

École doctorale 146 « Sciences, Technologies, Santé – GALILÉE »
Unité mixte de recherche 7538

THÈSE DE DOCTORAT
en Sciences Physiques

Présentée par

Franck CORREIA

En vue de l'obtention du grade de
Docteur en Physique de l'UNIVERSITÉ PARIS 13

Sujet :

**Jet lent d'atomes d'argon métastable
pour l'étude de la diffraction au travers
de nanoréseaux et de l'interaction avec
des champs magnétiques co-mobiles**

Soutenue le 12 juillet 2018 devant le jury composé de :

M. Frédéric DU BURCK	Examineur
Mme. Isabelle MAURIN	Examinatrice
M. Francisco PERALES	Directeur de thèse
M. Franck PEREIRA DOS SANTOS	Rapporteur
M. Jacques ROBERT	Rapporteur
Mme. Rosa TUALLE-BROURI	Examinatrice

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements	7
Introduction générale	10
I Jet d'argon métastable	15
1 Dispositif expérimental	16
1.1 Présentation	16
1.2 Pompes à vide	19
2 Jet supersonique d'atomes d'argon métastables	19
3 De l'état fondamental à l'état métastable	20
4 Généralité sur le montage optique du ralentisseur Zeeman	24
5 Dispositif optique fibré	27
5.1 Source laser	27
5.2 Asservissement par absorption saturée	28
5.3 Modulation en fréquence des faisceaux optiques	31
6 Production du jet lent	33
6.1 Principe de fonctionnement de la poussée	33
6.2 Caractérisation du piège	34
7 Caractérisation du jet atomique poussé : accordabilité non-linéaire en vitesse	37
7.1 Présentation du modèle théorique	38
7.2 Comparaison de la vitesse expérimentale avec le modèle théo- rique	40

8	Divergence et distribution longitudinale du jet	44
8.1	Modélisation Brownienne des dispersions angulaires	45
8.2	Échec de l'approche Brownienne dans la description du comportement de la dispersion de vitesse longitudinale	46
9	Mesure de la vitesse par hachage optique	50
9.1	Principe	50
9.2	Discussion sur le modèle adopté	55
10	Conclusion	58

II Atomes paramagnétiques en interaction avec un champ magnétique co-mobile 59

1	Introduction	59
2	Champ co-mobile en régime semi-classique	60
2.1	Application à des paquets d'ondes de matière	60
2.2	Hypothèses simplificatrices	63
2.2.1	Enveloppe lentement variable dans le cadre de l'approximation JWKB	63
2.2.2	Approximation de la phase stationnaire	65
2.3	Calcul des spectres en temps de vol	67
2.4	Comparaison des variations en vitesse dans les différentes approches	74
2.5	Effet d'un train d'impulsions courtes co-mobiles	76
2.6	Problématiques expérimentales	77
3	Modélisation classique	79
3.1	Générateur de champ co-mobile : dimensions et performances	79
3.2	Mesure de la transmission	85
3.3	Trajectoires rectilignes : expression analytique de la déflexion	88
3.4	Calcul des spectres en temps de vol	91
4	Résultats expérimentaux	92
4.1	Jet poussé à 50 m/s	92
4.2	Discussion	96
4.3	Jet poussé à 30 m/s	97
4.4	Discussions	101
5	Conclusion	103

III Diffraction atomique par un réseau de fentes pour des atomes lents 105

1	Introduction	105
2	Calcul de la figure de diffraction atomique	106
2.1	Approximation optique	106
2.2	Nanoréseau en transmission en nitrure de silicium	110
2.3	Interaction atome-surface : potentiel d'interaction Casimir - Polder	113
2.3.1	Modèle de Lifshitz	114
2.3.2	Effet de retard	116
2.3.3	Cohérence transverse du jet	117
2.3.4	Comparaison de la modification en amplitude de la figure de diffraction en absence du potentiel Casimir- Polder	119
2.3.5	Modèle "par paire" atomique du déphasage	123
2.3.6	Expression analytique du déphasage	125
2.3.7	Trajectoire réelle du centre du paquet d'ondes en champ proche	126
2.3.8	Illustration par la fente effective	128
3	Mise en œuvre expérimentale	130
3.1	Présentation du montage expérimental	130
3.2	Mesure de la transmission : application à la détermination de la géométrie du réseau	131
3.3	Expérience de diffraction par un réseau de fentes : résultats expérimentaux	136
3.3.1	Commentaires sur l'enveloppe de la figure de diffrac- tion dans les différentes approches	136
3.3.2	Discussion	139
3.3.3	Interférences à plusieurs fentes	139
3.3.4	Impact de la chute libre sur les franges d'interfé- rences aux basses vitesses	143
3.3.5	Discussion	145
4	Conclusion	148

Conclusion générale 149

Annexes 152

A	Caractéristiques du canon à électrons	153
B	Ralentissement du jet supersonique d'argon métastable	157
C	Système de détection : galette de microcanaux couplée à deux paires de lignes à retard	161
D	Un milieu d'indice négatif pour l'onde de matière	165
E	Configuration du champ magnétique statique produit par le générateur	167
	Bibliographie	171

Remerciements

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Physique des Lasers (LPL) de l'Université Paris 13, à Villetaneuse. Il appartient à l'UMR CNRS 7538. Je remercie vivement Olivier Gorceix, directeur du LPL, qui m'a accueilli au sein du laboratoire.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Francisco Perales qui fut mon directeur de thèse. Il a été d'une grande bienveillance à mon égard, et je le remercie pour la confiance qu'il m'a témoignée tout au long de ces années. Ses nombreux conseils et les discussions enrichissantes que nous avons eues m'ont appris à mettre en place les stratégies expérimentales et théoriques des travaux présentés dans ce manuscrit. Je me rappellerai de son appétit pour la recherche et de son sens de l'humour ; des qualités qui nourrissent le plaisir de travailler.

Je remercie chaleureusement Gabriel Dutier, mon encadrant, et désormais, habilité. Il a été, sans aucun doute, un soutien plus que majeur dans les avancées expérimentales apportées durant ma thèse. Je lui sais particulièrement gré pour les innombrables qualités qu'il fait partager à l'équipe : son dynamisme (presque) inépuisable, sa disponibilité, son humour, son expérience dans le domaine des interactions atome-surface... Enfin, ses conseils furent toujours avisés pendant la rédaction de ce manuscrit.

J'aimerais remercier tout spécialement Jacques Baudon, pour m'avoir initié à la recherche lors de mon premier stage de première année de BTS, en 2007. Il a apporté une aide considérable à l'élaboration du travail expérimental et théorique de l'équipe OIA (anciennement IOA), en optique et interférométrie atomiques, depuis la fin des années 1980. Il a toujours fait preuve d'une grande pédagogie pour transmettre les concepts physiques et d'un intellect éclairé pour les utiliser. Il a nourri des discussions passionnantes. Et enfin, je lui suis profondément reconnaissant pour, sans cesse, partager la richesse de son expérience de la physique ou de la vie autour d'un bon (ou mauvais) repas ou d'un café au labo. Je n'oublierai ni sa passion pour la recherche, ni son sens de l'humour aiguisé.

Tous mes remerciements à Martial Ducloy et Mohamed Boustimi qui m'ont fait profiter de leurs compétences scientifiques et de leur expérience de la physique en général. Ils ont su me consacrer leur aide et leur temps.

J'aimerais aussi saluer des anciens doctorants de l'équipe OIA, à savoir Mehdi Hamamda et Thierry Taillandier-Loize pour leur sympathie et la bienveillance dont ils ont fait preuve lors de mon stage de troisième année de Licence, en 2010. Pour les mêmes raisons, je tiens aussi à saluer Jules Grucker, ancien thésard de l'équipe avec qui j'ai fait connaissance en 2007. Je tiens à saluer la mémoire de Valerij Bocvarski. Il a été l'un de ces physiciens extraordinaires sur les plans scientifique et humain. Je le remercie d'avoir donné aux diverses expériences et discussions des saveurs philosophiques.

J'exprime toute ma gratitude à Frédéric Du-Burck qui a présidé le jury de cette thèse. Je remercie vivement Isabelle Maurin et Rosa Tualle-Brouri d'avoir examiné ce manuscrit. J'adresse également mes remerciements à Jacques Robert et Franck Pereira Dos Santos pour avoir accepté d'être tous deux rapporteurs de ce travail.

Je remercie également un grand nombre de personnes pour les échanges du quotidien, quels qu'ils soient. A ce titre, un grand merci à Maryse Medina, Carole Grangier et Solen Guezennec pour leur bienveillance sans faille et le travail qu'elles abattent quotidiennement.

Merci à Fabrice Wiotte, Olivier Lopez, Loïc Malinge ainsi que Haniffé Mouhamad pour toutes leurs aides techniques en électronique et amicales qui ont permis le bon déroulement de ce travail de thèse.

Merci à Marc Barbier et Stéphane Simonazzi du service informatique pour leur disponibilité et leur gentillesse permanente.

Je remercie particulièrement Albert Kaladjian pour les efforts incommensurables qu'il fournit pour répondre aux demandes des équipes de recherche en matière de mécanique. Il a énormément contribué à faire avancer l'expérience de diffraction atomique présentée dans ce manuscrit en fabriquant les pièces mécaniques indispensables à son bon déroulement.

Merci aussi à Thierry Billeton pour les expériences de polissage, pour sa profonde bienveillance et pour avoir mis à disposition son laboratoire d'optique.

Je tiens à remercier toutes les équipes du LPL, et particulièrement l'équipe SAI : Isabelle Maurin, Daniel Bloch, Athanasios Laliotis, João Carlos de Aquino Carvalho et Junior Lukusa-Mudiayi pour leur sympathie et la bonne humeur qu'ils communiquent autour d'eux. Un grand merci aussi à l'équipe OMA : Dominique Etti, Eric Tinet et Jean-Michel Tualle. Merci pour les innombrables discussions comiques, de physique, de métaphysique, de «pas-de-physique», intéressantes (ou pas) que nous avons partagées.

Je n'oublierai pas l'humilité et l'humour (parfois) aiguisé dont ils savent faire preuve. Par ailleurs, je remercie vivement Jean-Michel Tualle pour l'aide très précieuse qu'il a apportée à la rédaction d'un article.

Je remercie spécialement Benoît Darquié pour sa bienveillance, son aide sur les questions de métrologie et ses cours d'information quantique que j'ai suivis en deuxième année de Master. Je remercie également Hélène Perrin et Laurent Vernac pour les cours donnés sur la physique des atomes froids que j'ai toujours trouvés très passionnants à écouter. J'aimerais aussi remercier chaleureusement Christophe Daussy pour la confiance qu'il m'a témoignée en me proposant un poste de moniteur dans l'association Atouts-Sciences qui vise à faire de la médiation scientifique. Ce fut une très belle expérience de vie avant tout car j'ai été en contact avec des élèves d'élémentaire, des lycéens ou bien même des étudiants. J'ai pu faire des conférences ou bien des présentations informelles d'expériences simples de physique.

Merci à Thomas Badr, Aurélien Perrin, Laurent Longchambon, Sébastien Guérif, Frédéric Lecomte, Sébastien Chénais, Sébastien Forget et Romain Dubessy pour les échanges que nous avons eus et dont je n'oublierai pas le très bon sentiment qu'ils m'ont laissé.

J'ai à cœur de remercier spécialement Paolo Pedri pour l'humain qu'il est. Sa bienveillance envers les étudiants est inépuisable et il voit toujours le verre à moitié plein. J'ai toujours adoré assister à ses cours de physique quantique parsemés de nombreuses analogies pour vulgariser, et dont lui seul a le secret. Je le remercie très chaleureusement d'avoir nourri des discussions passionnantes entremêlées de sérieux et de fous rires. Paolo : grazie mille ! Merci à Vincent Lorent pour ses enseignements en physique statistique et son appétit débridé pour la science qu'il communique si bien. Je lui souhaite de belles découvertes à venir avec ce mystérieux fourmilion.

Merci à mon camarade batteur Mathieu de Goër de Herve pour ces concerts et autres sessions «batterie» partagés. Merci à Christelle Abou Nader, Kaci Kechadi, Steven Lepoutre, Hanane Bricha, Thomas Gallinelli, Camilla De Rossi, Jean-Marc Martin et autres doctorants (ou maintenant docteurs) ou post-doctorants pour leur bel esprit et les bons moments partagés. Je garderai de très bons souvenirs de ces quatre années passées (si vite...).

Je finirai en remerciant tous ceux qui ont trouvé que ce que j'entreprenais était incroyable et incompréhensible à la fois : ma famille, mes amis et bien d'autres...Merci à eux, merci à ma volonté de m'avoir mené jusqu'ici.

Introduction générale

Dans ce manuscrit je présente mes travaux de thèse réalisés dans l'équipe OIA (Optique et Interférométrie Atomiques) relatifs à deux thématiques principales : le comportement d'un jet lent d'atomes d'argon métastables dans le niveau 3P_2 dans un potentiel magnétique dépendant du temps et l'interaction entre les atomes du jet et un réseau de fentes nanométrique. Le premier thème traite de la manipulation du moment magnétique total μ_J de l'atome en vue d'agir sur son mouvement externe. Le second s'intéresse à l'atome comme outil d'analyse des interactions atome-surface : le potentiel de Casimir-Polder.

Ces deux aspects seront précédés par un premier chapitre qui présentera la fabrication du jet lent d'argon métastables. La production d'un jet monocinétique et intense de particules neutres (atomes ou molécules de gaz rares) a été proposée par Kantrowitz et Grey en 1951 [1,2]. Le procédé de production d'un jet supersonique de type R. Campargue [3] constitue une base commune pour un montage expérimental utilisant un jet supersonique depuis les années 60. La dispersion angulaire du jet est d'environ 0,5 mrad et la dispersion de vitesse longitudinale inférieure à 1 %. L'équipe OIA a effectué durant quelques années (1986-2000) de nombreuses expériences menées avec des jets supersoniques ayant profité du savoir-faire de la fin des années 70 [4] concernant la production de jets supersoniques d'atomes métastables. L'évolution du montage expérimental a donné lieu durant ma thèse à l'utilisation d'un jet thermique (sans collimation). Ce dernier est ralenti à l'aide d'un ralentisseur Zeeman et d'un laser d'une longueur d'onde de 811,5 nm de sorte à piéger les atomes du jet dans un piège magnéto-optique 3D. Ensuite, les atomes sont accélérés dans une direction perpendiculaire à l'axe du ralentissement afin de produire un jet poussé d'atomes lents de vitesse variable de 10 à 150 m.s⁻¹ [5] qui a été caractérisé durant cette thèse [6]. Le premier chapitre traitera des caractéristiques de vitesse, dispersions de vitesse et angulaire du jet d'atomes lents. L'argon est un gaz monoatomique, incolore, inodore et surtout chimiquement inerte. Ce dernier point est un atout pour l'expérience car il ne subit pas d'adsorption sur les surfaces. De plus, l'état métastable utilisé (3P_2) confère à l'atome un caractère paramagnétique qui permet de manipuler la trajectoire *via* le moment magnétique total de l'atome.

A ce titre, le ralentissement ou l'accélération du jet lent à l'aide d'un champ magnétique co-mobile sera étudié au cours du deuxième chapitre. Ce type de champ est

la contribution d'une dépendance spatiale périodique combinée à une modulation temporelle d'amplitude « quelconque ». Ici, nous étudions un dispositif d'environ 8 cm de long. Nous présenterons ce dispositif générant un champ magnétique alterné dans l'espace, d'amplitude maximale 200 mT et modulé dans le temps par une rampe en courant suivie par une décroissance exponentielle (constante de temps comprise entre 50 et 500 μs). Des mesures en temps de vol nous ont permis d'observer la signature d'atomes ralentis ou accélérés au sein de distributions temporelles incidentes plutôt larges (entre 3 et 10 % d'écart-type). La variation de vitesse est comprise entre 5 et 12 % de la vitesse initiale (30 et 50 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$). Ce type de ralentissement est motivé par l'amélioration des propriétés angulaire et temporelle d'un jet ralenti par rapport à un ralentisseur Zeeman [7]. En effet, le processus d'absorption/émission de photons dégrade notamment les qualités du jet. Le ralentissement par un champ magnétique d'amplitude maximale 2 T avec des atomes d'argon métastables à vitesse thermique (plusieurs centaines de $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) a été réalisé par l'équipe de Jacques Robert [8] dans les années 2005. On rencontre aussi une version électrique en Suisse [9] avec l'hydrogène lourd. On pourrait également citer les travaux [10–12] en Allemagne, qui concernent le ralentissement électrique de molécules neutres polaires ou bien encore le groupe d'Edimbourg [13, 14] dans le cas d'un ralentisseur (ou accélérateur) optique. Dans ce contexte, l'équipe OIA a proposé dès 1997 un ralentisseur magnétique [15, 16]. Par la suite, un dispositif magnétique conçu en 2013 par la société Bouhnik® a fait l'objet d'une étude approfondie dès 2014, au début de ma thèse, sur les effets mécaniques d'un champ co-mobile de ce type. Le générateur proposé ici, fonctionne d'une manière différente des autres ralentisseurs (ou accélérateurs). La différence réside notamment dans le spectre en fréquence du potentiel magnétique dépendant du temps qui, lui, est lorentzien (donc large bande en fréquence). *A contrario*, la classe de générateurs de champ co-mobile cités précédemment ne verrouille qu'une composante en fréquence (donc une vitesse) à laquelle est appliquée un *chirp* linéaire ou non. Notre potentiel englobe plusieurs composantes en fréquence. Par la suite, la dépendance temporelle du potentiel magnétique permet d'exercer une force sur l'atome. De plus, le champ magnétique de 2000 G au maximum est généré pour un courant maximal faible de 10 A en 50 μs , si nous le comparons aux centaines d'ampères utilisés (jusqu'à 1 kA) dans [8]. Nous présenterons les résultats à vitesse modérée (30 et 50 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) à la lumière des modèles théoriques employés ; classique et semi-classique (trajectoire du centre du paquet d'ondes). Notons que ces champs co-mobiles sont apparus récemment [17, 18] comme étant de bons candidats dans le but

de réaliser des milieux d'indices négatifs pour les ondes de matière non-relativistes. A des longueurs d'onde de de Bröglie plus grandes que 2 nm (ou bien des vitesses plus petites que 5 m.s^{-1}) le milieu que représente le potentiel magnétique co-mobile aurait la capacité d'inverser transitoirement la vitesse de groupe des paquets d'ondes atomiques.

Dans le chapitre 3, nous porterons notre attention sur l'atome dans le contexte de la diffraction. Les atomes du jet ne sont pas en phase les uns avec les autres contrairement au laser mais leurs vecteurs d'ondes sont proches. Pour autant, il peut se produire une interférence à un atome afin de produire un motif de diffraction. Si les atomes arrivent en un point du détecteur alors la somme incohérente de ces contributions engendre une figure totale de diffraction. Rappelons que la source complètement cohérente (spatialement et temporellement) est un condensat de Bose-Einstein où l'ensemble atomique est décrit par une même fonction d'onde (voir les premières expériences menées avec du rubidium [19] et du sodium [20]). Nous ferons ainsi usage du jet d'atomes cohérent où ses propriétés ondulatoires seront adaptées aux dimensions nanométriques d'une structure périodique. La diffraction atomique en tant qu'outil d'analyse de champs, d'abord mise en évidence entre un jet d'hélium [21] ou d'hydrogène [22] et des cristaux de LiF [23] (ou NaCl), fut utilisée dès les années 50 pour sonder les états de surface de cristaux. Elle est devenue par la suite un outil indispensable pour sonder les interactions de van der Waals (potentiel non-retardé) ou à plus longue portée (potentiel retardé) entre un atome en vol libre et une surface. Ces interactions qui se produisent entre un atome et une surface (diélectrique ou métallique) ont été modélisées par les physiciens Casimir et Polder [24]. Le potentiel Casimir-Polder a été calculé pour des distances atome-surface comprises entre « 0 » et « l'infini ». Cette interaction provient des fluctuations dipolaires de l'atome. Lorsque celui-ci est à proximité d'une surface matérielle il interagit avec l'image de ses fluctuations dipolaires [25] dans le matériau où le potentiel prend la forme $U_{vdW} = -C_3/y^3$ avec y la distance entre l'atome et la surface et C_3 une constante. Les forces de van der Waals expliquent par exemple la superfluidité [26–28] avec ^4He (phase I et II). De nature attractive, l'interaction atome-surface qui nous intéresse est plus généralement une interaction « dipôle induit-dipôle induit » (force de London) dans une large gamme de distances typiques comprises entre 1 nm et 100 μm . Les procédés de fabrication de réseaux nano-structurés par interférences de lumière UV [29, 30] ont émergés peu de temps après la première expérience de diffraction atomique avec une structure périodique de fentes

nanométriques (pas 200 nm) construite par lithographie électronique dans le groupe de David E. Pritchard [31]. Les jets supersoniques d'atomes (ou de molécules) ont, à la fin des années 90, permis au groupe de Toennies de réaliser une mesure de l'interaction de van der Waals (Casimir-Polder à courte portée) entre molécules D_2 [32] ou gaz rares métastables [33] (He et Ne) et les surfaces de fentes nanométriques d'un réseau en transmission (matériau Si_3N_4) de pas 100 nm. Expérimentalement, les interactions atome-surface peuvent être interrogées de plusieurs manières. On peut par exemple réaliser une mesure du flux atomique et du décalage en fréquence des niveaux d'atomes de Rydberg situés à des distances micrométriques d'une surface métallique [34] ou à l'intérieur d'une cavité de volume micrométrique formée par deux plaques recouvertes d'or [35]. On peut aussi citer l'expérience de spectroscopie par réflexion sélective [36] avec des cellules ultra-mince de 30 nm d'épaisseur contenant une vapeur atomique de césium [37] et celle de 2009 [38] par mesure interférométrique avec un nano-réseau en transmission. Le point commun à toutes ces expériences, à savoir la vitesse atomique élevée (> 100 m/s), rend la mesure du coefficient d'interaction C_3 difficile car le temps d'interaction est alors très court (< 1 ns). L'ensemble des mesures rencontrées dans la littérature donne une incertitude sur la mesure du coefficient C_3 de l'ordre de 10 %. Dans l'équipe OIA, nous avons choisi de procéder à une mesure de l'interaction atome-surface par la diffraction d'atomes lents à 20 m.s $^{-1}$ par un réseau nanométrique de pas 100 nm et d'ouverture 50 nm fabriqué au Massachusetts Institute of Technology (*MIT*) il y a près de 20 ans [29].

Je présenterai dans un premier chapitre le jet lent d'atomes d'argon métastables et une méthode de mesure de vitesse au pourmille que j'ai mis en place. Je décrirai les modèles employés pour définir proprement la vitesse des atomes mais aussi les distributions angulaire et de temps de vol du jet poussé. Les modèles considérons un calcul tenant compte du taux de diffusion local dû à l'absorption lors de l'accélération ainsi que des simulations de type Monte Carlo.

Dans un second chapitre, je développerai une étude menée sur le ralentissement et l'accélération du jet atomique par une impulsion de champ magnétique dépendant du temps. Je présenterai les résultats les plus probants (à 30 m.s $^{-1}$ et 50 m.s $^{-1}$), ainsi que leur analyse qui n'a pas été évidente pour des raisons que j'expliquerai. Cela permettra d'entrevoir la richesse des potentiels dépendants du temps, co-mobile ou non.

Pour finir, un troisième chapitre sera consacré à l'interaction atome-surface. Le potentiel Casimir-Polder est produit par l'interaction entre atomes d'Ar* et les fentes nanométriques d'un réseau. Je présenterai les diverses courbes de diffraction à une ou deux fentes. La modélisation nécessitera une description relativement fine du potentiel. Je présenterai alors l'intérêt de réaliser une expérience de la mesure de la transmission atomique pour déterminer la taille du nanoréseau.

CHAPITRE I

JET D'ARGON MÉTASTABLE

L'expérience, construite à la fin des années 1970, a été conçue dans le but d'étudier les collisions en jets supersoniques croisés et de fournir des données concernant les sections efficaces différentielles (liées aux probabilités d'interaction de jets croisés, ceux-là étant très dilués). Elle doit son efficacité à l'intensité du faisceau de gaz rare porté dans un état métastable. L'équipe a par la suite développé un ralentisseur Zeeman dans le but d'étudier les processus inélastiques comme les interactions van der Waals-Zeeman à l'aide d'un jet supersonique d'atomes ralentis. Ces transitions de nature quadrupolaire ont fait l'objet d'une thèse [39] menée sur des jets supersoniques d'atomes métastables d'argon, de krypton et de xénon. D'autres processus inélastiques (transition entre niveaux de la structure fine) ont été observés avec des molécules de N_2^* [40, 41] et des atomes métastables d'hélium, de néon et d'argon [42]. Le jet supersonique métastable ralenti a cependant deux défauts : la très grande divergence angulaire et le mauvais contrôle de la vitesse finale. Le précédent doctorant et un post-doc ont développé un piège magnéto-optique constituant une source d'atomes froids d'argon métastables [5, 6]. Il est alors possible de produire un jet lent d'atomes d'argon métastables d'ouverture angulaire et de vitesse lente mieux contrôlées. Dans ce premier chapitre, nous détaillerons les divers éléments de l'expérience et la physique en jeu. Cette présentation s'achèvera par des résultats apportés durant mon doctorat sur la caractérisation du jet lent et une mesure de la vitesse avec une très bonne incertitude relative (gamme du pourmille).

1 Dispositif expérimental

1.1 Présentation

Par souci de clarté, je choisis de scinder le dispositif expérimental en six parties. L'ensemble constitue une chaîne d'enceintes métalliques.

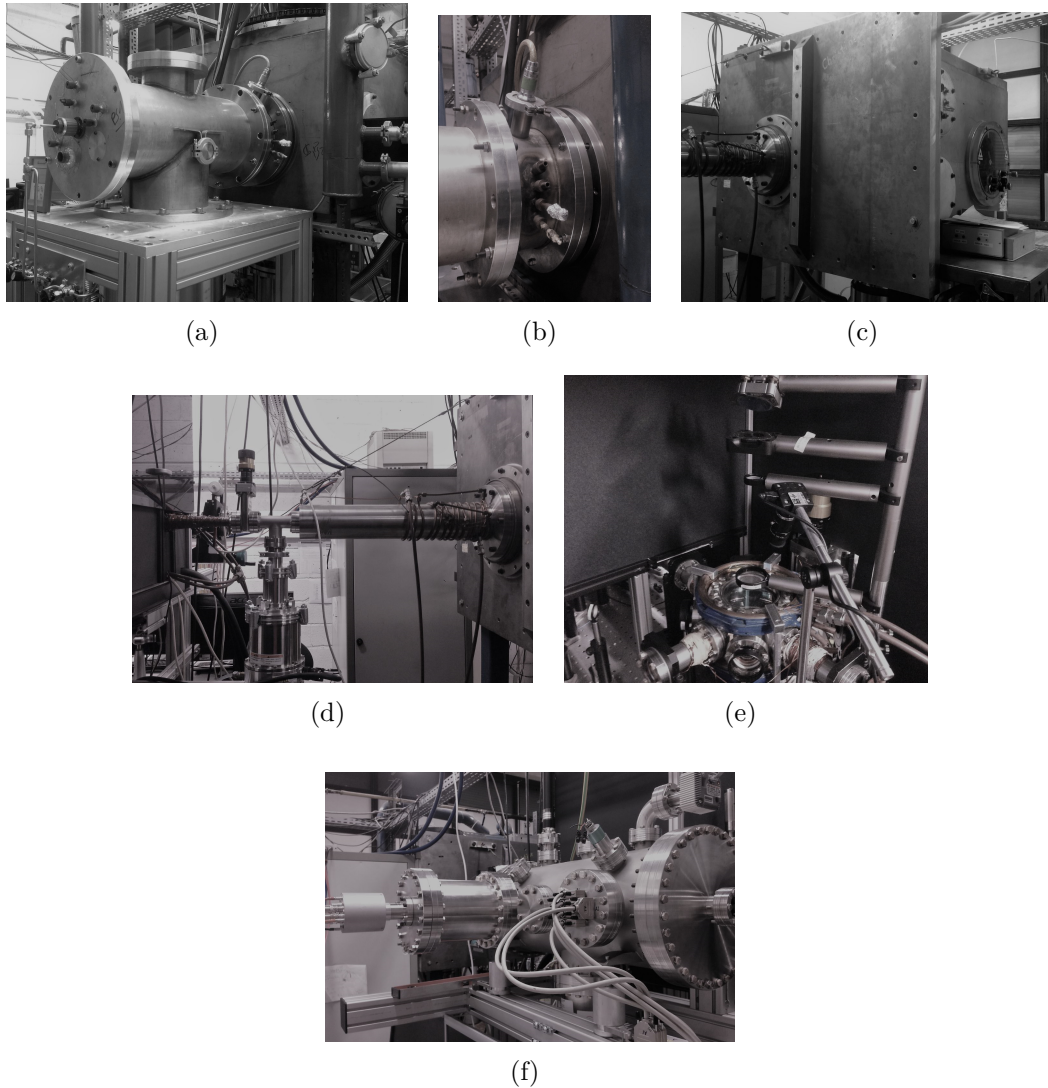


FIGURE I.1 – Dispositif expérimental constitué de six enceintes pour : (a) la production du jet supersonique, (b) la production du jet métastable, (c) la propagation libre dans le cube, (d) le ralentisseur Zeeman, (e) le piège magnéto-optique et (f) la chambre d'expériences.

- La première d’entre elles permet la formation d’un jet à partir d’une tuyère après une énorme décompression de plusieurs bars à quelques 10^{-4} mbar ;
- La seconde contient le dispositif de bombardement électronique pour la production en particulier de métastables de gaz rares ;
- La troisième enceinte surnommée « cube », de volume conséquent, était utile à l’étude des collisions en jets croisés. Elle fut donnée à Jacques Baudon en 1986 par Helmut Haberland de l’université de Freiburg en Allemagne ;
- La quatrième, cylindrique, contient la première partie d’un ralentisseur Zeeman. Elle se prolonge de quelques éléments : une petite pompe turbomoléculaire, une vanne ultra-vide et la deuxième partie du ralentisseur Zeeman, plus courte, qui cette fois est à l’extérieur du vide ;
- En sortie de ralentisseur, après des bobines de compensation également externes se trouve le MOT 3D (*Magneto-Optical Trap*) constituant une cinquième chambre octogonale standardisée et de volume assez réduit (diamètre de 170 mm et hauteur de 85 mm) ;
- La plupart des expériences d’optique atomique de cette thèse ont été effectuées dans la chambre ultra vide. Celle-ci se trouve dans le prolongement du piège magnéto-optique. On y trouve les objets déphasants (réseau nanométrique, graphène, dispositif de champ co-mobile, etc.), des bobines en configuration Helmholtz pour les expériences van der Waals-Zeeman, un nanopositionneur [43] ainsi que le système de détection [44,45] (*MicroChannelPlate* (MCP) et *Delay Line Detector* (DLD)) qu’on décrit en annexe C.

Le système de pompage primaire (Roots et pompe à palettes) se trouve dans une cabane externe et est représenté schématiquement dans la figure I.2.

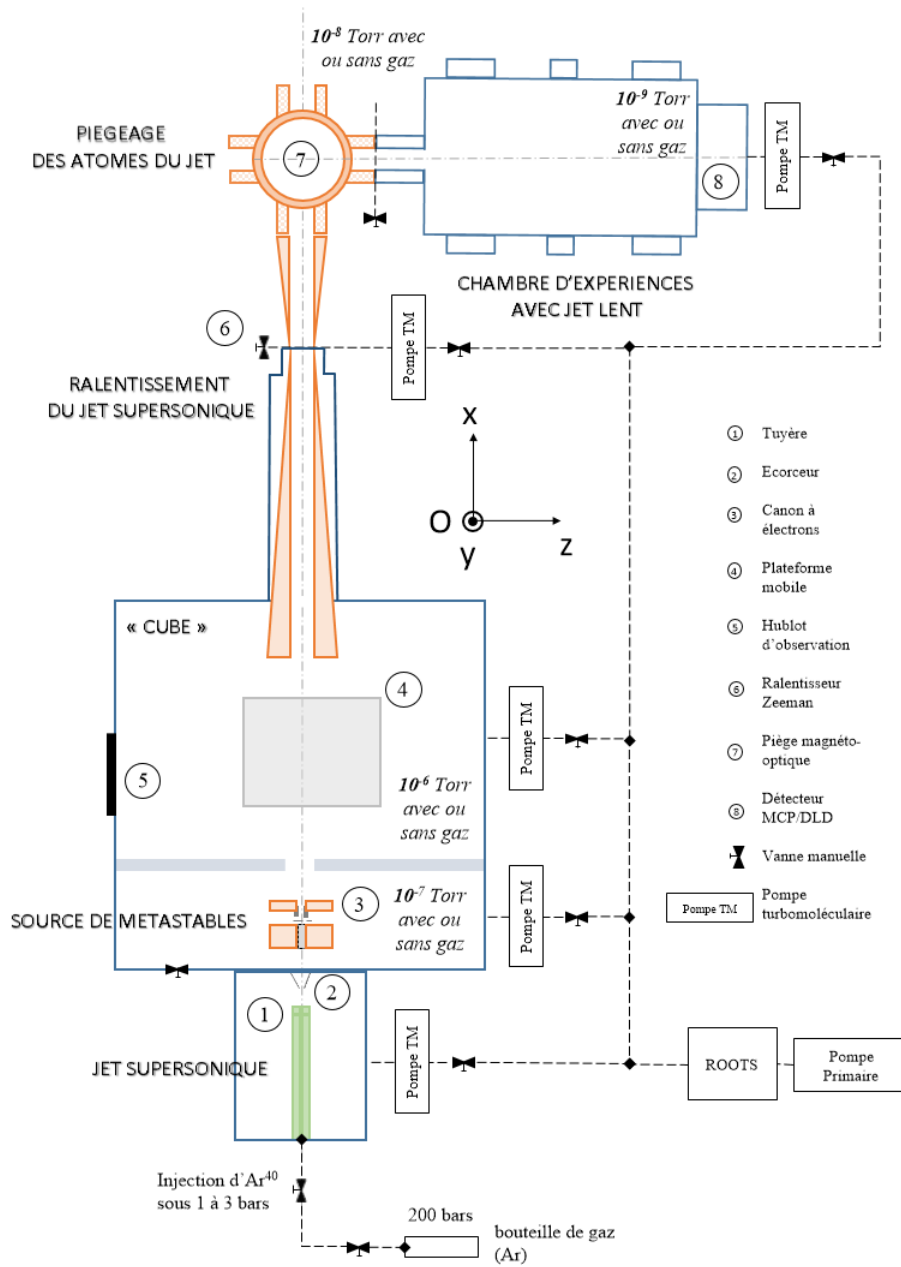


FIGURE I.2 – Schéma complet de l'expérience vue de dessus : de la production du jet supersonique au jet d'atomes métastables lents.

1.2 Pompes à vide

La production du jet supersonique aura besoin d'un vide différentiel important.

Tout le montage expérimental est pompé par une pompe primaire à diffusion d'huile Pfeiffer Duo 120 ($120 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$) montée en série avec une pompe Roots Edwards EH 2600 ($2\,600 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$). En fonctionnement normal, c'est-à-dire lorsque le gaz est injecté sous une pression de quelques bars, le circuit primaire assisté par la pompe Roots est pompé à quelques 10^{-2} mbar. Ensuite, un vide secondaire est assuré par des pompes turbomoléculaires à paliers magnétiques.

La première enceinte (jet supersonique) est équipée d'une pompe turbomoléculaire Edwards STP-XA3203C de débit de $3\,200 \text{ L} \cdot \text{s}^{-1}$ afin d'obtenir un vide de quelques 10^{-4} mbar en fonctionnement normal avec gaz et 10^{-7} mbar sans gaz.

La seconde chambre où se déroule le bombardement électronique est pompée en vide secondaire par une pompe turbomoléculaire Edwards STP-A1303C ($1\,000 \text{ L} \cdot \text{s}^{-1}$) permettant d'atteindre un vide de l'ordre de 10^{-7} mbar.

Dans le « cube » le vide est maintenu à 10^{-6} mbar typiquement à l'aide d'une pompe turbomoléculaire Edwards STP-XA2703 ($2\,650 \text{ L} \cdot \text{s}^{-1}$).

Une pompe turbomoléculaire STP-451 à plus faible flux ($500 \text{ L} \cdot \text{s}^{-1}$) est installée à la jonction entre les deux ralentisseurs Zeeman.

L'enceinte d'expérience est aussi munie d'une pompe turbomoléculaire Edwards STP451 ($500 \text{ L} \cdot \text{s}^{-1}$) permettant d'atteindre dans les meilleures conditions un ultra-vide à quelques 10^{-9} mbar.

Cela confère au montage une qualité mécanique certaine car ces pompes turbomoléculaires engendrent très peu de vibrations. De plus elles ont l'avantage de fonctionner sans huile. Un simple film mince d'huile après une coupure électrique malencontreuse serait fatale pour certaines nanostructures que nous étudions.

2 Jet supersonique d'atomes d'argon métastables

Pour la production du jet supersonique l'équipe applique une méthode qui sous certains aspects ressemble à la méthode Haberland [4] où l'on exploite l'effet d'une forte différence de pression. Retenons que deux éléments sont indispensables à la production du jet supersonique : une tuyère de $50 \mu\text{m}$ et un écorceur (Fig. I.3). En raison de sa petitesse, la tuyère est parfois bouchée par la présence de poussières de natures diverses.

La distance entre la tuyère et l'écorceur quoique précise n'est pas très critique. Actuellement cette distance est légèrement inférieure à 7 mm et était de 9 mm auparavant. Elle doit être légèrement inférieure au diamètre du disque de Mach qui se trouve être de l'ordre du centimètre. Si les éléments sont trop proches, la densité de gaz est trop grande, et la zone de silence est mal définie. Au contraire, s'ils sont trop éloignés, l'onde de choc est absorbée.

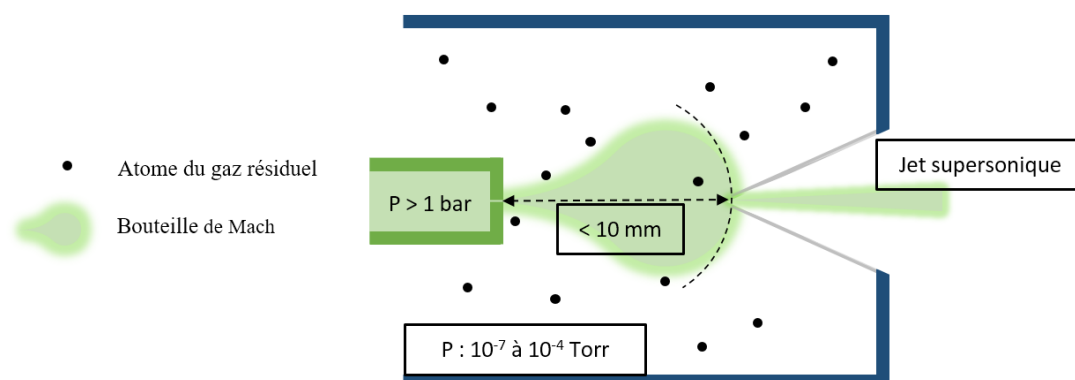


FIGURE I.3 – Schéma en coupe illustrant la formation du jet supersonique d'atomes d'argon dans l'état fondamental. La zone de silence en forme de bouteille épouse localement la forme du front d'onde.

En fonctionnement normal, un flux conséquent Φ_{Ar} d'atomes d'argon au fondamental de $10^{16} \text{ atomes.s}^{-1}$ à $10^{18} \text{ atomes.s}^{-1}$ a été mesuré à l'aide d'un pendule de torsion sous vide [5].

3 De l'état fondamental à l'état métastable

Nous disposons d'un système de bombardement électronique axial conçu par des physiciens allemands [4] pour l'étude des collisions en jets supersoniques croisés entre métastables de gaz rares et atomes ou molécules à l'état fondamental.

Pour cela nous utilisons une cathode cylindrique creuse [46] qui produit des électrons issus d'un oxyde de baryum (voir annexe A).

En faisant passer un courant typique de 8.6 A et après avoir passé un certain seuil en température (1 500 °C) le matériau devient émetteur d'électrons. Il est pour cela nécessaire de refroidir le système. La cathode et son oxyde sont montées sur une pièce en nitrure de bore et une monture auto-centrée en cuivre elle-même refroidie par contact par un fluide en circuit fermé (Fig. I.4). La montée et la descente en courant sont pilotées par un programme Labview déployé sur un châssis temps réel. Ce programme permet de monter/descendre le courant progressivement et de façon linéaire en regard de la puissance.

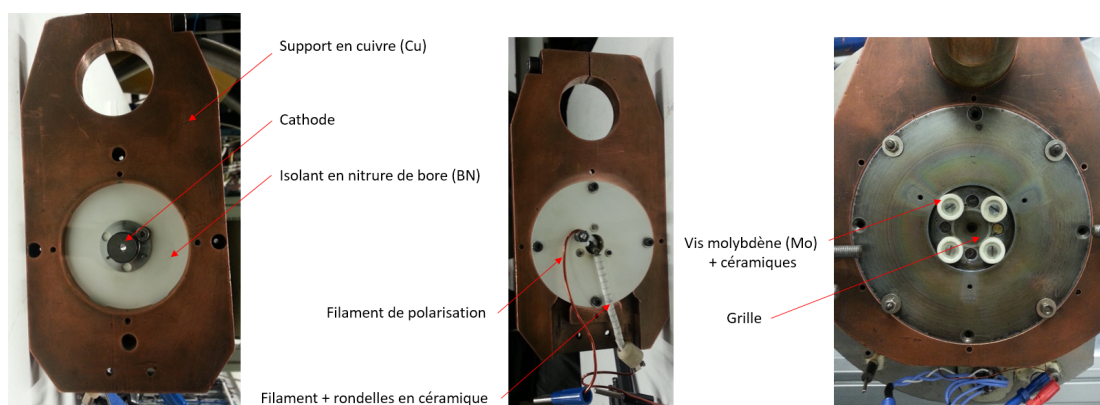


FIGURE I.4 – (a) vue avant : cathode sur son isolant en nitrure de Bore supporté par une structure en cuivre. (b) vue arrière : le filament en tungstène de la cathode est isolé du corps cuivré par des rondelles en céramique. (c) Grille en molybdène connectée à la masse et maintenue par des céramiques et des vis en molybdène.

Afin d'augmenter les collisions entre les électrons et les atomes, on fait spiraler les électrons autour de l'axe du solénoïde (Fig. I.5). Ceci est bien réalisé lorsque ces mêmes électrons sont focalisés à l'entrée de la bobine. Le caractère électrique de la force de Lorentz est ici inhibé car les électrons circulent alors dans une zone équipotentielle, où seule subsiste l'action du champ magnétique dont la valeur typique est de 600 G.

Pour un bon fonctionnement de l'ensemble, une tension d'accélération de -150 V est appliquée entre la cathode fournissant des électrons et une grille trouée circulaire placée à l'entrée du champ magnétique. Un bon moyen de savoir si l'alignement des éléments est correct consiste à inverser le sens du champ magnétique et de mesurer un flux d'argon métastables quasiment identique dans les deux cas. Le sens du mouvement hélicoïdal des électrons ne doit avoir que peu d'incidence.

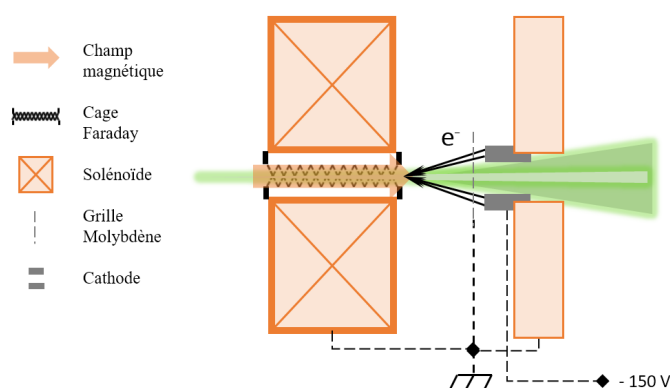


FIGURE I.5 – Schéma du canon à électrons pour la production d'atomes métastables : configuration adoptée pour le bombardement électronique. Les électrons sont accélérés par une différence de potentiel entre la cathode et une grille en molybdène.

Le produit de la collision électronique donne naissance à deux espèces métastables ; l'une dans le niveau 3P_0 et l'autre dans le niveau 3P_2 qui sont peuplées proportionnellement au nombre de sous-niveaux Zeeman (respectivement dans le rapport 1/6 et 5/6).

La mesure du flux de métastables est réalisée par un détecteur Faraday [47]. Lorsque les atomes frappent une surface métallique, un ou plusieurs électrons sont émis par la surface : c'est l'effet Auger. Si les électrons sont ensuite accélérés vers l'anneau métallique il en résulte alors un défaut d'électrons dans la plaque de métal et donc un courant positif I_{Ar^*} lisible au pico-ampèremètre (Fig. I.6).

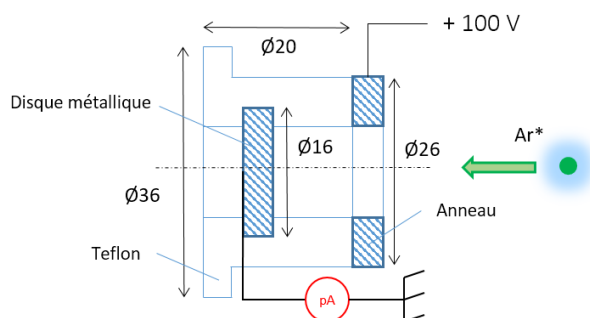


FIGURE I.6 – Schéma du détecteur Faraday. Il est constitué d'un disque et d'un anneau polarisé en amont, le tout dans un support cylindrique de Teflon.

Dans la pratique, nous pouvons mesurer un flux Φ_{Ar^*} de quelques 10^{10} atomes.s⁻¹ quand le bombardement électronique est très efficace, soit quelques nA de signal utile. La plupart du temps, le signal était de quelques centaines de pA (soit $\Phi_{Ar^*} \approx 10^9$ at.s⁻¹).

L'efficacité d'excitation maximale donnée par la technique de bombardement est relativement basse, soit $\Phi_{Ar^*}/\Phi_{Ar} \approx 10^{-8}$, quand on la compare à 10^{-4} pour une source à décharge. Mais cet inconvénient est contre balancé par une faible divergence angulaire et un jet très monocinétique. Le tracé expérimental du profil angulaire du jet supersonique d'atomes métastables est donné par la figure I.7 pour deux valeurs de tension accélératrice.

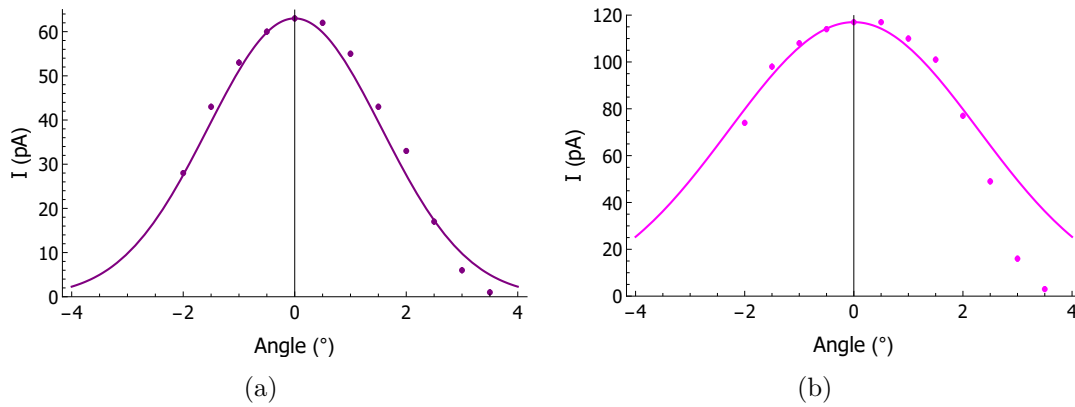


FIGURE I.7 – Profil angulaire du jet d'atomes métastables donné par le courant détecté au pico-ampèremètre que l'on mesure pour différents angles de rotation de la plaque émettrice autour de l'axe vertical y : (a) Les points noirs représentent les résultats expérimentaux pour une différence de tension de -150 V entre la grille et la cathode ; (b) Les points magenta représentent les résultats expérimentaux pour une différence de tension de -20 V.

Il résulte du produit de convolution de la fonction d'ouverture angulaire du Faraday (fonction porte de largeur $b = 10$ mm à 45 cm de la source de métastables) et l'ouverture angulaire du jet de métastables (gaussienne symétrique d'écart-type σ_θ) :

$$f(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{(x-\theta)^2}{2\sigma_\theta^2}\right) \Pi_b(\theta) dx \quad (\text{I.3.1})$$

Nous pouvons remarquer que les courbes diffèrent selon la valeur de la tension accélératrice entre la grille et la cathode. Lorsque la différence de tension est élevée (-150 V typ.), on peut faire correspondre au profil expérimental une fonction gaussienne d'écart-type à $1/e$, $\sigma_\theta \approx 37$ mrad. Loin du seuil d'ionisation (15,76 eV pour l'Ar par exemple) on observe une perte d'atomes conséquente d'au moins un facteur 2, certes, mais on garantit une bonne divergence angulaire du jet. A l'inverse, quand on divise par plus d'un facteur 5 la valeur de la tension (-20 V), le profil angulaire est plus large ($\sigma_\theta \approx 55$ mrad). Auquel cas, la tension accélératrice fournit aux électrons une énergie cinétique proche du seuil d'ionisation de l'argon. La section efficace est alors plus grande mais la divergence angulaire est dégradée sous l'effet du recul.

Pour conclure, le flux moyen est largement suffisant pour envisager de produire un piège magnéto-optique en aval du système de bombardement.

4 Généralité sur le montage optique du ralentisseur Zeeman

La décélération de jets supersoniques d'atomes est devenu un standard dans les laboratoires de physique, notamment depuis l'invention du ralentisseur Zeeman [48]. L'équipe a construit ce type de ralentisseur en 2005 dans le but :

- D'étudier les interactions atome-surface à des vitesses faibles permettant ainsi d'augmenter le temps d'interaction.
- D'adapter la longueur d'onde de de Broglie λ_{dB} des atomes du jet aux dimensions des micro- ou nano- structures à sonder (*e.g.* réseaux par réflexion ou transmission) dans le but d'observer la diffraction de l'onde.

Le schéma de la figure I.8 rappelle les transitions disponibles pour l'argon métastable dans l'état 3P_2 . Dans notre cas, une seule longueur d'onde à 811.531 nm (dans l'air) est nécessaire pour toute l'expérience. Aucun repompage optique n'est nécessaire du fait de l'existence d'une transition cyclante $^3P_2 \leftrightarrow ^3D_3$.

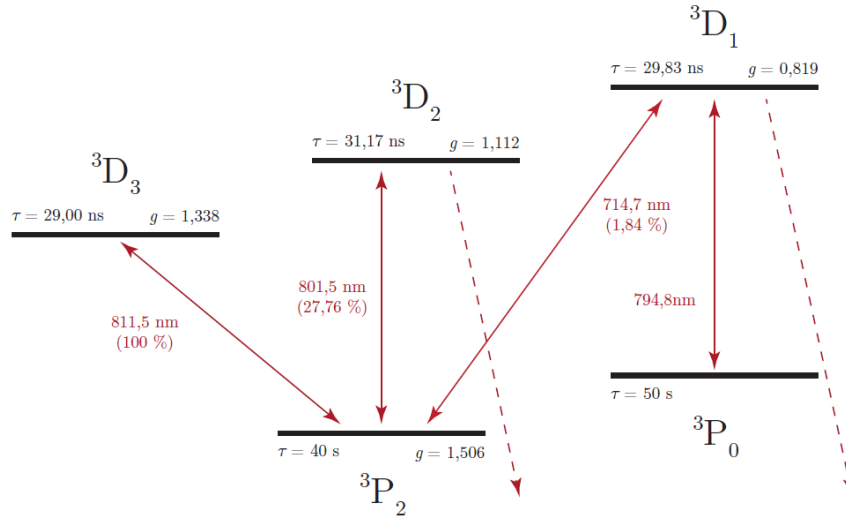


FIGURE I.8 – Diagramme des transitions disponibles pour $\text{Ar}^* 3P_2$ vers les niveaux $3D$. On donne les longueurs d’onde (en nm [49]), les facteurs de Landé g [50], les durées de vie des niveaux $3D$ (en ns) et les taux de branchement (en pourcentage [51]). La transition cyclante qui nous concerne sera utilisée avec une polarisation de la lumière σ^+ .

Cette fréquence est obtenue par une diode laser montée en cavité étendue [52]. On dispose d’un montage d’absorption saturée dont le signal dérivé est traité par un asservissement PID (Proportionnel – Intégrateur – Dérivateur) qui agit en retour sur la diode par l’envoi d’un courant et sur la longueur de la cavité par l’envoi d’une tension à la cale piézoélectrique.

En aval de l’asservissement, le faisceau optique servant au ralentissement est décalé en fréquence à l’aide d’un modulateur acousto-optique (AOM). Le décalage de -340 MHz s’opère en un simple passage dans le cristal de l’AOM.

Pour le ralentissement, nous utilisons 20 à 30 mW de puissance optique (voir annexe B). Ce faisceau optique est légèrement convergent en direction de la source. Son diamètre est de 3 à 4 mm à l’entrée du ralentisseur et légèrement inférieur à 10 mm à la sortie. Ces caractéristiques confèrent au faisceau optique 20 à 50 fois le paramètre de saturation $s_0 = I/I_{sat}$ (l’intensité à saturation est de $1,34 \text{ mW.cm}^{-2}$ pour la transition cyclante concernée).

Tout le montage optique (Fig. I.9) est installé dans une salle climatisée adjacente à la salle contenant les enceintes sous vide. Le transport de la lumière entre les deux salles se fait par fibre optique.

