer la fonction de transfert du système afin d'optimiser le gain et la phase de la correction appliquée en fonction de la fréquence, ce qui permettrait d'améliorer la qualité de l'asservissement. Cependant, étant donné que cette cavité est destinée à être montée sur une autre structure avec des propriétés vibratoires différentes, cette étude peut paraître prématurée.

Il serait également intéressant d'essayer d'asservir la fréquence du laser sur la longueur de la cavité plutôt que l'inverse. En effet ce montage n'a pas pour objectif de réaliser des expériences de spectroscopie donc les contraintes sur la fréquence du laser sont relâchées contrairement au cas de la cavité du microscope (5.4).

3.3.9 Conclusions

Ce montage nous a permis de stocker environ 33 kW de puissance lumineuse à 1064 nm - en sommant les puissances dans chaque bras de la cavité - sur des durées de l'ordre de plusieurs minutes.

Comme on peut le voir sur la figure 3.7, cette puissance nous permet en principe d'atteindre un taux de neutralisation du jet de l'ordre de 70 %. Nous avons donc atteint les performances optiques requises pour entrer dans le régime de saturation du photodétachement en éclairage continu.

Le montage de la cavité autour du jet d'ions est en cours.

Chapitre 4

Modification de la section efficace de photodétachement

Dans ce chapitre nous étudions la réaction de photodétachement sous champ magnétique. Ce dernier ayant pour effet de quantifier le mouvement de l'électron expulsé dans le plan transverse à sa direction, la densité d'états finals pour l'électron s'exprime de façon unidimensionnelle dans la direction longitudinale au champ. Ceci conduit, dans le cadre d'un modèle simplifié, à des résonances de section efficace de photodétachement pour certaines valeurs de l'énergie du photon exciteur. Il est donc naturel d'envisager d'exploiter ce résultat dans le cadre de l'amplification de la réaction de photodétachement.

La section 4.1 permet de présenter la description quantique d'une particule chargée sans spin sous champ magnétique et aboutit à la détermination des niveaux de Landau.

La section 4.2 présente une théorie de l'évolution de la section efficace de photodétachement sous champ magnétique sans tenir compte d'éventuels effets d'élargissement expérimentaux des résonances, et conclut par l'étude détaillée du cas que nous avons étudié expérimentalement.

La section 4.3 présente l'effet Stark motionnel, qu'on considère comme le principal facteur d'élargissement expérimental des résonances.

Enfin la section 4.4 présente le montage expérimental que nous avons mis en place afin d'étudier le photodétachement sous champ magnétique ainsi que les résultats obtenus.

4.1 Description d'une particule chargée sans spin sous champ magnétique

Dans cette section on présente un résumé des principaux résultats concernant les descriptions classique et quantique d'une particule sans spin de masse m et de charge q

dans un champ magnétique \mathbf{B} uniforme selon la direction z . Pour une présentation détaillée on se référera à [35], complément E_{VI}.

4.1.1 Description classique

Le mouvement de la particule dans le champ peut être décrit par le lagrangien

$$L(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \frac{1}{2}m\mathbf{v}^2 + q\mathbf{v}\cdot\mathbf{A}(\mathbf{r}) \quad (4.1)$$

où \mathbf{r} et \mathbf{v} désignent respectivement les vecteurs position et vitesse de la particule, et $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ le potentiel vecteur lié au champ magnétique par la relation $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r})$.

On fait le choix de jauge

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}\mathbf{B} \times \mathbf{r} \quad (4.2)$$

on a alors

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{B}{2} \begin{pmatrix} -y \\ x \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

L'impulsion \mathbf{p} de la particule est donnée par

$$\mathbf{p} = \nabla_{\mathbf{v}}L = m\mathbf{v} + q\mathbf{A}(\mathbf{r}) \quad (4.4)$$

Le hamiltonien de la particule, défini par $H(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \equiv \mathbf{p}\cdot\mathbf{v} - L(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ est alors donné par

$$H(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{2m} [\mathbf{p} - q\mathbf{A}(\mathbf{r})]^2 \quad (4.5)$$

Le choix de jauge effectué nous permet de l'écrire comme

$$H(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{2m} \left[\left(p_x + \frac{qBy}{2} \right)^2 + \left(p_y - \frac{qBx}{2} \right)^2 + p_z^2 \right] \quad (4.6)$$

4.1.2 Description quantique

Le hamiltonien en description quantique s'obtient en remplaçant les variables position et impulsion du hamiltonien classique par les opérateurs associés qui respectent les règles de commutation suivantes :

$$[R_i, R_j] = 0, [P_i, P_j] = 0, [R_i, P_j] = i\hbar\delta_{ij} \quad (4.7)$$

avec $i, j = x, y, z$.

À partir du hamiltonien classique (4.6), on détermine le hamiltonien quantique d'une particule chargée sans spin sous champ magnétique

$$H = \frac{1}{2m} (P_x^2 + P_y^2) + \frac{m\omega_c^2}{8} (X^2 + Y^2) + \frac{\omega_c}{2} L_z + \frac{1}{2m} P_z^2 \quad (4.8)$$

où on a posé l'opérateur moment cinétique défini par $\mathbf{L} \equiv \mathbf{R} \times \mathbf{P}$, on a en particulier $L_z = XP_y - YP_x$. La pulsation cyclotron est définie par

$$\omega_c \equiv -\frac{qB}{m} \quad (4.9)$$

Ce hamiltonien peut être séparé en deux contributions indépendantes

$$\begin{aligned} H_{\perp}(X, Y, P_x, P_y) &= \frac{1}{2m} (P_x^2 + P_y^2) + \frac{m\omega_c^2}{8} (X^2 + Y^2) + \frac{\omega_c}{2} L_z \\ H_{\parallel}(P_z) &= \frac{1}{2m} P_z^2 \end{aligned} \quad (4.10)$$

correspondant respectivement à l'énergie cinétique transverse et l'énergie cinétique longitudinale.

On peut montrer que les énergies associées à ces différentes contributions sont données par

$$\begin{aligned} E_{\perp} &= \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2}\right) \\ E_{\parallel} &= \frac{p_z^2}{2m} \end{aligned} \quad (4.11)$$

où $n \in \mathbb{N}$ désigne le nombre quantique radial.

L'énergie totale d'une particule plongée dans un champ magnétique est donc séparée en une partie quantifiée correspondant à l'énergie cinétique transverse, et une partie continue correspondant à l'énergie cinétique longitudinale

$$E(n, p_z) = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2}\right) + \frac{p_z^2}{2m} \quad (4.12)$$

Les niveaux correspondants sont appelés *niveaux de Landau*.

4.2 Effet du champ magnétique sur la section efficace de photodétachement

Dans cette section nous présentons dans un premier temps (4.2.1) un premier modèle du photodétachement sous champ magnétique sans tenir compte des couplages entre le

champ magnétique et les moments de l'atome et de l'ion ; et sans tenir compte du spin de l'électron éjecté. Il permet d'expliquer l'apparition des résonances de section efficace appelées résonances de Landau.

Dans un second temps (4.2.2) nous présentons une théorie plus complète tenant compte de ces couplages, et calculons la section efficace résultante dans le cas particulier que nous avons étudié expérimentalement.

Cette théorie est présentée plus en détails notamment dans les références [37, 38, 39, 40, 41].

4.2.1 Résonances de Landau

Dans cette section nous présentons comment l'effet du champ magnétique sur l'espace des états finals de l'électron éjecté fait apparaître des résonances de la section efficace de photodétachement. Nous ne tenons pas compte du spin de l'électron et considérons un seuil de détachement générique.

Le taux de transition par unité de temps entre l'état initial de l'ion négatif $|i\rangle$ et l'état final $|f\rangle$ est donné, au premier ordre de la perturbation, par la règle d'or de Fermi

$$\frac{dP_{i \rightarrow f}}{dt} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | P | i \rangle|^2 \rho_f(\epsilon_f) \quad (4.13)$$

avec P l'opérateur de couplage dipolaire électrique, ϵ_f l'énergie de l'état final, et $\rho_f(\epsilon_f)$ la densité d'états finals en énergie.

La section efficace de photodétachement est proportionnelle au rapport du taux de transition sur le flux de photon, on a donc

$$\sigma(\nu) \propto \nu |\langle f | P | i \rangle|^2 \rho_f(\epsilon_f) \quad (4.14)$$

La conservation de l'énergie donne

$$\epsilon_f = E_i + h\nu = E_f + \epsilon \quad (4.15)$$

avec E_i (resp. E_f) l'énergie de l'état lié de l'ion négatif (resp. de l'atome), $h\nu$ l'énergie du photon absorbé et ϵ l'énergie de l'électron éjecté dans le continuum.

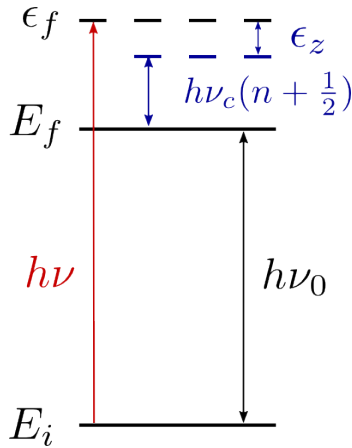


FIGURE 4.1 – Schéma énergétique de la réaction de photodétachement sous champ magnétique.

Comme on a pu le voir dans la section précédente (formule (4.12)), pour un niveau de Landau n fixé, l'énergie de l'électron évoluant librement dans le champ magnétique - sans tenir compte de son spin - est répartie comme

$$\epsilon = h\nu_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + \epsilon_z \quad (4.16)$$

avec

$$\nu_c \equiv \frac{\omega_c}{2\pi} \quad (4.17)$$

et

$$\epsilon_z \equiv \frac{p_z^2}{2\mu_e} \quad (4.18)$$

l'énergie cinétique de l'électron selon la direction z longitudinale au champ, de masse μ_e .

La quantification naturelle de l'impulsion de l'électron libre selon la direction z implique que la densité d'états finals en impulsion est uniforme

$$\rho_f(p_z) = \text{constante} \quad (4.19)$$

Par définition des densités d'états en impulsion et en énergie

$$\rho_f(p_z) dp_z = \rho_f(\epsilon_z) d\epsilon_z \quad (4.20)$$

La loi d'évolution de la densité d'états finals en énergie est donc donnée par

$$\rho_f(\epsilon_z) \propto \frac{dp_z}{d\epsilon_z} \propto \frac{1}{\sqrt{\epsilon_z}} \quad (4.21)$$

d'après la définition de l'énergie cinétique (4.18).

Du fait de la divergence de la densité d'états finals en énergie lorsque $\epsilon_z \rightarrow 0$, on voit apparaître un pic de section efficace lorsque la différence d'énergie entre celle du photon et celle de l'état lié de l'atome correspond à l'énergie d'un état de Landau. Ceci correspond à l'annulation de l'énergie cinétique longitudinale de l'électron éjecté. Si on prend le point de vue classique, la résonance correspond au cas où l'électron repasse par son point d'émission après avoir effectué une trajectoire cyclotronique.

Ce type de résonance apparaît pour chaque niveau de Landau, leur séparation en énergie est donc donnée par

$$\Delta E_{Landau} \equiv h\nu_c = \frac{\hbar e B}{\mu_e} \quad (4.22)$$

avec e la charge élémentaire.

La section efficace de photodétachement est alors donnée par

$$\sigma(\nu) \propto \nu \sum_{n=0}^{n_{max}} \frac{1}{\sqrt{\nu - \nu_n}} = \nu \sum_n \frac{\Theta(\nu - \nu_n)}{\sqrt{\nu - \nu_n}} \quad (4.23)$$

avec $\nu_n = \nu_0 + \nu_c (n + \frac{1}{2})$, n_{max} défini comme la valeur maximale de n pour laquelle $\nu - \nu_n$ est positif et

$$\Theta(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } x < 0 \\ 1 & \text{si } x > 0 \end{cases} \quad (4.24)$$

la fonction de Heaviside.

Passage au champ nul

Dans le cas où le champ est faible, la résolution expérimentale $\Delta\nu$ ne permet pas de résoudre les résonances ($\nu_c \ll \Delta\nu$), on peut alors approximer la section efficace (4.23) par une intégrale

$$\sigma(\nu) \propto \nu \sum_{n=0}^{n_{max}} \frac{1}{\sqrt{\nu - \nu_n}} \sim \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\nu_0}^{\nu} d\mu \frac{1}{\sqrt{\nu - \mu}} = 2 \frac{\nu}{\nu_c} \sqrt{\nu - \nu_0} \quad (4.25)$$

On retrouve bien le comportement de la section efficace en champ nul donné par la loi de Wigner [36].

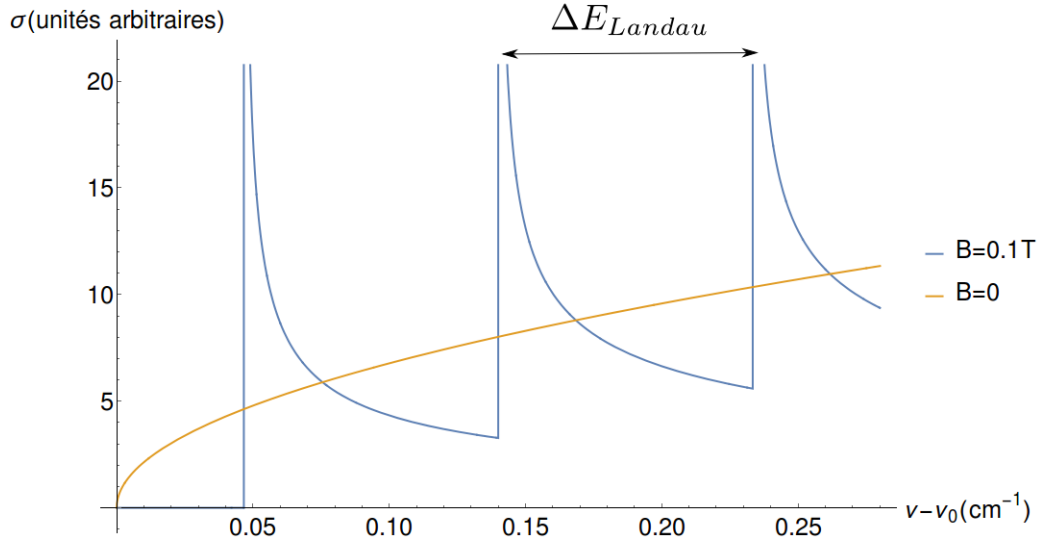


FIGURE 4.2 – Comportement de la section efficace de photodétachement proche d’un seuil avec (en rouge) ou sans champ magnétique (en bleu). Pour $B = 0,1 \text{ T}$ l’espacement entre les niveaux de Landau est $\Delta E_{Landau} \sim 0,093 \text{ cm}^{-1} \sim 3 \text{ GHz}$.

4.2.2 Effet du couplage des moments avec le champ

Dans cette section le couplage des moments de l’atome, de l’ion négatif et du spin de l’électron avec le champ magnétique sont pris en compte. On se place dans l’approximation d’un couplage LS, et on ne considère pas la structure hyperfine.

Le champ magnétique a pour effet de lever les dégénérescences Zeeman des niveaux de moment cinétique non-nul de l’atome et de l’ion négatif.

Le niveau de structure fine considéré de l’atome est indexé $^{2s+1}l_j$, tandis que celui de l’ion est noté $^{2S+1}L_J$. On réserve les majuscules pour les nombres quantiques associés à l’ion, et les minuscules pour ceux associés à l’atome.

Couplage du moment magnétique de l’atome

L’effet Zeeman, dû au couplage du moment magnétique de l’atome avec le champ magnétique, fait apparaître un terme supplémentaire dans le hamiltonien atomique, de la forme

$$H_Z = -\mathcal{M}_J \cdot \mathbf{B} \quad (4.26)$$

Le moment magnétique de l’atome - si on néglige le moment nucléaire - a pour expression

$$\mathcal{M}_J = -\frac{\mu_B g}{\hbar} \mathbf{J} \quad (4.27)$$

avec, dans l'approximation où le facteur de Landé de l'électron vaut 2,

$$g \sim \frac{3}{2} + \frac{s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (4.28)$$

le facteur de Landé du niveau $^{2s+1}l_j$ de l'atome et μ_B le magnéton de Bohr

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2\mu_e} \sim 0,467 \text{ cm}^{-1}/\text{T} \quad (4.29)$$

On a donc

$$H_Z = \mu_B B g m \quad (4.30)$$

où m correspond à la projection du moment cinétique de l'atome sur l'axe de quantification.

Avec l'hypothèse simplificatrice $gm \sim 1$, on trouve les sous-niveaux Zeeman séparés d'une énergie de l'ordre de

$$\mu_B B = \frac{h\nu_c}{2} \quad (4.31)$$

Couplage du moment magnétique de l'ion

Le couplage du moment magnétique de l'ion se traite exactement de la même manière. On notera G le facteur de Landé correspondant et M la projection de son moment magnétique. Le niveau de l'ion considéré sera donc décalé en énergie de la quantité

$$\mu_B B G M \quad (4.32)$$

par rapport au cas sans champ magnétique.

Couplage du moment magnétique de l'électron

Le moment magnétique de spin de l'électron est quant à lui donné par

$$\mathcal{M}_S = -\frac{\mu_B g_e}{\hbar} \mathbf{S} \quad (4.33)$$

avec $g_e \sim 2$ son facteur de Landé et \mathbf{S} son opérateur de spin.

Le couplage du spin de l'électron avec le champ fait donc apparaître un terme

$$\mu_B B g_e m_e \quad (4.34)$$

où m_e est la valeur de la projection du spin de l'électron selon l'axe de quantification.

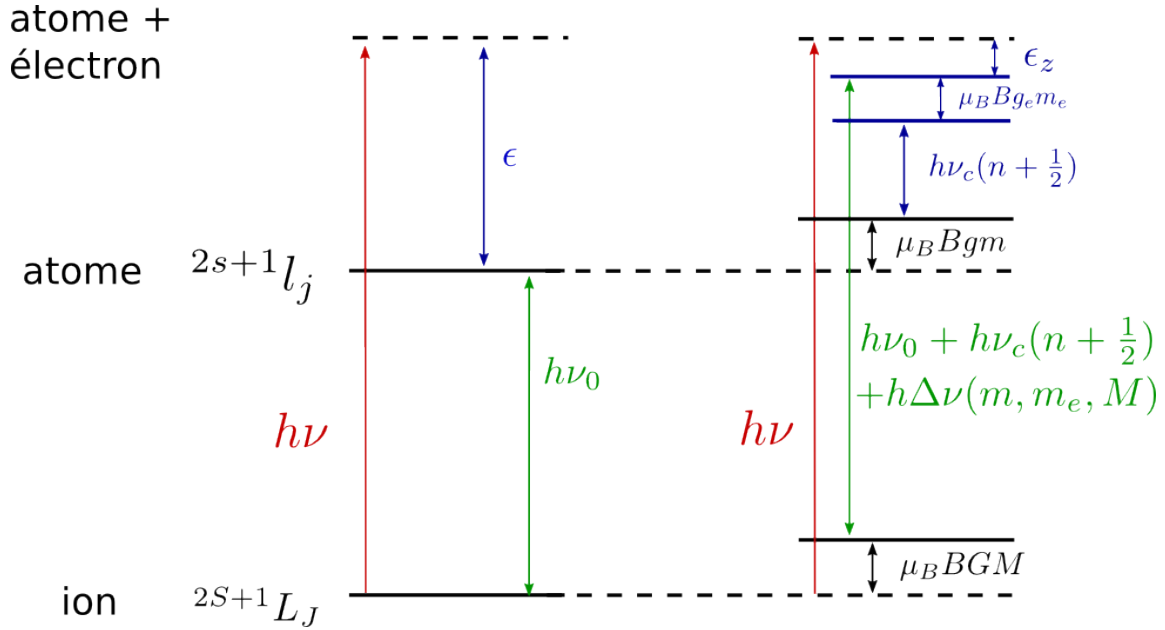


FIGURE 4.3 – Effet de l’application d’un champ magnétique (à droite) sur les niveaux d’énergie et les seuils de photodétachement (en vert). $\Delta\nu(m, m_e, M) = \frac{\nu_c}{2}(mg + m_e g_e - MG)$.

4.2.2.1 Expression de la section efficace de photodétachement

La prise en compte des couplages a pour effet de multiplier le nombre de résonances par le nombre de combinaisons possibles des projections des moments sur l’axe de quantification, et de les décaler en énergie. La section efficace prend alors la forme suivante

$$\sigma(\nu) \propto \nu \sum_{n,\mu}^{(n,\mu)_{max}} \frac{|\langle f | P_q^{(1)} | i \rangle_\mu|^2}{\sqrt{\nu - \nu_{n,\mu}}} = \nu \sum_{n,\mu} \frac{|C_\mu|^2}{\sqrt{\nu - \nu_{\mu,n}}} \Theta(\nu - \nu_{\mu,n}) \quad (4.35)$$

avec $\mu \equiv (m, m_e, M)$ et $|C_\mu|^2$ les poids relatifs des différentes transitions.

Les fréquences des résonances sont données par

$$\nu_{\mu,n} = \nu_0 + \nu_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + \Delta\nu(m, m_e, M) \quad (4.36)$$

avec

$$\Delta\nu = \frac{\nu_c}{2}(mg + m_e g_e - MG) \quad (4.37)$$

Afin d'obtenir une expression complète de la section efficace, il reste à déterminer les rapports de branchement pour ces différentes combinaisons de projections des moments - et ainsi déterminer notamment celles qui sont autorisées par les règles de sélection. C'est ce que nous engageons dans la section suivante, dans le cas particulier de l'émission d'un électron en onde s.

4.2.2.2 Calcul des poids relatifs des transitions en onde s

On se fixe une transition entre deux niveaux de structure fine de l'ion et de l'atome

$${}^{2S+1}L_J \rightarrow {}^{2s+1}l_j \quad (4.38)$$

Le champ magnétique a pour effet de lever les dégénérescences de ces termes qui se scindent respectivement en $2J + 1$ et $2j + 1$ sous-niveaux Zeeman, chacun étant caractérisé par la projection du moment cinétique sur l'axe de quantification, qu'on note M pour l'ion et m pour l'atome.

On cherche dans cette section à déterminer les poids relatifs des probabilités de transitions entre ces sous-niveaux, en tenant compte de la polarisation de la lumière incidente, qui est donnée par la composante q de l'opérateur dipôle électrique qu'on considère. La projection du spin de l'électron éjecté est notée m_e . On se restreint au cas où l'électron éjecté est émis en onde s.

| | ion négatif | atome | électron libre | état final {atome + e^- } en couplage LS |
|--------------------------|-------------|-------|---------------------|---|
| moment orbital | L | l | $l_e = 0$ (onde s) | L' |
| spin | S | s | $s_e = \frac{1}{2}$ | S' |
| moment cinétique total | J | j | $j_e = \frac{1}{2}$ | J' |
| projection sur l'axe z | M | m | m_e | M' |

TABLE 4.1 – Notations utilisées.

Les poids relatifs des transitions s'obtiennent à partir du calcul de l'élément de matrice suivant de l'opérateur dipolaire

$$C_\mu = \langle f | P_q^{(1)} | i \rangle = \langle (sl)jm(s_e l_e)j_e m_e | P_q^{(1)} | (SL)JM \rangle \quad (4.39)$$

avec $P_q^{(1)}$ l'opérateur dipolaire électrique : $q = 0$ correspond à la polarisation π , $q = \pm 1$ correspond aux polarisations circulaires σ_\pm .

Afin d'effectuer le calcul des éléments de matrice, on introduit un ensemble complet d'états $|(S'L')J'M'\rangle$ décrivant le système {atome + électron} en couplage LS ($\vec{L}' = \vec{l} + \vec{l}_e$, $\vec{S}' = \vec{s} + \vec{s}_e$ et $\vec{J}' = \vec{L}' + \vec{S}'$), qu'on projette ensuite en couplage jj [38]

$$\begin{aligned} \langle f | P_q^{(1)} | i \rangle &= \sum_{J', M'} \langle (sl)jm(s_e l_e)j_e m_e | (jj_e)J'M' \rangle \\ &\times \langle (jj_e)J'M' | (S'L')J'M' \rangle \langle (S'L')J'M' | P_q^{(1)} | (SL)JM \rangle \end{aligned} \quad (4.40)$$

On utilise la notation

$$[Z] \equiv 2Z + 1 \quad (4.41)$$

Premier facteur : coefficients de Clebsch-Gordan

Le premier facteur est un coefficient de Clebsch-Gordan ([42], page 236)

$$\langle (sl)jm(s_e l_e)j_e m_e | (jj_e)J'M' \rangle = C_{jmj_e m_e}^{J'M'} = (-1)^{j-j_e+M'} [J]^{1/2} \begin{pmatrix} j & j_e & J' \\ m & m_e & -M' \end{pmatrix} \quad (4.42)$$

Pour que ce facteur ne s'annule pas il faut nécessairement

$$M' = m + m_e \quad (4.43)$$

Deuxième facteur : projection jj-LS

Le deuxième facteur fait apparaître un coefficient 9j ([42], page 334, formule (5))

$$\begin{aligned} \langle (jj_e)J'M' | (S'L')J'M' \rangle &= \langle ((sl)j(s_e l_e)j_e)J'M' | ((ss_e)S'(ll_e)L')J'M' \rangle \\ &= ([j][j_e][S'][L'])^{1/2} \begin{Bmatrix} s & l & j \\ s_e & l_e & j_e \\ S' & L' & J' \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (4.44)$$

Cas d'une émission en onde s

Dans le cadre de l'émission d'un électron en onde s ($l_e = 0$), on a $j_e = s_e$ et $L' = l$. On utilise ces valeurs et on effectue 2 permutations circulaires sur les lignes et les colonnes laissant le coefficient 9j invariant. On le transforme ensuite en coefficient 6j ([43], page 67, formule (3-29))

$$\begin{Bmatrix} s & l & j \\ j_e & 0 & j_e \\ S' & l & J' \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} J' & S' & l \\ j & s & l \\ j_e & j_e & 0 \end{Bmatrix} = (-1)^{S'+j+l+j_e} ([l][j_e])^{-1/2} \begin{Bmatrix} J' & S' & l \\ s & j & j_e \end{Bmatrix} \quad (4.45)$$

On obtient finalement, pour le facteur de projection jj-LS, dans le cas de l'onde s

$$\langle (jj_e)J'M' | (S'L')J'M' \rangle = \delta(L', l) (-1)^{S'+j+l+j_e} ([j][S'])^{1/2} \begin{Bmatrix} J' & S' & l \\ s & j & j_e \end{Bmatrix} \quad (4.46)$$

Troisième facteur : dipôle électrique

Pour calculer le troisième facteur, on recourt au théorème de Wigner-Eckart ([42], page 475, formule (2))

$$\langle (S'L')J'M' | P_q^{(1)} | (SL)JM \rangle = (-1)^{J'-M'} \begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ -M' & q & M \end{pmatrix} \langle (S'L')J' || P^{(1)} || (SL)J \rangle \quad (4.47)$$

On transforme le dernier facteur en profitant du fait que l'opérateur dipolaire électrique n'agit pas sur le spin ([43], page 72, formule (3-38))

$$\langle (S'L')J' || P^{(1)} || (SL)J \rangle = \delta(S, S') (-1)^{S+L+J'+1} ([J][J'])^{1/2} \left\{ \begin{matrix} J' & 1 & J \\ L & S' & L' \end{matrix} \right\} \langle L' || P^{(1)} || L \rangle \quad (4.48)$$

Le dernier facteur est l'élément de matrice réduit de l'opérateur dipolaire entre moments orbitaux, il ne dépend que de L et L' .

Finalement le troisième facteur de (4.40) a pour expression

$$\begin{aligned} & \langle (S'L')J'M' | P_q^{(1)} | (SL)JM \rangle = \\ & \delta(S, S') (-1)^{S+L-M'+1} ([J][J'])^{1/2} \langle L' || P^{(1)} || L \rangle \begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ -M' & q & M \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} J' & 1 & J \\ L & S' & L' \end{matrix} \right\} \end{aligned} \quad (4.49)$$

On remarque que la polarisation de la lumière incidente impose la projection du moment du système {atome + électron libre}

$$M' = M + q \quad (4.50)$$

De plus l'expression de ce facteur impose

$$S' = S \quad (4.51)$$

Calcul final des poids relatifs des transitions Zeeman

En combinant les résultats (4.42) (4.46) et (4.49), on obtient l'élément de matrice de l'opérateur dipolaire entre l'état initial et l'état final en onde s

$$\begin{aligned} & \langle f | P_q^{(1)} | i \rangle = (-1)^{l+L+1} ([j][S][J])^{1/2} \langle l || P^{(1)} || L \rangle \\ & \times \sum_{J', M'} [J'] \begin{pmatrix} j & j_e & J' \\ m & m_e & -M' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ -M' & q & M \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} J' & S & l \\ s & j & j_e \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J' & 1 & J \\ L & S & l \end{matrix} \right\} \end{aligned} \quad (4.52)$$

Les poids relatifs sont donnés par la norme au carré de cet élément

$$|\langle f | P_q^{(1)} | i \rangle|^2 = [j] [S] [J] |\langle l | P^{(1)} | L \rangle|^2$$

$$\times \left| \sum_{J', M'} [J'] \begin{pmatrix} j & j_e & J' \\ m & m_e & -M' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ -M' & q & M \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} J' & S & l \\ s & j & j_e \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J' & 1 & J \\ L & S & l \end{Bmatrix} \right|^2 \quad (4.53)$$

Pour une transition Zeeman donnée, j , S , J , l , et L sont fixés, les poids relatifs au sein de cette transition sont donc donnés par

$$\left| \sum_{J', M'} [J'] \begin{pmatrix} j & j_e & J' \\ m & m_e & -M' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ -M' & q & M \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} J' & S & l \\ s & j & j_e \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J' & 1 & J \\ L & S & l \end{Bmatrix} \right|^2 \quad (4.54)$$

La sommation sur M' n'a qu'un seul terme non nul imposé par les conditions d'annulation des coefficients 3j, l'expression des poids relatifs se réduit donc à

$$\left| \sum_{J'} [J'] \begin{pmatrix} j & j_e & J' \\ m & m_e & -(m + m_e) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ -(m + m_e) & q & M \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} J' & S & l \\ s & j & j_e \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J' & 1 & J \\ L & S & l \end{Bmatrix} \right|^2 \quad (4.55)$$

Règles de sélection

Les conditions d'annulation des coefficients 3j donnent

$$|j - j_e| \leq J' \leq j + j_e, |J' - 1| \leq J \leq J' + 1, M' = m + m_e = q + M \quad (4.56)$$

Cas particulier d'une transition ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^3P_2$

On s'intéresse maintenant au cas particulier d'une transition ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^3P_2$ effectuée avec un éclairage en polarisation π ($q = 0$). Ce qui correspond à nos conditions expérimentales et qui sera justifié dans la section 4.4.1.

