

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de DOCTEUR en Sciences
de l'Université Paris-Sud XI

Discipline : Physique

DÉCÉLÉRATION ZEEMAN-STERN GERLACH D'UN JET SUPERSONIQUE DE PARTICULES PARAMAGNÉTIQUES PAR UNE ONDE DE CHAMP MAGNÉTIQUE PROGRESSIVE

Azer TRIMECHE
azer.trimeche@u-psud.fr

Soutenue publiquement le 17/12/2013 devant un jury composé de :

<i>Rapporteurs</i>	Carlo RIZZO	L N C M I T
	Francisco PERALES	L P L
<i>Examineurs</i>	Michèle LEDUC	L K B
	Danielle DOWEK	I S M O
	Pierre PILLET	L A C
<i>Directeur de thèse</i>	Jacques ROBERT	L A C

Laboratoire Aimé Cotton

Résumé

Ce travail porte sur l'étude et la réalisation d'une nouvelle technique de décélération d'un jet supersonique de particules paramagnétiques en utilisant une onde de champ magnétique progressive co-mobile. Cette technique repose sur une méthode de ralentissement basée sur les forces de type Stern Gerlach agissant sur un système paramagnétique en mouvement en présence d'un champ magnétique co-propageant. Cette méthode très innovatrice a l'avantage de pouvoir s'appliquer à une grande palette d'espèces ouvrant ainsi de nouvelles possibilités d'applications. On décrit une approche théorique adaptée qui permet de faire un lien direct entre la théorie, la programmation des paramètres expérimentaux, les résultats obtenus et ce d'une manière systématique, rationnelle et prédictive. La compréhension et le contrôle de la dynamique du piégeage à une vitesse donnée, de l'accélération et de la décélération nécessitent le découplage entre les effets transverses et les effets longitudinaux de l'onde. Ces derniers sont clairement visibles quand un champ magnétique uniforme ajouté vient limiter les effets transverses de l'onde de champ magnétique progressive. Les perspectives pour ce nouveau décélérateur Zeeman Stern Gerlach sont grandes. La décélération des molécules paramagnétiques, des radicaux libres et des neutrons est envisageable.

Mots clés : Décélération Zeeman, effet Stern Gerlach longitudinal, onde de champ magnétique co-mobile, particules ralenties, molécules froides, atomes froids, neutrons, guide quadripolaire, jet supersonique, argon métastable, néon métastable, force décélératrices.

**Zeeman-Stern Gerlach deceleration
of supersonic beams of
paramagnetic particles with
traveling waves of magnetic field**

Abstract

This work focuses on the study and implementation of a new technique of deceleration of a supersonic beam of paramagnetic particles using a co-moving progressive wave of magnetic field. This technique relies on a method of slowing based on Stern-Gerlach forces acting on a paramagnetic system in motion in the presence of a co-propagating magnetic field. This highly innovative approach has the advantage of being applicable to a wide range of species and opens up new opportunities. A suitable theoretical approach is followed, that allows for a direct link between theory, programming of experimental parameters, and experimental results in a systematic, rational and predictive manner. The understanding and control of the dynamics of trapping at a given speed, acceleration and deceleration require decoupling between the transverse and longitudinal effects of the wave. These effects are clearly visible when the added uniform magnetic field limits the transverse effects of the progressive wave of magnetic field. The outlooks for the new Zeeman Stern Gerlach decelerator are numerous. Deceleration paramagnetic molecules, free radicals and neutrons are possible.

Keywords: Zeeman Deceleration, Stern Gerlach effect, co-moving wave of magnetic field, cold particles, cold molecules, cold atoms, neutrons, quadrupolar guide, supersonic beam, metastable argon, metastable neon, decelerating forces.

Remerciements



À l'issue de la rédaction de cette recherche, je suis convaincu que la thèse est loin d'être un travail solitaire. En effet, je n'aurais jamais pu réaliser ce travail doctoral sans le soutien d'un grand nombre de personnes dont la générosité, la bonne humeur et l'intérêt manifestés à l'égard de ma recherche m'ont permis de progresser dans cette phase délicate de « l'apprenti-chercheur ».

Ce travail de thèse s'est déroulé au laboratoire Aimé Cotton de l'Université Paris XI à Orsay. Je remercie son ancien directeur, Pierre Pillet, de m'y avoir accueilli. Je vais maintenant m'attacher à remercier ceux qui ont personnellement contribué à la réussite de mes travaux et rendu ces trois années inoubliables et passionnantes.

Tout d'abord, je tiens à remercier Francisco Perales (LPL) et Carlo Rizzo (LNC-MIT) d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce manuscrit. Ils ont également contribué par leurs remarques et suggestions à améliorer la qualité de ce mémoire, et je leur en suis très reconnaissant. Leur intérêt ainsi que leur maîtrise technique des sujets de thèse ont permis des échanges de qualité durant la soutenance. Je remercie également Michèle Leduc (LKB), Danielle Dowek (ISMO) et Pierre Pillet (LAC) qui ont accepté de faire partie de mon jury de thèse.

La personne à laquelle je dois le plus est mon directeur de thèse, Jacques Robert. Je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude pour la confiance qu'il m'a accordée, pour ses multiples conseils et pour sa disponibilité. Il a été présent à mes côtés jusqu'à des heures très tardives lorsque les difficultés me semblaient trop importantes, ce qui m'a permis de retrouver l'envie d'avancer. J'ai été extrêmement sensible à ses qualités humaines d'écoute, de compréhension et d'intervention tout au long de ce travail. Jacques, à qui je dois tout le respect, tient une place toute particulière. Il est pour moi un modèle à suivre dans ma vie de chercheur.

Je voudrais remercier très chaleureusement Nicolas Vanhaecke pour son soutien au début de ma thèse. Il a vraiment su, avec patience et ténacité, m'initier à cette manipe. Grâce à lui, j'ai pu découvrir le développement instrumental sous toutes ses coutures. J'adresse ensuite mes plus sincères remerciements à Anne Cournol et Manabendra Nath Bera (Manou) pour leur grand support au début de ma thèse, leurs conseils et leur bonne humeur rendant l'ambiance de travail agréable.

Mes remerciements vont également à l'équipe d'électronique du laboratoire et tout particulièrement à Jean Paul Cromières qui a développé en étroite collaboration avec Nicolas Vanhaecke, concepteur de la version initiale de l'expérience, les générateurs de signaux sinusoïdaux pulsés de forte puissance. Je tiens à remercier l'ensemble des personnels techniques et administratifs du laboratoire pour leur gentillesse et leur patience qu'ils ont manifestées à mon égard durant cette thèse, pour tous leurs conseils et leur support également.

Je souhaiterais adresser toute ma gratitude à Issam Manai pour son amitié dont il m'honore et pour son soutien dans les moments difficiles. Je remercie également mes compatriotes Rida Horchani, Tarek Abidi et Oussama Mhibik en leur souhaitant une bonne continuation. Merci à Sylvie pour sa bonne humeur chaque matin. Un grand merci à tous les thésards que j'ai côtoyés durant cette aventure : Matthieu, Robert, Thomas, Yohann, Vianney, Mickael, Vincent, Guillaume, Citlalie, Aurore, Eloïse, Mélanie et tous les autres thésards et personnes que je n'ai pas cités et avec qui j'ai fait un bout de chemin.

Je passe également mes remerciements et mes respects ardents à tous les chercheurs permanents du laboratoire. Je désire grandement remercier Philippe Jacquier (LKB) et Jules Grucker (LKB) pour leur accueil chaleureux au sein de leur équipe comme post-doc et pour leur compréhension à cet égard.

Je ne saurais conclure sans dédier une pensée à mon père, ma mère, ma sœur, et mon frère, à leur indispensable et indéfectible soutien depuis le début et à ma femme Rabea, qui a partagé avec moi tous les moments de stress et de bonheur durant cette thèse, pour son soutien affectif sans faille.

Enfin, à tous ceux que j'oublie, parce qu'il y en a toujours, un grand pardon et un immense merci !

Table des matières

Introduction générale	1
Les champs magnétiques et la physique atomique et moléculaire	3
Déroulement du mémoire	4
I. Les forces décélératrices	7
1. Les différents types de forces décélératrices	9
1.1. Définition d'une force	10
1.2. Force de décélération discrète	11
1.2.1. Cas de la conservation de l'énergie mécanique totale du système	15
1.2.2. Cas de la conservation de l'énergie cinétique du système . . .	17
1.2.3. Cas de la décélération	19
1.3. Force de décélération continue	22
1.3.1. Force de décélération créée par une série de "kicks"	22
1.3.2. Force de décélération continue créée par une onde progressive	27
1.4. Les forces créées par un champ magnétique	32
1.4.1. L'énergie Zeeman	32
1.4.2. Force Stern-Gerlach	38
1.4.3. Équations du mouvement	41
2. Calcul des forces Stern & Gerlach : décélération et focalisation	47
2.1. Point de vue de Schrödinger	48
2.2. Point de vue de Heisenberg et approche semi-classique	53
2.2.1. Effet d'un champ magnétique quelconque	53
2.2.2. Effet d'un champ magnétique statique : approche semi-classique	58
2.2.3. Effet d'un champ magnétique progressif : approche semi-classique	61
2.3. Étude de stabilité	65
2.3.1. Cas du piégeage	67
2.3.2. Cas de la décélération maximale	68
2.3.3. Cas d'une décélération quelconque	70