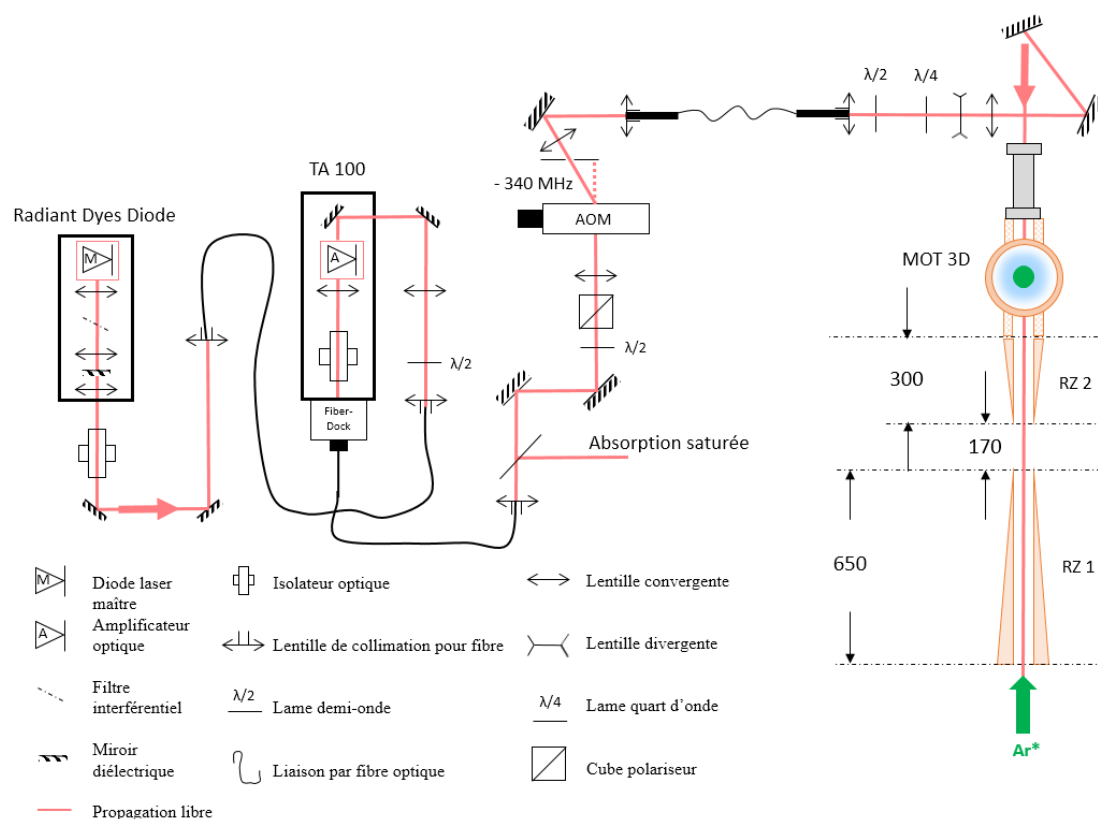


FIGURE I.9 – Schéma de principe du dispositif optique pour le ralentissement : le ralentisseur Zeeman est en deux parties ; RZ 1 et RZ 2. Les dimensions indiquées sont exprimées en millimètre. La diode maître couplée à l’amplificateur dessert en puissance tout le montage.

Pour régler l’alignement du faisceau optique sur l’axe du jet atomique, nous disposons de miroirs diélectriques de renvoi. Nous procédons au positionnement d’un faisceau optique issu d’un laser He-Ne grâce à un premier miroir que l’on translate à l’aide d’une table mobile dans le « cube » (figures I.2 et I.10). Dans un second temps, on fait un alignement grossier du laser infra-rouge sur le faisceau rouge à 633 nm en les superposant en amont comme en aval du ralentisseur.

Ensuite l’alignement se fait en optimisant le nombre d’atomes piégés détectés par fluorescence à l’aide d’une caméra infra-rouge.

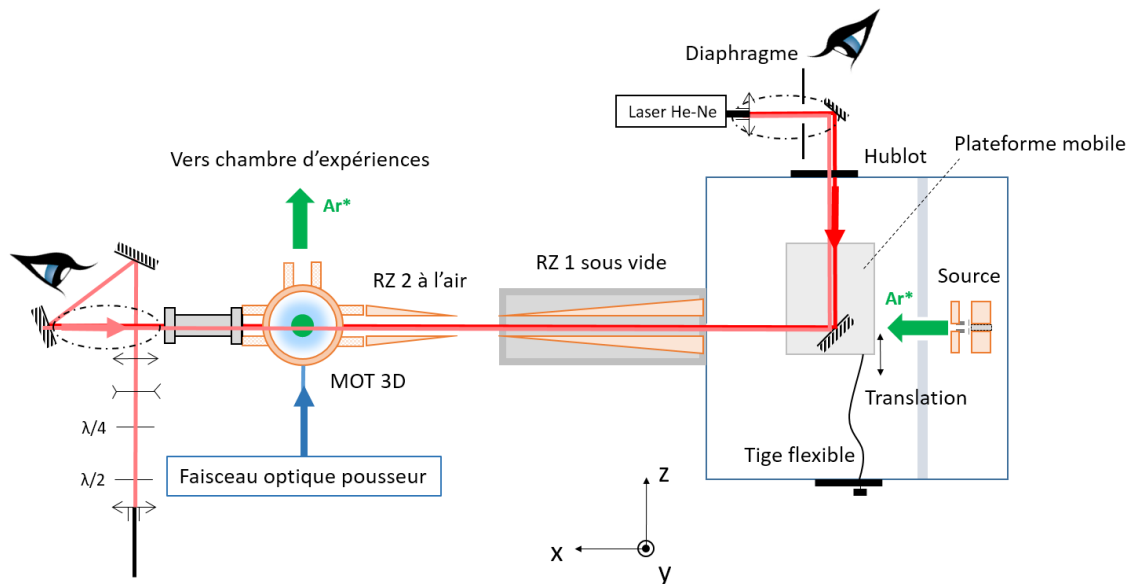


FIGURE I.10 – Schéma de principe du dispositif optique pour l'alignement. L'alignement du faisceau optique proche infrarouge à 811,5 nm sur l'axe du jet est réalisé au moyen d'un laser He-Ne à 633 nm comme indiqué par les deux points d'observation sur le schéma.

5 Dispositif optique fibré

5.1 Source laser

La diode laser montée en cavité étendue commercialisée par Radiant Dyes a été conçue au laboratoire SYRTE situé à l'Observatoire de Paris. Le signal optique de cette diode maître à 811.531 nm (dans l'air) est injecté dans un amplificateur TA 100 de Toptica Photonics® à entrée et sortie fibrées (Fig. I.11). Cette configuration a été adoptée car les sources optiques passées manifestaient de fortes instabilités en fréquence. Bien que des réglages d'alignement soient régulièrement nécessaires à cause d'effets thermiques et de vibrations, cette dernière configuration a très bien fonctionné durant ces trois années. Ce laser, de puissance de sortie comprise entre 45 à 80 mW (sur une plage de courant allant de 114 à 118 mA), est utilisé avec un filtre interférentiel qui lui confère l'avantage de sélectionner le mode résonant de la cavité presque indépendamment de la direction du faisceau. Pour 50 mW de puissance optique en sortie de diode, nous pouvons injecter 28 mW en entrée d'amplificateur.

La plupart du temps, nous nous contentions de 22 mW, ce qui est confortable pour l'expérience.

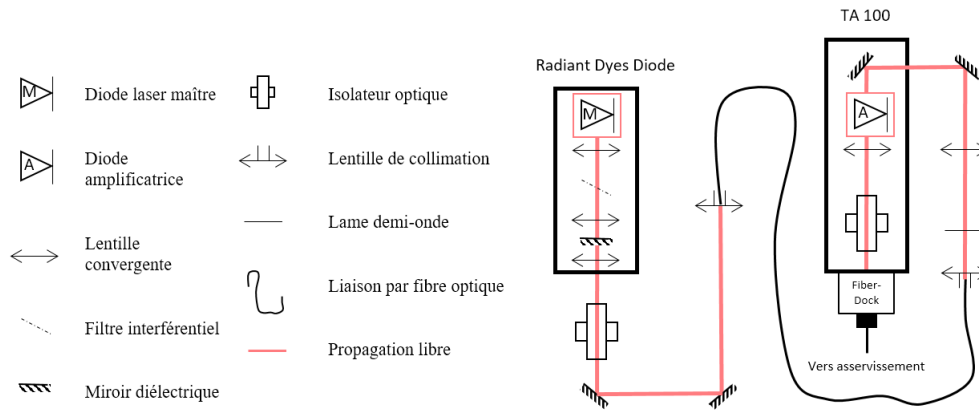


FIGURE I.11 – Schéma de principe de la source laser. Le retour optique est coupé par la présence d'un isolateur optique (20 % de pertes) en sortie de diode maître. La lumière est ensuite injectée dans une fibre (transmission théorique : 80 %, en pratique : 70 %) puis mise en forme en sortie avec une lame demi-onde et une lentille convergente afin d'être injectée dans la diode amplificatrice.

Avec un courant maximum de 2 500 mA dans la diode amplificatrice, on peut obtenir jusqu'à 1 W de puissance optique avant l'isolateur (environ 750 mW en aval de ce dernier). Nous l'utilisons à courant modéré (1 700 mA environ) afin de prolonger sa durée de vie et travailler avec une puissance en sortie de fibre (après FiberDock[®]) de 370 mW, suffisante pour nos besoins. Cette valeur peut varier au cours du temps (sur quelques années typiquement) à cause d'une détérioration du cristal amplificateur. La dissipation d'origine optique, électrique ou thermique nous oblige à ré-aligner le faisceau optique afin de déplacer son point de focalisation à l'entrée du cristal. A ce titre, j'ai dû ré-aligner quelques fois le faisceau et augmenter le courant jusqu'à 1 820 mA pour une puissance en sortie de fibre de 370 mW.

Environ 85 % de cette puissance est envoyée vers les AOM et le reste (~15 %) vers le montage d'absorption saturée.

5.2 Asservissement par absorption saturée

La référence en fréquence utilisée pour asservir la diode laser est assurée par un montage d'absorption saturée autour d'une cellule cylindrique contenant de l'argon à basse pression (0,5 Torr).

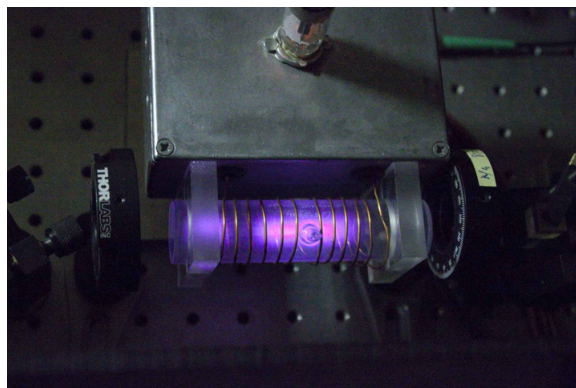


FIGURE I.12 – Photographie de la cellule contenant de l'argon sous basse pression (500 mTorr) à température ambiante.

Les atomes d'argon sont excités par la décharge entretenue à haute-fréquence délivrée par un multivibrateur astable.

De nombreuses espèces sont produites donnant lieu à un plasma d'ions, d'électrons, d'états radiatifs et d'états métastables pour la plupart transparents pour la longueur d'onde utilisée. Seuls les atomes portés dans l'état 3P_2 sont résonants.

Dans le cas d'une cellule de vapeur atomique à température ambiante, la distribution des vitesses suit une distribution de type Maxwell-Boltzmann. A $T = 300$ K, l'élargissement Doppler théorique vaut 750 MHz ce qui est une trop large bande pour asservir notre source laser (rappel : $\Gamma = 2\pi \times 5,8$ MHz). La valeur de l'élargissement Doppler (en rad.s^{-1}) s'écrit :

$$\Delta\omega_{Doppler} = 2\omega_0 \sqrt{2 \ln(2) \frac{k_B T_{//}(K)}{m_{Ar^*} c^2}} \quad (\text{I.5.1})$$

où k_B et c sont, respectivement, la constante de Boltzmann et la vitesse de la lumière dans le vide, ω_0 la fréquence propre de la transition $^3P_2 \leftrightarrow ^3D_3$, m_{Ar^*} la masse d'un atome d'argon et $T_{//}(K)$ sa température thermodynamique longitudinale exprimée en Kelvin. Dans notre cas, la température est mal connue et donc cette valeur nous donne une borne supérieure. On a mesuré une centaine de MHz.

Afin de réduire la fenêtre spectrale nous utilisons un montage d'absorption saturée. L'expérience « pompe-sonde » consiste à envoyer à travers le plasma un premier faisceau pompe, intense (une dizaine de mW) et se propageant suivant les abscisses négatives, puis un autre faisceau sonde, contra-propageant de faible puissance (quelques mW) et de même fréquence que le premier.

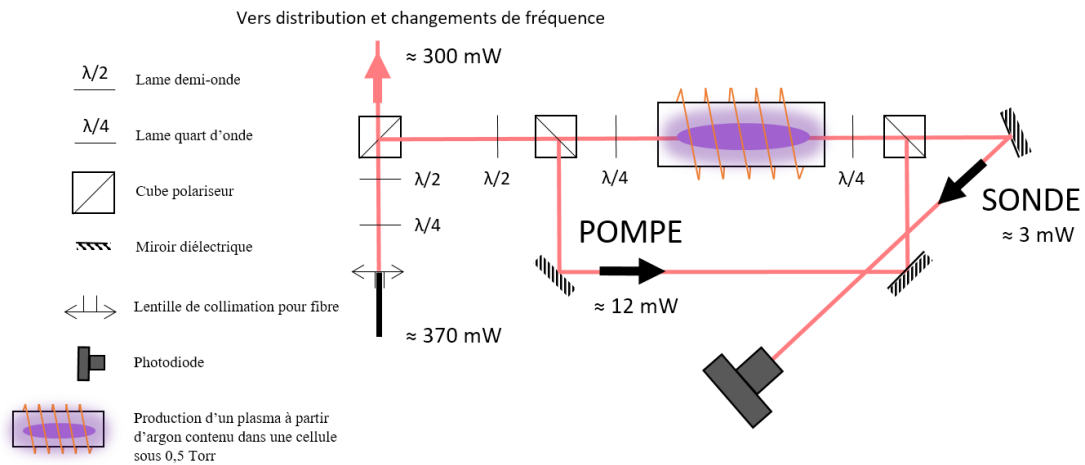


FIGURE I.13 – Schéma de principe du dispositif optique pour l'asservissement en fréquence de la diode laser. Après le passage du faisceau au travers des divers outils optiques (lames, cubes, *etc.*), la puissance utile au montage d'absorption saturée est de 15 mW environ.

L'absorption du faisceau sonde est reçu par une photodiode. Il présente un fond large bande lié à l'effet Doppler. La largeur du pic central (voir image du signal à l'oscilloscope figure I.14) est alors égale à la largeur naturelle de la transition, soit 5,8 MHz.

Le verrouillage en fréquence du laser nécessite une première étape de réglage « à la main » par l'envoi d'une rampe en fréquence variable (jusqu'à 1 GHz) sur le cristal, permettant de faire un balayage en fréquence du signal d'absorption saturée.

Cela étant, une difficulté récurrente découle de l'aspect fibré du montage. En effet, l'injection nécessite un alignement presque parfait pour transporter la lumière le plus efficacement possible. Dès lors, des retours peuvent survenir en certains points du montage. Le point faible ici réside alors dans l'isolateur optique qui n'arrête pas intégralement le faisceau retour. De fait, la diode ré-amplifie des modes déphasés, ce qui pollue parfois le signal d'absorption saturée.

Un faible réajustement de la position de l'isolateur optique (deux axes de rotation et la verticale) permet de retrouver un signal clair.

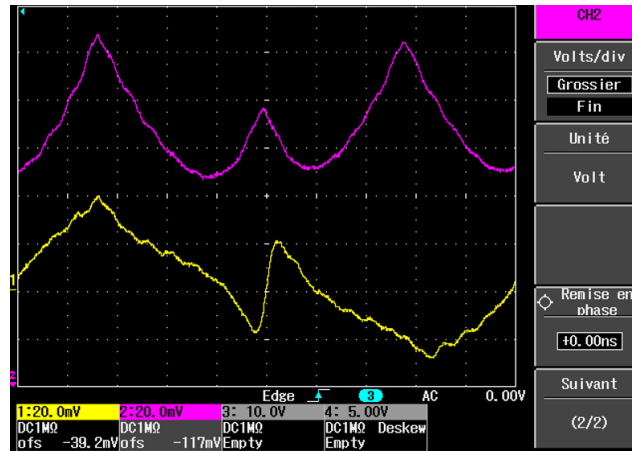


FIGURE I.14 – Visualisation du signal d’absorption saturée à l’oscilloscope (signal supérieur). La bande passante du pic central à mi-hauteur vaut la largeur naturelle de la raie. Les dérives en fréquence du laser sont verrouillées en tension sur le signal dérivé (signal inférieur) : les changements de pente autour de la résonance sont contrôlés et corrigés en temps réel.

5.3 Modulation en fréquence des faisceaux optiques

En amont de la salle d’expérience, des décalages en fréquence sont réalisés sur les différentes voies optiques dédiées au ralentissement Zeeman, au piégeage et à la poussée. La gamme de désaccords utilisée est accessible à l’aide de modulateurs acousto-optique utilisés en double passage pour certains d’entre eux.

Nous avons besoin de petits décalages en fréquence (quelques fois la largeur naturelle de la transition, Γ) pour les faisceaux du piège magnéto-optique et pousseur. Cela justifie l’emploi d’un double décalage car il n’existe pas de modulateur pour de si faibles valeurs. L’astuce mise en œuvre par le passé a été d’utiliser un AOM commun à tout le dispositif optique (à l’exception du ralentisseur) dont le rôle est de décaler à l’ordre $+1$ la fréquence optique de 2×80 MHz (Fig. I.15). Le faisceau alors décalé de 160 MHz est réparti entre les voies optiques du piège et du faisceau pousseur. Un double transfert en fréquence $2 \times (p \times 80 \pm \Delta f)$, dans l’ordre $p = -1$, est en outre produit sur chaque voie : un de $2 \times (-80 - \Delta f_{MOT})$ pour le MOT et l’autre de $2 \times (-80 + \Delta f_p)$ pour le pousseur. Au total, les faisceaux MOT et pousseur sont décalés en fréquence de $-2\Delta f_{MOT}$ et de $2\Delta f_p$, respectivement, sachant que $|\Delta f| = 15$ MHz au maximum (même modèle pour les trois AOMs décrits jusqu’à présent : MT80-A1.5-IR de AA Opto-Electronic [53]).

6 Production du jet lent

6.1 Principe de fonctionnement de la poussée

Les atomes sont extraits du MOT en coupant la mélasse optique et en déclenchant simultanément un laser pousseur désaccordé dans le bleu pulsé à un taux de répétition variable, de 0 à 15 Hz, selon l'axe z du jet lent (Fig. I.16). Contrairement à la méthode utilisée dans [54] où les lasers sont très intenses et très désaccordés, notre procédé d'extraction ne requiert que l'utilisation d'un faisceau quasi-résonant (désaccord en fréquence entre 1 et 5 Γ) et d'intensité modérée (environ $30I_{sat}$ pour un faisceau collimaté de 50 mm de diamètre à 6 mW). Des mesures de vitesses par temps de vol sont alors possibles en utilisant le déclenchement du faisceau pousseur comme instant de départ des atomes et l'impact de l'atome sur le détecteur comme instant d'arrivée.

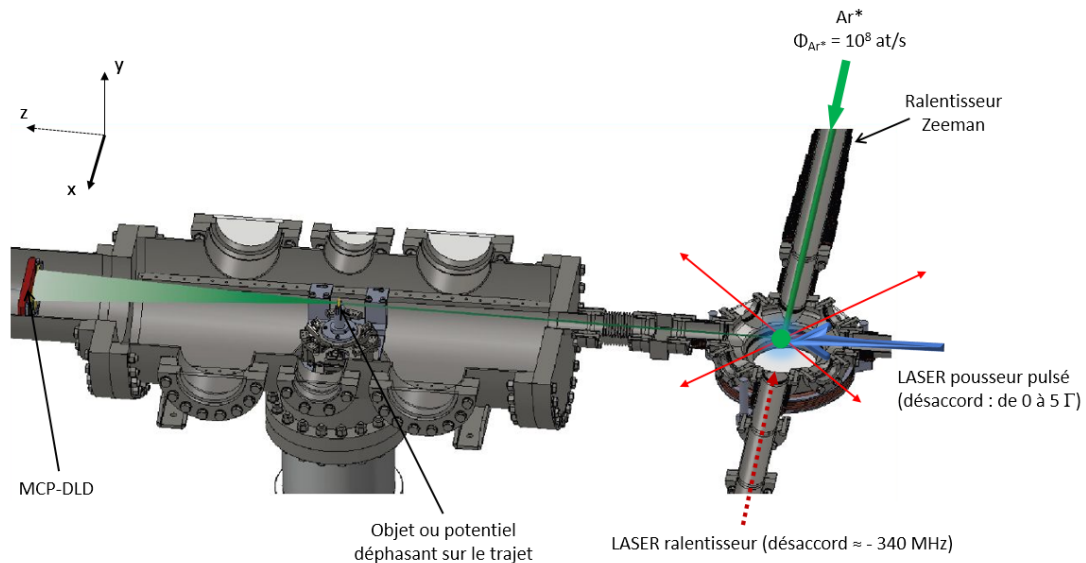


FIGURE I.16 – Schéma en coupe de la chambre d'expériences où le jet poussé interagit avec des objets (réseaux de fentes nanométriques par exemple) ou tout type de potentiel (champ co-mobile magnétique par exemple). La chambre d'expériences est orientée perpendiculairement à l'axe de propagation du jet supersonique. Cette situation est favorable pour s'affranchir des pressions partielles des jets directs (3P_0 et fondamentaux).

Le mécanisme de poussée nous permet d'accéder à une gamme de vitesses lentes (entre 10 et 150 m.s⁻¹) une fois résolus les problèmes d'interaction faisant intervenir le champ magnétique du MOT, la gravité et le temps d'illumination. Par exemple, à 50 m.s⁻¹, le jet tombe de 2,4 mm sur une distance de 1,113(1) m. Le mouvement rectiligne uniforme est en revanche garanti à plus grande vitesse typique de 100 m.s⁻¹. Celui-ci *a priori* plus commode, par exemple; pour une expérience de diffraction d'atomes, est une bonne approximation. Certains auteurs ont choisi de travailler à très basse vitesse [55] avec un nuage en expansion dans le champ de gravitation.

La distribution angulaire qui en résulte, de 15 à 50 mrad, dépend entre autres du temps d'illumination t_p (temps de poussée) qui peut valoir de quelques dixièmes de millisecondes à quelques millisecondes. Les faisceaux optiques du MOT sont coupés pendant des temps compris entre 5 t_p et 50 t_p . Cet intervalle de temps est confortable car il permet aux atomes d'être tirés de leur position d'équilibre par l'action de la force radiative du laser pousseur.

Il est à noter que dans notre expérience le champ magnétique du piège reste allumé durant toute la séquence de poussée. Il a été jugé préférable d'ajouter la variable champ magnétique dans la description du phénomène de poussée plutôt que de chercher à rediriger les courants forts vers des circuits annexes. Nous verrons que ce signal magnétique module linéairement en fréquence l'effet Doppler selon l'axe de propagation, z . La modification des dispersions relatives en vitesse longitudinale $\delta v_z/v_z$ du jet atomique pour différents paramètres de poussée fera l'objet d'une discussion appuyée par une simulation de type Monte Carlo.

Un programme sous Labview a été développé par Thierry Taillandier-Loize afin de piloter l'ensemble des opérations temporelles de piégeage et de poussée.

6.2 Caractérisation du piège

La fabrication de l'enceinte de piégeage a été motivée par le besoin d'ultra-vide et d'accès optique et mécanique pour réaliser aisément des expériences d'optique atomique. Dans notre cas, un désaccord $\delta_{MOT} = -3\Gamma/2\pi$ est fixé pour une intensité totale de 45 mW répartie sur trois voies optiques (15 mW par voie), soit 20 fois le paramètre de saturation avec $I_{sat} = 1,34 \text{ mW.cm}^{-2}$ (faisceaux de 20 mm de diamètre).

On calcule le champ magnétique du piège dans le plan (y, z) à partir de la loi de Biot et Savart :

$$B(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\mathcal{C}} \frac{i d\vec{l} \wedge (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \quad (\text{I.6.1})$$

où $d\vec{l}$ est le vecteur déplacement élémentaire tangent à la courbe \mathcal{C} (le long de la bobine) repéré par le vecteur position \vec{r}' (Fig. I.17).

Le circuit parcouru par le courant continu d'intensité i (en Ampère) crée un champ magnétique $B_z(z)$ sur l'axe z contenu dans le plan médian des bobines en configuration anti-Helmoltz et dont l'expression analytique est donnée par :

$$B_z(z) = 13 \times n \times \frac{\mu_0}{4\pi} \times i \frac{6,5(z/a)^{0,8}}{(1 + 0,5(z/a)^{1,8})^2} \quad (\text{I.6.2})$$

où $n = 32$ est le nombre de spires par bobine, i est le courant injecté (de 10 A à 65 A) dans les bobines branchées en série et $a = 87,5$ mm le rayon d'une bobine.

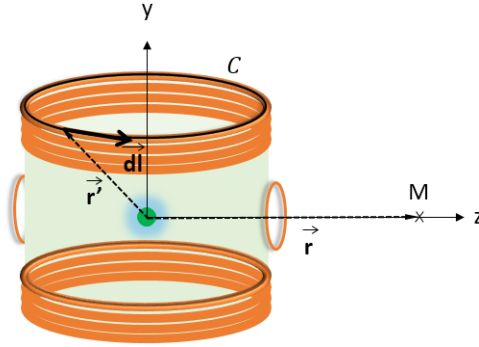


FIGURE I.17 – Schéma pour le calcul du champ magnétique $B_z(z)$ du piège magnéto-optique orienté selon l'axe de propagation z et dépendant uniquement de la variable d'espace z .

Les gradients de champ magnétique axial (y) et radiaux (x et z) ont été mesurés par Thierry Taillandier-Loize [5]. Pour un courant donné, les gradients au voisinage du centre du piège valent :

— $\partial_y B_y = 0,381 \text{ G.cm}^{-1}.\text{A}^{-1}$.

— $\partial_x B_x = 0,189 \text{ G.cm}^{-1}.\text{A}^{-1}$ et $\partial_z B_z = 0,194 \text{ G.cm}^{-1}.\text{A}^{-1}$.

Le nombre d'atomes peut être en principe déterminé par la fluorescence du MOT ou par l'absorption d'un faisceau résonant de faible puissance calibré en absolu [56].

Afin de visualiser la fluorescence du piège nous disposons d'une caméra en proche infra-rouge (Fig. I.18). La qualité moyenne de celle-ci ne nous permet pas d'avoir une mesure du nombre d'atomes avec une très bonne exactitude.

Il existe plusieurs raisons à cela. Tout d'abord, l'efficacité quantique est de 50 % à 811,5 nm. Ensuite, la mise au point sur le nuage est mal définie car la position du nuage dans le MOT est mal connue (quoique proche du centre de l'enceinte). Cette position dépend principalement du gradient de champ magnétique du piège et de l'équilibre en puissance des faisceaux optiques. Enfin, la fluorescence du nuage est observée dans une fraction d'angle solide où l'on suppose que le diagramme de rayonnement par fluorescence est isotrope. C'est une hypothèse raisonnable pour des forts champs magnétiques. En revanche, pour une gamme inférieure à 4 G.cm^{-1} (20 Å) la forme du nuage est éclatée (Fig. I.19).

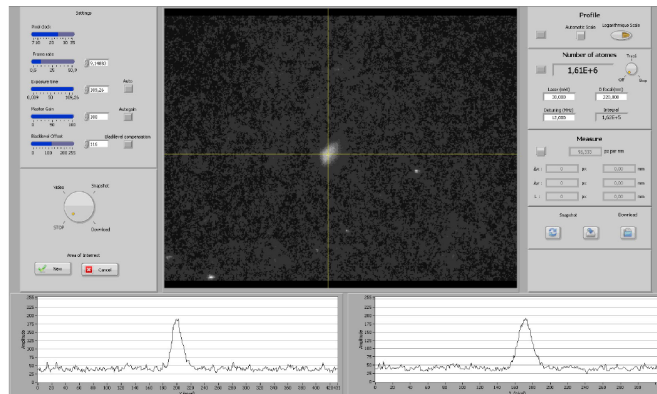


FIGURE I.18 – Face avant du programme LabVIEW qui contrôle la caméra du piège. Les données issues de la caméra sont traitées par une interface sous LabVIEW, développée par Thierry Taillandier-Loize, dans le but d'être plus versatile que le logiciel fourni avec la caméra. En particulier, le dénombrement quantitatif *in situ* des atomes piégés ainsi que des coupes dans le plan transverse, sont possibles.

Malgré tout, l'observation de la fluorescence du piège nous donne une information pertinente concernant la taille du nuage.

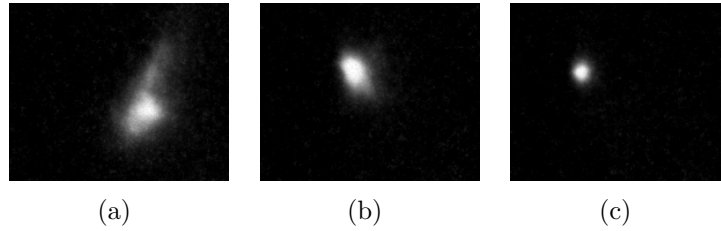


FIGURE I.19 – A mesure que l’amplitude de la barrière de champ magnétique diminue le nuage acquiert une forme de plus en plus éclatée car le champ gravitationnel devient dominant. On y observe un nuage d’atomes d’Ar* piégés pour un courant dans les bobines du piège : (a) $I_{MOT} = 10$ A (b) $I_{MOT} = 25$ A (c) $I_{MOT} = 60$ A.

Habituellement les groupes d’atomes froids s’efforcent d’avoir une bonne mesure du nombre d’atomes et de la température du MOT. Notre objectif est plutôt de localiser le nuage et de visualiser sa taille afin de lui appliquer le faisceau pousseur et de caractériser le jet lent obtenu. Les caractéristiques du jet lent nécessitent le comptage du nombre d’atomes en temps de vol et l’information spatiale que l’on reliera à la divergence du faisceau.

7 Caractérisation du jet atomique poussé : accordabilité non-linéaire en vitesse

Nous allons détailler, dans cette partie, le comportement du jet d’atomes lents en termes de vitesse, de dispersion de vitesse longitudinale et de dispersion angulaire, lorsque plusieurs paramètres expérimentaux sont en jeu. La caractérisation du jet atomique poussé s’est ainsi faite en changeant le désaccord en fréquence du laser pousseur (δ_p) et le courant circulant dans les bobines du piège MO (I_{MOT}), ce, pour différents temps de poussée t_p .

7.1 Présentation du modèle théorique

Considérons dans un premier temps un cas simple où seule la force radiative du laser existe. Sans effet Doppler *i.e.* quand la condition de résonance est à chaque instant satisfaite on a $\Gamma_{abs} = \Gamma$. Auquel cas, le taux de diffusion total Γ_{tot} s'écrit comme la somme du taux de diffusion dû à l'absorption et celui dû à l'émission :

$$\Gamma_{tot} \approx \Gamma + \Gamma_{abs} \approx 2\Gamma \quad (\text{I.7.1})$$

Maintenant, quand on tient compte de l'effet Doppler, le taux de diffusion dû à l'absorption Γ_{abs} est tel que $\Gamma_{abs}/\Gamma < 1$ au cours de la poussée. Hors résonance, le taux de diffusion total dépendant du temps s'écrit :

$$\Gamma_{tot}(t) \approx \Gamma + \Gamma_{abs}(t) \quad (\text{I.7.2})$$

Pour une description analytique complète du phénomène on exprime le taux de diffusion dû à l'absorption, Γ_{abs} , en fonction de la largeur de raie atomique Γ comme :

$$\Gamma_{abs}(v_z) = \Gamma \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + (2\Delta(v_z)/\Gamma)^2} \quad (\text{I.7.3})$$

expression qui dépend de l'intensité laser I et du décalage Doppler $\Delta(v_z) = 2\pi\delta_L - k_L v_z$ dû au mouvement de l'atome.

Le calcul consiste à intégrer pendant le temps de poussée le taux d'excitation $\Gamma_{abs}(t)$ et d'en déduire la vitesse finale supposée uniforme une fois le faisceau optique coupé. L'intégrale est convertie en une somme discrète sur les vitesses instantanées. Cette somme est calculée pas à pas en incrémentant le nombre de photons absorbés. On calcule ainsi le désaccord instantané $\Gamma_{abs}(v_i)$ jusqu'à la fin de la poussée.

En appliquant le principe fondamentale de la dynamique à l'atome de masse m dans le champ électromagnétique du laser :

$$\vec{F}_{rad} = \frac{\hbar\vec{k}_L}{2} \Gamma_{abs} = m \frac{dv(t)}{dt} \quad (\text{I.7.4})$$

on en tire la forme intégrale de la vitesse finale selon z au cours du temps :

$$v_z(t) = v(0) + \int_0^{t_p} \frac{\hbar k_L}{2m} \Gamma_{abs}(t) dt \quad (\text{I.7.5})$$

et donc la forme discrète :

$$v_z = v(0) + \sum_{i=0}^{N_{abs}} v_i = v(0) + \sum_{i=0}^{N_{abs}} \frac{\hbar k_L}{2m} (\Gamma_{abs})_i \Delta t_i \quad (\text{I.7.6})$$

où $\Delta t_i = 1/\Gamma + 1/(\Gamma_{abs})_i$ est la variable de temps discrétisée représentant la durée d'un cycle absorption/émission spontanée.

L'intégrale de $v_z(t)$ sur le domaine en temps de poussée nous permet de calculer la vitesse moyenne durant la phase d'accélération (voir équation I.9.2) et d'en tirer la vitesse balistique v_0 (voir I.9.5). Nous comparerons numériquement cette grandeur physique avec celle mesurée par l'expérience de double hachage optique (section 1.10). Sans champ magnétique, la vitesse finale à atteindre dépend comme attendu du désaccord en fréquence de départ δ_p du laser pousseur (I.20).

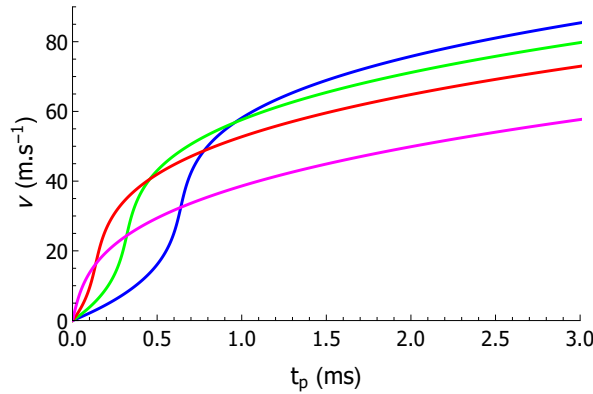


FIGURE I.20 – Vitesse théorique en fin de poussée en fonction du temps de poussée t_p . Ces courbes proviennent du calcul qui discrétise Γ_{abs} (I.7.6) pour lequel $B(z) = 0$. On y voit l'effet du désaccord en fréquence du laser pousseur pour 4 valeurs : en bleu, $\delta_p = 40$ MHz ; en vert, $\delta_p = 30$ MHz ; en rouge, $\delta_p = 20$ MHz ; en magenta, $\delta_p = 0$ MHz.

Étant donné les temps de poussée de l'ordre de la milliseconde, il est plus favorable de démarrer la poussée avec un laser décalé dans le bleu (2 à 3 Γ) afin d'atteindre rapidement des vitesses conséquentes. Nous ne pouvons pas nous permettre non plus des temps de poussée trop longs pour atteindre des vitesses conséquentes. En effet, nous ne voulons pas que la lumière interagisse avec l'atome qui est en interaction avec des objets déphasants dans les expériences d'optique atomique.

Dans ce modèle simple sans champ magnétique, nous remarquons qu'une plage de vitesses relativement étroite (de 10 à 60 m.s⁻¹) est atteignable en moins d'une milliseconde.

En reprenant le même raisonnement, nous y ajoutons cette fois la dépendance en z provenant du champ magnétique dans l'expression du désaccord total $\Delta(v_z)$ qui devient $\Delta(v_z, B(z)) = 2\pi\delta_L - k_z \times v_z - \frac{(m_f g_f - m_i g_i)\mu_B B(z)}{\hbar}$. Le taux de diffusion dû à l'absorption s'écrit alors :

$$\Gamma_{abs}(v_z, z) = \Gamma \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + (2\Delta(v_z, B(z))/\Gamma)^2} \quad (\text{I.7.7})$$

L'intensité du champ magnétique du MOT, $B(z)$, peut influencer fortement les vitesses finales. En effet, pour un domaine temporel de poussée identique (quelques millisecondes), nous pouvons gagner un facteur 2 sur la vitesse moyenne grâce à la présence du champ magnétique. Nous allons dès à présent décrire les résultats concernant la caractérisation en vitesse du jet.

7.2 Comparaison de la vitesse expérimentale avec le modèle théorique

La figure I.21 présente la vitesse longitudinale en fonction du temps, $v_z(t)$, calculée jusqu'à quelques millisecondes de temps de poussée t_p à désaccord en fréquence et intensité magnétique de piégeage fixes.

Prenons huit couples de paramètres pour lesquels nous donnons $v_z(t)$ à partir de I.9.2 :

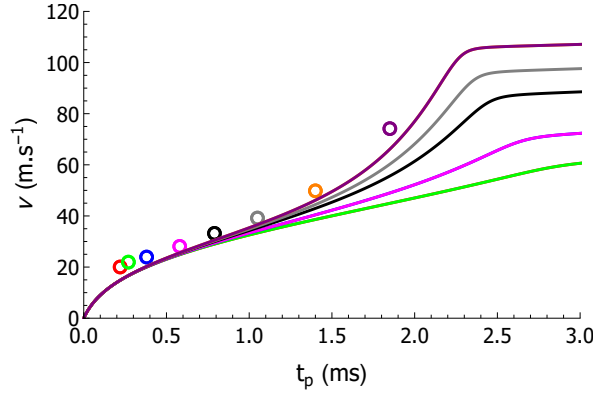


FIGURE I.21 – Vitesse finale en fonction du temps de poussé t_p . Les cercles représentent les données expérimentales fournies par la mesure de vitesse par hachage optique. Huit couples de paramètres sont présentés pour un désaccord fixe $\delta_p = 8$ MHz ; en rouge : $\partial_z B_z = 2,2 \text{ G.cm}^{-1}$, $t_p = 0,22 \text{ ms}$; en vert : $\partial_z B_z = 2,2 \text{ G.cm}^{-1}$, $t_p = 0,27 \text{ ms}$; en bleu : $\partial_z B_z = 4 \text{ G.cm}^{-1}$, $t_p = 0,38 \text{ ms}$; en magenta : $\partial_z B_z = 4 \text{ G.cm}^{-1}$, $t_p = 0,58 \text{ ms}$; en noir : $\partial_z B_z = 6 \text{ G.cm}^{-1}$, $t_p = 0,79 \text{ ms}$; en gris : $\partial_z B_z = 7 \text{ G.cm}^{-1}$, $t_p = 1,05 \text{ ms}$; en orange : $\partial_z B_z = 8 \text{ G.cm}^{-1}$, $t_p = 1,40 \text{ ms}$; en violet : $\partial_z B_z = 8 \text{ G.cm}^{-1}$, $t_p = 1,85 \text{ ms}$.

Les traits pleins de la courbe sont calculés en tenant compte des vrais paramètres expérimentaux dans l'expression du taux d'excitation local $\Gamma_{abs}(v, z)$. Pour une combinaison des trois principaux paramètres expérimentaux (t_p , $B(z)$, δ_p), la vitesse finale est extrêmement stable et reproductible au cours du temps. On ne gagne rien à tenir compte de l'intensité laser au delà de 6 mW. En somme, différentes combinaisons de paramètres peuvent donner la même vitesse résultant de la compétition entre l'effet Doppler et l'effet du potentiel magnétique. C'est pour cela d'ailleurs que trois des huit courbes sont confondues sur la figure I.21.

Le tableau I.1 rapporte les valeurs expérimentales pour différents paramètres de champ magnétique en fonction du temps de poussée expérimental t_p . Grâce à ces valeurs, nous fixons $D_{tot} = 1,113(1) \text{ m}$ avec l'équation I.9.5 et ce à basse vitesse ($20,04(2) \text{ m.s}^{-1}$ à 0,85%). En parallèle, nous sommes en mesure de caractériser la phase d'accélération en calculant $v_z(t)$ (équation I.7.5) et par voie de conséquence la vitesse moyenne théorique pendant l'accélération, $\langle v_z \rangle$ (équation I.9.2). En fin de compte, ceci permet d'extraire la vitesse v_0 théorique (équation I.9.5) que l'on compare à la valeur expérimentale.

Le modèle est très satisfaisant et peut servir par extrapolation à déterminer une vitesse en vol balistique connaissant l'ensemble des paramètres de poussée et ce, pour des temps de poussée raisonnables (inférieurs à 2 ms). On donne, à titre d'exemple, l'évolution de la vitesse longitudinale théorique pour trois séries de paramètres (Fig. I.22).

vitesse mesurées (m.s ⁻¹)	$\delta v_z/v_z$ à FWHM (‰)
20,04	1,2
21,94	1,3
23,92	1,4
28,04	1,5
33,19	1,7
39,18	1,9
49,84	2,3
74,15	3,2

TABLE I.1 – Tableau rassemblant les mesures de vitesses par la méthode de hachage optique présentée précédemment. L'incertitude relative sur la vitesse, on la calcule en utilisant l'équation I.9.1. Quant à l'écart relatif entre le modèle théorique et l'expérience, celui-ci a été minimisé en jouant sur l'expression analytique du champ magnétique.

Nous comparons les courbes théoriques avec des séries de mesures en vitesse à partir du temps de vol (FWHM de 2 à 25 % selon les paramètres de poussée). La concordance aux temps inférieurs à 1 ms est plutôt satisfaisante. L'écart aux temps plus longs provient probablement par une modélisation du champ magnétique et du faisceau optique incomplète.

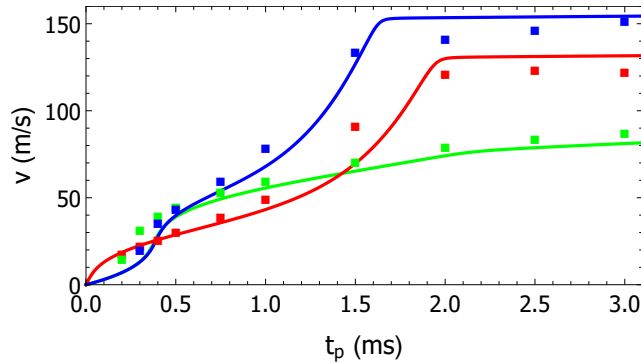


FIGURE I.22 – Vitesse théorique en fonction du temps de poussée. Les carrés représentent les données expérimentales en fonction de t_p pour trois séries de paramètres de poussée, en bleu : $\delta_p = 30$ MHz, $\partial_z B_z = 12$ G.cm⁻¹ ; en rouge : $\delta_p = 0$ MHz, $\partial_z B_z = 12$ G.cm⁻¹ ; en vert : $\delta_p = 30$ MHz, $\partial_z B_z = 2$ G.cm⁻¹.

Nous nous sommes aussi interrogé sur le fait de garder $\Delta(v_z, z)$ proche de zéro durant l'accélération. L'idée est d'étendre la gamme de vitesses (d'un facteur 2 à 3) tout en réduisant les temps de poussée, donc diminuer la distance de poussée D_1 .

Pour cela, nous avons naturellement pensé à un *chirp* en fréquence. Malheureusement l'excursion en fréquence n'est pas suffisante pour maintenir la résonance sur toute la plage de temps de poussée (jusqu'à 3 ms). Une variation du décalage en fréquence de 15 MHz serait le mieux qu'on puisse faire expérimentalement car l'injection dans la fibre n'est plus assuré. Mais comme le montre la figure I.23, même avec une variation du décalage de 50 MHz on ne gagne que 20 % au maximum sur la vitesse finale.

Malheureusement nous n'avons pas pu atteindre des vitesses d'au moins 300 m.s⁻¹ ce qui aurait été intéressant pour déterminer la géométrie du réseau nanométrique comme nous le verrons au chapitre 3.

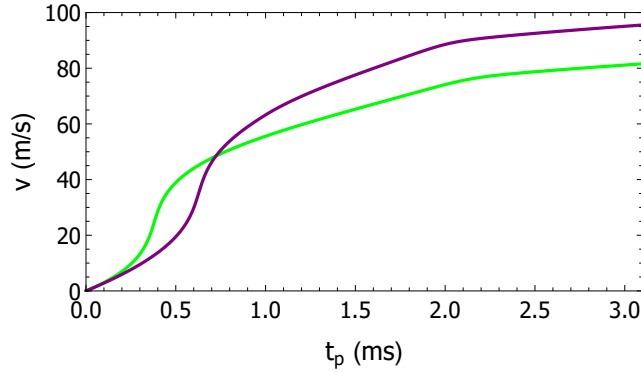


FIGURE I.23 – Vitesse théorique en fonction du temps de poussée t_p pour une série de paramètres de poussée, en vert : sans *chirp* $\delta_p = 30$ MHz, $\partial_z B_z = 2$ G.cm⁻¹ ; en violet : avec *chirp* linéaire $\delta_p = 30$ MHz à -20 MHz en 1 ms, $\partial_z B_z = 2$ G.cm⁻¹.

8 Divergence et distribution longitudinale du jet

La configuration expérimentale permet de produire un effet subtil qui réside dans les variations de la dispersion de vitesse longitudinale durant la poussée. L'analyse de la dispersion en vitesse consiste à séparer le mouvement transverse dans le plan (x, y) du mouvement longitudinal selon l'axe z .

Le premier modèle calcule la dispersion brownienne attendue en considérant seulement le nombre de photons absorbés pour un temps de poussée donné. La seconde méthode est un calcul complet Monte Carlo qui prend en compte toute l'histoire de l'atome au cours de sa propagation. Ce calcul a été utilisé par le passé dans l'équipe [39] pour l'analyse du ralentissement Zeeman et de fait, il se prête très bien à la situation actuelle. La démarche consiste à décomposer chaque cycle absorption/émission spontanée durant la séquence de poussée de sorte à déterminer une trajectoire aléatoire résultante à partir des variables aléatoires $t_{abs} = -\log[Rn[0, 1]]/\Gamma_{abs}$ (temps d'absorption) et $t_{em} = -\log[Rn[0, 1]]/\Gamma$ (temps d'émission) avec $Rn[0, 1]$ un nombre aléatoire compris entre 0 et 1. La vitesse atomique est dès lors changée suite à un transfert d'impulsion dû à l'absorption d'un photon le long de la trajectoire z . L'émission selon z qui suit est contenue dans un diagramme de rayonnement non isotrope de la forme $(\cos^2 \theta + 0.5 \sin^2 \theta)$ pour une lumière polarisée σ^+ avec θ , l'angle polaire.

L'intégralité de la séquence donne un nombre de photons moyen $\langle N_i \rangle$ et des vitesses finales \vec{v}_i (de composantes transverse et longitudinale) pour chaque trajectoire. Par suite, quelques centaines de trajectoires indépendantes servent à reconstruire une distribution significative avec un nombre moyen de photons absorbés $\langle N_{abs} \rangle$.

8.1 Modélisation Brownienne des dispersions angulaires

La figure I.24 montre la dispersion angulaire FWHM mesurée sur le détecteur et calculée à partir de la simulation. La courbe pointillée noire reproduit le calcul analytique de la dispersion de type brownien d'écart-type $\sigma_v \propto \sqrt{\langle N \rangle}$ où l'on suppose un processus d'itérations de N événements indépendants (absorption et émission). L'approche standard consiste dans un premier temps à considérer le diagramme d'émission spontanée comme isotrope.

Auquel cas, on applique un facteur $1/\sqrt{3}$ sur la contribution en énergie des transferts d'impulsions $\hbar\vec{k}$ pour les trois directions principales de l'espace. La distribution angulaire σ_θ sur le nombre moyen de photons absorbés $\langle N_{abs} \rangle$ s'écrit :

$$\sigma_\theta(\langle N_{abs} \rangle) = \sqrt{\langle N_{abs} \rangle / 3} \quad (\text{I.8.1})$$

Un facteur additionnel inclut la légère anisotropie du diagramme d'émission en pondérant la dispersion angulaire dans le plan transverse (contenant l'anisotropie) par un facteur $\alpha_{x,y} = 0,95$ et dès lors on a :

$$\sigma_\theta(\langle N_{abs} \rangle) = \alpha_{x,y} \sqrt{\langle N_{abs} \rangle / 3} \quad (\text{I.8.2})$$

L'approche statistique suffit à décrire le comportement angulaire du jet. Un calcul Monte Carlo serait préférable dans la mesure où il prend en compte tout l'environnement de l'atome, notamment les inhomogénéités du champ magnétique. Dans la figure I.24 il y aurait probablement un gain à une approche Monte Carlo pour réduire l'écart à la courbe de dispersion angulaire σ_x , en particulier à basse vitesse.

Néanmoins, on est en mesure de dire que la dispersion angulaire se déduit du nombre final moyen de photons absorbés $\langle N_{abs} \rangle$, résultant d'un mouvement brownien pur.

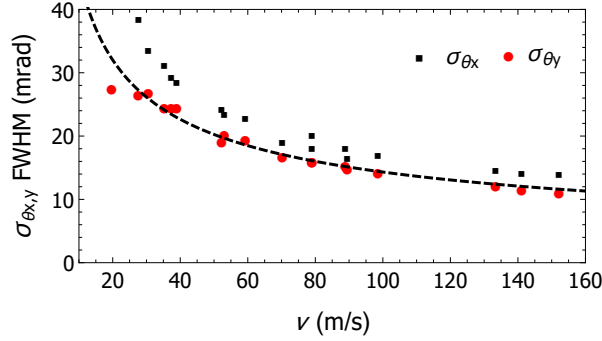


FIGURE I.24 – Dispersion angulaire $\sigma_{\theta(x,y)}$ en fonction de la vitesse. Les ronds représentent la dispersion verticale et les carrés la dispersion horizontale dans le plan transverse pour deux séries ($\delta_p, \partial_z B_z$) discutées ici. Les couples de paramètres en jeu sont donnés pour différents temps de poussée : $\delta_p = 30$ MHz ; $\partial_z B_z = 2$ G.cm⁻¹, et $\delta_p = 0$ MHz ; $\partial_z B_z = 12$ G.cm⁻¹.

8.2 Échec de l'approche Brownienne dans la description du comportement de la dispersion de vitesse longitudinale

Comme évoqué précédemment, l'approche par un calcul Monte Carlo est la seule façon de reproduire fidèlement la mesure de la dispersion de vitesse longitudinale dans une telle configuration. En effet, contrairement à la dispersion de vitesse transverse, la dispersion de vitesse longitudinale est gouvernée par deux phénomènes aléatoires indépendants mais liés ; à savoir, la dispersion due à l'émission spontanée et la dispersion sur le nombre de photons absorbés le long de z . Alors que l'émission spontanée reste (presque) la même durant la poussée, le nombre de photons absorbés quant à lui varie considérablement parce que le champ magnétique possède une composante suivant z qui modifie l'effet Doppler à chaque instant t compris entre $[0; t_p]$.

La question est de déterminer le nombre de photons absorbés - égal à celui des photons émis - après N couples de temps aléatoires (t_{abs}, t_{em}) écoulés.

Dans le cadre d'une description brownienne, seule la dernière valeur locale (à la fin de la poussée) du taux de diffusion dû à l'absorption, Γ_{abs} , est prise en compte. On peut montrer que l'écart-type σ_{v_z} [6] sur la distribution de vitesses longitudinales s'écrit :

$$\sigma_{v_z} = v_{rec} \sqrt{N_{abs}} \sqrt{\frac{\Gamma_{abs}^2 + \Gamma^2}{(\Gamma_{abs} + \Gamma)^2} + \frac{\alpha_z^2}{3}} \quad (\text{I.8.3})$$

où $\alpha_z = 1,11$ est un facteur correctif dû au diagramme d'émission spontanée légèrement anisotrope.

Nous avons représenté deux courbes (I.25 et I.26) qui sont l'équation I.8.3 à résonance et hors-résonance. D'après la même équation on peut constater que le taux de diffusion Γ_{abs} variable (courbe noire pointillée) donne des valeurs de dispersions σ_{v_z} plus grandes que dans le cas où le processus de poussée est maintenu à résonance au cours du temps (courbe rouge pointillée). Les points expérimentaux de la figure sont déduits de la distribution de temps de vol relative.

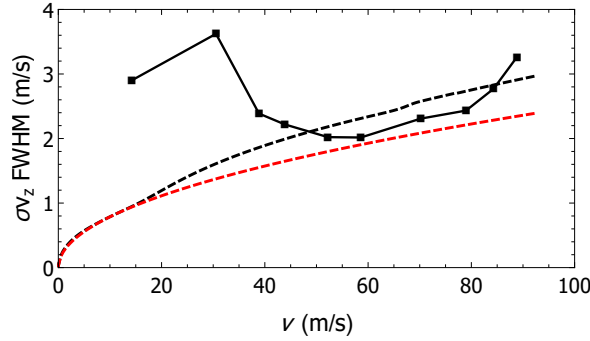


FIGURE I.25 – Première série pour un désaccord initial important ($\delta_p = 30$ MHz) et un champ magnétique faible ($\partial B_z = 2$ G.cm⁻¹) qui permet d'atteindre des basses vitesses (90 m.s⁻¹ au maximum). Les carrés noirs représentent les données expérimentales où la dispersion de vitesse longitudinale $\sigma_{v_z} = v_0 \frac{\Delta t}{t}$. A partir de I.8.3, la courbe noire pointillée représente σ_{v_z} hors résonance (Γ_{abs} variable) et la courbe rouge pointillée représente le cas résonant ($\Gamma_{abs} = \Gamma$) en fonction de la vitesse.

Dans ce cas, le modèle brownien hors résonance n'est plus valable en tout point. La dispersion de vitesse longitudinale σ_{v_z} pour la première série (figure I.25) est en effet notamment plus grande à basse vitesse qu'au-delà de 45 m.s⁻¹. La fonction de dispersion expérimentale est supérieure (dispersion étirée) ou inférieure (comprimée) au modèle brownien proportionnel à $\sqrt{\langle N_{abs} \rangle}$.

La seconde série I.26 permet d'atteindre des grandes vitesses où l'on observe à nouveau les phénomènes d'étirement et de compression mais pour des domaines de vitesses différents. Cette fois, σ_{v_z} est d'abord plus petite que la valeur brownienne puis plus grande au-delà de 45 m.s⁻¹, et à nouveau plus petite au-delà de 110 m.s⁻¹.

Pour les deux séries, l'allure des courbes calculées par Monte Carlo sont similaires à celles des données expérimentales (figures I.27 et I.28), ce qui est satisfaisant.