Pour cette transition les facteurs de Landé (formule (4.28)) de l'ion et de l'atome sont respectivement $G = \frac{4}{3}$ et $g = \frac{3}{2}$.

Les règles de sélection $|L' - S'| \leq J' \leq L' + S'$ et $|j - j_e| \leq J' \leq j + j_e$ imposent $J' = \frac{3}{2}$.

| | ion négatif | atome | électron libre | état final {atome + e^- } en couplage LS |
|--------------------------|-------------|---------|---------------------|---|
| moment orbital | $L = 1$ | $l = 1$ | $l_e = 0$ (onde s) | $L' = l = 1$ |
| spin | $S = 1/2$ | $s = 1$ | $s_e = \frac{1}{2}$ | $S' = S = \frac{1}{2}$ |
| moment cinétique total | $J = 3/2$ | $j = 2$ | $j_e = \frac{1}{2}$ | $J' = \frac{3}{2}$ |
| projection sur l'axe z | M | m | m_e | M' |

TABLE 4.2 – Valeurs numériques des coefficients pour une transition ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^3P_2$. On rappelle que l'égalité $S' = S$ est imposée par l'expression du facteur dipôle électrique donnée par la formule (4.49).

On a donc, en ayant pris soin de vérifier que les symboles $6j$ ne s'annulent pas pour ces valeurs

$$|C_\mu|^2 = \left| \begin{pmatrix} 2 & 1/2 & 3/2 \\ m & m_e & -(m + m_e) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 3/2 & 1 & 3/2 \\ -(m + m_e) & q & M \end{pmatrix} \right|^2 \quad (4.57)$$

On retrouve le résultat de [45], donné pour les polarisations σ_\pm ($q = \pm 1$).

On a

$$-\frac{3}{2} \leq M \leq \frac{3}{2}, \quad -2 \leq m \leq 2, \quad -\frac{1}{2} \leq m_e \leq \frac{1}{2} \quad (4.58)$$

et

$$M = m + m_e \quad (4.59)$$

| M | m_e | m | $ C_\mu ^2$ | $ C_\mu ^2 \times 600$ | $\Delta\nu/\nu_c = \frac{1}{12}(9m + 12m_e - 8M)$ |
|------|-------|-----|-------------|------------------------|---|
| -3/2 | 1/2 | -2 | 3/100 | 18 | 0 |
| -3/2 | -1/2 | -1 | 3/400 | 4.5 | -1/4 |
| -1/2 | 1/2 | -1 | 1/400 | 1.5 | 1/12 |
| -1/2 | -1/2 | 0 | 1/600 | 1 | -1/6 |
| 1/2 | 1/2 | 0 | 1/600 | 1 | 1/6 |
| 1/2 | -1/2 | 1 | 1/400 | 1.5 | -1/12 |
| 3/2 | 1/2 | 1 | 3/400 | 4.5 | 1/4 |
| 3/2 | -1/2 | 2 | 3/100 | 18 | 0 |

TABLE 4.3 – Valeurs des poids relatifs pour une transition ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^3P_2$, en polarisation π ($q = 0$).

On peut remarquer que le signe de $\Delta\nu$ n'est qu'une question de convention étant donné que les poids relatifs et les projections des moments sont distribués symétriquement.

On peut voir sur la figure 4.4 que la prise en compte des couplages des moments avec le champ magnétique mène à l'apparition de plusieurs pics pour chaque niveau de Landau

n. Cette figure est à comparer à la figure 4.2 qui correspond à l'évolution de la section efficace sous champ magnétique dans un modèle qui ne tient pas compte des couplages des moments avec le champ.

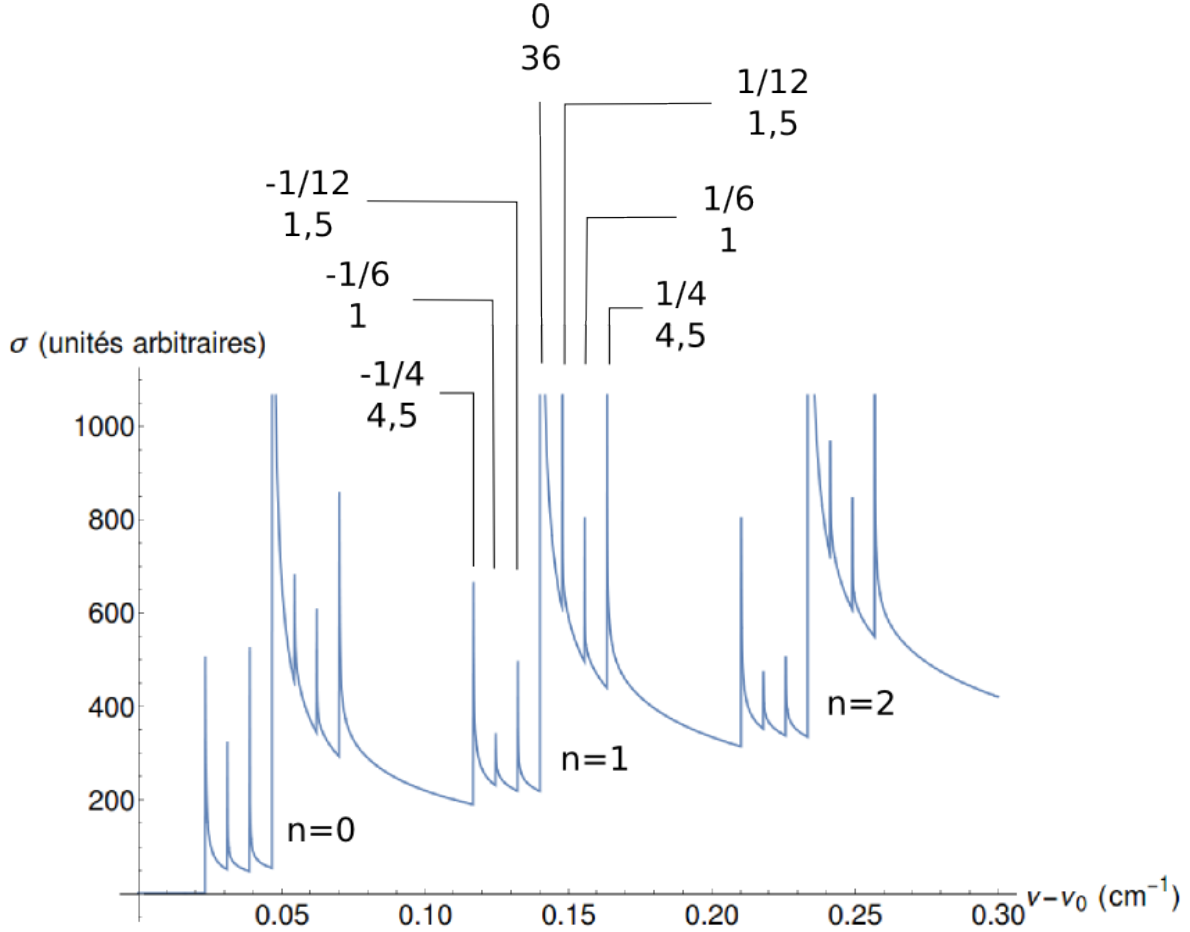


FIGURE 4.4 – Évolution de la section efficace de photodétachement pour une transition ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^3P_2$, en polarisation π ($q = 0$), en tenant compte des couplages des moments avec le champ magnétique. L'intensité du champ est de $B = 0,1$ T. Sur le niveau de Landau $n = 1$, on associe à chaque pic la valeur de $\Delta\nu/\nu_c$ ainsi que la valeur du poids relatif $|C_\mu|^2 \times 600$. Ces valeurs sont référencées dans le tableau 4.3.

4.3 Effet Stark motionnel

Jusqu'à présent aucune source d'élargissement expérimentale des résonances n'a été prise en compte dans notre raisonnement : nous avons considéré un éclairage monochromatique, une intensité de champ parfaitement définie et nous avons supposé que l'ion considéré était immobile. C'est ce dernier point que nous remettons en question dans cette section.

Le champ électrique vu par l'ion dans son référentiel dans le plan transverse à sa vitesse \mathbf{v} est donné par

$$\mathbf{E}'_{\perp} = \gamma(\mathbf{E}_{\perp} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (4.60)$$

avec $\gamma \equiv (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, \mathbf{E}_{\perp} et \mathbf{B} respectivement les champs électrique transverse et magnétique dans le référentiel du laboratoire. Il apparaît donc dans le référentiel de l'ion un champ électrique motionnel dans le cas où son vecteur vitesse n'est pas parfaitement colinéaire à \mathbf{B} . En supposant qu'aucun champ électrique n'est présent dans le référentiel du laboratoire et qu'on se place dans un cadre non-relativiste, ce champ motionnel a pour expression

$$\mathbf{E}'_{\perp} \sim \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (4.61)$$

Il faut donc prendre en compte que dans ces conditions la réaction de photodétachement se produit sous champs électrique et magnétique croisés.

La théorie décrivant ces conditions est abordée notamment dans [38]. On se contentera d'utiliser le résultat de la formule (27) de cette référence pour avoir l'expression de la section efficace de photodétachement vers un niveau de Landau n , pour une vitesse transverse v_{\perp} de l'ion par rapport au champ magnétique

$$\sigma_n(\nu, B, v_{\perp}) \propto \frac{\nu B^{1/4}}{v_{\perp}^{1/2}} \int_0^{\infty} t^{-1/2} |\psi_n(z_n(\nu) + t)|^2 dt \quad (4.62)$$

avec (formule (19) et (25) de la référence)

$$\psi_n(q) \equiv \left[\frac{eB}{\pi \hbar (2^n n!)^2} \right]^{1/4} e^{-q^2/2} H_n(q) \quad (4.63)$$

avec H_n le polynôme d'Hermite d'ordre n , et

$$z_n(\nu) \equiv \frac{1}{v_{\perp} \sqrt{eB\hbar}} \left[h(\nu_0 - \nu) + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \right] \quad (4.64)$$

À partir de cette expression analytique des termes de la section efficace pour chaque niveau de Landau, nous avons déterminé à l'aide d'un logiciel de calcul formel l'allure de la section efficace totale proche du seuil de photodétachement - pour les trois premiers niveaux de Landau - afin d'étudier l'effet d'un désalignement du vecteur vitesse des ions par rapport aux lignes de champ dans nos conditions expérimentales. Le détail de ces calculs est présenté en annexe (5.7.5.1). Les résultats sont présentés sur les figures 4.5 et 4.6 pour une intensité du champ magnétique de 0,1 T et 1 T respectivement. Le désalignement du champ par rapport rapport au vecteur vitesse est quantifié par la quantité B_{\perp}/B . On constate que le désalignement du vecteur vitesse avec les lignes de champ a un effet très important sur l'élargissement des résonances, et qu'il est important d'en tenir compte pour espérer les résoudre expérimentalement.

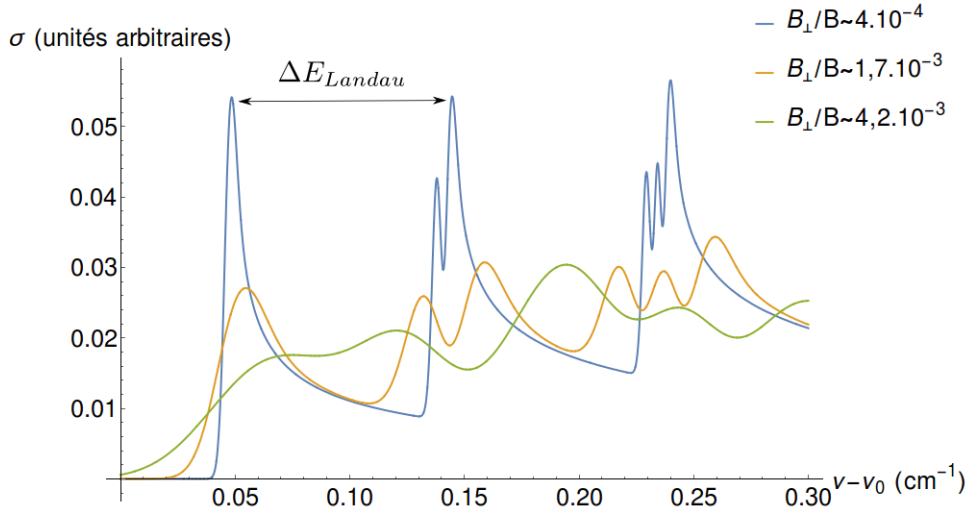


FIGURE 4.5 – Section efficace de photodétachement en fonction de la fréquence lumineuse pour différentes valeurs du désalignement de la direction du champ avec celle du vecteur vitesse des ions, pour un champ $B = 0,1 \text{ T}$. $\Delta E_{Landau} \sim 0,093 \text{ cm}^{-1}$.

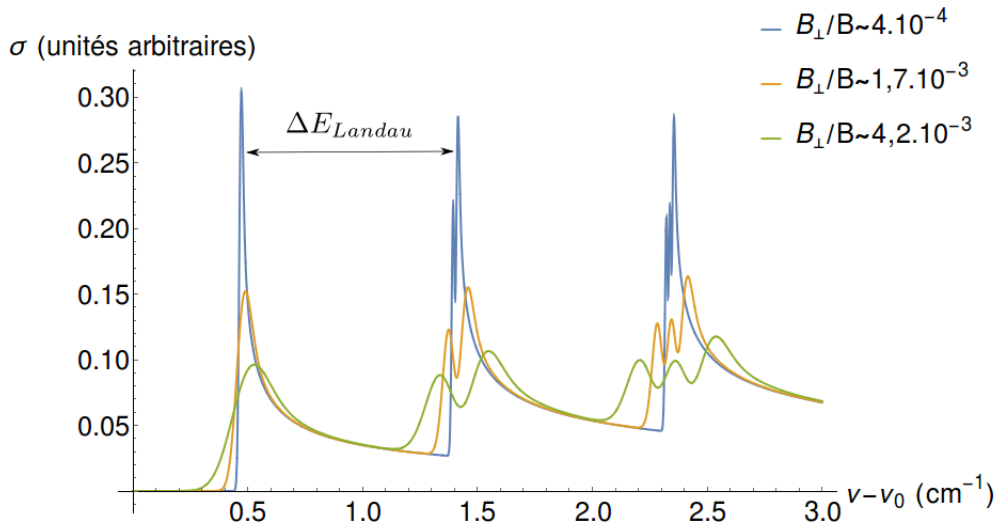


FIGURE 4.6 – Section efficace de photodétachement en fonction de la fréquence lumineuse pour différentes valeurs du désalignement de la direction du champ avec celle du vecteur vitesse des ions, pour un champ $B = 1 \text{ T}$. $\Delta E_{Landau} \sim 0,93 \text{ cm}^{-1}$.

Intensité du champ magnétique

De façon à augmenter au maximum la résolution expérimentale, il semble donc judicieux de chercher à augmenter au maximum l'intensité du champ magnétique.

Pour un champ longitudinal de $B \sim 0,1 \text{ T}$ (figure 4.5), il est indispensable d'atteindre une précision de l'ordre de

$$\frac{B_{\perp}}{B} = \frac{v_{\perp}}{v} \sim 10^{-3} \quad (4.65)$$

(courbe rouge) pour pouvoir résoudre expérimentalement les seuils.

L'utilisation d'un champ magnétique plus intense permettrait de libérer un peu la contrainte sur la colinéarité des lignes de champ avec la vitesse des ions. En effet pour un champ de $B \sim 1 \text{ T}$, une précision de l'ordre de $\frac{B_{\perp}}{B} \sim 5.10^{-3}$ (courbe verte) semble suffisante pour espérer résoudre les oscillations de section efficace (figure 4.6).

Compensation de l'angle moyen entre les lignes de champ et la vitesse des ions

On constate qu'il faut donc prendre grand soin à l'alignement des lignes de champ magnétique avec la vitesse des ions au niveau de la zone d'interaction si on veut espérer résoudre les résonances de section efficace.

La mécanique du montage permet d'atteindre une certaine précision quant à l'alignement de la direction de propagation moyenne des ions - fixée par l'axe reliant les centres des écorceurs autour de la zone d'interaction - avec les lignes de champ. Il faut néanmoins envisager un décalage de l'axe des écorceurs avec l'axe des bobines produisant le champ longitudinal. L'utilisation de bobines placées autour de la zone d'interaction de façon à régler finement les composantes orthogonales du champ semble donc être un choix judicieux.

L'intensité à considérer pour les champs orthogonaux est déterminée par la précision mécanique. À supposer que cette dernière soit de l'ordre du milliradian, les intensités des champs transverses à considérer sont de l'ordre de $B \times 10^{-3}$ où B est l'intensité du champ longitudinal.

D'autre part il faut envisager de compenser l'effet du champ magnétique terrestre - de l'ordre de $10^{-4} - 10^{-5} \text{ T}$ - qui pourrait représenter la même amplitude transverse relative pour un champ longitudinal de $B \sim 0,1 \text{ T}$.

Dispersion de la vitesse transverse des ions

Si l'on suppose que la direction fixée par les deux écorceurs à l'entrée et à la sortie de la zone d'interaction est parfaitement colinéaire à la direction des lignes de champ

dans la zone d'interaction, il reste à traiter la dispersion angulaire de la vitesse des ions. L'ordre de grandeur de cette dernière est donné par l'angle

$$\alpha \equiv \frac{d}{L} \tag{4.66}$$

avec d le diamètre des écorceurs et L la distance entre ces derniers.

Dans l'idée de minimiser la dispersion transverse en vitesse, il faut donc utiliser des écorceurs de faible diamètre largement espacés, ainsi que minimiser la vitesse des ions. Un compromis est néanmoins à trouver pour ne pas perdre tout signal de neutralisation, et sur la statistique de la détection.

4.4 Réalisation expérimentale

L'étude des résonances de Landau sur notre montage était initialement prévue en régime continu [10]. Nous avons pu nous rendre compte après plusieurs essais infructueux que le bruit issu du photodétachement collisionnel avec le gaz résiduel dans la chambre à vide sur le trajet du jet ne nous permettait pas d'espérer résoudre les oscillations de section efficace attendues.

Plutôt que d'effectuer de lourdes modifications du montage pour améliorer les conditions de vide, et disposant d'une source monochromatique impulsionnelle dans la bonne gamme de longueur d'onde (1.5.2), nous avons fait le choix d'effectuer cette étude en régime impulsionnel afin d'amplifier le rapport signal sur bruit de la détection.

Le régime impulsionnel nous permet également de pulser le courant envoyé dans les bobines créant le champ magnétique afin d'utiliser un système de refroidissement moins encombrant et de réduire leur diamètre.

Les résultats obtenus ne sont pas concluants pour le moment, mais cette étude nous a permis de mettre en évidence les améliorations à apporter au montage pour nous placer dans de meilleures conditions expérimentales.

4.4.1 Choix de O^- et propriétés du jet d'ions

Le choix de l'ion O^- pour cette expérience est motivé par les considérations suivantes :

- Les modulations de sections efficace de photodétachement en champ magnétique ont déjà été observées avec l'ion S^- , qui a une structure identique [37].
- C'est un élément que nous produisons facilement avec notre source. On peut créer de forts courants - de l'ordre de quelques nanoampères (1.6) - ce qui permet d'améliorer la statistique de la détection.

Choix de la transition $^2P_{3/2} \rightarrow ^3P_2$ éclairée en polarisation π

Le choix de cette transition est motivé par les considérations suivantes :

- C'est sur cette transition que les observations des oscillations de section efficace les plus convaincantes ont été réalisées [37] [45].
- C'est la voie de détachement de l'oxygène la plus probable (figure 4.7). De plus, comme on peut le voir sur la figure 4.4, l'effet des couplages des moments avec le champ magnétique produit des voies secondaires de détachement relativement faibles par rapport à la voie principale. Les calculs de taux de branchements ont été réalisés sur tous les autres seuils de photodétachement accessibles et il s'est révélé être le plus favorable dans ce sens.
- Il est situé au milieu de la gamme de longueurs d'ondes accessibles avec un laser Ti:Sa, à 849 nm.

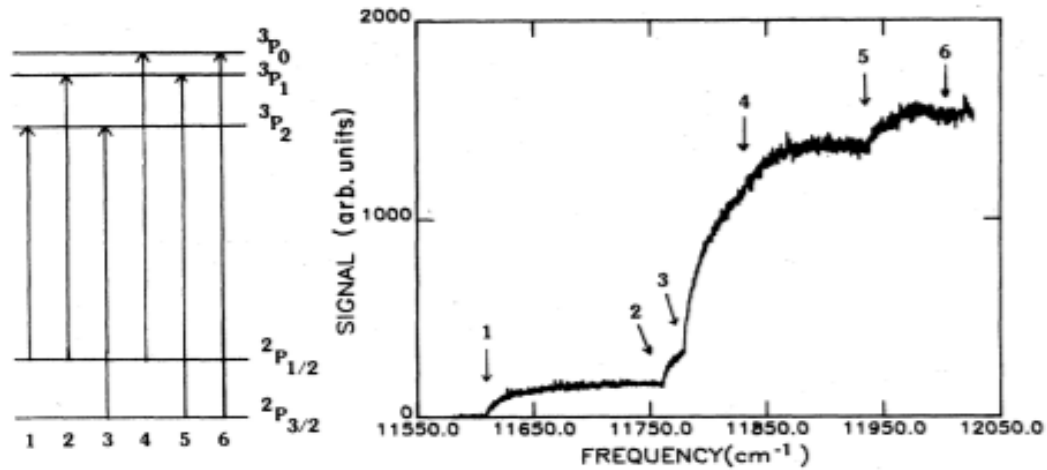


FIGURE 4.7 – Voies de détachement de l'oxygène. Figure extraite de la référence [46].

Propriétés du jet d'ions

Pour une énergie cinétique de 1,2 keV, la vitesse de propagation des ions oxygène est de

$$v \sim 1,2 \times 10^5 \text{ m.s}^{-1} \quad (4.67)$$

Le courant d'ions - mesuré après la zone d'interaction (figure 1.1) - est de quelques nA.

Dans l'idéal nous devrions utiliser deux écorceurs de diamètre de l'ordre de $\varnothing \sim 1$ mm espacés d'environ un mètre de chaque côté de la zone d'interaction de façon à sélectionner une classe de vitesse peu dispersée autour de la direction des lignes de champ de façon à limiter l'effet Stark motionnel (4.3). Malheureusement le courant d'ions mesuré dans ces conditions à la sortie de la zone d'interaction - de l'ordre de quelques centaines

de pA - ne nous permettait pas d'espérer acquérir un signal de photodétachement suffisamment intense. Nous avons donc essayé différentes configurations d'écorceurs moins contraignantes de façon à conserver un courant d'ions de l'ordre de quelques nA en sortie de la zone d'interaction.

Un compromis est à trouver entre l'intensité du signal de neutres détectés et la sélection en vitesse du jet.

4.4.2 Production du champ magnétique pulsé

Le choix de l'étude des résonances de Landau en régime pulsé a été effectué en partie de façon à libérer les contraintes sur le refroidissement des bobines de champ magnétique, dans l'idée de réduire leur dimension et ainsi d'atteindre des intensités plus élevées qu'en régime stationnaire.

Un système plus compact a également pour avantage de permettre de placer d'autres bobines autour du montage principal afin de régler finement les composantes orthogonales du champ pour aligner sa direction sur celle de propagation des ions.

La limitation en courant passant dans les bobines est fixée notamment par la température de fonte des gaines isolantes autour du fil de cuivre. On peut envisager de limiter la cadence de tir du laser pour permettre aux bobines un temps de refroidissement plus élevé. Néanmoins il faut garder à l'esprit qu'un ralentissement de la cadence de tir limite la statistique de la détection pour un temps de mesure donné.

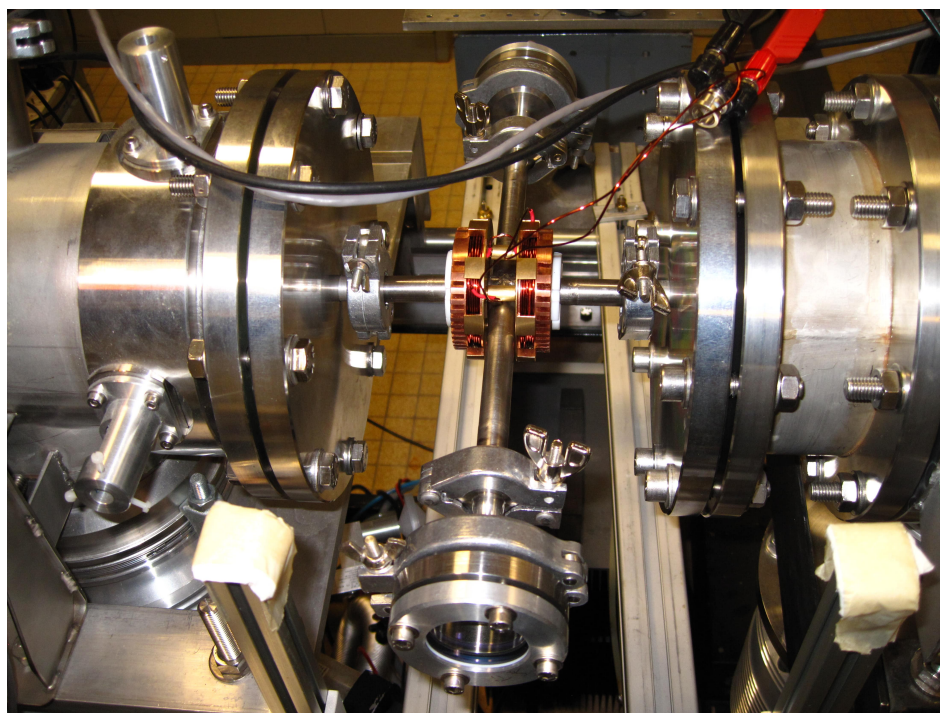


FIGURE 4.8 – Les bobines de courant créent le champ magnétique pulsé dans la zone d'interaction. Elles sont entourées d'ailettes en cuivre afin d'améliorer l'efficacité de leur refroidissement. Le jet d'ions passe de gauche à droite vers le détecteur de neutres. Les impulsions laser se propagent orthogonalement au travers des deux hublots.

Le champ magnétique longitudinal dans la zone d'interaction est créé à l'aide de bobines de courant en configuration de Helmholtz. Les caractéristiques des bobines sont les suivantes

$$R = 2,5 \times 10^{-2} \text{ m et } n = 35 \quad (4.68)$$

avec R le rayon des bobines et n le nombre de spires par bobine.

L'intensité du champ magnétique créé dans cette configuration est donnée par

$$B(x) = \frac{\mu_0 n I R^2}{2} \left[\frac{1}{\left(R^2 + \left(x - \frac{R}{2}\right)^2\right)^{3/2}} + \frac{1}{\left(R^2 + \left(x + \frac{R}{2}\right)^2\right)^{3/2}} \right] \quad (4.69)$$

avec μ_0 la perméabilité magnétique du vide et I le courant parcourant les bobines.

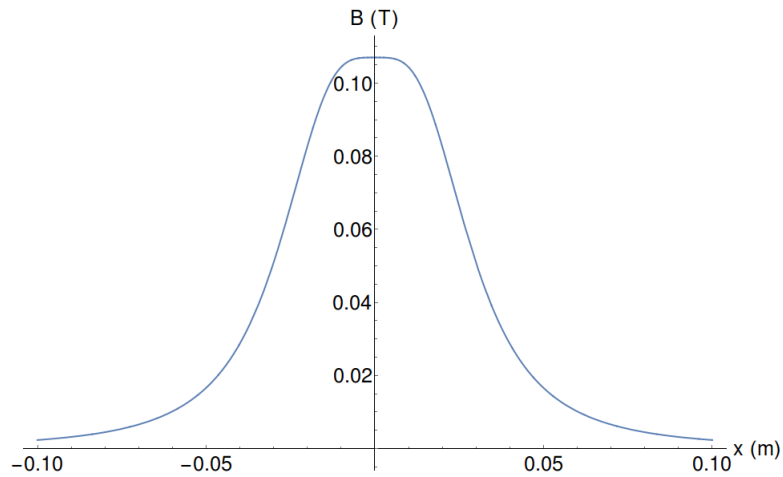


FIGURE 4.9 – Intensité du champ magnétique créé par les bobines en configuration de Helmholtz pour un courant de $I = 85$ A.

Dans cette configuration la variation relative du champ dans la zone d'interaction pour $x \in [-5 \text{ mm}; 5 \text{ mm}]$ est

$$\frac{\Delta B}{B} \sim 10^{-3} \quad (4.70)$$

Le champ obtenu au centre de la zone d'interaction en fonction du courant appliqué est donné par

$$B(0) = \left(\frac{4}{5}\right)^{3/2} \frac{\mu_0 n I}{R} \quad (4.71)$$

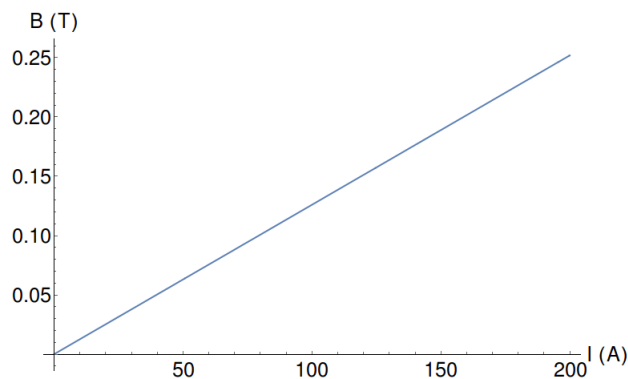


FIGURE 4.10 – Intensité du champ magnétique en fonction du courant appliqué.

Les courants appliqués sont de l'ordre de 80 A, ce qui nous permet d'atteindre des intensités de champ de l'ordre de 0,1 T.