II. Dispositif expérimental	75
3. Création et Détection d'un jet supersonique	77
3.1. Création d'un jet supersonique	79
3.1.1. Définition d'un jet supersonique	79
3.1.2. Réalisation expérimentale d'un jet supersonique "pulsé" : . . .	95
3.1.3. Production d'un jet supersonique de métastables	99
3.2. Détection d'un jet supersonique	111
3.2.1. Le choix du tube en verre	111
3.2.2. Détection d'un jet de particules métastables	112
4. Les différents champs magnétiques	123
4.1. Le champ quasi-uniforme \vec{B}_0	124
4.2. Le champ magnétique quadripolaire	129
4.3. Le champ magnétique progressif	134
4.3.1. Les bobines plates en cravate	136
4.3.2. Génération des courants intenses modulés	147
III. Résultats expérimentaux, interprétations et discussions	159
5. Les systèmes test étudiés	161
5.1. Introduction	162
5.2. Les gaz test	163
5.2.1. Argon métastable	163
5.2.2. Néon métastable	166
6. Résultats obtenus avant l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0	171
6.1. Montage expérimental	172
6.2. Piégeage des particules paramagnétiques d'un jet supersonique	175
6.2.1. Piégeage avec quadripôle	176
6.2.2. Piégeage sans quadripôle	183
6.2.3. Interprétations	187
6.3. Décélération des particules paramagnétiques d'un jet supersonique . .	194
6.3.1. Décélération avec quadripôle	195
6.3.2. Décélération sans quadripôle	202
6.3.3. Interprétation	208
7. Résultats obtenus après l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0	219
7.1. Effet de \vec{B}_0 sur le guidage quadripolaire	220
7.2. Effet de \vec{B}_0 sur l'onde de champ magnétique progressive	224
7.2.1. Cas du piégeage à une vitesse donnée	226
7.2.2. Cas de la décélération	228
7.2.3. Polarisation du jet supersonique	231

7.3. Contrôle des effets de focalisation de l'onde	235
7.3.1. Cas du piégeage à une vitesse donnée	236
7.3.2. Cas de la décélération	238
7.3.3. Polarisation du jet supersonique	243
7.4. Expériences de décélération sur l'Ar*	251
Conclusion et Perspectives	263
Conclusion	265
Perspectives	269
Bibliographie	273

Introduction générale

« La connaissance s'acquiert
par l'expérience, tout le reste
n'est que de l'information. »"

(Albert Einstein)

Les champs magnétiques et la physique atomique et moléculaire

Dès les débuts de la physique atomique et moléculaire, les champs magnétiques ont joué un rôle remarquable qui a accompagné la naissance de la discipline. Pour ne citer que celles dont les noms sont les plus immédiats, tous les étudiants en science connaissent les expériences de Zeeman [103] et de Stern Gerlach [98], et la résonance Magnétique Nucléaire [82]. Ces expériences sont intimement liées au développement de la mécanique quantique et à la mise en évidence du spin, et l'expérience de Stern Gerlach est souvent invoquée pour les "*gedanken experiment*". Dans ce mémoire on emploie de manière très directe cette physique des premiers principes en l'associant au problème très actuel de la décélération des atomes ou molécules. On quitte pour un moment la physique du refroidissement par lasers qui n'a certes pas dit ses derniers mots en la matière, mais qui pour l'instant est restreinte aux systèmes atomiques [24] et à quelques molécules [91, 105, 50].

En effet, à cause de leurs multiples degrés de libertés internes, les molécules ne peuvent pas être refroidies par laser aussi facilement que les atomes. Pour cela plusieurs méthodes, directes ou indirectes, ont été proposées : le refroidissement par un gaz tampon [51] ou par collision entre deux jets [36], le filtrage de vitesse [81], l'application d'un champ externe (électrique ou magnétique) [71, 99]... L'importance et l'impact de ces méthodes dans le domaine de molécules froides ont été largement discutés dans deux livres récemment publiés [92, 57]. De fait la recherche ou l'espérance d'une méthode universelle est toujours fascinante et comme un grand nombre d'atomes ou molécules ont un moment magnétique non nul et sont paramagnétiques, il est donc envisageable de réussir le contrôle du mouvement de leur centre de masse. La séparation de moments magnétiques dans un plan transverse à la propagation du jet d'atomes, de molécules ou même d'agrégats magnétiques avec des aimants de Stern Gerlach est une méthode bien établie. Cependant lorsque l'on veut contrôler la valeur absolue de la vitesse des particules du jet les difficultés commencent vraiment. Il s'agit en effet d'apporter ou de retirer de l'énergie cinétique et donc il faut se servir du travail d'une force qui doit agir de manière contrôlée sur les particules que l'on veut ralentir. Et le succès ou l'échec de la méthode choisie est intimement associé à la fiabilité de ce contrôle par un jeu de paramètres "extérieurs".

Avant de décrire plus avant le travail spécifique à cette thèse, il y a un type de particule qui mérite d'être mentionné : les neutrons. Pour agir sur eux on ne dispose que de réseaux matériels et de champs magnétiques. Et les méthodes qui ont été trouvées pour ralentir magnétiquement les atomes et molécules ont de fait renoué avec des méthodes qui avaient été mises au point pour les neutrons [89, 53, 104] et qui d'ailleurs continuent d'être étudiées et améliorées [4, 95, 73, 94]. Dans une certaine mesure, ces expériences ont été les précurseurs des expériences actuelles sur les molécules [71, 99] et les radicaux libres [69]. La valeur du moment magnétique des neutrons est 1000 fois plus faible que celui des électrons, donc agir sur les neutrons

exige des forces magnétiques résultant de champs magnétiques très élevés, où le Tesla est le bon ordre de grandeur. La situation est donc 1000 fois meilleure pour un atome d'hydrogène et ce gain a permis la réalisation des expériences de ralentissement et d'arrêt des atomes d'hydrogène à l'état fondamental depuis une vitesse de l'ordre de 100m.s^{-1} [47, 48], avec un dispositif de dimensions modestes comparées à celles des instruments qui accompagnent les décélérateurs.

Le sujet premier de cette thèse était “ décélérateur Zeeman pour des radicaux libres”. Par commodité expérimentale, notamment la facilité de détection sur fond noir, le dispositif expérimental avait été mis au point dans la thèse précédente [13] et a été testé sur des jets d'atomes métastables de gaz rares pré-refroidis. On y a perdu en nombre de coup par un facteur 10^6 , lié à l'efficacité de formation des métastables, par rapport aux expériences réalisées avec des atomes ou molécules à l'état fondamental, mais on a pu travailler en mode de comptage ce qui a présenté un grand avantage pour la calibration des spectres en intensité. Pour obtenir des résultats satisfaisants on a du revenir sur les articles fondamentaux mais tardifs traitant des expériences de Stern Gerlach dans tous leurs raffinements. Ce travail se trouve très clairement exposé dans l'article de Myers Bloom [18, 17] sur l'effet Stern Gerlach transverse, article au titre provoquant car on aurait pensé que justement l'effet Stern Gerlach était un effet transverse. Cet article post Ramsey “Molecular Beams” [79] apporte ou rappelle toutes les précisions nécessaires pour réaliser une expérience de Stern Gerlach ou l'on peut associer des champs permanents à des champs tournants. Les préoccupations en sont néanmoins toujours d'actualité car le problème de la théorie de l'effet Stern Gerlach dans des conditions réelles pose toujours problème [87, 49, 63].

L'emploi d'onde de champ magnétique progressive pour agir sur le mouvement d'atomes avait été étudié de manière perturbative dans le cadre de l'interférométrie Stern Gerlach [65, 75]. Ce qui est particulier dans notre travail c'est que l'onde de champ magnétique progressive agit de manière non perturbative sur le mouvement d'atomes paramagnétiques de manière adiabatique. Et bien évidemment c'est une autre technologie qui a dû être mise en jeu pour manipuler des courants de l'ordre de 100A. Et on a obtenu, de manière bien claire, des ralentissements d'atomes de néon métastable de 638m.s^{-1} à 577m.s^{-1} et d'atomes d'argon métastable de 410m.s^{-1} à 363m.s^{-1} .

Déroulement du mémoire

Ce mémoire se divise en trois parties. Chaque partie se compose de deux chapitres principaux.

Dans la première partie, le premier chapitre rappelle la physique du problème de la décélération d'un jet de particules, et présente un bref panorama de l'état de l'art du ralentissement des jets moléculaires, centré sur les méthodes sœurs du ralentissement

magnétique. Le second chapitre est dédié à la partie théorique du ralentissement magnétique et après avoir considéré le problème de manière quantique et générale, on expose une approche semi-classique bien adaptée à une mise en œuvre expérimentale efficace.

Dans la seconde partie sont exposés les aspects expérimentaux d'un point de vue théorique et pratique. Le premier chapitre est dédié au jet supersonique et à la production et détection des métastables. Le second à la partie magnétique : les circuits et les champs qu'ils génèrent et le dispositif de commande de l'expérience intégrant les générateurs de courant "maison".

La dernière partie est consacrée aux résultats expérimentaux que nous avons obtenus. Le premier chapitre présente la première génération d'expérience sans champ de contrôle qui définit un axe de quantification adiabatique. Grâce à la géométrie de notre montage expérimental, nous avons pu séparer les composantes longitudinales et transversales du décélérateur ce qui nous a permis la mise en évidence de la nécessité d'un champ de contrôle global. Le second chapitre démontre expérimentalement l'importance de ce champ et comment il a permis de réussir la décélération des particules paramagnétiques avec une onde de champ magnétique progressive. Il justifie le titre de cette thèse "Décélération Zeeman-Stern Gerlach d'un jet supersonique de particules paramagnétiques par une onde de champ magnétique progressive".

On clôt le mémoire par une conclusion et sur les perspectives qui s'ouvrent à ce type de dispositif.

Première partie .