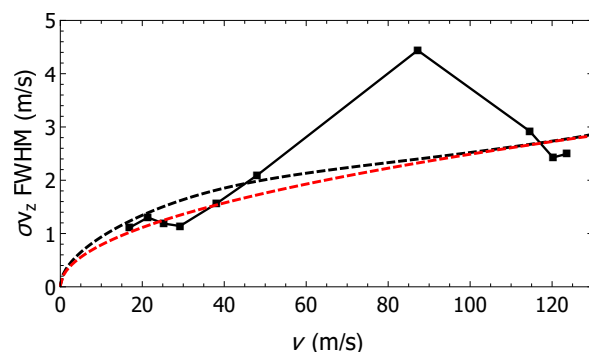


FIGURE I.26 – Deuxième série pour un désaccord initial nul ($\delta_p = 0$ MHz) et un champ magnétique important ($\partial B_z = 12$ G.cm $^{-1}$) qui permet d’atteindre des grandes vitesses (125 m.s $^{-1}$ ici). Les points représentent les données expérimentales où la dispersion de vitesse longitudinale $\sigma_{v_z} = v_0 \frac{\Delta t}{t}$. A partir de I.8.3, la courbe noire pointillée représente σ_{v_z} hors résonance (Γ_{abs} variable) et la courbe rouge pointillée représente le cas résonant ($\Gamma_{abs} = \Gamma$) en fonction de la vitesse.

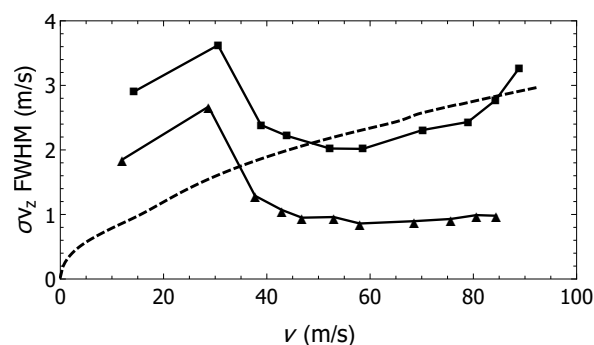


FIGURE I.27 – Les carrés noirs représentent les données expérimentales où la dispersion de vitesse longitudinale σ_{v_z} est calculée à partir de la distribution en temps de vol. Les triangles noirs représentent le calcul de type MonteCarlo. La courbe noire pointillée représente σ_{v_z} hors résonance (Γ_{abs} variable).

Malgré tout, un écart plutôt constant est manifeste d’un problème inexplicable comme pourrait l’être un effet thermique et les inhomogénéités des champs optique et magnétique. La compression dans l’espace des impulsions est attribué à l’aspect topologique du champ magnétique. A résonance, la variabilité du désaccord en fréquence vécu par les atomes est alors plus grande que dans le cas d’une approche brownienne standard. Ce phénomène de compression peut être remis dans le contexte du ralentissement Zeeman, construit de sorte à ce que les atomes restent aussi longtemps que possible à résonance.

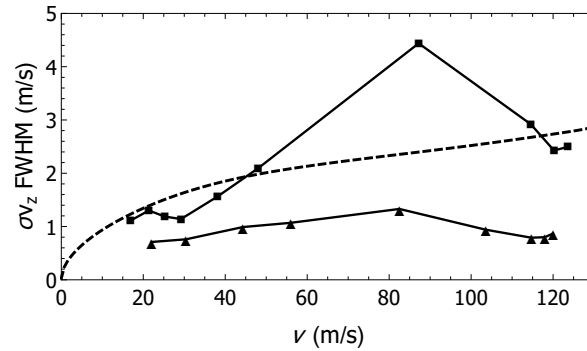
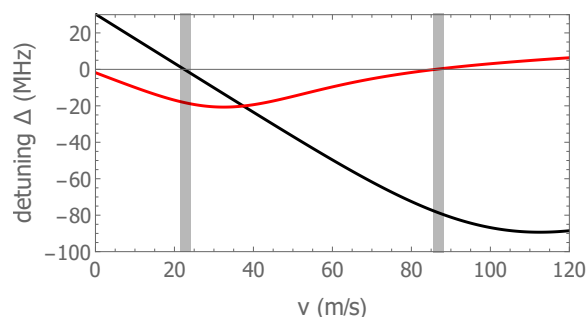
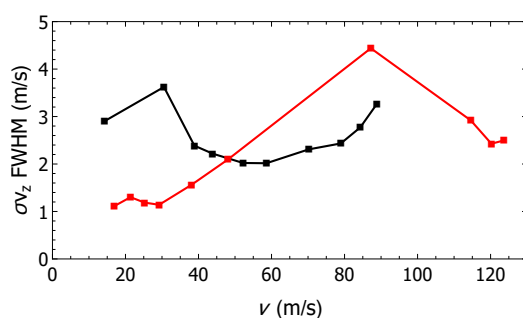


FIGURE I.28 – Les carrés noirs représentent les données expérimentales où la dispersion de vitesse longitudinale σ_{v_z} est calculée à partir de la distribution en temps de vol. Les triangles noirs représentent le calcul de type MonteCarlo. La courbe noire pointillée représente σ_{v_z} hors résonance (Γ_{abs} variable).

Pour les mêmes points d'acquisition, une nouvelle figure I.29 montre l'évolution du désaccord global du faisceau pousseur (fonction de v et de z) en fonction du temps de poussée. Nous pouvons observer qu'il y a une corrélation manifeste entre la grande dispersion de vitesse longitudinale et les passages par la résonance. A l'inverse, la dispersion diminue pour un faisceau décalé dans le rouge. Dans le cas du laser pousseur, on peut choisir une accélération plus ou moins longue proche de la résonance avant de produire (naturellement ici) une focalisation en impulsion hors résonance (ou le contraire).



(a)



(b)

FIGURE I.29 – (a) Désaccord en fréquence en fonction du temps de poussée pour deux séries (courbe rouge : $\delta_p = 0$ MHz ; $\partial B_z = 12$ G.cm⁻¹) et (courbe noire : $\delta_p = 30$ MHz ; $\partial B_z = 2$ G.cm⁻¹). Les parties grisées marquent les passages par la résonance (b) Dispersion de vitesse longitudinale σ_{v_z} pour les deux séries expérimentales correspondantes.

9 Mesure de la vitesse par hachage optique

9.1 Principe

Nous présentons ici une mesure indirecte de la vitesse par des mesures directes temporelle et spatiale. Avec une technique de double hachage optique, nous avons procédé à une découpe du nuage atomique. Nous utilisons pour cela un faisceau optique à résonance dont l'allumage est synchronisé avec le passage du nuage. Des hublots permettent l'interaction des faisceaux optique et atomique à 90° (Fig. I.30). La découpe du nuage se fait donc en déviant certains atomes du jet par l'absorption de photons d'impulsion $\hbar k$ de manière à ce qu'ils n'apparaissent plus sur le détecteur. L'effet du laser est observé par une mesure de temps de vol.

Dans un premier temps nous cherchons à interagir avec le nombre d'atomes maximal de la distribution et aux temps longs donc avec les atomes plus lents (courbe verte de la figure I.32). L'efficacité du hachage n'est pas très contraignante au niveau de la perpendicularité des faisceaux optique et atomique car la vitesse des atomes est lente.

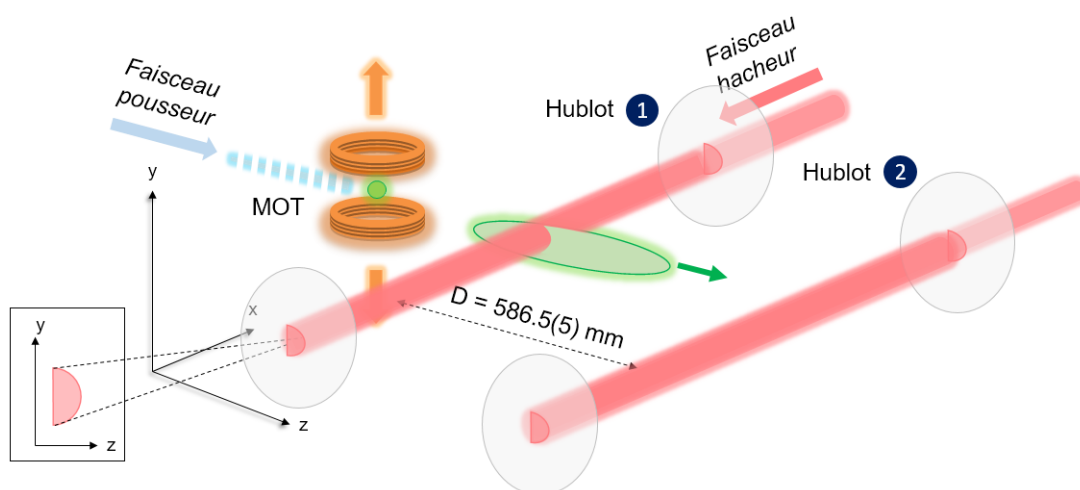


FIGURE I.30 – Représentation en trois dimensions du nuage d'atomes en vol balistique dans l'enceinte et coupé en deux zones par les faisceaux hacheurs.

Un télescope en amont permet d'obtenir un faisceau suffisamment large (un peu plus de 5 mm de diamètre) et intense ($P_{hacheur} \approx 4 \text{ à } 5 \text{ mW}$). On fabrique deux faisceaux séparés de la distance $D = 585,5 \text{ mm}$ connue à 0,5 mm près, soit 0,85 ‰ (Fig. I.30). La forme en demi-lune est imprimée au faisceau optique par la présence de caches de part et d'autre de l'enceinte d'expérience. Le demi-cercle de rayon 2,5 mm doit se retrouver alignée avec le hublot opposé afin de minimiser l'erreur sur l'angle droit sans que ce soit très critique. Le hachage se fait en deux étapes. On crée dans un premier temps une coupure dans la distribution en temps de vol avec le premier faisceau dont l'allumage se fait au temps t_1 . On reproduit la même opération avec le deuxième faisceau qu'on enclenche au temps t_2 en cherchant à affecter le moins possible la distribution de temps de vol par une synchronisation adéquate du deuxième faisceau. Le rôle du deuxième faisceau est en effet d'encadrer le temps de coupure t' imposé par la première découpe. Ce temps pris à mi-hauteur de la distribution de temps de vol initiale est alors connu à $\delta t = \pm 50 \mu\text{s}$ (figures I.31 et I.32).

On rappelle que la vitesse moyenne $\langle v \rangle$ d'un atome dans un champ optique à résonance et à intensité de saturation est proportionnelle à la vitesse de recul v_{rec} par le nombre moyen de photons absorbés $\langle N_{abs} \rangle$ pendant le temps d'illumination : $\langle v \rangle = \langle N_{abs} \rangle \times v_{rec}$, où $v_{rec} = 12,3 \text{ mm.s}^{-1}$ pour l'argon 40. Le tableau I.2 donne le nombre de photons absorbés, le temps d'illumination ainsi que la distance parcourue le long de la trajectoire atomique pour deux vitesses. Par exemple, au premier hublot, à 800 mm du détecteur et à la vitesse de 20 m.s^{-1} , l'atome doit absorber en moyenne 80 photons pour arriver hors du détecteur (40 mm de rayon). A résonance et à transition saturée, la durée d'irradiation totale $t_{illu} = 2\tau \langle N_{abs} \rangle$ est alors de $5 \mu\text{s}$, c'est à dire 0.1 mm de parcours dans le faisceau laser.

$v=20 \text{ m.s}^{-1}$	$\langle N_{abs} \rangle$	$t_{illu} (\mu\text{s})$	$d_{illu} (\text{mm})$
1 ^{er} hublot	80	5	0,1
2 ^{ème} hublot	300	18	0,4
$v=74 \text{ m.s}^{-1}$	$\langle N_{abs} \rangle$	$t_{illu} (\mu\text{s})$	$d_{illu} (\text{mm})$
1 ^{er} hublot	300	17	1,3
2 ^{ème} hublot	1200	70	5

TABLE I.2 – Table des valeurs théoriques du nombre moyen de photons absorbés, du temps d'illumination et de la distance parcourue.

Ces conditions sont bien remplies. Notons que pour des vitesses très lentes, l'ouverture angulaire du faisceau atomique au niveau de la première zone de hachage (10 mm de diamètre à 20 m.s^{-1} typiquement) est plus grande que le diamètre du faisceau optique. Ceci est aussi vrai au niveau du second hublot. Mais ce n'est pas rédhibitoire pour autant car pour la mesure de vitesse nous pouvons, à l'aide du détecteur, sélectionner un domaine spatial où le nuage a été proprement tronqué.

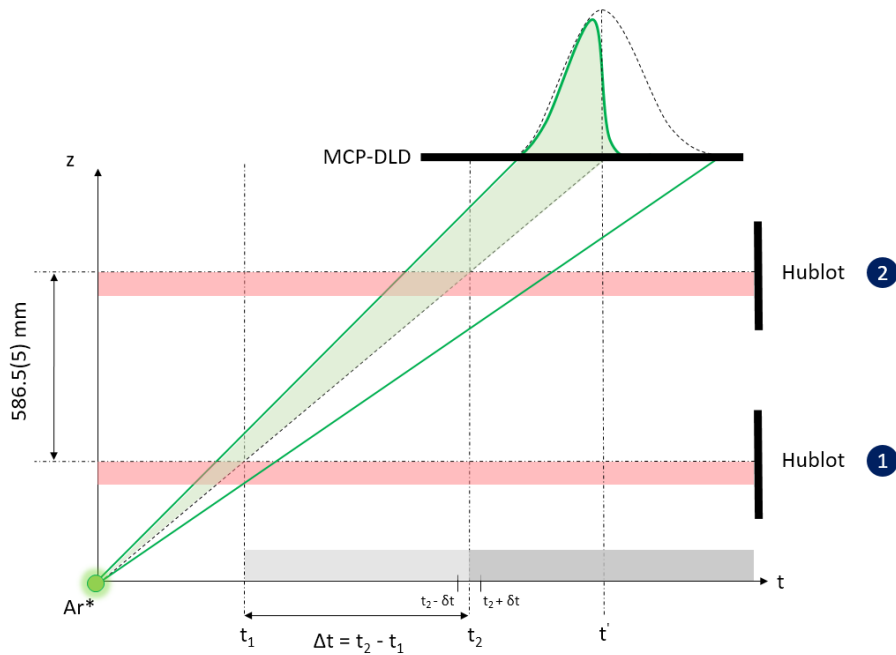


FIGURE I.31 – Diagramme $z(t)$ illustrant les modifications dans la distribution de temps de vol.

Expérimentalement nous ajustons les temps d'ouverture/fermeture du laser (à la dizaine de microsecondes près) pour obtenir un spectre de temps de vol tronqué, de préférence à densité atomique maximale (Fig. I.31).

La différence de temps mesurée (table I.3) correspond alors au temps mis par les atomes pour parcourir la distance D entre les bords verticaux des caches.

$\Delta t_h = t_{hublot1} - t_{hublot2} $ (ms)	v_0 (m.s ⁻¹)
29,27	20,04
26,73	21,94
24,52	23,92
20,92	28,04
17,67	33,19
14,97	39,18
11,72	49,84
7,91	74,15

TABLE I.3 – Tableau donnant les mesures de vitesses en vol balistique pour huit série de paramètres (intensité champ magnétique, temps de poussée et désaccord) données.

L'incertitude sur la distance entre les deux zones de hachage n'est pas critique car largement dans la barre d'erreur imposée par la précision de la lecture du temps de coupure t' (Fig. I.32). On donne à ce propos l'incertitude relative sur la vitesse longitudinale comme la racine carrée de la somme des incertitudes relatives quadratiques sur la distance séparant les deux bords D , et le temps de vol mesuré t' :

$$\frac{\delta v_z}{v_z} = \sqrt{\left(\frac{\delta D}{D}\right)^2 + \left(\frac{\delta t'}{t'}\right)^2} \quad (\text{I.9.1})$$

L'incertitude sur la mesure du temps de coupure au niveau des hublots est réduite expérimentalement à $50 \mu\text{s}$, soit $\delta t'/t' \approx 3 \text{ ‰}$ FWHM à 74 m.s^{-1} et $\delta t'/t' \approx 0,9 \text{ ‰}$ FWHM à 20 m.s^{-1} (valeurs de vitesse typiques). L'incertitude totale sur la mesure de vitesse est donc quasiment égale à celle de la mesure du temps, surtout à grande vitesse, soient $3,2 \text{ ‰}$ FWHM à 74 m.s^{-1} et $1,2 \text{ ‰}$ FWHM à 20 m.s^{-1} .

Le fait que l'incertitude soit meilleure (d'un facteur 3 au moins) à 20 m.s^{-1} en comparaison de 74 m.s^{-1} est un avantage important par exemple pour les expériences de diffraction par un réseau. Il peut être important comme nous le verrons dans le chapitre 3 de connaître la longueur d'onde de de Bröglie avec la meilleure exactitude possible car celle-ci intervient directement dans la figure de diffraction comme un paramètre indépendant.

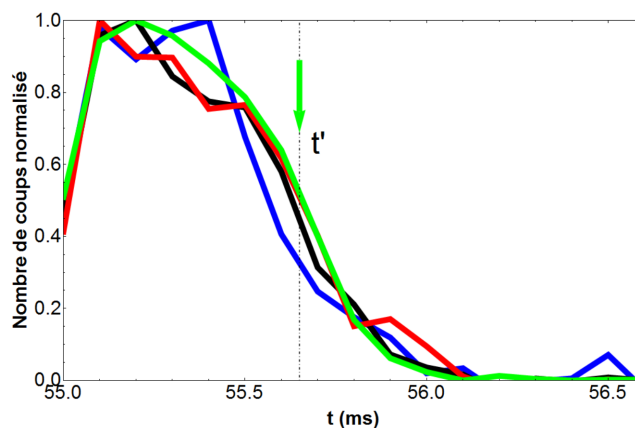


FIGURE I.32 – Spectres en temps de vol tronqués à deux positions différentes pour des atomes lents ($20,04 \pm 0,02 \text{ m.s}^{-1}$ d'après la mesure de vitesse). Pour le deuxième hublot, nous procédons à trois mesures (courbe bleue, noire et rouge) séparées dans le temps de $50 \mu\text{s}$ de sorte à contraindre l'erreur commise sur la lecture du temps de vol de coupure t' .

Pour diminuer l'incertitude sur la mesure de distance en vol balistique, il serait intéressant de réaliser un système de caches mécaniques tels que $\delta D/D$ serait de 0,45 ‰ FWHM (0,25 mm sur 586,5 mm). Du point de vue optique, nous sommes actuellement limités par les profils spatiaux des faisceaux optiques avec des temps de montée/descente en sortie de fibres d'une dizaine de μs . Les temps de commutation des faisceaux optiques pourraient être opérés par un système électro-optique comme la cellule de Pockels (temps de coupure à la nanoseconde). De cette façon nous serions en mesure de réaliser des mesures de temps de coupure avec une excellente résolution. L'incertitude relative sur la mesure de vitesse serait alors de 0,4 ‰ FWHM dans une large gamme de vitesses.

9.2 Discussion sur le modèle adopté

La difficulté pour définir proprement la vitesse provient du fait que l'atome n'est pas à vitesse constante instantanément : durant la poussée l'accélération est variable. De plus la variation du désaccord total dans le temps engendre des temps de poussée expérimentaux plus grands qu'à résonance et à saturation de la transition ($t_{p(théorique)} = 2\langle N_{abs} \rangle \tau$).

temps de poussée expérimental (ms)	temps de poussée théorique (ms)
0,22	0,095
0,27	0,103
0,38	0,113
0,58	0,133
0,79	0,157
1,05	0,185
1,4	0,236
1,85	0,350

TABLE I.4 – Tableau permettant de comparer les valeurs de temps de poussée attendues (à résonance) aux valeurs expérimentales (désaccord local) pour huit séries de paramètres.

Au regard du tableau I.4, il est intéressant d'étudier le comportement du temps de poussée expérimental relativement aux autres paramètres (intensité du champ magnétique I_{MOT} et désaccord du faisceau pousseur δ_p). L'écart entre les valeurs expérimentale et théorique s'explique par la présence du champ magnétique. Le désaccord global en fréquence lors de la propagation varie significativement et de façon linéaire vis-à-vis de la barrière de champ magnétique comme nous le verrons.

Dans un premier temps, il convient de caractériser la phase d'accélération d'après une considération simple consistant à dire que la vitesse moyenne au cours de la poussée est une fraction de la vitesse finale v_0 uniforme pendant le vol balistique : $\langle v \rangle = \alpha v_0$ où α est un paramètre libre caractérisant l'accélération et compris entre 0 et 1. Le défaut de cette approximation est de ne pas tenir compte de la variabilité dans le temps de α . Le comportement asymptotique $\alpha = 0$ correspond à un départ instantané à la fin du temps de poussée tandis que pour $\alpha = 1$ la vitesse est atteinte en un temps infiniment court. Un paramètre compris entre 0,2 et 0,8 serait physiquement vraisemblable.

Pour caractériser de façon plus fiable la vitesse expérimentale, nous avons séparé le mouvement en deux étapes. Le modèle considère dans un premier temps le mouvement d'un atome poussé dans un champ optique, sur une distance moyenne D_1 où la vitesse longitudinale moyenne selon z est donnée par :

$$\langle v_z \rangle = \frac{1}{t_p} \int_0^{t_p} v_z(t) dt \quad (\text{I.9.2})$$

avec $v_z(t)$ calculée à partir de la 2^{ème} loi de Newton en fonction de la dynamique discrétisée dans le temps du taux de diffusion dû à l'absorption, $\Gamma_{abs}(t)$.

On explorera différents ensembles de paramètres (δ_p , t_p , I_{MOT}). La distance moyenne s'écrit donc :

$$D_1 = \langle v_z \rangle t_p \quad (\text{I.9.3})$$

Dans un second temps, l'atome est en vol libre à vitesse v_0 sur une distance D_2 où :

$$D_2 = (t_f - t_p)v_0 \quad (\text{I.9.4})$$

avec t_f exprimant le temps de vol mesuré sur le détecteur.

En posant la distance totale, du MOT au détecteur, comme étant égale à $D_{tot} = D_1 + D_2$, on peut trouver la vitesse durant le vol balistique par la relation :

$$v_0 = \frac{D_{tot} - \langle v_z \rangle t_p}{t_f - t_p} \quad (\text{I.9.5})$$

avec D_{tot} déterminée par la méthode de double hachage optique où l'on mesure expérimentalement v_0 . La vitesse moyenne pendant l'accélération $\langle v_z \rangle$ est calculée à l'aide de l'équation I.9.2 et le champ magnétique du piège est donné par I.6.1.

La mesure à basse vitesse est plus exacte car le rapport t_f/t_p est très grand devant 1. L'incertitude sur la mesure de D_{tot} est alors donnée au pour mille (limitée par l'incertitude sur la mesure au pour mille de $v_0 = 20 \text{ m.s}^{-1}$). L'effet perturbatif de la poussée est minimal dans ce cas.

Nous nous proposons de vérifier dans la section qui suit, la pertinence du modèle concernant le calcul de la vitesse v_0 supposée uniforme pendant le vol balistique (équation I.9.5). Pour cela nous comparerons quelques valeurs de vitesses uniformes théoriques pour D_{tot} avec celles des vitesses mesurées par hachage optique. L'écart relatif entre la mesure et la prédiction est par la suite minimisé en changeant légèrement l'allure du champ magnétique $B(z)$ (équation I.6.2) qui n'est connu que théoriquement à partir de loi de Biot-Savart (I.6.1).

10 Conclusion

Nous avons présenté une expérience sous vide qui démarre à partir d'un jet supersonique d'argon (40). Le jet thermique d'atomes d'argon métastable dans l'état 3P_2 qui en résulte est ralenti puis piégé à l'aide d'un montage optique complexe. Le flux important de 10^8 à 10^{10} atomes métastables par seconde nous permet d'obtenir un nuage atomique piégé dont le nombre et la taille sont quantitativement caractérisés par la fluorescence du piège à l'aide d'une caméra. Ensuite, on extrait les atomes en envoyant un laser pousseur de sorte à produire un jet d'atomes métastables lents. La propagation du jet lent est possible grâce au système de pompage permettant un environnement ultra-vide (10^{-9} mbar) dans la chambre d'expérience. Le flux atomique du jet lent est alors gigantesque, celui-ci pouvant aller jusqu'à 50 kHz. Nous avons profité de la grande résolution spatio-temporelle du détecteur MCP-DLD pour imager le jet et mesurer la dispersion en temps de vol.

Nous avons alors consacré du temps à chercher les meilleurs paramètres pour produire un jet lent. La concomitance des trois paramètres expérimentaux en jeu (temps de poussée t_p , intensité du champ magnétique du piège I_{MOT} et désaccord en fréquence du laser pousseur δ_p) modifie le jet en termes de vitesse, dispersions angulaires et dispersion en vitesse longitudinale [6]. A ce titre, nous avons montré qu'il existe différents points de fonctionnement pour produire le jet lent pulsé. Ce jet atomique est en somme accordable dans une gamme de vitesses lentes comprises entre 10 et 150 m.s^{-1} et pour des valeurs de divergence s'étendant de 10 à 200 mrad.

La présence du champ magnétique du piège module linéairement le décalage Doppler durant la poussée, ce qui a permis d'obtenir des valeurs de dispersion en vitesse longitudinale plus grandes ou plus petites que les valeurs théoriques en l'absence de ce champ. Les dispersions angulaire et longitudinale ont été exactement et fidèlement retrouvées par le calcul de type Monte Carlo. Ensuite, la détermination au pourmille de la vitesse a été possible par une technique de hachage optique (1,2 ‰ à 20 m.s^{-1} et 3,2 ‰ à 74 m.s^{-1}). Ces données sont d'une importance cruciale pour les expériences de diffraction atomique que je présenterai. Le contrôle en matière de flux, de dispersion de vitesse et d'ouverture angulaire font de ce jet un outil intéressant pour l'étude de la diffraction au travers de nanoréseaux et de l'interaction avec des champs magnétiques co-mobiles.

CHAPITRE II

ATOMES PARAMAGNÉTIQUES EN INTERACTION AVEC UN CHAMP MAGNÉTIQUE CO-MOBILE

1 Introduction

Depuis les années 80 [48], de nombreux outils utilisant la lumière laser capables de manipuler le mouvement d'atomes ou de molécules neutres ont été produits dans le but de les décélérer puis de les refroidir. La technique de ralentissement de type Zeeman présentée précédemment dans ce manuscrit, dégrade les qualités du jet, notamment la dispersion angulaire (0,1 rad typ., [39]) du fait du grand nombre de cycles d'absorption et d'émission spontanée. Elle est par ailleurs inadaptée au ralentissement de molécules. Un plus large éventail d'applications peut être trouvé si l'on s'intéresse aux champs électriques [9] ou magnétiques [8] inhomogènes. De tels champs sont capables de modifier le mouvement externe d'un atome, d'une molécule ou d'un radical libre à condition que ces espèces possèdent un moment dipolaire électrique permanent ou induit, ou bien un moment magnétique.

Le développement expérimental d'un générateur de champ magnétique co-mobile a été initiée par l'équipe dès 1997 [15] poursuivant l'idée de réaliser un interféromètre atomique afin de produire un filtre en vitesse. Cette recherche a été motivée quelques années plus tard par l'idée de produire un potentiel capable de reproduire les effets

d'un milieu d'indice négatif pour l'onde de matière [16]. Avant d'entrevoir une réfraction négative ou un interféromètre, les expériences menées dans ce chapitre nous permettront de mettre en évidence dans un premier temps les effets mécaniques induit par le potentiel co-mobile sur les trajectoires atomiques.

2 Champ co-mobile en régime semi-classique

2.1 Application à des paquets d'ondes de matière

La forme générale à une dimension spatiale z d'un paquet d'ondes libre dans le vide, en absence de potentiel, est :

$$\Psi(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} P(k) \exp^{i(kz - \frac{\hbar k^2}{2m}t)} dk = \mathcal{F}\{\tilde{\Psi}(k, t)\} \quad (\text{II.2.1})$$

avec $P(k)$ une distribution gaussienne étroite en k centrée en k_0 telle que :

$\int_{-\infty}^{\infty} P(k) dk = 1$ et $\tilde{\Psi}(k, t) = P(k) \exp^{-i\frac{\hbar k^2}{2m}t}$. Par souci de simplicité, k_0 est pris comme la valeur moyenne normalisée de la distribution en k , soit :

$$k_0 = \langle k \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dk \tilde{\Psi}^*(k, t) k \tilde{\Psi}(k, t)}{\int_{-\infty}^{\infty} dk \tilde{\Psi}^*(k, t) \tilde{\Psi}(k, t)} \quad (\text{II.2.2})$$

Faisons dans II.2.1, le changement de variable $\delta k = k - k_0$ de sorte que la variable δk représente un petit déplacement par rapport à k_0 ($\delta k \approx 0$). On a ainsi :

$$\Psi(z, t) \cong \int_{-\infty}^{\infty} P(k_0 + \delta k) \exp^{i((k_0 + \delta k)z - \frac{\hbar(k_0 + \delta k)^2}{2m}t)} d(k_0 + \delta k) \quad (\text{II.2.3})$$

soit :

$$\Psi(z, t) = \exp^{i(k_0 z - \frac{\hbar k_0^2}{2m}t)} \int_{-\infty}^{\infty} P(k_0 + \delta k) \exp^{i\delta k(z - \frac{\hbar \delta k}{2m}t - \frac{\hbar k_0}{m}t)} d(k_0 + \delta k) \quad (\text{II.2.4})$$

La fonction d'onde plane $\Psi(z, t) = \exp^{i(k_0 z - \frac{\hbar k_0^2}{2m}t)}$ contient un terme de phase qui varie rapidement. Tandis que $\epsilon(z, t)$ (enveloppe de la porteuse sous forme intégrale dans II.2.4) possède un terme supplémentaire dans l'expression du déphasage, $(-\hbar k_0 \delta k / m)t$, qui montre que le paquet d'ondes acquiert un déphasage $\phi(k, t)$ au cours de sa propagation libre.

Retenons donc qu'en présence d'un potentiel, fonction de z et t , le déphasage total de l'onde plane a la forme générale :

$$\Phi_{tot}(z, k, t) = kz - \frac{\hbar k^2}{2m}t + \phi(k, t) \quad (\text{II.2.5})$$

où $\phi(k, t)$ est le déphasage dû à la présence d'un potentiel extérieur.

L'emploi d'un champ co-mobile est la contribution d'une dépendance spatiale périodique combinée à une modulation temporelle pouvant revêtir différentes formes. On note ici la forme du champ magnétique :

$$V(z, t) = -\vec{\mu}_J \cdot \vec{B}(z, t) \quad (\text{II.2.6})$$

où μ_J est le moment magnétique total de l'atome, $B(z, t) = B_0 \cos(2\pi z/\Lambda)s(t)$ avec Λ la période spatiale du signal et $s(t)$ un signal s'annulant en dehors d'un intervalle de temps $[0, t_0]$. Un tel potentiel est qualifié de champ co-mobile si $s(t)$ a une distribution spectrale $H(\nu)$ autour d'une certaine fréquence $\nu_0 = u_0/\Lambda$ où u_0 est le centre des vitesses du paquet d'ondes. Par exemple, dans le cas d'une onde stationnaire dont l'intensité est modulée dans le temps par un cosinus et d'un suivi adiabatique en spin :

$$V(z, t) = \mu_J B_0 \Pi(t) \cos\left(2\pi \frac{z}{\Lambda}\right) \times \cos(2\pi \nu_0 t) \quad (\text{II.2.7})$$

où $\Pi(t)$ est une fonction porte délimitant une impulsion carré dans l'intervalle de temps $[0, t_0]$.

Auquel cas $V(z, t)$ contient deux composantes spatiales qui se propagent suivant $\pm z$ à une vitesse $u_0 = \pm \nu_0 \Lambda$ pouvant être rendue égale à la vitesse des atomes (caractère co-mobile) :

$$V(z, t) = \frac{B_0 \Pi(t)}{2} \left(\cos\left[2\pi \nu_0 \left(t - \frac{z}{\nu_0 \Lambda}\right)\right] + \cos\left[2\pi \nu_0 \left(t + \frac{z}{\nu_0 \Lambda}\right)\right] \right) \quad (\text{II.2.8})$$

Autrement dit, la période spatiale Λ étant fixée, la vitesse u des atomes peut être accordée sur la fréquence ν du signal $s(t)$. Les atomes accumulent alors un déphasage, le but étant de maintenir cette condition de résonance le long du parcours. Au contraire, si la vitesse atomique diffère trop de $\nu_0 \Lambda$, l'atome « voit » un potentiel oscillant dont l'effet du déphasage se moyenne à zéro.

L'expression II.2.8 de $V(z, t)$ est une version de champ co-mobile pour laquelle la modulation dans le temps est sinusoïdale, donnant lieu par transformée de Fourier à une distribution de Dirac dans le domaine fréquentiel. Dans le cas d'une modulation sinusoïdale, une seule fréquence ($\nu_{rés}$) est résonante avec les atomes se déplaçant avec une vitesse de groupe $v_g = \nu_{rés}\Lambda$. En réalité, $s(t)$ est le résultat d'une propriété générique [15] en ce sens qu'un choix judicieux du spectre en fréquence peut servir, par exemple, à contrecarrer l'élargissement naturel d'un paquet d'ondes gaussien [18].

A partir d'un modèle semi-classique on peut montrer que le déphasage accumulé, $\phi(k, t)$, s'exprime en fonction du signal $s(t)$. Pour une onde de matière, on considère ici la valeur moyenne de la position selon l'axe z du paquet d'ondes, notée $\langle z \rangle$, comme centre du paquet d'ondes. En présence du potentiel $V(z, t)$ donné par l'équation II.2.8 la propagation du paquet d'ondes est régie par l'équation de Schrödinger dépendante en temps et position :

$$i\hbar\partial_t\Psi(z, t) = -\frac{\hbar^2}{2m_{Ar^*}}\partial_z^2\Psi(z, t) + V(z, t)\Psi(z, t) \quad (\text{II.2.9})$$

La transformée de Fourier de l'équation II.2.9 donne :

$$i\hbar\partial_t F(k, t) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{Ar^*}} F(k, t) + W(k, t) \otimes F(k, t) \quad (\text{II.2.10})$$

où $F(k, t)$ et $W(k, t)$ sont les transformées de Fourier respectives de $\Psi(z, t)$ et $V(z, t)$, et \otimes le produit de convolution. On pose $F(k, t) = \Gamma(k, t) \exp^{-i\frac{\hbar k^2}{2m}t}$ où $\Gamma(k, t) = F(k, 0) \exp^{i\phi(k, t)}$ est un terme de déphasage.

En développant le terme de gauche de l'équation II.2.10, on obtient :

$$i\hbar\partial_t F(k, t) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{Ar^*}} F(k, t) + i\hbar \exp^{-i\frac{\hbar k^2}{2m}t} \partial_t \Gamma(k, t) \quad (\text{II.2.11})$$

Ainsi, en égalisant II.2.10 et II.2.11, il vient :

$$i\hbar\partial_t \Gamma(k, t) = (\exp^{i\frac{\hbar k^2}{2m}t} W(k, t)) \otimes (\exp^{-i\frac{\hbar k^2}{2m}t} \Gamma(k, t)) \quad (\text{II.2.12})$$

où $W(k, t) = \frac{s(t)}{2}(\delta(k - \kappa) + \delta(k + \kappa))$, $\delta(k - \kappa)$ étant une distribution de Dirac centrée en κ avec $\kappa = 2\pi/\Lambda$. Une fois l'équation II.2.12 développée, on a finalement :

$$i\hbar\partial_t \Gamma(k, t) = \frac{s(t)}{2} \exp^{i\frac{\hbar k^2}{2m}t} (\Gamma(k - \kappa, t) \exp^{-i\frac{\hbar(k-\kappa)^2}{2m}t} + \Gamma(k + \kappa, t) \exp^{-i\frac{\hbar(k+\kappa)^2}{2m}t}) \quad (\text{II.2.13})$$

On peut tirer de II.2.13 une expression du déphasage $\phi(k, t)$ (moyennant une hypothèse au préalable).

2.2 Hypothèses simplificatrices

2.2.1 Enveloppe lentement variable dans le cadre de l'approximation JWKB

L'approximation qui suit consiste à suivre localement dans un intervalle spatial δz la variation de phase subit par l'atome lorsqu'il reçoit la fréquence correspondante à sa vitesse de groupe.

Pour cela, considérons le cas d'ondes planes :

$$\Psi(z, t; k_n) = \exp^{i(k_n z - \frac{\hbar k_n^2}{2m_{Ar^*}} t)} \quad (\text{II.2.14})$$

Les états stationnaires $|k_n\rangle$ forment une base d'états propres sur laquelle le paquet d'ondes est développé. Mettons que celles-ci subissent l'action d'un potentiel stationnaire à une dimension $V(z)$ s'annulant à l'infini. On peut alors écrire la *n*ème fonction d'onde qui décrit l'état de l'atome dans le potentiel stationnaire à une position z donnée :

$$|k_n\rangle = \Psi_0(z) \exp^{-i\frac{E_n}{\hbar} t} |z\rangle \quad (\text{II.2.15})$$

avec $\Psi_0(z) = a(z) \exp^{iS(z)}$, $a(z)$ étant l'amplitude réelle de l'onde en z et $S(z)$ le déphasage local créé par le potentiel au point d'abscisse z . Par conséquent, l'équation de Schrödinger indépendante du temps devient :

$$a(z)E_n \exp^{iS(z)} = \frac{-\hbar^2}{2m_{Ar^*}} \partial_z^2 (a(z) \exp^{iS(z)}) + V(z)a(z) \exp^{iS(z)} \quad (\text{II.2.16})$$

Le laplacien en z contenu dans l'équation II.2.16 se développe alors de la manière suivante :

$$\partial_z^2 (a(z) \exp^{iS(z)}) = (a''(z) + iS'''(z)a(z) + 2iS'(z)a'(z) - S'^2(z)a(z)) \exp^{iS(z)} \quad (\text{II.2.17})$$

On suppose au passage que l'onde est intégralement transmise et que donc E_n et $V(z)$ sont réels (avec $E_n > V(z)$).

Autrement dit, $\Im m(\partial_z^2 \Phi(z)) = 0$ et on écrit II.2.16 :

$$a(z)E_n = \frac{-\hbar^2}{2m_{Ar^*}}(a''(z) - S'^2(z)a(z)) + V(z)a(z) \quad (\text{II.2.18})$$

Remarquons que $S(z)$ est un terme de déphasage proportionnel à k , lui-même inversement proportionnel à la longueur d'onde atomique λ_{dB} , soit $S'^2(z) = k^2 = \lambda_{dB}^{-2}$. Nous pouvons donc écrire, dans l'approximation des petites longueurs d'onde, nommée approximation JWKB (Jeffreys- Wentzel- Kramers- Brillouin) que :

$$|a''(z)| \ll \frac{a(z)}{\lambda_{dB}^2} \quad (\text{II.2.19})$$

Ceci équivaut à dire que l'amplitude du potentiel ne varie presque pas lors d'un déplacement élémentaire δz de l'ordre de la longueur d'onde atomique λ_{dB} : les grandeurs physiques sont locales. On parle d'enveloppe lentement variable dans le cas des petites longueurs d'ondes.

Bien que la démonstration ait été faite avec un potentiel indépendant du temps, elle peut s'étendre au cas dépendant du temps. Pour cela, nous utilisons l'interprétation physique que l'on peut faire de II.2.19 *i.e.* le fait que Λ soit très grand devant toutes les longueurs d'onde λ_{dB} présentes dans la fonction d'onde II.2.1. On a alors $\kappa \ll k$ et II.2.13 devient :

$$i\hbar\partial_t\Gamma(k, t) \approx \frac{s(t)}{2}\Gamma(k, t)(\exp^{i\frac{\hbar k \kappa}{m}t} + \exp^{-i\frac{\hbar k \kappa}{m}t}) \quad (\text{II.2.20})$$

ou encore :

$$\left\{ \begin{array}{l} i\hbar\partial_t\Gamma(k, t) \approx s(t) \cos(2\pi\frac{\hbar k}{m_{Ar^*}\Lambda}t)\Gamma(k, t) \\ \frac{\partial_t\Gamma(k, t)}{\Gamma(k, t)} = \partial_t \ln \Gamma(k, t) \approx -\frac{i}{\hbar}s(t) \cos(2\pi\frac{\hbar k}{m_{Ar^*}\Lambda}t) \\ \ln \Gamma(k, t) \approx \int_0^t \frac{i}{\hbar}s(t') \cos(2\pi\frac{\hbar k}{m_{Ar^*}\Lambda}t')dt' \end{array} \right. \quad (\text{II.2.21})$$

et donc :

$$\Gamma(k, t) = \Gamma(k, 0) \exp^{i\phi(k, t)} \quad (\text{II.2.22})$$

avec le déphasage $\phi(k, t)$ créé par le potentiel donné en fonction de la vitesse de groupe $v_g = \hbar k / m_{Ar^*}$ d'après II.2.21 :

$$\phi(k, t) = -\hbar^{-1} \int_0^t s(t') \cos\left(2\pi \frac{\hbar k}{m_{Ar^*} \Lambda} t'\right) dt' \quad (\text{II.2.23})$$

Cette intégrale possède une valeur limite aux temps de vols infiniment longs devant la durée d'interaction utile :

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} \phi(k) = -\hbar^{-1} \Re \left[H \left(\frac{\hbar k}{m_{Ar^*} \Lambda} \right) \right] \quad (\text{II.2.24})$$

où $H(\nu)$ est le spectre en fréquence du potentiel.

Nous avons à présent une expression du déphasage à l'ordre 0 [17]. Si l'on prolonge le calcul de $\Gamma(k \pm \kappa)$ jusqu'à l'ordre 1 on trouve $\Gamma(k \pm \kappa) \approx \Gamma(k) \pm \kappa \partial_k \Gamma(k)$ où $\kappa \partial_k \Gamma(k)$ est une fonction d'amplitude développée dans l'article de Thibault Vogt [57]. Ce développement permet de faire apparaître un terme qui prend en compte la largeur δk autour de k_0 du paquet d'ondes. En réalité, le fait que $\kappa \ll k$ n'implique pas nécessairement que $\kappa \partial_k \Gamma(k) \ll \Gamma(k)$ car la fonction d'amplitude peut osciller très vite. Malgré tout, nous choisissons de prendre l'approche à l'ordre nul comme une analyse simple mais robuste des cas expérimentaux qui nous concernent.

2.2.2 Approximation de la phase stationnaire

La présence du potentiel $V(z, t)$ ne fait qu'ajouter un terme de déphasage à la phase atomique totale donnée par II.2.5 qui contient le terme d'énergie cinétique. En raison de la petitesse de la longueur d'onde de de Bröglie, $\Phi_{tot} \gg 2\pi$ et donc le facteur $\exp^{i\Phi_{tot}}$ oscille très rapidement. On pourrait en conclure que l'intégrale de l'équation II.2.4 est nulle en moyenne. Il n'en n'est rien car il existe au moins un point de stationnarité k_0 comme contribution principale de l'intégrale sur tout le domaine en vecteur d'onde k . On peut alors écrire :

$$\partial_k \Phi_{tot}|_{k_0} = 0 \quad (\text{II.2.25})$$

C'est l'approximation de la phase stationnaire. Cette condition importante nous permet d'obtenir l'équation horaire du mouvement du centre du paquet d'ondes, notée $z(t)$, à partir de II.2.5 :

$$\partial_k [kz(t) - \frac{\hbar k^2}{2m} t + \phi(k, t)]|_{k_0} = z(t) - \frac{\hbar k_0}{m} t + \partial_k \phi(k, t)|_{k_0} \quad (\text{II.2.26})$$

dont on tire :

$$z(t) = \frac{\hbar k_0}{m} t - \partial_k \phi(k, t)|_{k_0} \quad (\text{II.2.27})$$

A partir de II.2.27 nous identifions l'expression du décalage spatial selon z :

$$\delta z(t) = -\partial_k \phi(k, t)|_{k_0} \quad (\text{II.2.28})$$

Ensuite, la vitesse de groupe est définie classiquement par :

$$v_g = \frac{dz(t)}{dt} = \frac{\hbar k_0}{m} - \frac{d}{dt} \partial_k \phi(k, t)|_{k_0} \quad (\text{II.2.29})$$

En somme, un champ co-mobile est capable d'agir sur la phase de l'onde atomique qui contient le terme d'énergie cinétique. On donne ainsi l'expression de la variation de vitesse longitudinale :

$$\delta v_z(t) = -\frac{d}{dt} \partial_k \phi(k, t)|_{k_0} \quad (\text{II.2.30})$$

Par exemple, un choix convenable de $s(t)$ permet d'obtenir des vitesses de groupe négatives, ce, transitoirement. Des études théoriques ont porté sur l'effet d'un champ co-mobile magnétique pulsé où le signe du nombre quantique magnétique m_J détermine si la trajectoire du paquet d'onde est sujette à la réfraction négative ou non (voir annexe D). Cet effet attendu à basse vitesse longitudinale [17] (de l'ordre de quelques m.s^{-1}) est pour les atomes l'équivalent d'un milieu d'indice négatif rencontré plus traditionnellement en optique.

Du point de vue expérimental, on rencontre dans la littérature que la manipulation d'atomes par un champ magnétique co-mobile a permis de ralentir des atomes à vitesse thermique (quelques km.s^{-1}) jusqu'à quelques centaines de m.s^{-1} [8]. Dans ce cas, l'utilisation d'un champ co-mobile de type magnétique peut produire un ralentissement adiabatique pour lequel l'état magnétique de spin est préservé. Néanmoins ce cas requiert des champs magnétiques forts (quelques Tesla).

Nous détaillerons les travaux entrepris par l'équipe OIA sur un générateur de champ co-mobile qui a le même champ d'applications que la méthode adiabatique, mais en diffère profondément dans son principe. Celui-ci fonctionne à basse énergie cinétique et est moins sélectif en moment magnétique.

2.3 Calcul des spectres en temps de vol

La forme spatio-temporelle du champ proposée par l'équipe OIA introduit intrinsèquement un gradient temporel qui agit comme une force. La spécificité apportée par ce potentiel réside dans son spectre qui lui est lorentzien c'est-à-dire à large bande en fréquence (ou en vitesse). L'atome peut « trouver » dans celui-ci, une fréquence ν de sorte à ce qu'une composante en vitesse $\nu\Lambda$ du potentiel soit égale à la vitesse correspondante de l'atome, v_z . L'énergie cinétique de l'atome va alors augmenter ou diminuer selon le nombre quantique secondaire de moment angulaire total m_J .

L'approche développée dans [17] consiste à considérer une onde plane $\Psi(z, t)$ de nombre d'onde k_0 expérimentant un potentiel magnétique dépendant du temps :

$$V(z, t) = \mu_J B_0 \Pi(t) \exp^{-\frac{t}{\tau_0}} \cos\left(2\pi \frac{z}{\Lambda}\right) \quad (\text{II.2.31})$$

où $\mu_J = -m_J g_L \mu_B$ avec m_J le nombre quantique secondaire, g_L le facteur de Landé du niveau métastable 3P_2 étudié, μ_B le magnéton de Bohr, et B_0 l'amplitude maximale du champ magnétique.

Sous l'action du potentiel, la fonction d'onde est changée en $\Psi(z, t) = \Psi_0(z)f(t)$. Les équations de Schrödinger pour les fonctions d'ondes Ψ_0 et Ψ s'écrivent :

$$\begin{cases} i\hbar\partial_t\Psi_0 = -\frac{\hbar^2}{2m_{Ar^*}}\partial_z^2\Psi_0 \\ i\hbar\partial_t\Psi = -\frac{\hbar^2}{2m_{Ar^*}}\partial_z^2\Psi + V\Psi \end{cases} \quad (\text{II.2.32})$$

Après avoir posé $\partial_z\Psi_0 = ik\Psi_0$ on obtient une équation différentielle du second degré pour la fonction f :

$$i\hbar\partial_t f = -\frac{\hbar^2}{2m_{Ar^*}}(2ik\partial_z f + \partial_z^2 f) + Vf \quad (\text{II.2.33})$$

Nous utilisons à nouveau l'approximation JWKB. C'est pourquoi, nous posons $|\partial_z^2 f| \ll k|\partial_z f|$. L'équation dépendante de f se réduit à :

$$i\hbar\left(\partial_t + \frac{\hbar k}{m_{Ar^*}}\partial_z\right)f = Vf \quad (\text{II.2.34})$$

A présent, considérons le changement de variable $(z, t) \rightarrow (u, w)$ tel que :

$$\begin{cases} u = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(t + \frac{m_{Ar^*}}{\hbar k}z\right) \\ w = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(t - \frac{m_{Ar^*}}{\hbar k}z\right) \end{cases} \quad (\text{II.2.35})$$

Cela donne lieu au couple d'équations différentielles :

$$\begin{cases} \partial_u f = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\partial_t f + \frac{\hbar k}{m_{Ar^*}}\partial_z f\right) \\ \partial_w f = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\partial_t f - \frac{\hbar k}{m_{Ar^*}}\partial_z f\right) \end{cases} \quad (\text{II.2.36})$$

L'équation II.2.34 s'écrit plus simplement $i\hbar\sqrt{2}\partial_u f = Vf$ où V est alors une fonction de u et w . De là on obtient la forme générale pour la fonction f :

$$f(u, w, k) = \exp^{-\frac{i}{\hbar\sqrt{2}}\left(\int_{-w}^u V(u', w) du' + F(w)\right)} = \exp^{i\phi(u, w, k)} \quad (\text{II.2.37})$$

où $\phi(u, w, k)$ est le déphasage atomique.

La forme intégrale dans II.2.37 est analytique. L'expression du déphasage atomique due au potentiel est alors donnée par :

$$\begin{aligned} \phi(u, w, k) = & -\frac{\mu_J |B(z)|}{\sqrt{2}\hbar} \tau_0 (1 + 4\gamma^2 \tau_0^2)^{-1} \left(\cos(2\gamma w) + 2\gamma \tau_0 \sin(2\gamma w) \right. \\ & \left. - \exp^{-\frac{u+w}{\sqrt{2}\tau_0}} \left(\cos(\gamma(u-w)) - 2\gamma \tau_0 \sin(\gamma(u-w)) \right) \right) \end{aligned} \quad (\text{II.2.38})$$

où $\gamma = \frac{\pi\hbar k}{m_{Ar^*}\Lambda}$.

En l'état, l'intégrale a une valeur nulle pour de grandes valeurs de w . En effet, aux temps grands devant τ_0 , l'effet du déphasage se moyenne à zéro dans la description semi-classique. Le résultat donné par l'équation II.2.38 est plus juste que celui donné par l'équation II.2.23 car il prend en compte la variabilité de la variation de vitesse le long de z .

On peut ensuite obtenir le changement de vitesse induit par le potentiel en dérivant par rapport au temps d'après l'équation II.2.30.

Dans les conditions expérimentales qui nous intéressent (30 et 50 m.s⁻¹), u ou w sont très petits devant t . Dans ce cas, on peut faire l'approximation II.2.23 qui traduit le fait qu'on s'écarte très peu de la trajectoire du centre du paquet d'ondes. Autrement dit, nous faisons usage de la trajectoire classique en considérant que $t \rightarrow \frac{m_{Ar^*} z}{\hbar k}$.

A l'aide la figure II.1 on montre que le signal résultant est produit par l'envoi d'une rampe en courant de 0 à 10 A max en 50 μ s (1^{ère} partie de la courbe rouge pointillée) suivie d'une coupure dont la constante de temps ajustable vaut dans l'exemple $\tau_0 = 100 \mu$ s (2^{ème} partie de la courbe rouge pointillée). La courbe bleue pointillée représente la tangente à l'origine du point de décroissance. On y montre l'allure de la variation de vitesse calculée à partir de l'équation semi-classique à l'ordre 0 à 50 m.s⁻¹ (équation II.2.23).

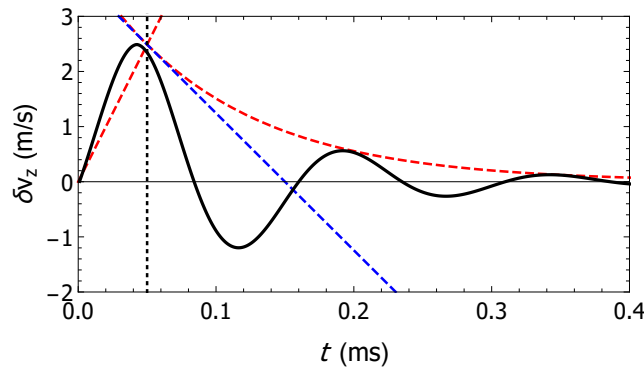


FIGURE II.1 – Évolution de la variation de vitesse longitudinale atomique dans le temps pour une vitesse incidente de 50 m.s⁻¹ (courbe noire). La courbe est calculée pour un champ d'amplitude constante égale à 0,2 T.

Dans la suite du calcul, nous considérons une distribution de vitesse $g(v)$ modélisée par une distribution normale asymétrique à partir de laquelle nous reproduisons la distribution de temps de vol réelle. Cette dernière, notée $\rho(t)$, est donnée par la relation suivante :

$$\rho(t) = g(v) \frac{dv}{dt} \quad (\text{II.2.39})$$

Ainsi, pour un nombre quantique secondaire donné, m_J , une vitesse $v_z(t)$ de la distribution en vitesse du nuage atomique est changée en $v_z(t) \pm \delta v_z(t)$.

En conséquence, la distribution de temps de vol s'écrit :

$$\rho(t \pm \delta t) = g(v \pm \delta v) \frac{dv}{dt} \quad (\text{II.2.40})$$

où l'atome possède dans le plan (O, z) les coordonnées d'espace et de temps $(z(t), t)$ le long du chemin de longueur totale $D_{tot} = 1,113(2)$ m.

La variation élémentaire dans le temps δt s'exprime à partir de la différentiation de z sur v que l'on écrit :

$$\delta t = \frac{t^2}{z(t)} \delta v \quad (\text{II.2.41})$$

Nous décomposons le calcul en trois étapes. Le premier consiste à considérer une évolution linéaire de la vitesse du nuage atomique dans le temps avec une dispersion relative en vitesse de 5 à 6 % FWHM. En pratique on prend en compte l'intégralité de la distribution de temps de vol (au pied de la gaussienne). Dans notre première étude, nous considérons un ensemble de vitesses réparties autour d'une vitesse moyenne de 50 m.s^{-1} à partir d'une distribution de temps de vol expérimentale (Fig. II.2). De fait, un diagramme $z(t)$ nous donnerait un cône de vitesses allant de 48 à 54 m.s^{-1} dans lequel la distribution des temps de vol s'inscrit.

La position d'un atome à la vitesse $v(t)$ lors du déclenchement de l'impulsion magnétique au temps t_{ON} (Fig. II.3) s'écrit alors $z(t_{ON}) = v(t_{ON}) \times t_{ON}$.