Un champ magnétique plus intense améliorerait grandement la résolution expérimentale de notre montage. Cependant il semble difficile de construire un bobinage plus compact

que celui utilisé actuellement. On peut envisager utiliser un nombre de spires plus élevé, mais on peut craindre une détérioration du refroidissement du bobinage, alors que nous avons déjà mesuré des températures proches de la centaine de degrés en conditions de fonctionnement. Il semble qu'une augmentation significative de l'intensité du champ passe nécessairement par l'utilisation de techniques plus lourdes telles que les supraconducteurs, qui nécessitent un refroidissement cryogénique.

4.4.3 Laser et nombre d'événements par impulsion

Les impulsions laser monomodes sont produites par le laser décrit dans la section 1.5.2. L'énergie des impulsions est de l'ordre de 5 mJ et leur durée de l'ordre de 20 ns, cadencées à une fréquence de 20 Hz. Leur largeur spectrale est de l'ordre de 20 MHz.

Nombre d'ions dans la zone d'interaction

La zone d'interaction est un tube de section s de 1 mm de diamètre fixé par les écorceurs et de longueur $l = 10$ mm, le volume d'interaction est donc de

$$V = s \times l \sim 8 \text{ mm}^3 \quad (4.72)$$

La densité volumique d'ions dans le jet est donnée par

$$\rho = \frac{I}{esv} \quad (4.73)$$

avec I , e et v respectivement le courant d'ions, la charge élémentaire et la vitesse du jet.

Le nombre d'ions dans la zone d'interaction est donc donné par

$$N = \rho V = \frac{lI}{ev} \quad (4.74)$$

Pour un courant de $I = 1$ nA et une vitesse de $v = 1,2 \times 10^5$ m.s⁻¹, on obtient

$$N \sim 500 \quad (4.75)$$

Afin de maximiser le nombre d'ions dans la zone d'interaction - et donc la statistique de l'expérience - on doit maximiser la densité volumique d'ions dans la zone d'interaction, qui est proportionnelle au rapport

$$\frac{I}{v} \propto \frac{I}{\sqrt{K}} \quad (4.76)$$

avec K l'énergie cinétique des ions, qui nous est directement accessible expérimentalement.

Nombre d'événements par impulsion

En supposant que le nombre d'ions n'est pas beaucoup modifié dans la zone d'interaction pendant la durée de l'impulsion, on peut estimer le nombre de neutres produits dN dans chaque impulsion à partir de la définition de la section efficace

$$dN = \sigma N \phi \Delta t \quad (4.77)$$

avec σ la section efficace, ϕ le flux de photons à travers la zone d'interaction et Δt la durée de l'impulsion. On peut exprimer ce nombre d'événements en fonction des paramètres accessibles expérimentalement

$$dN = \frac{\sigma \lambda I E}{e h c S v} \quad (4.78)$$

avec λ la longueur d'onde du laser, S et E respectivement la section transverse et l'énergie de l'impulsion. En prenant des valeurs expérimentales typiques ($E = 5$ mJ, $S = 10^{-4}$ m², $I = 1$ nA) on obtient un nombre d'événements par impulsion de l'ordre de

$$dN \sim 10 - 100 \quad (4.79)$$

Focalisation de l'impulsion laser

On peut remarquer que le rapport l/S , et donc le nombre de neutres produits, n'évoluera pas si on diminue la longueur de la zone d'interaction : l'augmentation de la puissance laser compense exactement la diminution du nombre d'ions éclairés. On peut donc focaliser le laser dans la direction longitudinale, du moment qu'on reste dans le cadre de l'hypothèse que le nombre d'ions varie peu dans la zone d'interaction pendant la durée de l'impulsion.

La focalisation du laser dans la direction verticale produira une augmentation du nombre d'événements du moment qu'on recouvre tout le jet d'ions dans cette direction.

Vitesse du jet d'ions

Selon ces considérations la vitesse du jet d'ions n'est pas cruciale en soi, c'est plutôt la densité volumique du jet - proportionnelle au rapport I/v - qui est importante.

Un ralentissement du jet est souhaitable afin de minimiser la dispersion transverse des ions (section 4.3), malheureusement une décélération du jet a tendance à le disperser et donc à affaiblir sa densité volumique (1.5), il faut donc trouver un compromis.

4.4.4 Détection du signal de neutres

La détection du signal de neutres est réalisée par le multiplicateur d'électrons Hamamatsu décrit dans la section 1.4.

Le signal de ce détecteur - synchronisé avec les impulsions laser - est ensuite traité par un intégrateur à porte renvoyant un signal d'une amplitude de l'ordre du volt proportionnel au nombre de neutres détectés, comme on peut le voir sur la figure 4.11. Ce signal est cependant très dispersé, ce qui, on le suppose, est dû à la dispersion de l'amplitude du signal correspondant à la détection d'un neutre comme on peut le voir sur la figure 1.8. On diminue partiellement cette dispersion en moyennant les mesures sur plusieurs dizaines - voire centaines - de coups.

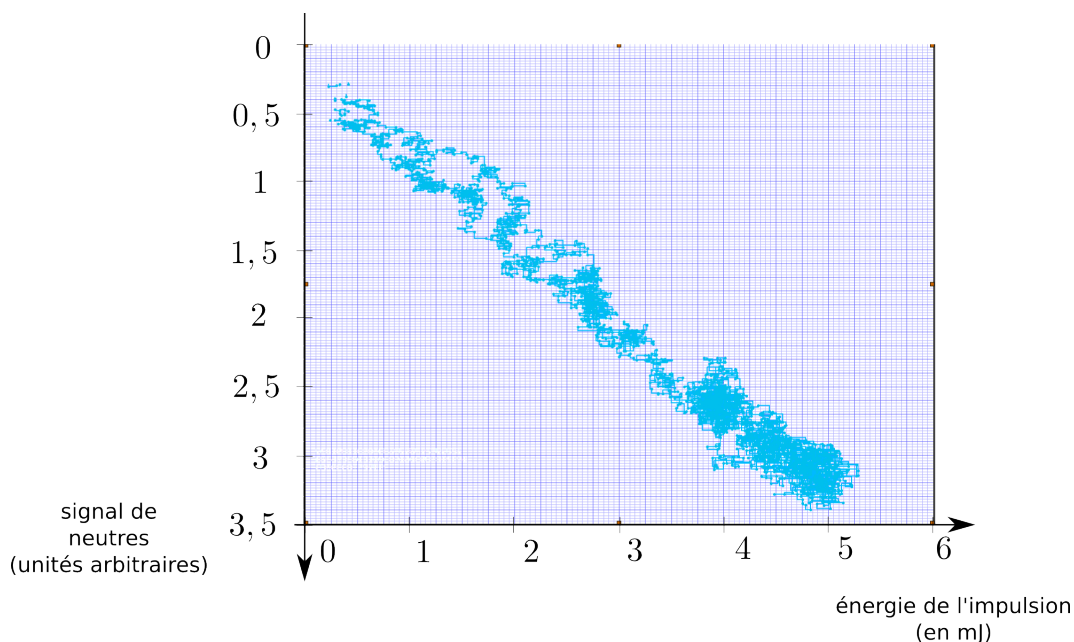


FIGURE 4.11 – Mesure du signal de neutres en fonction de l'énergie de l'impulsion laser. L'échelle du signal de neutre est inversée et il n'est pas moyenné.

4.4.5 Programme d'acquisition

Le programme Labview que nous avons développé nous permet d'effectuer l'acquisition simultanée

- Du courant d'ions issu du picoampèremètre *Keithley 6485*.
- Du signal de neutres issu du multiplicateur d'électrons *Hamamatsu R5150-10*.
- De l'énergie de l'impulsion laser issue du joulemètre *Ophir PE10-C*.
- De la longueur d'onde du laser d'injection issue du lambdamètre *HighFinesse WSU*.

Il effectue un moyennage sur les mesures et calcule la section efficace de photodétachement en fonction de la longueur d'onde

$$\sigma \propto \frac{(\text{signal de neutres})}{(\text{énergie de l'impulsion}) \times (\text{courant d'ions})} \quad (4.80)$$

4.4.6 Résultats et perspectives

Comme on peut le voir sur la figure 4.12, le montage actuel nous permet de résoudre correctement le décollage d'un seuil, mais les oscillations de section efficaces restent hors de portée. De plus la reproductibilité des mesures doit être améliorée.

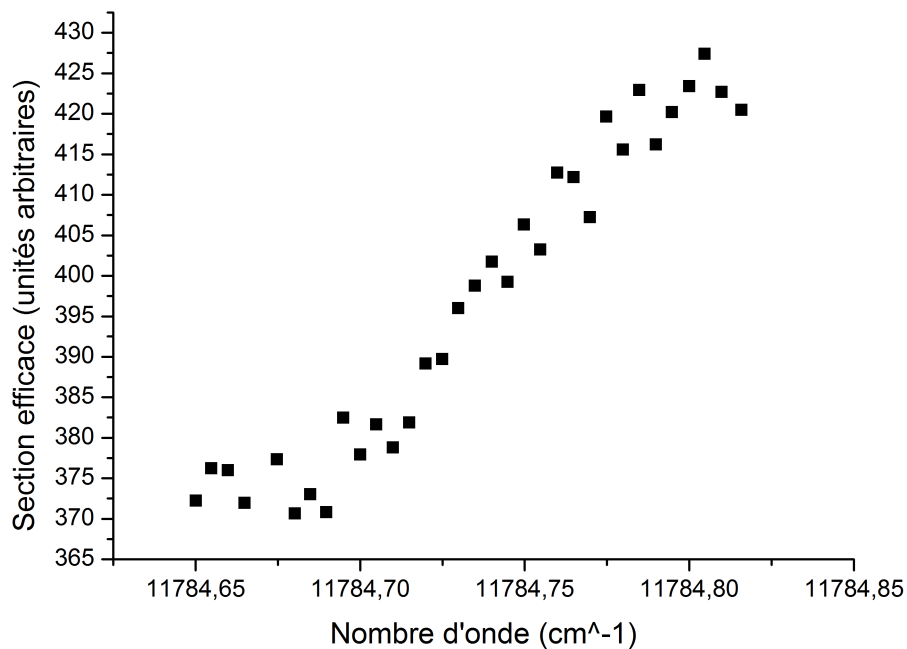


FIGURE 4.12 – Mesure de la section efficace obtenue en fonction du nombre d'onde du laser au niveau du seuil correspondant à la transition $^2P_{3/2} \rightarrow ^3P_2$ de l'oxygène en polarisation π . L'intensité du champ magnétique est de l'ordre de $B \sim 0,1$ T. Chaque point de mesure est moyenné sur 100 coups. La résolution en nombre d'onde est de $0,005 \text{ cm}^{-1}$. Le courant d'ions mesuré après la zone d'interaction est de l'ordre de 2 à 3 nA. L'énergie des impulsions est de l'ordre de 6 mJ. L'observation du décollage du seuil correspond très bien avec la mesure de référence - sans champ magnétique - à $11784,676(7) \text{ cm}^{-1}$ [72]. En principe la présence du champ magnétique décale le passage du seuil de $+0,05 \text{ cm}^{-1}$ par rapport à cette dernière mesure (figure 4.2).

On distingue plusieurs pistes principales à suivre pour améliorer ce montage :

- **Minimiser la dispersion sur la mesure de la section efficace.** Pour cela on envisage d'étudier la dispersion en amplitude des signaux élémentaires afin de déterminer les paramètres d'amplification électroniques optimaux. Il faut également améliorer la statistique de la détection en cherchant à maximiser l'énergie des impulsions laser et le courant d'ions. Afin de répondre à cette dernière exigence, le montage sera replacé en ligne directe avec la source d'ions, à l'emplacement de la coupe de Faraday F_1 (figure 1.1). On espère ainsi gagner un ordre de grandeur sur le courant d'ions.
- **Augmenter l'intensité du champ magnétique.** Il faut envisager d'augmenter le nombre de spires des bobines ou l'utilisation d'autres techniques pour la production du champ magnétique de façon à augmenter la résolution de l'expérience. Nous envisageons notamment la production d'un champ magnétique permanent de l'ordre de 1 T à l'aide d'aimants.
- **Sélectionner plus strictement la classe de vitesse des ions.** L'utilisation d'écorceurs plus fins permettra de minimiser la dispersion en vitesse des ions. Malheureusement ceci conduit nécessairement à une diminution du signal de neutres. Il est indispensable d'obtenir un courant d'ions plus intense avant d'envisager cette modification.
- **Régler finement l'alignement des lignes de champ sur la direction du jet d'ions.** Cette étape peut être réalisée à l'aide de deux jeux de bobines supplémentaires placés autour de la zone d'interaction de façon à régler les composantes transverses du champ. Cette modification est plutôt à envisager après l'obtention des premiers signaux d'oscillation de section efficace dans l'espoir d'affiner les résonances.

Chapitre 5

Microscopie de photodétachement

Le microscope de photodétachement naît d'une proposition théorique publiée en 1981 [50]. Sa construction aboutit à la production des premiers interférogrammes électroniques en 1996 [51]. Depuis 1999 [52], il reste l'instrument le plus précis pour la mesure des affinités électroniques.

Jusqu'à présent, la microscopie de photodétachement n'a été appliquée que pour des électrons émis en onde s. L'une des motivations de ce travail de thèse est d'étendre le champ d'application de la microscopie de photodétachement aux ondes p en amplifiant le signal de photodétachement.

5.1 Principes de la méthode

La description quantitative de la microscopie de photodétachement selon des modèles semi-classique ou quantique, a été largement abordée dans la littérature [54, 53] et dans les thèses antérieures du groupe [47, 48, 49, 10], on se contentera donc ici d'une approche plus qualitative.

La microscopie de photodétachement se propose d'étudier la réaction de photodétachement en présence d'un champ électrique. Le problème se ramène en première approximation à celui de l'émission d'un électron depuis une source ponctuelle sous un champ électrique uniforme. On observe les photoélectrons émis dans un plan orthogonal au champ de façon à obtenir la projection de leur fonction d'onde.

Ce problème est mécaniquement analogue à celui de la chute libre d'une masse dans le champ de pesanteur. Si on se fixe une position au sol et une énergie cinétique initiale pour la masse, la mécanique classique prévoit qu'il existe deux trajectoires possibles : une trajectoire directe et une trajectoire décrivant une courbe en cloche (figure 5.1).

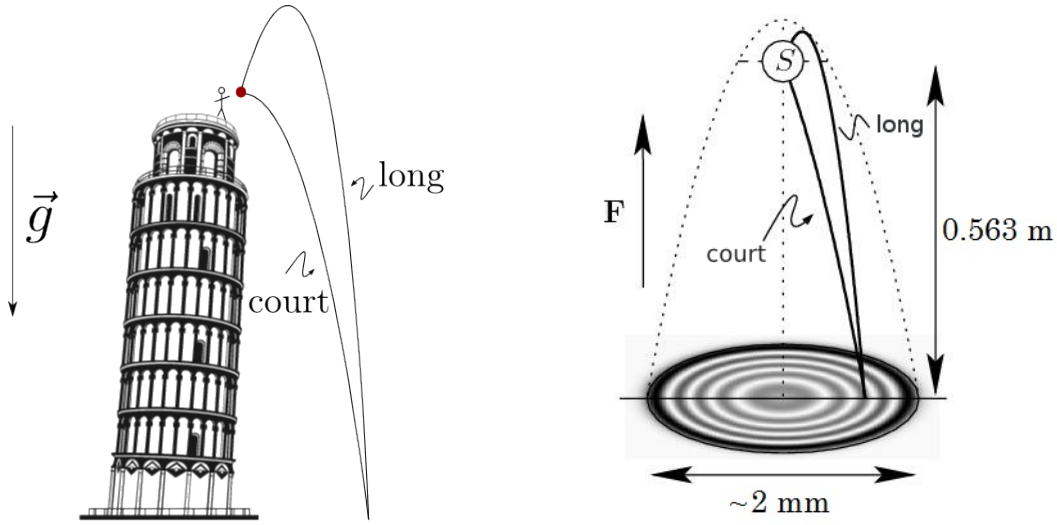


FIGURE 5.1 – Analogie entre la chute d’une masse dans le champ de pesanteur \mathbf{g} (à gauche) et l’émission d’un électron en présence d’un champ électrique uniforme \mathbf{F} (à droite).

D’un point de vue semi-classique, l’électron émis suit simultanément les deux trajectoires permises. L’une étant plus longue que l’autre, il se produit un déphasage entre les deux ondes qui les parcourent. Selon le point considéré sur le détecteur, ce déphasage est plus ou moins important. Si les ondes sont en phase, la probabilité de présence de l’électron est maximale en ce point, tandis qu’elle s’annule si elles sont en opposition de phase. Du fait de la symétrie cylindrique du problème, on observe donc au niveau du détecteur une figure d’interférence constituée d’une alternance d’anneaux brillants et sombres.

5.2 Densité de courant au niveau du détecteur

5.2.1 Densité de courant pour une émission en onde s

La densité de courant pour une émission en onde s est donnée par [47]

$$j(\rho) \propto \text{Ai}^2 \left[\frac{1}{\lambda_0} \left(\frac{\rho^2}{4z_0} - \frac{\epsilon}{eF} \right) \right] \quad (5.1)$$

avec Ai la fonction d’Airy, $\lambda_0 = \left(\frac{\hbar^2}{2meF} \right)^{1/3}$ une longueur caractéristique, z_0 la hauteur de chute de l’électron, F l’intensité du champ électrique, ϵ l’énergie cinétique initiale de l’électron et ρ la distance radiale au centre de la tache.

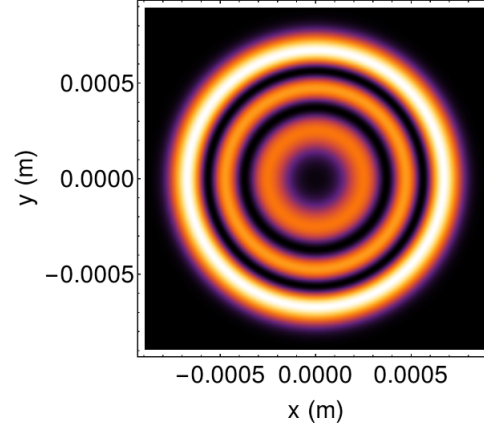


FIGURE 5.2 – Figure d’interférence théorique obtenue avec les paramètres suivants : $F = 400 \text{ V.m}^{-1}$, $z_0 = 0,56 \text{ m}$ et $\epsilon = 0,8 \text{ cm}^{-1}$.

Paramètres caractéristiques et limites de la méthode

À partir de l’expression de la densité de courant on peut obtenir les paramètres caractéristiques de la microscopie. Ils sont répertoriés dans le tableau 5.1.

| Nom | Paramètre | Expression | Ordre de grandeur |
|--|-------------|---|-----------------------------|
| Hauteur de chute de l’électron | z_0 | | 0,563 m |
| Champ électrique | F | | 150 – 450 V.m^{-1} |
| Énergie cinétique initiale de l’électron | ϵ | | 0,4 – 2 cm^{-1} |
| Hauteur de remontée maximale | a | $\frac{\epsilon}{eF}$ | 0,3 – 1,65 μm |
| Rayon classique | ρ_{cl} | $2\sqrt{\frac{\epsilon z_0}{eF}} = 2\sqrt{a z_0}$ | 0,4 – 1,8 mm |
| Temps de chute moyen | \bar{T} | $\sqrt{\frac{2mz_0}{eF}}$ | 100 – 200 ns |
| Longueur caractéristique | λ_0 | $\left(\frac{\hbar^2}{2meF}\right)^{1/3}$ | 45 – 60 nm |
| Nombre d’anneaux sombres | N | $\frac{2}{3\pi} \frac{\sqrt{2m\epsilon^3}}{\hbar eF}$ | 1 – 3 |
| Interfrange moyen | i | $3\pi \frac{\hbar}{\epsilon} \sqrt{\frac{eFz_0}{2m}}$ | 60 – 215 μm |

TABLE 5.1 – Paramètres caractéristiques de la microscopie de photodétachement [55]. a correspond à la distance maximale parcourue par un électron émis dans le sens opposé à la force jusqu’à ce qu’il rebrousse chemin et ρ_{cl} estime le rayon extérieur de la figure d’interférence.

On remarque en particulier que plus l’énergie cinétique initiale de l’électron émis est importante, plus le rayon extérieur de la figure est important, ce qui est assez intuitif : plus la vitesse initiale de l’électron éjectée est importante, plus il peut s’éloigner du centre d’émission.

En revanche, plus l'énergie cinétique initiale est importante, plus l'interfrange est faible. C'est une limitation importante de la méthode car la résolution spatiale du détecteur doit permettre de résoudre cet interfrange, on doit donc travailler à très faibles énergies au-dessus du seuil de photodétachement (5.7.1).

5.2.2 Densité de courant pour une émission en onde p

Dans le cas d'une émission en onde p, la distribution de la densité de courant n'est plus à symétrie de révolution par rapport à l'axe de propagation et dépend de la polarisation de l'onde excitatrice. Les calculs des densités de courant sont donnés dans [54].

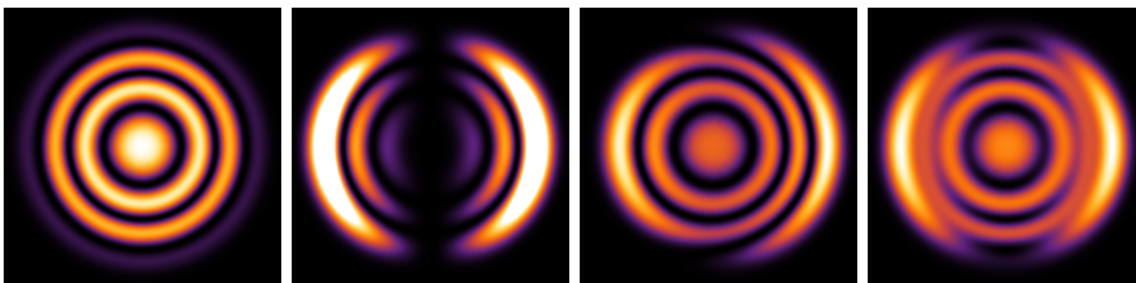


FIGURE 5.3 – Figures d'interférences théoriques obtenues avec les paramètres suivants : $F = 400 \text{ V.m}^{-1}$, $z_0 = 0,563 \text{ m}$ et $\epsilon = 0,8 \text{ cm}^{-1}$. De gauche à droite : le premier interférogamme est formé en polarisation π parallèle au champ électrique, le second en polarisation σ rectiligne orthogonale au champ, le troisième en polarisation circulaire dans un plan contenant le champ, et le dernier en polarisation rectiligne inclinée à 45° par rapport au champ, polarisation somme de π et σ .

En polarisation circulaire dans un plan contenant le champ, le nombre d'anneaux brillants, qui détermine l'état de déphasage maximal lorsqu'on les compte du bord extérieur vers le centre, dépend du côté par lequel on entre dans l'interférogamme.

5.2.3 Détermination d'affinités électroniques

La première détermination d'affinité électronique par la méthode de la microscopie a été réalisée en 1999 [59].

La détermination d'affinités électroniques à partir de la microscopie de photodétachement - réalisée uniquement pour une émission en onde s jusqu'à présent - repose sur la détermination de l'énergie cinétique initiale ϵ de l'électron éjecté à partir d'un programme d'ajustement des figures d'interférences obtenues expérimentalement [47]. Connaissant précisément l'énergie du photon excitateur, on remonte à la différence d'énergie entre les niveaux fondamentaux de l'ion négatif et de l'atome (figure 5.4)

$$E_{\text{atome}} - E_{\text{ion}} = \epsilon A \quad (5.2)$$

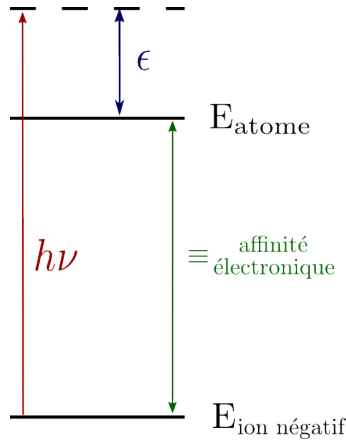


FIGURE 5.4 – Détermination d’affinités électroniques à partir de la microscopie de photodétachement. ϵ : énergie cinétique initiale de l’électron éjecté, E_{atome} et E_{ion} sont respectivement les énergies du niveau fondamental de l’atome et de l’ion.

5.3 Montage expérimental

La pièce centrale du microscope est un empilement d’une trentaine de plaques d’acier inoxydable d’une hauteur d’environ 50 cm, reliées entre elles électriquement de façon à former un pont diviseur de tension. On crée ainsi une colonne de champ électrique uniforme dont la base est la zone d’interaction, et en haut de laquelle vient se placer le détecteur d’électrons. Ce dernier est formé de l’empilement de galettes de microcanaux (MCP) réalisant l’amplification du signal électronique, puis d’un écran fluorescent réalisant la conversion du signal électronique en signal lumineux, et enfin d’une caméra CCD reliée à un ordinateur permettant l’enregistrement et le traitement des images recueillies. Le tout est monté à l’intérieur de la chambre à vide maintenue à une pression d’environ $10 \mu\text{Pa} = 10^{-7}$ mbar.

5.3.1 Manipulations du jet d’ions avant entrée dans la zone d’interaction

Les jets d’ions produits à la sortie de la source ont une énergie cinétique de 1,2 keV dans des conditions standard d’utilisation (1.2). On utilise de multiples éléments électrostatiques (figure 5.5) de façon à conduire le jet dans de bonnes conditions jusqu’à la zone d’interaction.

- Le virage réalisé par un quadrupôle électrostatique permet de s’affranchir des éléments neutres du jet créés par collisions avec le gaz résiduel dans la chambre à vide.

- Le ralentisseur placé juste avant l'entrée de la zone d'interaction permet de ralentir le jet jusqu'à environ 0,7 keV afin de limiter l'effet Doppler résultant d'un éventuel défaut d'orthogonalité entre le faisceau laser et le jet d'ions dans la zone d'interaction.
- Le quadrupôle de focalisation permet de focaliser le jet d'ions selon l'une ou l'autre des directions transverses à sa propagation.
- À la suite du ralentisseur ont été ajoutées deux plaques électrostatiques de façon à pouvoir manipuler la direction verticale de propagation du jet dans la zone d'interaction (non-représentées sur la figure).

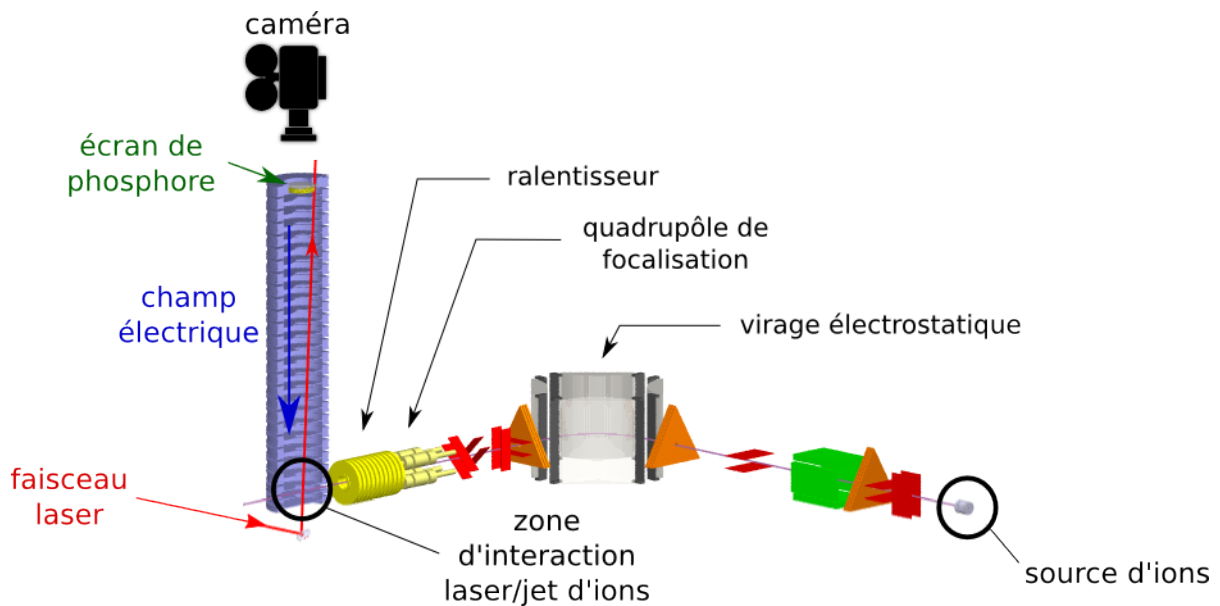


FIGURE 5.5 – Schéma du montage du microscope de photodétachement.

5.3.2 Configuration en double passage

La zone d'interaction est délimitée par le recouvrement spatial entre le jet d'ions et le faisceau laser. En présence d'un champ électrique uniforme, chaque source d'électrons produit sa propre figure d'interférence (figure 5.2) au niveau du détecteur. Une extension spatiale de la zone d'interaction a donc pour effet de produire une superposition incohérente de figures d'interférences, donc de brouiller les interférogrammes.

On cherche donc à limiter au maximum son extension spatiale - vue du détecteur - de façon à se rapprocher au plus près de l'idéal d'une source ponctuelle d'électrons. C'est en suivant ces considérations qu'historiquement le microscope a été conçu de façon à ce que la direction du faisceau laser entrant dans la zone d'interaction soit la plus colinéaire possible à la direction du champ électrique [73]. Dans cette configuration il est donc injecté depuis le bas de la colonne (figure 5.5).

De façon à limiter l'incertitude liée à l'effet Doppler, on a placé en haut de la colonne

un miroir de renvoi du faisceau laser afin de créer deux zones d'interaction le long du jet d'ion : l'une bénéficiant d'un effet Doppler positif et l'autre d'un effet Doppler négatif. À partir de ces deux mesures, on détermine une moyenne dans laquelle s'élimine l'effet Doppler du premier ordre.