Les forces décélératrices

« Rien ne sert de courir, il faut partir à point. »"

(Jean de La Fontaine)

1. Les différents types de forces décéléatrices

Introduction

1.1. Définition d'une force

1.2. Force de décélération discrète

1.2.1. Cas de la conservation de l'énergie mécanique totale du système

1.2.2. Cas de la conservation de l'énergie cinétique du système

1.2.3. Cas de la décélération

1.3. Force de décélération continue

1.3.1. Force de décélération créée par une série de "kicks"

1.3.2. Force de décélération continue créée par une onde progressive

1.4. Les forces créées par un champ magnétique

1.4.1. L'énergie Zeeman

1.4.2. Force Stern-Gerlach

1.4.3. Équations du mouvement

Conclusion

Introduction

Dans notre vie quotidienne, ce sont les types de forces qu'on utilise le plus souvent et qui sont parfois les forces qui assurent notre existence. Par exemple, on ne peut pas imaginer une voiture qui roule sans avoir une force de décélération, ou de freinage, pour l'arrêter et de même pour les avions, les navires et tout autre moyen de transport. Autrement dit, on peut associer les forces de décélérations à tous les corps qui bougent, de l'échelle macroscopique à l'échelle microscopique.

1.1. Définition d'une force

Une force désigne, en physique, l'interaction entre deux objets ou systèmes, une action mécanique capable d'imposer une accélération (ou une décélération), ce qui induit une modification du vecteur vitesse (une force exercée sur l'objet fait aller celui-ci plus vite, moins vite, l'arrêter ou le fait tourner). Au minimum deux forces exercées sur l'objet sont nécessaires pour induire une déformation de celui-ci. Isaac Newton a précisé ce concept en établissant les bases de la mécanique newtonienne. La base sensorielle de la notion est donnée par la sensation de contraction musculaire. L'unité utilisée pour indiquer la force est le Newton.

On peut distinguer deux types de forces : les forces dites conservatives et les forces non conservatives (dissipatives ou non-dissipatives).

- Une force est dite conservative si et seulement si son travail sur n'importe quel parcours fermé C , mathématiquement acceptable, est nul. Cela se traduit par :

$$\oint_C \vec{F} \cdot d\vec{r} = 0 \quad (1.1)$$

Autrement dit, une force est conservative lorsque son travail ne dépend pas du chemin suivi par son point d'action, ce qui implique :

1. La conservation de l'énergie mécanique du système soumis uniquement à des forces conservatives.
2. L'existence d'un champ scalaire U , appelé potentiel, tel que :

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}U \quad (1.2)$$

- Toutes les forces qui ne correspondent pas à ces critères sont considérées comme des forces non conservatives qui peuvent être ou non des forces dissipatives. Pour ces forces, il n'est généralement pas possible de définir une énergie potentielle. Par contre reste toujours la propriété que la variation de l'énergie mécanique d'un système matériel est égale au travail des forces conservatives ou non conservatives qui agissent sur lui. Dans le cas des forces de décélération, le travail de ces forces étant toujours négatif, l'énergie mécanique du système considéré ne peut donc que décroître.

Généralement, on a deux familles de forces, les forces de contact et les forces à distance. Parmi ces dernières on trouve les forces liées aux interactions fondamentales de la nature qui sont : la force électromagnétique, la force gravitationnelle, l'interaction faible et l'interaction forte. Les forces de contact ont été largement étudiées par la mécanique classique des systèmes.

Dans le cadre de ce travail, on va s'intéresser uniquement à des forces à distance, plus précisément à des forces d'origine magnétique sur des particules à spin en mouvement. L'étude de la dynamique de ces systèmes est généralement compliquée et on aboutit, le plus souvent, à des équations non linéaires et donc les systèmes dynamiques considérés auront un comportement non linéaire.

Dans notre équipe, une partie des travaux se concentre sur l'obtention de particules froides et ultra-froides (atomes, molécules ou radicaux libres). En physique atomique et moléculaire, le terme "refroidir" correspond au ralentissement du mouvement du centre de masse des particules ou aux degrés de liberté internes (vibration, rotation ...). On réussit à ralentir et arrêter les atomes par des techniques utilisant des lasers qui se fondent sur l'application de forces de décélération d'origine électromagnétique agissant de manière quasi résonnante sur ces particules, et l'on peut bénéficier de processus dissipatifs [24]. Pour les autres types de particules, on ne peut pas utiliser directement les mêmes techniques, principalement parce que la structure des états d'énergie est bien plus complexe. C'est pour cela qu'on a recherché et développé des approches alternatives avec d'autres types de forces afin de pouvoir approcher les résultats obtenus avec les atomes.

Dans ce qui va suivre, je vais détailler les différents types de forces qu'on peut utiliser afin d'agir sur des particules (atomes et molécules) et je vais insister sur les forces que nous utilisons pour ralentir des particules paramagnétiques.

1.2. Force de décélération discrète

Afin de bien cerner ce qui va suivre, on va détailler la nature des dynamiques qui peuvent être mises en jeu. On va décrire suivant les principes de la mécanique analytique le mouvement d'une particule microscopique, sur laquelle agissent des forces dépendant de l'espace et du temps homogènes dans des domaines spatiaux-temporels bien définis. Ces forces résultent de l'application d'un champ extérieur homogène dépendant du temps et de l'espace qui interagit avec la particule et qui crée, dans chaque domaine, une énergie potentielle U , d'où la création d'une force \vec{F} au passage entre les domaines suivant l'Équation 1.2 convenablement appliquée dans le cas d'une discontinuité.

En fonction du type de couplage entre le champ et la particule en mouvement entre le commencement et la fin de l'interaction, on peut avoir différents comportements :

- (i) Le gradient, la dérivée spatiale, de l'énergie potentielle est une force conservative. Cette force va agir sur le mouvement spatial de la particule à l'entrée

du champ, qui va entraîner la variation de la vitesse de la particule dans le champ. Mais si ce champ est limité spatialement et le système est conservatif, à la sortie de ce champ homogène, la particule va rencontrer un autre gradient d'énergie mais en sens opposé de celui de l'entrée (une force opposée), ce qui va agir une autre fois sur le mouvement de la particule et sa vitesse, et on aura à la fin de l'interaction la même vitesse initiale mais avec un retard par rapport à la trajectoire qui aurait été suivie s'il n'y avait pas ce champ homogène dépendant de l'espace (voir Figure 1.1). Ce qui est important à retenir c'est que tout au long de ce processus, l'énergie mécanique totale du système est conservée, mais par contre l'énergie cinétique du système n'est pas conservée.

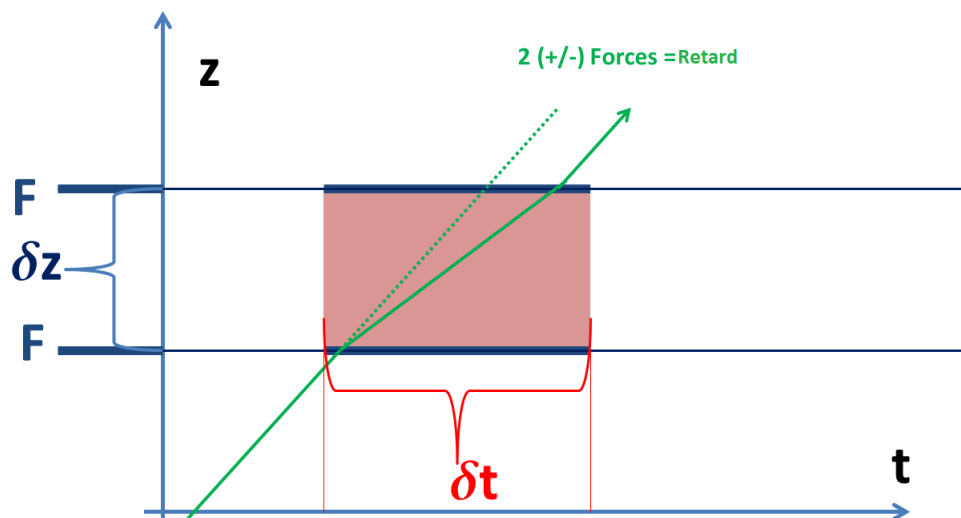


Figure 1.1.: L'action d'un potentiel homogène dépendant de l'espace sur le mouvement d'une particule libre : l'effet d'une succession de 2 gradients opposés

- (ii) La dérivée temporelle d'une énergie potentielle n'est pas une force. Donc si une particule rencontre une dérivée temporelle à l'entrée d'un potentiel créé par un champ homogène dépendant du temps, il y aura seulement un changement de référentiel ce qui n'implique pas un changement de la vitesse mais ce qui va induire la non conservation de l'énergie mécanique totale. À la sortie de ce champ, la particule verra aussi une autre dérivée temporelle de ce potentiel, donc on aura un autre changement de référentiel mais dans l'autre sens ce qui ne n'impliquera pas par conséquent la création d'un retard par rapport à la trajectoire qui aurait été suivie s'il n'y avait pas ce champ homogène dépendant du temps. Puisqu'il n'y a pas de forces appliquées sur la particule, sa trajectoire n'est pas modifiée (voir Figure 1.2). Ce qu'il est important de tenir en compte c'est que pendant ce processus, l'énergie mécanique totale du système n'est pas conservée, mais par contre l'énergie cinétique du système est conservée.