Dans un second temps (*i.e.* lorsque $t \geq t_{ON}$), nous intégrons la vitesse d'un atome sur le temps d'interaction que l'on discrétise : $\Delta\tau_u \rightarrow n(u, t_{ON})\Delta T$, où ΔT est un intervalle de temps choisi de sorte à résoudre le plus fidèlement possible la fonction de variation de position. Nous prenons ΔT compris entre 1 et $2 \mu\text{s}$. On désigne par $n(u, t_{ON})$, le nombre de variations élémentaires de vitesse vécu par l'atome à la vitesse u depuis l'instant de déclenchement de l'impulsion au temps t_{ON} jusqu'à sa coupure. De cette façon, nous pouvons déterminer la position de l'atome dans le temps.

L'équation horaire $z(t)$ est alors donnée par l'expression suivante :

$$z(t) = v(t_{ON}) \times t_{ON} + \int_{t_{ON}}^{t_{ON}+n\Delta T} \left(v(t_{ON}) + \delta v(t') \right) dt' \quad (\text{II.2.42})$$

Il nous faut cependant calculer au préalable le temps de sortie t_s de l'atome de vitesse initiale $u = v(t_{ON})$:

$$t_s(u, t_{ON}) = t_{ON} + n(u, t_{ON}) \times \Delta T \quad (\text{II.2.43})$$

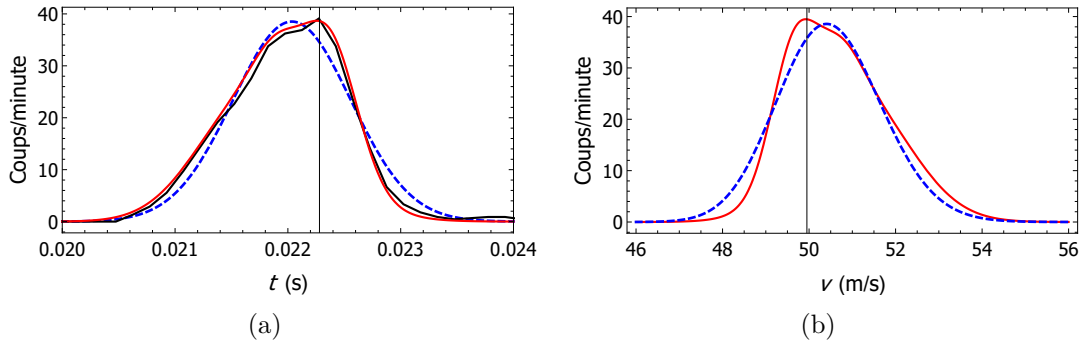


FIGURE II.2 – (a) Distribution en temps de vol, expérimentale (courbe noire) ; théorique (courbe rouge) ; gaussienne (courbe bleue pointillée) (b) Distribution en vitesse correspondante par l'équation II.2.40, théorique (courbe rouge) ; gaussienne (courbe bleue pointillée). Le trait vertical donne l'abscisse pour laquelle l'amplitude de la distribution (en temps ou en vitesse) est maximale. Pour des dispersions relatives en vitesse ou en temps de quelques pourcents, la correspondance $v \times t = d$ reste valable.

Pour cela, nous itérons la variation de position d'un atome dans le potentiel magnétique sur une base de temps discrets. Pour différentes vitesses, nous conditionnons l'arrêt des n événements lorsque la position de sortie du générateur ($z_{out} = z(t_s) = 0,57$ m) est atteinte dans le calcul de l'équation II.2.42. La figure II.4 illustre le comportement des atomes à la sortie du générateur. Nous montrons le cas d'une coupure imposée par la sortie des atomes à un temps donné dont le calcul est donné par II.2.42.

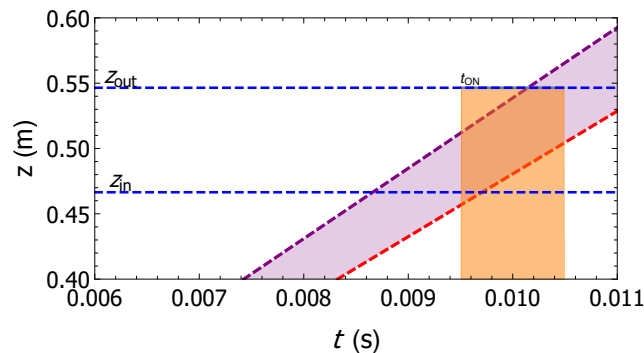


FIGURE II.3 – Diagramme $z(t)$. On indique la position du générateur par les ordonnées $z_{in} \approx 467$ mm et $z_{out} \approx 547$ mm, soit une longueur totale d'environ 80 mm. Ici, l'impulsion est déclenchée au temps $t_{ON} = 9,5$ ms et prend fin après 1 ms.

Comme le montre la figure II.5, la différence de chemin sur l'axe horizontale z donnée par II.2.27 est de $\pm 0,3$ mm pour des atomes à 51 m.s^{-1} expérimentant l'effet d'un champ co-mobile magnétique pulsé ($\tau_0 = 100 \mu\text{s}$). La variation de position ne concerne que des atomes qui ont vécu la variation maximale du potentiel avant de sortir du générateur. Le changement de vitesse est en conséquence plus important que celui transféré à des atomes ayant vécu la totalité du potentiel.

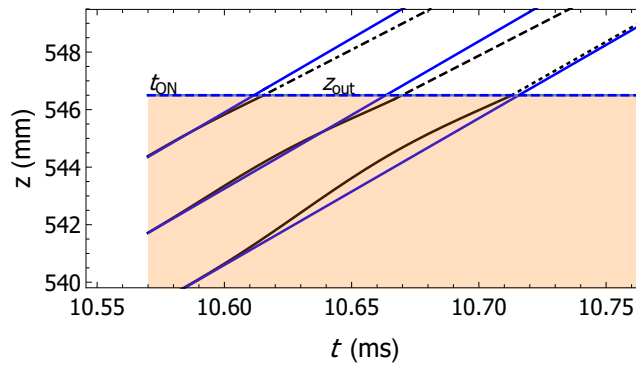


FIGURE II.4 – Diagramme $z(t)$. On indique la position de sortie du générateur par l'ordonnée $z_{out} = 546,5$ mm. La zone de potentiel est colorée en orange. Trois droites (en bleu, de la gauche vers la droite) représentent les trajectoires d'atomes sans interaction aux vitesses initiales $v = 51,5$; $51,25$ et 51 m.s^{-1} respectivement. Les nouvelles trajectoires lorsque le potentiel est activé à $t_{ON} = 10,57$ ms sont les courbes en trait hachuré-pointillé, trait hachuré et trait pointillé respectivement.

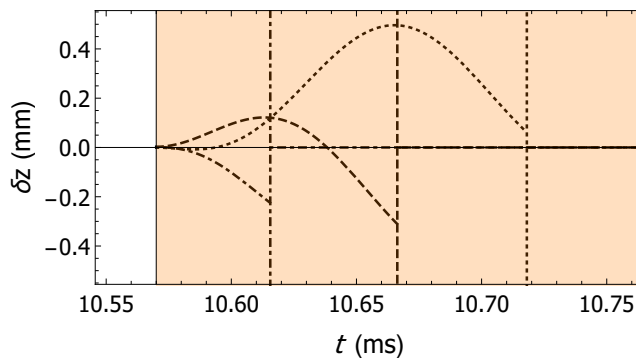


FIGURE II.5 – Variation de la position atomique $\delta z(t)$ dans le potentiel. L'impulsion est déclenchée au temps $t_{ON} = 10,57$ ms. La zone de potentiel est colorée en orange. Trois courbes (en trait hachuré-pointillé, trait hachuré et trait pointillé, de la gauche vers la droite) représentent les variations de positions d'atomes pendant l'interaction aux vitesses initiales $v = 51,5$; $51,25$ et 51 m.s^{-1} respectivement.

La dernière étape consiste à supposer que, une fois le potentiel coupé (artificiellement par la sortie des atomes du générateur), l'atome reste à vitesse $v(t_s) = v(t_{ON}) + \delta v(t_s)$. La sortie des atomes à la vitesse $v(t_s)$ correspond à une coupure franche dans le temps ($f_{coupure} \approx 100$ kHz). La variation temporelle abrupte permet alors de conserver l'énergie cinétique atteinte à t_s . On suppose aussi que le mouvement rectiligne uniforme est maintenu jusqu'à l'arrivée de l'atome sur le détecteur.

On peut à ce stade en déduire le nouveau temps de vol t' à partir d'un temps de vol initial t_i (d'une vitesse v_i) contenu dans la distribution de temps de vol $\rho(t_i)$. Finalement il vient :

$$t'(v, t_{on}) = t_s + \frac{D_{tot} - z_s}{v(t_{on}) + \delta v(t_s)} \quad (\text{II.2.44})$$

Le modèle semi-classique (*i.e.* où l'on considère la trajectoire d'un paquet d'ondes) semble approprié pour une description du phénomène du point de vue des trajectoires. Pour une configuration comme celle de la figure II.4, l'effet mécanique est illustré par le diagramme $z(t)$ de la figure II.6.

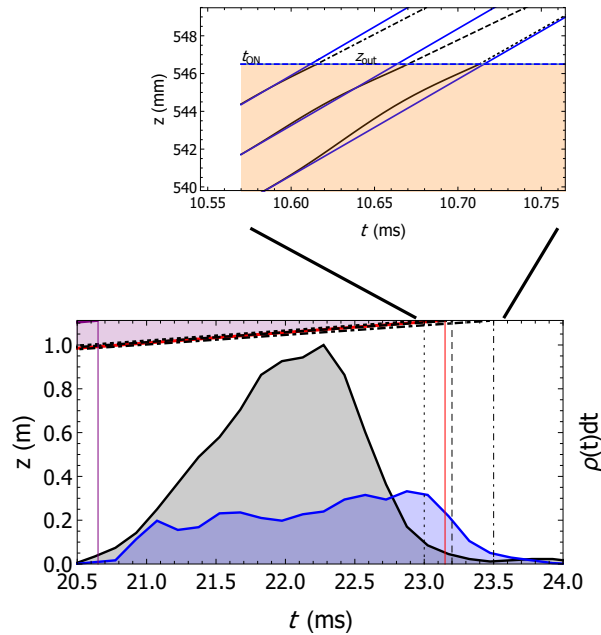


FIGURE II.6 – Diagramme $z(t)$ et nombre d’atomes distribués en temps de vol superposés. La pente de la droite est la valeur de la vitesse. On indique en violet la plus grande vitesse (54 m.s^{-1}) et en rouge la plus basse (48 m.s^{-1}). Le spectre grisé représente la distribution en temps de vol expérimentale sans champ. Les trajectoires en traits hachuré-pointillé, pointillé et hachuré sont celles de la figure II.4. Celles-ci donnent lieu à un nouveau spectre (en bleu). Le signal pertinent correspond ici à un ralentissement, pour un temps de déclenchement à $t_{ON} = 10,57 \text{ ms}$ et un état magnétique $|m_J\rangle = -2$ pour le calcul à l’ordre 0.

2.4 Comparaison des variations en vitesse dans les différentes approches

En comparant les résultats apportés par les équations II.2.38 et II.3.12, nous observons une reproductibilité du phénomène à partir des deux approches (Fig. II.7). Elles donnent des variations en vitesse identiques aux temps d’interaction courts, jusqu’à $100 \mu\text{s}$. Au-delà de cette valeur typique, elles diffèrent nettement : le calcul classique converge rapidement vers une limite finie et non nulle alors que le calcul semi-classique converge lentement vers 0.

Nous constatons, d'après la figure (Fig. II.7) que les deux fonctions calculées coïncident presque parfaitement pour une très large gamme de vitesses initiales et ce pour différentes valeurs de τ_0 . Ces courbes révèlent par ailleurs une dépendance forte de la variation de vitesse au regard de la constante de temps τ_0 .

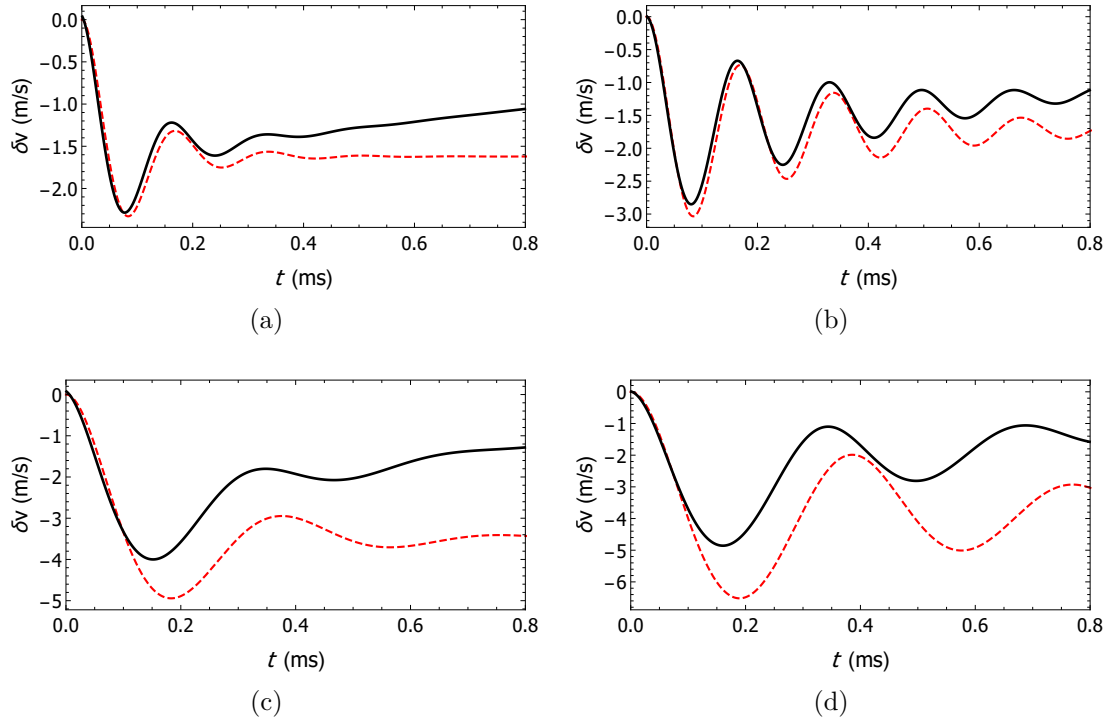


FIGURE II.7 – Effet de la constante de temps τ_0 sur les variations de vitesse (a) Variation de vitesse théorique calculée à partir de II.2.38 (courbe noire) et à partir de II.3.12 (courbe rouge hachurée) pour des atomes polarisés $|m_J = -2\rangle$ à la vitesse entrante de 50 m.s^{-1} . Le champ magnétique vaut 200 mT au maximum et $\tau_0 = 100 \mu\text{s}$ (b) Mêmes calculs avec $\tau_0 = 300 \mu\text{s}$ (c) Mêmes calculs avec une vitesse entrante de 25 m.s^{-1} et $\tau_0 = 200 \mu\text{s}$ (d) Mêmes calculs avec une vitesse entrante de 25 m.s^{-1} et $\tau_0 = 500 \mu\text{s}$.

Dans le cas présent, la limite en vitesse entre comportements quantique et classique n'est pas évidente à définir.

2.5 Effet d'un train d'impulsions courtes co-mobiles

Un rapide calcul laisse entendre qu'un atome d'argon métastable à une vitesse initiale de 50 m.s^{-1} peut être arrêté après 14 impulsions magnétiques co-mobiles d'amplitude maximale 200 mT.

On considère pour cela une série d'impulsions très rapprochées dans le temps (séparation temporelle théorique nulle), où chacune d'entre elles (indexée par la variable n) réduit la vitesse d'une quantité donnée. La durée de chaque impulsion, $\Delta t(n)$, est ajustée de sorte à ce que le premier maxima de la fonction $\delta v_z(t)$ coïncide avec la fin de l'impulsion. Cette durée s'écrit $\Delta t(n) = \Delta t(n-1) + A \exp^{-\frac{v(n)}{v_0}}$ où $v_0 =$ est la vitesse incidente, $v(n)$ la vitesse entrante de la $n^{\text{ème}}$ impulsion et $A = (2\pi m_j g_L \mu_B |B|) / m_{Ar^*} \Lambda$.

Dans le cas d'un champ d'amplitude maximale 200 mT ($\tau_0 = 100 \mu\text{s}$), 1720 impulsions de courte durée ($\tau \approx \tau_0$) sont nécessaires au ralentissement d'un jet supersonique d'atomes d'argon métastables à 560 m.s^{-1} . Auquel cas (Fig. II.8), l'arrêt complet est réalisé sur une distance théorique de 4 m pour le jet supersonique (environ 60 mm pour le jet lent).

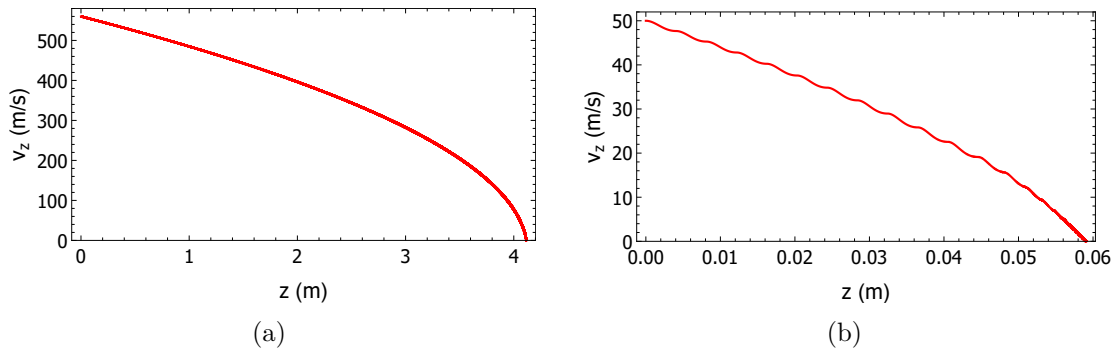


FIGURE II.8 – Évolution de la vitesse de groupe atomique selon z en fonction de la distance sur l'axe Oz pour un champ d'amplitude maximale 200 mT, de période spatiale $\Lambda = 8,1 \text{ mm}$ et de constante de temps $\tau_0 = 100 \mu\text{s}$. (a) À partir d'une vitesse théorique initiale de 560 m.s^{-1} , le ralentissement s'opère sur une distance d'environ 4 m, soit 1720 impulsions (b) À partir d'une vitesse théorique initiale de 50 m.s^{-1} , le ralentissement s'opère sur une distance d'environ 60 mm, soit 15 impulsions.

On peut malgré tout gagner un facteur 4 sur la distance et le nombre d'impulsions en augmentant l'amplitude du champ jusqu'à 800 mT, ce qui est une valeur raisonnable. Le nombre d'impulsions est alors considérablement réduit.

Il reste à agir sur la période spatiale du champ si l'on souhaite diminuer la longueur de ralentissement. Du point de vue technologique il est difficile de passer sous la barre du millimètre pour des champs magnétiques de quelques centaines de mT. L'induction mutuelle dégrade alors la qualité des lignes de champ. On peut cependant comparer l'effet d'une période spatiale d'environ 5 mm au lieu de 8 mm sur un jet lent à 50 m.s^{-1} . On gagne alors un facteur 2 sur la distance en diminuant la période spatiale de 37 %.

2.6 Problématiques expérimentales

Le dispositif expérimental ne permet pas de réaliser une série d'impulsions : les pièces principales du générateur sont branchées en série. De fait, l'impulsion ne peut être cadencée qu'au rythme du faisceau pousseur (*i.e.* une impulsion magnétique par nuage atomique à un taux de répétition de 15 Hz au maximum). Autrement dit, l'effet du déphasage est « one shot » et multiplié par le nombre d'électroaimants participants dans l'interaction avec le nuage atomique.

Ensuite, il est important de pouvoir couper l'impulsion en courant indépendamment de la position de l'atome. Pour cela, il nous faut une seconde diode de « roue libre » (*i.e.* un transistor bipolaire à grille isolée) dont on contrôlerait le temps de décroissance (quelques 100 kHz) ainsi que le temps de déclenchement. Pour l'heure, les impulsions que nous utilisons ne sont pas coupées dans le temps. Pour l'atome qui voit l'intégralité de l'impulsion, la variation de vitesse est alors moyennée à une valeur nulle ou non. Cette valeur est plus petite (d'au moins un facteur 2) que celle d'un atome qui subirait le potentiel pendant un intervalle de temps typique τ_0 . Dans ce cadre, seuls les atomes proches de la sortie (Fig. II.9) participent significativement au signal. L'astuce qui consiste à tronquer l'impulsion par la sortie donne lieu à un temps de coupure dépendant du mouvement de $8 \mu\text{s}$ à 50 m.s^{-1} (pour une amplitude du rayonnement magnétique à HWHM à $z = 0,4 \text{ mm}$).

C'est pourquoi nous avons choisi de déclencher l'impulsion en courant le plus tardivement possible, de façon à ce que les atomes sortent du dispositif avant même que l'impulsion ne se termine. Dans un second temps, nous avons demandé à l'atelier d'électronique du laboratoire Aimé Cotton de l'université Paris-Sud de modifier le système d'alimentation. Mais le mini-projet d'amélioration a malheureusement été annulé.

Il nous est aussi difficile d'accéder à de basses vitesses sans se heurter au problème de la transmission affectée par la gravité et l'action transverse du champ magnétique.

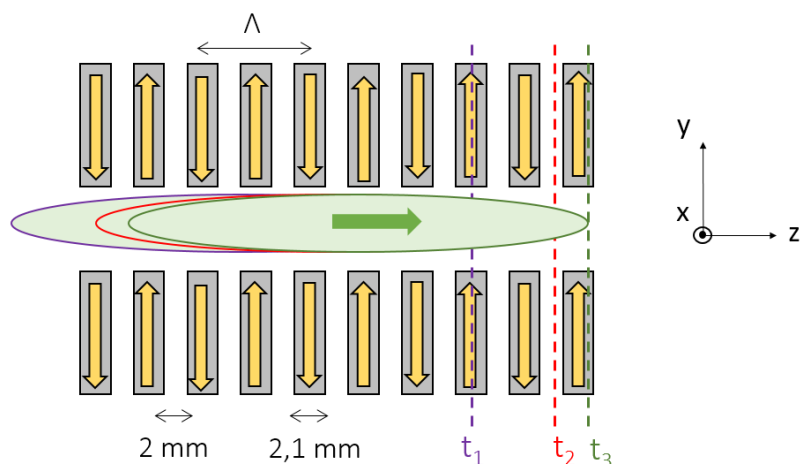


FIGURE II.9 – Représentation schématique de trois positions du nuage (violet, rouge et vert) lors de trois temps de déclenchement différents, t_1 , t_2 et t_3 dans le générateur de période spatiale $\Lambda = 8,1$ mm. Le changement de vitesse s'opère pour des atomes situés à la fin du générateur de sorte qu'ils n'aient à parcourir qu'une période au maximum (environ deux électroaimants).

Le premier, concerne le rapport entre la hauteur d'entrefer (0,8 mm) et la longueur du générateur. En somme, la surface ouverte de $3,2 \text{ mm}^2$ sur une longueur d'environ 82 mm engendre une diminution importante de la transmission. En effet, en-deçà de 30 m.s^{-1} , la courbure de la trajectoire parabolique rend difficile l'alignement du jet atomique avec le canal de transmission du générateur. Dans un second temps, la transmission chute considérablement lorsque le champ magnétique est activé (67 % non transmis à 50 m.s^{-1}) à cause des effets transverses sur les trajectoires atomiques.

Afin de restreindre la contrainte sur la géométrie du générateur, nous l'avons raccourci en l'amputant de 16 électroaimants sur 20. Comme nous le verrons au travers des résultats expérimentaux, l'intégralité du signal incident est ainsi récupérée par le détecteur après l'interaction. La vitesse atteinte au plus bas est de 30 m.s^{-1} .

Nous allons dès à présent consacrer une partie descriptive au générateur de champ co-mobile sous le spectre de la mécanique classique. Nous y exposerons les calculs développés à partir de la seconde loi de Newton, et confronteront les résultats à ceux donnés par le calcul de la variation de phase dans le cas semi-classique.

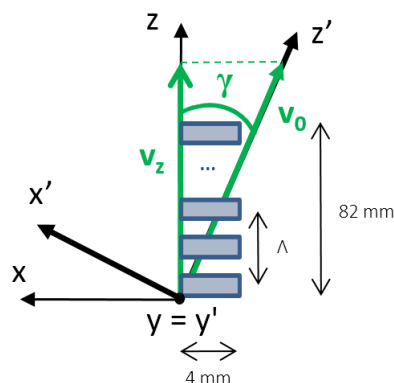


FIGURE II.10 – Schéma de la géométrie du dispositif. Le jet direct arrive sous un angle d'incidence γ le long de l'axe z' . Nous sommes contraint, par la présence de la gravité, d'envoyer les atomes d'Ar* à plus de 50 m.s^{-1} . A ces vitesses, des décalages en temps de vol et en position sont observables expérimentalement.

3 Modélisation classique

3.1 Générateur de champ co-mobile : dimensions et performances

Avec une bande passante de 2 à 8 kHz, le spectre en fréquence du potentiel couvre à un peu plus de $1/e$ en énergie magnétique utile, la gamme de vitesses lentes ($< 50 \text{ m.s}^{-1}$ *i.e.* $< 6 \text{ kHz}$) dans notre expérience. Dans notre cas, la densité spectrale d'énergie n'est pas maximale aux vitesses utilisées de 30 et 50 m.s^{-1} . Ceci est notamment dû à l'absence de modulation sinusoïdale que l'on a rencontrée dans l'expression II.2.7.

En principe, à $\tau_0 = 50 \mu\text{s}$, la fréquence résonante τ_0^{-1} vaut 20 kHz. Elle correspond à la vitesse de 163 m.s^{-1} (5,5 meV). A la vue des spectres en fréquence (Fig. II.11), cette gamme de vitesse n'est pas intéressante car l'énergie magnétique est presque nulle. En revanche, en dessous de 50 m.s^{-1} (6,2 kHz), une constante de temps $\tau_0 = 100 \mu\text{s}$ semble appropriée pour pallier l'aspect non résonant du potentiel avec l'atome. L'énergie magnétique est d'environ $10 \mu\text{eV}$ (contre $500 \mu\text{eV}$ d'énergie cinétique); suffisante pour observer un effet du champ magnétique.

Avec le spectre en fréquence lorentzien du potentiel, nous laissons le potentiel agir par sa seule variation temporelle fixée par τ_0 , sans appliquer de modulation supplémentaire (contrairement aux travaux référencés dans [8]) si ce n'est une cou-

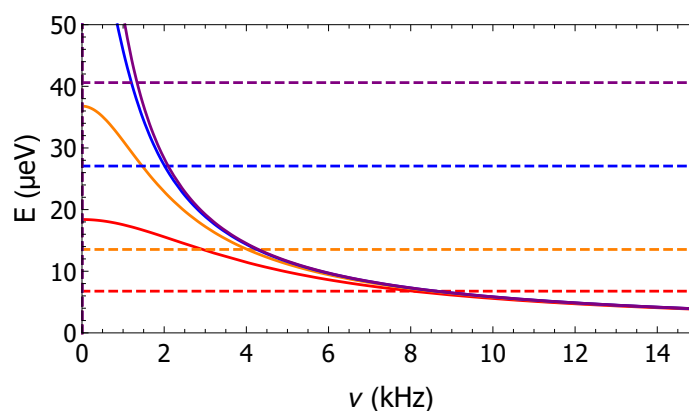


FIGURE II.11 – Spectre théorique en fréquence du potentiel magnétique dépendant du temps. On donne son allure pour plusieurs valeurs de τ_0 à amplitude maximale du champ magnétique, soit 200 mT : 50 μs en rouge, 100 μs en orange, 200 μs en bleu et 300 μs en violet. A $\tau_0 = 50 \mu s$, l'énergie magnétique maximale vaut 18 μeV ; à $\tau_0 = 100 \mu s$, l'énergie magnétique maximale vaut 37 μeV ; à $\tau_0 = 200 \mu s$, l'énergie magnétique maximale vaut 74 μeV ; à $\tau_0 = 300 \mu s$, l'énergie magnétique maximale vaut 110 μeV .

pure nette dans le temps qui, comme nous l'avons dit, assure la non-conservation de l'énergie cinétique. Dans les prochains paragraphes, nous exploiterons le cas des vitesses 30 et 50 $m.s^{-1}$ soit 186 et 520 μeV respectivement.

Notre dispositif fonctionne à l'aide de bobines de cuivre émaillé de 1 mm pouvant supporter quelques ampères (10 A max) pour des champs pulsés de 1,2 ms de quelques centaines de mT avec des constantes de temps que l'on peut sélectionner entre 50, 100, 200, 300 et 500 μs . La puissance électrique consommée par ce dispositif est plus faible de deux ordres de grandeur comparativement aux générateurs réalisés depuis le début des années 2000 [13, 14] et 2010 [8].

Celui-ci est un ensemble de pièces ferromagnétiques (en forme de C) de 2,1 mm d'épaisseur alimentées par des courants fictifs qui produisent une aimantation uniforme dans les barreaux et dans les entrefers de 0,8 mm (Fig. II.12). Chaque « barreau » magnétique est un empilement de tôles de 0,35 mm d'épaisseur. Ce feuilletage permet de réduire les courants de Foucault produits par le système fortement inductif. Il s'aimante facilement et perd rapidement sa propriété d'aimantation une fois que l'excitation magnétique est coupée.

Ces motifs sont disposés les uns à la suite des autres (il y en a 20 au total), espacés périodiquement de $l = 2$ mm sur une longueur totale $L = 81,5(5)$ mm.

Une période spatiale représente donc deux électroaimants et deux espacements, soit $\Lambda \approx 8,15(5)$ mm.

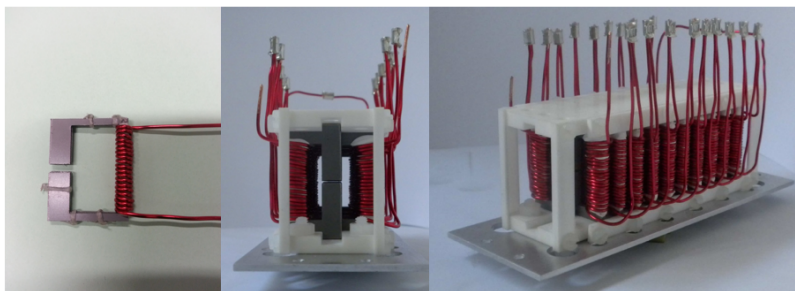


FIGURE II.12 – Générateur de champ co-mobile magnétique pulsé. A gauche, on montre un électroaimant dont l'entrefer vaut 2 mm ; au centre et à droite, 10 paires d'électroaimants assemblés avec un entrefer de 0,8 mm pour une longueur totale de 82 mm environ (d'un bord à l'autre du dispositif).

La société Bouhnik®, anciennement situé à Vélizy Villacoublay (78), fournissait des champs magnétiques sur-mesure jusqu'en 2013 avant de mettre la clef sous la porte. Le cahier des charges a été bâti à partir de l'impédance totale du système ($R \approx 300$ m Ω et $L \approx 1,5$ mH). L'impulsion en courant possède les caractéristiques suivantes :

Temps de montée	50 μ s
Constante de temps de la forme exponentielle	50, 100, 200, 300, 500 μ s
Constante de temps après coupure à $t = 1,2$ ms	2 μ s
Courant crête	0 à 10 A

FIGURE II.13 – Caractéristiques dynamiques du dispositif magnétique.

Un commutateur en face avant de l'alimentation permet de basculer à la main d'une constante de temps à l'autre. Parmi ces données, un temps de réponse du système de 20 μ s a été relevé (Fig.II.14) ; ceci n'ajoutant qu'une constante temporelle dans la lecture du temps de déclenchement.

Des essais passés lors de l'obtention du dispositif en 2013 [5] ont permis de conclure quant à la taille d'entrefer idéale. L'argument étant que le rayonnement magnétique induit entre électroaimants ne soit pas aussi étendu que la distance entre deux électroaimants. Il faut aussi prendre en compte la taille des bobines des électroaimants (plus larges qu'un électroaimant). En somme, $l = 2$ mm a été retenu.

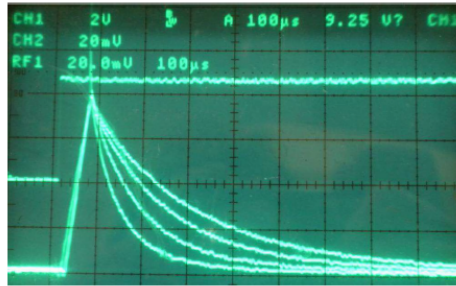


FIGURE II.14 – Visualisation à l’oscilloscope de l’impulsion en courant pour différentes constantes de temps τ_0 .

Au bout du compte, le choix s’est porté sur une ouverture de $e = 0,8$ mm, soit un rayonnement émis depuis le bord d’un électroaimant contenu dans un rayon de $400 \mu\text{m}$. En-deçà, le couplage mutuel des barreaux magnétiques induit une chute importante du champ magnétique, surtout au centre.

Dans notre cas une zone de champ relativement uniforme se situe au centre du dispositif (électroaimant 4 à 16). La norme du champ est doublée sur les bords du générateur. On peut calculer le champ magnétique théorique en faisant l’hypothèse que sa norme B dans la matière aimantée est identique à B_0 dans l’entrefer par continuité de la composante normale aux limites (Fig. II.15).

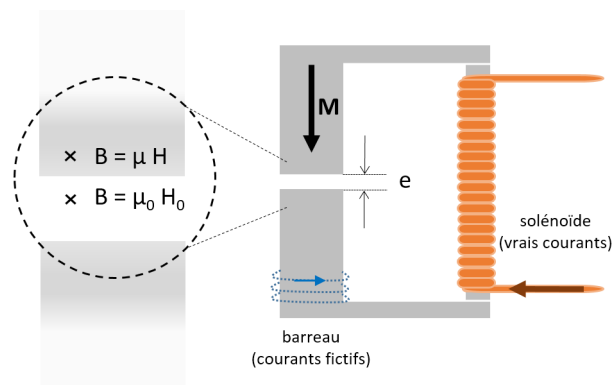


FIGURE II.15 – Schéma d’un électroaimant. L’aimantation \vec{M} est incluse dans le champ magnétique produit à partir de courants excitateurs dans le solénoïde. La continuité de la composante normale du champ \vec{B} étant supposée conservée, on peut écrire : $\mu H = \mu_0 H_0$ où $H_0 = H + M$. Comme $\mu \gg \mu_0$, alors $H_0 \gg H$. Donc, $M \approx B/\mu_0$.

Pour des pièces ferromagnétiques de ce type (où $\mu \gg \mu_0$), les excitations magnétiques associées μH et $\mu_0 H_0$ sont alors proportionnelles telles que $H_0 \approx 10^3 H$ A.m⁻¹ et on doit s'attendre à ce que l'excitation produite soit supérieure au champ coercitif en A.m⁻¹ du matériau (environ 1000 A.m⁻¹). Considérons simplement une boucle de courant d'excitation magnétique \mathcal{O} qui traverse la matière. L'excitation totale élémentaire $(H + H_0)dl \approx H_0 dl$ intégrée le long du chemin total \mathcal{O} se calcule alors aisément :

$$nI = \oint_{\mathcal{O}} (H + H_0) dl \approx \int_{-e/2}^{e/2} H_0 dl \approx eH_0 \quad (\text{II.3.1})$$

où $n = 20$ est le nombre de spires par électroaimant, I le courant exciteur en A et $e = 0,8$ mm l'entrefer.

De tels paramètres donnent $H_0 = 2,5 \cdot 10^4 I$ m⁻¹ et un champ magnétique $B_0 \approx \mu_0 H_0 = 100 \pi I$ G.A⁻¹. Avec un courant de 10 A, on peut alors s'attendre à un champ de plus de 3000 G *i.e.* sans couplage inductif. Au regard des mesures de champ magnétique réalisées par la société Bouhnik® (Fig. II.16), on s'aperçoit alors que la chute d'amplitude par induction au centre du dispositif est de 60 % (environ 1200 G) et d'environ 36 % aux extrémités (environ 2000 G) par rapport à la valeur théorique de 3000 G environ.

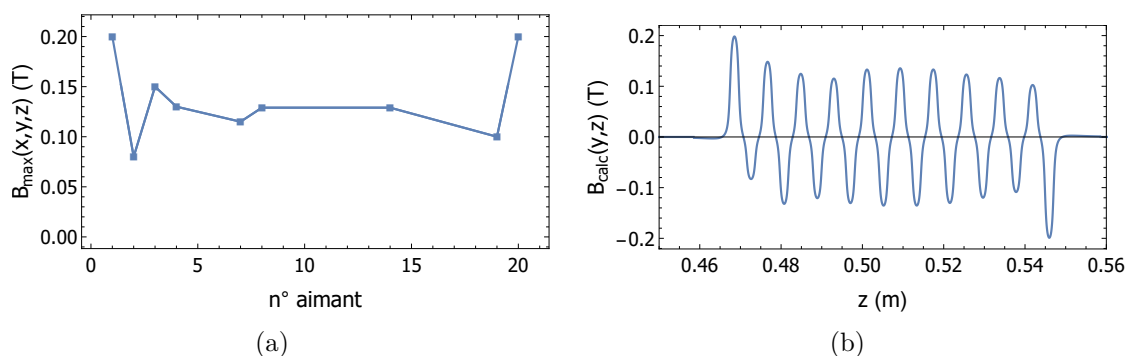


FIGURE II.16 – (a) Points de mesure à B_{max} (*i.e.* courant de 10 A) relevés par Bouhnik®. La constante de temps vaut dans ce cas 50 μ s. Les variations temporelles du champ ont été mesurées à l'aide d'une sonde à effet Hall. (b) Allure théorique du champ magnétique statique dont le calcul est présenté en annexe E.

La valeur expérimentale est plus faible que celle prédite, et est non constante. Essentiellement, c'est à cause de l'effet inductif existant malgré la précaution prise de réduire l'entrefer. Comme le montrent les courbes de régressions de la figure II.17, plus la durée de l'impulsion est courte plus la norme du champ magnétique expérimentale s'approche de la valeur théorique.

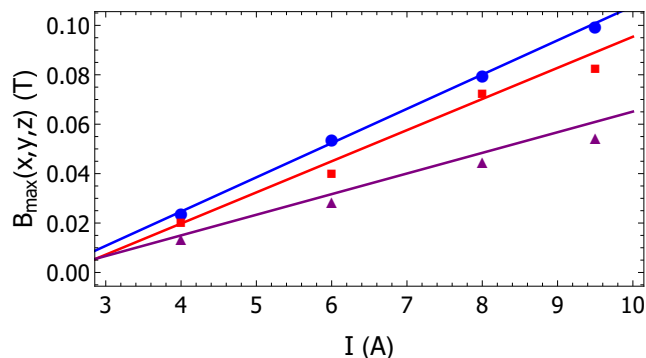


FIGURE II.17 – Champ magnétique du dispositif co-mobile en fonction du courant pour différentes constantes de temps : 50 μs (points bleus), 200 μs (carrés rouges) et 500 μs (triangles violets). Mesure réalisée par Bouhnik® à l'aide d'un capteur à effet Hall au niveau de l'électroaimant 19.

Le faible entrefer rend la procédure d'alignement critique. Nous disposons néanmoins d'outils de positionnement précis comme :

- un positionneur opérant dans les trois directions principales de l'espace à l'aide de verniers (5 μm de précision) et d'un axe de rotation porté par l'une des directions spatiales ;
- un plateau électromécanique (SmarPod) à six degrés de liberté (3 translations et 3 axes de rotation) de la société SmarAct GmbH [43]. Il nous permet de procéder à des déplacements nanométriques et des rotations de l'ordre du μrad (Fig. II.18). La contrainte mécanique supportée latéralement est de 2,5 N. On peut déposer sur le plateau des objets de 500 g au maximum.

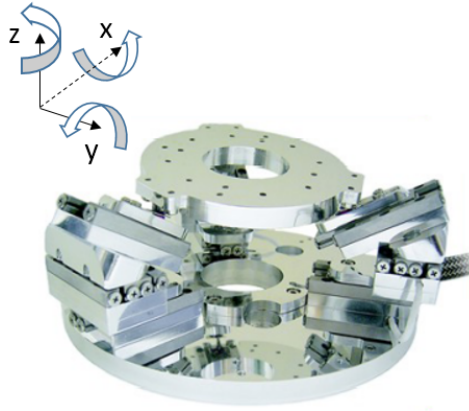


FIGURE II.18 – Plateforme motorisée SmarPod. L’excursion en translation dans le plan transverse (xOy) est de 20 mm contre 10 mm selon la verticale portée par z , et ce, pour un pas de 1 nm. L’excursion en angle autour des axes x et y est de 20° contre 35° selon z avec un pas de $1 \mu\text{rad}$.

3.2 Mesure de la transmission

Nous avons réalisé une mesure de la transmission à champ statique après avoir constaté au cours de la première utilisation pulsée une chute considérable du flux d’atomes poussés. Un rapide calcul nous permet de déterminer le gradient de champ transverse nécessaire pour dévier les atomes. Ainsi, en supposant ce gradient magnétique uniforme le long du parcours et les trajectoires rectilignes, on peut écrire la force totale exercée transversalement (y) sur l’atome :

$$F_y = m_{Ar} \frac{d^2y(t)}{dt^2} = m_{Ar} g_y - m g_L \mu_B \partial_y |B_{tot}(y, z)| \quad (\text{II.3.2})$$

où $g_y = 9,81 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ est la composante verticale du champ de gravitation terrestre et où l’on a considéré le vecteur moment magnétique total, $\vec{\mu}_J$, colinéaire au vecteur champ magnétique. De toute évidence, puisque $\vec{div}\cdot\vec{B} = \vec{0}$, le troisième terme non croisé $\partial_x B_x$ est non nul. Il s’agit bien entendu d’une dispersion transverse à deux dimensions mais nous nous contentons ici d’une description à une dimension verticale. Les atomes défléchis selon l’axe y subissent un gradient plus fort car c’est l’axe principal de l’excitation magnétique.

En première approximation nous tenons compte d’une vitesse uniforme sur l’axe z et de l’absence de champ gravitationnel (l’énergie cinétique est ici plus grande que l’énergie potentielle due à la gravitation). D’après II.3.2, l’équation horaire à une

dimension, $y(t)$, est alors donnée par :

$$y(t) \approx -\frac{1}{2m_{Ar^*}}mg_L\mu_B(\partial_y|B_{tot}(y,z)|)t^2 \quad (\text{II.3.3})$$

En guise d'analyse numérique, nous calculons le gradient nécessaire afin de dévier les trajectoires atomiques de 0,4 mm verticalement *i.e.* la moitié d'un entrefer, sur une longueur de 80 mm à la vitesse de 50 m.s^{-1} sur l'axe z . Le gradient magnétique total calculé dans le plan (yOz) , $\partial_y|B_{tot}(y,z)|$, est alors de 10 G.mm^{-1} (soit un courant d'une vingtaine de μA). Compte tenu des dimensions du générateur, un atome peut expérimenter un gradient statique de plus de 2500 G.mm^{-1} , soit plus de deux ordres de grandeurs supérieurs. Cela corrobore les simulations de la figure II.19 où les déviations sont importantes et surviennent dans un laps de temps équivalent à la constante de temps τ_0 . Plus la trajectoire atomique est proche de la paroi (inférieure ou supérieure) de l'électroaimant, plus la déviation est importante. Elle s'opère d'ailleurs rapidement dès $50 \mu\text{s}$.

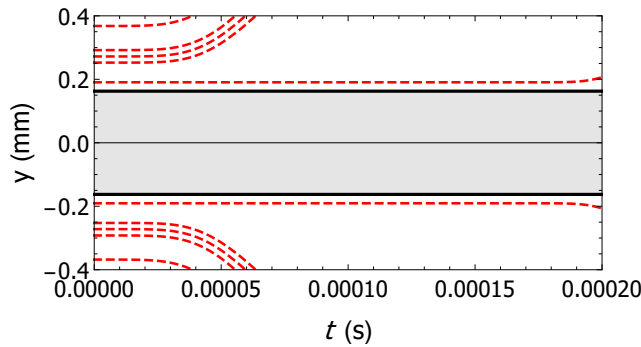


FIGURE II.19 – Trajectoires atomiques théoriques pour une vitesse uniforme d'entrée de 50 m.s^{-1} . Le champ magnétique statique est maximal (à 10 A) et les trajectoires sont observées dans une fenêtre temporelle de $200 \mu\text{s}$ qui correspond au temps caractéristique de l'interaction dans les expériences. Une partie des atomes, compris dans un intervalle Δe , ne sont pas déviés (zone grisée). Au-delà d'une position verticale dans l'entrefer (traits noirs horizontaux), les atomes sont de plus en plus déviés (traits rouges hachurés).

Comme en témoigne les données expérimentales sur la mesure de transmission à champ statique (Fig. II.20), le flux transmis peut représenter jusqu'à environ 30 % du flux incident. On le définit comme le rapport de la fraction d'atomes transmis dans l'intervalle Δe sur l'ouverture totale e .

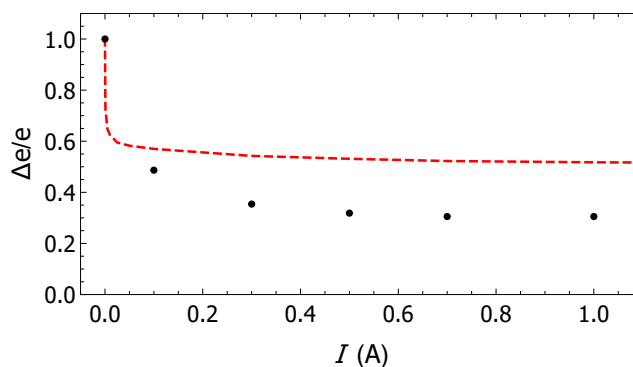


FIGURE II.20 – Fraction d'atomes traversants le dispositif en fonction du champ magnétique statique. La largeur du canal non affecté par l'effet de gradient est donnée par Δe . La transmission expérimentale (points noirs) atteint un plateau à environ 30 % de la largeur d'entrefer, e . Le calcul est représenté en trait rouge hachuré.

Le calcul reproduit assez bien le seuil aux très faibles courants. En revanche, un facteur 1,5 est à noter à partir de 300 mA. L'écart entre les courbes théorique et expérimentale provient d'un modèle théorique simple qui ne tient pas compte de la composante transverse du champ magnétique selon x . On comprend néanmoins l'effet néfaste des gradients de champ radiaux.

Bien que le champ soit pulsé dans la pratique, l'atome subit son action sur une distance inférieure à $\Lambda/2$. Cette distance est suffisante pour que certains atomes voient au moins deux électroaimants. Ils sont alors défléchis car les variations du champ sont les plus importantes (de 2000 à -2000 G au maximum sur une distance d'environ 2 mm). Même à plus faible courant, le gradient maximal vaut plus de $130 \text{ G}\cdot\text{mm}^{-1}$. Cette déviation n'est malgré tout pas rédhibitoire pour mener à bien l'expérience car nous rappelons que l'effet du champ co-mobile est de changer la vitesse longitudinale. Nos mesures se faisant par l'intermédiaire du temps de vol à l'aide du détecteur MCP/DLD, nous pouvons alors observer une zone spatiale du jet où la dispersion angulaire du jet (après interaction) est faible. Cela a comme avantage de restreindre la fenêtre d'observation, donc de filtrer l'effet du seul champ co-mobile. Cela demande un temps d'acquisition plus long en échange.

En somme, les valeurs de champ magnétique en jeu ne sont pas suffisamment importantes pour défléchir tous les atomes. Au regard de la géométrie du dispositif, il faudrait un gradient magnétique d'au moins un ordre de grandeur supérieur au champ maximal de l'expérience, soit environ 25 kG.mm^{-1} pour défléchir tous les atomes dans l'entrefer. Cette gamme de valeurs n'est pas atteignable par notre expérience.

3.3 Trajectoires rectilignes : expression analytique de la déflexion

Puisque le dispositif agit suivant son axe (z) il va agir sur la composante de vitesse longitudinale, v_z , en la diminuant ou l'augmentant d'une quantité δv_z , et laisser libre l'axe transverse. Pour qu'il y ait déviation de la trajectoire, l'axe du jet atomique porté par la direction z' doit former un angle non nul avec l'axe du générateur ($\gamma = 23 \text{ mrad}$ et 110 mrad environ en ce qui concerne les expériences à 30 et 50 m.s^{-1} décrites plus loin). Dès lors en faisant la somme vectorielle à deux dimensions des composantes de vitesse v_x (où l'écart-type du profil spatial transverse $\sigma_x = 4 \text{ mrad}$) et v_z (écart-type du profil en temps de vol $\sigma_z = 5$ à 10%) on constate que des déviations sont possibles.

Pour interpréter les différences de profils de notre expérience, nous considérons les relations géométriques suivantes d'après le schéma de la figure II.21.

$$\begin{cases} v_{z'} = v_{0z} - \delta v_z(t_s) \\ v_x = v_0 \sin \gamma \end{cases} \quad (\text{II.3.4})$$

Après déviation finale de la trajectoire atomique au temps de sortie t_s , la relation trigonométrique entre les composantes de II.3.4 est donnée par :

$$\tan(\gamma + \delta\gamma) = \frac{v_x}{v_{z'}} = \frac{v_0 \sin \gamma}{v_0 \cos \gamma - \delta v_z(t_s)} = \frac{\sin \gamma}{\cos \gamma - \frac{\delta v_z(t_s)}{v_0}} \quad (\text{II.3.5})$$

Les termes angulaires γ et $\delta\gamma$ étant petits ($E_{cin} > E_{mag}$), un développement limité au premier ordre non nul permet de réécrire II.3.5 :

$$\gamma + \delta\gamma \approx \frac{\gamma}{1 - \frac{\delta v_z(t_s)}{v_0}} \approx \gamma \left(1 + \frac{\delta v_z(t_s)}{v_0}\right) \quad (\text{II.3.6})$$

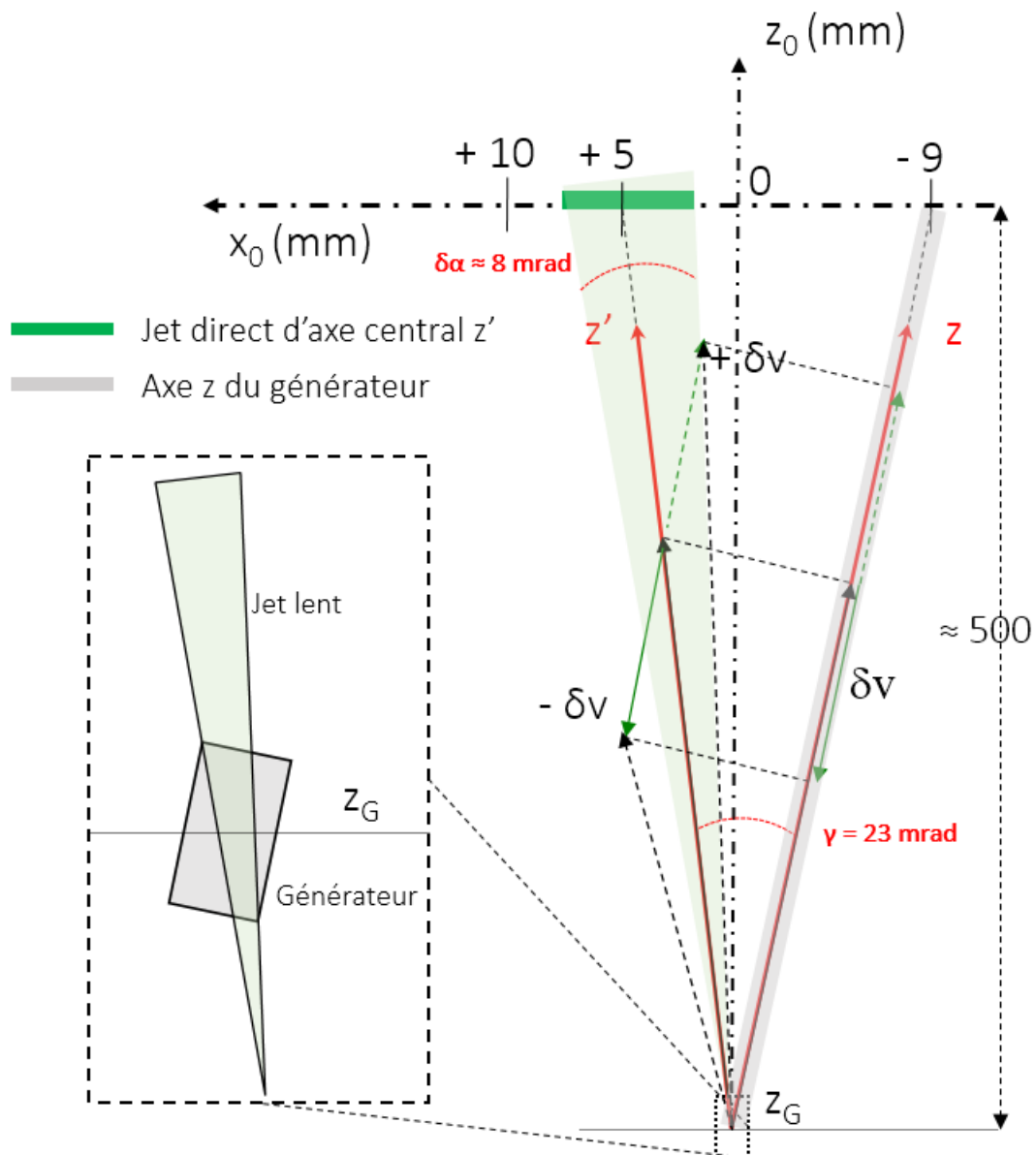


FIGURE II.21 – Schéma représentant les trois repères cartésiens considérés dans le plan (xOz) . On positionne le centre du générateur à l'ordonnée $z_G = -500$ mm. Les axes du générateur x et z forment un angle d'environ 15 mrad avec les axes de la chambre d'expérience x_0 et z_0 respectivement. L'axe principal z du générateur est orienté de $\gamma = 23$ mrad dans le sens horaire par rapport aux axes x' et z' du faisceau atomique. Cet angle est compris dans un intervalle $2\delta\alpha$ où $\delta\alpha$ est l'ouverture angulaire du jet au travers du dispositif.

et donc :

$$\delta\gamma \approx \gamma \frac{\delta v_z(t_s)}{v_0} \quad (\text{II.3.7})$$

Le théorème d'Al-Kashi permet également de retrouver II.3.7 (ou bien avec la loi des *sinus*).