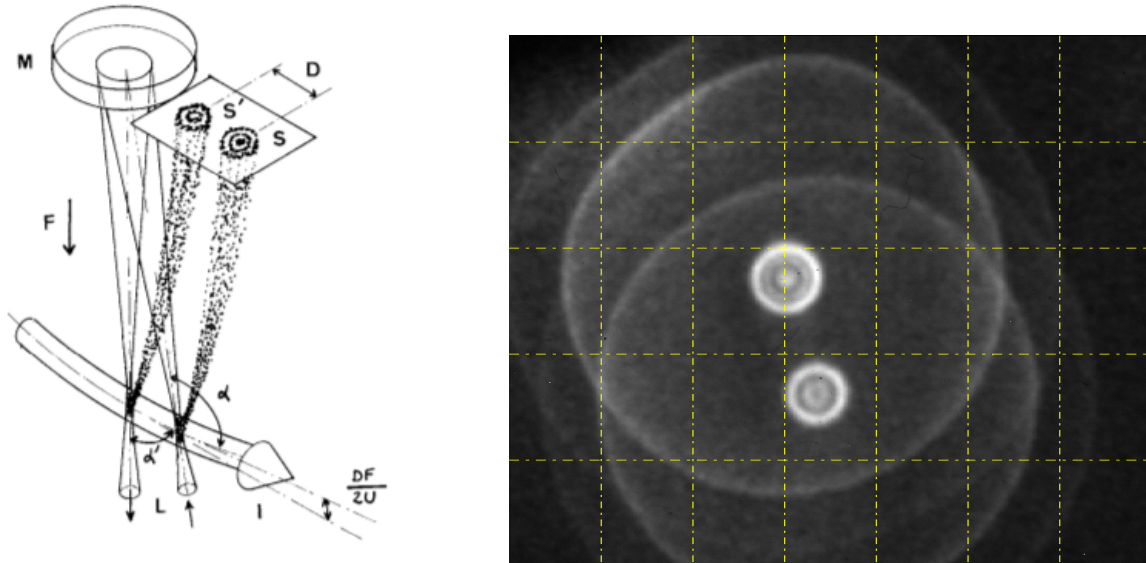


FIGURE 5.6 – **À gauche** : schématisation de la configuration en double passage. Figure extraite de [73]. **À droite** : exemple d'image expérimentale obtenue en photodétachant du $^{12}\text{C}^-$ juste au-dessus du seuil $4\text{S}_{3/2} \rightarrow 3\text{P}_2$ en configuration double passage. La différence entre nombres d'anneaux d'un système d'interférence à l'autre révèle l'importance de l'effet Doppler. Les deux grands anneaux qui se forment concentriquement à chaque figure d'interférence sont formés par les photoélectrons issus des seuils 3P_1 et 3P_0 .

Mesure d'affinité électronique

À partir des deux interférogrammes obtenus on détermine les énergies cinétiques ϵ et ϵ' correspondant à chaque source. L'affinité électronique mesurée sans effet Doppler est alors donnée par [73]

$${}^e A = \gamma \left[1 \pm \beta \frac{D}{2} \left(\frac{1}{R} - \frac{F}{2U} \right) \right] h\nu - \frac{\epsilon + \epsilon'}{2} \quad (5.3)$$

avec $\beta = \frac{v}{c}$ la vitesse du jet d'ions rapportée à celle de la lumière, D la distance entre les deux interférogrammes, R le rayon de courbure du miroir de renvoi, U le potentiel d'accélération des ions et F l'intensité du champ électrique (figure 5.6).

5.3.3 Modification de la direction verticale du jet dans la zone d'interaction

Au cours de ce travail, des plaques défectrices d'une dimension d'environ $10\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ ont été ajoutées en sortie du décélérateur juste avant l'entrée dans la zone d'interaction de façon à pouvoir modifier la position verticale du jet dans la zone d'interaction et assurer aisément l'intersection du jet d'ions avec le faisceau laser dans le cas d'une configuration en cavité optique où l'éclairement est transverse et où la position du faisceau lumineux ne peut pas être commodément modifiée (5.4).

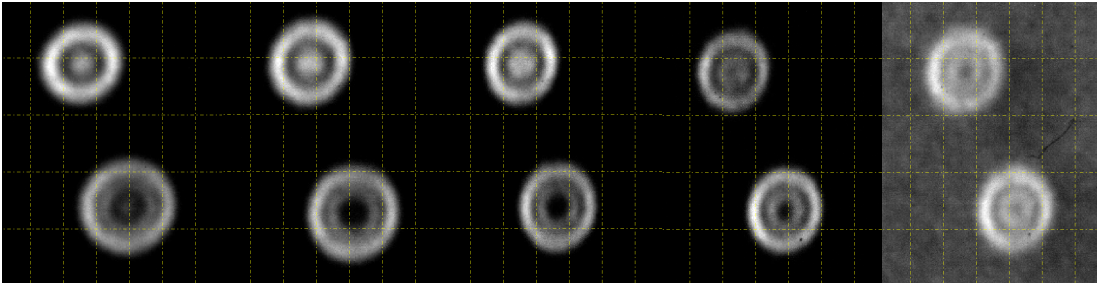


FIGURE 5.7 – Interférogrammes expérimentaux obtenus pour différentes valeurs de la tension appliquée aux plaques défectrices à l'entrée de la zone d'interaction. On constate la modification du nombre d'anneaux dans chaque figure d'interférence en fonction de la dernière déflexion verticale du jet, qui est due à la modification de la contribution de l'effet Doppler.

5.3.4 Visualisation du jet à la sortie de la zone d'interaction

Un imageur - composé principalement de galettes de microcanaux (MCP) et d'un écran phosphorescent - a été placé à la sortie de la zone d'interaction de façon à permettre de visualiser la géométrie transverse du jet d'ions en particulier. On facilite ainsi le réglage des quadrupôles de focalisation pour obtenir un jet étroit dans la direction horizontale, ce qui permet de limiter les problèmes liés à l'extension spatiale de la source dans le cadre d'une configuration transverse.

5.4 Configuration en cavité optique

L'une des principales réalisations de ce travail de thèse a été d'élaborer une nouvelle configuration du microscope de photodétachement en montant une cavité optique autour de la zone d'interaction. Ceci a été motivé par la nécessité d'augmenter la puissance lumineuse dans la zone d'interaction afin d'étudier les ions difficiles à produire - obligeant à travailler avec un faible courant - et l'émission d'électrons en onde p. Cette

nouvelle configuration permet dans les meilleurs cas d'augmenter de deux ordres de grandeur la puissance lumineuse dans la zone d'interaction.

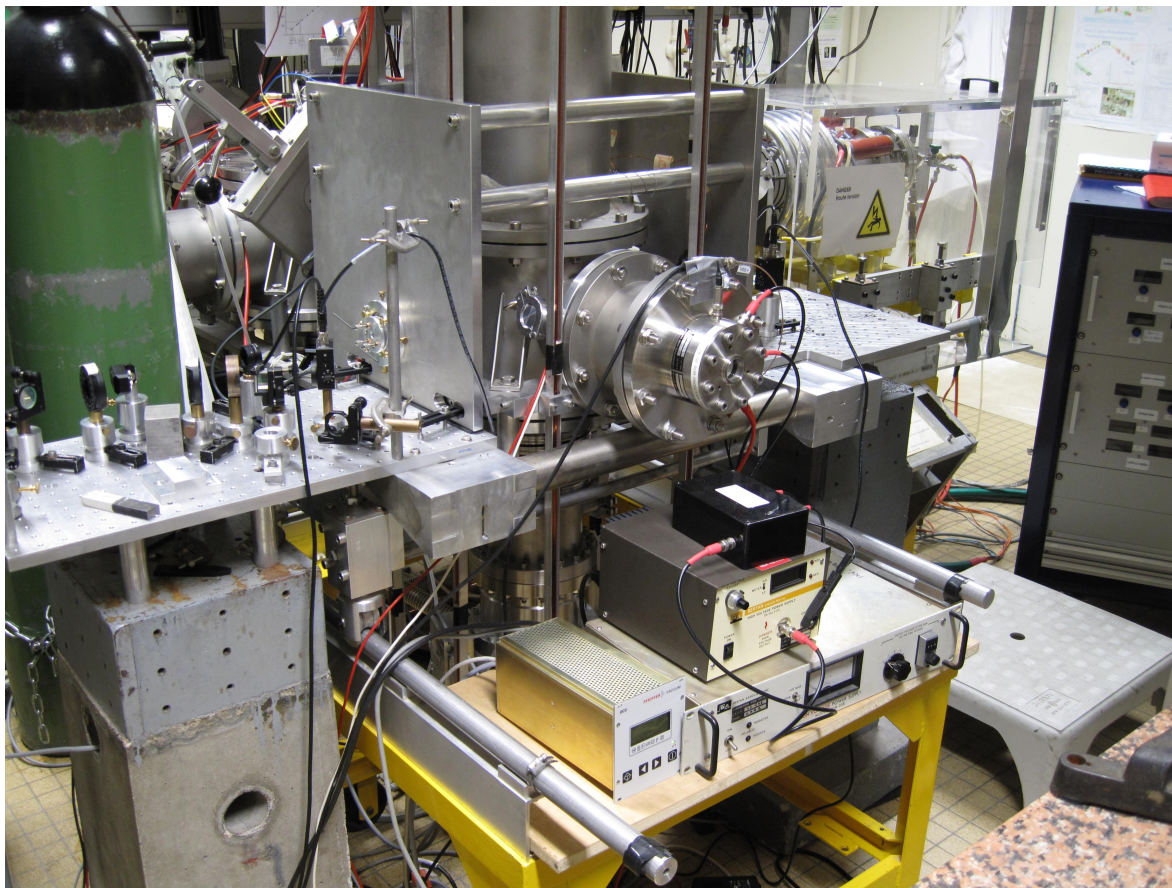


FIGURE 5.8 – Photographie du montage de la cavité optique autour du microscope de photodétachement.

5.4.1 Montage mécanique

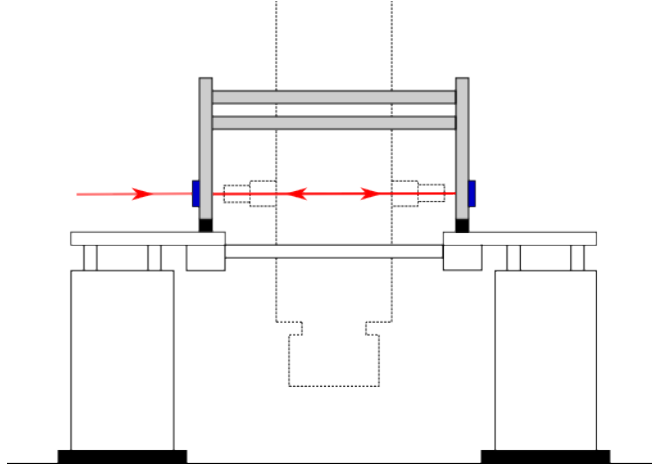


FIGURE 5.9 – Montage mécanique de la cavité autour de la chambre à vide du microscope de photodétachement (en pointillés). Les montures des miroirs (en bleu) sont fixées sur une structure métallique (en gris) découplée des vibrations du sol par deux couches d'isolation réalisés avec des lamelles de Sorbothane (en noir).

Un des principaux travaux réalisés au cours de cette thèse a été de concevoir une structure pour monter une cavité optique autour de la zone d'interaction du microscope de photodétachement. Nous justifions dans cette section les choix de conception qui ont été faits.

Contraintes sur le montage

Le microscope de photodétachement n'a pas été conçu initialement pour accueillir une cavité optique autour de sa zone d'interaction. La configuration en double passage laser dans la zone d'interaction (5.3.2) a permis d'obtenir la majorité des résultats avec cet instrument.

Dans un premier temps nous avons testé l'utilisation de montures de miroirs fixées directement sur la chambre d'interaction. Cette conception s'est révélée relativement efficace puisqu'elle nous a permis d'asservir une cavité de finesse intermédiaire - de l'ordre de 80 - d'obtenir la première mesure d'affinité électronique avec la technique de microscopie de photodétachement intracavité et de faire la démonstration du principe [60].

Dans un souci d'améliorer la qualité du dispositif, et en particulier l'asservissement de la cavité pour atteindre des finesstes plus élevées, nous avons conçu un montage découplé de la chambre d'interaction, en photo figure ?? et schématisé figure 5.9.

Ce montage a plusieurs avantages par rapport au montage précédent :

- Il permet un contrôle plus fin des paramètres de la cavité puisqu’il nous permet d’accéder aux éléments internes de la cavité sans la démonter. La minimisation des pertes intracavité en particulier peut donc être réalisée “en direct”, alors que la cavité est alignée, comme on le décrit dans la section 2.4.2.
- Il donne également accès aux réflexions sur les lames de verre qu’on a notées $E_{p,entrée}$ et $E_{p,fond}$ sur le schéma de la figure 2.2.
- Il permet surtout de découpler la structure de maintien des montures des miroirs de la chambre à vide, qui est soumise en particulier aux vibrations provoquées par les pompes turbomoléculaires.

La difficulté de ce montage réside dans ces fortes contraintes géométriques et vibratoires.

Étude des vibrations

Une campagne d’étude des vibrations du montage a été menée notamment à l’aide d’un accéléromètre commercial (*Spicer Consulting SC11 Analysis System*) donnant en temps réel le spectre vibratoire selon un axe choisi. La méthode employée est de tester chaque source de vibration suspectée et d’observer les modifications du spectre vibratoire lorsqu’elle est allumée, puis arrêtée - ou ralentie par exemple dans le cas des pompes secondaires.

Cette étude nous a permis de mettre en évidence que les pompes turbomoléculaires étaient les principales sources de vibrations au niveau des montures des miroirs de la cavité lorsque celles-ci étaient liées à la chambre d’interaction. La prise en compte de cet effet a été l’un des éléments qui ont motivé l’élaboration d’un montage découplé de la chambre à vide. D’autre part nous avons également cherché à pallier cet effet en faisant l’acquisition d’amortisseurs adaptés (*Pfeiffer Vacuum Vibration damper*) afin d’atténuer l’amplitude des vibrations des pompes secondaires transmises à la chambre à vide. On peut constater sur la figure 5.10 que ces mesures ont été plutôt efficaces puisqu’on estime avoir gagné environ un ordre de grandeur sur les amplitudes de vibrations issues des pompes secondaires, ce qui se voit particulièrement en comparant l’amplitude des vibrations à 833 Hz entre le spectre du haut et le spectre du bas, qui correspondent aux fréquences de rotation des pompes placées au plus près du microscope, comme indiqué dans le tableau 5.2.

| Emplacement de la pompe | Fréquence de rotation en veille | Fréquence de rotation à plein régime |
|-------------------------|---------------------------------|--------------------------------------|
| Source | 670 Hz | 1000 Hz |
| Virage | 550 Hz | 833 Hz |
| Microscope | 550 Hz | 833 Hz |
| Bras droit | | 800 Hz |

TABLE 5.2 – Fréquences de rotation des pompes secondaires sur le montage.

Toutefois il est à noter que l’identification de toutes les sources de vibration par cette

méthode est loin d'être acquise, et les spectres de vibration ne sont pas parfaitement reproductibles d'un jour à l'autre.

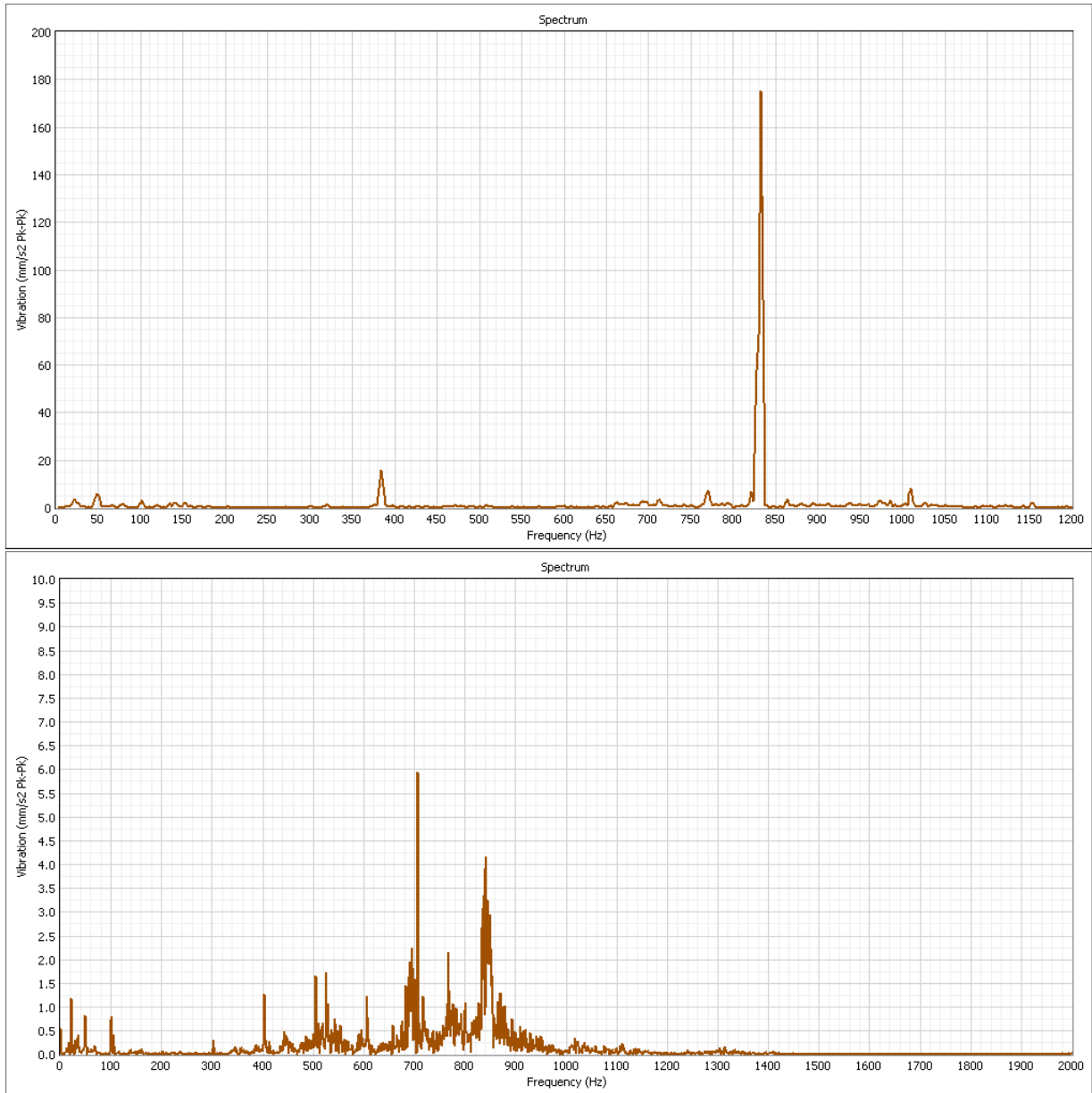


FIGURE 5.10 – Exemple de spectres vibratoires au niveau des montures des miroirs de la cavité obtenus avant (en haut) et après (en bas) la mise en place du montage découplé. Il est à noter que les échelles ne sont pas les mêmes sur les deux spectres.

Nous avons également pu constater de manière plus empirique que d'autres sources de vibrations telles que le système de refroidissement de la source d'ions, les extracteurs d'air, et même les vibrations acoustiques causées par la parole pouvaient dégrader la qualité de l'asservissement, voire le faire décrocher.

5.4.2 Montages lasers

Nous avons eu l'occasion d'utiliser deux lasers Ti:Sa différents pour injecter la cavité du microscope : le *Coherent MBR 110* est celui que nous avons utilisé au quotidien, et le *M Squared Solstis* celui que nous avons pu utiliser pendant quelques jours pour étudier l'ion Ag^- aux alentours de 950 nm, notamment pour bénéficier d'une puissance plus importante à cette longueur d'onde.

Dans cette section nous décrivons brièvement les caractéristiques de ce dernier laser - les caractéristiques du premier sont données dans la section 1.5.1 -, ainsi que la réalisation de l'isolation optique.

5.4.2.1 Laser *M Squared Solstis*

Nous avons monté le *M Squared Solstis* avec un laser de pompe *Newport Millennia* délivrant jusqu'à 25 W de puissance lumineuse à 532 nm.

Il couvre toute la gamme de longueur d'onde d'un laser Ti:Sa sans besoin de modifier les optiques de la cavité laser.

On a obtenu une puissance maximale d'environ 7 W à 780 nm et d'environ 3 W à 950 nm en sortie du laser.

La largeur spectrale du laser est annoncée par le constructeur dans les meilleures conditions comme étant de 50 kHz.

5.4.2.2 Isolation optique

Dans cette configuration où l'on injecte une cavité à 2 miroirs, le faisceau laser doit être précisément superposé à l'axe optique de la cavité, il est donc indispensable de prendre des mesures particulières pour éviter le retour du faisceau dans la cavité laser afin de ne pas le perturber. Une mauvaise isolation optique provoque notamment des sauts de modes du laser facilement observables sur le signal de transmission de la cavité ou sur l'interférogramme fourni par le lambdamètre.

Isolateur *Linos* autour de 780 nm

Pour les utilisations les plus courantes au milieu de la gamme de longueurs d'onde du laser Ti:Sa, nous disposons d'un isolateur *Linos FR-780-BB*, centré autour de 780 nm avec une plage d'accordabilité de l'ordre de 80 nm, qui fournit une isolation de l'ordre de 30 dB. Sa transmission dans le sens passant est l'ordre de 70 à 80 % selon la longueur d'onde considérée.

Isolateur *Thorlabs* autour de 940 nm

Afin d'injecter la cavité avec des longueurs d'ondes de l'ordre de 950 nm, nous avons fait l'acquisition d'un isolateur *Thorlabs IO-5-940-HP* centré autour de 940 nm avec une plage d'accordabilité de l'ordre de 80 nm, qui fournit une isolation de l'ordre de 30 dB. Sa transmission à 950 nm a été mesurée à 91 %.

5.4.3 Géométrie de la cavité

C'est au centre de la cavité que se produit l'interaction du jet d'ions avec le faisceau lumineux. La microscopie de photodétachement contraint de former une zone d'interaction la plus petite possible (5.3.2). C'est pourquoi on cherche à produire une cavité stable dont le col du mode fondamental soit le plus étroit possible. On rappelle que la taille du col du mode fondamental au centre de la cavité est donné par l'expression (2.74)

$$w_{0,cavité} = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{d(2r-d)}} \quad (5.4)$$

avec r le rayon de courbure des miroirs et d la longueur de cavité.

On cherche donc à tendre vers une configuration concentrique $d \rightarrow 2r$ afin d'affiner le col du faisceau.

Les contraintes géométriques imposées par la taille de l'enceinte à vide nous obligent à considérer une longueur de cavité supérieure à 470 mm. On a donc fait le choix d'utiliser des miroirs de rayon de courbure

$$r = 250 \text{ mm} \quad (5.5)$$

Les contraintes sur la longueur de la cavité sont alors importantes puisqu'une longueur supérieure à 500 mm correspond à une cavité instable. En conclusion on est donc contraint à

$$L \in [470 \text{ mm}; 500 \text{ mm}[\quad (5.6)$$

En prenant $L = 0,5 \text{ m}$ on a une approximation de l'intervalle spectral libre de la cavité

$$ISL \sim 300 \text{ MHz} \quad (5.7)$$

5.4.4 Pertes intracavité

5.4.4.1 Mesure de la réflectivité des lames à incidence de Brewster

La mesure de la réflectivité des lames a été effectuée comme on l'a décrit dans la section 2.4.1. Les résultats sont donnés dans le tableau 5.3.

| | | | | | | |
|-------------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| angle θ (en $^\circ$) | 0 (polarisation P) | 2 | 4 | 6 | 8 | 10 |
| réflectivité R_B | $2,8 \times 10^{-4}$ | $1,3 \times 10^{-3}$ | $4,8 \times 10^{-3}$ | $1,1 \times 10^{-2}$ | $2,0 \times 10^{-2}$ | $3,1 \times 10^{-2}$ |

TABLE 5.3 – Mesure de la réflectivité des lames à incidence de Brewster en fonction de l'écart angulaire θ de l'axe de la polarisation avec la polarisation P.

Si on suppose que les axes passants des lames sont parfaitement alignés entre eux et que la cavité est injectée en polarisation P, la mesure pour $\theta = 0^\circ$ nous donne (formule 2.117) un coefficient de transmission intracavité

$$T_3 = (1 - 2,8 \times 10^{-4})^2 \sim 0,99944 \quad (5.8)$$

On s'attend à ce que cette déduction, faite sous des hypothèses peu réalistes dans le cadre d'une réalisation expérimentale, donne une valeur optimiste de ce coefficient.

5.4.4.2 Mesure à partir de la finesse

Une mesure des pertes intracavité a été réalisée à partir de la finesse mesurée sur le signal de transmission.

Cette mesure a été effectuée pour $\lambda = 930$ nm avec la configuration suivante (les notations utilisées sont celles de la section 2.1) :

- Miroir d'entrée M_1 : miroir *Eksma* dont la réflectivité a été mesurée directement à $R_1 = 0,973 \pm 0,005$. Ce qui correspond très bien aux données du constructeur.
- Miroir du fond M_2 : miroir *Laser Components* dont la transmission a été mesurée à $T_2 = (6,5 \pm 0,4) \times 10^{-4}$. On peut en déduire une estimation prudente de la réflexion - en tenant compte du fait que le coefficient de pertes nous est inconnu - à $R_2 = 0,999 \pm 0,0005$.

La finesse de la cavité dans cette configuration a été mesurée à $F = 125 \pm 10$.

On déduit, à partir de la formule (2.118), une estimation du coefficient de transmission intracavité à

$$T_3 = 0,989 \pm 0,005 \quad (5.9)$$

5.4.4.3 Mesure à partir du coefficient de transmission de la cavité

Une mesure des pertes intracavité a été réalisée à partir du coefficient de transmission de la cavité T correspondant au rapport de la puissance maximale transmise sur la puissance incidente (2.4.1). En principe cette mesure donne plutôt une borne inférieure pour le coefficient de pertes étant donné que le couplage géométrique et l'asservissement sont imparfaits. Ceci a pour effet de sous-estimer le coefficient de transmission mesuré par rapport à sa valeur réelle.

Cette mesure a été effectuée pour $\lambda = 950$ nm avec la configuration suivante :

- Miroir d'entrée M_1 : miroir *Eksma* dont la réflectivité a été mesurée directement à $R = 0,975 \pm 0,005$. Ce qui correspond très bien avec les données du constructeur.
- Miroir du fond M_2 : mêmes caractéristiques que le miroir d'entrée.

Le coefficient de transmission de la cavité dans ces conditions a été mesuré à $T = 0,45 \pm 0,05$.

Ce qui nous donne, à partir de la formule (2.122), une estimation du coefficient de transmission intracavité à

$$T_3 = 0,987 \pm 0,005 \quad (5.10)$$

5.4.4.4 Borne supérieure sur la surtension

D'après la formule (2.28), la surtension maximale qu'on puisse atteindre dans des conditions optimales en prenant $T_3 = 0,99$ est

$$S_{max} \sim 100 \quad (5.11)$$

5.4.5 Miroirs

Miroirs *Eksma* de réflectivité intermédiaire

Les seuils de photodétachement étudiés peuvent se situer dans une gamme très large du spectre lumineux. Durant ce travail de thèse, nous nous sommes principalement concentrés sur la gamme de longueur d'onde accessible avec un laser Ti:Sa : $\lambda \in [700 \text{ nm}; 1000 \text{ nm}]$. On est enclin à utiliser des miroirs large bande, ce qui évite d'avoir à acheter de nouveaux miroirs pour chaque nouvel élément étudié. Dans cet esprit nous avons fait l'acquisition de 3 jeux de miroirs de la société *Eksma Optics* de réflectivité intermédiaire de l'ordre de 97% couvrant toute la gamme Ti:Sa, chacun couvrant une plage d'environ 100 nm. La figure 5.11 présente la réflectivité mesurée par le constructeur pour les miroirs couvrant la plage 700 – 800 nm.

Le rayon de courbure des miroirs est de $r = 250 \text{ mm}$, et leur diamètre d'un demi pouce $\varnothing = 12,7 \text{ mm}$. La face réfléchissante est concave et la face traitée anti-reflet est convexe.

FS beam splitter, (dia12,7x3)mm, R=250mm, R=97%@730-770, i0

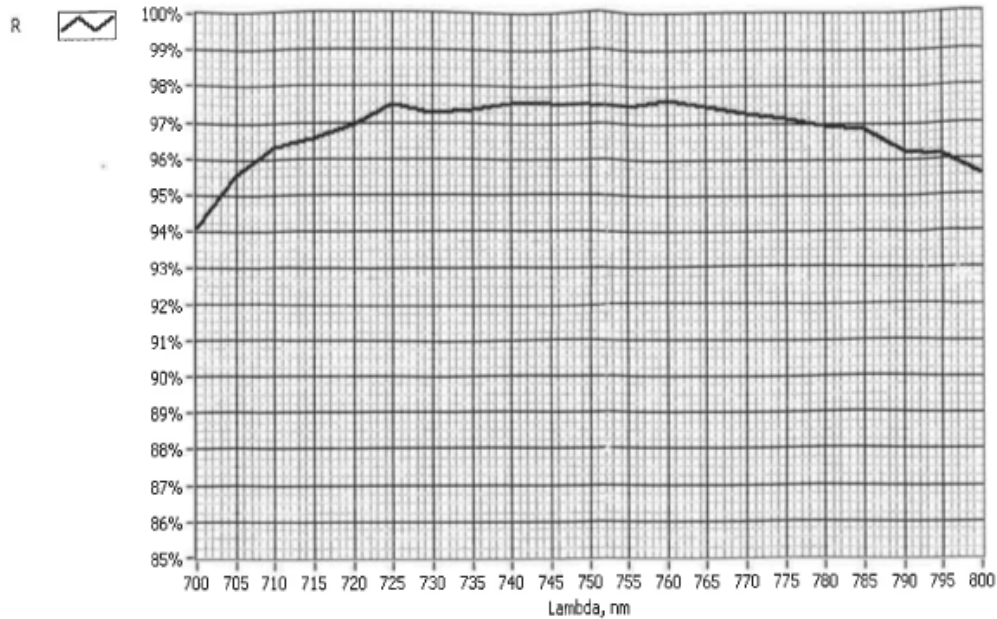


FIGURE 5.11 – Mesure de réflectivité d’un des jeux de miroirs couvrant la plage de longueur d’onde 700 – 800 nm fournie par la société *Eksma Optics*.

Miroirs *Laser Components* de haute réflectivité à 950 nm

Dans le cadre de l’étude des ions Ag^- et Pb^- , nous avons cherché à obtenir la plus grande surtension possible aux alentours de 950 nm. Nous avons donc fait l’acquisition de miroirs de haute réflectivité autour de cette longueur d’onde pour fermer le fond de la cavité. La figure 5.12 présente la transmission des miroirs mesurée par la société *Laser Components* autour de 950 nm.