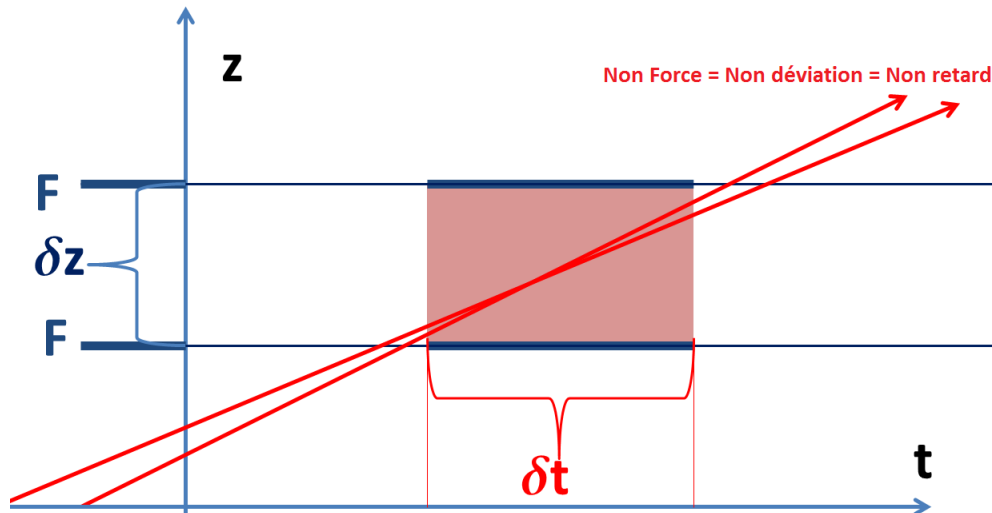


Figure 1.2.: L'action d'un potentiel homogène dépendant du temps sur le mouvement d'une particule libre : l'effet d'une succession de 2 dérivées temporelles opposées

Ces deux phénomènes interviennent, par exemple, dans l'interférence atomique Stern et Gerlach [98] lors de l'emploi de profils de champs magnétiques inhomogènes [52][75]. On va voir plus tard avec plus de détails ce qui se passe vraiment dans ces deux cas de couplage et comment on peut les assembler pour créer une force de décélération qui permet de changer la vitesse d'une particule en la décélérant.

- A partir de ces deux cas limites, on peut imaginer deux autres scénarios possibles :
 1. Si une particule en vol libre se couple à l'entrée d'un champ homogène dépendant du temps et de l'espace en voyant un gradient spatial du potentiel résultant de ce champ. cette particule va subir une force (on peut s'arranger pour que cette force soit de décélération). Pour éviter que cette particule reçoive une autre force en sens opposé à la sortie de ce potentiel, il faut qu'elle ne voit pas un autre gradient à la sortie du potentiel et pour cela il suffit que le champ disparaisse avant que la particule ne quitte la zone d'existence de ce champ. Dans ce cas, le particule verra une variation temporelle du potentiel. Et comme on a vu que la dérivée temporelle d'une énergie potentielle n'est pas une force, la particule va quitter ce potentiel en gardant la même vitesse et la même trajectoire qu'elle avait dans le champ. En conséquence, la vitesse finale de la particule va diminuer par rapport à la vitesse initiale (ou augmenter suivant le signe du potentiel) (voir Figure 1.3).
 2. On peut imaginer le scénario inverse : la particule va se coupler temporellement à l'entrée d'un potentiel crée par un champ homogène dépendant du temps et de l'espace. La particule va entrer dans le potentiel sans subir de force,

ce qui implique qu'elle ne va subir aucun changement de trajectoire ou de vitesse au cours de son vol dans le champ. Ensuite elle va subir une force (de décélération ou accélération suivant le signe du potentiel) causé par le gradient du potentiel vu par la particule en quittant la zone d'interaction du champ avant sa disparition. En conséquence la vitesse finale de la particule va diminuer par rapport à la vitesse initiale (ou augmenter suivant le signe du potentiel) (voir Figure 1.3).

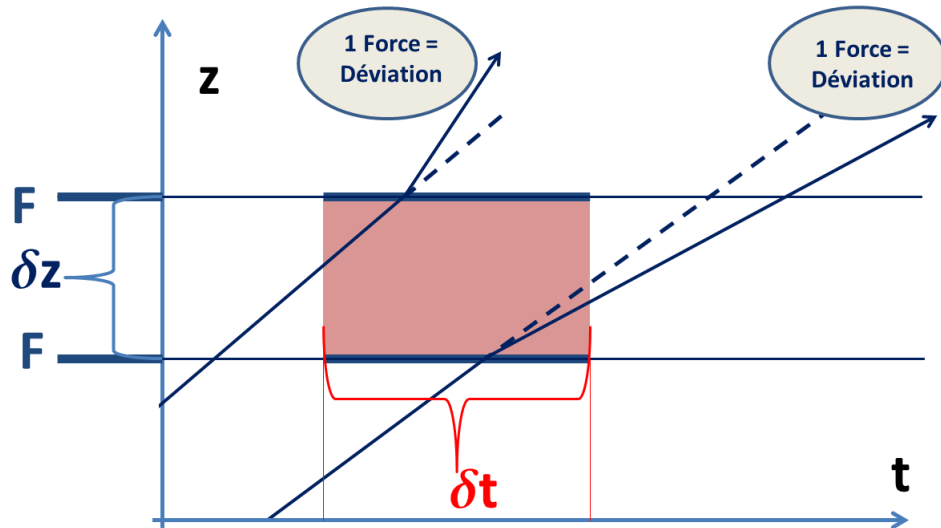


Figure 1.3.: L'action d'un potentiel homogène dépendant du temps et de l'espace sur le mouvement d'une particule libre : changement de la vitesse

Pour récapituler, on peut dire qu'en fonction de la manière dont s'effectue le couplage entre une particule en vol libre et un potentiel homogène dépendant du temps et de l'espace créé à partir d'un champ extérieur, on peut avoir trois comportements différents :

- Soit la *conservation de l'énergie mécanique totale* du système qui se traduit par l'apparition de deux forces opposées agissant sur la particule pour créer un retard sans changement de sa vitesse et de sa trajectoire (Figure 1.1).
- Soit la *conservation de l'énergie cinétique* du système qui se traduit par le passage de la particule dans le potentiel sans subir aucune force. Dans ce cas le système est non conservatif, on n'a pas conservation de l'énergie mécanique totale à cause de la dépendance purement temporelle du couplage. La particule passe à travers ce potentiel comme si elle était en vol libre (Figure 1.2).
- Soit la création d'une *décélération* (ou bien une *accélération*, en fonction du signe du potentiel) de la particule à la sortie du potentiel qui est due au fait que la particule a été soumise à une seule force au cours de son passage. Pour avoir ce résultat, il faut que l'on ait la conservation de l'énergie mécanique totale

du système à l'entrée du potentiel (ou bien à la sortie) et la conservation de l'énergie cinétique du système à la sortie du potentiel (ou bien à l'entrée). Ainsi on aura un changement de la vitesse finale de la particule à la sortie de la zone d'interaction potentiel par rapport à la vitesse initiale (Figure 1.3).

1.2.1. Cas de la conservation de l'énergie mécanique totale du système

Afin de simplifier le problème, on va s'intéresser à un cas unidimensionnel. On considère une particule de masse M qui se déplace en vol libre suivant la direction \vec{Z} . Cette particule va subir l'action d'un potentiel $U(z, t)$ homogène par domaine dépendant du temps et de l'espace, créé par un champ extérieur, qui s'étend entre $[z_0 - \frac{\delta z}{2}, z_0 + \frac{\delta z}{2}]$ et $[t_0 - \frac{\delta t}{2}, t_0 + \frac{\delta t}{2}]$ (voir Figure 1.4).

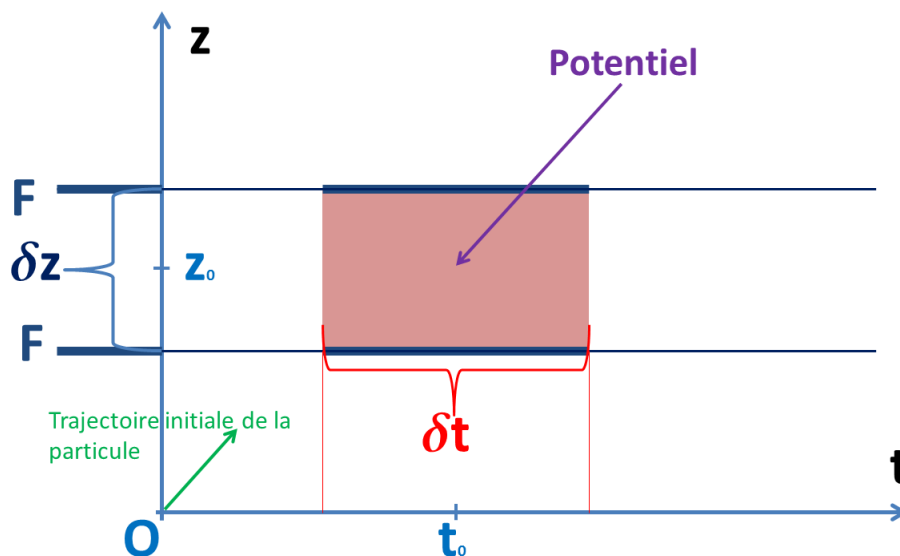


Figure 1.4.: Potentiel homogène dépendant du temps et de l'espace

Si la particule se couple avec le potentiel $U(z, t)$ en rencontrant un gradient (spatial) de ce potentiel à l'entrée et à la sortie (voir Figure 1.1), cette particule va subir deux forces conservatives opposées, suivant l'axe \vec{Z} , qui s'écriront d'après l'Équation 1.2 sous la forme :

$$F(z, t) = -\frac{\partial}{\partial z} U(z, t) \quad (1.3)$$

On suppose qu'à l'entrée du potentiel, le gradient est positif, donc F_1 sera une force de décélération. La particule ne subit aucune force à l'intérieur du potentiel car ce dernier est homogène, donc elle continue en vol libre. A la sortie du potentiel, la particule va rencontrer un autre gradient du potentiel (qui est dans ce cas négatif).