Cette formule, nous dit, au premier ordre, qu'il n'y a pas de déflexions lorsque γ est nul. L'existence d'un angle entre l'axe du faisceau atomique (porté par z') et l'axe du générateur (porté par z) est alors nécessaire afin d'observer un déplacement transverse suivant x . Dans le cas contraire *i.e.* si \vec{B}_z colinéaire à \vec{v}_0 , l'effet du déphasage se répercuterait sur la distribution de temps de vol uniquement.

Le paramètre libre non nul γ ainsi que la vitesse initiale v_0 nous permettent d'exalter l'angle de déviation $\delta\gamma$ en manipulant la composante tangentielle de vitesse v_z .

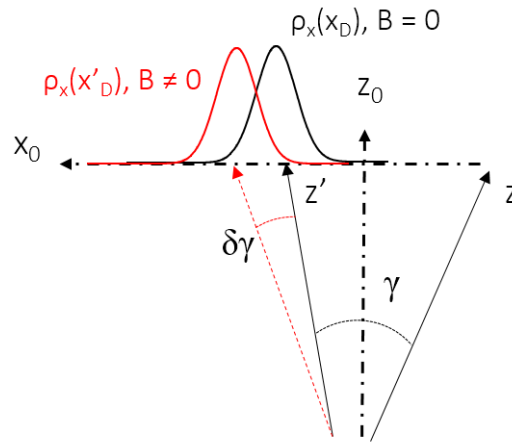


FIGURE II.22 – Représentation schématique de l'effet mécanique du champ co-mobile sur les trajectoires atomiques à grande vitesse ($> 30 \text{ m.s}^{-1}$). L'angle de déviation $\delta\gamma$ est calculé à partir de II.3.7.

Aux petits angles, nous pouvons connaître la valeur de la variation de position δx au temps de sortie t_s (II.2.43) en exprimant $\delta\gamma$ à l'aide d'une autre relation géométrique (Fig. II.22) :

$$\delta\gamma \approx \frac{x'_D - x_D}{D_{tot} - z(t_s)} \quad (\text{II.3.8})$$

avec $x'_D - x_D = \delta x$. On en tire donc :

$$\delta x \approx (D_{tot} - z(t_s)) \delta \gamma \quad (\text{II.3.9})$$

Si l'on combine les expressions de la déviation $\delta \gamma$, II.3.7 et II.3.8 on écrit aussi :

$$\delta x \approx (D_{tot} - z(t_s)) \gamma \frac{\delta v_z(t_s)}{v_0} \quad (\text{II.3.10})$$

En l'absence de potentiel, on obtient un profil spatial sur le détecteur $\rho_x(x_D)$ où $x_D \approx D_{tot} \gamma$. En supposant que le nombre d'atomes est conservé dans un premier temps, le profil théorique modifié s'écrit alors :

$$\rho_x(x'_D) = \rho_x(x_D) \left| \frac{dx_D}{dx'_D} \right| \quad (\text{II.3.11})$$

Les principales difficultés dans l'analyse des profils (*cf.* résultats expérimentaux) résident dans : (i) l'ouverture angulaire du jet incident dans le plan (xOz) qui donne une largeur d'environ 8 mm sur le détecteur (Fig. II.22), (ii) le manque de symétrie de la distribution de référence en temps de vol (Fig. II.21) et (iii) un troisième point déjà étudié, plus général, concernant l'atténuation du flux atomique au sein du générateur qui demande de définir le plus exactement possible la normalisation des différents profils.

3.4 Calcul des spectres en temps de vol

L'effet du potentiel sur le mouvement atomique est aussi calculé classiquement à l'aide de la deuxième loi de Newton. On considère la distribution en vitesse de groupe initiale, $g(v_z)$, modélisée par une distribution normale asymétrique d'écart-type moyen $\sigma_{v_z} = 5 \%$. Nous calculons la nouvelle distribution en vitesse que nous convertissons à l'aide de l'équation II.2.39 en distribution de temps de vol.

Nous calculons la variation de vitesse au temps de sortie t_s partir de :

$$\frac{dv_z(t)}{dt} = -\frac{1}{m_{Ar}} \partial_z |V(z, t)| \quad (\text{II.3.12})$$

où d'après II.2.31 :

$$\partial_z |V(z, t)| = \mu_J s(t) \left(\frac{B_y(y, z)}{|B_{tot}(y, z)|} \partial_z B_y(y, z) + \frac{B_z(y, z)}{|B_{tot}(y, z)|} \partial_z B_z(y, z) \right) \quad (\text{II.3.13})$$

avec $|B_{tot}(y, z)| = \left(|B_y(y, z)|^2 + |B_z(y, z)|^2 \right)^{0,5}$.

On écrit la variation de vitesse :

$$\delta v_z(t_s) = v_z(t_s) - v_0 = -\frac{1}{m_{Ar}} \int_{t_{on}}^{t_s} \partial_z |V(z, t')| dt' \quad (\text{II.3.14})$$

où nous rappelons que l'évolution du moment magnétique total μ_J est adiabatique. Dans ce cas, la force magnétique selon z , $F_m(z) = -\partial_z |\vec{\mu}_J \cdot \vec{B}|$ s'écrit $F_m(z) = -\mu_J \partial_z |B_{tot}(y, z)|$.

Comme dans le cas semi-classique, le calcul de la distribution de vitesse donne lieu au préalable à la détermination du temps de sortie de chaque atome distribué en temps de vol, d'après II.2.43. Pour ce faire, nous supposons le mouvement rectiligne uniforme localement c'est-à-dire que l'on s'intéresse aux variations locales dans le cadre de méthodes de résolution numériques des équations différentielles. Ainsi, pour des atomes initialement distribués en temps de vol t_k sur le détecteur, nous pouvons déduire les nouveaux temps d'arrivée localisés aux temps de détection t'_k (d'après II.2.44) et dont la distribution en temps de vol $\rho'(t'_k)$ est donnée par :

$$\rho'(t'_k) = \sum_i \rho(t_i(t'_k)) \left| \frac{dt_i}{dt'} \right| \quad (\text{II.3.15})$$

où la somme porte sur différentes valeurs t_i de la distribution initiale $\rho(t_i)$ pour un temps de détection t'_k .

Le calcul consiste à trouver $\rho'(t'_k)$ *i.e.* le profil avec interaction, simplement en étudiant la fonction réciproque de $t'(t) : t = f^{-1}(t')$. Cela signifie que sous l'action de la force co-mobile magnétique, il n'y a plus de correspondance biunivoque entre un temps de vol et une vitesse donnés. Cette fonction multivaluée associe à chaque temps de vol mesuré possiblement 0, 1 ou plusieurs temps de vol initiaux.

Des résultats probants ont été obtenus montrant des différences entre spectres, tant spatialement que temporellement, avec un champ d'amplitude $B_{max} = 200$ mT.

4 Résultats expérimentaux

4.1 Jet poussé à 50 m/s

Les résultats théoriques apportés dans cette section s'inscrivent dans le cadre de l'approximation JWKB. On définit alors la variation de phase $\phi(k, t)$ comme l'intégrale sur le temps du potentiel co-mobile $V(z, t)$.

L'effet du potentiel s'applique à un faisceau atomique incident dont les vitesses typiques sont comprises entre 47 et 55 m.s⁻¹ (Fig. II.2 (b)). Essentiellement, dans cette gamme d'énergie cinétique, l'effet du potentiel est modifier la trajectoire. Ces premières expériences ont été menées avec des atomes traversant un générateur composé de 20 électroaimants. Comme discuté lors du positionnement du problème, nous observons dans ce cas une transmission atomique qui chute considérablement à cause des effets combinés du gradient magnétique vertical et de la longueur du dispositif. D'ailleurs, nous tenons compte dans nos calculs de cette perte d'atomes à environ 70 % du signal incident (Fig. II.20). Les profils de la figure II.23 attestent de la modification des trajectoires atomiques par le potentiel magnétique. Nous observons en effet une accélération ou une décélération ; autrement dit, il se produit un déplacement vers les temps de vol courts ou longs.

Par simple considération géométrique, les atomes sont déviés de sorte que $\delta x < 0$ ou $\delta x > 0$ (Fig. II.21). On peut vérifier cette hypothèse en étudiant les profils spatiaux calculés à partir de II.3.11. La figure II.24 (a) montre en effet les distributions spatiales expérimentales modifiées pour différents temps de déclenchement. Tous, attestent de la présence d'un déplacement de sorte que $\delta x < 0$. On le constate quand on les soustrait au spectre de référence (Fig. II.24 (b)). On peut par ailleurs faire correspondre un modèle théorique (Fig. II.25) sur le déplacement en position à partir de la relation II.3.11.

Les spectres de la figure II.25 montrent un comportement de jet dont la polarisation serait unique ($m_J = +2$).

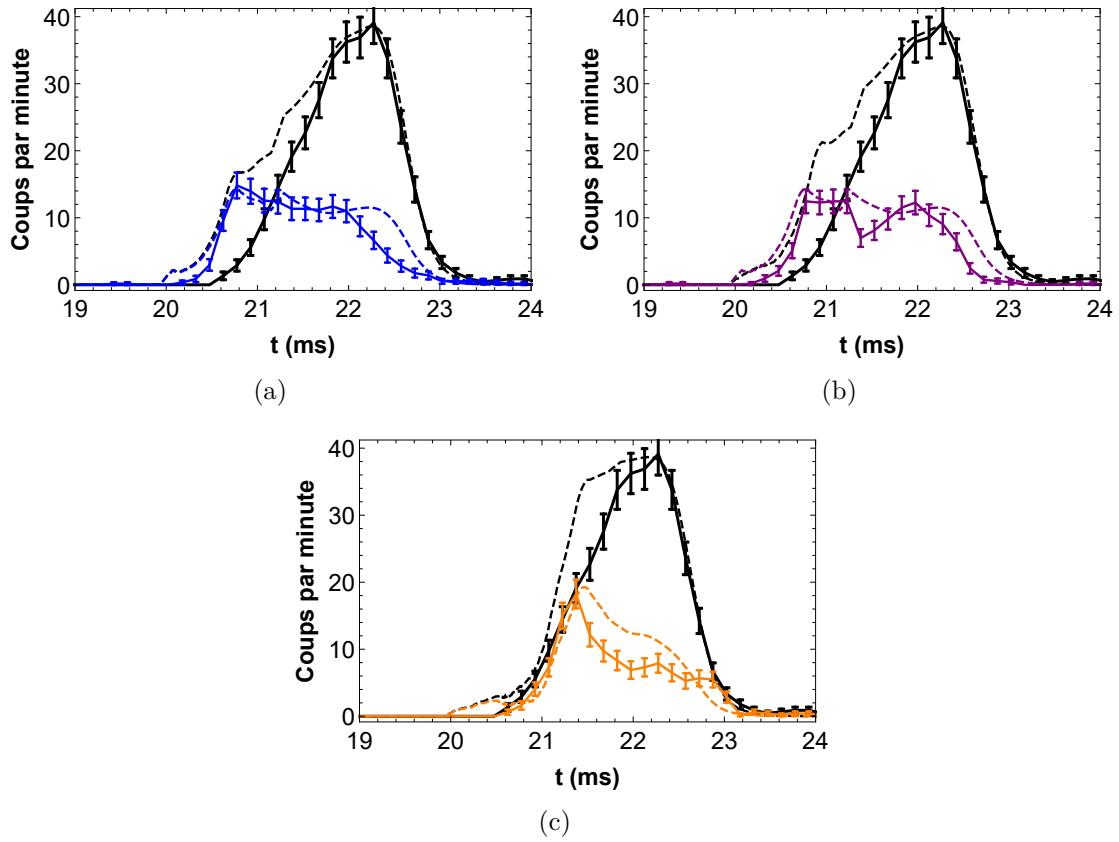


FIGURE II.23 – Spectres de temps de vol théoriques et expérimentaux d’atomes à 50 m.s^{-1} dans le sous-niveau magnétique $|m_J = +2\rangle$ (a) en trait noir plein, le spectre de référence expérimental en l’absence de potentiel ; en trait bleu plein, le spectre modifié expérimental pour un temps de déclenchement $t_{ON} = 10,4 \text{ ms}$; en trait noir hachuré, le spectre modifié théorique sans atténuation du flux ; en trait bleu hachuré, le spectre modifié calculé à l’aide de II.2.23 ou II.2.38 en tenant compte de la transmission donnée par le graphe de la figure II.20 (b) Spectre de référence identique ; en trait violet plein, le spectre modifié expérimental pour un temps de déclenchement $t_{ON} = 10,45 \text{ ms}$; en trait noir hachuré, le spectre modifié théorique sans atténuation du flux ; en trait violet hachuré, le spectre modifié calculé (c) même situation avec $t_{ON} = 10,7 \text{ ms}$ (courbes orange)

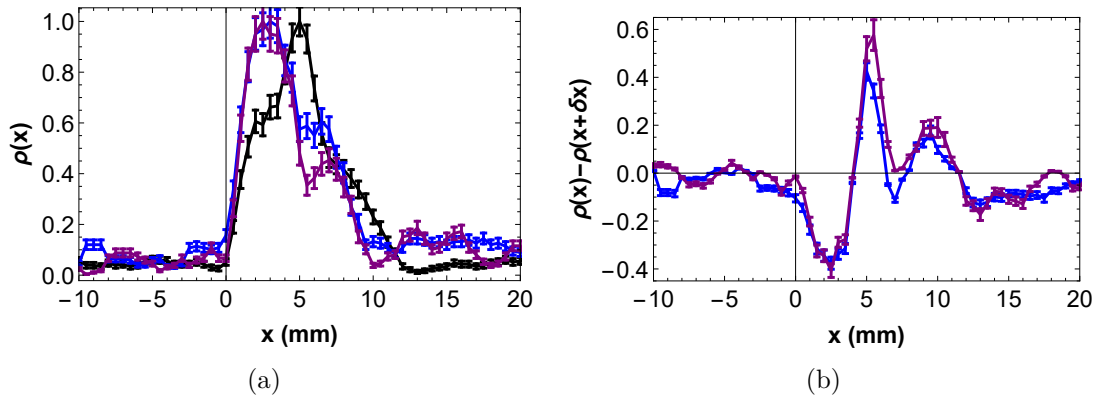


FIGURE II.24 – (a) Profil spatial (ou densité atomique) normalisé à 1 du jet poussé moyenné sur 2 mm de hauteur selon y (taille du jet au niveau du détecteur après traversée du dispositif sans champ). On donne en trait noir plein, le profil spatial du jet selon x ; en traits bleu et violet pleins, les profils modifiés pour deux temps de déclenchement donnés par la figure II.23, $t_{ON} = 10,4$ ms et $t_{ON} = 10,45$ ms (b) Différence entre le profil de référence et les différents profils modifiés pour les mêmes valeurs de t_{ON} .

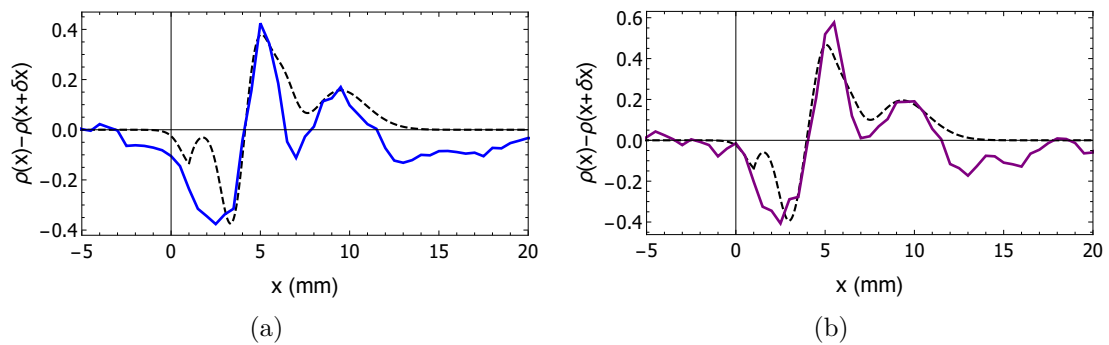


FIGURE II.25 – (a) Différence entre les profils expérimentaux de référence et modifié à $t_{ON} = 10,4$ ms (courbe bleue). Le calcul, en trait noir hachuré, est donné pour un atome à la vitesse typique de 50 m.s^{-1} dans le sous-niveau magnétique $|m_J = +2\rangle$ (b) De la même façon, on donne la différence entre les profils expérimentaux de référence et modifié à $t_{ON} = 10,45$ ms (courbe violette).

4.2 Discussion

Les profils spatiaux sont d'une importance cruciale afin de déterminer la polarisation magnétique du jet après interaction. En effet, si le jet modifié est polarisé dans un état magnétique unique, on observe un transfert spatial de population du même côté. En revanche, quand plusieurs états magnétiques peuplent le jet sortant du générateur, on a affaire à de multiples déviations. Puisque la distribution en temps de vol est peu large (5 %) devant la longueur du dispositif, tous les atomes subissent l'action du potentiel quelle qu'elle soit. Et étant donné la disposition du générateur dans la chambre d'expérience (voir Fig. II.21), l'observation du phénomène de ralentissement est compliquée dans ce cas. Malgré l'atténuation en amplitude du signal très importante, nous donnons un spectre de temps de vol déplacé vers les temps de vol longs (Fig. II.26).

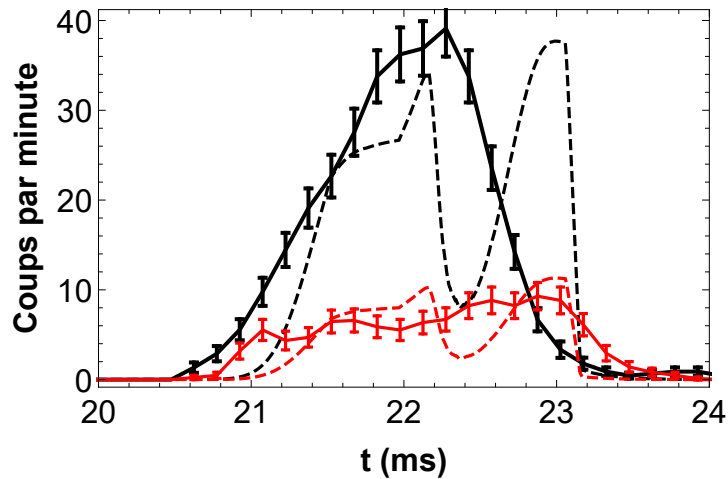


FIGURE II.26 – Spectres de temps de vol théoriques et expérimentaux d'atomes à 50 m.s⁻¹ dans le sous-niveau magnétique $|m_J = -2\rangle$ pour le calcul à l'ordre 0. En trait noir plein, le spectre de référence expérimental en l'absence de potentiel; en trait rouge plein, le spectre modifié expérimental pour un temps de déclenchement $t_{ON} = 10,57$ ms; en trait noir hachuré, le spectre modifié théorique sans atténuation du flux; en trait rouge hachuré, le spectre modifié calculé à l'aide de II.2.23 ou II.2.38 en tenant compte de la transmission donnée par le graphe de la figure II.20

D'autres difficultés résident dans l'analyse des résultats.

Un point dont il faut notamment tenir compte est la transmission atomique. L'atténuation importante du flux atomique requiert une normalisation bien définie, comme le rapport des flux mesurés sur le flux de référence. Pour une durée totale de

30 mm environ, l'expérience a été entrecoupée par trois mesures de flux de référence (Fig. II.27) prises à intervalles de temps réguliers qui ont permis de démontrer une bonne stabilité en fréquence et en flux.

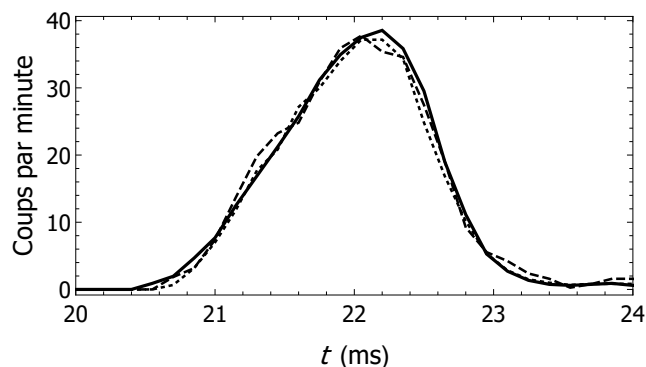


FIGURE II.27 – Trois distributions en temps de vol prises comme références pour la normalisation des spectres modifiés.

Enfin, l'expression analytique de l'impulsion magnétique est un des paramètres sensible de l'expérience. Sa forme est d'une importance cruciale puisque les atomes sont très perceptibles aux différentes harmoniques. Cela demande un ajustement fin du modèle du champ présenté. Le temps de montée, la constante de temps τ_0 ainsi que le temps de coupure (défini dans notre cas comme instant de sortie, t_s) sont les paramètres critiques du modèle.

4.3 Jet poussé à 30 m/s

La perte conséquente d'atomes avec un dispositif long de 80 mm nous a décidé à le tronquer. Nous avons en effet retiré 16 de ses 20 électroaimants. Les 4 restants confèrent une longueur d'environ 15 mm au générateur. Il est à noter que la chambre d'expérience a entre temps été tournée de sorte à réduire la distance totale de vol balistique. La distance totale est maintenant de 800 mm. Nous avons profité de cette occasion pour abaisser la vitesse des atomes à 30 m.s^{-1} .

Ici, la dispersion relative sur les vitesses (ou les temps de vol) est de 10 % (Fig. II.28). La distribution initiale couvre jusqu'à ses extrémités une gamme de vitesses allant de 26 à 36 m.s^{-1} (non représentée).

A champ équivalent (200 mT), les variations de positions sont plus importantes d'un facteur 2 environ, comparativement à l'expérience menée à 50 m.s^{-1} . On peut constater une variation maximale de presque 1 mm (Fig. II.29).

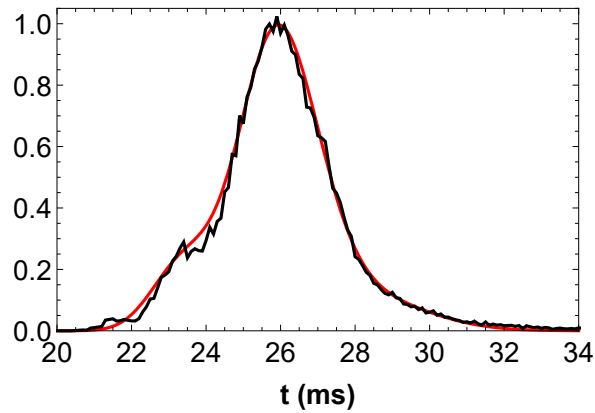


FIGURE II.28 – Distribution en temps de vol normalisée à 1, expérimentale (courbe noire) ; théorique (courbe rouge).

Le nuage atomique, contrairement au cas précédent, est partiellement affecté par le potentiel. En effet, un tiers de l'étendue de la distribution en temps de vol initiale (≈ 3 ms) est modifié, soit 3 fois moins qu'auparavant (1,2 ms de durée d'impulsion pour 1,2 ms de largeur FWHM à 50 m.s^{-1}).

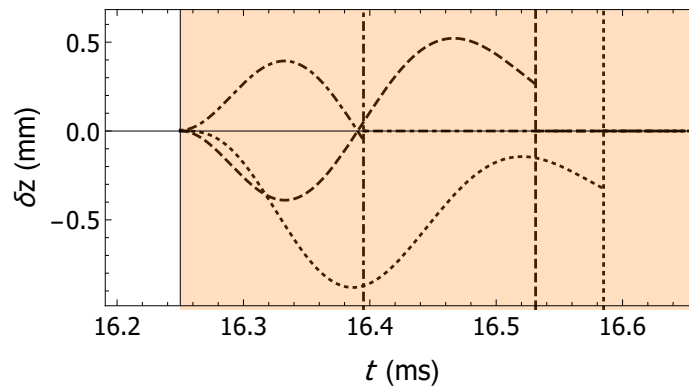


FIGURE II.29 – Variation de la position atomique $\delta z(t)$ dans le potentiel. L'impulsion est déclenchée au temps $t_{ON} = 16,25$ ms. La zone de potentiel est colorée en orange. Trois courbes (en trait hachuré-pointillé, trait hachuré et trait pointillé, de la gauche vers la droite) représentent les variations de positions d'atomes pendant l'interaction aux vitesses initiales $v = 30,75$; $30,5$ et $30,4 \text{ m.s}^{-1}$ respectivement. Les temps de sortie sont donnés par II.2.43.

La figure II.30 donne en guise d'exemple trois distributions temporelles modifiées pour trois instants de déclenchement : 15,4 ms, 16,2 ms et 16,6 ms.

Ici, la longueur du dispositif réduite de 80 % nous permet de collecter l'intégralité du signal et d'observer aisément une progression de la perturbation en fonction du temps de déclenchement. Contrairement à ce que nous avons observé en premier lieu, ici, les phénomènes d'accélération et de décélération sont présents : comme annoncé, ce comportement dépend de la vitesse de l'atome (et donc de sa position) au moment du déclenchement de l'impulsion. La perte de signal, due à un dispositif trop long, empêchait l'observation nette d'une décélération jusqu'à présent (Fig. II.21).

On gagne en transmission atomique, ce qui est une bonne chose pour la distribution temporelle mais l'étude des profils spatiaux démontre un brouillage des déviations. Puisque un tiers seulement de la distribution en temps de vol interagit avec le potentiel alors les trajectoires affectées restent dans la distribution spatiale de départ (10 % à FWHM). Autrement dit, tous les spectres spatiaux sont sensiblement identiques (Fig. II.31).

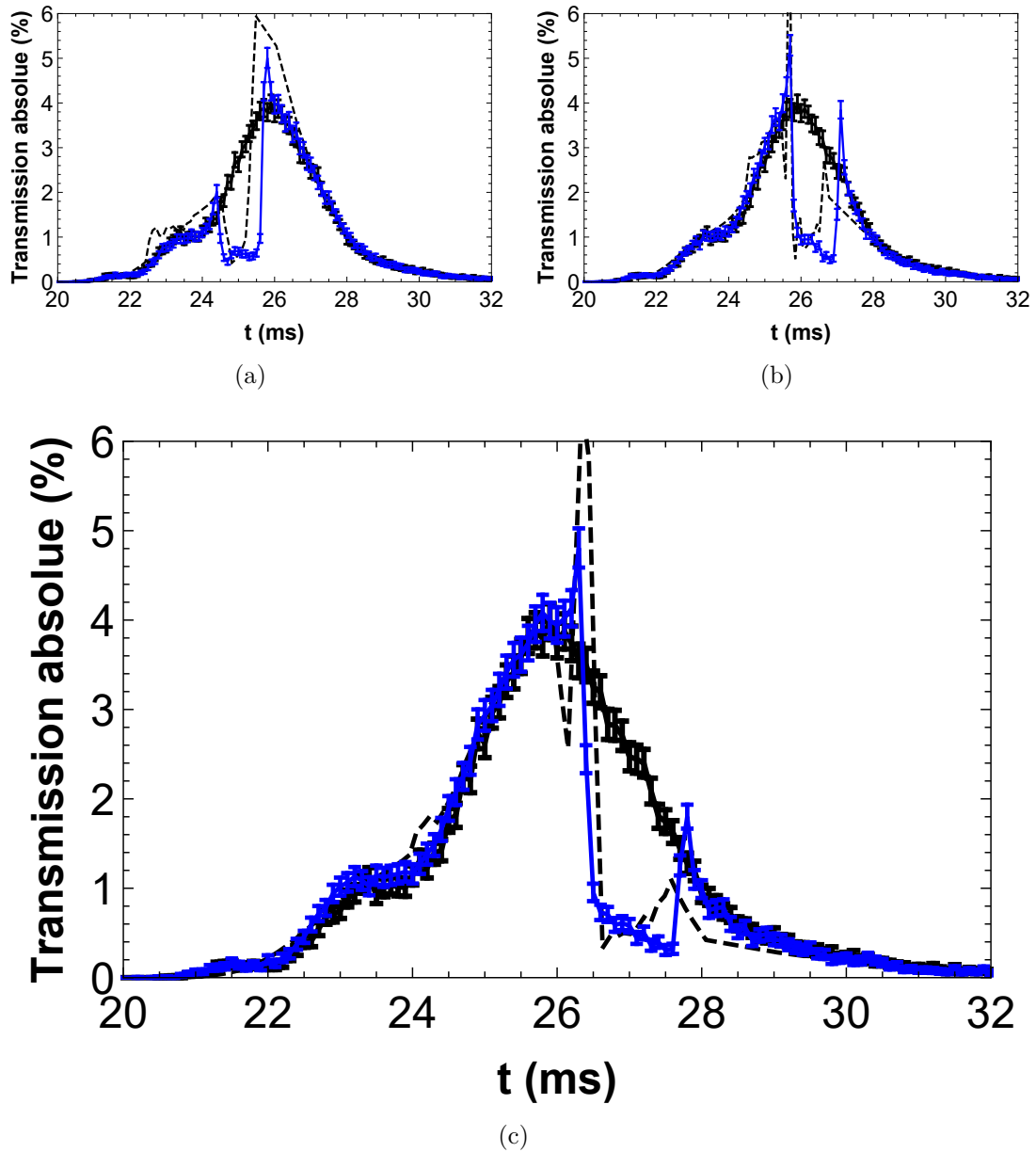


FIGURE II.30 – Spectres de temps de vol théoriques et expérimentaux d’atomes à 30 m.s^{-1} dans le sous-niveau magnétique $|m_J = +2\rangle$. L’amplitude maximale du champ magnétique est de 200 mT pour $\tau_0 = 200 \mu\text{s}$. La normalisation est relative au flux du jet incident pris sur le bord du détecteur (a) en trait noir plein, le spectre de référence expérimental en l’absence de potentiel ; en trait bleu plein, le spectre modifié expérimental pour un temps de déclenchement $t_{ON} = 15,4 \text{ ms}$; en trait noir hachuré, le spectre modifié calculé à l’aide de II.2.23 ou II.2.38 en ne tenant compte d’aucune atténuation (b) pour un temps de déclenchement $t_{ON} = 16,2 \text{ ms}$ (c) pour un temps de déclenchement $t_{ON} = 16,6 \text{ ms}$.

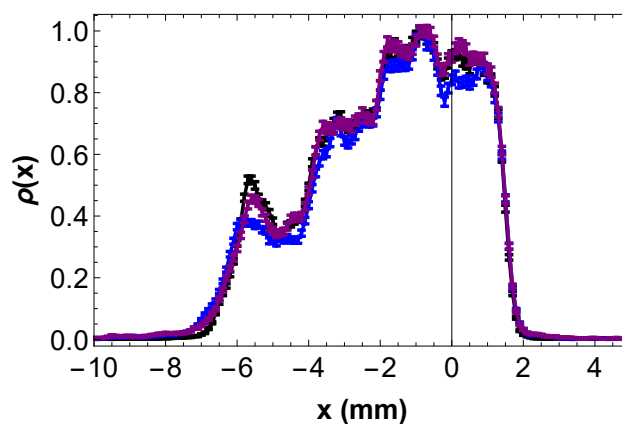


FIGURE II.31 – Profil spatial (ou densité atomique) normalisé à 1 du jet poussé. On donne en trait noir plein, le profil spatial du jet selon x au travers du dispositif sans champ ; en traits bleu et violet pleins, les profils modifiés pour deux temps de déclenchement donnés par la figure II.30, $t_{ON} = 15,4$ ms et $t_{ON} = 16,2$ ms.

4.4 Discussions

A la lumière des deux expériences menées nous pouvons tirer deux enseignements (Fig. II.32).

Si le potentiel couvre l'étendue du nuage atomique ($\Delta x \approx 50$ mm à 50 m.s⁻¹) alors il y a une diminution importante du nombre d'atomes sur l'axe. Le signal temporel est alors majoritairement perdu (Fig. II.23). A l'inverse le profil spatial selon x est mieux résolu (Fig. II.24) malgré la chute d'intensité : on observe alors un déplacement qui a affecté l'intégralité du nuage.

Si le potentiel ne couvre que partiellement le nuage atomique (à hauteur de 30 %), alors l'intégralité du nuage est restituée. On observe un signal temporel très marqué (Fig. II.30) qui manifeste la dépendance de la vitesse finale en vitesse initiale. En revanche, les profils spatiaux ne témoignent d'aucun déplacement transverse selon x . Ici $\delta\gamma < \Delta x$. Autrement dit, les déviations $\delta\gamma$ sont trop faibles pour extraire les atomes hors de la distribution spatiale initiale de largeur pleine Δx ($\Delta x \approx 90$ mm à 30 m.s⁻¹).

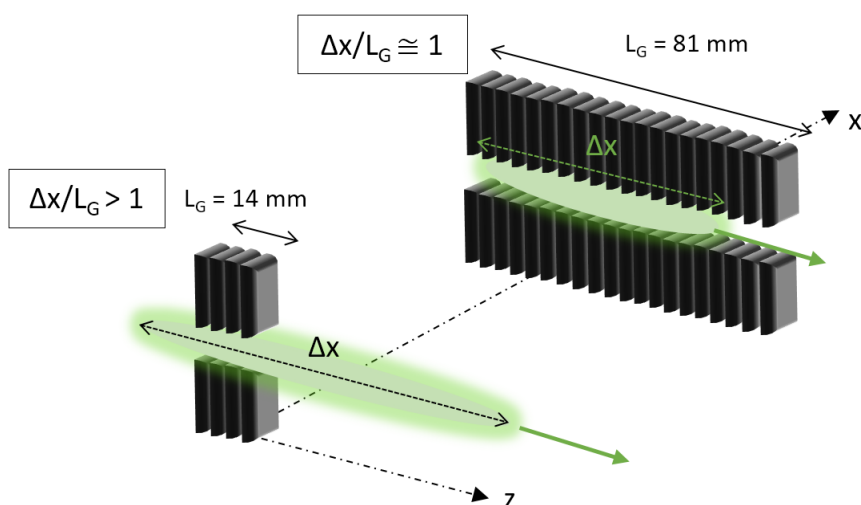


FIGURE II.32 – Schéma illustrant les deux expériences citées pour deux configurations du dispositif. La longueur L_G du générateur est soit plus grande que l'étendue spatiale du nuage atomique, soit plus petite.

Pour avoir un meilleur contrôle de la vitesse finale et une plus grande variation de vitesse, des modifications de l'alimentation électrique du dispositif sont nécessaires. Dans un premier temps, chaque électroaimant doit être alimenté indépendamment des autres par une impulsion en courant de durée réglable. Le cahier des charges préconise des temps de coupure de l'impulsion magnétique de quelques μs pour un taux de répétition de l'ordre de la dizaine de kHz. La répétition des impulsions permettra de produire des variations plus grandes dans la distribution de temps vol. Dans un second temps, une modification supplémentaire de l'alimentation consisterait à moduler le courant par un signal de la forme $\sin(\Omega(t)t)$ où $\Omega(t)$ est une fréquence variable proportionnelle à la vitesse de l'atome au cours de sa propagation. L'atome subirait des déplacements en position et en temps de vol bien plus grands, d'après des calculs préliminaires, que ceux attendus dans le cas de potentiels non résonnants indépendants ($\propto \cos(\kappa z)$) ou dépendants du temps comme le nôtre ($\propto \cos(\kappa z) \exp^{-t/\tau_0}$). Les premières modélisations laissent entendre un effet de résonance comme on peut le rencontrer en sismographie où le système dynamique dans ce cas est très sensible aux conditions initiales, ceci pouvant initier une réflexion autour du chaos.

5 Conclusion

Les effets d'un champ magnétique dépendant du temps sur les trajectoires atomiques ont été mis en évidence. Ici, les atomes paramagnétiques suivent adiabatiquement la direction du champ magnétique (vitesse angulaire de quelques $\text{kHz}(2\pi)$) par une forte précession de Larmor du moment magnétique de spin de l'atome (environ 12 GHz à 0,2 T).

Le potentiel utilisé ici n'est pas structuré sur-mesure pour accrocher exactement une vitesse atomique. Il s'agit plutôt d'un spectre large bande en termes de distribution de vitesse dans lequel chaque atome peut sélectionner une composante en fréquence propre à agir sur sa phase. La modulation d'une fonction spatiale $f(z)$ est bien réalisée avec une impulsion dans le temps $s(t)$. A ce titre, une forme exponentielle décroissante de constante de temps τ_0 a été retenue pour la dépendance temporelle du potentiel présenté. Une forme résonante du potentiel ($\propto \cos(\frac{\hbar k_0^2}{2m_{Ar^*}}t) \exp^{-t/\tau_0}$) aurait certainement affecté de façon plus prononcée la distribution en temps de vol.

Néanmoins, les résultats expérimentaux obtenus montrent que l'utilisation d'une impulsion non résonante est suffisante pour produire un effet mécanique notable aux vitesses moyennes de 30 et 50 m.s^{-1} . On peut en effet produire une variation de vitesse maximale d'environ 2,5 m.s^{-1} à 50 m.s^{-1} (3,5 m.s^{-1} à 30 m.s^{-1}) d'après les figures II.1 et II.7(a) pour des impulsions dont la durée est inférieure à τ_0 avec une amplitude maximale du champ magnétique de seulement 200 mT. Pour le calcul semi-classique à l'ordre 0, nous avons choisi de négliger le terme d'amplitude bien qu'en pratique cela demande d'avoir δk grand (*i.e.* $\delta k/k_0 \gg 1$). Expérimentalement, nous avons $\delta k/k_0 = 5$ à 10 %. Malgré tout, il n'est pas rédhibitoire d'utiliser l'approximation à l'ordre 0 pour le calcul, qui donne alors des variations de vitesse dans une gamme attendue. Nous avons une bonne représentation du comportement du paquet d'ondes autour de $k_0 = \langle k \rangle$. Une seconde approche, purement classique, est basée sur la force moyenne appliquée aux atomes déduite de la deuxième loi de Newton. Le mouvement du centre du paquet d'ondes est comme identique à celui d'une particule ponctuelle de même masse expérimentant le même potentiel. Nous avons vu que les deux types de calculs coïncidaient aux temps courts pour n'importe quelle vitesse. Cela laisse présager que le comportement quantique de l'atome est difficile à manifester lorsque la forme du potentiel n'est pas résonante.

CHAPITRE III

DIFFRACTION ATOMIQUE PAR UN RÉSEAU DE FENTES POUR DES ATOMES LENTS

1 Introduction

Les expériences de diffraction présentées dans ce troisième et dernier chapitre représentent un outil pour la mesure de l'interaction de Casimir-Polder entre un atome et une surface. Nous étudions le cas d'un atome d'argon métastable en interaction avec un réseau de fentes nanométriques de pas 100 nm en nitrure de silicium, Si_3N_4 . Notre expérience permet de faire passer l'atome dans un très petit espace où il se situe à moins de 30 nm de la surface. Depuis la première expérience de diffraction d'un jet supersonique de sodium au travers d'un nanoréseau de période 200 nm en 1988 [31], un grand nombre d'expériences réalisées en optique atomique ont déterminé la constante C_3 . Ces expériences de diffraction atomique aux vitesses thermiques [32, 58] demandent une mise en place expérimentale complexe où plusieurs fentes de collimation sont nécessaires afin de rendre l'ouverture angulaire du jet plus petite que la largeur de la tâche centrale de diffraction. Ici, nous profitons de la configuration originale et simple de notre jet d'atomes lents pour sonder l'interaction atome-surface à courte distance avec seulement une fente de collimation placée en amont du réseau. Dans cette disposition nous pouvons faire varier continument la

vitesse des atomes (entre 10 et 150 m.s⁻¹) afin d'explorer l'évolution de l'enveloppe du signal provenant de la diffraction. Nous verrons que lorsque la vitesse diminue, la cohérence transverse du jet lent augmente : des interférences sont alors observables. Le calcul du déphasage de l'onde atomique aux basses vitesses demande alors une exactitude à quelques pourcents de la forme et des dimensions du réseau de fentes (ouverture, angle dû à la gravure et profondeur).

2 Calcul de la figure de diffraction atomique

Dans de nombreuses expériences de diffraction de jets atomiques, les angles de diffraction sont faibles pour les vitesses thermiques. Dans ce cas, la caractérisation des figures de diffraction passe en général par le calcul du déphasage par l'approximation JWKB : le déphasage subit par l'onde atomique dépend de sa position dans le réseau comme en optique lumineuse. Avant de parvenir à un modèle théorique fidèle à basse vitesse, il est essentiel d'avoir un modèle robuste à grande vitesse. Nous présentons l'approche optique qui décrit complètement le déphasage de l'onde atomique pour des vitesses supérieures à 20 m.s⁻¹. Nous discuterons de la validité du modèle dans le cas d'une diffraction par un nanoréseau aux différentes vitesses utilisées : 150, 144, 100, 50, 34 et 20 m.s⁻¹.

2.1 Approximation optique

Le calcul de la figure de diffraction atomique due à un objet traversé tel qu'un réseau de fentes nanométriques de pas $a = 100$ nm est un problème standard en optique mais qui, du point de vue de l'onde de matière, requiert un mouvement rectiligne uniforme où l'atome n'a pas d'interaction à distance avec les barres du réseau. Dans ce cas, l'atome peut être décrit par une onde sphérique progressive qui est générée à partir d'un point source repéré par le vecteur $\vec{R}_0 \equiv (x_0, y_0, -z_0)$. L'équation de Helmholtz $(\nabla^2 + n(\vec{R})^2 k_0^2)A(\vec{R}) = 0$ permet de décrire complètement la propagation de l'onde atomique diffractée si l'on définit l'indice de réfraction $n(\vec{R}) \equiv \sqrt{1 - U(\vec{R})/E_{cin}}$, avec $A(\vec{R})$ l'amplitude de l'onde diffractée au point d'observation repéré par $\vec{R} \equiv (x, y, z)$, $U(\vec{R})$ et E_{cin} les énergies potentielle et cinétique de l'onde sphérique.

Pour le calcul de l'amplitude diffractée $A(\vec{R})$, la théorie de Kirchhoff (Born & Wolf [59]) permet de démontrer, respectant certaines conditions de validité, l'existence mathématique du principe de Huygens-Fresnel. Ce principe, énoncé en 1678

par Huygens, stipule que tout point de la surface d'onde est le centre d'une ondelette sphérique qui se comporte comme une source secondaire. Il a été complété en 1818 par Fresnel avec l'idée d'additionner de façon cohérente en chaque point du plan d'observation les amplitudes des ondes émises par chaque source secondaire. A l'aide des notations de la figure III.1, le principe évoqué donne l'amplitude de l'onde diffractée $A(M)$ par une ouverture W en un point M du plan d'observation comme :

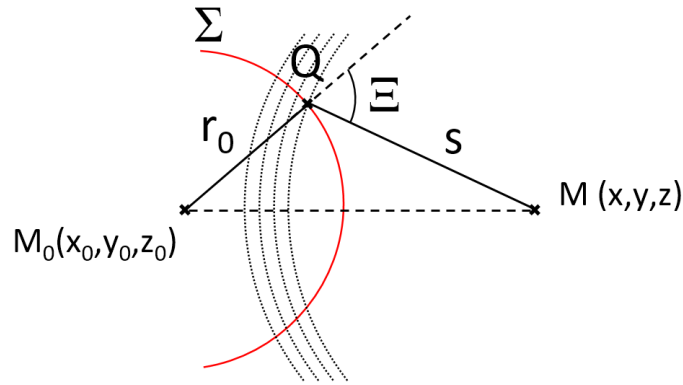


FIGURE III.1 – Construction géométrique pour le calcul de l'amplitude du champ en un point M comme une interférence de l'ensemble des sources secondaires Q . cf. BORN and WOLF [59].

$$A(M) = \frac{W \exp^{ikr_0}}{r_0} \iint_{\Sigma} \frac{\exp^{iks}}{s} K(\Xi) d\Sigma \quad (\text{III.2.1})$$

où Σ décrit la surface de la sphère et $K(\Xi)$ est un facteur d'inclinaison impossible à déterminer à partir de cette expression. Kirchhoff a formulé des hypothèses sur certaines conditions aux limites du champ optique afin de rendre l'équation III.2.1 analytique (voir le théorème intégral de Kirchhoff [59]). En ce qui nous concerne l'approche de Kirchhoff peut être utilisée pour le calcul de l'amplitude de l'onde diffractée par une ouverture. Nous rappelons la forme approchée de la formule de diffraction de Fresnel-Kirchhoff où l'amplitude totale est la somme des contributions de tous les points de l'ouverture W , soit :

$$A(M) \approx -\frac{iW \cos \delta}{\lambda r' s'} \iint_W \exp^{ik(r+s)} d\Sigma \quad (\text{III.2.2})$$

avec δ l'angle entre la normale à la surface Σ et l'axe M_0M , et l'ouverture (ou l'objet) placé dans le plan $(x'Oy')$ (Fig. III.2).

L'expression III.2.2 découle de l'approximation paraxiale où $r' \approx r$ et $s' \approx s$.

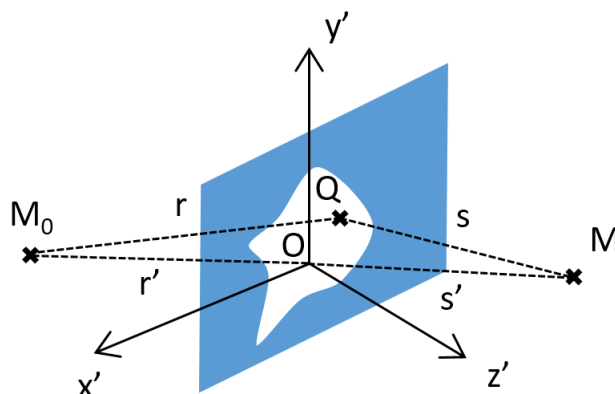


FIGURE III.2 – Schéma de diffraction pour le calcul de l'amplitude diffractée par une ouverture W .

Dans la suite du raisonnement, la distance $s \approx s' = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2}$ est approximée à l'aide d'un développement limité car $x', y' \ll r, s$. Nous donnons alors l'amplitude diffractée de l'onde sphérique monochromatique d'amplitude quelconque au point M dans l'approximation paraxiale :

$$A(M) \approx -\frac{i W \cos(\delta) \exp(ik(r'+s'))}{\lambda r' s'} \iint_{x', y'} \exp^{ikf(x', y')} dx' dy' \quad (\text{III.2.3})$$

où la fonction $f(x', y')$ est un développement en série :

$$f(x', y') = -\frac{x_0 x' + y_0 y'}{r'} - \frac{x x' + y y'}{s'} + \left[\frac{x'^2 + y'^2}{2r'} + \frac{x'^2 + y'^2}{2s'} - \frac{(x_0 x' + y_0 y')^2}{2r'^3} - \frac{x x' + y y'}{2s'^3} \right] + \dots \quad (\text{III.2.4})$$

avec (x_0, y_0, z_0) les coordonnées du point source M_0 , (x', y', z') celles du point Q et (x, y, z) celles du point M . Cette fonction permet de définir les régions de champ proche de Fresnel (jusqu'à l'ordre 2) et de champ lointain de Fraunhofer (ordre 1 uniquement).

Expérimentalement, la diffraction se fait selon un axe qu'on dénote y (axe vertical). On simplifie ainsi le problème théorique en posant $M(x = 0, y, z)$. De plus, nous observons la figure de diffraction dans un plan situé loin du réseau.

Un bon moyen d'affirmer que nous sommes dans le régime de Fraunhofer pour notre expérience est de vérifier que le nombre de Fresnel $F = w^2/(\lambda s') \leq 0,5$ [60] où w est le diamètre d'une ouverture circulaire, λ la longueur d'onde de l'onde et s' la distance du réseau au détecteur. Un rapide calcul donne $F = 2 \times 10^{-6}$ pour notre expérience, où l'ouverture $e = 50$ nm, $s' = 50$ cm et $\lambda_{dB} = 0,25$ nm (50 m.s $^{-1}$).

Nous faisons remarquer que dans cette situation, la fonction donnée par l'équation III.2.4 en régime de Fraunhofer (ordre 1) est un résultat couramment utilisé en optique lumineuse où $f(x', y') = -x_0 x' + y_0 y' / r' - (xx' + yy') / s'$ avec le premier terme pris comme constant lors de l'intégration. Ces hypothèses nous permettent d'obtenir l'amplitude diffractée au point $M(0, y, z)$ où l'équation III.2.4 se simplifie :

$$A(M) \approx -\frac{i W \cos(\delta)}{\lambda} \frac{\exp(ik(r'+s'))}{r' s'} A_0(M) \int t(y) \exp^{-ik \frac{xx'+yy'}{s'}} dy' \quad (\text{III.2.5})$$

où $A_0(M) = \exp^{-ik \frac{x_0 x' + y_0 y'}{r'}}$ et $t(y)$ une fonction de transmission que nous détaillerons par la suite et qui est le rapport des amplitudes des ondes situées avant et après l'objet diffractant.

Aux vitesses thermiques, l'enveloppe de la figure de diffraction est en sinus cardinal. L'intensité mesurée est donnée par $I(M) = |A(M)|^2$. Par exemple, on donne l'intensité théorique d'une onde plane transmise au travers d'une fente d'ouverture $e = 50$ nm et de pas $a = 100$ nm d'un jet atomique d'Ar* à 560 m.s $^{-1}$ (Fig. III.3)(a). Elle donne l'enveloppe du signal en $\text{sinc}^2(\pi e \theta / (\lambda_{dB}))$. Le terme d'interférences à deux fentes $\sin(2\pi a \theta / (\lambda_{dB})) / \sin(\pi a \theta / (\lambda_{dB}))$ y est aussi représenté : on peut mettre en évidence l'apparition d'un pic supplémentaire lorsque $a = 2e$ (Fig. III.3 (a) et (b)). Comparativement, la figure III.3(c) où $a = 100$ nm et $e = 65$ nm montre l'absence de pic supplémentaire.

On saisit toute l'importance des fentes de collimation dans ces expériences car la largeur de la tâche centrale de diffraction donne une ouverture angulaire de $0,2$ mrad ce qui nécessite de filtrer la divergence du jet à mieux que $0,2$ mrad en amont du réseau.

L'interaction supplémentaire dans le cas de l'onde matérielle provient d'un couplage au niveau des orbitales électroniques entre l'atome métastable et les électrons du matériau. La fonction $t(y)$ n'est plus réduite à une constante comme dans le cas de la lumière car l'action du potentiel d'interaction Casimir-Polder domine au fur et à mesure que la vitesse de l'atome diminue.

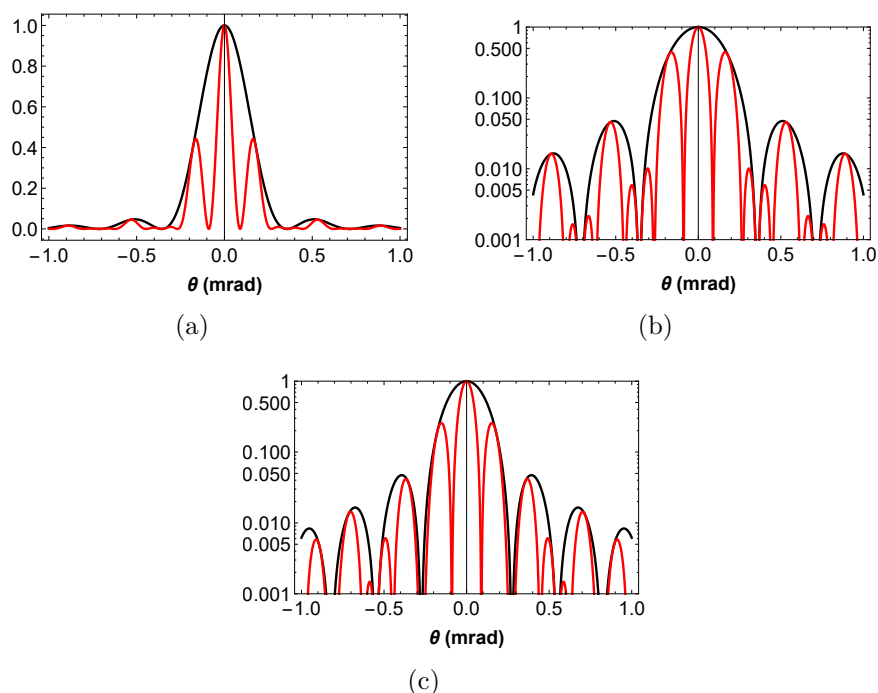


FIGURE III.3 – Intensité transmise au travers d’un nanoréseau d’ouverture $e = 50$ nm et de pas $a = 100$ nm (a) en échelle linéaire et (b) logarithmique et (c) l’intensité transmise au travers d’un nanoréseau d’ouverture $e = 65$ nm et de pas $a = 100$ nm en échelle logarithmique. Courbe noire, diffraction à une fente ; courbe rouge, diffraction à deux fentes.

2.2 Nanoréseau en transmission en nitrure de silicium

Une méthode de fabrication a vu le jour à l’institut de technologie du Massachusetts (*MIT*) à Cambridge où la gravure proposée par T.A. Savas est réalisée par interférences en configuration de type Mach-Zehnder [29]. Le montage expérimental nécessite l’usage d’un laser ArF (fluorure d’argon) en continu de longueur d’onde $\lambda_{ArF} = 193$ nm. Il en résulte la formation d’une onde stationnaire pour laquelle des améliorations ont été faites du point de vue de la cohérence spatiale et temporelle ainsi que de celui de la puissance optique principalement pour des longueurs d’onde optiques inférieures à 250 nm.

La période spatiale de l'onde stationnaire P définit donc la périodicité du réseau. Celle-ci vaut :

$$P = \frac{\lambda_{ArF}}{2 \sin \theta_L} \quad (\text{III.2.6})$$

où θ_L est le demi-angle entre les faisceaux qui interfèrent.

Les techniques de lithographie usuelles (lithographie électronique ou celle à jet d'ions) sont sujettes à des inhomogénéités en énergie du faisceau par effet de proximité (rétrodiffusion des électrons).

Le réseau de fentes nanométriques en nitrure de silicium que nous possédons nous a été prêté par Alexander D. Cronin de l'Université d'Arizona, Tucson. L'échantillon a été fabriqué au laboratoire de recherche d'électronique du *MIT* [29]. Le support qui nous a été envoyé possède en réalité trois réseaux identiques indépendants. Chacun d'eux fait 8 mm de long sur 0,6 mm de large. Ces réseaux, et d'autres dans le monde, sont devenus rares car la production a considérablement diminuée depuis 20 ans. Des images au microscope électronique à balayage (*MEB*) ont été obtenues (Fig. III.4). Les clichés nous montrent l'un des trois réseaux.