Le rayon de courbure des miroirs est de $r = 250$ mm, et leur diamètre d’un demi pouce $\varnothing = 12,7$ mm. Sur ces miroirs la face réfléchissante est concave, et la face traitée anti-reflet est également concave (!), ce qui est dû à une erreur de notre part lors de la commande des miroirs. Ceci n’a pas de grande conséquence car ces miroirs sont montés au fond de la cavité.

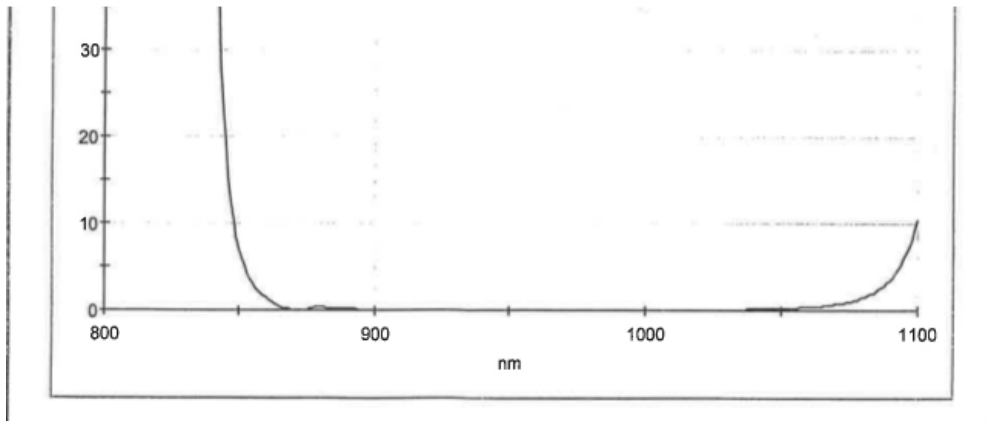


FIGURE 5.12 – Mesure de la transmission des miroirs haute réflectivité par la société *Laser Components* autour de 950 nm.

5.4.6 Configurations optiques et performances

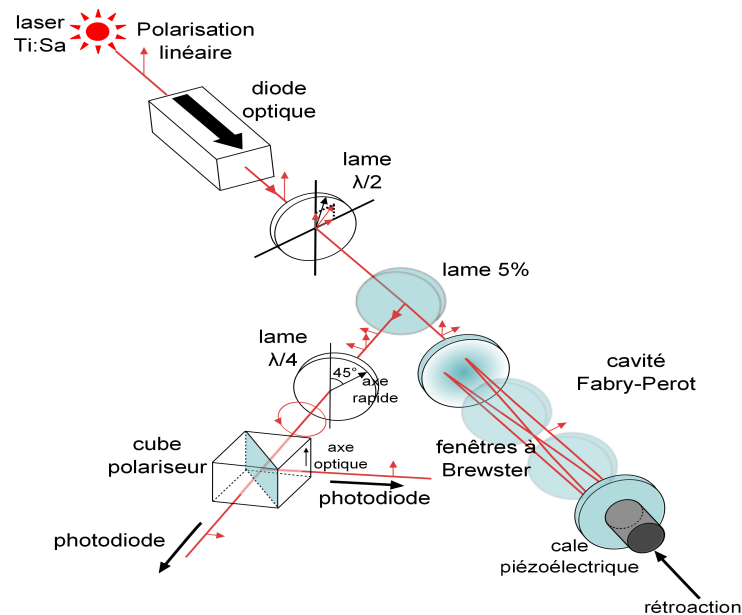


FIGURE 5.13 – Montage optique de la cavité montée autour du microscope. Figure extraite de la référence [10].

Au cours de cette thèse nous avons pour l'essentiel utilisé 2 configurations de cavité différentes et 2 sources laser différentes. Il est entendu que la configuration de la cavité est complètement indépendante de la source utilisée, mais dans un souci d'organisation nous présentons les choses au travers de deux montages, chacun utilisant une source et une configuration de cavité différentes.

5.4.6.1 Configuration 97/97

On résume dans cette section les caractéristiques typiques d'une cavité formée de deux miroirs à 97%. Cette configuration peut être utilisée sur toute la gamme du Ti:Sa.

| | valeur théorique | valeur expérimentale |
|--|------------------|----------------------|
| finesse F (2.43) | 77,5 | 70 ± 10 |
| bande passante $\Delta\nu_{1/2}$ (ISL=300 MHz) | 3,87 MHz | |
| couplage C (2.136) | 0,938 | $< 0,7$ |
| coefficient de transmission T (2.119) | 0,563 | $0,3 \pm 0,1$ |
| surtension S (2.23) | 37,1 | 20 ± 7 |
| puissance intracavité maximale obtenue | | 11 W @ 847 nm |

TABLE 5.4 – Caractéristiques typiques d'une cavité formée de deux miroirs à 97% de réflectivité. Pour obtenir les valeurs théoriques on a pris les paramètres suivants : $R_1 = R_2 = 0,97$, $P_1 = P_2 = 0$, $T_3 = 0,99$.

5.4.6.2 Configuration 97/HR

On résume dans cette section les caractéristiques typiques d'une cavité formée d'un miroir d'entrée à 97% et d'un miroir de fond de haute réflectivité. Cette configuration est utilisée pour une longueur d'onde autour de 950 nm.

| | valeur théorique | valeur expérimentale |
|--|------------------|--|
| finesse F (2.43) | 135,4 | 120 ± 10 |
| bande passante $\Delta\nu_{1/2}$ (ISL=300 MHz) | 2,22 MHz | |
| couplage C (2.136) | 0,992 | $< 0,7$ |
| coefficient de transmission T (2.119) | 0,047 | $0,025 \pm 0,010$ |
| surtension S (2.23) | 94,0 | 50 ± 20 |
| puissance intracavité maximale obtenue | | 60 W (injectée par le <i>Solstis</i>) |

TABLE 5.5 – Caractéristiques typiques d'une cavité formée d'un miroir à 97% en entrée et d'un miroir haute réflectivité en sortie. Pour obtenir les valeurs théoriques on a pris les paramètres suivants : $R_1 = 0,975$, $R_2 = 0,999$, $P_1 = P_2 = 0$, $T_3 = 0,99$.

5.4.7 Montage electro-optique, signal d'erreur et asservissement

Pour asservir la longueur de la cavité, on utilise la méthode Hänsch-Couillaud décrite dans la section 2.3.1 qui nous permet d'obtenir un signal d'erreur tel que celui de la figure 5.14.

Le montage est constitué

- D'un cube séparateur en polarisation.
- D'une lame demi-onde et d'une lame quart-d'onde achromatiques (*Thorlabs AHWP10M-980* et *AQWP05M-980*).
- De photodiodes *Thorlabs PDA-36-A* dont la bande passante à gain nul est annoncée comme étant de 10 MHz.
- Les signaux des photodiodes sont envoyés dans un correcteur commercial *New Focus LB1005* qui assure la différentiation des signaux et applique un filtre proportionnel intégrateur.
- La sortie du correcteur est envoyée sur une cale piézoélectrique *Piezomechanik HPSt 150/14-10/12 VS22* - dont la fréquence de résonance est annoncée comme étant de 30 kHz - qui contrôle la position longitudinale du miroir M_2 de fond de cavité.

Il est important de noter qu'il faut systématiquement vérifier l'allure du signal d'erreur à chaque changement de longueur d'onde car les éléments optiques utilisés ne sont pas parfaitement achromatiques.

Il faut également prendre soin à adapter l'intensité réfléchie sur les photodiodes à l'aide de densités optiques de façon à ne pas saturer le filtre électronique.

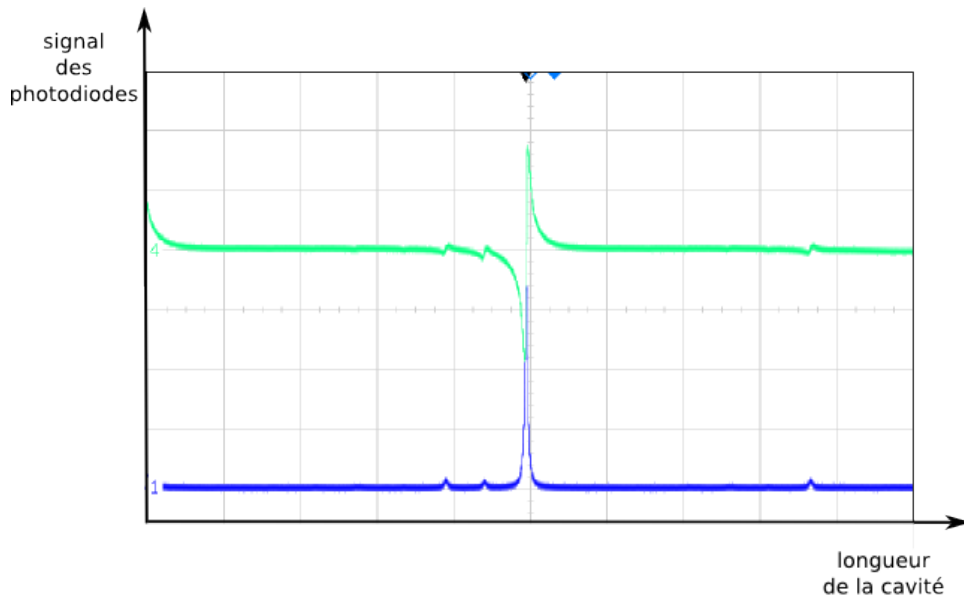


FIGURE 5.14 – Exemple de signal d'erreur obtenu par la méthode Hänsch-Couillaud (en vert) pour asservir la cavité du microscope. Le signal bleu correspond à la transmission de la cavité.

Performances

Le maintien autour de la résonance nous permet de transmettre en moyenne 80% du maximum de transmission.

Le temps de maintien de l'asservissement est de l'ordre de la dizaine de minutes.

5.4.8 Mesures d'affinités électroniques en configuration en cavité

Dans cette configuration du microscope, étant donné que la cavité optique impose un éclairage du faisceau d'ions par deux vecteurs d'onde contrapropageants superposés spatialement, il est impossible de former deux sources d'électrons tel qu'on le fait avec la configuration en double passage (5.3.2). L'interférogramme obtenu est la superposition des deux interférogrammes issus de l'absorption de chaque vecteur d'onde. La détermination de l'affinité électronique sans effet Doppler dans cette configuration se révèle plus simple que dans la configuration en double passage puisque quel que soit l'angle entre la vitesse des ions $v = \beta c$ et les vecteurs d'onde, elle est donnée par [60]

$${}^e A = \gamma h\nu - \bar{\epsilon} \quad (5.12)$$

avec $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ et $\bar{\epsilon}$ l'énergie cinétique initiale moyenne des photoélectrons mesurée à partir de l'interférogramme obtenu.

5.4.9 Conclusion et perspectives

La configuration en cavité optique a permis d'augmenter d'au moins un ordre de grandeur la puissance lumineuse disponible dans la zone d'interaction du microscope de photodétachement dans toute la gamme spectrale du Ti:Sa, et a priori rien n'empêche d'étendre la méthode sur une autre gamme de longueurs d'onde pour laquelle on dispose de sources et d'éléments optiques de caractéristiques similaires.

Il a été démontré que cette configuration permet d'effectuer des mesures d'affinités électroniques sans perte de précision par rapport à la méthode précédente [60], ce qui ouvre la voie à la mesure précise des affinités pour les éléments pour lesquels il est difficile de produire un fort courant d'ions négatifs, comme nous avons pu le démontrer avec le plomb (section 5.6.3 et [62]). Enfin cette méthode ouvre la voie à l'étude des éléments qui produisent une émission électronique en onde p. Nous entrons dans le détail de cette perspective dans la section 5.7.

Dans la suite de cette section nous ouvrons quelques perspectives en vue de l'amélioration des performances du montage.

Pertes intracavité

Comme nous avons pu le voir dans les discussions précédentes, l'obtention d'une surtension plus élevée sur ce montage nécessitera une attention particulière à la minimisation des pertes intracavité.

L'utilisation d'une monture permettant de régler finement la direction de l'axe passant d'une des lames semble être la piste la plus simple à mettre en oeuvre.

Dans un second temps on pourrait également envisager la construction de montures permettant de régler finement l'angle d'incidence des lames à angle de Brewster. Cette dernière modification nécessiterait un allongement de la cavité, donc le changement du rayon de courbure des miroirs de façon à former une cavité stable pour cette nouvelle longueur. Cela semble donc être une modification coûteuse pour un résultat qui n'est pas garanti.

Enfin la modification la plus efficace, mais aussi la plus difficile à mettre en oeuvre, serait de supprimer tous les éléments internes à la cavité, ce qui n'est envisageable qu'en la montant à l'intérieur de la chambre à vide, ce qui permettrait également au passage de réduire sa longueur et de faciliter son asservissement. Étant donné l'encombrement dû à la colonne de champ électrique, cette option nécessiterait de redessiner complètement la chambre d'interaction. D'autre part il serait alors difficile de découpler la cavité des vibrations du montage. Enfin il faudrait utiliser une autre méthode pour la génération du signal d'erreur, car la méthode Hänsch-Couillaud nécessite un élément discriminateur en polarisation dans la cavité.

Asservissement

L'électronique d'asservissement mériterait d'être étudiée plus en profondeur en vue de son optimisation, surtout si on est amené à construire des cavités de finesse plus élevée. Il faudrait tout d'abord envisager de mesurer la fonction de transfert du montage. Ceci permettrait dans un premier temps de repérer ses résonances mécaniques - qui sont toujours indésirables - de façon à les éliminer ou les déplacer vers une bande de fréquences qui ne tire pas à conséquence, puis dans un second temps d'adapter le filtre de rétroaction à la fonction de transfert ainsi nettoyée.

Cavité confocale

On peut également envisager de monter cette cavité en configuration confocale, ce qui aurait l'avantage de pouvoir l'injecter hors-axe, et ainsi de supprimer les problèmes dus au retour du faisceau dans la cavité laser. Ce choix aurait pour effet d'élargir la zone d'interaction du microscope par rapport à une configuration concentrique - pour une longueur de cavité donnée -, ce qui dans la conception actuelle du microscope impliquerait inévitablement un brouillage des figures d'interférence. En revanche il serait intéressant d'utiliser cette configuration pour tester si la colonne de champ électrique non-uniforme que nous avons conçue (5.5) permettrait de réaliser une configuration de conjugaison des vitesses et d'affranchir l'image obtenue du problème d'étendue spatiale de la source, comme nous allons l'expliquer ci-dessous.

5.5 Conception d'une colonne de champ non-uniforme

La configuration en cavité optique (5.4) a démontré son efficacité pour augmenter la puissance lumineuse dans la zone d'interaction. En revanche jusqu'à présent cela se fait au prix d'une dégradation du contraste des figures d'interférences, due à l'élargissement spatial de la zone d'interaction (5.3.2). C'est principalement pour pallier ce problème qu'une nouvelle colonne de champ électrique non-uniforme a été conçue.

5.5.1 Principes du Velocity Map Imaging

La technique du Velocity Map Imaging (VMI) a été élaborée pour la première fois en 1997 [56]. Dans le cadre d'une source de particules chargées étendue spatialement, il s'agit d'utiliser un montage électrostatique particulier permettant dans l'idéal de faire correspondre à chaque classe de vitesse des particules émises au niveau de la source - se distinguant par sa direction -, un point au niveau du plan de détection, ce qui permet de restaurer la même netteté que dans le cas d'une source ponctuelle.

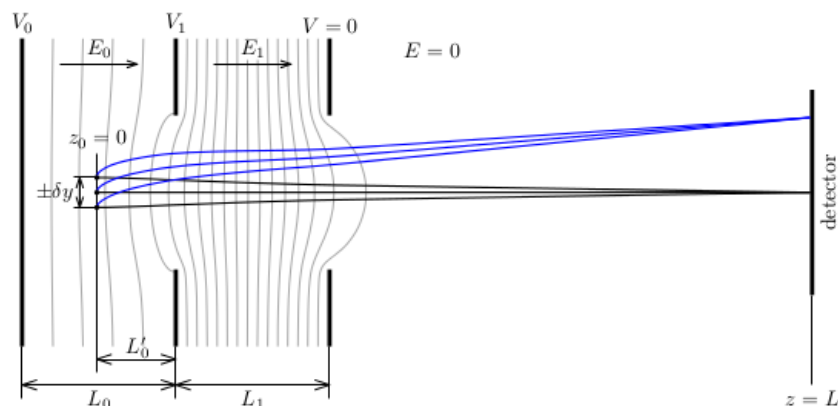


FIGURE 5.15 – Schéma du montage VMI dans la configuration proposée par Eppink et Parker [56]. Les trois points représentent chacun une source d'émission de particules chargées. Les courbes bleues et noires représentent pour chaque couleur les trajectoires des particules d'une même classe de vitesse jusqu'au détecteur dans le champ électrostatique réalisé à partir des trois potentiels V_0 , V_1 et V . Figure extraite de la référence [57].

Utilisation d'une lentille électrostatique

L'inconvénient majeur de cette méthode dans notre cas est qu'une telle configuration de champ électrostatique produit des images de taille réduite par rapport au cas d'une évolution dans un champ uniforme, ce qui rend les données inexploitable du fait qu'on

atteint les limites de résolution du détecteur. Afin de pallier ce problème, on envisage la mise en place d'une lentille électrostatique complète placée entre l'accélérateur et le détecteur. Cette méthode a déjà fait ses preuves dans le cas de la photoïonisation [58].

Des schémas plus élaborés de champs ont été proposés afin d'améliorer les performances de la méthode, on citera en particulier la thèse de Ryazanov [57] qui a beaucoup inspiré ce travail, notamment pour l'élaboration du programme Simion[®] d'optimisation.

5.5.2 Vitesse d'entraînement des photoélectrons

Une tentative a déjà été effectuée de modifier les branchements électriques de la colonne utilisée actuellement [49], mais la situation est compliquée dans notre cas par rapport à la photoïonisation du fait de la grande vitesse d'entraînement des ions, entraînant les photoélectrons en dehors de l'axe de la lentille électrostatique et les faisant sortir hors du cadre du détecteur.

Évaluation de la distance parcourue par les électrons jusqu'au centre de la lentille

En déterminant l'équation du mouvement des électrons plongés dans un champ électrique uniforme d'intensité E , on établit que le décalage Δx des électrons par rapport à l'axe de la colonne au niveau du centre de la lentille placée à une distance d au-dessus de la zone d'interaction est donné par

$$\Delta x = v_0 \sqrt{\frac{2md}{eE}} = 2 \sqrt{\frac{m}{M} \frac{Kd}{eE}} \sim 7 \text{ mm} \quad (5.13)$$

avec m , e et v_0 respectivement la masse, la charge et la vitesse d'entraînement des électrons ; K et M l'énergie cinétique et la masse des ions. La valeur numérique est donnée pour $v_0 = 10^5 \text{ m.s}^{-1}$, $d = 0,25 \text{ m}$ et $E = 600 \text{ V.m}^{-1}$.

Simulation de la translation de la lentille électrostatique

Afin de pallier le problème que peut poser ce décalage, on envisage de translater l'axe de la lentille dans la direction de propagation des ions, de façon à le ramener au niveau du passage des photoélectrons.

Un premier programme Simion[®] a été développé de façon à simuler l'effet d'une translation de la lentille. Du fait que la translation de la lentille brise la symétrie cylindrique du montage, ces simulations ont été réalisées avec une géométrie à symétrie plane.

On peut voir sur la figure 5.16 qu'on obtient bien l'effet recherché : une translation de la lentille permet de former une image des photoélectrons au centre du détecteur, contrairement au cas où la lentille est positionnée dans l'axe de la colonne de champ

électrique. Une translation de la lentille de 3 à 5 mm permet de ramener les électrons au centre du plan de détection.

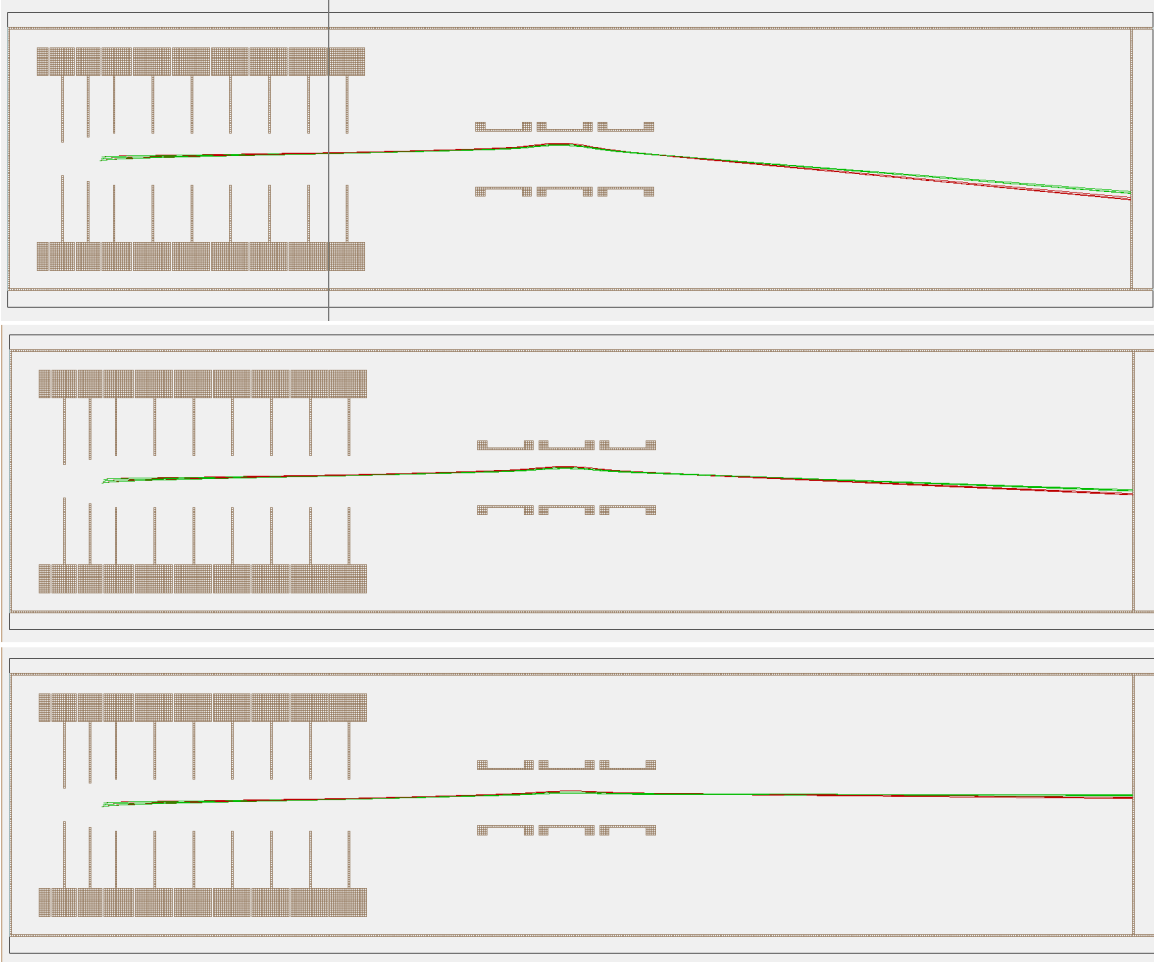


FIGURE 5.16 – Simulations de la translation de la lentille. Le décalage - de haut en bas - est de 0, 2 et 4 mm. La vitesse d'entraînement est de 10^5 m.s^{-1} . L'énergie cinétique initiale des électrons émis correspond à un nombre d'onde de 1 cm^{-1} . Toutes les simulations ont été effectuées pour les mêmes valeurs du champ électrostatique.

5.5.3 Conception de la colonne de champ non-uniforme

Les contraintes imposées sur la conception de la colonne sont les suivantes :

- Elle doit permettre de s'affranchir de l'extension spatiale d'une source de l'ordre de $0,01 \text{ mm}^3$, la surface transverse du faisceau d'ions dans la zone d'interaction étant de l'ordre de 1 mm^2 et celle du faisceau laser de l'ordre de $(100 \mu\text{m})^2$.
- Il faut que le rayon extérieur des anneaux produits au niveau du détecteur soit au moins du même ordre de grandeur que ceux produits dans un champ uniforme à

même énergie cinétique initiale, de façon à ne pas atteindre la limite de résolution spatiale du détecteur qui est de l'ordre de $100\ \mu\text{m}$.

- L'image des photoélectrons doit rester au centre du plan de détection pour une vitesse d'entraînement de l'ordre de $10^5\ \text{m.s}^{-1}$.
- Dans un souci de minimiser le nombre de pièces à usiner, on conserve les 10 plaques métalliques du bas de la colonne de champ uniforme actuelle qui forment l'accélérateur du VMI.

5.5.3.1 Géométrie

Étant données les contraintes de notre problème, nous avons opté pour une colonne de champ non-uniforme composée

- D'un accélérateur composé d'un empilement de 10 plaques métalliques issues de la conception précédente de la colonne.
- D'une lentille électrostatique composée de 3 cylindres, qui peut être translattée d'environ 10 mm selon la direction de propagation des ions.
- D'une zone d'évolution libre jusqu'au plan de détection.

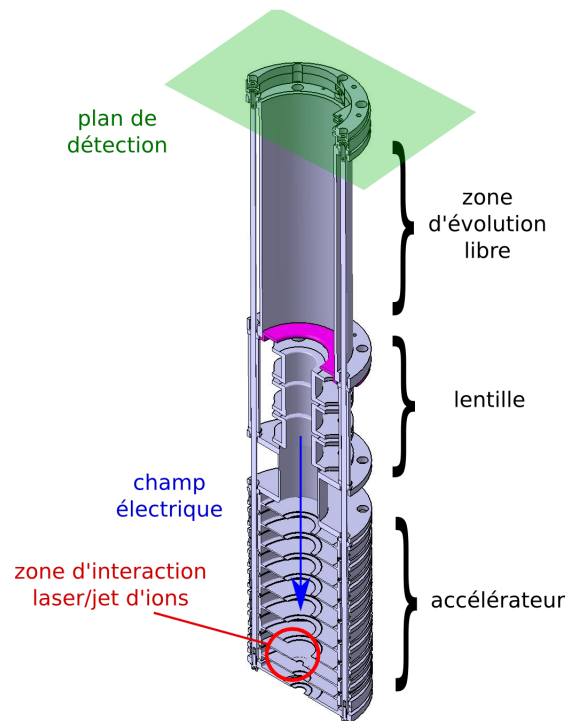


FIGURE 5.17 – Dessin 3D de la géométrie de la colonne de champ non-uniforme.

5.5.3.2 Montage électrique

Le montage électrique de la colonne de champ non-uniforme est schématisé sur la figure 5.18.

L'accélérateur est composé des 10 électrodes numérotées de 0 à 9. Les électrodes de 0 à 3 sont reliées entre elles par des résistances de 100 k Ω , et celles de 3 à 9 par des résistances de 150 k Ω . Ces valeurs de résistances correspondent à un espacement entre les électrodes respectivement de 14 et 21 mm, choisies initialement pour réaliser un champ uniforme. L'accélérateur est divisé en une zone d'accélération formée des électrodes 0 à 5, et en une zone d'extraction composée des électrodes 5 à 9. L'intensité du champ dans la zone d'extraction est plus importante que dans la zone d'accélération. On forme ainsi deux gradients uniformes de potentiel, ce qui constitue la technique de base du VMI (5.5.1).

La lentille électrostatique est composée de 3 cylindres identiques. Les potentiels des cylindres extérieurs sont identiques à ceux des blindages. Le cylindre central est alimenté de façon indépendante.

Les potentiels des blindages 1 et 2 sont identiques à celui de l'électrode 9 - la dernière de l'accélérateur. L'ensemble équipotentiel ainsi créé permet d'empêcher les perturbations du champ dans les zones d'évolution libre par le potentiel de la chemise extérieure.

La chemise de μ -métal - permettant d'atténuer le champ magnétique extérieur - entourant la colonne de champ est au potentiel de la dernière électrode du ralentisseur.

Afin de ne pas perturber le jet d'ions à l'entrée de la zone d'interaction, il faut respecter la condition

$$V_R \sim \frac{1}{2} (V_2 + V_3) \quad (5.14)$$

où $V_{i \in [0;9]}$ sont les potentiels des électrodes et V_R le potentiel du nez du ralentisseur. Cette contrainte est maintenue pour le calcul des potentiels par le programme d'optimisation.

Le fonctionnement de la colonne nécessite 5 alimentations électriques à haute tension indépendantes.

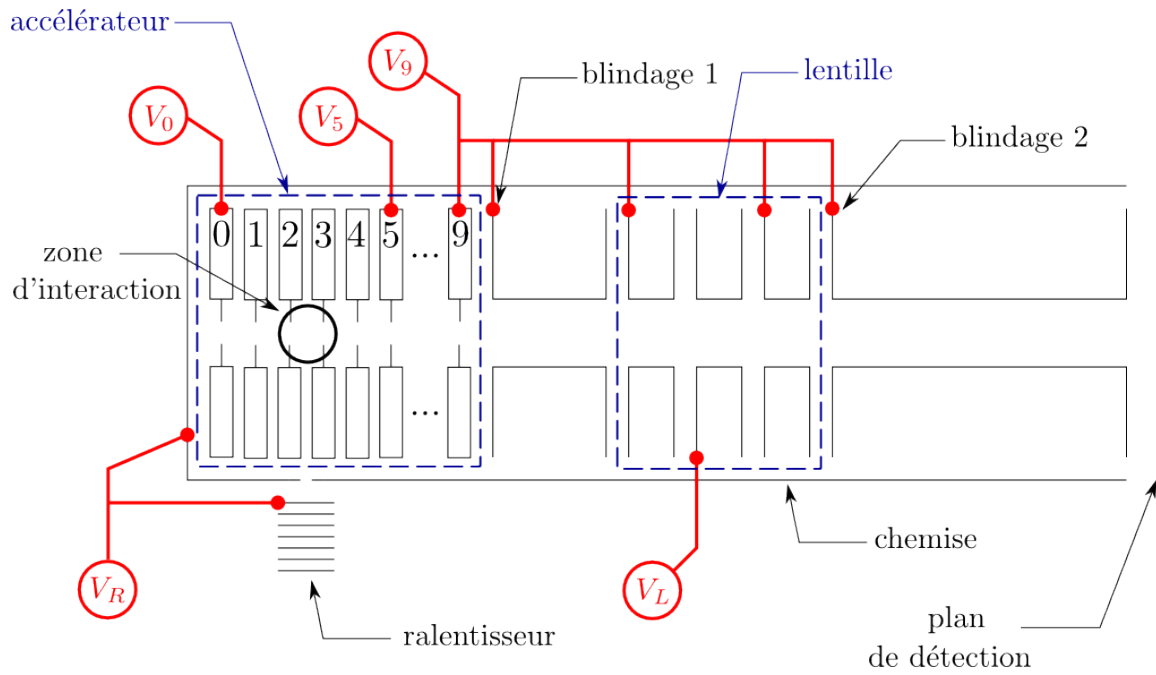


FIGURE 5.18 – Schéma électrique de la colonne. $V_{i \in [0,9]}$ sont les potentiels des électrodes, V_R le potentiel du nez du ralentisseur, V_L le potentiel du cylindre central de la lentille électrostatique.