Il en résulte une force ($F_2 = -F_1$) qui va accélérer la particule et lui redonner sa vitesse initiale, avec un retard dû à l'action F_1 pendant le trajet dans le potentiel (voir Figure 1.1). Le système est conservatif durant tout le processus, on a une conservation de l'énergie mécanique totale. D'où le double changement de la vitesse pour que la vitesse finale soit égale à la vitesse initiale. Si $E(z, t)$ est l'énergie mécanique totale du système, $K(z, t)$ est l'énergie cinétique du système et $U(z, t)$ est l'énergie potentielle du système. Le système est conservatif donc :

$$dE(z, t) = 0 \quad (1.4)$$

$$E(z, t) = K(z, t) + U(z, t) = \text{constante} \quad (1.5)$$

C'est à dire : lorsque $U(z, t)$ augmente, $K(z, t)$ diminue et vice-versa. Ce qui peut être modélisé par le schéma de la Figure 1.5. On a présenté les différentes énergies en fonction de t , tout en imposant que le couplage entre la particule et le potentiel, à l'entrée et à la sortie, se déroule entre les instants " t_{in} " et " t_{out} " tel que $z(t_{in}) = z_0 - \frac{\delta z}{2}$; $z(t_{out}) = z_0 + \frac{\delta z}{2}$ et $\{t_{in}, t_{out}\} \subset [t_0 - \frac{\delta t}{2}, t_0 + \frac{\delta t}{2}]$.

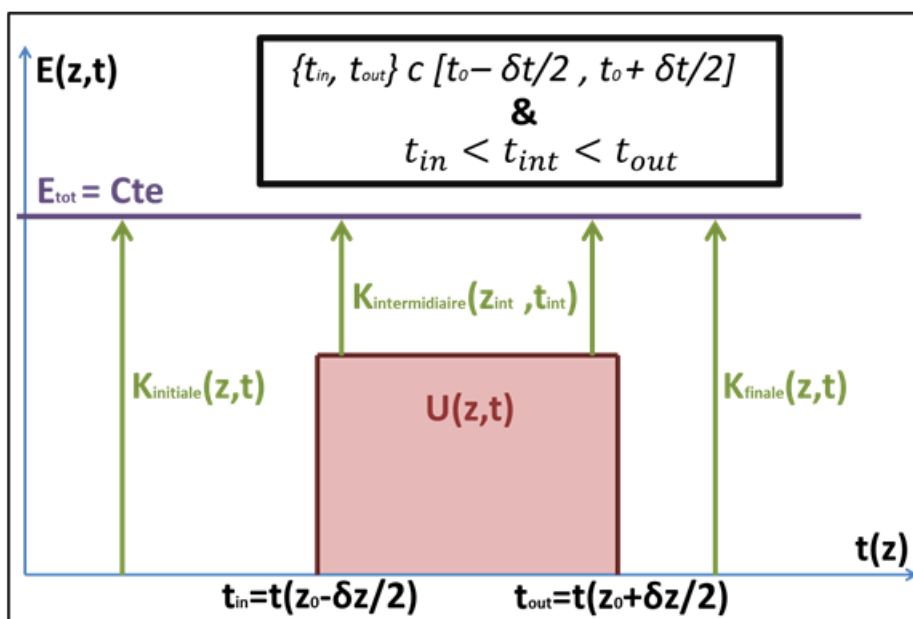


Figure 1.5.: Conservation de l'énergie mécanique totale du système

Cependant, il faut noter que les instants t_{in} et t_{out} varient d'une trajectoire à une autre (pour cette configuration les positions z_{in} et z_{out} sont toujours égales à $z_0 - \frac{\delta z}{2}$ et $z_0 + \frac{\delta z}{2}$ (respectivement)) et que le temps d'application du potentiel (δt) doit être supérieur au temps d'interaction entre la particule et le potentiel ($t_{out} - t_{in}$).

Expérimentalement, on peut réaliser ce genre d'expérience facilement. On considère une bobine de longueur finie suivant un axe \vec{Z} , cette bobine est alimentée par un

pulse de courant constant, ce qui permet de produire un champ magnétique uniforme de longueur finie et de durée finie à l'intérieur de cette bobine. Si une particule paramagnétique passe à travers cette bobine, à cause de l'effet Zeeman, cette particule verra un potentiel homogène dépendant du temps et de l'espace tel que celui de la Figure 1.4 (on reviendra après avec plus de détails sur ce genre d'expérience). Ou bien, on peut considérer une particule polarisée qui passe à travers un champ électrique uniforme de longueur finie et de durée finie. A cause de l'effet Stark, cette particule verra aussi un potentiel homogène dépendant du temps et de l'espace tel que celui de la Figure 1.4.

Si on déclenche le champ magnétique dans la bobine avant que la particule n'entre dedans et qu'on le laisse actif après que la particule l'a quitté, cette dernière verra deux gradients de potentiel opposés à l'entrée et à la sortie de la bobine et on retrouvera le cas (i). On aura les mêmes résultats pour des particules polarisées qui interagissent avec un champ électrique uniforme par domaines en temps et en espace.

1.2.2. Cas de la conservation de l'énergie cinétique du système

On se place toujours dans les mêmes conditions que dans le paragraphe précédent et on considère le même système physique (voir Figure 1.4). Maintenant on suppose que le couplage entre la particule et le potentiel $U(z, t)$ a lieu sans que la particule voit un gradient de potentiel, à l'entrée ou à la sortie. Autrement dit, la particule ne verra pas de changement de potentiel en fonction de la position, mais elle le verra en fonction du temps (voir Figure 1.2). Comme on l'a dit précédemment, la dérivée temporelle d'un potentiel homogène ne fait pas apparaître de force, cependant cela va créer un changement de référentiel. Ce changement va induire la non conservation de l'énergie mécanique totale du système. Par contre, il va induire la conservation de l'énergie cinétique du système, d'où la vitesse de la particule va rester constante.

On observe cela facilement à partir de l'équation de mouvement :

$$dv(t) = -\frac{1}{M} \frac{\partial}{\partial z} U(z, t) dt \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} U(z, t) = 0 \longrightarrow dv(t) = 0 \longrightarrow v(t) = \text{constante} \longrightarrow K(z, t) = \text{constante} \quad (1.7)$$

$$\Rightarrow dz(t) = v(t) dt = \text{constante} \times dt \quad (1.8)$$

Tout en sachant que $v(t)$ dans l'Équation 1.6 et l'Équation 1.7 représente la vitesse à l'instant "t". L'Équation 1.8 affirme que la trajectoire suivie par la particule dans ces conditions est identique à celle d'un vol libre.

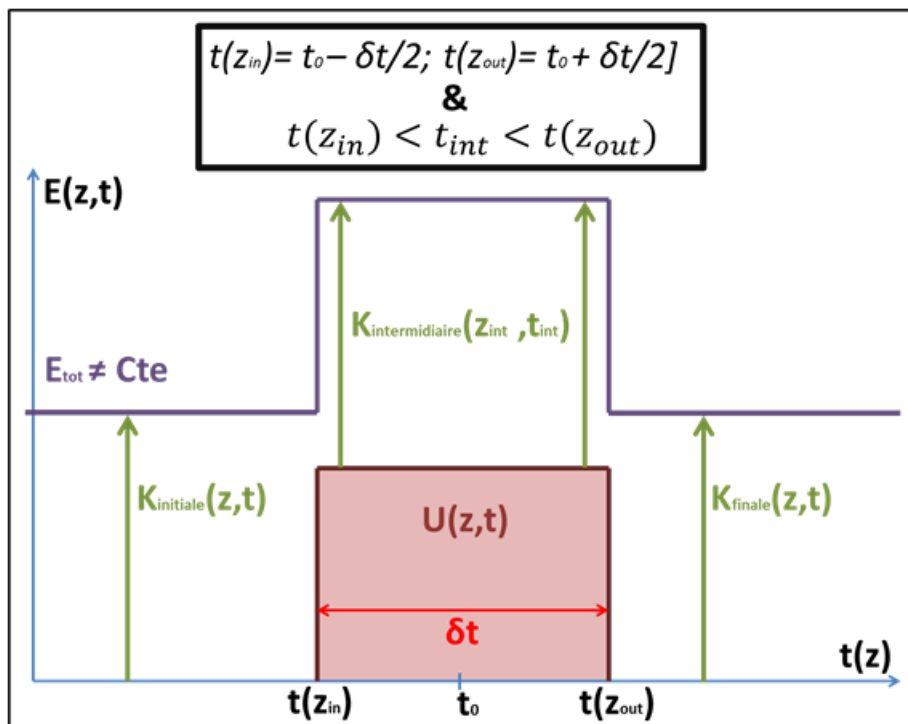


Figure 1.6.: Conservation de l'énergie cinétique du système

La Figure 1.6 présente bien ce qui se passe pour notre système d'un point de vue énergétique durant tout le processus. On remarque que l'énergie mécanique totale du système varie, par contre l'énergie cinétique du système reste invariante et c'est dû au changement du référentiel temporel. De même, il faut que le couplage entre la particule et le potentiel, à l'entrée et à la sortie, se déroule entre les positions " z_{in} " et " z_{out} " tel que :

$$t(z_{in}) = t_0 - \frac{\delta t}{2} \text{ \& } t(z_{out}) = t_0 + \frac{\delta t}{2} \text{ et } \{z_{in}, z_{out}\} \subset [z_0 - \frac{\delta z}{2}, z_0 + \frac{\delta z}{2}]$$

Cependant, il faut noter que les positions z_{in} et z_{out} varient d'une trajectoire à une autre (pour cette configuration les instants t_{in} et t_{out} sont toujours égaux à $t_0 - \frac{\delta t}{2}$ et $t_0 + \frac{\delta t}{2}$ (respectivement)) et que δz doit être supérieur à $(z_{out} - z_{in})$.