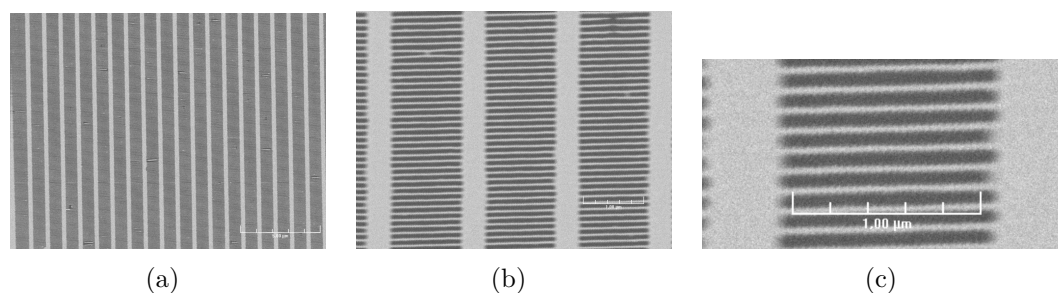


FIGURE III.4 – Clichés extraits de l'observation au microscope à balayage électronique d'un des réseaux. On y voit (a) les barres de maintien de la structure micrométrique (1 μm de séparation), et (b), (c) les grossissements d'un ensemble de fentes nanométriques.

La figure III.4 nous montre l'ensemble de fentes pleines et creuses espacées régulièrement que les atomes traversent. A l'aide de la figure III.4(c) nous pouvons mesurer une ouverture e comprise entre 50 et 65 nm. A plus grande distance, on observe une structure de barres disposées perpendiculairement aux fentes nanométriques servant à leur maintien. Dans le cas observé, l'espace entre deux piliers de cette structure est de 1 μm environ.

Un schéma détaillé du motif périodique d'un réseau de fentes est donné en figure III.5. Il montre des barres de formes trapézoïdales avec un angle β (dû au procédé de gravure) donnant lieu à l'aspect en pointe que nous n'avons pas pu observer au *MEB*. Cet angle apparaît lors de la fabrication.

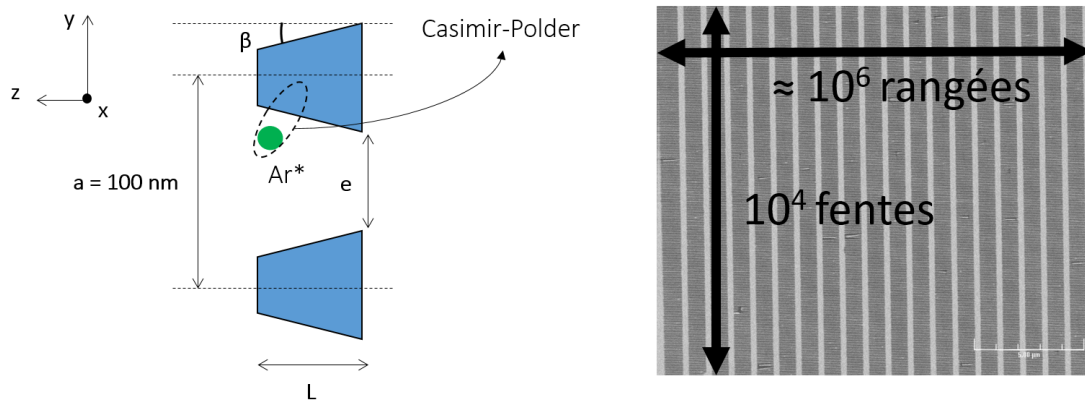


FIGURE III.5 – A gauche : schéma qui représente la section du motif périodique du réseau (trapézoïdal). A droite : photographie d'une portion d'un des réseaux où le nombre total de fentes est de quelques 10^{10} .

D'après les dimensions données par le schéma de la figure III.5 le réseau est constitué de 10^4 barreaux. mm^{-1} .

En ce qui concerne les modes optiques résonant (modes guidés) dans la structure de barres, nous donnons le spectre d'absorption du matériau en Si_3N_4 [61] afin de justifier sa propriété de transparence vis-à-vis des transitions optiques de l'atome (Fig. III.6). Le domaine en fréquences que couvre l'ensemble des transitions accessibles depuis le niveau métastable 3P_2 varie de 10^4 à 10^5 cm^{-1} . En revanche, le spectre d'absorption présenté concerne de plus basses fréquences autour de 10^3 cm^{-1} .

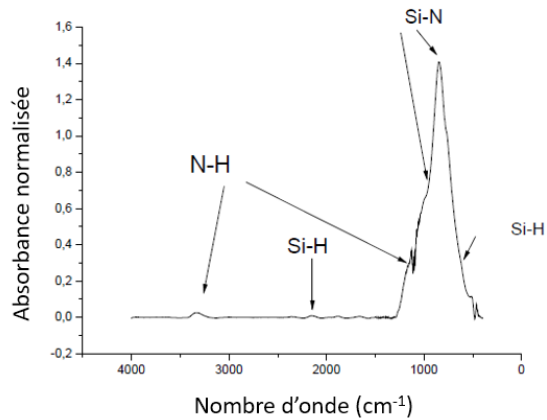


FIGURE III.6 – Spectre d’absorption du Si_3N_4 qui donne l’absorbance du matériau en fonction de l’énergie incidente en cm^{-1} .

2.3 Interaction atome-surface : potentiel d’interaction Casimir - Polder

Les interactions atome-surface sont importantes à étudier pour interpréter un grand nombre de phénomènes à l’échelle nanométrique, incluant l’adsorption de gaz, la microscopie à force atomique [62], la réflexion quantique [63], *etc.*

Historiquement, J. D. van der Waals a suggéré dès 1873 des modifications de l’équation d’état permettant l’existence d’interaction entre atomes au sein de gaz. Ce dernier a calculé la force des interactions entre deux atomes polarisables. C’est en 1932 que J. E. Lennard Jones [25] a prédit que l’interaction de van der Waals entre atomes ou molécules avec une surface solide est donnée par l’expression du potentiel :

$$U_{vdW} = -\frac{C_3}{y^3} \quad (\text{III.2.7})$$

où $10 \text{ \AA} \leq y \leq 100\text{-}200 \text{ nm}$ est la distance de l’atome à la surface dans le régime non retardé, et C_3 le coefficient de l’interaction entre un atome et une surface plane semi-infinie d’un matériau.

2.3.1 Modèle de Lifshitz

Le coefficient de proportionnalité C_3 est une somme sur les différentes transitions accessibles depuis le niveau de l'atome (argon dans le niveau métastable 3P_2) du produit entre la polarisabilité atomique et le coefficient de réflexion d'une surface plane semi-infinie (métallique ou diélectrique). Le calcul du coefficient C_3 est en général basé de façon théorique sur l'expression de Lifshitz [64] :

$$4\pi\epsilon_0 C_3(y) = \frac{\hbar}{4\pi} \int_0^\infty \alpha(\omega) g(\omega) d\omega \quad (\text{III.2.8})$$

avec $\alpha(\omega) = \alpha'(\omega) + i\alpha''(\omega)$ la polarisabilité dynamique complexe de l'atome où :

$$\begin{aligned} \alpha'(\omega) &= \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma} \left(\frac{q^2}{\epsilon_0 m_e} \right) \\ \alpha''(\omega) &= \frac{\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma} \left(\frac{q^2}{\epsilon_0 m_e} \right) \end{aligned} \quad (\text{III.2.9})$$

et $g(\omega)$ traduisant la réponse des électrons en surface du matériau reliée à la fonction diélectrique complexe ϵ par :

$$g(\omega) = \frac{\epsilon(\omega) - 1}{\epsilon(\omega) + 1} \quad (\text{III.2.10})$$

où la fonction diélectrique complexe s'écrit $\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) - i\epsilon''(\omega)$.

Ce modèle est robuste quand on ne tient pas compte du cœur électronique. Les alcalins légers, l'hélium et même l'argon sont donc de bons candidats. C'est le modèle à un électron.

Il se peut de plus que le matériau possède des modes résonants dans sa structure de bandes avec l'onde atomique : on dit alors que le milieu matériel est dispersif. Le nitrure de silicium est en l'occurrence un milieu non dispersif pour l'onde de matière d'argon métastable et possède des modes de résonance situés dans l'infrarouge très lointain spectralement (10^3 cm^{-1}). Les transitions de l'atome d'argon 40 couvrent quant à elles la partie proche UV-visible-proche infrarouge du spectre électromagnétique (10^5 cm^{-1} en ordre de grandeur). Le dipôle atomique suit alors instantanément le champ électrique de la surface. Ceci traduit le fait que $\omega_{surface} \ll \omega_0$ et $\alpha'(\omega) \gg \alpha''(\omega)$ (*i.e.* $\Im m(\alpha) = 0$ car milieu non dispersif) dans l'équation III.2.9.

On qualifie alors la polarisabilité de statique, notée α_0 que l'on écrit :

$$\alpha_0 = \frac{q^2}{m_e \epsilon_0 \omega_0} \quad (\text{III.2.11})$$

Le modèle à un oscillateur permet d'écrire la polarisabilité $\alpha(\omega)$ en fonction de la polarisabilité statique α_0 comme une somme sur les différents niveaux d'énergie E_i accessibles de l'atome :

$$\alpha(i\omega) = \sum_{i=0}^n \frac{\alpha_0}{\left(\frac{\hbar\omega}{E_i}\right)^2 + 1} \quad (\text{III.2.12})$$

Quant à la permittivité complexe du milieu diélectrique présentée celle-ci peut être déduite du modèle de Drude-Lorentz [65] qui permet de calculer entre autres, la fréquence plasma ω_p des électrons liés sous l'effet d'un champ électromagnétique extérieur (ici, le dipôle électrique que représente l'atome). Il est alors possible de décomposer la permittivité sous forme de partie réelle et partie imaginaire :

$$\begin{cases} \epsilon'(\omega) = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 (\omega_m^2 - \omega^2)}{(\omega_m^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2} \\ \epsilon''(\omega) = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2 \omega \gamma}{(\omega_m^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2} \end{cases} \quad (\text{III.2.13})$$

où ω_m est une fréquence de résonance du matériau et la constante γ est inversement proportionnelle à un terme de retard qui traduit le fait que le déplacement électronique ne suit pas nécessairement les variations du champ électrique instantanément.

Dans notre cas, $\omega = \omega_0 \gg \omega_m$, ω_p et $\gamma \gg 1$. A grande fréquence, la permittivité tend ici vers ϵ_0 : le milieu est transparent pour les transitions atomiques de l'argon. En reprenant les équations III.2.7 et III.2.8 avec l'équation III.2.12 et $g(\omega) = \epsilon_0$, on peut donner l'expression théorique du potentiel dépendant de la distance y avec une surface diélectrique plane semi-infinie et non dispersive :

$$U(y) \approx -\frac{\hbar}{16\pi^2 \epsilon_0 y^3} \int_0^\infty \epsilon_0 \alpha(\omega) d\omega = -\frac{8,99 \text{ meV} \cdot \text{nm}^3}{y^3} \quad (\text{III.2.14})$$

2.3.2 Effet de retard

Il est à noter que cette valeur est approchée car dans la pratique le réseaux de fentes nanométriques possède une ouverture $e = 50$ nm dans laquelle passent les atomes et qui n'exclut pas un éventuel effet de retard provenant du fait que la vitesse de la lumière est finie.

En 1948, H. B. G. Casimir et D. Polder [24] ont généralisé la théorie des interactions atome-surface en y incluant l'effet de retard. Dans le cas expérimental qui nous intéresse, l'atome d'argon dans l'état métastable 3P_2 passe nécessairement à moins de 25 nm d'une surface diélectrique en Si_3N_4 . L'expression générique du potentiel qui inclut l'effet de retard a été calculée par Wylie and Sipe [66,67] à l'aide de l'électrodynamique quantique. Le potentiel U_{WS} calculé pour un atome à proximité de la surface d'un matériau diélectrique plan est donnée par :

$$U_{WS}(y) = -\pi^{-1} \frac{C_3}{y^3} \left(\Phi(y) + (2 - \Phi(y)^2) \times \left[CI(\Phi(y)) \sin \Phi(y) - \left(SI(\Phi(y)) - \frac{\pi}{2} \right) \cos \Phi(y) \right] + 2\Phi(y) \times \left[CI(\Phi(y)) \cos \Phi(y) - \left(SI(\Phi(y)) - \frac{\pi}{2} \right) \sin \Phi(y) \right] \right) \quad (\text{III.2.15})$$

où $CI(\Phi(y))$ et $SI(\Phi(y))$ désignent les fonctions cosinus intégral et sinus intégral respectivement du déphasage spatial transverse $\Phi(y) = 2 \times k_{op} \times y$ du photon échangé (le facteur 2 traduit la contribution de l'aller-retour de la lumière). L'équation III.2.15 est une équation de transformation permettant d'englober un potentiel plus étendu en tenant compte de l'effet de retard pour un paramètre d'impact variable.

Un rapide calcul nous permet en effet de tracer la valeur du coefficient C_3 réduit par l'effet de retard en fonction de la distance à la surface pour toute vitesse longitudinale atomique donnée. Pour cela on définit d'après l'équation III.2.15 un coefficient effectif variable $C_{eff}(y) = K(y) \times C_3$ où :

$$K(y) = -\frac{U_{WS}(y) \times y^3}{C_3} \quad (\text{III.2.16})$$

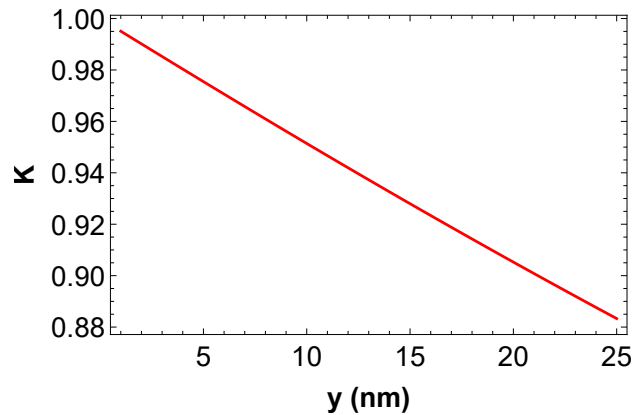


FIGURE III.7 – Graphe théorique donnant le coefficient multiplicateur sur le coefficient C_3 attribué à l'effet de retard.

Le graphe de la figure III.7 donne $K(y)$. A 10 nm, on estime que la valeur du coefficient entre l'argon métastable et le nitrure de silicium est plus faible de 5 % par rapport à la valeur théorique sans retard, et de 12 % à 25 nm de la surface. Dans notre cas, selon sa vitesse, l'atome peut se situer au plus près entre 2 et 10 nm de la surface - en-deçà, les atomes entrent en collision avec la surface et retombent au fondamental - et 30 nm de la surface au maximum.

Ici, le retard longitudinal dû au déplacement de l'atome à la vitesse v_z est largement négligeable car l'onde de matière est non-relativiste. Le temps caractéristique utile à l'échange de photon est de l'ordre de la femtoseconde.

2.3.3 Cohérence transverse du jet

La longueur d'onde associée à l'onde de matière est proportionnelle à son rayon de cohérence. Le rayon de cohérence caractérise le degré de cohérence de la source c'est-à-dire son étendue spatiale. Cette grandeur physique définit la capacité de l'onde atomique à produire des interférences : une onde plane monochromatique par exemple (cas idéal où le rayon de cohérence est infiniment grande) est émise par une source parfaitement ponctuelle. Au contraire, le théorème de van Cittert-Zernike [59] permet d'estimer la largeur de cohérence d'une onde quasi-monochromatique issue d'une source isotrope incohérente c'est-à-dire quasi-ponctuelle. Un jet atomique s'approche de cette définition. Dans notre cas, les atomes du jet sont en effet distribués en vecteurs d'ondes proches d'un vecteur d'onde moyen (Fig. III.8).

L'aspect cohérent de par l'observation de la diffraction résulte de contributions s'ajoutant de façon incohérente sans brouillage dominant de la figure de diffraction.

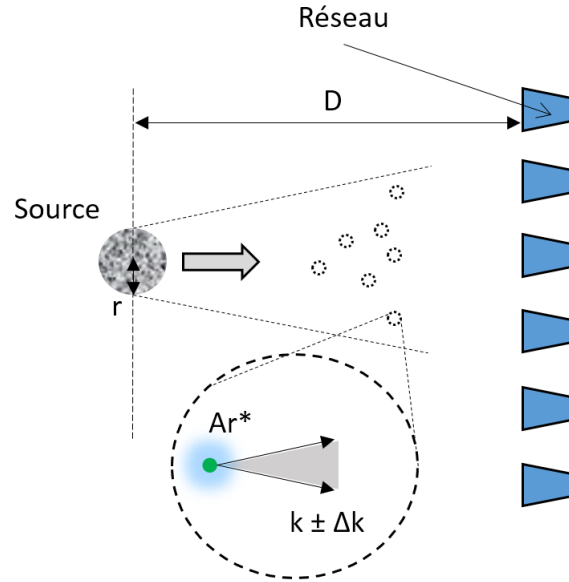


FIGURE III.8 – Schéma illustrant la largeur (ou rayon) de cohérence de l'atome considéré comme un paquet d'ondes.

Une source atomique n'est donc pas cohérente au sens de la source laser. En revanche, plus les vecteurs d'ondes de la source atomique sont filtrés spatialement à l'aide de diaphragmes ($\Delta k_{dB} \approx 0$), plus on obtient de cohérence transverse.

D'après le théorème de van Cittert-Zernike, le rayon de cohérence s'obtient à partir de la diffraction obtenue avec une onde plane transmise par un diaphragme de rayon r situé à une distance D du plan d'observation. On définit alors le rayon de cohérence R_c comme la distance sur l'écran d'observation entre le centre de la frange centrale et le point jouxtant celle-ci où l'amplitude de la frange centrale a diminué de 50 %. Le rayon de cohérence théorique d'une onde atomique quasi-monochromatique est alors donné par la formule :

$$R_c \approx 0,257 \frac{\lambda_{dB} D}{r} \quad (\text{III.2.17})$$

où λ_{dB} est la longueur d'onde de de Bröglie, D la distance du plan d'observation à la source (ou bien du trou) et r le rayon de la source (ou bien du trou). La constante s'obtient en considérant une amplitude $A(\theta)$ de l'onde atomique diffractée en régime de Fraunhofer telle que $|A(\theta)| \propto |J_1(x)/x|$.

Alors une diminution de 50 % de la fonction de Bessel régulière d'ordre 1, $J_1(k_{dB}rR_c/D)$, est obtenue pour $rR_c/(\lambda_{dB}D) = 0,257$. Plus généralement, cette relation se manifeste au travers du principe d'incertitude d'Heisenberg sur la position verticale y et la quantité de mouvement p_y associée de l'atome : $\Delta y \Delta p_y \geq \hbar/2$ où $p_y = m_{Ar^*} v_y$ avec v_y la vitesse transverse de l'atome. On peut alors donner une relation de proportionnalité simple où $R_c = 2,35 \times \Delta_y$ avec Δ_y la largeur du paquet d'ondes.

Néanmoins, cette formulation ne reproduit pas la réalité de notre jet d'atomes dont l'émission est contenue dans un cône, celui-ci étant en conséquence plus cohérent que ne le prédit le théorème. A contrario, l'échauffement produit par l'interaction avec un champ externe (champ lumineux du laser ou champ magnétique du MOT) dégrade considérablement les propriétés de cohérence de l'onde. A partir d'un calcul Monte-Carlo des dispersions angulaire et longitudinale du jet ralenti, Mehdi Hammamda [39] a montré que le ralentissement Zeeman détruit la cohérence du jet de façon exponentielle à mesure que la vitesse diminue.

2.3.4 Comparaison de la modification en amplitude de la figure de diffraction en absence du potentiel Casimir-Polder

En préambule aux calculs théoriques aux vitesses du jet lent (entre 20 et 150 m.s^{-1}), nous présentons les résultats expérimentaux majeurs que nous mettons en comparaison avec la contribution de la diffraction optique (*i.e.* sans interaction Casimir-Polder). Les figures de diffraction obtenues présentent des allures très différentes en fonction de la vitesse du jet (Fig. III.9). On constate que l'enveloppe s'élargit considérablement à mesure que la vitesse diminue. Dans un second temps, des franges apparaissent. Elles manifestent la diffraction à plusieurs fentes.

Expériences avec le jet lent

A des vitesses intermédiaires, entre 50 et 150 m.s^{-1} (Fig. III.10(b), (c) et (d)), nous observons un élargissement très notable car le temps d'interaction est plus grand. Pour une profondeur de réseau de 100 nm, les atomes passent dans le potentiel environ 1 ns à 100 m.s^{-1} et 5 ns à 20 m.s^{-1} , ce qui représente un déphasage 20 à 100 fois plus grand que dans le cas d'atomes à vitesse thermique.

Des ondulations apparaissent traduisant le fait que la largeur du paquet d'ondes atomique est légèrement supérieure à une demi-période, soit un recouvrement plus grand qu'une fente. La figure de diffraction est alors celle de la diffraction par deux fentes avec un contraste très faible. On peut relier le degré de cohérence de la source au nombre de photons absorbés durant la poussée : 10^4 à 150 m.s^{-1} contre 1500 à 20 m.s^{-1} . Le rayon de cohérence peut être estimé expérimentalement à quelques pourcents près par une mesure du contraste : environ 20 nm à 150 m.s^{-1} jusqu'à 200 nm à 20 m.s^{-1} .

Cette gamme de vitesses permet d'analyser des contributions Casimir-Polder ayant une influence aussi importante sur le signal que celle provenant de la diffraction purement géométrique. A de plus basses vitesses ($< 30 \text{ m.s}^{-1}$), la cohérence transverse du jet est telle que le contraste peut atteindre près de 95 %. A de telles vitesses, la contribution Casimir-Polder provoque un élargissement si considérable que les ailes du signal sortent du détecteur.

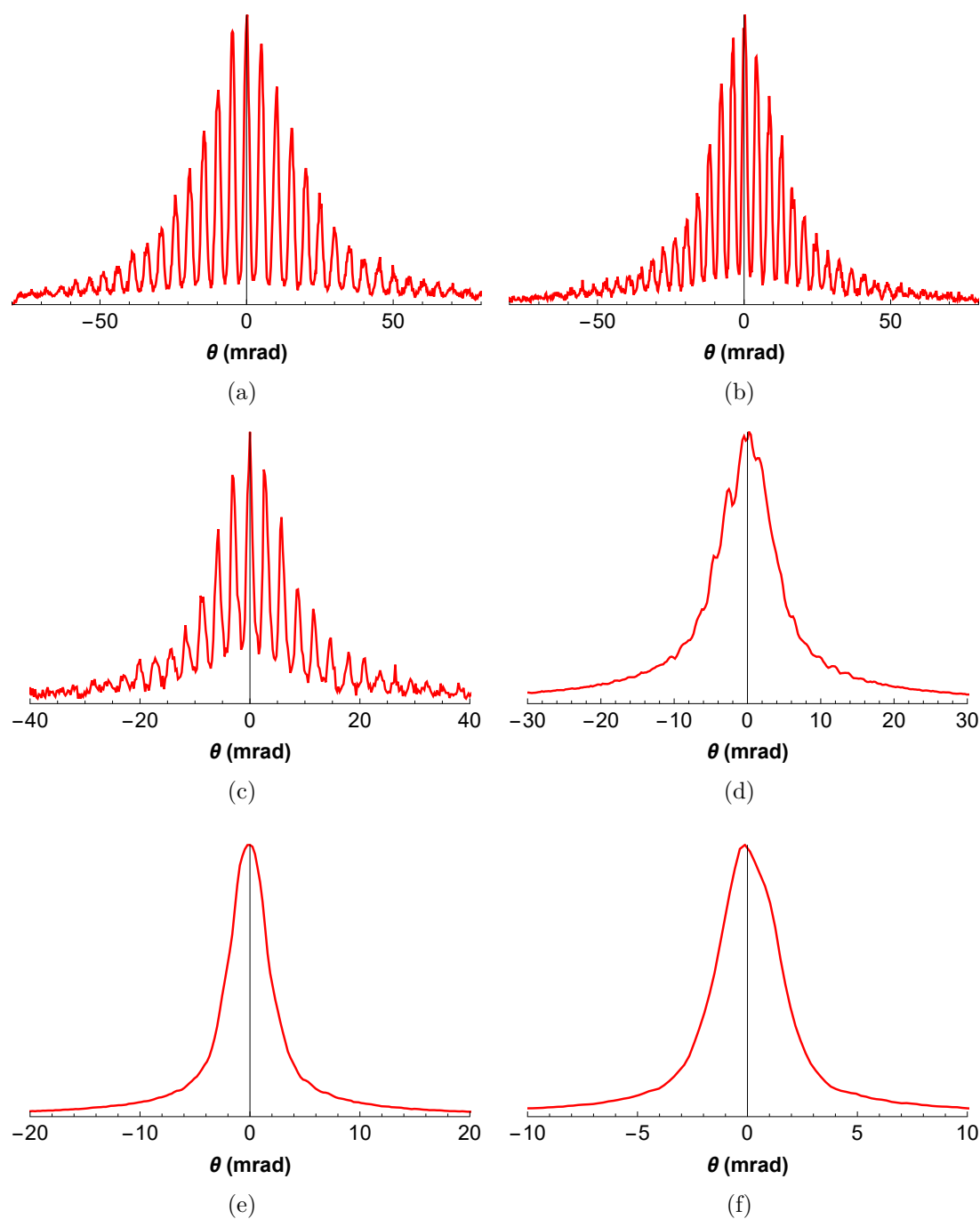


FIGURE III.9 – Profils de diffraction expérimentaux selon l'axe vertical y pour plusieurs vitesses. Les profils sont normalisés à 1. (a) 20 m.s⁻¹, (b) 25 m.s⁻¹, (c) 35 m.s⁻¹, (d) 50 m.s⁻¹, (e) 100 m.s⁻¹ et (f) 150 m.s⁻¹. Il est à noter que l'échelle des abscisses se réduit au fur et à mesure que la vitesse augmente.

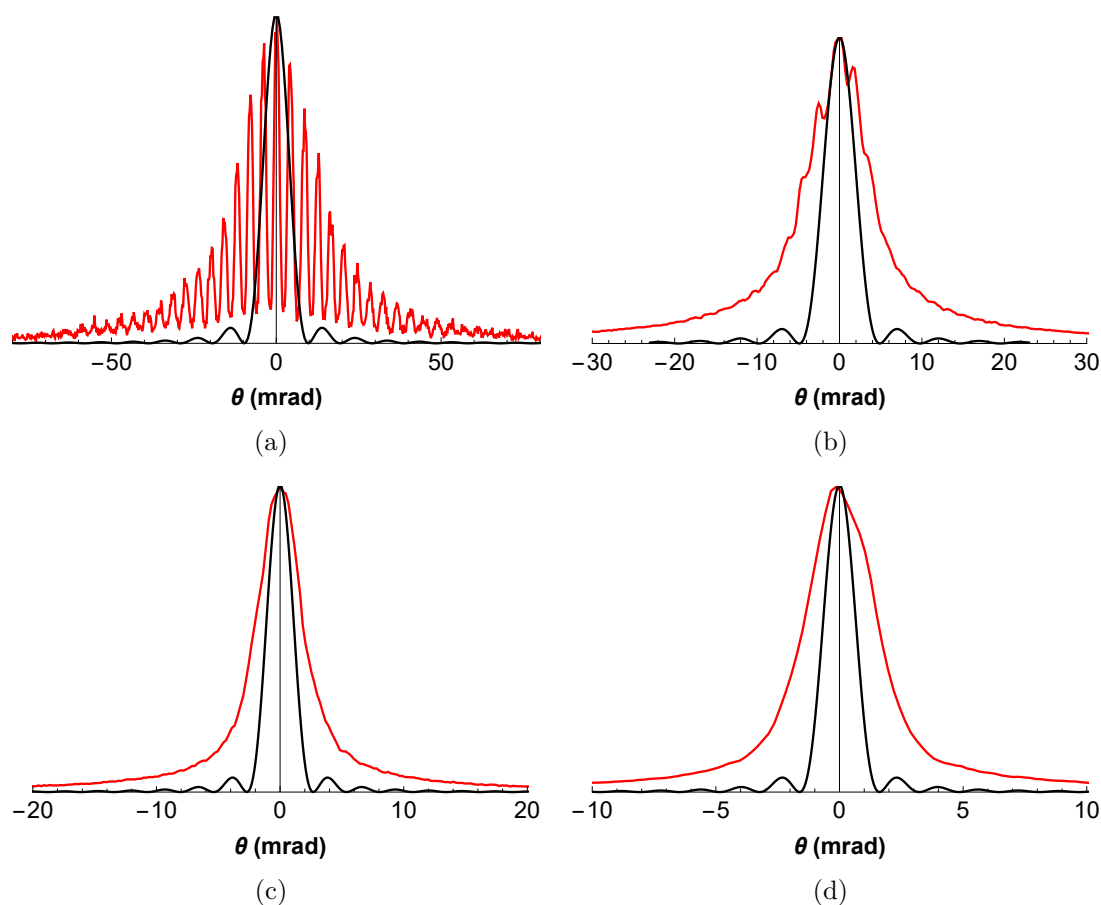


FIGURE III.10 – Profils de diffraction « optique » (courbe noire) et expérimentale (courbe rouge) selon l'axe vertical y pour des atomes à vitesse moyenne de (a) 25 m.s^{-1} , (b) 50 m.s^{-1} , (c) 100 m.s^{-1} et (d) 150 m.s^{-1} .

Les écarts observés entre la largeur des courbes expérimentales avec et sans interaction Casimir-Polder donnent un facteur 2 pour toute la gamme en vitesse utilisée. En réalité, ce facteur peut être bien plus grand si le flux avant et après le réseau était constant. Mais nous pensons que des atomes heurtant la surface ne participent pas au signal réellement attendu. Ceux-là retombent en effet dans leur état fondamental (1S_0).

Expérience avec le jet thermique

A une vitesse thermique de 560 m.s^{-1} pour l'argon (Fig. III.11), l'enveloppe est à peine plus large que celle du profil de diffraction d'atomes sans interaction Casimir-Polder.

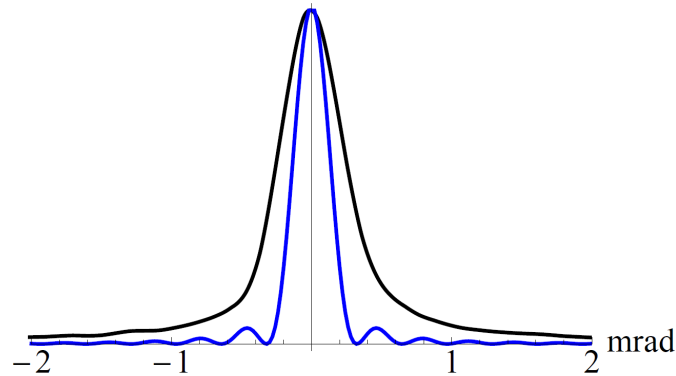


FIGURE III.11 – Profil de diffraction expérimental (courbe noire) de l'Ar* thermique à 560 m.s^{-1} . Le profil est normalisé à 1. La courbe bleue représente la diffraction optique.

Au vu des grands angles de déflexion obtenus à basse vitesse, il est nécessaire de définir le potentiel de sorte à tenir compte de l'environnement de l'atome (atomes des barreaux) dans le nanoréseau. Afin de trouver un niveau d'interprétation fiable des profils de diffraction nous explorons différents modèles pour calculer le potentiel atomique.

2.3.5 Modèle "par paire" atomique du déphasage

Les fentes du réseau possèdent une dimension finie et l'hypothèse simplificatrice consistant à prendre une surface plane semi-infinie ne tient plus. Bien que le calcul du C_3 repose fondamentalement sur cette hypothèse, nous utilisons un calcul de type « pairwise » [60,68] ou « par paire » atomique. Il consiste à reconstruire le potentiel à partir d'une somme de contributions élémentaires où l'interaction de l'atome traversant le réseau est prise sur tous les atomes des barreaux pris un à un (Fig. III.12). Dans notre étude, nous détaillerons les caractéristiques du réseau de fentes nanométriques où nous pouvons d'ores et déjà dire que leur forme est trapézoïdale. De fait, pour une trajectoire donnée selon z , le déphasage atomique accumulé manifeste une dépendance supplémentaire en position (suivant z) au regard de la géométrie trapézoïdale.

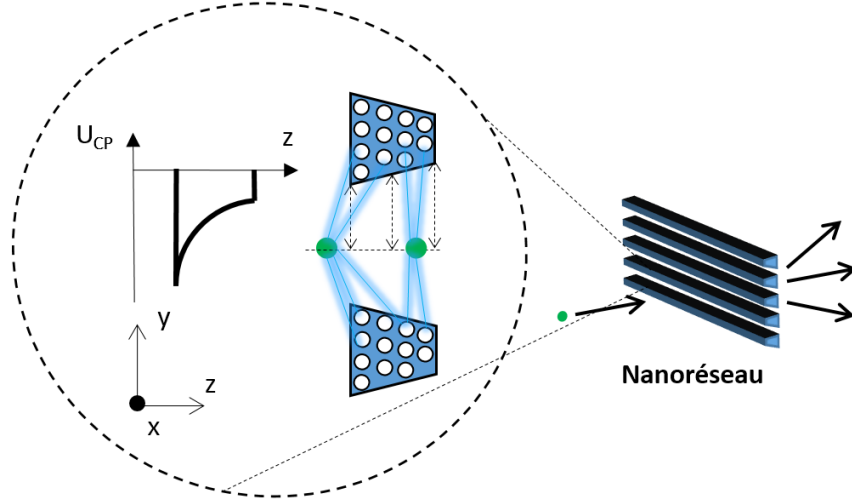


FIGURE III.12 – Schéma illustrant la méthode de calcul du déphasage atomique par « paire atomique ». Le graphe donne l'allure du potentiel d'interaction en fonction de z .

La méthode de calcul par paire atomique consiste à retrouver le potentiel type de l'équation III.2.7 à partir des termes qui varient en y^{-6} où $U_{at-at} = -C_6/z^6$. Dans le cas du nanoréseau, nous caractérisons directement l'interaction entre un atome d'Ar* et une ligne d'atomes appartenant aux barreaux. Le calcul consiste donc à faire la somme des contributions de chaque rangée d'atomes le long d'une trajectoire (y, z) dans le nanoréseau puisque la dimension selon x est considérée comme « infinie ». Le calcul du potentiel à partir des termes en y^{-5} est donné pour un atome au-dessus d'une paroi par :

$$U_{at-rangée}(y) = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{C_6}{y^6} dx = -\frac{C_5}{y^5} \quad (\text{III.2.18})$$

où par intégrations successives nous retrouvons un potentiel en y^{-3} :

$$\begin{cases} U_{at-plan}(y) = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{C_5}{y^5} dz = -\frac{4C_5}{3y^4} = -\frac{C_4}{y^4} \\ U_{at-volume}(y) = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{C_4}{y^4} dy = -\frac{C_4}{3y^3} = -\frac{C_3}{y^3} \end{cases} \quad (\text{III.2.19})$$

On effectue le calcul pour le barreau supérieur et inférieur où nous obtenons de nouveau un C_3 où $C_5 = (9/4)C_3$.

L'effet de retard est pris en compte en multipliant l'expression III.2.18 par le terme entre parenthèses de l'équation III.2.15, soit :

$$\begin{aligned} (U_{at-rangée}(y))_{retardé} = & -\frac{C_5}{y^5} \left(\Phi(y) + \right. \\ & (2 - \Phi(y)^2) \times \left[CI(\Phi(y)) \sin \Phi(y) - (SI(\Phi(y)) - \frac{\pi}{2}) \cos \Phi(y) \right] + \\ & \left. 2\Phi(y) \times \left[CI(\Phi(y)) \cos \Phi(y) - (SI(\Phi(y)) - \frac{\pi}{2}) \sin \Phi(y) \right] \right) \quad (\text{III.2.20}) \end{aligned}$$

2.3.6 Expression analytique du déphasage

Les arguments considérés dans notre étude expérimentale, supposent la validité de l'approximation eikonale. Nous considérons des trajectoires $y(z)$ rectilignes pour les atomes de sorte que $\partial_z y(z) = n$ avec n l'indice du milieu linéaire homogène isotrope assimilé à l'effet du potentiel. Tel est le cas à vitesse thermique, où, étant donné le temps moyen d'interaction très court, la variation de la trajectoire atomique est faible. Ainsi, le potentiel est traité comme une perturbation extérieure au premier ordre non nul dans l'approximation de Glauber où $E_{pot} \ll E_{cin}$.

Quand un atome traverse l'espace entre deux fentes successives, il accumule une phase dépendante de la position du fait de son interaction avec les parois des surfaces. L'expression du déphasage qui suit dépend de la vitesse ainsi que de la profondeur L du réseau et est valable pour une trajectoire rectiligne selon l'axe z . Dans l'approximation JWKB la phase totale accumulée le long de la trajectoire dans l'intervalle L est donnée en fonction du potentiel Casimir-Polder en y^{-3} :

$$\phi_{CP}(y) = -\frac{1}{\hbar v_z} \int_0^L U_{CP}(y) dz \quad (\text{III.2.21})$$

soit la forme analytique une fois III.2.21 sommée :

$$\phi_{CP}(y) = -\frac{L U_{CP}(y)}{\hbar v_z} \quad (\text{III.2.22})$$

En prenant en compte la forme trapézoïdale des fentes, on peut retrouver l'expression de la fonction de transmission rencontrée dans la littérature (voir [69]) :

$$t(\zeta) = t_0 \exp \left[-i \frac{C_3 L}{\hbar v_z \zeta^3} \frac{1 + \frac{L}{2\zeta} \tan \beta}{(1 + \frac{L}{\zeta} \tan \beta)^2} \right] \quad (\text{III.2.23})$$

où l'intégration III.2.5 par la suite se fait sur tous les « paramètres d'impact » selon y (dimension où la diffraction a lieu). L'expression du déphasage atomique dû au potentiel, $\phi(y)$, n'est autre que le module du nombre imaginaire contenu dans III.2.23. On trouve alors :

$$\phi_{CP}(y) = -\frac{L U_{CP}(y)}{\hbar v_z} \times \frac{1 + \frac{L}{2y} \tan \beta}{\left(1 + \frac{L}{y} \tan \beta\right)^2} \quad (\text{III.2.24})$$

On donne la valeur du déphasage de l'onde atomique $\phi_{CP}(y)$ pour différentes positions sur le détecteur *i.e.* en fonction de l'angle de diffraction θ . Plus les atomes sont sur les bords, plus le déphasage accumulé est grand. Ceci est encore plus vrai à faible vitesse (Fig. III.13).

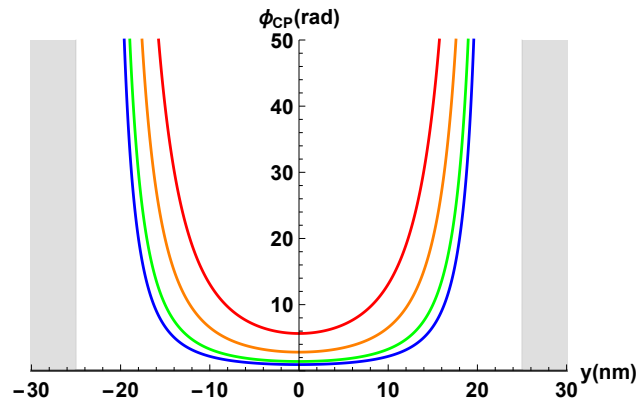


FIGURE III.13 – Déphasage théorique $\phi_{CP}(y)$ de l'onde atomique en $z = L = 110$ nm en fonction de la position dans l'ouverture du réseau selon y avec $C_3 = 8,99$ meV.nm⁻³. L'atome est à la vitesse de 25, 50, 100 et 150 m.s⁻¹ (courbes rouge, orange, verte et bleue respectivement). Les surfaces des fentes sont représentées par les zones grisées.

2.3.7 Trajectoire réelle du centre du paquet d'ondes en champ proche

Dans cette expérience de diffraction avec un jet lent d'atomes d'argon métastables nous obtenons plusieurs degrés de déflexions contrairement aux quelques milliradians obtenus à vitesse thermique.

En effet, si l'on s'intéresse aux trajectoires en présence du seul potentiel attractif atome-surface, les calculs de trajectoires données par la figure III.14 montrent un effet mécanique notable en sortie de réseau. A basse vitesse notamment ($< 30 \text{ m.s}^{-1}$), les trajectoires incidentes et diffractées des centres de masse des paquets d'ondes constituant le jet divergent fortement (l'approche eikonale ne tient plus dans ce cas). Au fur et à mesure que la vitesse diminue une quantité d'atomes de plus en plus grande vient heurter la surface pendant que d'autres sont largement déviés de leur trajectoire incidente. A 20 m.s^{-1} la transmission vaut environ 30 % car les atomes à moins de 10 nm de la surface ne passent pas le nanoréseau. Ces calculs laissent entendre que l'atome expérimente alors l'équivalent d'un réseau épais de par sa vitesse lente.

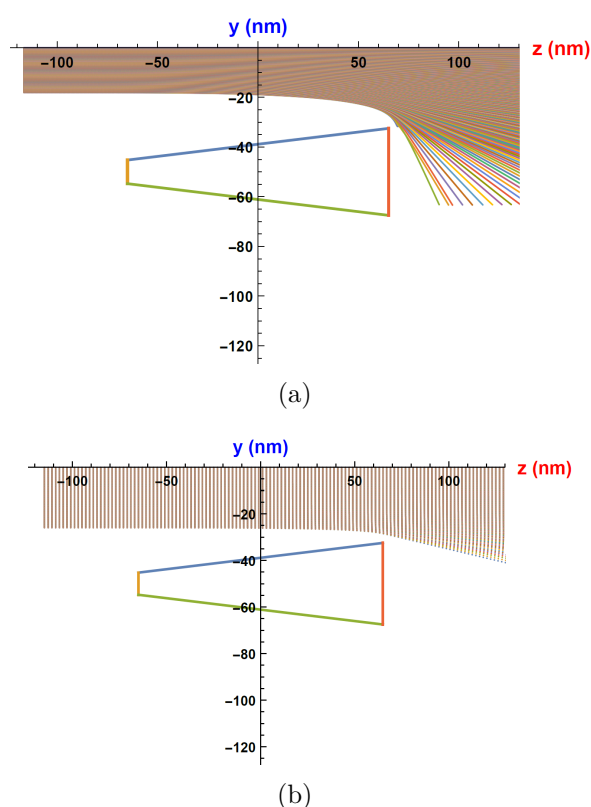


FIGURE III.14 – Calcul des trajectoires $y(z)$ pour des atomes à (a) 20 m.s^{-1} et (b) 100 m.s^{-1} , en l'absence de gravité. A 20 m.s^{-1} , la modifications des trajectoires atomiques est notable : en sortie de réseau, le calcul donne plusieurs radians de déviation.

2.3.8 Illustration par la fente effective

La détermination du coefficient C_3 *i.e.* n'étant pas triviale (conditions aux limites difficiles à définir précisément), nous présentons un modèle où l'on annule artificiellement l'interaction atome-surface en faisant :

- un calcul de fente effective qui reprend l'équation III.2.29. Cette équation est donnée dans [33].

Cette méthode évalue une largeur de fente effective qui donnerait la largeur à mi-hauteur de l'ordre 0 de la diffraction atomique si la nature de la diffraction était géométrique (« optique »). Cela donne une première indication de la contribution du potentiel attractif au déphasage total de l'onde. Pour cela, on pose $t(y) = 1$ et dès lors, l'ouverture e du réseau devient un paramètre libre avec lequel nous pouvons ajuster le calcul à partir de l'équation III.2.5 où $\theta = \lambda_{dB}/e$ pour $\theta \ll 1$. Pour une onde plane en incidence normale à la surface, on réécrit l'équation III.2.5 comme suit :

$$A(M) \propto \int_{-\infty}^{\infty} \exp^{-ik \frac{\lambda_{dB}}{e} y'} dy' \quad (\text{III.2.25})$$

Ce calcul est particulièrement intéressant pour les grandes vitesses ($> 150 \text{ m.s}^{-1}$) où l'enveloppe est bien reproduite en son centre (Fig. III.15). En revanche, les bords de la figure calculée tendent trop rapidement vers 0. Pour des vitesses plus faibles, 100 m.s^{-1} par exemple, le modèle ne tient déjà plus. A plus basse vitesse encore (50 m.s^{-1}) l'intégrale calculée diverge complètement.

La description du phénomène de diffraction atomique par le biais de la fente effective est capable pour des atomes thermiques de prédire les populations des ordres de diffraction élevés. Néanmoins, ce mode de description possède le défaut de ne pas prendre l'intégralité du phénomène d'interaction car une seule donnée sur l'ouverture du réseau n'est pas suffisante.

Un calcul plus élaboré consiste à utiliser ce qu'on appelle en statistique les cumulants. Une variable aléatoire (ici la fréquence de l'onde détectée) peut être déduite de l'effet dit cumulé de sa variance $\sigma^2 = E((X - \mu)^2)$ et/ou de son espérance $\mu = E(X)$. G. C. Hegerfeldt et M. Stoll [70, 71] proposent un calcul de ce type où l'amplitude de déphasage est déduite de la fonction génératrice des cumulants $R_1 = \mu$ et $R_2 = \sigma^2$:

$$c(t) = \ln(E(e^{i\Phi})) = \ln(E(e^{iXt})) = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{(\pm i X)^j}{j!} R_j \quad (\text{III.2.26})$$

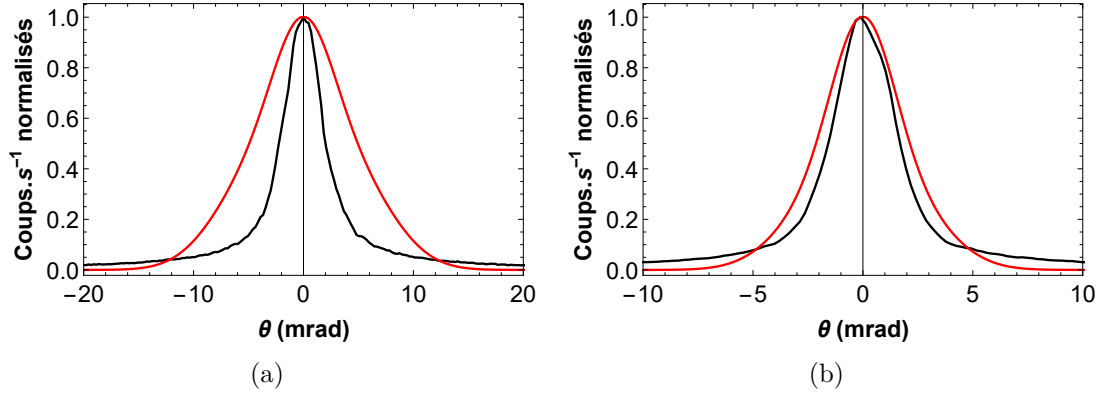


FIGURE III.15 – Courbes théoriques qui donnent des profils de diffraction calculés à partir de la valeur de la fente effective et ce, en fonction de la vitesse atomique longitudinale, (a) à 100 m.s^{-1} , (b) à 150 m.s^{-1} .

où $c(t)$ est une série de puissances de la variable aléatoire.

Les nombres complexes R_1 et R_2 sont donnés par :

$$\begin{cases} R_1 = \frac{e}{2} - \int_0^{e/2} t(y') dy' \\ R_2 = \left(\frac{e}{2}\right)^2 - R_1^2 - 2 \int_0^{e/2} y' \times t(y) dy' \end{cases} \quad (\text{III.2.27})$$

L'ouverture effective e_{eff} peut alors s'écrire :

$$e_{eff} = e - 2 \Re\{R_1\} \quad (\text{III.2.28})$$

On peut aussi réécrire l'équation III.2.25 en fonction des cumulants, comme :

$$A(M) = \sqrt{\frac{2 \cos(\theta)}{\lambda_{dB}}} \frac{\sin(\kappa(\frac{e}{2} - R_1))}{\kappa} \exp^{-(0,5 \kappa^2 R_2)} \quad (\text{III.2.29})$$

où $\kappa = 2\pi\theta/\lambda_{dB}$ et $\theta = y/d$ est l'angle de diffraction associé à la position verticale selon y sur l'écran d'observation avec $d = 435 \text{ mm}$ la distance du réseau au détecteur.

3 Mise en œuvre expérimentale

3.1 Présentation du montage expérimental

L'expérience présentée ici consiste à placer sur le parcours des atomes en vol libre dans la chambre d'expérience, à $d_2 = 435$ mm du détecteur, un réseau en transmission en nitrure de silicium de pas $a = 100$ nm, d'ouverture minimale 50 nm et de profondeur encore à déterminer (voir mesure de la transmission). Le déphasage induit sur les fonctions d'ondes atomiques dépend de la trajectoire propre $y(z_t)$ du centre de masse du paquet d'ondes repérée par l'abscisse $z(t)$.

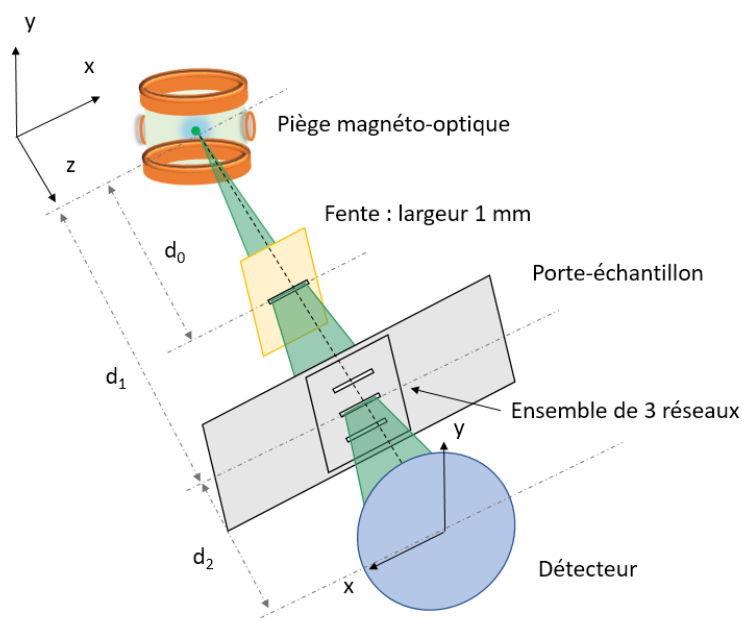


FIGURE III.16 – Schéma reprenant les éléments de la chambre d'expérience : une fente horizontale de 1 mm de hauteur afin de couvrir un des réseaux en amont, un porte-réseau et le détecteur.

Une fente en amont du réseau de 1 mm de largeur (à environ $d_0 = 110$ mm du centre du piège magnéto-optique) sert à filtrer angulairement le jet. Cela permet de restreindre la distribution de vecteurs d'onde dans un angle de 2 mrad. Cette ouverture permet de couvrir l'intégralité d'un des trois réseaux. Le jet lent est un outil d'analyse précis et plutôt versatile car couplé à la mesure de la vitesse au pourmille à basse vitesse et au post-traitement en temps de vol grâce au détecteur de type MCP/DLD. Un tel domaine d'énergie cinétique nous permet d'analyser un

signal provenant de l'interaction atome-surface pour lequel le déphasage atomique, proportionnel au temps passé dans la zone de potentiel, est très grand ($\gg 2\pi$).

Prenant le jet seul, on peut atteindre un flux de quelques 10^4 atomes.s⁻¹ sur le détecteur temps-position de 80 mm de diamètre. Pour une dispersion angulaire faible (15 mrad à 150 m.s⁻¹ environ, soit un rayon mesuré à mi-hauteur de 2,8 cm), on peut obtenir en théorie jusqu'à 10^4 atomes.s⁻¹ de flux au travers du réseau. En revanche, pour les basses vitesses (20 m.s⁻¹), la dispersion angulaire vaut entre 30 et 50 mrad, soit un jet suffisamment ouvert pour couvrir l'intégralité du détecteur. Pour un flux total moyen de 10^4 atomes.s⁻¹, le nombre d'atomes par seconde qui traversent le réseau tombe à 150. En pratique, nous avons déjà obtenu 1000 atomes.s⁻¹ à grande vitesse.

3.2 Mesure de la transmission : application à la détermination de la géométrie du réseau

L'incertitude qui contribue le plus à la mesure du coefficient C_3 est celle portant sur la géométrie du réseau. Celle-ci demande une mise en place expérimentale simple mais les erreurs systématiques, comme l'effet d'hystérésis sur la mesure d'angle d'inclinaison et la variation du flux d'électron émis par la cathode, limitent l'incertitude relative sur la mesure de profondeur L ainsi que l'angle de gravure des fentes, β .

Aucune mesure directe ne permet de mesurer la taille des fentes du nanoréseau. La microscopie électronique ou à force atomique ne peut fournir que le pas a et l'ouverture e des fentes du réseau. Le calcul du potentiel d'interaction Casimir-Polder nécessite de connaître la profondeur L et l'angle de gravure β . Une méthode optique existe mais est délicate à mettre en place : elle demande une source laser UV lointain voire même X. En revanche, une méthode de transmission du jet atomique au travers du réseau a déjà été utilisée [72] pour estimer les dimensions des barreaux à quelques pourcents près. La méthode consiste à réaliser une mesure de transmission pour différents angles d'inclinaison du réseau. On mesure alors un rapport de flux entre le flux incident lorsque le réseau est incliné d'un angle Θ , $F(\Theta)$, et le flux $F(0)$ sous incidence normale au plan (x, y) contenant le réseau (contrairement à la mesure dans [73] normalisée par le flux du jet incident sans le réseau).

Avec la figure III.17 comme référence, on peut calculer la fraction ouverte $w(\Theta)$.

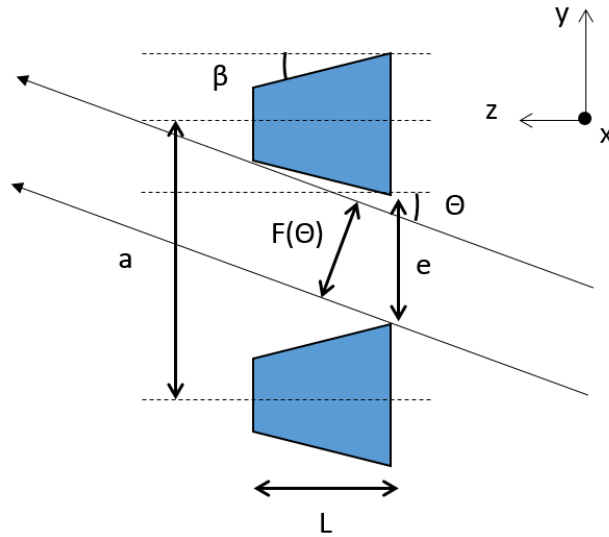


FIGURE III.17 – Section d’une fente avec deux trajectoires parallèles pour le calcul de la transmission.