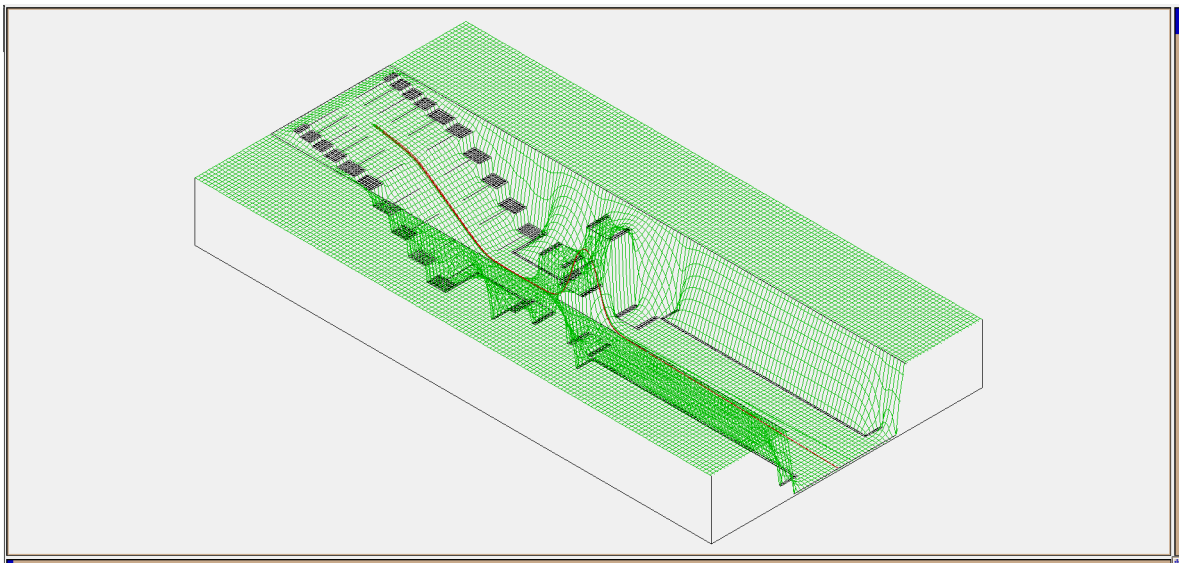


FIGURE 5.19 – Exemple de calcul par le programme Simion[®] du potentiel électrostatique créé par la colonne et de la trajectoire des électrons émis depuis la zone d'interaction.

5.5.4 Programme de simulation et performances attendues

Un programme Simion[®] a été développé de façon à simuler le champ électrostatique de la colonne et les trajectoires des électrons. Il nous a permis de peaufiner la conception géométrique de l'instrument.

Il permet également d'optimiser les potentiels à utiliser pour atteindre ses meilleures performances. Ce programme est largement inspiré de celui fourni en annexe de la référence [57].

Le code du programme est fourni dans l'annexe 5.7.5.1.

Fonctionnement du programme

Le programme prend initialement les valeurs des paramètres d'entrée fournis par l'utilisateur, notamment les potentiels initiaux, la vitesse d'entraînement et le rayon de la figure qu'on cherche à obtenir (tableau 5.6).

Il calcule alors les trajectoires des électrons issus de la source jusqu'au plan de détection et la valeur de

$$\text{Min} = \text{Dispersion} + \lambda |\text{Rayon} - \text{Robjectif}| \quad (5.15)$$

Dispersion et Rayon sont définis sur la figure 5.20. λ et Robjectif sont des paramètres fournis par l'utilisateur du programme. λ permet à l'utilisateur de demander au programme de privilégier soit la minimisation de la dispersion des électrons ($\lambda \ll 10$) soit que le rayon moyen de la tache soit proche du rayon qu'il a fixé avec le paramètre Robjectif ($\lambda \gg 10$).

Il fait ensuite varier les valeurs des potentiels de façon à minimiser Min.

Une fois que l'algorithme a terminé, il fournit les valeurs des potentiels optimaux, le rayon moyen de l'image ainsi que la dispersion maximale des électrons sur le détecteur pour une classe de vitesse.

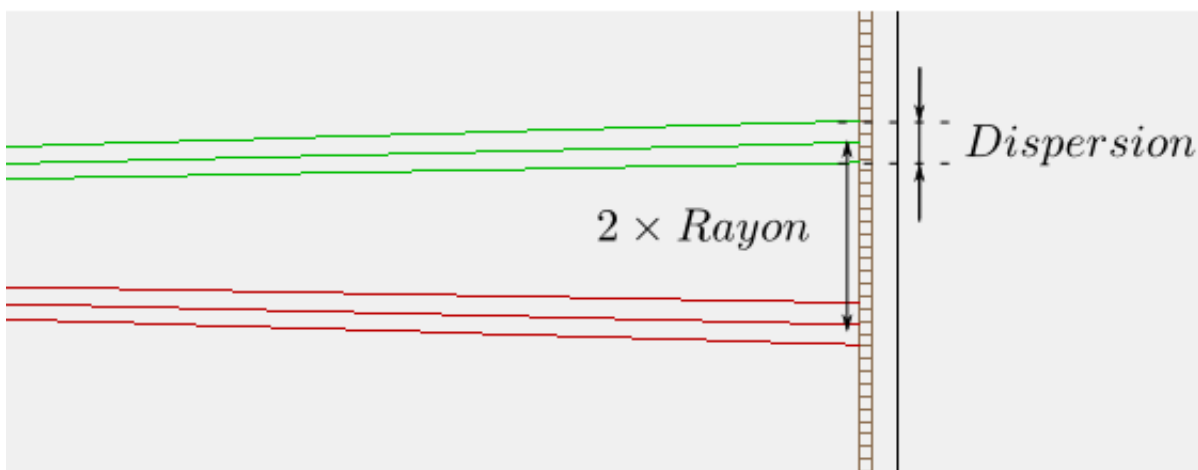


FIGURE 5.20 – Définition du rayon et de la dispersion des anneaux utilisés dans le programme de simulation. On se situe au niveau du plan de détection.

| Paramètres | Fonction | Valeur typique |
|--|---|-------------------------|
| V_R | Potentiel du nez du ralentisseur | -700 V |
| V_0 | Potentiel initial de la plaque la plus basse de l'accélérateur | -720 V |
| V_9 | Potentiel initial de la plaque la plus haute de l'accélérateur | -500 V |
| V_L | Potentiel initial du cylindre central de la lentille | -700 V |
| $V_0\text{step}$ $V_9\text{step}$ $V_L\text{step}$ | Variations des potentiel lors d'une itération du programme d'optimisation | 5 V |
| R_{objectif} | Rayon de l'anneau qu'on cherche à obtenir sur le détecteur | 2 mm |
| $V_{\text{itesseEntrainement}}$ | Vitesse des ions dans la zone d'interaction | 10^5 m.s^{-1} |
| λ | Paramètre de compromis entre le rayon visé et la dispersion des électrons | 10 |

TABLE 5.6 – Paramètres d'entrée du programme de simulation de la colonne.

Modélisation de la source d'électrons et classes de vitesse

Afin de simuler l'extension spatiale de la source d'électrons, on sépare spatialement plusieurs sources ponctuelles. On utilise deux classes de vitesse - se distinguant par leur direction initiale de propagation - qu'on colore différemment. Le VMI a pour principal objectif de ramener tous les électrons issus d'une même classe de vitesse sur un même point du plan de détection.

Les caractéristiques de la source sont définies dans un fichier `.fly2`.

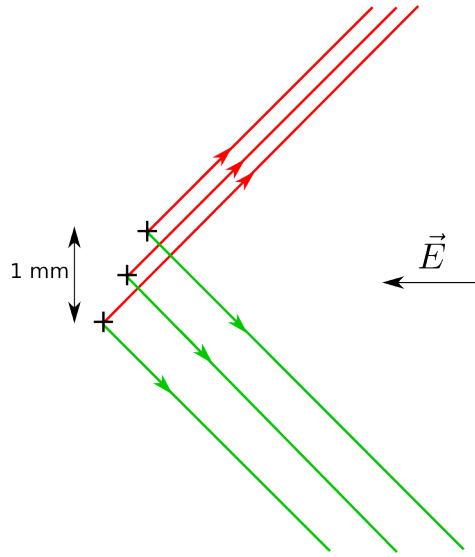


FIGURE 5.21 – Grossissement au niveau de la source d’électrons utilisée pour faire les simulations, avec un champ électrique nul. Pour chaque classe de vitesse, on utilise 3 points sources séparés spatialement (croix noires). Une classe de vitesse (courbes rouge) est envoyée à $+45^\circ$ de l’axe du champ électrique, et la seconde à -45° (courbes vertes). L’extension spatiale de la source est d’environ 1 mm dans la direction transverse au champ, et d’environ 1 mm dans la direction longitudinale au champ. On se place dans des conditions pessimistes par rapport à l’extension réelle de la source dans cette dernière direction qui devrait plutôt être de l’ordre de 0,1 mm (l’extension transverse du faisceau laser).

Grossissement de la figure d’interférence

En plus de s’affranchir de l’extension spatiale de la source, cette nouvelle configuration électrostatique devrait permettre d’effectuer un grossissement de la figure d’interférence. Sur la figure 5.22 est donné le résultat d’une simulation des trajectoires des électrons permettant d’obtenir sur le détecteur une figure de 8 mm de rayon pour une énergie cinétique initiale de 1 cm^{-1} . Dans un champ uniforme, pour une intensité comparable à celle utilisée pour les simulations, une telle énergie cinétique initiale produit une figure de 1 mm de rayon. On a donc un grandissement de 8 par rapport à une configuration en champ uniforme.

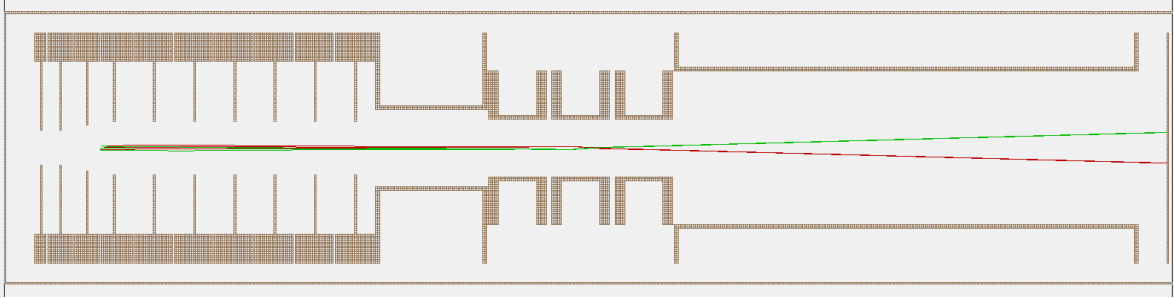


FIGURE 5.22 – Simulation de la trajectoire des électrons pour une configuration de champ permettant d’obtenir une image de 8mm de rayon sur le détecteur pour une dispersion relative de quelques pour cent. La vitesse d’entraînement est nulle et l’énergie cinétique initiale est de 1 cm^{-1} .

Perspectives

Par souci de simplicité, nous avons utilisé deux programmes de simulation distincts : le premier - à symétrie planaire - permet de simuler la translation de la lentille électrostatique, tandis que le second qui est donné en annexe 5.7.5.1 - à symétrie cylindrique - modélise plus finement la colonne, mais ne permet pas de modéliser la translation de la lentille. On pourrait envisager de modifier ce programme afin de rendre compte de cet aspect.

Les éléments nouveaux de cette colonne ont été dessinés et usinés au laboratoire. Elle est actuellement - en juillet 2016 - en cours de montage.



FIGURE 5.23 – Photographie du montage d’une partie de la colonne composée des 2 blindages et de la lentille électrostatique. Ces pièces ont été dessinées et usinées au laboratoire Aimé-Cotton.

5.6 Résultats obtenus avec le microscope de photodétachement

Durant ce travail de thèse, le microscope de photodétachement nous a permis d’obtenir plusieurs résultats ayant mené à 3 publications. Cette section résume chacun de ces résultats. On trouvera une présentation détaillée dans chacun des articles donnés en référence.

5.6.1 Mesure du déplacement isotopique de l'affinité électronique du carbone par microscopie de photodétachement [61]

L'application de la microscopie de photodétachement au carbone nous a permis d'améliorer d'un ordre de grandeur la précision sur la mesure de l'affinité électronique de ^{12}C , et d'effectuer la première mesure de l'affinité de ^{13}C . Les résultats obtenus confirment de récents calculs *ab initio* du déplacement isotopique de l'affinité électronique du carbone [63].

Ces résultats ont été obtenus en utilisant le microscope en configuration double passage (5.3.2). Deux campagnes de mesures ont été menées successivement : la première à partir d'un jet d'ions de ^{12}C , et la seconde à partir d'un jet d'ions de ^{13}C produit à partir d'une cathode enrichie.

Le carbone est l'élément le plus léger qui ait été soumis jusqu'à maintenant à la microscopie de photodétachement.

Seuils étudiés

Les trois seuils étudiés T_0 , T_1 et T_2 - dans la gamme du Ti:Sa à 982, 981 et 978 nm - correspondent aux transitions suivantes depuis le niveau fondamental 4S de C^- vers l'un des niveaux de structure fine du terme fondamental 3P de C :

$$\begin{aligned} T_0 &: ^4S_{3/2} \rightarrow ^3P_0 \\ T_1 &: ^4S_{3/2} \rightarrow ^3P_1 \\ T_2 &: ^4S_{3/2} \rightarrow ^3P_2 \end{aligned} \tag{5.16}$$

Ces 3 seuils ont été mesurés sur ^{12}C , mais seuls les seuils T_1 et T_2 ont été mesurés sur ^{13}C .

La structure fine du carbone est si bien connue que les mesures faites sur les seuils excités sont aussi précises, pour l'affinité électronique, que les mesures faites directement sur le niveau fondamental.

L'une des principales difficultés rencontrées pour cette étude fut d'obtenir suffisamment de puissance lumineuse pour ces longueurs d'onde qui se trouvent à l'extrémité de la bande de gain du Ti:Sa.

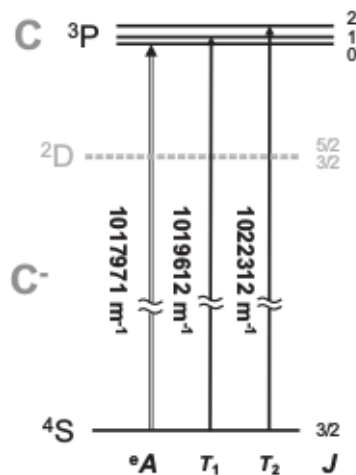


FIGURE 5.24 – Schéma des niveaux du système C/C⁻. Figure extraite de la référence [61].

Montage optique

Le faisceau laser utilisé pour réaliser le photodétachement est obtenu à partir du *Coherent MBR-110* (1.5.1).

Les seuils T_1 , T_2 et T_3 ont été étudiés en configuration double passage (5.3.2). La puissance du faisceau au niveau de la zone d'interaction était d'environ 300 mW.

Exemples d'interférogrammes

La figure 5.25 donne un exemple des données expérimentales ainsi que les résultats du programme d'ajustement obtenus lors de cette expérience.

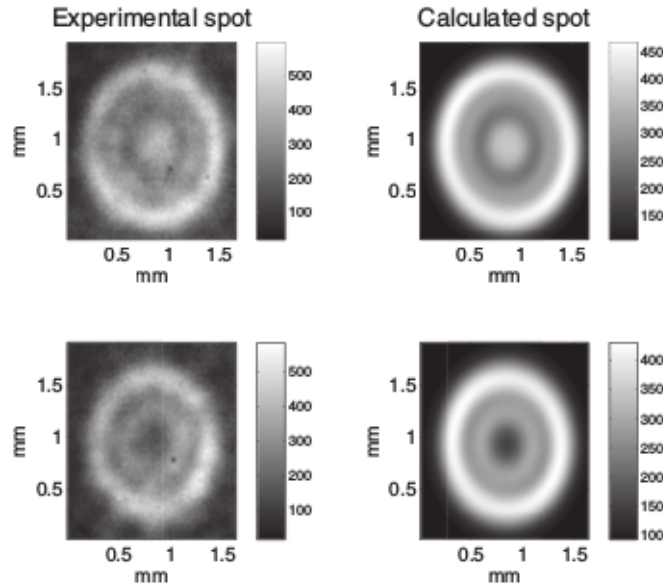


FIGURE 5.25 – Exemple d’interférogrammes obtenus en configuration double passage sur le seuil T_2 par photodétachement d’un jet de $^{13}\text{C}^-$. La colonne de gauche correspond aux images expérimentales, la colonne de droite aux résultats du programme d’ajustement. La ligne du haut correspond à la source issue du premier passage du laser dans le jet d’ions, bénéficiant d’un effet Doppler positif. La ligne du bas correspond à la source issue du second passage du laser en réflexion. Le nombre d’onde du laser est de $1022366,45\text{ m}^{-1}$, soit environ 62 m^{-1} au dessus du seuil T_2 . Le programme d’ajustement fournit une valeur de l’énergie cinétique initiale des photoélectrons de 68,78 (50) et 55,97 (30) m^{-1} respectivement pour les images du haut et du bas. Figure extraite de [61].

Résultats

En utilisant les énergies cinétiques des photoélectrons mesurées pour différentes longueurs d’onde du laser, on obtient la mesure de l’énergie d’un seuil à partir d’une régression linéaire jusqu’à intercepter l’ordonnée à l’origine lorsque l’énergie cinétique des photoélectrons est nulle (figure 5.26).

La régression linéaire est justifiée par l’hypothèse d’une erreur sur la valeur du champ électrique appliqué, susceptible d’introduire une erreur relative constante sur l’énergie cinétique mesurée. Dans la mesure où cette incertitude est bornée, on peut contraindre la pente de la régression à ne pas dépasser certaines limites autour de zéro.

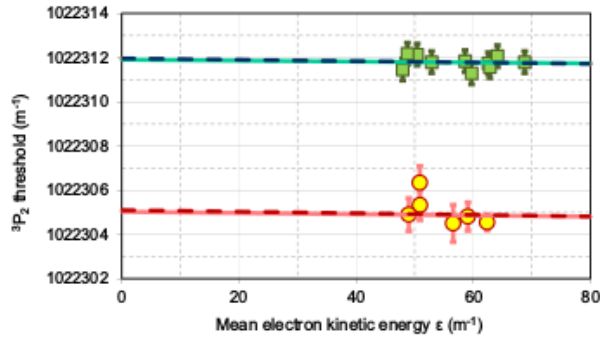


FIGURE 5.26 – Mesures de l'énergie du seuil T_2 en fonction de l'énergie cinétique initiale de l'électron éjecté. Les carrés représentent les mesures obtenues sur ^{12}C et les cercles les mesures obtenues sur ^{13}C . Figure extraite de [61].

Les résultats finals sont résumés dans le tableau 5.7. La mesure obtenue du déplacement isotopique (IS) est en parfait accord avec les récents calculs *ab initio* de la référence [63] qui donnent un déplacement isotopique de $-7,04 \text{ m}^{-1}$.

L'incertitude sur l'affinité électronique de ^{12}C est réduite d'un ordre de grandeur par rapport à la précédente mesure à $1,262119(20) \text{ eV}$ [74].

| | Affinité (m^{-1}) | Affinité (eV) |
|--|------------------------------|------------------------|
| ${}^e A(^{12}\text{C})$ | 1017970,5(10) | 1,2621226(11) |
| ${}^e A(^{13}\text{C})$ | 1017963,3(10) | 1,2621136(12) |
| $\text{IS} \equiv {}^e A(^{13}\text{C}) - {}^e A(^{12}\text{C})$ | -7,3(6) | $-9(1) \times 10^{-6}$ |

TABLE 5.7 – Mesures finales des affinités électroniques de ^{12}C et ^{13}C et du déplacement isotopique de l'affinité électronique (IS).

5.6.2 Microscopie de photodétachement en cavité - Mesure de l'affinité électronique du germanium [60]

Les résultats publiés dans cet article présentent deux aspects intéressants : d'une part une nouvelle mesure de l'affinité électronique du germanium avec une amélioration de la précision d'un ordre de grandeur par rapport aux précédentes mesures, d'autre part une démonstration de principe de la nouvelle technique de microscopie de photodétachement en cavité optique.

L'affinité électronique du germanium a été mesurée d'une part avec la configuration standard en double passage du microscope de photodétachement (5.3.2), d'autre part, de façon indépendante, avec la nouvelle configuration en cavité optique (5.4). Les deux méthodes fournissent la même valeur de l'affinité électronique avec la même précision,

ce qui démontre la capacité de la nouvelle méthode à fournir une mesure des affinités électroniques sans perte de précision par rapport à la méthode standard.

Seuils étudiés

Les deux seuils étudiés T_1 et T_2 - dans la gamme du Ti:Sa à 952 et 881 nm respectivement - correspondent aux transitions suivantes depuis le niveau fondamental 4S de Ge^- vers l'un des niveaux de structure fine du terme fondamental 3P de Ge :

$$\begin{aligned} T_1 &: ^4S_{3/2} \rightarrow ^3P_1 \\ T_2 &: ^4S_{3/2} \rightarrow ^3P_2 \end{aligned} \quad (5.17)$$

L'affinité électronique n'est donc pas mesurée directement mais à partir d'une transition sur un niveau excité de l'atome. Les données spectroscopiques permettent, à partir de ces mesures, de déterminer l'affinité électronique.

Le seuil vers le niveau 3P_0 n'a pas pu être étudié la longueur d'onde requise est hors de la bande de gain du laser Ti:Sa.

Ces deux seuils ont été mesurés en configuration double passage, mais seul le seuil T_2 a été mesuré en configuration en cavité.

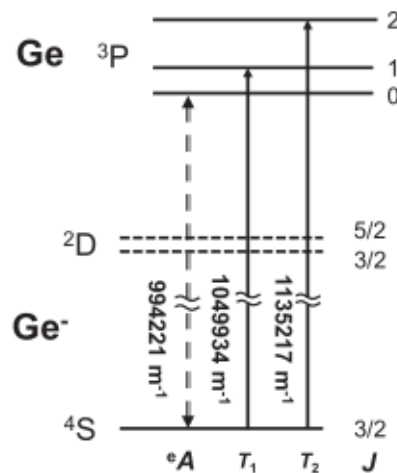


FIGURE 5.27 – Schéma des niveaux du système Ge/Ge $^-$. Figure extraite de la référence [60].

Montage optique

Le faisceau laser utilisé pour réaliser le photodétachement est obtenu à partir du *Coherent MBR-110* (1.5.1).

Les seuils T_1 et T_2 ont été étudiés en configuration double passage (5.3.2).

Aux alentours de 881 nm, la puissance du laser au niveau de la zone d'interaction était de l'ordre de 500 mW.

Aux alentours de 952 nm, la puissance du laser au niveau de la zone d'interaction était de l'ordre de 200 mW.

Seuil T_2 en cavité Une cavité optique a été montée en configuration 97/97 (5.4.6.1) aux alentours de 881 nm pour étudier le seuil T_2 . La puissance en transmission était de 100 mW, on estime la puissance d'éclairement totale dans la zone d'interaction aux alentours de 5 à 10 W.

Exemples d'interférogrammes

La configuration en cavité ne produit qu'une seule source de photoélectrons du fait que les vecteurs d'onde aller et retour se superposent sur le même axe de propagation. Un avantage de cette configuration est que la détermination de l'énergie cinétique des photoélectrons pour une longueur d'onde donnée du laser ne nécessite le traitement que d'une image expérimentale (figure 5.28), en comparaison avec les deux images issues des passages aller et retour du laser dans la configuration en double passage (figure 5.29). Sur la base de cette remarque la méthode devrait diviser par deux le temps de calcul nécessaire pour déterminer l'énergie cinétique initiale des photoélectrons à l'aide du programme d'ajustement. Malheureusement la dégradation du contraste des images due à l'augmentation de l'extension spatiale de la source (5.3.2) nécessite le recours à des calculs de convolution plus coûteux que dans le cas d'un éclairement longitudinal. Il en ressort que le temps de traitement des données est comparable entre les deux méthodes.

Au-delà de permettre une augmentation de la puissance lumineuse dans la zone d'interaction, la production d'une seule source d'électrons en configuration en cavité permet également de s'affranchir du problème d'une éventuelle différence entre les champs électriques au niveau de chaque source produite, qui se posait dans la configuration double passage.

L'obtention d'anneaux d'interférence en configuration en cavité fut une surprise, on s'attendait plutôt à obtenir des franges du fait de l'extension spatiale de la source. C'est l'utilisation d'un écorceur fin en sortie du ralentisseur et de l'écran phosphorescent à la sortie de la zone d'interaction pour régler finement les quadrupôles de focalisation qui nous a permis d'obtenir un jet d'ions étroit dans la direction de propagation du laser.

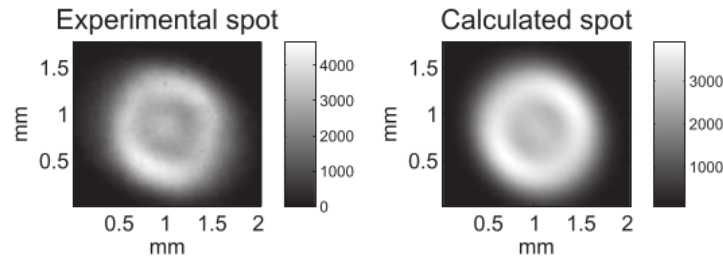


FIGURE 5.28 – Exemple d’interférogramme obtenu en configuration en cavité optique sur le seuil T_2 . L’image de gauche correspond aux données expérimentales, l’image de droite aux résultats du programme d’ajustement. Figure extraite de [60].

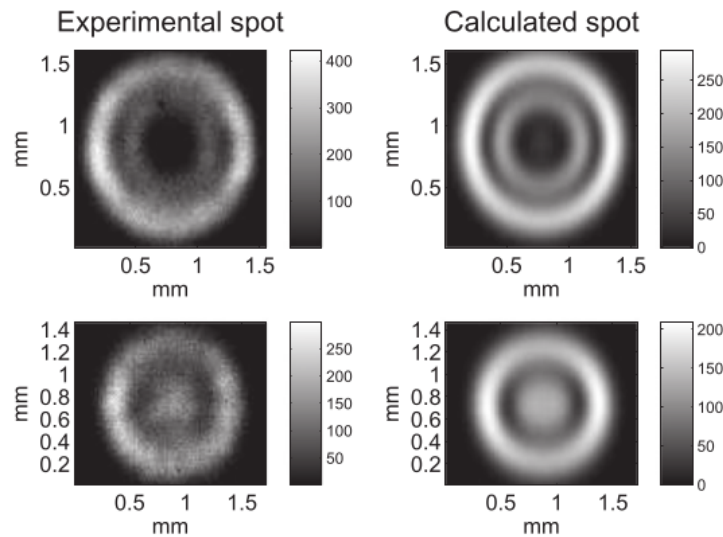


FIGURE 5.29 – Exemple d’interférogrammes obtenus en configuration double passage sur le seuil T_2 . La colonne de gauche correspond aux images expérimentales, la colonne de droite aux résultats du programme d’ajustement. La ligne du haut correspond à la source issue du premier passage du laser dans le jet d’ions, bénéficiant d’un effet Doppler positif. La ligne du bas correspond à la source issue du second passage du laser en réflexion. Le nombre d’onde du laser est de $1135270,0 \text{ m}^{-1}$, soit environ 57 m^{-1} au-dessus du seuil T_2 . Le programme d’ajustement fournit une valeur de l’énergie cinétique initiale des photoélectrons de $59,87(70)$ et $46,59(60) \text{ m}^{-1}$ respectivement pour les images du haut et du bas. Figure extraite de [60].

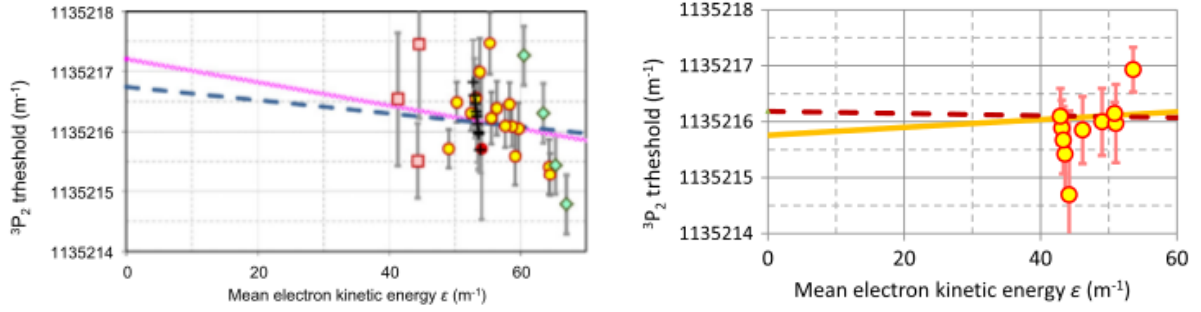


FIGURE 5.30 – Mesures de l'énergie du seuil T_2 en fonction de l'énergie cinétique de l'électron éjecté par la configuration en double passage (à gauche) et la configuration en cavité optique (à droite). Les deux méthodes fournissent une même valeur de l'énergie du seuil aux incertitudes près. Figure extraite de [60].

Résultats

La mesure finale de l'énergie du seuil T_2 donnée par la configuration en double passage est

$$1135216,7(11) \text{ m}^{-1} \quad (5.18)$$

tandis que celle donnée par la configuration en cavité est

$$1135216,2(13) \text{ m}^{-1} \quad (5.19)$$

Ceci confirme que la configuration en cavité ne dégrade pas la précision sur la mesure de l'énergie cinétique initiale des photoélectrons.