On peut réaliser ce genre d'expérience "facilement", il suffit d'utiliser les mêmes dispositifs que ceux décrits dans le paragraphe précédent. Mais pour avoir des résultats similaires à ce que l'on vient de décrire (par exemple pour le montage de la particule qui passe à travers une bobine de longueur finie alimentée par un pulse de courant continu), il faut que le déclenchement du champ magnétique se déroule une fois que la particule se trouve à l'intérieur de la bobine et aussi que l'on coupe le champ avant que la particule ne sorte de la bobine. De cette façon, on garantit que la particule paramagnétique n'a pas vu de gradients du potentiel à l'entrée et à la sortie du champ et par contre elle a vu un changement du potentiel en fonction du temps.

De la même manière on peut refaire cette expérience avec une particule chargée ou possédant un dipôle qui passe à travers un potentiel homogène dépendant du temps et de l'espace créé par un champ électrique, ou magnétique, uniforme de longueur et de durée finies. Ce genre d'expériences est utilisé par exemple dans l'étude de l'effet *Bohm Aharonov* scalaire [1] et l'effet *Aharonov Casher* [2], en interférométrie de neutrons [5, 9] et en interférométrie atomique [68, 72, 40, 12, 90]. Car comme on le sait, en interférométrie les déphasages sont la signature des différentes caractéristiques dynamiques d'un système donné.

Comme on l'a vu auparavant, en combinant les deux cas en un seul processus, on peut avoir une variation de la vitesse de particule à la sortie du potentiel, soit une décélération soit une accélération et nous allons aborder maintenant ce problème.

1.2.3. Cas de la décélération

Comme on l'a vu précédemment, lorsqu'on avait conservation de l'énergie mécanique totale du système, la particule subissait une force à l'entrée du potentiel à cause de l'existence d'un gradient de l'énergie potentielle. Cette force qui suit l'Équation 1.2 peut être accélératrice ou décélératrice suivant le signe du gradient. Et on retrouve le même effet, à la sortie du potentiel, mais avec une force opposée à la première.

Dans ce qui suit, on va s'intéresser uniquement aux forces de décélération car c'est le but suivi, dans notre expérience, pour nos particules. Pour cela on va considérer uniquement les cas et les potentiels qui répondent à ces conditions. On se place toujours dans la description du système du paragraphe 1.2.1 (voir Figure 1.4). Dans le cas de la conservation de l'énergie mécanique totale du système, on peut dire que si on pouvait se limiter à une seule force, à la place de deux, soit à l'entrée, soit à la sortie du potentiel, on pourrait avoir un système qui permet de décélérer les particules en créant un seul pseudo-potentiel. Pour obtenir cela, il faut profiter "par moitié" de l'autre configuration, dans laquelle on a conservation de l'énergie cinétique du système.

Autrement dit, si on veut décélérer, il faut que la particule subisse une seule force (à l'entrée ou à la sortie du potentiel). Il faut que l'on ait recours à la conservation de l'énergie totale du système une seule fois (soit à l'entrée soit à la sortie) et il faut aussi avoir recours, lors du passage par l'autre limite du potentiel (soit l'entrée soit la sortie), à la conservation de l'énergie cinétique du système qui va nous permettre d'éviter la deuxième force qui en s'opposant à l'autre détruirait l'effet. Cela est démontré visuellement dans la Figure 1.3.

On sait bien que pour décélérer, il faut que la force soit négative, ça entraîne d'après l'Équation 1.2 que le gradient du potentiel soit positif. Ça veut dire que lors de l'expérience, on a le choix d'appliquer un potentiel de gradient positif à l'entrée, dans ce cas il faut s'arranger pour que la particule voit le gradient du potentiel à l'entrée et qu'elle quitte ce potentiel sans voir ce gradient. Sinon, on applique un potentiel de gradient positif à la sortie et comme ça il faut s'arranger pour que la

particule ne voit que ce gradient de potentiel. D'un point de vue énergétique, on peut modéliser ce processus par la Figure 1.7.

Cette figure présente le comportement des différentes énergies en fonction de la position (et bien sûr en fonction du temps car la position dépend du temps). À l'entrée du potentiel, la particule rencontre un gradient du potentiel positif, à cause de la conservation de l'énergie mécanique totale, l'énergie cinétique de la particule diminue (car l'énergie potentielle est positive). En conséquence, la vitesse de la particule diminue elle aussi. Avant que la particule ne quitte la zone spatiale de ce potentiel, on fait un "Switch Off" de ce dernier : la particule quitte le potentiel sans voir de gradient de potentiel. Ceci entraîne la conservation de l'énergie cinétique du système après le changement du référentiel (ce qui va impliquer la variation de l'énergie mécanique totale du système). Finalement la particule va garder la même énergie cinétique que dans la zone de potentiel après que celui-ci se soit éteint. Pour conclure, à la sortie de la région d'interaction, la vitesse de la particule a diminué.

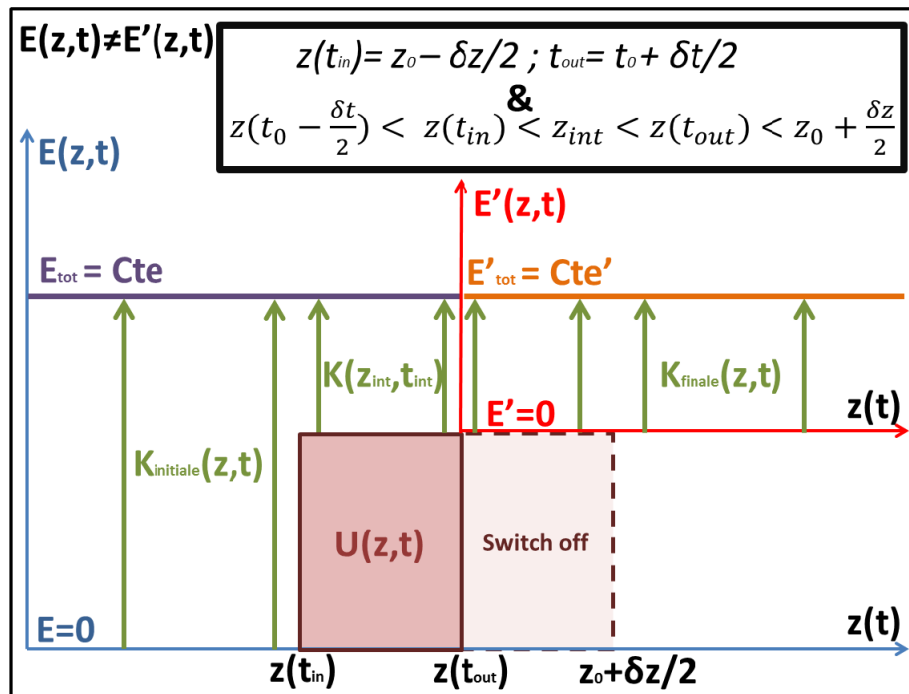


Figure 1.7.: Décélération par un potentiel positif

Dans la Figure 1.7, il faut que :

$$z(t_0 - \frac{\delta t}{2}) < z(t_{in}) < z_{int} < z(t_{out}) < z_0 + \frac{\delta z}{2} \quad (1.9)$$

avec :

- $z(t_0 - \frac{\delta t}{2})$ est la position de la particule quand on fait le "Switch On" du potentiel qui se passe à l'instant $t_0 - \frac{\delta t}{2}$.

- $z(t_{in}) = z_0 - \frac{\delta z}{2}$ est la position où la particule entre dans le potentiel et rencontre le gradient de potentiel.
- z_{int} la position de la particule quand elle voit un potentiel homogène.
- $z(t_{out})$ est la position de la particule quand on fait le “Switch Off”, du potentiel qui se passe à l’instant $t_0 + \frac{\delta t}{2}$.
- $z_0 + \frac{\delta z}{2}$ est la position maximale possible dans le potentiel homogène.

On peut aussi traiter de la même manière le cas d’un potentiel ayant un gradient négatif à l’entrée, sauf que l’ordre des étapes va être modifié pour avoir une décélération à la sortie du potentiel. Tous les cas traités ici sont à une dimension, mais on peut extrapoler le passage à deux ou à trois dimensions. Le principe est toujours le même, l’essentiel, pour avoir une décélération, est d’obtenir une seule force qui s’oppose au mouvement d’une particule à partir d’un gradient d’un potentiel homogène par domaines, dépendant du temps et de l’espace.

La réalisation de ce genre d’expérience n’est pas conceptuellement très compliquée, il suffit de l’un des deux montages qu’on a vues précédemment (celui de la bobine ou celui du champ électrique uniforme conduisant à une énergie potentielle finie spatialement et temporellement). Dans le cas de la particule paramagnétique qui passe à travers une bobine finie alimentée par un pulse du courant continu, pour décélérer on a deux solutions :

- Soit on alimente la bobine avec un courant continu avant que la particule n’entre à l’intérieur, de telle sorte qu’elle voit un gradient de potentiel positif l créé par l’entrée dans le champ magnétique uniforme. Une force de décélération va s’exercer sur cette particule qui va continuer son chemin dans la bobine avec la nouvelle vitesse. Afin d’éviter le deuxième gradient de potentiel (qui crée une force opposée à la première), il faut arrêter le courant appliqué avant que la particule ne quitte la bobine. Ainsi, la particule va garder sa vitesse finale qui est plus petite que la vitesse initiale.
- Soit on alimente la bobine avec un courant continu après que la particule soit entrée à l’intérieur et on le coupe après qu’elle en soit sortie. Si le courant qui alimente la bobine est dans le bon sens, cette particule verra la force décélétratrice qui est due à cet unique gradient de potentiel et la vitesse de la particule va diminuer.

De même, on peut faire la même expérience avec une particule polarisée qui passe à travers un champ électrique uniforme par domaines spatialement et temporellement. Il faut juste bien contrôler le “Switch On” et le “Switch Off” du potentiel crée par ce champ.