Cette fonction est morcelée par domaine :

$$w(\Theta) = \frac{F(\Theta)}{F(0)} = \begin{cases} \frac{e}{a} & \text{si } |\Theta| < \beta \\ \frac{e-L(\tan\Theta-\tan\beta)}{a} & \text{si } \beta < |\Theta| < \Theta_{max} \\ 0 & \text{si } \Theta_{max} < \Theta \end{cases} \quad (\text{III.3.1})$$

où e est l’ouverture entre deux fentes (là où elle est la plus courte), L la profondeur du réseau et β l’angle du trapèze comme indiqué sur la figure III.17.

Nous reprenons donc cette méthode de mesure où nous mettons en comparaison les courbes de transmission de l’argon métastables pour des vitesses lente à 150 m.s⁻¹ et thermique à 560 m.s⁻¹.

Mesure avec le jet lent

Afin de s’affranchir le plus possible du champ de pesanteur terrestre ainsi que de l’interaction Casimir-Polder, les atomes sont poussés à grande vitesse, environ 150 m.s⁻¹, ce qui représente une limite haute pour le jet lent.

Dans cette situation, nous avons pu reproduire une allure globale qui peut être en bon accord avec le système d’équation III.3.1 si l’on verrouille un paramètre expérimental. En l’occurrence, nous choisissons de fixer la valeur de l’ouverture réelle à 55 nm d’après les observations faites au *MEB*. De cette façon nous pouvons

déterminer à partir des régimes asymptotiques (Fig. III.18) la valeur de l'angle β et de l'angle de fermeture Θ_c (lorsque $w(\Theta) \rightarrow 0$).

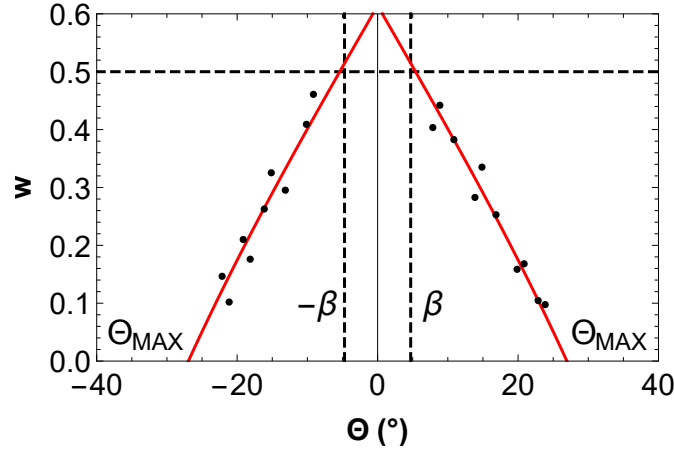


FIGURE III.18 – Courbe de transmission théorique (en trait rouge plein) correspondant à la deuxième égalité de la fonction III.3.1, et points expérimentaux pour une vitesse de 150 m.s^{-1} . Pour le calcul $e = 55 \text{ nm}$.

Nous observons trois situations traduites par le système d'équation III.3.1 :

- un plateau dont la largeur résulte du fait que $|\Theta| < \beta$ et dont l'amplitude est fonction de la surface réellement ouverte (*i.e.* surfaces des fentes nano- et barres micro- métriques soustraites) et du temps d'interaction avec la surface.
- une décroissance proportionnelle à la tangente de l'angle d'inclinaison lorsque $\beta < |\Theta| < \Theta_{max}$. Expérimentalement, afin de limiter l'effet d'hystérésis lors de la rotation du réseau nous avons choisi de réaliser deux séries de mesures dont les valeurs sont décalées de 1° .
- une annulation de la transmission pour un angle de coupure donné pour $\Theta_{max} < \Theta$. On peut trouver sa valeur dans le régime asymptotique $w(\Theta) \rightarrow 0$ de la partie décroissante de la courbe :

$$\Theta_{max} = \arctan\left(\frac{e}{L} - \tan \beta\right) \quad (\text{III.3.2})$$

Dans notre cas, le plateau n'est pas très bien défini car le flux du jet poussé n'est pas uniforme. Cette zone n'est de toute façon pas prise en compte pour le calcul.

Nous faisons correspondre le modèle théorique avec la série de mesure en faisant de e un paramètre fixe. Une fois les deux courbes superposées avec une erreur liée intrinsèquement à la résolution de l'appareil de mesure (vernier), nous appliquons l'équation III.3.1 et en déduisons les valeurs théoriques de L et β . Le tableau III.1 présente l'ensemble des paramètres moyen (L, β) et leur incertitude d'origine statistique pour trois ouvertures données (50, 55 et 65 nm).

e (nm)	$L \pm \delta L$ (nm)	$\beta \pm \delta\beta$ (°)
65	$157,0 \pm 9,2$	$5,4 \pm 0,7$
55	$132,8 \pm 8,2$	$5,4 \pm 0,7$
50	$120,8 \pm 7,5$	$5,4 \pm 0,7$

TABLE III.1 – Tableau donnant trois séries de paramètres théoriques (ouverture réelle, profondeur et angle du trapèze) pour le calcul de la fraction ouverte $w(\Theta)$ donnée par III.3.1. Toutes les mesures ont été faites pour des atomes à une vitesse moyenne de 150 m.s^{-1}

Le flux mesuré est donc plus faible que celui que l'on pourrait mesurer pour une diffraction sans interaction avec la surface. En réalité, l'interaction atome-surface contribue encore de manière relativement importante. D'après [74] et [33], l'effet est suffisant pour produire une fente effective même pour des atomes à vitesses thermiques situés à quelques nanomètres de la surface. On rappelle que la figure III.13 donne jusqu'à 50 radians de déphasage pour des atomes à 150 m.s^{-1} situés à 5 nm de la surface.

Mesure avec le jet thermique

Pour minimiser davantage le changement de trajectoire aux bords des fentes nanométriques nous avons aussi réalisé la mesure de la transmission atomique avec le réseau dans le jet thermique d'Ar*. En revanche, l'expérience requiert le positionnement de deux fentes de $5 \mu\text{m}$ (voir Fig. III.19) en amont du réseau afin de filtrer la divergence du jet qui est naturellement plus grande que la largeur de la tâche de diffraction. A ce titre, un autre détecteur MCP avec une meilleure résolution spatiale ($50 \mu\text{s}$) a été utilisé. Il est cette fois suivi d'un écran au phosphore dont la fluorescence est acquise par une caméra.

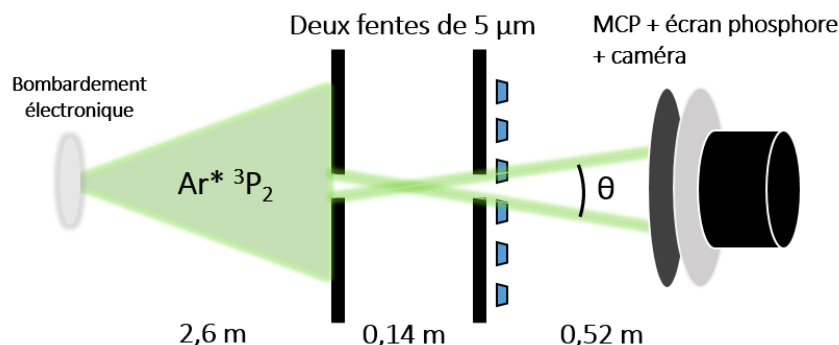


FIGURE III.19 – Schéma du filtrage spatial du jet thermique par deux fentes de $5 \mu\text{m}$.

La figure III.20 montre la courbe de transmission avec l'Ar* thermique. La difficulté majeure réside dans l'erreur systématique associée à la variation du flux incident. Ensuite, la taille de l'ouverture observée au *MEB* laisse entendre que celle-ci n'est pas uniforme sur toute la surface du réseau. De fait on ne peut que converger vers des valeurs qui nous semble raisonnable au regard des différents calculs qui vont suivre.

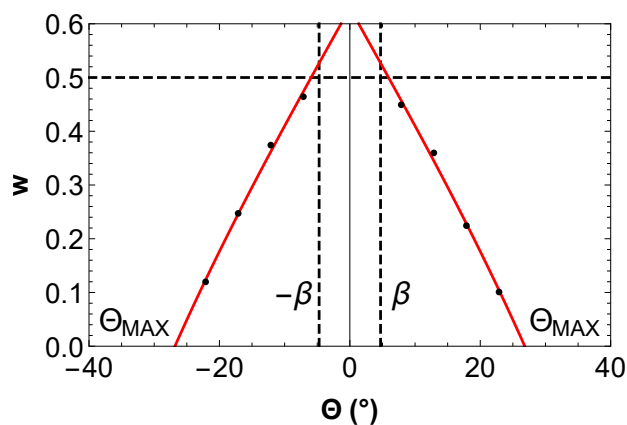


FIGURE III.20 – Courbe de transmission théorique (en trait rouge plein) et points expérimentaux pour une vitesse de $560 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Pour le calcul $e = 53 \text{ nm}$: on trouve alors $L = 132 \text{ nm}$ et $\beta = 6^\circ$.

3.3 Expérience de diffraction par un réseau de fentes : résultats expérimentaux

3.3.1 Commentaires sur l'enveloppe de la figure de diffraction dans les différentes approches

Dans un premier temps, chaque courbe expérimentale est comparée avec deux types de calculs pour l'onde plane :

- un calcul d'intensité de diffraction de type Fraunhofer en utilisant le calcul analytique III.2.24 de J.P. Toennies [32].
- un calcul de type « pairwise » qui consiste à faire une double somme des termes en y^{-5} sur les trajectoires $y(x, z)$ (équations III.2.19).

Nous nous référons aux mesures de la transmission du tableau III.1 pour le moment. Nous étudions ensuite l'enveloppe du signal puisqu'elle contient l'information sur l'interaction atome-surface. Pour cela nous prenons le spectre à plus grande vitesse du jet lent, à savoir 150 m.s^{-1} (Fig. III.21).

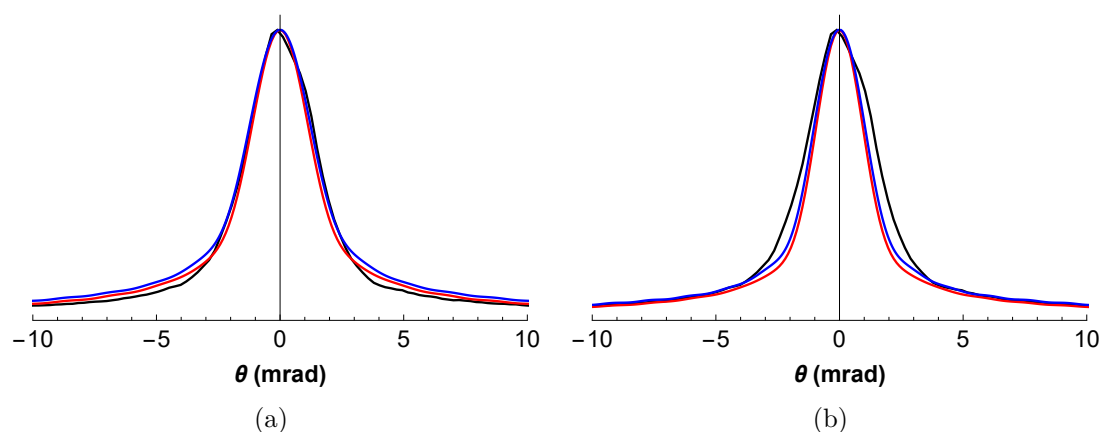


FIGURE III.21 – Profils de diffraction atomique selon l'axe vertical y pour des atomes à vitesse moyenne de 150 m.s^{-1} . La modélisation théorique est faite pour deux tailles d'ouverture du réseau (a) $e = 50 \text{ nm}$ et (b) $e = 55 \text{ nm}$ avec $L = 133 \text{ nm}$ et $\beta = 5,4^\circ$. En noir, l'expérience. En rouge, le calcul de type « paire atomique » d'après III.2.19. En bleu, courbe calculée avec l'expression III.2.24 du déphasage dans l'approximation JWKB.

Les calculs montrent une dépendance forte au regard de la taille de l'ouverture même à grand vitesse. Quand le pic central est bien reproduit, les ailes du profil expérimental sont plus élevées. A l'inverse, l'accord sur les bords de la figure est bon pour une ouverture plus grande mais la largeur centrale du pic calculée est plus étroite. Cela souligne l'importance d'une détermination de la taille des fentes nanométriques à mieux que le pourcent.

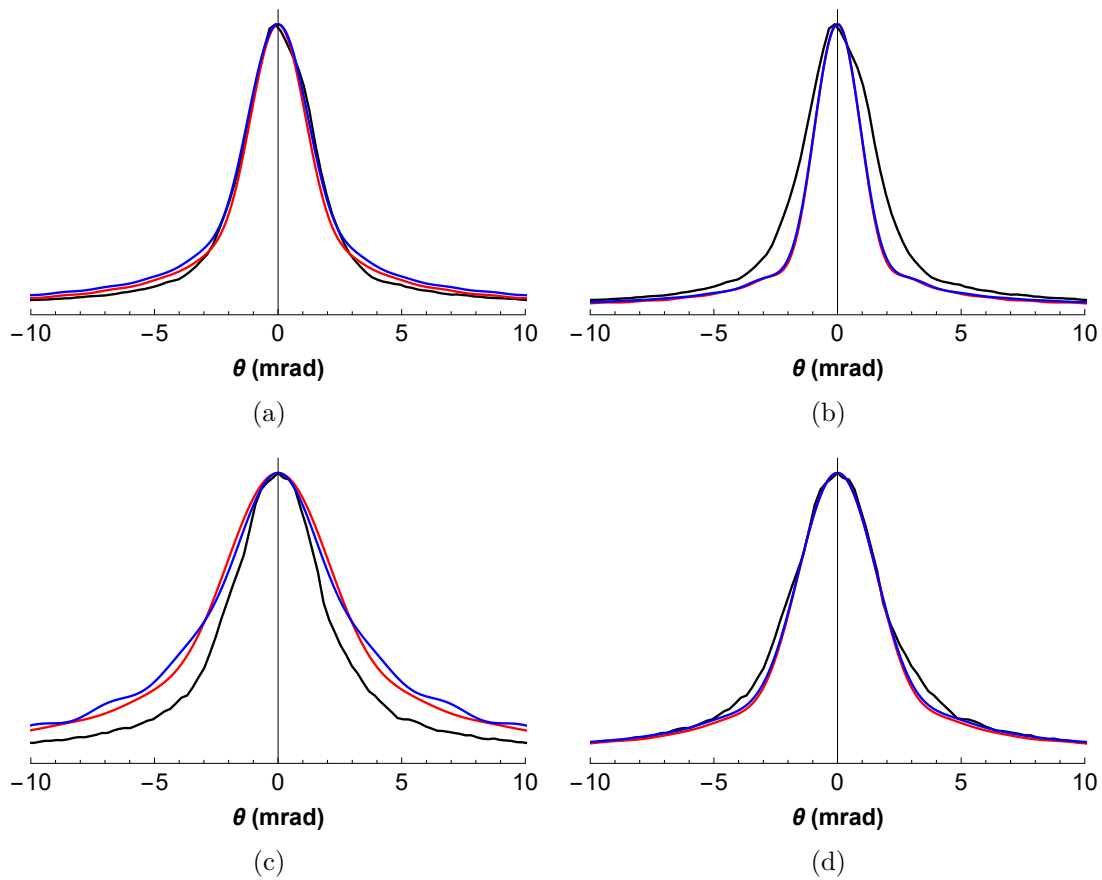


FIGURE III.22 – Profils de diffraction atomique pour des atomes (a) et (b) à vitesse de 150 m.s^{-1} et une forme de réseau (a) $e = 50 \text{ nm}$, $L = 133 \text{ nm}$ et $\beta = 5,4^\circ$ (b) $e = 50 \text{ nm}$, $L = 50 \text{ nm}$ et $\beta = 11^\circ$; (c) et (d) à vitesse de 100 m.s^{-1} et une forme de réseau (c) $e = 50 \text{ nm}$, $L = 133 \text{ nm}$ et $\beta = 5,4^\circ$ (d) $e = 50 \text{ nm}$, $L = 50 \text{ nm}$ et $\beta = 11^\circ$. En noir, l'expérience. En rouge, le calcul de type « paire atomique » d'après III.2.19. En bleu, courbe calculée avec l'expression III.2.24 du déphasage dans l'approximation JWKB.

Comparons maintenant ces deux modèles vis-à-vis de l'expérience. On constate que le calcul portant sur la contribution des termes en y^{-5} sommés sur les trajectoires fournit une correspondance avec l'expérience à peine meilleure que le modèle de type Fraunhofer pour des vitesses supérieures à 100 m.s^{-1} .

A plus grande vitesse (environ 150 m.s^{-1}), les deux calculs se confondent et tendent de plus en plus à épouser la courbe expérimentale simplement car le temps d'interaction est court ($< 1 \text{ ns}$). Dans cette gamme et au-delà, l'approche par l'équation III.2.24 pour la diffraction atomique reste une bonne première approximation.

Le calcul des amplitudes de diffraction à une fente dans le régime de Fraunhofer est de plus en plus écarté de l'expérience et à la fois du calcul de type C_5 à mesure que la vitesse diminue.

Nous comparons ensuite un spectre à une vitesse différente de 100 m.s^{-1} avec le spectre de la figure III.21(a) pris pour deux jeux de paramètres de taille de fente (Fig. III.22). Ces figures nous montrent que l'intensité de l'onde atomique diffractée ne peut pas dépendre uniquement de la vitesse. L'accord peut être bon pour l'une ou l'autre des vitesses. C'est pourquoi le déphasage accumulé comme étant inversement proportionnel à la vitesse doit aussi dépendre de la taille du réseau qu'il est impératif de connaître finement.

Mettons que l'on fixe les paramètres de taille de réseau d'après nos diverses mesures (observation au *MEB* et mesure de la transmission atomique) à $e = 50 \text{ nm}$, $L = 133 \text{ nm}$ et $\beta = 5,4^\circ$. Par exemple, à 50 m.s^{-1} , le calcul de type « pairwise » de la figure III.23 montre déjà un écart important avec l'expérience. L'enveloppe calculée dans ce modèle, beaucoup trop large, suit une loi mathématique en \sqrt{v} où v est la vitesse atomique. Au regard des résultats expérimentaux il manque des ingrédients au calcul : pour les faibles vitesses (inférieures à 50 m.s^{-1}) il devient important de considérer la déviation de la trajectoire dans le réseau car certains atomes heurtent les surfaces. Ceux-là n'interviennent plus dans le signal observé car ils retombent dans leur état fondamental. Pour des vitesses lentes au contraire ($< 25 \text{ m.s}^{-1}$), l'écart aux modèles est gigantesque : plus de 3 fois l'amplitude expérimentale sur les ailes.

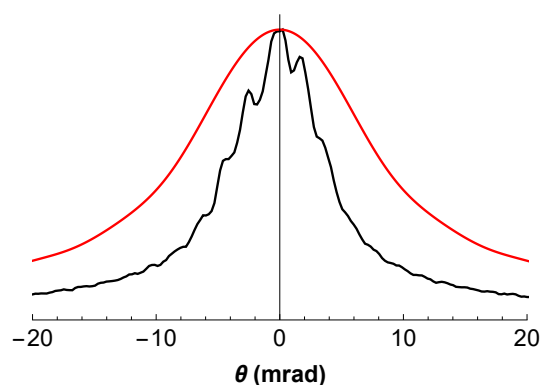


FIGURE III.23 – Profils de diffraction atomique selon l’axe vertical y pour des atomes à vitesse moyenne de 50 m.s^{-1} . En noir, l’expérience. En rouge, le calcul de type « paire atomique » d’après III.2.19.

3.3.2 Discussion

Malgré l’aspect satisfaisant de l’approximation eikonale, celle-ci ne représente plus la propagation du jet lent. Dans le régime de vitesses comprises entre 20 et 50 m.s^{-1} , l’effet du gradient d’indice (*i.e.* le potentiel d’interaction atome-surface) sur les trajectoires atomiques est important. Le régime quantique rend le calcul plus subtil dans ses fondements notamment parce que le paquet d’ondes couvre alors un gradient de potentiel plus grand que dans un cas purement classique. Pour le calcul quantique du déphasage on ne peut plus utiliser l’approximation JWKB qui est satisfaite dans l’approximation de Glauber ($E_c \gg E_p$). Le rapport $R = E_p/E_c$ est alors de plus en plus grand à mesure que la vitesse de l’atome et que sa distance à la surface diminuent ($R \approx 50$ pour un atome à 5 nm de la surface à la vitesse $v_z \approx 20 \text{ m.s}^{-1}$). C’est à mettre en comparaison avec les expériences de diffraction à vitesse thermique [68] où l’énergie potentielle d’interaction représente seulement quelques pourmille de l’énergie cinétique de l’atome.

3.3.3 Interférences à plusieurs fentes

Une manière de modéliser un rayon de cohérence de taille variable est d’introduire un paquet d’ondes et non plus une onde plane (voir p.119 où $R_c = 2,35\Delta y$ et le paquet d’ondes de la forme $\exp^{-y^2/2(\Delta y)^2}$).

Onde plane

Pour une onde plane progressive monochromatique, la source est ponctuelle et le contraste maximal. La figure III.24 montre un cas expérimental proche de l'onde plane où le contraste approche 95 %.

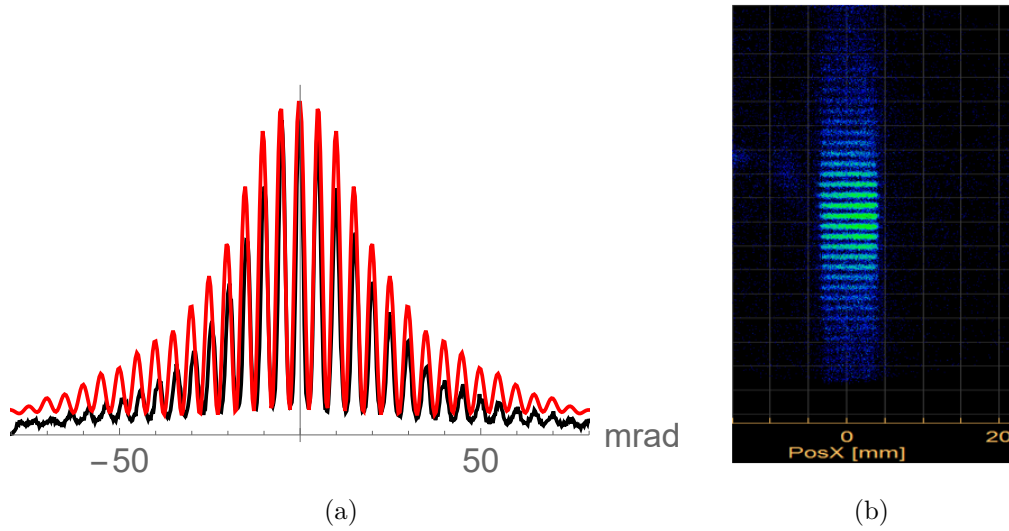


FIGURE III.24 – (a) Profil de diffraction atomique par un réseau de tailles $e = 65$ nm et $L = 130$ nm pour des atomes à vitesse de 20 m.s^{-1} et un rayon de cohérence $R_C = 223$ nm (b) Image à l'origine du profil observée à l'écran.

Le calcul est simple car il consiste en une somme cohérente des amplitudes calculées en sortie de réseau. L'interfrange à 20 m.s^{-1} est reconstruit à l'exception de l'enveloppe du signal qui apparaît plus élevée. Mais l'enveloppe est découplée du processus d'interférences : elle ne concerne que la diffraction à une fente.

Paquet d'ondes

Les amplitudes de diffraction en sortie de réseau sont calculées le long de l'axe vertical y entre deux fentes (Fig. III.25). Ces amplitudes sont ensuite multipliées par l'enveloppe du paquet d'ondes situé à une position centrale donnée dans le réseau. On réitère cette démarche de calcul du déphasage accumulé par l'atome le long d'une trajectoire pour plusieurs positions verticales initiales du paquet d'ondes de largeur Δy sur un pas a du réseau (de $y = -50$ à 50 nm). Nous rappelons que l'interfrange i dépend de la vitesse atomique, de la distance D du nanoréseau au détecteur ainsi que du pas a : $i = \lambda_{dB} D/a$.

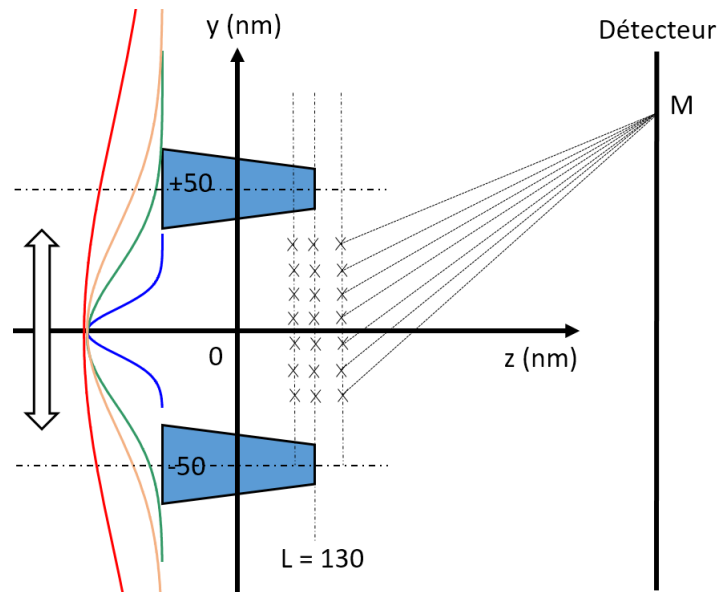


FIGURE III.25 – Schéma pour le calcul des amplitudes diffractées. On y représente différentes tailles de paquet d’ondes (bleu, vert, orange et rouge). L’ensemble de croix représentent les positions possibles pour la fin du calcul du déphasage atomique dans le potentiel. La double flèche blanche indique que le calcul est répété pour plusieurs positions du paquet d’ondes dans un intervalle de 100 nm.

Les résultats théoriques représentés sur la figure III.26 tiennent compte de la dépendance des paramètres de taille (e , L , β) vis-à-vis de la largeur du paquet d’ondes qui permet de retrouver le rayon de cohérence. Les petites modulations à 50 m.s^{-1} sont bien reproduites malgré la légère asymétrie que nous ne parvenons pas à retrouver. Avec une largeur de paquet d’ondes de $(136/2,35) \text{ nm}$, la visibilité de la courbe à 34 m.s^{-1} est remarquablement bien reproduite. Cette courbe est reproduite en tenant compte de trois contributions en vitesse : 34 , $34,5$ et 35 m.s^{-1} .

Le rayon de cohérence est un paramètre expérimental qu’on peut modéliser en fonction de la vitesse. Il nous donne une bonne indication de la pertinence des paramètres théoriques. On constate que les valeurs du rayon de cohérence retrouvées par la modélisation des amplitudes diffractées expérimentales se placent assez bien autour de la courbe théorique donnée par le théorème de van Cittert-Zernike (équation III.2.17). De cette façon, nous avons accès au rayon de la source r qu’est la fente en amont du réseau. Nous avons mesuré grossièrement $0,5 \text{ mm}$. Le calcul nous donne $r = 0,4 \text{ mm}$.

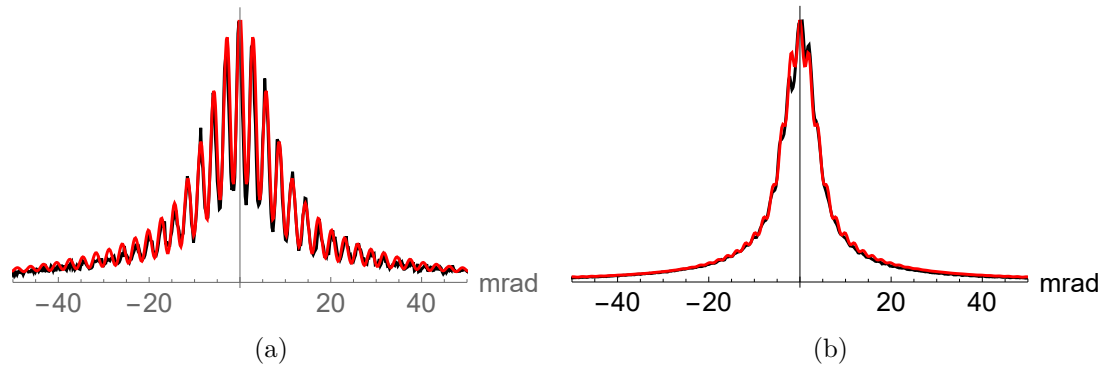


FIGURE III.26 – Profils de diffraction atomique par un réseau de tailles $e = 65$ nm et $L = 130$ nm pour des atomes à vitesse de (a) $34,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $R_C = 136$ nm et (b) $50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $R_C = 80$ nm. En noir, l'expérience. En rouge, le calcul de type « paire atomique » d'après l'équation III.2.19 pour un paquet d'ondes.

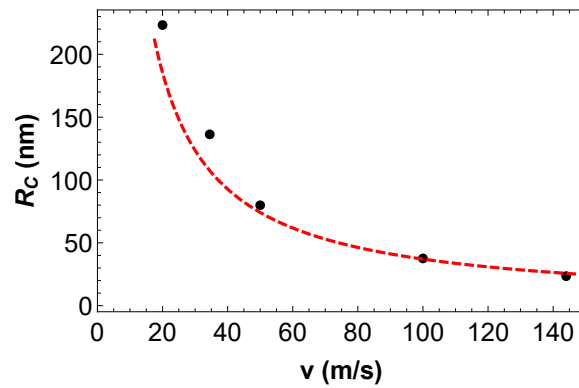


FIGURE III.27 – Rayon de cohérence en fonction de la vitesse. En noir, les points retrouvés par le calcul. En rouge, le rayon de cohérence donné par le théorème van Cittert-Zernike.

3.3.4 Impact de la chute libre sur les franges d'interférences aux basses vitesses

Si la distribution en temps de vol est celle du jet initial; 3 à 20 % selon les paramètres de poussée (Fig. III.28), le contraste de la partie inférieure du profil de diffraction (*i.e.* $y < 0$) diminue considérablement. On peut alors observer un brouillage des franges. Les figures ne sont pas symétriques car elles résultent alors de la convolution de la chute et du rayon de cohérence. Cette symétrie dépend de la tranche de vol que l'on prend.

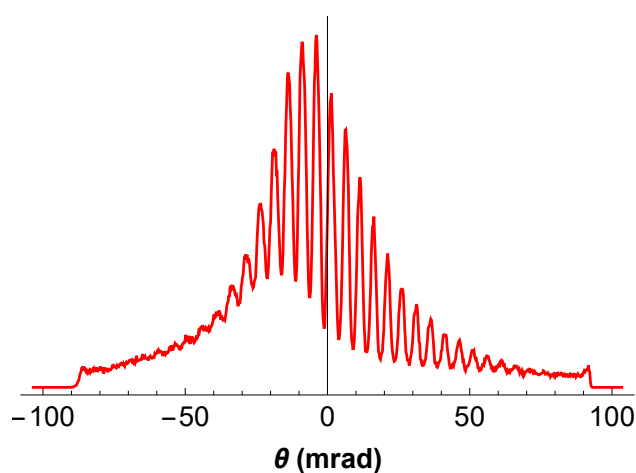


FIGURE III.28 – Courbe expérimentale pour une classe de vitesse atomique dont la valeur moyenne est de 20 m.s^{-1} . La classe temporelle correspondante à une largeur de 5 ms. Ici, le profil spatial manifeste un brouillage des franges car la chute est inversement proportionnelle au carré de la vitesse.

Tous les spectres présentés jusqu'à maintenant résultent de sélections en temps de vol aussi fines que $500 \mu\text{s}$ (*i.e.* sélection de 1 à quelques pourmille selon la vitesse) prises dans des distributions en temps de vol du jet incident de 3 à 20 %. A 20 m.s^{-1} , la figure III.29 montre un profil en intensité obtenu pour une sélection en temps de vol suffisamment étroite afin de résoudre les franges d'interférences de façon notable à basses vitesses : le contraste peut alors atteindre près de 95 %.

Afin de contrecarrer le brouillage dû à la chute libre, nous avons tourné le réseau de 90° . Par voie de conséquence, le plan de diffraction est découplé du plan contenant la direction de \vec{g}_t . Le résultat est présenté par la figure III.30. Lorsque les fentes sont orientées selon la verticale y par rapport au sol, la figure sur l'axe horizontal x présente une symétrie notable : même une incertitude relative de quelques pourcents sur la vitesse initiale de l'atome entrant ne brouille pas les franges cette fois. En réalité, l'effet de brouillage apparaît sur les ailes de la figure de façon symétrique à cause de la seule variation d'interfrange (*i.e.* de vitesse).

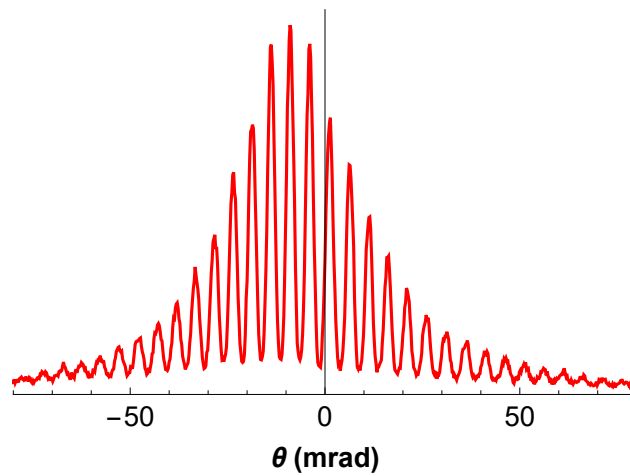


FIGURE III.29 – Courbe expérimentale pour une classe de vitesse atomique dont la valeur moyenne est de 20 m.s^{-1} . La classe temporelle correspondante a une largeur de $500 \mu\text{s}$. L'action du potentiel gravitationnel sur les trajectoires est notable car le profil n'est pas centré en 0.

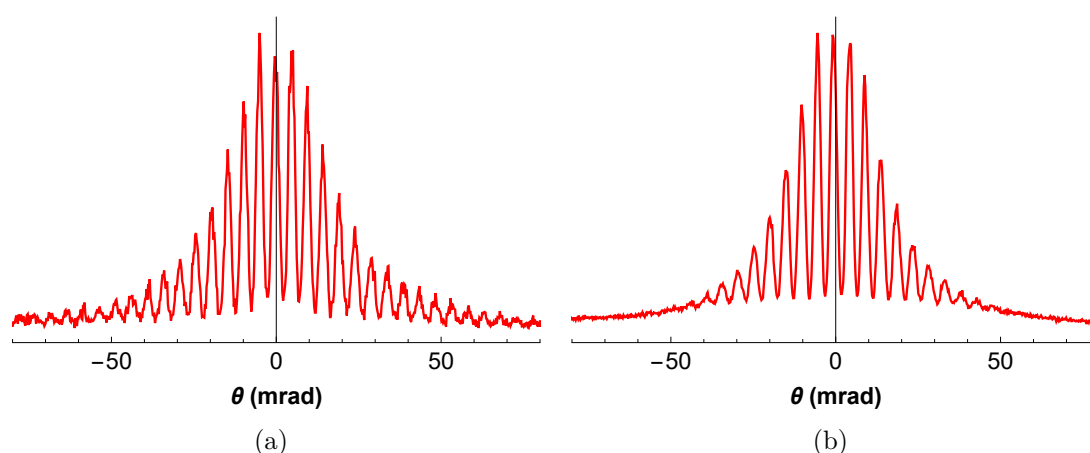


FIGURE III.30 – Profils d’intensités diffractées pour deux classes de vitesse atomique dont la valeur moyenne est de 20 m.s^{-1} . Nous donnons les profils pour deux classes temporelles dont les largeurs sont : (a) $500 \mu\text{s}$ et (b) $6000 \mu\text{s}$. Le profil spatial manifeste un brouillage des fentes sur les bords de la figure à cause de la variation de l’interfrange.

3.3.5 Discussion

Quand on regarde les franges de plus près il semblerait que la vitesse soit plus petite en haut ($y > 0$) et plus grande en bas ($y < 0$) dans la configuration où le champ de pesanteur terrestre est dans la même direction que la diffraction (figure III.31 à 20 m.s^{-1}). En effet, lorsqu’on procède au repliement de la figure, l’interfrange n’est pas préservé.

Lorsque les fentes du réseau sont placées horizontalement le profil de diffraction à deux fentes manifeste une différence d’interfrange entre le haut et le bas du détecteur d’environ 20 %. Ce n’est pas le cas lorsque le réseau est tourné de 90° (*i.e.* découplé de la gravité) (Fig. III.32).

Se pourrait-il alors que nous ayons accès à une mesure fine d’une interaction gravitationnelle qui se manifesterait dans un cas et pas l’autre ?

Pour s’en assurer nous avons relevé quelques dimensions du détecteur, en particulier, sa profondeur en différents points de la structure. A en croire nos mesures répétées quelques fois, notre détecteur n’est pas une surface plane à $200 \mu\text{m}$ près comme le fabricant le stipule dans sa notice. En réalité la galette de microcanaux en façade est supportée par une structure de 4 tiges métalliques (voir figure III.33) dont la hauteur est ajustable à l’aide de contre écrous.

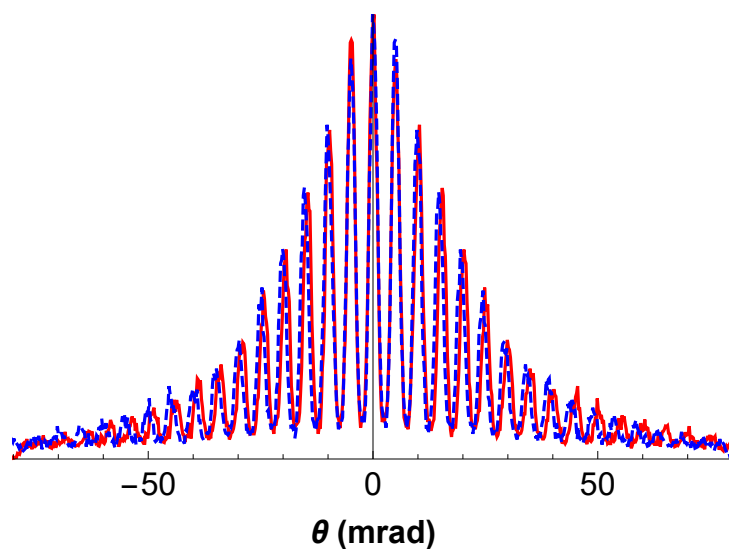


FIGURE III.31 – Repliement (courbe hachurée bleue) du profil d'intensité diffractée (courbe rouge) pour une classe de vitesse atomique dont la valeur moyenne est de 20 m.s^{-1} . Les profils ont été artificiellement centrés en 0.

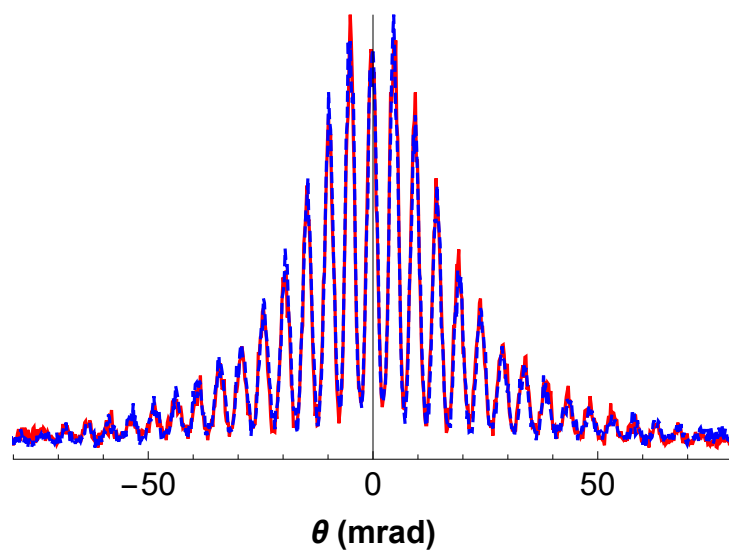


FIGURE III.32 – Repliement (courbe hachurée bleue) du profil d'intensité diffractée (courbe rouge) pour une classe de vitesse atomique dont la valeur moyenne est de 20 m.s^{-1} . Lorsque les fentes du réseau sont placées verticalement (*i.e.* figure de diffraction à l'horizontale) le profil de diffraction à deux fentes ne manifeste pas de différence d'interfrange entre le haut et le bas du détecteur. L'interfrange est constant.

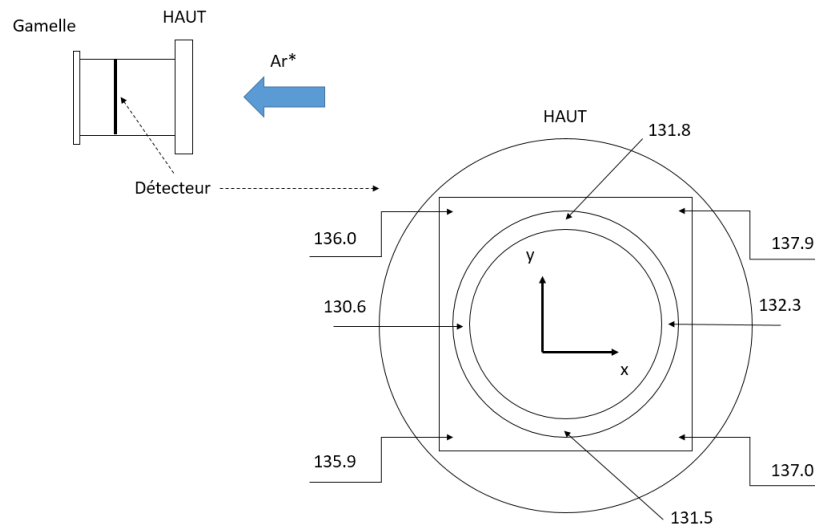


FIGURE III.33 – Schéma reprenant les dimensions mesurées du détecteur. Vue de l'intérieur. Les cotes sont prises à partir du plat de la bride de la gamelle contenant le détecteur. Les longueurs sont indiquées en millimètre.

Le serrage non uniforme et grossier induit facilement des défauts topologiques de plusieurs millimètres. Cette configuration n'est *a priori* pas à l'origine de possibles déformations. Par exemple, une différence de marche horizontale selon z de 3 mm pour un atome à 20 m.s^{-1} engendre une variation de temps de vol de $150 \mu\text{s}$ (temps de vol central à 57 ms environ) soit une incertitude relative sur la vitesse de moins de 0,3 %. De la même façon une différence de chute libre de 40 mm sur le détecteur donne une différence en vitesse entre deux atomes de seulement 4 ‰ pour une vitesse de 20 m.s^{-1} sur l'axe de propagation z . En somme, le détecteur possède un gradient de concavité qui ne doit pas affecter les profils de diffraction.

En réalité, l'écart d'interfrange provient du fait que nous ne pouvons pas attribuer une relation bijective entre le temps de vol mesuré et la vitesse. La mesure directe de temps de vol sur une zone étendue (80 mm de diamètre) implique que l'on sélectionne des atomes de plus en plus rapides à mesure que l'on s'écarte du centre du détecteur.

4 Conclusion

L'emploi du jet lent permet d'obtenir une signature de l'interaction très marquée de sorte qu'il est presque insignifiant de déconvoluer le signal de diffraction par l'ouverture angulaire du jet incident (4 à 5 mrad après passage par une fente de collimation de 1 mm), surtout à basse vitesse (20 m/s). La tâche de diffraction obtenue couvre alors l'intégralité du diamètre du détecteur (disque de 80 mm de diamètre).

Avant de parvenir à un modèle théorique fidèle à basse vitesse, il est essentiel d'avoir un modèle robuste à grande vitesse pour lequel la vitesse est verrouillée à 1 pour mille. En effet, plus le déphasage accumulé par l'onde est faible, plus la mesure est exacte. Néanmoins, l'incertitude qui contribue le plus à la mesure du potentiel d'interaction (donc de C_3) est celle portant sur la géométrie du réseau. Celle-ci demande une mise en place expérimentale simple (voir mesure de la transmission) mais les erreurs systématiques (comme l'effet d'hystérésis sur la mesure d'angle d'inclinaison et la variation du flux d'électron émis par la cathode) limitent l'incertitude relative sur la mesure de profondeur ainsi que l'angle de gravure du réseau.

Une mesure de la transmission à plus grande vitesse est évidemment possible avec le jet supersonique afin de minimiser le déphasage atomique dû à l'interaction atome-surface. A ce titre, l'expérience avec le réseau dans le jet supersonique d'atomes métastables à 560 m.s^{-1} a fourni une courbe de diffraction que nous avons utilisée pour étoffer le jeu de données sur la mesure de transmission atomique en fonction de l'angle d'inclinaison du réseau.

Dans ce type d'expérience il est crucial de préserver la stabilité du flux du jet (thermique ou poussé) car il contribue à l'incertitude sur la mesure de la transmission (en nombre de coups sur le détecteur). Au regard des fluctuations permanentes des sources atomiques (canon à électrons et MOT), on ne peut que difficilement s'en affranchir. Bien que ces fluctuations soient à l'origine d'erreurs systématiques, on peut les considérer comme négligeable pour certains intervalles de temps d'acquisition. En vue d'une amélioration, l'ensemble des mesures nous permettrait de converger vers des valeurs du coefficient C_3 inférieures à 5 %.

Conclusion générale

La première partie de mes travaux au sein du groupe OIA a été consacrée à la caractérisation d'un type de source originale pour l'optique atomique, à savoir celle d'un jet lent d'atomes d'argon métastable dans le niveau 3P_2 . La technique de production du jet lent poussé qui a été présentée est rendue possible par le flux important d'atomes métastables produits en amont du piège. Le jet thermique initial à 560 m.s^{-1} - produit à partir d'un canon à électrons et précédé par un ralentisseur Zeeman - sert à charger le piège magnéto-optique. En vue d'améliorer le nombre d'atomes piégés et *in fine* le flux d'atomes poussés, il serait intéressant de décaler l'axe du tube du ralentisseur de quelques centimètres. Le faisceau d'atomes métastables dans le niveau 3P_2 serait dévié et refroidi transversalement au moyen de faisceaux optiques de faible puissance de sorte à transférer quelques impulsions de recul à l'atome. Cela permettrait de capturer un plus grand nombre d'atomes métastables dans le niveau 3P_2 puisque les faisceaux d'atomes au fondamental 1S_0 et métastables 3P_0 ne participeraient plus à augmenter la pression dans le piège. On pourra aussi à l'avenir améliorer la divergence du jet poussé afin d'augmenter sa brillance. Pour ce faire, nous pourrions utiliser la force conservative exercée par un faisceau optique pulsé très désaccordé et très intense sur les atomes. Le jet poussé serait plus directif, ce qui permettrait d'augmenter le nombre d'atomes par seconde qui traversent un nanoréseau par exemple.

L'étude de l'interaction entre les atomes d'argon métastables du jet lent et une impulsion de champ magnétique dépendant du temps a été motivée, entre autres, par l'amélioration des propriétés angulaires d'un jet atomique ralenti au regard des ralentisseurs standards, Stark et Zeeman. Plus généralement, il a été démontré dans les années 2000 [16] qu'un potentiel co-mobile possède un certain niveau de généralité. Essentiellement, la richesse des potentiels co-mobiles réside dans les formes temporelles qu'on leur attribue. On aurait par exemple la possibilité de rétrécir la largeur du paquet d'ondes ou de réaliser des méta-lentilles magnétiques à partir d'une série d'impulsions courtes [39]. Ces exemples impliquent un aspect intéressant du potentiel qui a en effet la capacité de se comporter comme un milieu d'indice négatif pour l'onde de matière [17]. Dès l'instant où intervient un potentiel dépendant du temps, la vitesse de groupe v_g est modifiée au travers du déphasage de l'onde atomique dans le potentiel, $\phi(k, t)$. Le renversement en vitesse longitudinale (selon la normale à la surface séparant l'interface vide-potentiel) engendre un changement de trajectoire au sein du milieu qu'est le potentiel co-mobile.

Le champ magnétique co-mobile s'apparente alors à un milieu d'indice positif (notre étude expérimentale) ou négatif, selon l'état magnétique et la vitesse initiale de l'atome. La réfraction négative se manifeste pour une certaine géométrie qui s'apparente alors à un guide d'onde de matière comme le ferait par exemple une fibre optique pour l'onde électromagnétique. Un tel régime s'accompagne d'un rapport énergie potentielle magnétique sur énergie cinétique supérieur à 1. Expérimentalement, nous chercherions à observer la réfraction négative pour une gamme de vitesses longitudinales v_z relativement faibles ($< 10 \text{ m.s}^{-1}$) car pour l'heure, nous sommes limités par la gamme d'énergie potentielle magnétique utilisée (200 mT maximum). Malheureusement, étant donné la disposition horizontale de l'enceinte d'expériences, la gravité nous impose une vitesse minimale de 15 m.s^{-1} . La détection du jet (très bas sur le détecteur) est alors partielle (1/3 de la surface du jet observé). Le flux en pâtit énormément. Une première solution pour accéder à de basses vitesses longitudinales serait de positionner l'enceinte dans la direction verticale avec l'inconvénient de produire des vitesses variables dans le temps. Une autre méthode consisterait à produire des atomes plus rapides initialement (*e.g.* 30 m.s^{-1}), auxquels on appliquerait une séquence d'impulsions finies dans le temps et séparées par des temps morts très courts [14, 75]. Ceci donnerait lieu à une diminution variable dans le temps de la vitesse de groupe, jusqu'à son inversion.

Le troisième et dernier chapitre a abordé la question de la diffraction atomique et de l'interaction atome-surface. L'expérience a consisté à placer sur le parcours des atomes un réseau de fentes nanométriques en transmission de pas $a = 100 \text{ nm}$ en nitrure de silicium (Si_3N_4). L'emploi du jet lent à 20 m.s^{-1} a permis d'obtenir une signature de l'interaction atome-surface et de l'interférence à un atome avec près d'une trentaine de franges d'interférences. En vue de mesurer C_3 avec une meilleure exactitude, nous pourrions, dans un premier temps, obtenir une figure de diffraction de contraste très faible à basse vitesse, ce qui serait très favorable pour l'analyse de l'enveloppe de la figure de diffraction. Expérimentalement, le fait d'améliorer le nombre d'atomes piégés permettrait de grossir le nuage atomique, en contrepartie de quoi, le degré de cohérence de la source serait plus petit.

Les atomes passent aussi nécessairement à moins de 30 nm . En pratique, cela se traduit par un coefficient de transmission non constant dans l'ouverture e d'une fente. Ce coefficient tend vers 0 quand l'atome est proche de la surface. A ce propos, nous avons expliqué les spectres obtenus en considérant une zone d'éviction à la surface qui augmente à mesure que la vitesse de l'atome diminue.

On peut alors envisager une expérience de réflexion quantique où les atomes en incidence rasante qui passeraient à quelques nanomètres de la surface (d'un feuillet de graphène ou d'un réseau en réflexion) seraient détectés en plus grand nombre.

Du point de vue de l'approche théorique, un calcul numérique basé sur la théorie de la diffusion de Green consiste à prendre l'environnement de l'atome vis-à-vis de la surface mais aussi l'interaction entre atomes d'un barreau (ou entre les barreaux). Un calcul non présenté du potentiel d'interaction issu de la théorie de Green montre un écart d'environ 10 % à basse vitesse avec le calcul présenté (modèle « par paire »). Quoiqu'il en soit, lorsque les trajectoires dans le réseau sont considérablement changées, il est plus judicieux d'utiliser un calcul numérique basé sur l'équation de Schrödinger à deux dimensions. On considère alors un indice de réfraction inhomogène dans une région de l'espace pour décrire le comportement (transmission, absorption, réflexion, diffusion, etc.) d'un paquet d'ondes dans le potentiel d'interaction de type Casimir-Polder. Cette analyse numérique demande beaucoup de temps.

Enfin, il existe une expérience très intéressante qui utilise une ruse relative à notre dispositif expérimental et qui nous permettrait de rechercher les éventuelles traces d'une déviation au potentiel newtonien à très courte portée [76]. Nous pourrions masquer les forces électrostatiques (van der Waals, Casimir-Polder, etc.) par une méthode différentielle isotopique (^{40}Ar et ^{36}Ar). Ces forces sont en effet 10^{20} fois plus importantes que l'interaction gravitationnelle entre l'atome et la surface séparés par une distance dans la gamme des 10 nm. Aucune expérience, à ce jour, ne peut mettre directement en évidence le potentiel de gravitation à courtes portées [77].

ANNEXE A

CARACTÉRISTIQUES DU CANON À ÉLECTRONS

La cathode se résume à une poudre très compacte d'oxyde barium déposée sur un cylindre d'alumine plein - matériau isolant et bon conducteur thermique - et dans lequel est emprisonné un filament en tungstène. L'ensemble est encapsulé dans une canette en molybdène. Cette cathode plane est un cylindre de rayon 5 mm et de hauteur millimétrique, trouée en son centre (diamètre interne de 4 mm) permettant le passage du jet d'atomes.

Étant donné les conditions inhospitalières d'un tel chauffage où la puissance dissipée par le fil de chauffage est de l'ordre de 60 W (8 V à quelques 8 A), l'intégralité du système est refroidi à l'eau. La cathode est en plus supportée par un matériau en nitrure de bore qui est un très bon conducteur thermique afin de dissiper la chaleur dans l'environnement de la cathode (Fig. I.4). C'est aussi un bon isolant électrique afin de ne pas connecter la cathode à la masse et il est inerte chimiquement.