Cette étude conclut sur une mesure de l'affinité électronique du germanium à

$${}^eA(\text{Ge}) = 994220,6(10) \text{ m}^{-1} \text{ ou } 1,2326764(12) \text{ eV} \quad (5.20)$$

dont l'incertitude est réduite d'un ordre de grandeur par rapport à la précédente mesure à $994249(12) \text{ m}^{-1}$ ou $1,232712(15) \text{ eV}$ [74].

5.6.3 Mesure de l'affinité électronique du plomb par microscopie de photodétachement en cavité [62]

La dernière mesure de référence de l'affinité électronique du plomb date de 1981 [64]. Elle est longtemps restée l'une des plus mal connues - avec une précision de l'ordre du meV - du fait de la difficulté à produire un jet de Pb^- .

C'est la première mesure d'affinité électronique par microscopie de photodétachement pour laquelle l'amplification du flux lumineux en cavité a été essentielle. Le courant

d'ions obtenu - qu'on estime de l'ordre de quelques pA, soit 100 fois moins que dans les conditions standard - était en effet trop faible pour qu'on puisse espérer obtenir un signal de photodétachement suffisant dans la configuration standard en double passage (5.3.2).

Les résultats obtenus améliorent de 3 ordres de grandeur la précision sur la mesure de l'affinité électronique du plomb.

Le plomb est l'élément le plus lourd qui ait été soumis jusqu'à maintenant à la microscopie de photodétachement.

Seuils étudiés

Les deux seuils étudiés T_1 et T_2 - dans la gamme du Ti:Sa à 935 et 739 nm respectivement - correspondent aux transitions suivantes depuis le niveau fondamental $4S$ de Pb^- vers l'un des niveaux de structure fine du terme fondamental $3P$ de Pb :

$$\begin{aligned} T_1 &: 4S_{3/2} \rightarrow 3P_1 \\ T_2 &: 4S_{3/2} \rightarrow 3P_2 \end{aligned} \quad (5.21)$$

L'affinité électronique n'est donc pas mesurée directement mais à partir d'une transition vers un niveau excité de l'atome. Les données spectroscopiques permettent, à partir de ces mesures, de déduire l'affinité électronique.

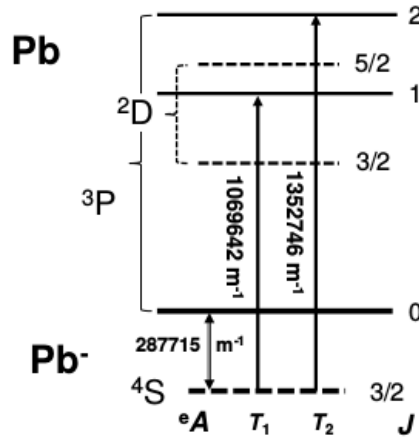


FIGURE 5.31 – Schéma des niveaux du système Pb/Pb^- . Figure extraite de la référence [62].

Les trois éléments étudiés durant ce travail font partie de la même colonne du tableau périodique, ils ont donc la même structure de niveaux. La seule évolution notable, du plus léger au plus lourd, est l'augmentation de la structure fine du neutre, qui croît de plus de deux ordres de grandeur entre le carbone et le plomb.

Montage optique

Le faisceau laser utilisé pour réaliser le photodétachement est obtenu à partir du *Coherent MBR-110* (1.5.1) fournissant une puissance d'environ 500 mW au niveau de la zone d'interaction.

Seuil T_2 L'étude du seuil T_2 aux alentours de 739 nm a été réalisée avec une cavité en configuration 97/97 (5.4.6.1). La puissance en transmission était d'environ 150 mW, et la finesse de 70. La puissance dans la zone d'interaction est estimée à 10 W.

Seuil T_1 L'étude du seuil T_1 aux alentours de 935 nm a été réalisée avec une cavité en configuration 97/HR (5.4.6.2). La puissance incidente était de 700 mW, la puissance en transmission de 15 mW et la finesse de 110. La puissance dans la zone d'interaction est estimée à 40 W.

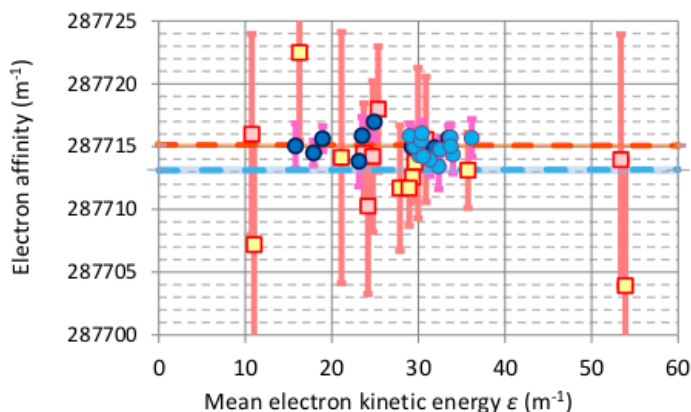


FIGURE 5.32 – Affinité électronique du plomb déduite des mesures effectuées sur le seuil T_1 (cercles) et sur le seuil T_2 (carrés). Les mesures obtenues sur le seuil T_1 sont plus précises du fait de la meilleure qualité des images obtenues avec une puissance lumineuse intracavité plus élevée. Figure extraite de [62].

Résultats

Cette étude conclut sur une mesure de l'affinité électronique du plomb à

$${}^eA(\text{Pb}) = 287715,3(40) \text{ m}^{-1} \text{ ou } 0,356722(4) \text{ eV} \quad (5.22)$$

à comparer à la mesure de référence précédente [64] qui était de

$$0,364(8) \text{ eV} \quad (5.23)$$

L'incertitude obtenue sur la mesure finale de l'affinité électronique est légèrement dégradée par rapport aux performances habituelles de la microscopie de photodétachement, ce qui est principalement dû à une grande incertitude sur le déplacement isotopique de l'affinité électronique du plomb. Le jet de Pb^- contient en effet naturellement les isotopes 206, 207 et 208 en proportions comparables. Une discussion détaillée de la dispersion isotopique de l'affinité électronique du plomb est donnée dans la référence [62], elle conclut à une incertitude de $\pm 4 m^{-1}$ permettant d'englober dans une valeur moyenne les affinités des différents isotopes.

5.7 Microscopie de photodétachement en onde p

Jusqu'à présent, la microscopie de photodétachement n'a été appliquée qu'à des éléments émettant majoritairement une onde électronique s au cours de la réaction de photodétachement. L'un des défis de la microscopie est d'étendre son champ d'action à l'étude des éléments émettant une onde p, qui représentent la majorité des éléments du tableau périodique comme on peut le voir sur la figure 5.33.

TABLEAU PÉRIODIQUE DES ÉLÉMENTS

Le tableau périodique est divisé en deux zones principales : une zone rouge encadrée à gauche et en bas, et une zone verte encadrée à droite. Les éléments bleutés sont dispersés dans les deux zones.

- Zone rouge (onde p) :** Couvre les groupes 13 à 18 (Al à Ar) et les groupes 31 à 36 (Sb à Xe), ainsi que les groupes 49 à 54 (In à Sn) et les groupes 81 à 86 (Tl à Pb).
- Zone verte (onde s) :** Couvre les groupes 11 à 12 (Cu à Zn) et les groupes 69 à 74 (Tl à Pb).
- Zone bleue (microscopie) :** Couvre les groupes 13 à 18 (Al à Ar) et les groupes 31 à 36 (Sb à Xe).

FIGURE 5.33 – Tableau périodique indiquant les éléments qui émettent une onde électronique s (encadré vert) ou p (encadré rouge) au cours de la réaction de photodétachement sur le seuil le plus bas. Les éléments bleutés correspondent à ceux qui ont déjà été soumis à la microscopie de photodétachement.

L'obtention d'interférogrammes issus d'une émission électronique en onde p (5.2.2) fut la principale motivation à l'élaboration de la configuration en cavité optique du microscope (5.4). En effet l'obtention de tels interférogrammes n'est envisageable qu'en amplifiant de plusieurs ordres de grandeur la puissance lumineuse dans la zone d'interaction du microscope par rapport à la configuration standard (5.7.1).

Le travail réalisé au cours de cette thèse a permis d'amplifier de 2 ordres de grandeurs la puissance lumineuse dans la zone d'interaction du microscope (5.6.3) et de mettre en évidence les problèmes inhérents à la production d'interférogrammes en onde p, mais ils restent pour le moment inaccessibles dans la configuration actuelle de l'instrument. On espère que les résultats développés dans cette section participeront à l'élaboration des techniques permettant de les révéler expérimentalement.

5.7.1 Loi de Wigner et difficulté de l'étude de l'émission en onde p

Comme on a vu au début de ce chapitre (5.2.1), la microscopie impose de travailler juste au-dessus du seuil de photodétachement afin de pouvoir résoudre l'interfrange du système d'anneaux produit sur le détecteur. La loi de Wigner prédit l'évolution des sections efficaces de photodétachement près du seuil en fonction de l'énergie du photon exciteur et du moment orbital de l'électron émis (figure 5.34)

$$\sigma_l(\nu) \propto (\nu - \nu_0)^{l+1/2} \quad (5.24)$$

avec $h\nu_0 = E_{atome} - E_{ion}$ l'énergie du seuil (figure 5.4) et l le moment orbital de l'électron éjecté.

La loi de Wigner [36] nous donne la loi de variation du rapport des sections efficaces entre l'onde s et l'onde p

$$\frac{\sigma_p(\nu)}{\sigma_s(\nu)} \propto \nu - \nu_0 \quad (5.25)$$

Toutes choses étant égales par ailleurs, plus on s'approche du seuil, plus le rapport des intensités lumineuses nécessaires pour obtenir un même signal de photodétachement, en onde p comme en onde s, est important. C'est la principale raison de la difficulté de l'étude de l'émission en onde p par la microscopie.

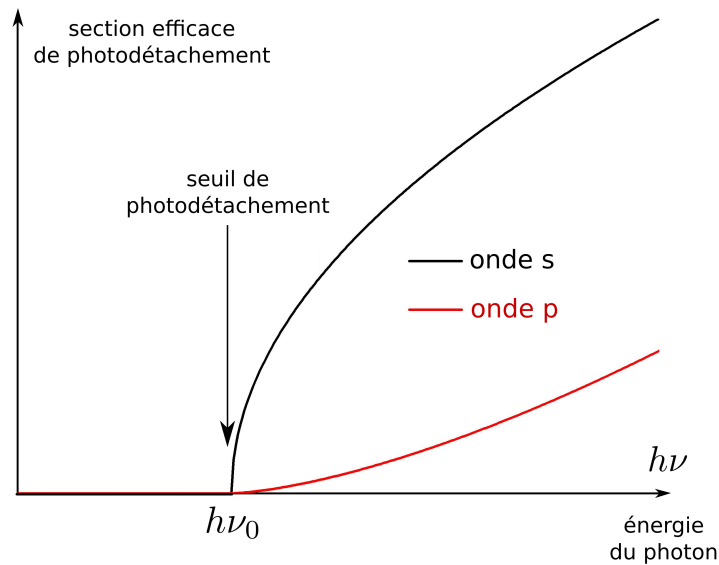


FIGURE 5.34 – Évolution de la section efficace de photodétachement en fonction de l'énergie du photon excitateur, pour une émission en onde s ou p, rapportée à une même fréquence seuil fictive ν_0 .

5.7.2 Choix de Ag^-

Le choix de l'ion argent pour l'étude de l'émission en onde p a été fait pour plusieurs raisons :

- La mesure de référence de l'affinité électronique de Ag est de $10521,3(2) \text{ cm}^{-1}$ [65], soit aux alentours de 950 nm, dans la gamme du Ti:Sa.
- La structure du système Ag^-/Ag est très simple puisque ni le niveau fondamental de l'ion, ni celui de l'atome, ne possèdent de structure fine, et on peut étudier le premier seuil de photodétachement sur la transition $^1S_0 \rightarrow ^2S_{1/2}$ [65]. Le signal utile n'est donc pas bruité par un éventuel signal de photodétachement issu des seuils inférieurs.
- Enfin la longueur d'onde utilisée n'est pas assez courte pour que le rayonnement utilisé provoque le photodétachement de l'oxygène [66], ce qui exclut également cette source de bruit. Ce dernier critère est certainement le plus déterminant car tous les jets d'ions produits par notre source contiennent de l'oxygène (1.2).

L'ion argent souffre cependant de défauts importants en tant que candidat pour la production d'interférogrammes en onde p :

- L'intensité des courants produits par notre source fait partie des plus faibles enregistrées (1.2), ce qui réduit d'autant le signal de photodétachement.

- Les cathodes d'argent produisent également un courant de Ag_2^- (5.35) dont le premier seuil de photodétachement se situe à $1,1 \text{ eV} \sim 8900 \text{ cm}^{-1}$ [67], bien en dessous du seuil de Ag^- . Le bruit produit par ce signal de photoélectrons - que nous n'avions pas envisagé - fut une circonstance aggravante pour l'observation d'un signal d'interférence en onde p.

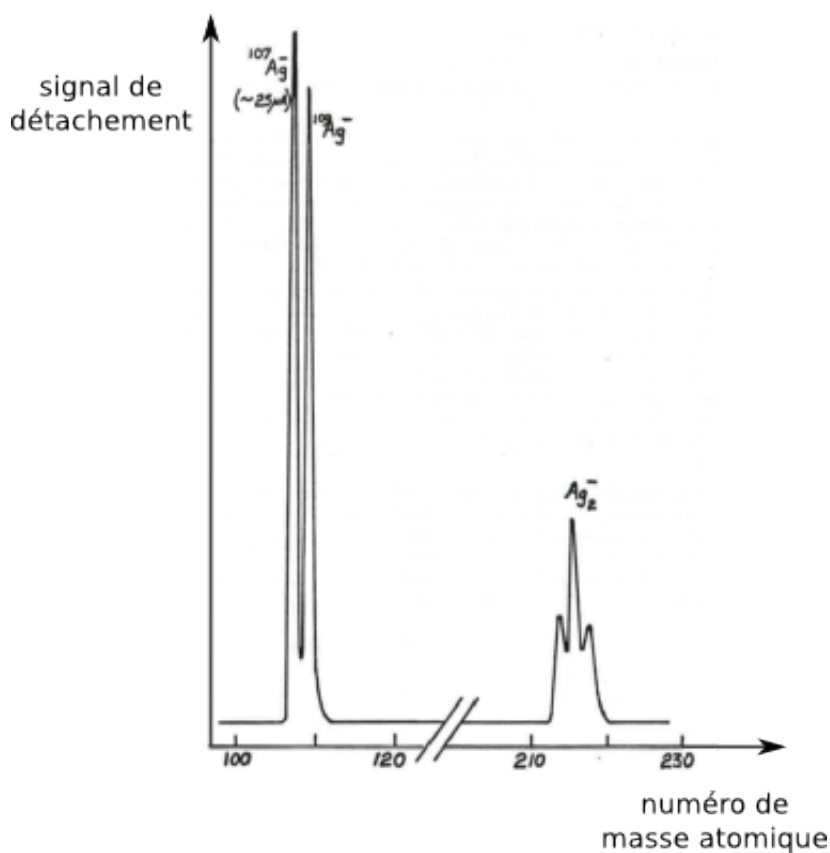


FIGURE 5.35 – Éléments produits par une cathode d'argent avec notre type de source d'ions. On peut voir que la production de Ag_2^- est non-négligeable par rapport à la production de Ag^- . Figure extraite de [68].

5.7.3 Ag^- en configuration 97/97

Une première campagne d'étude du photodétachement de Ag^- avec le microscope a été effectuée avec une cavité en configuration 97/97 (5.4.6.1).

Montage optique

Le faisceau laser est obtenu à partir du laser *Coherent MBR* (1.5.1) fournissant environ 500 mW de puissance lumineuse à l'entrée de la cavité. La puissance en transmission

a été mesurée à 150 mW, on estime donc la puissance dans la zone d'interaction à 10 W (2.138).

Jet d'ions

Le courant d'ions mesuré sur la coupe F_2 (1.1) est de quelques dizaines de pA.

Colonne de champ électrique

Les images sont obtenues pour un branchement électrique particulier de la colonne de champ électrique - les détails du schéma électrique sont présentés dans [49] - permettant de focaliser les photoélectrons sur le détecteur et d'amplifier artificiellement le rapport signal sur bruit par rapport à une configuration en champ uniforme. Cette configuration simplifie donc la tâche pour obtenir un signal sur le détecteur mais elle ne pourrait pas être utilisée pour obtenir des interférogrammes.

Résultats

Malgré l'amplification réalisée par la configuration en champ non-uniforme, le rapport signal sur bruit s'écroule dès qu'on cherche à se rapprocher du seuil de photodétachement, comme on peut le voir sur la figure 5.36. Le signal est complètement noyé dans le bruit pour une énergie cinétique des photoélectrons de l'ordre de $\epsilon = 4 \text{ cm}^{-1}$.

L'amplification du rapport signal sur bruit réalisée par la configuration en champ non-uniforme par rapport à la configuration en champ uniforme est difficile à estimer, il est donc difficile d'estimer l'amplification de la puissance lumineuse nécessaire dans la zone d'interaction pour obtenir un signal en champ uniforme.

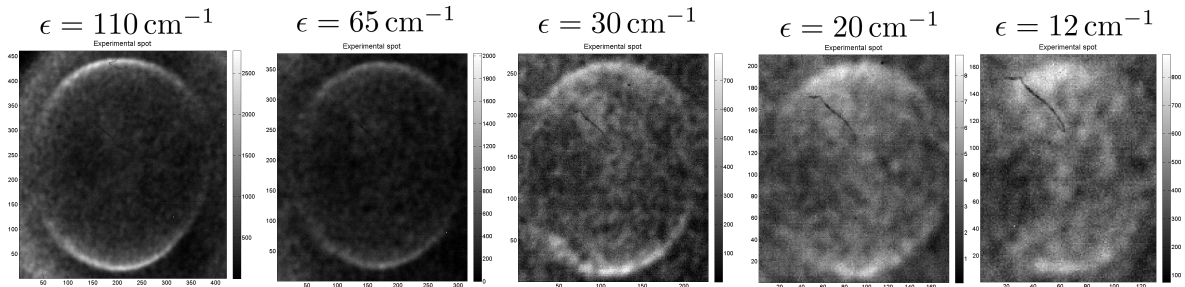


FIGURE 5.36 – Images expérimentales obtenues par photodétachement de Ag^- sur la transition $^1S_0 \rightarrow ^2S_{1/2}$, pour une direction de polarisation orthogonale à celle du champ électrique, en fonction de l'énergie cinétique initiale ϵ des photoélectrons. Une configuration de champ non-uniforme est utilisée pour obtenir ces images. On remarque la distribution dipolaire des électrons (accumulations en haut et en bas des images) caractéristique d'une émission en onde p.

5.7.4 Ag^- en configuration 97/HR

Une deuxième campagne d'étude du photodétachement de Ag^- avec le microscope a été effectuée avec une cavité en configuration 97/HR (5.4.6.2) avec un système laser plus puissant.

Montage optique

Cette campagne a fait l'objet d'un montage spécifique.

Il est constitué d'un laser Ti:Sa *M Squared Solstis* pompé par un *Newport Millennia* fournissant jusqu'à 25 W de puissance lumineuse à 532 nm. Le *Solstis* couvre toute la gamme de longueur d'onde d'un Ti:Sa sans besoin de modifier les optiques de la cavité laser.

On a obtenu une puissance maximale d'environ 7 W à 780 nm et d'environ 3 W à 950 nm en sortie du laser. L'isolation optique du laser est réalisée par le modèle *IO-5-940-HP* de *Thorlabs* centré à 940 nm.

La puissance en transmission de la cavité a été mesurée à 30 mW, on estime donc la puissance dans la zone d'interaction à 60 W (2.138).

Jet d'ions

Le courant d'ions mesuré sur la coupe F_2 (1.1) est de quelques dizaines de pA.

Résultats

Les résultats obtenus en champ non-uniforme sont très similaires à ceux obtenus dans la configuration 97/97 de la cavité. Malgré l'amplification par 6 de l'intensité lumineuse dans la zone d'interaction, nous avons été surpris de constater qu'il n'y avait pas d'amélioration notable du rapport signal sur bruit par rapport à la première campagne de mesure. Ceci nous amène à penser que l'amplification de l'intensité lumineuse dans la zone d'interaction n'a pas intensifié que le signal mais également le bruit de fond, ce qui est dû probablement au photodétachement de Ag_2^- (5.7.2) que nous n'avions pas anticipé.

Nous avons étudié la possibilité d'effectuer une sélection en masse du jet d'ions, mais le prix d'achat d'un sélecteur de masse commercial était trop élevé, d'autant qu'on aurait pu craindre une diminution du courant d'ions due à l'ajout d'un nouvel élément électrostatique avant la zone d'interaction.

Un progrès notable cependant est l'enregistrement d'un signal de photodétachement en champ uniforme - donc sans bénéficier d'une amplification du rapport signal à bruit par la configuration en champ non-uniforme - à 40 cm^{-1} au-dessus du seuil. En ne comptant

que sur l'amplification de l'intensité lumineuse dans la zone d'interaction pour atteindre le même signal de photodétachement à 1 cm^{-1} au-dessus du seuil (l'ordre de grandeur de l'énergie cinétique initiale nécessaire pour observer des interférogrammes), il faudrait en principe multiplier le flux lumineux par

$$\frac{\sigma_p(40 \text{ cm}^{-1})}{\sigma_p(1 \text{ cm}^{-1})} = 40^{3/2} \sim 250 \quad (5.26)$$

et donc obtenir des intensités lumineuses de l'ordre de $250 \times 60 \text{ W} = 15 \text{ kW}$. Cet ordre de puissance lumineuse stockée n'est pas hors de portée puisque nous avons pu l'atteindre dans le cadre de la saturation du photodétachement d'un jet d'ions (chapitre 3).

5.7.5 Perspectives

Sans modifications importantes du montage - par exemple en montant une cavité interne à la chambre à vide (5.4.9) - l'intensification de la puissance lumineuse dans la zone d'interaction semble difficile du fait de pertes intracavité trop importantes, et qu'il ne semble pas exister de sources laser adaptées beaucoup plus puissantes que celle que nous avons utilisée lors de cette campagne.

Il semble donc que la piste la plus prometteuse à moyen terme pour permettre l'intensification du signal de photodétachement soit dans l'amélioration de la qualité du jet d'ions, qui doit être plus intense et plus pur.

5.7.5.1 Étude de l'onde p sur H^-

H^- semble être le candidat le plus prometteur pour la suite de l'évolution de la microscopie de photodétachement en onde p :

- H^- fait partie des ions les plus faciles à produire avec notre source, les courants mesurés sont parmi les plus élevés (figure 1.2). D'après les mesures de courants effectuées sur notre montage, on peut espérer un gain d'un facteur 30 sur le courant par rapport à Ag^- .
- Notre source produit des jets de H^- très purs, comme on peut le voir sur la figure 5.37. On peut exclure de nos considérations toute pollution par H_2^- car sa production est très difficile. En témoigne le fait que le premier spectre de photodétachement de cette molécule n'a été réalisé que très récemment [69].
- La mesure de référence de l'affinité électronique de H est de $6082,99(15) \text{ cm}^{-1}$ [70], aux alentours de $1,64 \mu\text{m}$, donc bien inférieure au seuil de photodétachement de O^- .

Cette expérience nécessiterait l'acquisition ou la construction d'une source laser accordable à $1,64 \mu\text{m}$ fournissant environ 1 W de puissance lumineuse, ainsi qu'un jeu de

miroirs permettant de monter une cavité en configuration 97/HR (5.4.6.2) aux alentours de cette longueur d'onde.

Il serait également judicieux de réaliser au préalable une étude en temps de vol (1.6) de façon à s'assurer de la composition du jet.

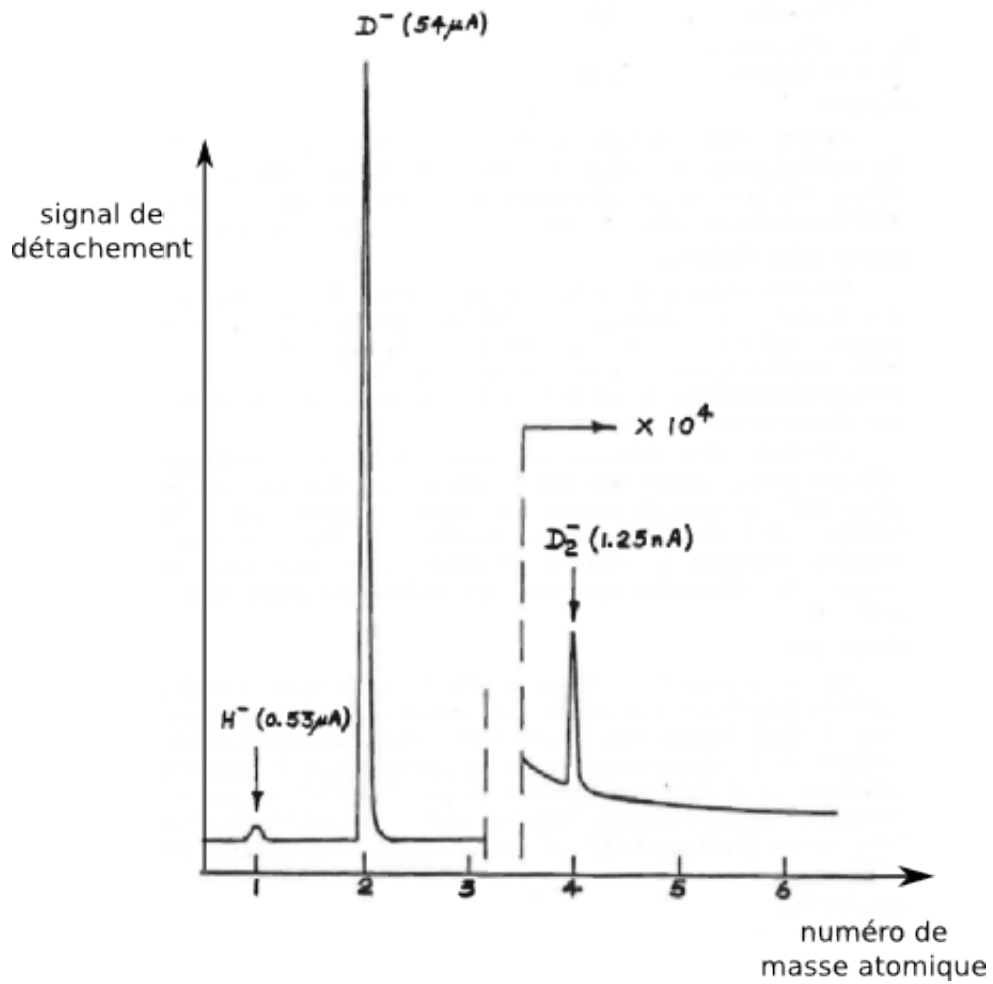


FIGURE 5.37 – Éléments produits par une cathode de deutérium avec notre type de source d'ions. Figure extraite de [68].

Conclusion

La microscopie de photodétachement a permis au cours de ces trois dernières années de consolider les données spectroscopiques sur les ions négatifs. Les précisions sur les mesures des affinités électroniques du carbone et du germanium ont été améliorées d'un ordre de grandeur par rapport aux mesures précédentes ; et celle sur l'affinité électronique du plomb a été améliorée de trois ordres de grandeur. Les incertitudes sur ces énergies sont désormais de l'ordre du μeV . Le microscope a également produit la première mesure du déplacement isotopique de l'affinité électronique du carbone, qui confirme des calculs théoriques *ab initio* effectués en 2011.

En parallèle de cette production de résultats, une large part de notre temps a été consacrée à un travail de fond visant au développement de techniques expérimentales pour amplifier la réaction de photodétachement. Deux voies principales ont été explorées : la modification de la section efficace en présence d'un champ magnétique, et l'amplification du flux de photons produisant la réaction.

Les difficultés de mise en œuvre du photodétachement d'un jet d'ions en présence d'un champ magnétique ne nous permettent pas, à l'heure actuelle, de placer la modification de la section efficace comme la technique la plus prometteuse pour réaliser une amplification efficace du nombre d'événements produits. Néanmoins les essais effectués et les outils d'analyse mis en place nous ont permis de dresser un aperçu général des difficultés inhérentes à cette méthode, ainsi que les perspectives de son évolution.

La technique du stockage de lumière en cavité optique semble être la plus prometteuse à moyen terme pour obtenir une amplification significative du processus de photodétachement.

Dans le cadre du projet SIPHORE, nous avons réalisé le stockage d'une puissance lumineuse de l'ordre de la dizaine de kilowatts en cavité. Nous avons ainsi atteint les objectifs fixés pour réaliser la neutralisation d'un jet continu d'ions négatifs d'énergie cinétique de l'ordre du keV avec une efficacité d'environ 70 %. Le montage de cette cavité autour du jet d'ions est en cours. Nous espérons aboutir, dans les prochains mois, à la première démonstration expérimentale du principe de la photoneutralisation d'un jet rapide d'ions négatifs, ouvrant la voie vers une nouvelle génération d'injecteurs de neutres rapides pour la fusion thermonucléaire contrôlée.

Le stockage de lumière en cavité a également prouvé son efficacité dans le cadre de la

microscopie de photodétachement, en permettant de gagner près de deux ordres de grandeur sur la puissance lumineuse dans la zone d'interaction de l'instrument. Nous avons démontré que notre nouveau montage produisait des mesures d'affinités électroniques sans perte de précision par rapport au montage standard, tout en élargissant le champ d'application de la microscopie. La mise en place de cette technique a en effet été déterminante pour obtenir notre mesure de l'affinité électronique du plomb. À cela s'ajoutent des perspectives d'évolution prometteuses. La modification de la configuration de champ électrostatique utilisée devrait permettre de produire des interférogrammes d'une qualité comparable - voire supérieure - à ceux produits par le montage standard, et la mise en place d'une cavité interne à la chambre à vide devrait permettre de gagner plusieurs ordres de grandeur sur la puissance lumineuse stockée dans la zone d'interaction. Nous espérons que les évolutions apportées au microscope de photodétachement au cours de ce travail permettront d'avancer vers l'observation d'interférogrammes issus d'une émission électronique en onde p.