En simulant les deux expériences dont on vient de parler avec des valeurs réalistes, on trouve que la diminution de vitesse qu’on obtient à partir de ces systèmes est très faible car les constantes de couplage entre moment magnétiques (électriques) et champs magnétiques (électriques) sont très faibles. Pour contourner ce problème, il

faut utiliser des amplitudes de champ très intenses ce qui est parfois irréalisable. Il n’y a pas d’expériences de décélération qui sont basées sur l’application d’une seule force (ou un seul “kick”). Par contre, on trouve des expériences basées sur le même principe mais dans lesquelles une particule subisse une série de forces (une série de “Kicks”) appliquées les uns après les autres se sont montrées très efficaces. On va en détailler quelques-unes dans la section suivante.

1.3. Force de décélération continue

Dans la section précédente on a détaillé les principes physiques qui permettent la décélération d’une particule en lui appliquant une seule force (un seul “kick”) durant son déplacement. Maintenant, on va voir comment on peut décélérer une particule, soit en lui appliquant une série de “kicks”, soit en lui appliquant une force continue de décélération durant son déplacement.

1.3.1. Force de décélération créée par une série de “kicks”

On a vu, dans le paragraphe 1.2.3, que pour décélérer en appliquant un potentiel homogène par domaines dépendant du temps et de l’espace, il faut s’arranger de telle sorte que la particule ne voit qu’une seule force de décélération en traversant ce potentiel. La valeur de cette décélération, dans ce cas, ne dépend que de la valeur du gradient de ce potentiel dans la direction du déplacement de la particule. Expérimentalement, il est très difficile d’obtenir une valeur de gradient suffisamment importante qui permette de voir un décalage de la vitesse important (car généralement, le but de ces expériences est d’arrêter la particule à partir d’une vitesse thermique). Donc il vient naturellement à l’idée de répéter ce processus de telle sorte que la particule reçoive plusieurs kicks tels que chaque kick ralentisse un peu la particule.

La longueur spatiale du potentiel doit être telle que le temps passé par la particule dans le potentiel soit supérieur au temps de l’interaction. Donc, en prenant les mêmes conditions que la Figure 1.7, on peut imaginer plusieurs potentiels (identiques à celui de la Figure 1.7), les uns après les autres. Pour les positions de chaque potentiel, et les temps du “Switch On” et du “Switch Off”, il faut respecter les conditions de l’Équation 1.9 pour la classe de vitesse qu’on veut décélérer. Bien sûr, la vitesse finale de la particule est définie à partir de sa vitesse initiale, du différentiel de vitesse lors du passage à travers de chaque potentiel (qui dépend essentiellement de la valeur du gradient de potentiel et du potentiel lui-même) et enfin le nombre des domaines de potentiels qu’elle va traverser.

En pratique, les potentiels obtenus à partir d’un champ homogène dépendant du temps et de l’espace n’ont pas la forme carrée idéalisée dans la Figure 1.7. Par contre, ils ont une forme lisse au début et à la fin, ce qui fait qu’à l’entrée du potentiel (par

exemple) le gradient est différent du zéro sur une distance bien donnée et dès que le potentiel devient constant, son gradient s'annule. Donc, d'après l'Équation 1.2, la force de décélération est différente de zéro tant que le gradient l'est aussi. Une fois que l'on n'a plus de force, la particule continue sa trajectoire en vol libre en respectant la conservation d'énergie mécanique totale du système jusqu'au "Switch Off" suivant. Ensuite, la particule garde la même vitesse mais il faut prendre en compte le changement de référentiel, ce qui rend l'équation du mouvement, qui décrit ce genre de système, discrète. On peut décrire le mouvement de la particule synchrone [42] (celle pour laquelle on règle tous les temps de commutation en fonction des positions et des vitesses initiale et finale qu'on veut avoir), en se plaçant dans les conditions décrites dans le paragraphe (1.2.3) pour chaque kick, par :

$$\begin{cases} M (dv(t))_i = -\frac{\partial}{\partial z} U_i(z, t) dt & ; & (t)_i \in [(t_{initial})_i, (t_{final})_i] \\ (dz(t))_i = v_i(t) dt & ; & i : 1 \mapsto n \end{cases} \quad (1.10)$$

Avec "n" le nombre des potentiels " $U_i(z, t)$ " que la particule traverse. Ces potentiels doivent vérifier les conditions suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial z} U_i(z, t) \begin{cases} \neq 0 & Si \left(z \in \left[(z_0)_i - \frac{(\delta z)_i}{2}, z((t_{off})_i) \right] \right) \& (t \in [(t_{on})_i, (t_{off})_i]) \\ = 0 & Sinon \end{cases} \quad (1.11)$$

Dans cette Équation 1.11 :

- $(z_0)_i$ est la position du milieu du $i^{ème}$ potentiel (s'il était activé tout le temps).
- $(\delta z)_i$ est la largeur du $i^{ème}$ potentiel (s'il était activé tout le temps).
- $(t_{off})_i$ est l'instant où on fait le "Switch Off" du $i^{ème}$ potentiel et il peut être pris quand ce dernier redevient constant après sa variation, mais en générale il doit vérifier la condition suivante : $z((t_{off})_i) < (z_0)_i + \frac{(\delta z)_i}{2}$.
- $(t_{on})_i$ est l'instant où on fait "Switch On" du $i^{ème}$ potentiel, il peut être le même pour tous les potentiels (égale à l'instant du départ de la particule), mais pour économiser on peut s'arranger afin de l'optimiser pour chaque potentiel de telle sorte que $z((t_{on})_i) < (z_0)_i - \frac{(\delta z)_i}{2}$.

Enfin, pour résoudre les relations de l'Équation 1.10 tout en respectant les conditions données par l'Équation 1.11, il faut bien définir les conditions initiales de la particule synchrone pour chaque itération (c'est à dire pour chaque i). Et pour cela il suffit de déterminer les conditions initiales de la particule avant la décélération. On peut prendre par exemple :

$$\begin{cases} (t_{initial})_1 = t_0 & \text{temps initial} \\ z(t_{initial})_1 = z_0 & \text{position initiale} \\ v(t_{initial})_1 = v_0 & \text{vitesse initiale} \end{cases} \quad (1.12)$$

À partir des conditions initiales de l'Équation 1.12, on peut facilement déterminer les autres conditions initiales des autres itérations en suivant ces relations de récurrence :

$$\begin{cases} (t_{final})_i = (t_{off})_i & ; \quad i : 1 \mapsto n \\ (t_{initial})_i = (t_{final})_{i-1} & ; \quad i : 2 \mapsto n \\ z(t_{initial})_i = z(t_{final})_{i-1} & ; \quad i : 2 \mapsto n \\ v(t_{initial})_i = v(t_{final})_{i-1} & ; \quad i : 2 \mapsto n \end{cases} \quad (1.13)$$

On constate bien, que la tâche la plus difficile dans la réalisation de ce genre de système est la création du potentiel $U_i(z, t)$ qui découle de l'interaction entre la particule qu'on veut décélérer et le champ homogène (ou non) dépendant du temps et de l'espace. Il y a trois expériences majeures qui ont permis de ralentir des particules neutres avec ce système de décélération : la décélération Stark des particules polarisées [15], la décélération Stark Optique des particules polaires [38], et la décélération Zeeman des particules paramagnétiques [47].

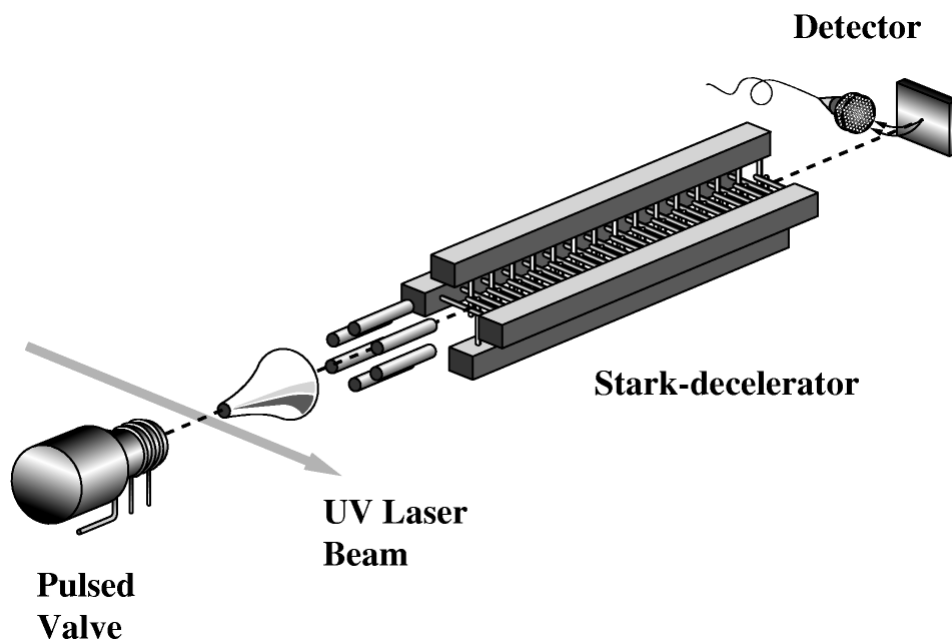


Figure 1.8.: Schéma du dispositif expérimental de la décélération Stark. Pour plus de détails voir [15].

L'expérience de la décélération Stark s'intéresse aux particules polarisées : ce sont les atomes ou les molécules qui interagissent avec un champ électrique extérieur. Les potentiels $U_i(z, t)$ sont créés à partir d'une succession des champs électriques inhomogènes, dépendant du temps et de l'espace, à partir d'un réseau d'électrodes tel que représenté dans la Figure 1.8.