Pour libérer ses électrons, la cathode doit au préalable libérer la part oxydée du composite, à savoir les ions oxygène. C'est la phase d'activation. Elle consiste à augmenter le courant par pas de 0,5 A au départ, tout en contrôlant la dynamique de pression. La cathode doit en effet fonctionner dans un vide secondaire dont la pression doit être inférieure à 10^{-6} mbar. L'activation demande une attention toute particulière lorsqu'on injecte dans le filament les premiers ampères car la matrice d'oxyde est très vulnérable à plusieurs sortes de contaminations, principalement

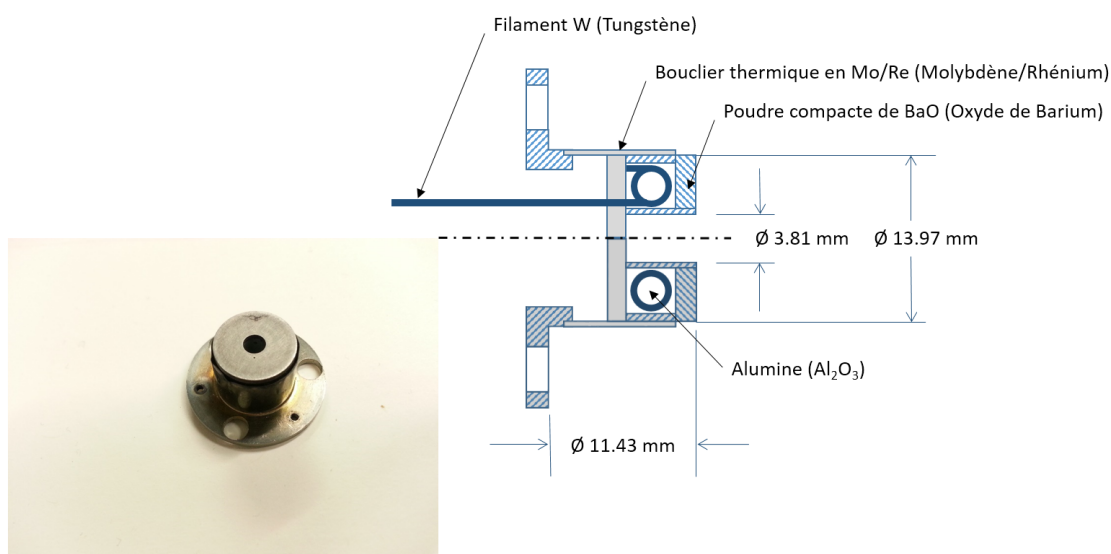


FIGURE A.1 – Photographie et coupe transverse de la cathode à oxyde. On y voit le filament en tungstène inclus dans l’alumine.

chimiques. Lors du chauffage, certains matériaux (acier, or, *etc.*) à proximité de la cathode, l’empoisonnent par dégazage, pouvant la rendre définitivement inopérante. Ce processus d’activation prend environ une semaine. Chaque remise à l’air nécessite de reproduire cette procédure mais dans un intervalle de temps plus court (1 à 2 jours). De manière générale, que ce soit pendant ou après la phase d’activation, une montée en courant trop brusque affecterait les performances de la cathode si ce n’est la détériorerait de façon irréversible.

Une fois passée l’étape d’activation, on extrait les électrons mis en jeu dans la réaction chimique par l’application d’une différence de potentiel entre la cathode (potentiel négatif) et une grille en molybdène (transparence 75 %) connectée à la masse (Fig. A.2). Cette dernière est fournie par la même société, et pour cause, c’est l’un des métaux les plus inoffensifs pour la cathode. Cette grille est fixée par des vis en molybdène et des céramiques (Fig. I.4).

En théorie, un courant d’émission de 1 A peut être mesuré dépendant de la distance grille-cathode (centaines de micromètres à quelques millimètres). Dans la grande majorité des expériences, j’ai mesuré une centaine de mA pour une distance millimétrique. Lorsque le gaz est injecté, ce courant tombe à quelques mA, ce qui est un indicateur du nombre d’électrons utiles au bombardement. La distance entre la grille et la cathode ne doit pas être trop petite : de 1 à 3 mm. Les risques étant

de détériorer la grille par chauffage et/ou de créer des courts-circuits entre la grille et la cathode si le champ électrique est trop important.

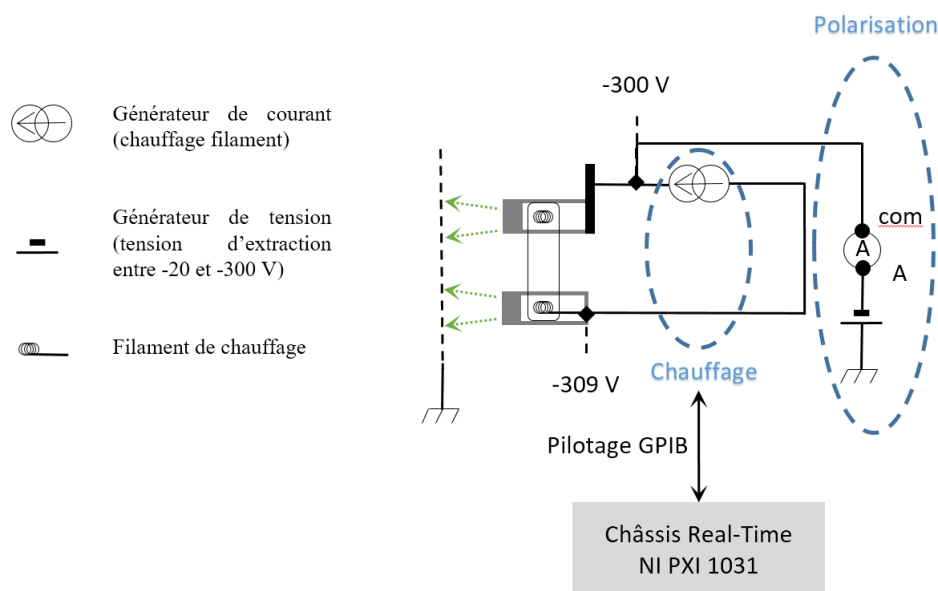


FIGURE A.2 – Schéma de principe du montage de chauffage et de polarisation de la cathode. Une alimentation stabilisée en courant (pilotée par un programme Labview) alimente le filament de chauffe de la cathode. Une seconde alimentation permet de polariser négativement la cathode. Cette dernière va émettre des électrons qui sont accélérés vers la grille plane (flèches pointillées vertes).

Le réglage du canon à électrons ne nécessite pas une procédure complexe mais simplement un bon alignement des éléments du montage (à l'aide de bagues de visée). Le dispositif se suffit à lui-même puisqu'il opère déjà un bon recouvrement des trajectoires (électroniques et atomiques) à l'entrée de la cage de Faraday (Fig. I.5). Un défaut relatif à notre montage subsiste malgré tout ; celui de la perte d'électrons par diffusion représentant environ 75 % du flux incident d'après les simulations (Fig. A.3). Cela n'est pas rédhibitoire, quand bien même 10 % du flux électronique participerait.

A ce titre, les premières cathodes étaient quant à elle hémisphériques (du temps de Haberland), ce qui permettait naturellement, selon le degré de concavité, de focaliser les trajectoires plus aisément et d'assurer un bon recouvrement du faisceau d'électrons avec le jet d'atomes (Fig. A.4).

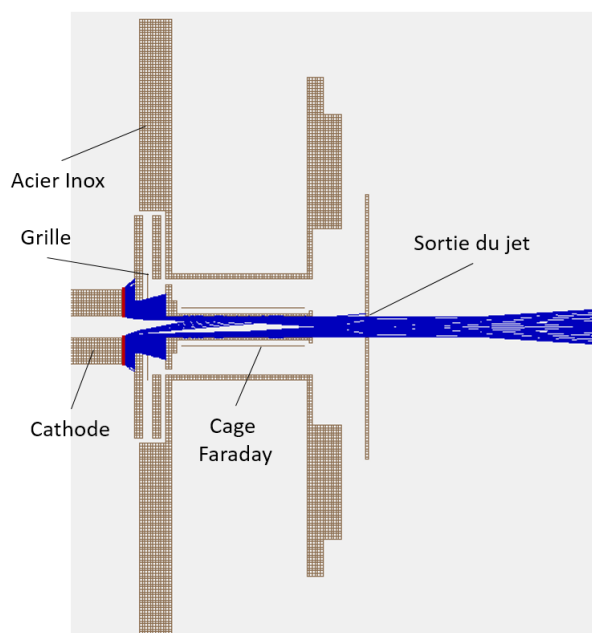


FIGURE A.3 – Coupe transverse du canon à électrons pour la production d’atomes métastables. La simulation sous *Simion*[®] tient compte d’une émission uniforme des électrons (normale à la surface du matériau émetteur). Elle donne les trajectoires pour 400 positions de départ lorsque l’atome est soumis au seul champ électrique. La distance grille–cathode est ici de 2 mm et la tension accélératrice de -20 V.

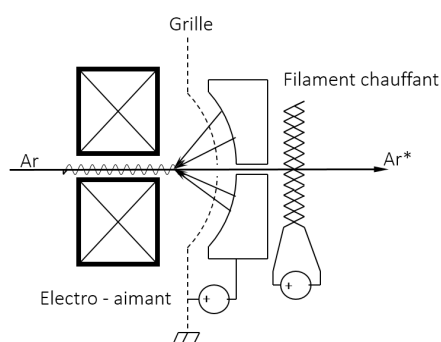


FIGURE A.4 – Schéma du canon à électrons avec une cathode hémisphérique.

La société HeatWave Labs[®] propose un catalogue de cathodes planes à des tarifs très abordables. L’usinage sur-mesure, pour rendre la cathode hémisphérique, est aussi possible mais très onéreux. Le recouvrement n’étant pas si mauvais que cela avec une version plane, l’équipe a opté pour ce type de cathode.

ANNEXE B

RALENTISSEMENT DU JET SUPERSONIQUE D'ARGON MÉTASTABLE

Le principe du ralentissement repose sur la force de friction produite par un laser contra-propageant aux atomes, accordé à résonance sur une transition *cyclante* de l'argon à 811,531 nm (dans l'air). La force radiative attribuée à une onde plane progressive agissant sur un atome de vitesse v peut s'écrire sous la forme [78] :

$$\vec{F}_{rad}(v) \approx \frac{\hbar \vec{k}_L \Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4((2\pi\delta_L - \vec{k}_L \vec{v})/\Gamma)^2} \quad (\text{B.0.1})$$

où \vec{k}_L est le vecteur d'onde du laser ($k = 2\pi/\lambda$, λ étant la longueur d'onde du laser), Γ est la largeur naturelle de la raie atomique ($\Gamma = 2\pi \times 5.8 \text{ MHz} = 1/\tau$, τ étant la durée de vie de la transition atomique égale à 29 ns), δ_L est la différence entre la fréquence du laser et celle de la transition atomique (désaccord en fréquence), I est l'intensité du laser et $I_{sat} = \Gamma 2\pi^2 \hbar c / 3\lambda^3$ est l'intensité de saturation de la transition atomique égale à 1,34 mW.cm⁻² dans notre cas.

Comme les atomes du jet se déplacent à près de 560 m.s⁻¹ à température ambiante ($T = 300 \text{ K}$) ; soit une longueur d'onde de de Bröglie longitudinale de 18 pm, l'effet Doppler doit être compensé. Pour cela, on introduit un champ magnétique adapté qui, par levé de dégénérescence des sous-niveaux magnétiques ($J = 2$), garde

l'atome à résonance le long de la trajectoire parabolique (rectiligne en première approximation). Le désaccord total sur l'axe optique à une position x donnée, noté $\Delta(x)$, et vécu par l'atome de masse m_{Ar^*} à la vitesse v_x s'écrit :

$$\Delta(x) = 2\pi \delta_L - k_L v_x - [(m_f g_f - m_i g_i) \mu_B B(x) / \hbar] \quad (\text{B.0.2})$$

où la différence $(m_f g_f - m_i g_i)$ exprime la différence entre facteurs de Landé des niveaux électroniques 3D_3 et 3P_2 de la transition cyclante pondérés par les nombres quantiques magnétiques m_f et m_i respectivement, et où $\Delta(x)$ est exprimé en rad.s^{-1} . Le profil du champ magnétique $B(x)$ (exprimé en Gauss) est largement détaillé dans la thèse de Jules Grucker [79]. Pour cette raison nous ne donnerons que son expression analytique (hors champ de fuite) :

$$B(x) = \frac{h}{(m_f g_f - m_i g_i) \mu_B} \left(\delta_L + \frac{v_i}{\lambda} \sqrt{1 - \frac{x}{x_{tot}} \left(1 - \frac{v_f}{v_i}\right)} \right) \quad (\text{B.0.3})$$

Le profil du champ $B(x)$ (Fig. B.1) a été fixé de sorte à minimiser la longueur totale du ralentisseur x_{tot} ($= 1,1$ m). Le cahier des charges a aussi tenu compte de la difficulté à maîtriser un champ magnétique nul à l'extrémité d'une bobine. Il existe dans ce cas un champ de fuite qui modifie la condition de résonance $\Delta(x) = 0$ et dès lors les atomes décrochent. Pour résoudre ce problème, l'équipe a décidé de décaler le laser en fréquence vers le rouge et de modifier en contrepartie le profil du champ magnétique. Le prix à payer expérimentalement est la nécessité de construire deux bobines, l'une produisant un champ magnétique positif, l'autre négatif. L'effet néfaste du passage du champ par zéro est alors annulé par le raccordement des deux bobinages. Le désaccord en fréquence $\delta_L = -340$ MHz ramène le champ d'entrée à 240 G contre 460 G à désaccord nul. Ainsi, la première partie du ralentisseur, alimentée par un courant fixe d'environ 300 mA et d'une longueur de 0,65 m, permet d'obtenir en sortie une vitesse théorique de 275 m.s^{-1} .

La seconde partie du ralentisseur qui produit un champ magnétique négatif permet la modification de la vitesse finale des atomes d'Ar* sortant du premier ralentisseur. Pour cela on fait varier le courant qui traverse le solénoïde. Un courant compris entre 0 et 1,1 A permet d'obtenir des vitesses allant de 275 m.s^{-1} à une dizaine de mètres par seconde (15 m.s^{-1}) en sortie de ce second ralentisseur.

Ensuite nous pouvons laisser le décrochage en fréquence se produire (entre la sortie du ralentisseur et l'entrée du MOT) car la force de rappel du champ magnétique du piège est suffisamment focalisante pour les trajectoires atomiques.

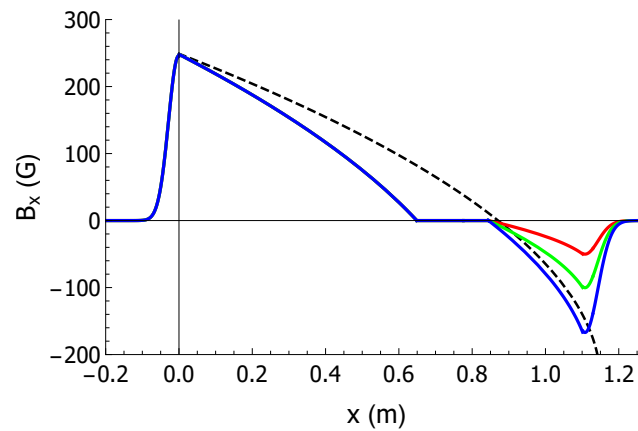


FIGURE B.1 – En traits pleins colorés, différents profils de champ magnétique adopté expérimentalement pour un désaccord vers le rouge de -340 MHz. Les bobines de la première partie sont alimentées par un courant constant de $0,3$ A. Nous donnons l’allure du champ dans la deuxième partie du bobinage pour trois valeurs de courant : $0,3$ A (courbe rouge), $0,6$ A (courbe verte), $1,0$ A (courbe bleue). Les deux pièces sont séparées par une distance de 170 mm environ. Cet espacement est dû à la présence d’une pompe turbomoléculaire entre les deux parties du ralentisseur. L’origine des axes correspond à l’entrée du ralentisseur. La courbe noire pointillée est l’allure du champ magnétique théorique pour obtenir $v(x)$ à partir de l’équation B.0.3.

La figure B.2 donne la dispersion angulaire pour des atomes de vitesse initiale 560 m.s^{-1} sur l’axe x . Le calcul tient donc compte du scénario le plus optimiste où l’ouverture angulaire initiale est une distribution de Dirac. En réalité, le jet ralenti est davantage ouvert de par la distribution angulaire initiale du jet thermique d’au moins 30 mrad. Malgré la perte d’atomes due à une dispersion angulaire importante, le nombre moyen d’atomes est suffisant pour produire une source d’atomes froids.

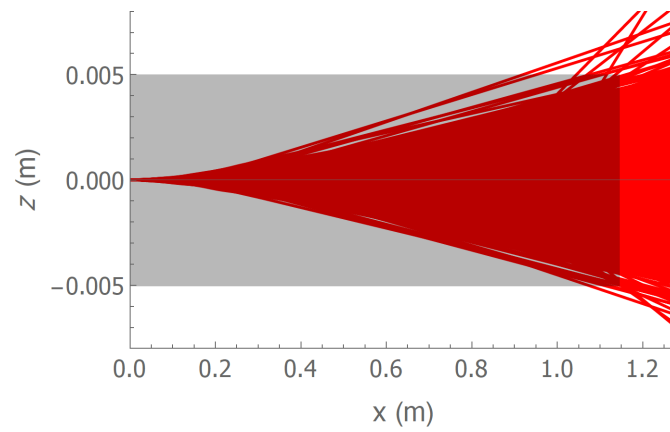


FIGURE B.2 – Imagerie à deux dimensions du jet supersonique pour une vitesse finale théorique minimale réalisée à partir de 1000 trajectoires générées aléatoirement : $v_x = 15 \text{ m.s}^{-1}$ (1,1 A), $\delta_L = -340 \text{ MHz}$, $P_{opt} = 30 \text{ mW}$. Le rectangle transparent représente la géométrie du tube intérieur (sous vide) du ralentisseur de 10 mm de diamètre.

ANNEXE C

SYSTÈME DE DÉTECTION : GALETTE DE MICROCANAU COUPLÉE À DEUX PAIRES DE LIGNES À RETARD

Pour imager le profil transverse du jet, nous disposons d'un détecteur à position qui fonctionne sous une pression inférieure à 10^{-6} mTorr à température ambiante. Celui-ci est constitué de deux éléments principaux. Le premier est un ensemble de deux paires de lignes à retard de 80 mm de diamètre de la société RoentDek Handels GmbH (*Delay Line Detector* DLD80, manuel d'instruction en référence [44]). Celles-ci sont précédées par des galettes de microcanaux céramique (MCP pour *Micro Channel Plate*). Le principe du montage fait intervenir l'effet photoélectrique. Les deux galettes de silice sont traversées par des canaux cylindriques (ϕ 26 μm) disposés de sorte à former un réseau hexagonal de période 32 μm . Les galettes sont disposées l'une face à l'autre en configuration chevron ce qui signifie que l'inclinaison respective des réseaux hexagonaux est inversée l'une par rapport à l'autre.

La surface interne de chaque canal est recouverte d'un revêtement semi-conducteur. De cette façon, lorsqu'un atome d'argon métastable frappe la surface interne d'un microcanal, il va libérer un électron secondaire. Une différence de potentiel d'environ -2.5 kV appliquée entre les deux faces de la galette permet d'accélérer

l'électron au sein du microcanal qui arrache à son tour deux ou trois électrons à la surface. Ces derniers sont à leur tour accélérés et multiplient les électrons Auger. Ceci donne lieu à un gain de 10^6 à 10^7 électrons pour un atome d'argon (Fig. C.1).

En sortie du microcanal, une différence de potentiel de 260 V est maintenue entre la surface arrière du MCP chevron et le maillage électrique à deux dimensions formée par la paire *signal* (x_{sig}, y_{sig}) de lignes à retard. La collecte du nuage d'électrons par la paire *signal* est couplée à un autre maillage de référence par une tension différentielle de 36 V. Les impulsions électriques générées se propagent alors à vitesse finie dans les deux directions du maillage composant la paire *signal* (x_{sig}, y_{sig}). Pour chaque direction, les retards en bout de ligne s'écrivent alors $\Delta t_{x_{sig}} = t_{x_2} - t_{x_1}$ et $\Delta t_{y_{sig}} = t_{y_2} - t_{y_1}$. Cette mesure entre les deux temps d'arrivée aux extrémités des deux lignes « signal » permet de déterminer la position (X, Y) de l'impact connaissant la vitesse de propagation v_{fil} dans la ligne où :

$$\begin{cases} X = v_{fil} \Delta t_{x_{sig}} \\ Y = v_{fil} \Delta t_{y_{sig}} \end{cases} \quad (\text{C.0.1})$$

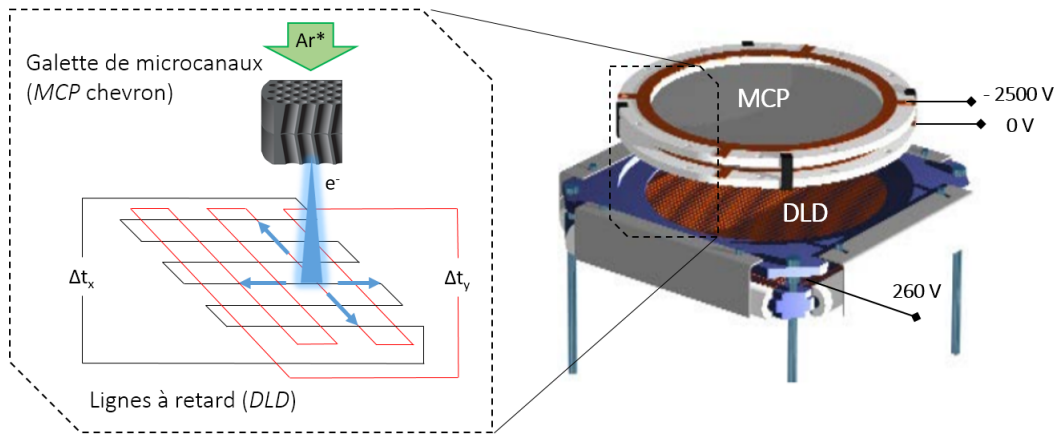


FIGURE C.1 – Schéma de principe du détecteur : MCP et DLD.

On peut ainsi imager spatialement le jet (nombre de coups) dans le plan transverse (xOy) avec une efficacité quantique de 15 à 20 %. Cette valeur est plutôt confortable en ce sens qu'elle offre une mesure sur fond relativement noir (environ 20 Hz sur toute la surface du détecteur). Nous pouvons réaliser des coupes transverses de largeur variable (résolution spatiale de $150 \mu\text{m}$) où chaque impact est

corrélé à un temps de vol (résolution temporelle de 400 ps) à partir de l'instant de déclenchement du faisceau pousseur.

L'ensemble des caractéristiques spatiotemporelles du jet peuvent être traitées pendant l'acquisition ou *a posteriori*. La grande résolution temporelle est à cet effet utile pour sélectionner des tranches de vitesses ultra fines tant que l'amplitude du signal est suffisante dans la tranche sélectionnée pour former la zone de l'image correspondante. Expérimentalement, nous pouvons collecter un nombre d'atomes conséquent dont la dispersion relative en vitesse $\delta v_z/v_z$ est de l'ordre de 10^{-3} (soit quelques μs d'écart-type en temps de vol). On peut à l'inverse, extraire une distribution de temps de vol à partir d'un domaine spatial de dimensions choisies sur l'image donnée par le détecteur.

Les signaux bruts provenant des DLD sont envoyés vers un boîtier électronique ATR-19 qui met en forme les signaux en les amplifiant et en les discriminant en temps à l'aide de circuits CFD (*Constant-Fraction Discriminator*). Ces signaux sont disponibles sous le format logique NIM (*Nuclear Instrumentation Methods*, tension de 0 à -0.8 V pour les niveaux logiques 0 et 1) en sortie de boîtier. Ces signaux sont ensuite convertis en signaux logiques TTL à partir d'une carte TDC (*Time-to-Digital Converter*). Ces données sont par la suite traitées par un logiciel (CoboldPC) sur ordinateur. C'est à partir de cette interface que nous visualisons (image 2D du jet), traitons ou post-traitons (filtrage temporel ou spatial, sauvegardes, *etc.*) les données acquises.

Des effets d'emmagasinage de charges peuvent survenir sur un tel détecteur, après une coupure de courant ou après une remise à l'air par exemple. J'ai à ce titre dû étalonner le détecteur à plusieurs reprises. La procédure consiste à ré-équilibrer les tensions de grille des DLD de sorte à ce que les temps de propagation des impulsions électriques ne soient pas parasitées par une mauvaise focalisation des lignes de champ électrique. Si la tension est trop forte, la distribution angulaire du nuage d'électrons sera trop faible. Inversement, le nuage sera trop épars au point de couvrir plusieurs motifs du maillage.

Par la suite, le contrôle des seuils de déclenchement des différentes chaînes d'amplification de l'ATR-19 (8 au total) permet de moduler le niveau du bruit d'obscurité et d'endiguer en amont les signaux parasites qui déclenchent un signal MCP. Pour ce faire, des potentiomètres sont disponibles sur l'ATR-19.

Pour plus d'informations au sujet du détecteur, le lecteur peut se référer à un manuscrit de thèse du laboratoire Charles Fabry [45].

ANNEXE D

UN MILIEU D'INDICE NÉGATIF POUR L'ONDE DE MATIÈRE

On associe à l'onde de matière une densité de courant de probabilité J respectant la condition de conservation de la densité de probabilité $\vec{\text{div}}\vec{J} + (\partial/\partial t)\rho$ avec $\rho = |\Psi|^2$ la densité de probabilité fonction de l'amplitude de probabilité Ψ . Son flux à travers une surface $d\vec{s}$ élémentaire donne une probabilité par unité de temps. Cette densité de courant de probabilité atomique est liée à la vitesse de groupe v_g . Elle trouve son équivalent en optique avec la densité d'énergie (vecteur de Poynting). Pour un paquet d'ondes libre $\Psi(z, k, t)$ (*e.g.* un atome) dans le vide, on a :

$$v_g = |\Psi(z, k, t)|^2 \times J \quad (\text{D.0.1})$$

Contrairement à ce qui se produit en optique lumineuse, la direction de la vitesse de phase n'est pas opposée à la vitesse de groupe pour les ondes de matière dans un méta-milieu (elle est selon l'axe de propagation libre). En revanche, la vitesse de groupe ne l'est plus nécessairement.

En effet, pour l'onde libre elle s'écrit $v_g = \partial_k \omega(k) = \hbar k / m_{Ar^*}$. Dès l'instant où intervient un potentiel dépendant du temps, v_g est modifiée au travers de $\phi(k, t)$ d'après l'équation II.2.29. Toutefois, ce phénomène d'inversion de vitesse de groupe ne peut être que transitoire car, en régime permanent, la source émet mais ne reçoit pas.

L'action de la force magnétique exercée selon l'axe z de la chambre d'expérience confère aux atomes une propagation libre selon l'axe transverse $x(t) = (v_g)_x t = \hbar(k_0)_x / m_{Ar^*}$ (Fig. D.1). En régime conservatif (équivalent à une lame mince pour une impulsion longue) ou non (réfraction négative pour une impulsion courte), la variation de la vitesse longitudinale du centre du paquet d'ondes selon z s'accompagne de déviations en x fonction du temps d'interaction $\Delta\tau_u$ et de la constante τ_0 .

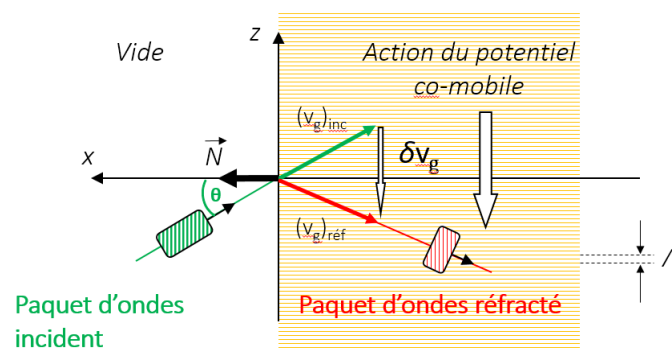


FIGURE D.1 – Représentation schématique de l'effet du renversement sur la composante longitudinale suivant z de la vitesse de groupe atomique. Pour des champs de quelques centaines de mT, on attend une réfraction négative pour des vitesses longitudinales inférieures à 20 m.s^{-1} . La trajectoire atomique se retrouve transitoirement du même côté que la trajectoire incidente relativement à la normale à la surface (orientée par \vec{N}).

ANNEXE E

CONFIGURATION DU CHAMP MAGNÉTIQUE STATIQUE PRODUIT PAR LE GÉNÉRATEUR

Le principe général du calcul du champ statique considère un système de courants continus circulant en présence de matière aimantée où l'on suppose qu'elle a une réponse linéaire au regard du champ extérieur et dont la permittivité magnétique relative est très grande : $\mu_R = \mu/\mu_0 \gg 1$ (de type ferromagnétique). On démontre alors que le champ \vec{B} se calcule comme dans le vide, en tout point, à condition d'ajouter aux vrais courants des courants fictifs dont la densité volumique est $\vec{j} = \text{rot}.\vec{M}$ et la densité surfacique $\vec{j}_s = \vec{n} \wedge \vec{M}$ où \vec{M} est l'aimantation dans la matière aimantée et \vec{n} le vecteur normal à la surface de celle-ci (Fig. II.15).

En réalité, le principe précédent ne permet pas le calcul du champ en tout point car l'aimantation \vec{M} dépend elle-même du champ dans le milieu aimanté. Dans le cas qui nous intéresse d'un entrefer rectangulaire répété périodiquement, nous supposons que l'aimantation \vec{M} est uniforme ($\text{rot}.\vec{M} = \vec{0}$) dans la matière aimantée et qu'elle est parallèle à l'axe y des pièces polaires. On renonce ici à déterminer sa valeur absolue (qui dépend du courant excitateur des électroaimants) et donc aussi bien celle du champ. On se contente ici de déterminer la configuration du champ \vec{B} . L'hypothèse précédente implique que les seuls courants fictifs sont des courants superficiels de densité \vec{j}_s à la surface des pièces polaires.

La géométrie des entrefers est représentée ici dans le plan médian (yOz) et le champ magnétique sera calculé uniquement dans ce plan (Fig. E.1). Pour les courants excitateurs, le plan médian est un plan d'antisymétrie pour le pseudo-vecteur \vec{B} donc \vec{B} est contenu dans ce plan. Et puisque dans la symétrie par rapport au plan (yOz), les courants excitateurs se trouvent multipliés par -1, il en résulte que \vec{B} devient $-\vec{B}$. Au total, ce champ n'a donc que deux composantes $B_y(y, z)$ et $B_z(y, z)$.

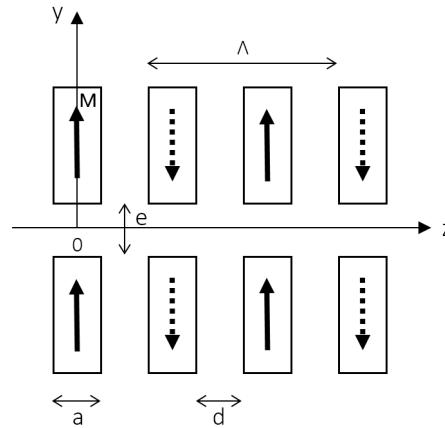


FIGURE E.1 – Schéma de quatre électroaimants qui composent le générateur de champ magnétique co-mobile. On donne les dimensions de longueur associées, a , d , e et Λ .

Dans le cas présent, le dispositif de champ co-mobile comporte 10 périodes spatiales, avec :

$$a = 2,1 \text{ mm}, d = 2 \text{ mm}, e = 0,8 \text{ mm}, \Lambda = 8,1 \text{ mm}$$

La largeur dans le plan perpendiculaire au plan médian est $b = 6,1 \text{ mm}$. Expérimentalement, cette ouverture est réduite à 4 mm par la présence d'une fente à l'entrée du générateur.

L'aimantation étant parallèle à y , la densité de courant superficiel $\vec{j}_s = \vec{n} \wedge \vec{M}$ entoure la surface du matériau magnétique. Cela équivaut à un ensemble de spires de courant rectangulaires ($a \times b$) parcourues par un certain courant i qu'il n'est pas nécessaire de préciser et qui est d'ailleurs différent du courant excitateur. Considérons la spire centrée sur l'axe Oy , placée à la hauteur ξ au dessus de O et d'autre part un point M de coordonnées (y, z) (Fig. E.2).

La contribution au champ des petits côtés (\vec{B}_{pc}) du rectangle s'obtient en considérant deux points P_1 et P_2 symétriques par rapport au plan (y, z) et deux dépla-

cements élémentaires opposés $d\vec{l}_1 = \vec{u}_z dz'$, $d\vec{l}_2 = -\vec{u}_z dz'$ (Fig. E.3). Ces deux points sont à une même distance r de M, avec $r^2 = b^2/4 + (y - \xi)^2 + (z - z')^2$ où les distances r_1 et r_2 sont données par :

$$\begin{cases} r_1^2 = (x - b/2)^2 + (y - \xi)^2 + (z - z')^2 \\ r_2^2 = (x + b/2)^2 + (y - \xi)^2 + (z - z')^2 \end{cases} \quad (\text{E.0.1})$$

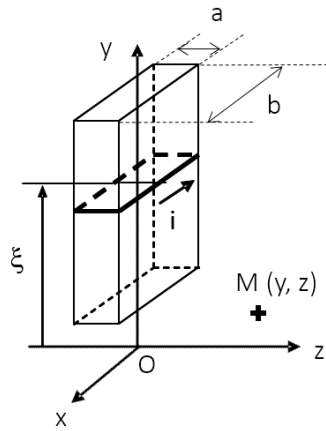


FIGURE E.2 – Schéma d'un barreau aimanté d'épaisseur a et de largeur b dont on montre uniquement la partie supérieure. On y représente une spirale de courant fictif i . La détermination de la configuration du champ magnétique statique se fait dans le plan (yOz) .

D'après la loi de Biot et Savart, un élément de déplacement en courant $id\vec{l}$ placé en P crée en un point M le champ $d\vec{B} = (\mu_0/4\pi)ir^{-3}d\vec{l} \wedge \vec{r} = Cr^{-3}d\vec{l} \wedge \vec{r}$ où \vec{r} est le vecteur \overrightarrow{PM} . Appliquant ce résultat, on trouve sans peine que le champ créé par les petits côtés est :

$$\vec{B}_{pc} = C \int_{-a/2}^{a/2} \vec{V}_1 r^{-3} dz' + C \int_{-a/2}^{a/2} \vec{V}_2 r^{-3} dz' \quad (\text{E.0.2})$$

où \vec{V}_1 a les composantes $(b/2, \xi, z')$ et \vec{V}_2 les composantes $(-b/2, \xi, z')$. On peut ainsi réécrire E.0.2 sous la forme suivante :

$$\vec{B}_{pc} = C \int_{-a/2}^{a/2} \vec{b} r^{-3} dz' \quad (\text{E.0.3})$$

où \vec{b} a les composantes $(0, \xi, z')$.

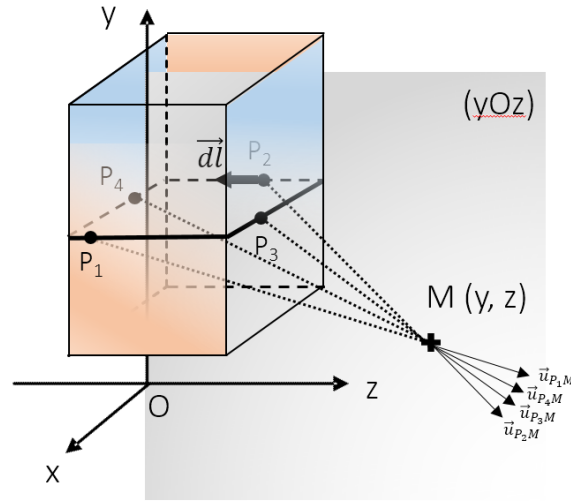


FIGURE E.3 – Schéma d'un barreau aimanté. La détermination de la configuration du champ magnétique statique se fait dans le plan (yOz) . Le calcul consiste à intégrer un élément de parcours du courant placé en P_i qui crée le champ élémentaire $d\vec{B}$ en un point M du plan. En orange, les petits côtés ; en bleu, les grands côtés.

Pour calculer la contribution des grands côtés (\vec{B}_{gc}), on prend sur chacun d'eux les points $P_3(x', \xi, a/2)$ et $P_4(x', \xi, -a/2)$ auxquels on associe les éléments de longueur $d\vec{l}_3 = -\vec{u}_x dx'$, $d\vec{l}_4 = \vec{u}_x dx'$ et les distances r_3 et r_4 données par :

$$\begin{cases} r_3^2 = (x - x')^2 + (y - \xi)^2 + (z - a/2)^2 \\ r_4^2 = (x - x')^2 + (y - \xi)^2 + (z + a/2)^2 \end{cases} \quad (\text{E.0.4})$$

Appliquant la même méthode, on trouve :

$$\vec{B}_{gc} = C \int_{-b/2}^{b/2} \vec{V}_3 r_3^{-3} dx' + C \int_{-b/2}^{b/2} \vec{V}_4 r_4^{-3} dx' \quad (\text{E.0.5})$$

où \vec{V}_3 a les composantes $(0, \xi, a/2)$ et \vec{V}_4 les composantes $(0, \xi, -a/2)$.

D'après le principe de superposition on trouve ainsi les deux composantes (dans le plan (yOz)) du champ total créé par la spire : $\vec{B}_{sp} = \vec{B}_{pc} + \vec{B}_{gc}$.

Toutes les intégrales précédentes sont analytiques (rapports de polynômes à diverses puissance (0.5, 1, 1.5)).

L'étape suivante est de considérer un nombre suffisant de spires (en fait quelques dizaines) dont la coordonnée ξ varie en principe dans les intervalles $[-\infty, -e/2]$ et

$[e/2, +\infty]$. On trouve alors la configuration dans le plan médian du champ créé par un seul entrefer, soit $\vec{B}(y, z)$ de coordonnées $(B_y(y, z), B_z(y, z))$ déduites à partir de E.0.3 et E.0.5 et dont on montre les allures en figure E.4.

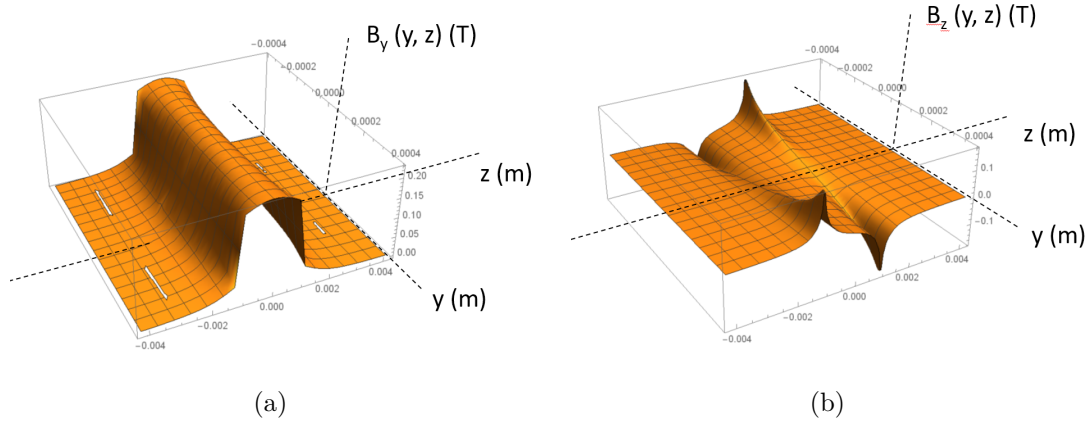


FIGURE E.4 – (a) Amplitude de la composante verticale du champ magnétique en fonction de la coordonnée longitudinale z et de la coordonnée transverse verticale y , calculée dans le plan (yOz) (b) Amplitude de la composante longitudinale du champ magnétique en fonction de la coordonnée longitudinale z et de la coordonnée transverse verticale y , calculée dans le plan (yOz) .

Considérons maintenant une succession d'électroaimants identiques le long de l'axe z , alimentés alternativement avec un certain courant $\pm i$. Le premier est centré sur $z = 0$, le suivant sur $z = \Lambda/2$, puis sur $z = \Lambda$, *etc.* Pour N électroaimants, le champ total créé en un point du plan médian s'écrit simplement :

$$\vec{B}_{tot}(y, z) = \sum_{p=0}^N (-1)^p \vec{B}(y, z - p\Lambda/2) \quad (\text{E.0.6})$$

L'enveloppe du champ magnétique dans le générateur n'est pas uniforme d'après les mesures faites par le passé. Le champ sera testé au moyen de l'expression analytique E.0.6 que nous pondérerons par les amplitudes en valeur absolue du champ mesuré (Fig. II.16).

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. Kantrowitz and J. Grey. *A high intensity source for the molecular beam. Part I. Theoretical.* Review of Scientific Instruments, **22** :328, 1951.
- [2] G.B. Kistiakowsky and W.P. Slichter. *A high intensity source for the molecular beam. Part II. Experimental.* Review of Scientific Instruments, **22** :333, 1951.
- [3] R. Campargue. *Progress in overexpanded supersonic jets and skimmed molecular beams in free-jet zones of silence.* Journal of Physical Chemistry, **88** :4466, 1984.
- [4] B. Brutschy and H. Haberland. *A high-intensity beam of metastable helium atoms with good velocity resolution.* Journal of Physics E : Scientific Instruments, **10** :90, 1977.
- [5] T. Taillandier-Loize. *Jet lent d'atomes d'argon métastables pour l'étude de l'échange de métastabilité, des interactions de van der Waals et des milieux d'indice négatif.* PhD thesis, Université Paris 13, 2014.
- [6] T. Taillandier-Loize, S.A. Aljunid, F. Correia, N. Fabre, F. Perales, J.M. Tualle, J. Baudon, M. Ducloy, and G. Dutier. *A low velocity-tunable pulsed atomic beam of metastable argon.* Journal of Physics D : Applied Physics, **49** :135503, 2016.
- [7] F. Lison, P. Schuh, D. Haubrich, and D. Meschede. *High-brilliance Zeeman-slowed cesium atomic beam.* Physical Review A, **61** :013405, 1999.
- [8] A. Trimeche, M.N. Bera, J.P. Cromières, J. Robert, and N. Vanhaecke. *Trapping of a supersonic beam in a traveling magnetic wave.* The European Physical Journal D, **65** :263–271, 2011.
- [9] N. Vanhaecke, U. Meier, M. Andrist, B.H. Meier, and F. Merkt. *Multistage Zeeman deceleration of hydrogen atoms.* Physical Review A, **75** :031402, 2007.

-
- [10] H.L. Bethlem, G. Berden, and G. Meijer. *Decelerating Neutral Dipolar Molecules*. Physical Review Letters, **83** :1558, 1999.
- [11] H.L. Bethlem, F.MH Cromptoets, R.T. Jongma, S.YT van de Meerakker, and G. Meijer. *Deceleration and trapping of ammonia using time-varying electric fields*. Physical Review A, **65** :053416, 2002.
- [12] S.A. Meek, C. Horst, and G. Meijer. *A Stark decelerator on a chip*. New Journal of Physics, **11** :055024, 2009.
- [13] P.F. Barker and M.N. Schneider. *Optical microlinear accelerator for molecules and atoms*. Physical Review A, **64** :033408, 2001.
- [14] P.F. Barker and M.N. Schneider. *Slowing molecules by optical microlinear deceleration*. Physical Review A, **66** :065402, 2002.
- [15] R. Mathevet, K. Brodsky, B.J. Lawson-Daku, Ch. Miniatura, J. Robert, and J. Baudon. *Atomic interferences in a comoving magnetic field*. Physical Review A, **56** :2954, 1997.
- [16] R. Mathevet, J. Robert, and J. Baudon. *Genericity property of comoving potentials*. Physical Review A, **61** :033604, 2000.
- [17] J. Baudon, M. Hamamda, J. Grucker, M. Boustimi, F. Perales, G. Dutier, and M. Ducloy. *Negative-Index Media for Matter-Wave Optics*. Physical Review Letters, **102** :140403, 2009.
- [18] M. Hamamda, F. Perales, G. Dutier, C. Mainos, J. Baudon, M. Boustimi, and M. Ducloy. *Time reversal in matter-wave optics*. The European Physical Journal D, **61** :321–325, 2011.
- [19] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, and E.A. Cornell. *Observation of Bose–Einstein condensation in a dilute atomic vapor*. Science, **269** :198–201, 1995.
- [20] K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, and W. Ketterle. *Bose–Einstein condensation in a gas of sodium atoms*. Physical Review Letters, **75** :3969–3973, 1995.
- [21] W. Esterman and O. Stern. *Beugung von molekulastrahlen*. Zeitschrift für Physik, **61** :95, 1930.
- [22] T.H. Johnson. *Diffraction of Hydrogen Atoms*. Physical Review, **37** :8, 1931.
- [23] C. Davisson and L.H. Germer. *Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel*. Physical Review, **30** :705, 1927.

-
- [24] H. B. G. Casimir and D. Polder. *The influence of retardation on the London–van der Waals forces.* Physical Review, **73** :360, 1948.
- [25] J.E. Lennard-Jones. *Processes of adsorption and diffusion on solid surfaces.* Transactions Of The Faraday Society, **28** :333, 1932.
- [26] E.F. Burton. *Viscosity of helium I and helium II.* Nature, **135** :265, 1935.
- [27] P. Kapitza. *Viscosity of liquid helium below the lambda–point.* Nature, **141** :74, 1938.
- [28] J.F. Allen and A.D. Misener. *Flow of liquid helium II.* Nature, **141** :75, 1938.
- [29] T.A. Savas, S.N. Shah, M.L. Schattenburg, J.M. Carter, and H.I. Smith. *Achromatic interferometric lithography for 100-nm-period gratings and grids.* Journal of Vacuum Science and Technology B, **13** :2732, 1995.
- [30] M.L. Schattenburg, E.H. Anderson, and H.I. Smith. *X-ray/vuv transmission gratings for astrophysical and laboratory applications.* Physica Scripta, **41** :13, 1990.
- [31] D.W. Keith, M.L. Schattenburg, H.I. Smith, and D.E. Pritchard. *Diffraction of Atoms by a Transmission Grating.* Physical Review Letters, **61** :14, 1988.
- [32] G.C. Hegerfeldt, T. Köhler, R.E. Grisenti, W. Schöllkopf, and J.P. Toennies. *Determination of Atom-Surface van der Waals Potentials from Transmission-Grating Diffraction Intensities.* Physical Review Letters, **83** :9, 1999.
- [33] R. Brühl, P. Fouquet, R.E. Grisenti, J.P. Toennies, G.C. Hegerfeldt, T. Köhler, M. Stoll, and C. Walter. *The van der Waals potential between metastable atoms and solid surfaces : Novel diffraction experiments vs. theory.* Europhysics Letters, **59** :357–363, 2002.
- [34] A. Anderson, S. Haroche, E.A. Hinds, W. Jhe, and D. Meschede. *Measuring the van der Waals forces between a Rydberg atom and a metallic surface.* Physical Review A, **37**(3594), 1988.
- [35] V. Sandoghdar, C.I. Sukenik, E.A. Hinds, and S. Haroche. *Direct measurement of the van der Waals interaction between an atom and its images in a micron-sized cavity.* Physical Review Letters, **68**(3432), 1992.
- [36] M. Oria, M. Chevrolier, D. Bloch, M. Fichet, and M. Ducloy. *Spectral observation of surface-induced van der Waals attraction on atomic vapour.* Europhysics Letters, **14**(527), 1991.

- [37] G. Dutier. Cavité nanométrique de Césium : spectroscopie à haute résolution et interaction de surface de type van der Waals. PhD thesis, Université Paris 13, 2003.
- [38] S. Lepoutre, H. Jelassi, V.P.A. Lonij, G. Tréneç, M. Büchner, A.D. Cronin, and J. Vigué. *Dispersive atom interferometry phase shifts due to atom-surface interactions*. EPL Journal, **88**(20002), 2009.
- [39] M. Hamamda. Perspectives nouvelles pour l'optique en jets : interaction de van der Waals-Zeeman et milieux d'indice négatif pour les ondes de matière. PhD thesis, Université Paris 13, 2011.
- [40] J.-C. Karam, J. Grucker, M. Boustimi, G. Vassilev, J. Reinhardt, C. Mainos, V. Bocvarski, J. Robert, J. Baudon, and F. Perales. *Surface-induced vibrational excitation of metastable nitrogen molecules traversing a micro-slit copper grating : a probe of surface profiles*. Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics, **39** :1837, 2006.
- [41] M. Boustimi, J. Baudon, F. Pirani, M. Ducloy, J. Reinhardt, F. Perales, C. Mainos, V. Bocvarski, and J. Robert. *Surface-induced vibrational transition of metastable nitrogen molecules passing through a nano-slit grating*. Europhysics Letters, **56** :644–650, 2001.
- [42] J. Grucker, J.-C. Karam, F. Correia, F. Perales, G. Vassilev, V. Bocvarski, S.M. Chérif, J. Baudon, and M. Ducloy. *Diffraction of fast metastable atoms by micrometric reflection gratings*. The European Physical Journal D, **41** :467–474, 2007.
- [43] SmarAct GMBH. www.smaract.com.
- [44] Roentdek Handels GmbH : MCP Delay Line Detector Manual. www.roentdek.com.
- [45] M. Schellekens. L'effet Hanbury Brown et Twiss pour les atomes froids. PhD thesis, Université Paris 11, 2007.
- [46] Heat Wave Labs. www.cathode.com.
- [47] S. Schohl, D. Klar, T. Kraft, H. A. J. Meijer, M-W. Ruf, U. Schmitz, S.J. Smith, and H. Hotop. *Absolution detection of metastable rare gas atoms by a cw laser photoionization method*. Z. Phys. D - Atoms, molecules and clusters, **21** :25–39, 1991.
- [48] W.D. Phillips and H. Metcalf. *Laser Deceleration of an Atomic Beam*. Physical Review Letters, **48** :596, 1982.

-
- [49] J.B. Schumaker Jr. and C.H. Popenoe. *Experimental transition probabilities for the Ar I 4s-4p array*. Journal of the Optical Society of America, **57(1)** :8–10, 1967.
- [50] R.H. Garstang and J. van Blerkom. *Transition probabilities in the Ar I spectrum*. Journal of the Optical Society of America, **55(9)** :1054–1057, 1965.
- [51] A. Derevianko and A. Dalgarno. *Long-range interaction of two metastable rare-gas atoms*. Physical Review A, **62** :062501, 2000.
- [52] K.B. MacAdam, A. Steinbach, and C. Wieman. *A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb*. American Journal of Physics, **60(12)** :1098–1111, 1992.
- [53] A A Opto-Electronic. www.aaoptoelectronic.com.
- [54] Z.T. Lu, K.L. Corwin, M.J. Renn, M.H. Anderson, E.A. Cornell, and C.E. Wieman. *Low-velocity intense source of atoms from a magneto-optical trap*. Physical Review Letters, **77** :3331–3334, 1996.
- [55] T. Jelte, J.M. McNamara, W. Hogervorst, W. Vassen, V. Krachmalnicoff, M. Schellekens, A. Perrin, H. Chang, D. Boiron, A. Aspect, and C.I. Westbrook. *Comparison of the Hanbury Brown-Twiss effect for bosons and fermions*. Physical Review Letters, **445** :402–405, 2007.
- [56] F. Pereira Dos Santos, F. Perales, J. Léonard, A. Sinatra, J. Wang, F. Saverio Pavone, E. Rasel, C.S. Unnikrishnan, and M. Leduc. *Penning collisions of laser-cooled metastable helium atoms*. The European Physical Journal D, **14** :15–22, 2001.
- [57] T. Vogt and L. Wenhui. *Negative refraction for incoherent atomic matter waves*. Physical Review A, **91**(033634), 2015.
- [58] V.P.A. Lonij, W.F. Holmgren, and A.D. Cronin. *Magic ratio of window width to grating period for van der Waals potential measurements using material gratings*. Physical Review A, **80** :062904, 2009.
- [59] Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light.
- [60] John. D. Perreault. Using atom optics to measure van der waals atom-surface interaction. PhD thesis, 2005.
- [61] S. Jeannot. Développement de matériaux déposés par PECVD pour les interconnexions optiques dans les circuits intégrés par une approche back-end. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2006.

- [62] U. Mohideen and A. Roy. *Precision Measurement of the Casimir Force from 0.1 to 0.9 μm* . Physical Review Letters, **81** :4549, 1998.
- [63] F. Shimizu. *Specular Reflection of Very Slow Metastable Neon Atoms from a Solid Surface*. Physical Review Letters, **86** :987, 2000.
- [64] E.M. Lifshitz. *The theory of molecular attractive forces between solids*. Journal of Experimental and Theoretical Physics, **2** :73, 1956.
- [65] A. Lambrecht and S. Reynauld. *Casimir force between metallic mirrors*. The European Physical Journal D, **8** :309, 1999.
- [66] J.M. Wylie and J.E. Sipe. *Quantum electrodynamics near an interface*. Physical Review A, **30** :3, 1984.
- [67] J.M. Wylie and J.E. Sipe. *Quantum electrodynamics near an interface. II*. Physical Review A, **32** :4, 1985.
- [68] M. Arndt et al. *An atomically thin matter-wave beam splitter*. Nature Nanotechnology, **10** :845–848, 2015.
- [69] R.E. Grisenti, W. Schöllkopf, J.P. Toennies, G.C. Hegerfeldt, T. Köhler, and M. Stoll. *Determination of the Bond Length and Binding Energy of the Helium Dimer by Diffraction from a Transmission Grating*. Physical Review Letters, **85**(11), 2000.
- [70] R. Brühl, A. Kalinin, O. Kornilov, J.P. Toennies, G.C. Hegerfeldt, and M. Stoll. *Matter Wave Diffraction from an Inclined Transmission Grating : Searching for the Elusive ^4He Trimer Efimov State*. Physical Review Letters, **95**(11), 2005.
- [71] G.C. Hegerfeldt and M. Stoll. *Matter Wave Diffraction at oblique incidence : Higher resolution and the $^4\text{He}_3$ Trimer Efimov State*. Physical Review A, **71**(033606), 2005.
- [72] R.E. Grisenti, W. Schöllkopf, J.P. Toennies, J.R. Manson, T.A. Savas, and H.I. Smith. *He-atom diffraction from nanostructure transmission gratings : The role of imperfections*. Physical Review A, **61**(033608), 2000.
- [73] J.D. Perreault and A.D. Cronin. *Phase analyzer of atom diffraction from a rotated material grating*. Physical Review A, **70** :043607, 2004.
- [74] J.D. Perreault and A.D. Cronin. *Observation of AtomWave Phase Shifts Induced by Van Der Waals Atom-Surface Interactions*. Physical Review Letters, **95** :133201, 2005.

-
- [75] M. Hamamda, M. Boustimi, F. Correia, J. Baudon, T. Taillandier-Loize, G. Du-
tier, F. Perales, and M. Ducloy. *Atom slowing via dispersive optical interactions*.
Physical Review A, **85** :023417, 2012.
- [76] I. Antoniadis, S. Baessler, M. Büchner, V.V. Fedorov, S. Hoedl, A. Lambrecht,
V.V. Nesvizhevsky, G. Pignol, K.V. Protasov, S. Reynaud, and Yu. Sobolev.
Short-range fundamental forces. Comptes Rendus Physique, **12**(8) :755–778,
2011.
- [77] R.S. Decca, D. Lopez, H.B. Chan, E. Fishbach, D.E. Krause, and C. Jamell.
Constraining new forces in the Casimir regime using the isoelectronic technique.
Physical Review Letters, **94**(240401), 2005.
- [78] Atomic Physics. Oxford University Press, 2009.
- [79] J. Grucker. Expériences d’optique atomique cohérente ou non avec un jet
superfin d’atomes métastables de gaz rares. PhD thesis, Université Paris 13,
2007.