Annexes

Calcul de l'élargissement des résonances de Landau par effet Stark motionnel

Cette annexe présente le détail des calculs menant à la détermination de la section efficace de photodétachement proche du seuil - pour les 3 premiers niveaux de Landau - à partir du résultat donné par la formule (27) de la référence [38] donnant l'expression du terme de la section efficace correspondant à un niveau de Landau n pour une vitesse transverse v_{\perp} des ions

$$\sigma_n(\nu, B, v_{\perp}) \propto \frac{\nu B^{1/4}}{v_{\perp}^{1/2}} \int_0^{\infty} t^{-1/2} |\psi_n(z_n(\nu) + t)|^2 dt \quad (5.27)$$

avec (formule (19) et (25) de la référence)

$$\psi_n(q) \equiv \left[\frac{eB}{\pi \hbar (2^n n!)^2} \right]^{1/4} e^{-q^2/2} H_n(q) \quad (5.28)$$

avec H_n le polynôme d'Hermite d'ordre n , et

$$z_n(\nu) \equiv \frac{1}{v_{\perp} \sqrt{eB\hbar}} \left[h(\nu_0 - \nu) + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \right] \quad (5.29)$$

Ce terme peut être réécrit sous la forme

$$\sigma_n(\nu, B, v_{\perp}) \propto \frac{\nu B^{3/4}}{v_{\perp}^{1/2}} \frac{J_n(z_n)}{2^n n!} \quad (5.30)$$

avec

$$J_n(z_n) \equiv \int_0^{\infty} t^{-1/2} e^{-(z_n+t)^2} H_n^2(z_n+t) dt \quad (5.31)$$

Pour chaque niveau de Landau considéré, il faut donc calculer cette intégrale.

Le résultat final est donné par la somme de ces différents termes

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \dots \quad (5.32)$$

La complication des calculs croissant très vite avec le nombre de termes, nous nous contenterons de considérer les 3 premiers niveaux de Landau au-dessus du seuil de photodétachement.

Calcul de l'intégrale

Le calcul de l'intégrale se fait à l'aide du résultat donné dans [44], page 328

$$I(\lambda, z) \equiv \int_0^\infty u^{\lambda-1} e^{-\left(\frac{u}{2} + zu\right)^2} du = e^{z^2/4} D_{-\lambda}(z) \Gamma(\lambda) \quad (5.33)$$

avec $\text{Re}(\lambda) > 0$. Γ est la fonction gamma et D la fonction cylindre parabolique.

En utilisant la relation

$$\frac{u^2}{2} + zu = \frac{1}{2}(z+u)^2 - \frac{z^2}{2} \quad (5.34)$$

on peut mettre cette intégrale sous la forme

$$I(\lambda, z) = e^{z^2/2} \int_0^\infty u^{\lambda-1} e^{-\frac{1}{2}(z+u)^2} du \quad (5.35)$$

puis en effectuant le changement de variable $t = u/\sqrt{2}$ on obtient

$$I(\lambda, z) = e^{z^2} 2^{\lambda/2} \int_0^\infty t^{\lambda-1} e^{-\frac{1}{2}(z+\sqrt{2}t)^2} dt \quad (5.36)$$

et

$$I(\lambda, \sqrt{2}z) = e^{z^2} 2^{\lambda/2} K(\lambda, z) \quad (5.37)$$

avec

$$K(\lambda, z) \equiv \int_0^\infty t^{\lambda-1} e^{-(z+t)^2} dt \quad (5.38)$$

On a donc

$$K(\lambda, z) = 2^{-\lambda/2} \Gamma(\lambda) e^{-z^2/2} D_{-\lambda}(\sqrt{2}z) \quad (5.39)$$

Calcul de σ_0

$$J_0(z_0) = \int_0^\infty t^{-1/2} e^{-(z_0+t)^2} dt = K\left(\frac{1}{2}, z_0\right) \quad (5.40)$$

Calcul de σ_1

$$H_1^2(z_1 + t) = 4(z_1 + t)^2 = 4z_1^2 + 8z_1t + 4t^2 \quad (5.41)$$

On a donc

$$J_1(z_1) = 4z_1^2 K\left(\frac{1}{2}, z_1\right) + 8z_1 K\left(\frac{3}{2}, z_1\right) + 4K\left(\frac{5}{2}, z_1\right) \quad (5.42)$$

$$\sigma_1(\nu, B, v_\perp) \propto \frac{\nu B^{3/4}}{v_\perp^{1/2}} \left[2z_1^2 K\left(\frac{1}{2}, z_1\right) + 4z_1 K\left(\frac{3}{2}, z_1\right) + 2K\left(\frac{5}{2}, z_1\right) \right] \quad (5.43)$$

Calcul de σ_2

$$H_2^2(z_2 + t) = [4(z_2 + t)^2 - 2]^2 = (16z_2^4 - 16z_2^2 + 4) + (64z_2^3 - 32z_2)t + (96z_2^2 - 16)t^2 + 64z_2t^3 + 16t^4 \quad (5.44)$$

$$\begin{aligned} J_2(z_2) &= (16z_2^4 - 16z_2^2 + 4) K\left(\frac{1}{2}, z_2\right) + (64z_2^3 - 32z_2) K\left(\frac{3}{2}, z_2\right) \\ &+ (96z_2^2 - 16) K\left(\frac{5}{2}, z_2\right) + 64z_2 K\left(\frac{7}{2}, z_2\right) + 16K\left(\frac{9}{2}, z_2\right) \end{aligned} \quad (5.45)$$

$$\begin{aligned} \sigma_2(\nu, B, v_\perp) &\propto \frac{\nu B^{3/4}}{8v_\perp^{1/2}} \left[(16z_2^4 - 16z_2^2 + 4) K\left(\frac{1}{2}, z_2\right) + (64z_2^3 - 32z_2) K\left(\frac{3}{2}, z_2\right) \right. \\ &\left. + (96z_2^2 - 16) K\left(\frac{5}{2}, z_2\right) + 64z_2 K\left(\frac{7}{2}, z_2\right) + 16K\left(\frac{9}{2}, z_2\right) \right] \end{aligned} \quad (5.46)$$

Les résultats de ces calculs - obtenus à l'aide d'un logiciel de calcul formel - sont présentés sur les figures 4.5 et 4.6 pour différentes conditions expérimentales.

Programme Simion de simulation de la colonne de champ non-uniforme

Ce programme est inspiré de celui donné en annexe de la référence [57].

colonne.lua (programme d'optimisation des potentiels)

```
--[[
On a besoin du fichier colonne.gem (dans le même dossier) qui
définit les électrodes et la géométrie de la colonne.
Lorsqu'on parle d'un numéro d'électrode dans les commentaires (si
non précisé) il s'agit de l'électrode réelle (numéro électrode
Simion = numéro électrode réelle + 1).
On dispose de 3 variables d'ajustement : V0, V9 et VR.
VR est donné comme contrainte par l'utilisateur, ce n'est donc pas
un paramètre à optimiser.
Les paramètres à optimiser sont V0 et V9.
La contrainte  $(V2+V3)/2 = VR$  est imposée par le programme.
--]]

simion.workbench_program()
adjustable VR = -700 — Potentiel du ralentisseur et de la
chemise extérieure [V]
adjustable V0 = -720 — Potentiel de l'électrode 0 [V]
adjustable V0step = 0 — Taille du pas pour l'optimisation de
V0 [V]
adjustable V9 = -500 — Potentiel de l'électrode 9, de la
chemise interne et des cylindres extérieurs de la lentille [
V]
adjustable V9step = 0 — Taille du pas pour l'optimisation de
V9 [V]
adjustable VL = -700 — Potentiel de la lentille [V]
adjustable VLstep = 0 — Taille du pas pour l'optimisation de
VL [V]
adjustable Robjectif = 0 — Rayon de l'anneau qu'on cherche à
obtenir [mm]
adjustable lambda = 0 — Paramètre servant à favoriser la
dispersion minimale des électrons ou le diamètre cherché (
lambda = 0 : on cherche à minimiser uniquement la dispersion
; lambda >> 1 : on cherche à se rapprocher au plus près du
rayon souhaité Robjectif; lambda = 10 bon compromis)

— Nombre d'angles d'éjection initiaux/de positions initiales (
dépend des conditions initiales qu'on se donne)
local NmbAngles = 2
local NmbPositions = 3

— Vitesse d'entraînement
adjustable VitesseEntrainement = 0 — Vitesse d'entraînement [m
/s]

local SimplexOptimizer = require "simionx.SimplexOptimizer"
```

```

local opt — Objet optimiseur (à ce stade il vaut nil)

local iter = 0 — Numéro d'itération

local V = {} — Tableau contenant les potentiels des électrodes
                (numéros Simion)
— Tableau contenant les angles d'éjection initiaux de chaque
  électron
— Si angle vaut 1 (respectivement 2) cela correspond à un
  angle réel de 45 (resp. -45) degrés      local angle = {}

— Fonction appelée lors de la creation de chaque ion
function segment.initialize()
  — Prise en compte de la vitesse d'entraînement
  ion_vy_mm = ion_vy_mm + 1e-3*VitesseEntrainement

  if (V0step ~= 0) or (V9step ~= 0) or (VLstep ~= 0) then
    sim_trajectory_image_control = 3 — On ne montre/
    enregistre pas les trajectoires pendant l'
    optimisation (pas de droit en écriture dans cette
    variable dans init_p_values)
  end
end

— Calcul des potentiels de toute la colonne (fonction appelée
à chaque run)
function segment.init_p_values()
  if (V0step ~= 0) or (V9step ~= 0) or (VLstep ~= 0) then —
  Optimisation enclenchée
    if not opt then — Premier run
      opt = SimplexOptimizer {start = {V0, V9, VL}, step
        = {V0step, V9step, VLstep}, minradius = 1e-2}
    end

    V0, V9, VL = opt:values() — On donne à V0, V9 et VL
    les valeurs que l'optimiseur veut tester au prochain
    run
    iter = iter + 1
  end

  local V5 = (12*VR-7*V0)/5 — Contrainte (V2+V3)/2 = VR
  local dVA = V5 - V0 — Différence de potentiels de la zone
    d'accélération
  local dVE = V9 - V5 — Différence de potentiels de la zone
    d'extraction

  — Calculs des potentiels

```

```

    — Les résistances interélectrodes entre les électrodes
       0 et 3 sont de 100kOhms
    — Les résistances interélectrodes entre les électrodes
       4 et 9 sont de 150kOhms
V[0] = V0
V[1] = V0 + dVA/6
V[2] = V0 + dVA/3
V[3] = V0 + dVA/2
V[4] = V0 + 3*dVA/4
V[5] = V5
V[6] = V5 + dVE/4
V[7] = V5 + dVE/2
V[8] = V5 + 3*dVE/4
V[9] = V9
V[100] = VR
V[110] = VL

for n = 0, 9 do
    adj_elect[n + 1] = V[n]
end

adj_elect[100] = V[100]
adj_elect[110] = V[110]
end

— Calcul du nombre d'électrons
local NmbElectrons = NmbAngles * NmbPositions
local y = {} — Tableau destiné à contenir les positions
              finales des électrons

— Fonction appelée à la fin de chaque run (i.e. quand tous les
  ions se sont écrasés) et pour chaque ion
function segment.terminate()
    local n = ion_number — ion_number démarre à 1. Il
                          correspond à l'ordre dans lequel les électrons sont
                          définis dans le fichier .fly2
    y[n] = ion_py_mm
    if n < NmbElectrons then return end — On revient au début
    de la fonction jusqu'à ce que n = NmbElectrons

    local Py = {} — Positions finales moyennes
    local Dy = {} — Dispersion des positions finales

for a = 1, NmbAngles do — angles initiaux (a=1 : 45degrés,
    a=2 : -45degrés)
    local miny, maxy = math.huge, -math.huge

```

```

for p = 0, NmbPositions - 1 do — positions initiales (
  p=0 : y=1, p=1 : y=0, p=2 : y=-1)
  local yap = y[NmbAngles * p + a]
  miny, maxy = min(miny, yap), max(maxy, yap)
end

Py[a] = (maxy + miny)/2 — Position moyenne pour l'
  angle a
Dy[a] = maxy - miny — Dispersion maximale pour l'angle
  a
end

— Rayon et centre de l'anneau
local rayon = math.abs(Py[1]-Py[2])/2
local centre = (Py[1]+Py[2])/2

— Dispersion maximale en position sur le détecteur
local maxDy = 0

for a = 1, NmbAngles do
  maxDy = max(maxDy, Dy[a])
end

— Gestion du bouclage et de la fin de l'optimisation
if (V0step ~= 0) or (V9step ~= 0) or (VLstep ~= 0) then —
  Optimisation enclenchée
  if opt:running() then
    opt:result(maxDy + lambda*math.abs(rayon -
      Robjectif))
    sim_rerun_flym = 1 — Si l'optimiseur n'a pas
      terminé on relance un run
  else
    V0step, V9step, VLstep = 0, 0, 0 — On stoppe l'
      optimisation
    sim_trajectory_image_control = 0 — On montre
      les trajectoires et on les enregistre
  end
else
  sim_rerun_flym = 0 — Si on n'a pas activé l'
    optimisation pas de nouveau run
  sim_trajectory_image_control = 0
end

— Affichage dans les logs
print("----- Iteration", iter, " -----")
print("V0", V[0], "V")
print("V5", V[5], "V")

```

```

    print("V9", V[9], "V")
    print("VR", V[100], "V")
    print("VL", V[110], "V")
    print("Centre de l'anneau (axe y)", centre, "mm")
    print("Rayon de l'anneau", rayon, "mm")
    print("Dispersion maximale", maxDy, "mm")

    sim_retain_changed_potentials = 1
end

```

1cm-1.fly2 (fichier définissant les sources d'électrons)

```

particles {
  coordinates = 0,
  standard_beam {
    n = 1,
    tob = 0,
    mass = 0.000548579903,
    charge = -1,
    ke = 0.000124,
    cwf = 1,
    color = 1,
    direction = vector(1, 1, 0),
    position = vector(51, 1, 0)
  },
  standard_beam {
    n = 1,
    tob = 0,
    mass = 0.000548579903,
    charge = -1,
    ke = 0.000124,
    cwf = 1,
    color = 2,
    direction = vector(1, -1, 0),
    position = vector(51, 1, 0)
  },
  standard_beam {
    n = 1,
    tob = 0,
    mass = 0.000548579903,
    charge = -1,
    ke = 0.000124,
    cwf = 1,
    color = 1,
    direction = vector(1, 1, 0),
    position = vector(50.5, 0, 0)
  },
  standard_beam {
    n = 1,
    tob = 0,
    mass = 0.000548579903,
    charge = -1,

```

```

        ke = 0.000124,
        cwf = 1,
        color = 2,
        direction = vector(1, -1, 0),
        position = vector(50.5, 0, 0)
    },
    standard_beam {
        n = 1,
        tob = 0,
        mass = 0.000548579903,
        charge = -1,
        ke = 0.000124,
        cwf = 1,
        color = 1,
        direction = vector(1, 1, 0),
        position = vector(50, -1, 0)
    },
    standard_beam {
        n = 1,
        tob = 0,
        mass = 0.000548579903,
        charge = -1,
        ke = 0.000124,
        cwf = 1,
        color = 2,
        direction = vector(1, -1, 0),
        position = vector(50, -1, 0)
    }
}

```

colonne.gem (fichier principal définissant la géométrie de la colonne)

```

; attention à la numérotation des plaques :
; numéro électrode Simion = numéro plaque + 1

pa_define(611,161,1,cylindrical,electrostatic)

electrode(1) {
    locate(16) {
        include(electrode0)
    }
}

electrode(2) {
    locate(23) {
        include(electrode1)
    }
}

electrode(3) {
    locate(37) {

```

```

        include(electrode2)
    }
}

electrode(4) {
    locate(51) {
        include(electrode3)
    }
}

electrode(5) {
    locate(68) {
        include(electrodeStandard)
    }
}

electrode(6) {
    locate(89) {
        include(electrodeStandard)
    }
}

electrode(7) {
    locate(110) {
        include(electrodeStandard)
    }
}

electrode(8) {
    locate(131) {
        include(electrodeStandard)
    }
}

electrode(9) {
    locate(152) {
        include(electrodeStandard)
    }
}

electrode(10) {
    locate(173) {
        include(electrodeStandard)
    }
}

; blindage accélérateur-lentille
electrode(10) {
    locate(194) {
        include(blindage1)
    }
}
}

```

```

locate(253) {
    include(lentille)
}

; blindage lentille-décteur
electrode(10) {
    locate(350) {
        include(blindage2)
    }
}

; plan du détecteur
electrode(10) {
    locate(607) {
        include(detecteur)
    }
}

; chemise de u-métal
electrode(100) {
    include(chemiseExterne)
}

```

electrode0.gem

```

fill {
    within {box(0,45,6,60)}
    within {box(3,9,4,44)}
}

```

electrode1.gem

```

fill {
    within {box(0,45,13,60)}
    within {box(6,9,7,44)}
}

```

electrode2.gem

```

fill {
    within {box(0,45,13,60)}
    within {box(6,12,7,44)}
}

```

electrode3.gem

```

fill {
    within {box(0,45,16,60)}
    within {box(6,14,7,44)}
}

```


electrodeStandard.gem

```
; dessine les électrodes 4 à 9
fill {
  within {box(0,45,20,60)}
  within {box(10,14,11,44)}
}
```

blindage1.gem

```
; dessine le blindage entre l'accélérateur et la lentille (diamètre 40 mm)
fill {
  within {box(0,22,2,60)}
  within {box(0,20,58,22)}
  within {box(56,22,58,60)}
}
```

blindage2.gem

```
; dessine le blindage entre la lentille et le détecteur (diamètre 80 mm)
fill {
  within {box(0,42,2,60)}
  within {box(0,40,242,42)}
  within {box(240,42,242,60)}
}
```

lentille.gem

```
; dessine les 3 cylindres constituant la lentille
electrode(10) {
  locate(0) {
    include(cylindre)
  }
}
electrode(110) {
  locate(33) {
    include(cylindre)
  }
}
electrode(10) {
  locate(66) {
    include(cylindre)
  }
}
```

cylindre.gem

```
; dessine un cylindre de 30 mm de diamètre
fill {
  within {box(0,15,5,40)}
```

```
    within {box(5,15,25,17)}  
    within {box(25,15,30,40)}  
}
```

detecteur.gem

```
; dessine le plan du détecteur  
fill {  
    within {box(0,0,1,60)}  
}
```

chemiseExterne.gem

```
; dessine la chemise u-métal (au potentiel du ralentisseur)  
fill {  
    within {box(0,70,620,71)} ; cylindre  
    within {box(0,0,1,69)} ; fond de la chemise  
}
```

Bibliographie

- [1] E. Hetch, *Optics*, Addison Wesley, 4e édition (2002)
- [2] A. Trenkwalder, *Design of a Resonator Enhanced Optical Dipole Trap for Fermionic Mixtures*, diploma thesis, University of Innsbruck (2007)
- [3] H. Kogelnik et T. Li, *Laser Beams and Resonators*, Applied Optics, **5**, 10 (1966)
- [4] T.W. Hänsch et B. Couillaud, *Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity*, Optics Communications **35**, 3 (1980)
- [5] R. C. Jones, *A New Calculus for the Treatment of Optical Systems*, J. Opt. Soc. Am. **27**, 420 (1941)
- [6] E. D. Black, *An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization*, Am. J. Phys. **69**, 1 (2000)
- [7] R. W. P. Drever *et al.*, *Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator*, Appl. Phys. B **31**, 97-105 (1983)
- [8] D. Z. Anderson, *Alignment of resonant optical cavities*, Applied Optics **23**, 17 (1984)
- [9] R. Hauck *et al.*, *Misalignment sensitivity of optical resonators*, Applied Optics **19**, 4 (1980)
- [10] M. Vandevraye, *Microscopie et spectroscopie de photodétachement; mesure de la section efficace de photodétachement de H^- à 1064nm par observation du comportement asymptotique du régime saturé*, thèse de l'université Paris-Sud XI, Orsay (2013)
- [11] D. Fiorucci, *Feasibility study of an optical resonator for applications in neutral-beam injection systems for the next generation of nuclear fusion reactors*, thèse de l'université Nice Sophia Antipolis (2015)
- [12] <http://www.iter.org/fr/faq>
- [13] H. Zohm *et al.*, *On the physics guidelines for a tokamak DEMO*, Nucl. Fusion **55**, 123020 (2013)
- [14] W. Chaibi *et al.*, *Photo-neutralization of Negative Ion Beam for Future Fusion Reactor*, AIP Conf. Proc. **1097**, 385 (2009)
- [15] A. Simonin *et al.*, *SIPHORE : Conceptual Study of a High Efficiency Neutral Beam Injector Based on Photo-detachment for Future Fusion Reactors*, AIP Conf. Proc. **1390**, 494 (2011)

- [16] A. Simonin *et al.*, *R&D around a photoneutralizer-based NBI system (Siphore) in view of a DEMO Tokamak steady state fusion reactor*, Nucl. Fusion **55**, 123020 (2015)
- [17] R. Hemsworth *et al.*, *Status of the ITER heating neutral beam system*, Nucl. Fusion **49**, 045006 (2009)
- [18] J. Pamela *et al.*, *Efficiency and availability driven R&D issues for DEMO*, Fusion Eng. Des. **84**, 194-204 (2009)
- [19] M. Vandevraye *et al.*, *Laser measurement of the photodetachment cross section of H^- at the wavelength 1064 nm*, Phys. Rev. A **90**, 013411 (2014)
- [20] M. Génévriez et X. Urbain, *Animated-beam measurement of the photodetachment cross section of H^-* , Phys. Rev. A **91**, 033403 (2015)
- [21] D. Fiorucci *et al.*, *Thermal effects in high power cavities for photoneutralization of D^- beams in future neutral beam injectors*, AIP Conf. Proc. **1655**, 050010 (2015)
- [22] H. Carstens *et al.*, *Megawatt-scale average-power ultrashort pulses in an enhancement cavity*, Opt. Lett. **39**, 9 (2014)
- [23] S. J. Smith et D. S. Burch, *Photodetachment cross section of the negative hydrogen ion*, Phys. Rev. Lett. **2**, 4 (1959)
- [24] S. J. Smith et D. S. Burch, *Relative Measurement of the Photodetachment Cross Section of H^-* , Phys. Rev. **116**, 5 (1959)
- [25] L. M. Branscomb et S. J. Smith, *Experimental Cross Section for Photodetachment of Electrons from H^- and D^-* , Phys. Rev. **98**, 4 (1955)
- [26] S. Chandrasekhar, *On the continuous absorption coefficient of the negative hydrogen ion*, Astrophys. J. **102**, 395 (1945)
- [27] M. Venuti et P. Decleva, *Convergent multichannel continuum states by a general configuration interaction expansion in a B-spline basis : application to H^- photo-detachment*, J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. **30**, 4839-4859 (1997)
- [28] www.ipgphotonics.com
- [29] www.pelletron.com
- [30] G. T. Caskey *et al.*, *A simple negative-ion sputter source*, Nucl. Instr. and Meth. **157**, 1-7 (1978)
- [31] R. Middleton, *A versatile high intensity negative ion source*, Nucl. Instr. and Meth. **214**, 139-150 (1983)
- [32] J. H. Billen, *Emittance calculations and measurements for a sputter-type negative-ion source*, Nucl. Instr. and Meth. **220**, 225-250 (1983)
- [33] B. P. Abbott *et al.*, *Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger*, Phys. Rev. Lett. **116**, 061102 (2016)
- [34] L. Cabaret et C. Drag, *Highly scannable injection seeded nanosecond Ti :sapphire ring laser*, Eur. Phys. J. Appl. Phys. **51**, 20702 (2010)
- [35] C. Cohen Tannoudji *et al.*, *Mécanique Quantique*, éditions Hermann (1973)

- [36] E. P. Wigner, *On the Behavior of Cross Sections Near Thresholds*, Phys. Rev. **73**, 9 (1948)
- [37] W. A. Blumberg *et al.*, *Precision Laser Photodetachment Spectroscopy in Magnetic Fields*, Phys. Rev. Lett. **40**, 20 (1978)
- [38] W. A. Blumberg *et al.*, *Theory of the photodetachment of negative ions in a magnetic field*, Phys. Rev. A **19**, 2 (1979)
- [39] D. J. Larson et R. Stoneman, *Photodetachment of atomic negative ions near threshold in a magnetic field*, Phys. Rev. A **31**, 4 (1985)
- [40] C. H. Greene, *Negative-ion photodetachment in a weak magnetic field*, Phys. Rev. A **36**, 9 (1987)
- [41] H. F. Krause, *Observation of Landau Resonances Well Above Threshold in a High-Resolution ($\Delta f = 70$ MHz) Laser Photodetachment Study of O^-* , Phys. Rev. Lett. **64**, 15 (1990)
- [42] D. A. Varshalovich *et al.*, *Quantum Theory of Angular Momentum*, World Scientific (1988)
- [43] B. R. Judd, *Operator Techniques in Atomic Spectroscopy*, Princeton University Press (1998)
- [44] A. Magnus *et al.*, *Formulas and Theorems for the Special Functions of Mathematical Physics*, Springer-Verlag (1966)
- [45] J. N. Yukich *et al.*, *Observed photodetachment in parallel electric and magnetic fields*, Phys. Rev. A **68**, 033412 (2003)
- [46] D. M. Neumark *et al.*, *Laser photodetachment measurement of the electron affinity of atomic oxygen*, Phys. Rev. A **32**, 3 (1985)
- [47] C. Valli, *Microscopie de photodétachement de O^- et F^- : mesure des affinités électroniques et des déphasages par imagerie de fonction d'onde*, thèse de l'université Paris-Sud XI, Orsay (1999)
- [48] F. Goldfarb, *Microscopie de photodétachement de Si^- et OH^- . Spectroscopie μeV par imagerie de fonction d'onde pour un test de validité du modèle de l'électron libre*, thèse de l'université Paris-Sud XI, Orsay (2003)
- [49] W. Chaibi, *Microscopie de photodétachement : rôle du gradient de champ électrique et effet du champ magnétique*, thèse de l'université Paris-Sud XI, Orsay (2006)
- [50] Y. N. Demkov *et al.*, *Interference of electrons resulting from the photoionization of an atom in an electric field*, JETP Lett. **34**, 403–405 (1981)
- [51] C. Blondel *et al.*, *The Photodetachment Microscope*, Phys. Rev. Lett. **77**, 18 (1996)
- [52] C. Valli *et al.*, *Measuring electron affinities with the photodetachment microscope*, Phys. Rev. A **59**, 5 (1999)
- [53] C. Bracher *et al.*, *Three-dimensional tunneling in quantum ballistic motion*, Am. J. Phys. **66**, 38 (1998)
- [54] C. Bracher *et al.*, *Ballistic matter waves with angular momentum : Exact solutions and applications*, Phys. Rev. A **67**, 043601 (2003)

- [55] C. Drag, *Sources optiques cohérentes pour la spectroscopie. Développements de la microscopie de photodétachement*, mémoire d'HDR de l'université Paris-Sud XI, Orsay (2010)
- [56] A. T. J. B. Eppink et D. H. Parker, *Velocity map imaging of ions and electrons using electrostatic lenses : Application in photoelectron and photofragment ion imaging of molecular oxygen*, Rev. Sci. Instrum. **68**, 9 (1997)
- [57] M. Ryazanov, *Design and implementation of an apparatus for sliced velocity map imaging of H atoms* (2012)
- [58] F. Lépine *et al.*, *Atomic photoionization processes under magnification*, Phys. Rev. A **70**, 033417 (2004)
- [59] C. Valli *et al.*, *Measuring electron affinities with the photodetachment microscope*, Phys. Rev. A **59**, 5 (1999)
- [60] D. Bresteau *et al.*, *Intra-cavity photodetachment microscopy and the electron affinity of germanium*, J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. **48**, 125001 (2015)
- [61] D. Bresteau *et al.*, *Isotope shift of the electron affinity of carbon measured by photodetachment microscopy*, Phys. Rev. A **93**, 013414 (2016)
- [62] D. Bresteau *et al.*, *The electron affinity of lead measured by photodetachment microscopy*, en cours de rédaction
- [63] T. Carette et M. R. Godefroid, *Theoretical study of the C^- $^4S_{3/2}^0$ and $^2D_{3/2,5/2}^0$ bound states and C ground configuration : Fine and hyperfine structures, isotope shifts, and transition probabilities*, Phys. Rev. A **83**, 062505 (2011)
- [64] C. S. Feigerle *et al.*, *Electron affinities of B, Al, Bi and Pb*, J. Chem. Phys. **74**, 2 (1981)
- [65] R. C. Bilodeau *et al.*, *Infrared laser photodetachment of transition metal negative ions : studies on Cr^- , Mo^- , Cu^- and Ag^-* , J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. **31**, 3885-3891 (1998)
- [66] C. Blondel *et al.*, *Electron affinities of ^{16}O , ^{17}O , ^{18}O , the fine structure of $^{16}O^-$, and the hyperfine structure of $^{17}O^-$* , Phys. Rev. A **64**, 052504 (2001)
- [67] H. Handschuh *et al.*, *Electronic shells or molecular orbitals : Photoelectron spectra of Ag_n^- clusters*, J. Chem. Phys. **102**, 16 (1995)
- [68] R. Middleton, *A Negative-Ion Cookbook*, Université de Pennsylvanie, Philadelphie (1989)
- [69] V. Rudney *et al.*, *First experimental photo-detachment spectrum of H_2^-* , Chem. Phys. Lett. **639**, 41-46 (2015)
- [70] K. R. Lykke *et al.*, *Threshold photodetachment of H^-* , Phys. Rev. A **43**, 6104 (1991)
- [71] M. Barsuglia, *Stabilisation en fréquence du laser et contrôle de cavités optiques à miroirs suspendus pour le détecteur interférométrique d'onde gravitationnelles*, thèse de l'université Paris-Sud XI, Orsay (1999)
- [72] W. Chaibi *et al.*, *Effect of a magnetic field in photodetachment microscopy*, Eur. Phys. J. D **58**, 29-37 (2010)

- [73] C. Blondel *et al.*, *Electron spectrometry at the μeV level and the electron affinities of Si and F*, J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys. **34**, L281-L288 (2001)
- [74] M. Scheer *et al.*, *Systematic study of the stable states of C^- , Si^- , Ge^- , and Sn^- via infrared laser spectroscopy*, Phys. Rev. A **58**, 2844 (1998)