Dans cette expérience, on démontre l'efficacité de la méthode de décélération en utilisant une série de kicks. Ici, on décélère un jet supersonique pulsé des molécules

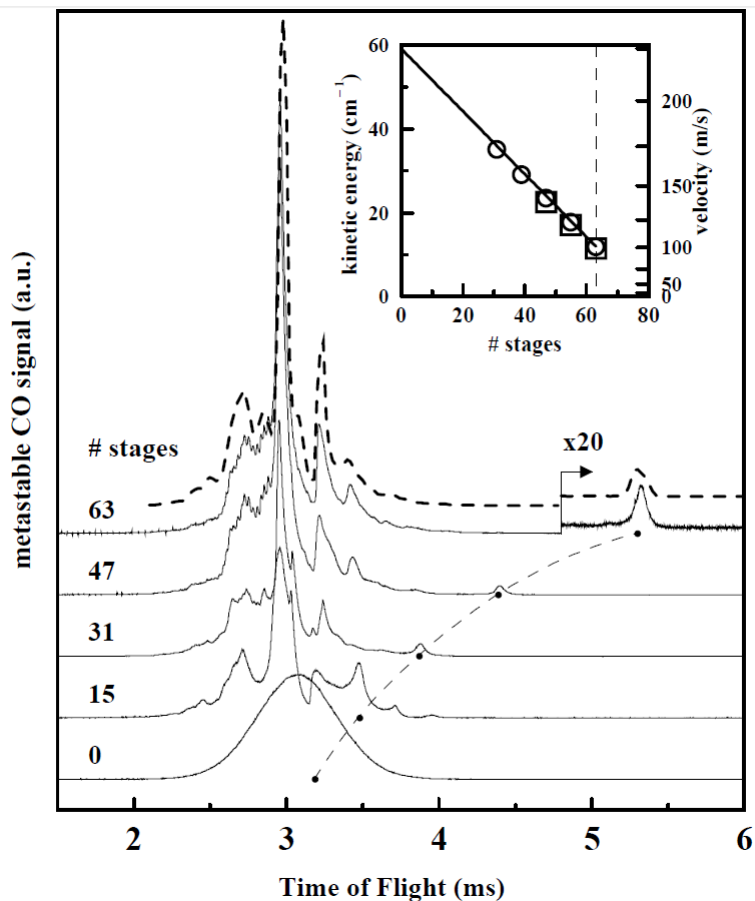


Figure 1.9.: Expérience de décélération Stark d'un jet supersonique pulsé de molécules de CO métastables réalisée par le groupe de Gerard Meijer [15]

dipolaires neutres (La molécule de CO métastable) qui passe à travers 63 potentiels qui sont créés à partir d'une série de 63 champs électriques pulsés synchronisés entre eux de sorte qu'ils vérifient les conditions vues auparavant. Ce dispositif permet de ralentir les particules ayant une vitesse moyenne initiale de l'ordre de 225 m s^{-1} vers une vitesse moyenne finale de l'ordre de 98 m s^{-1} [15] (voir Figure 1.9).

Avec le même genre d'expérience, on a pu décélérer plusieurs particules polarisées et on a pu atteindre des vitesses finales presque nulles. Le montage et les dimensions de ces expériences changent en fonction de la particule qu'on veut décélérer. Les caractéristiques et la forme des électrodes, qui permettent d'obtenir ces champs électriques inhomogènes pulsés et synchronisés entre eux, changent aussi d'une expérience à une autre. Pour plus de détails voir [99, 71, 84].

Ce genre d'expérience a montré son efficacité, mais il ne couvre pas toute les variétés des particules (il est destiné aux particules polaires ou aux particules de Rydberg [46]). Mais pour les autres particules, on a réalisé d'autres expériences suivant le même schéma conducteur, qui permettent de décélérer des particules parama-

gnétiques puisque ces dernières se trouvent plus fréquemment dans la nature (voir Figure 1.10 (a)). La Figure 1.10 (b) montre une sélection des molécules qu'on peut décélérer à l'aide des champs magnétiques.

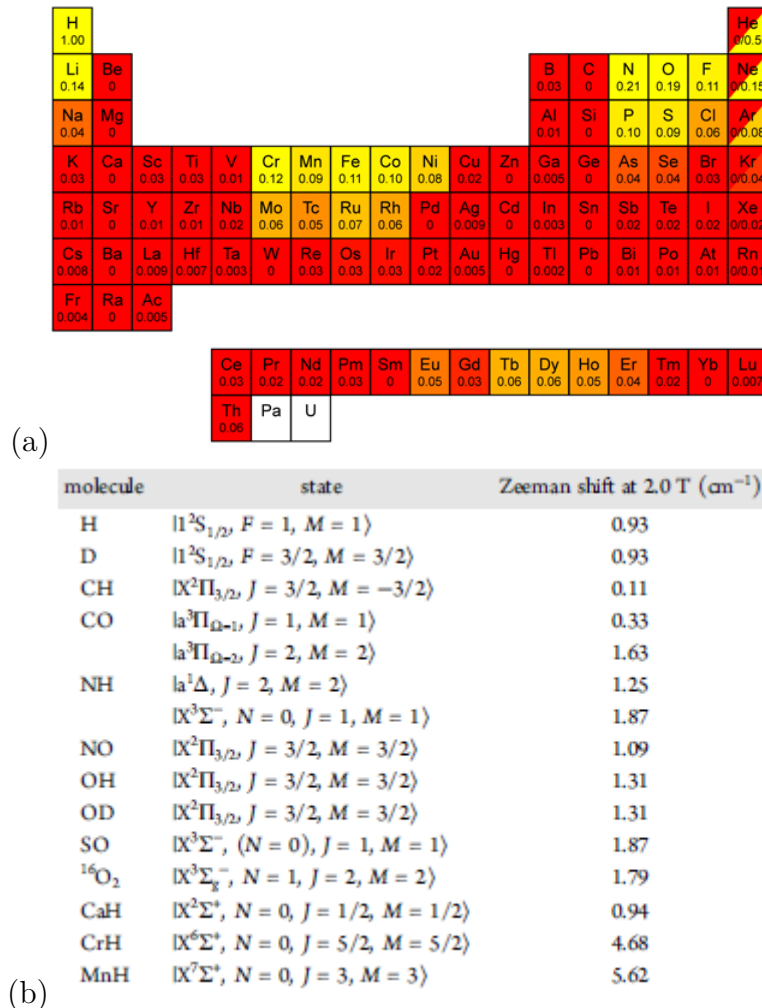


Figure 1.10.: (a) [14] Tableau périodique des éléments chimiques avec la valeur maximale effective du dipôle magnétique de ces atomes, à l'état fondamental (en magnéton de Bohr) divisée par la masse atomique. Pour les gaz nobles ce numéro est également donné pour l'état triplet métastable. (b) [99] Une sélection de molécules paramagnétiques adaptée pour les expériences de décélération et de piégeage avec des champs magnétiques.

Dans ces expériences on crée une série de potentiels issus d'une série de champs magnétiques inhomogènes dépendants du temps et de l'espace [47, 48]. Ces champs sont générés à partir du montage présenté dans la Figure 1.11. Les particules traversent une série de solénoïdes placés les uns après les autres. Chaque solénoïde est alimenté par un pulse de courant qui est défini de telle sorte qu'elle respecte

l'Équation 1.11, l'Équation 1.12 et l'Équation 1.13. Le champ magnétique résultant de chaque solénoïde est similaire à celui présenté dans la Figure 1.12.

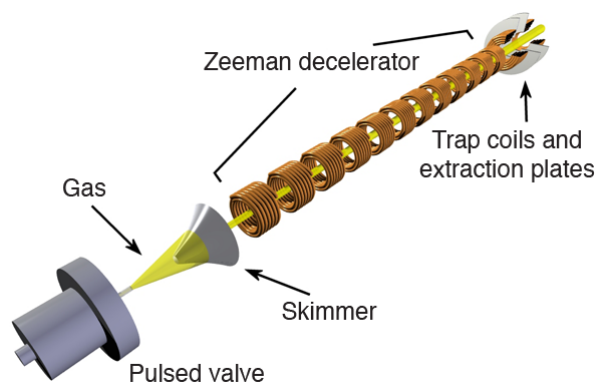


Figure 1.11.: [14] Schéma du décélérateur Zeeman avec piège. Un jet supersonique d'atomes d'hydrogène est produit par la détente d'un gaz dans le vide. Les atomes d'hydrogène passent à travers un écorceur dans une seconde chambre à vide où ils sont décélérés à l'aide de 12 bobines qui produisent un champ magnétique intense de $2,2T$. Les atomes sont pratiquement arrêtés entre les deux dernières bobines et sont ensuite piégés.

Le principal intérêt de ce genre d'expérience avec des particules paramagnétiques est l'étude de stabilité qui nous permet d'augmenter la zone d'acceptance autour de la particule synchrone qui va être conservée à la sortie du décélérateur. En effet, au cours de leur déplacement, les particules paramagnétiques se dispersent lors du passage d'un potentiel à un autre à cause des transitions de Majorana et du phénomène de "spin flip"[61] qui se manifestent lorsqu'une particule paramagnétique interagit avec un champ magnétique qui s'annule dans une région de la zone d'interaction.

Pour pallier ce genre de problème, de nombreux groupes, parmi lesquels nous nous trouvons, ont cherché des configurations qui permettent une décélération plus efficace et bien contrôlée. On a cherché à réaliser un montage qui nous permet d'obtenir une force de décélération continue tout au long du déplacement de la particule. Comme cela, la particule synchrone et celles qui appartiennent au domaine de capture associé verront toujours la même force et on limitera les pertes qui sont dues aux transitions de Majorana [13, 64].

1.3.2. Force de décélération continue créée par une onde progressive

Comme on vient de le voir, pour avoir une force continue qui s'exerce sur une particule au cours de son déplacement, il faut que cette force existe pendant la durée de l'interaction et qu'elle soit issue d'une interaction qui possède un certain

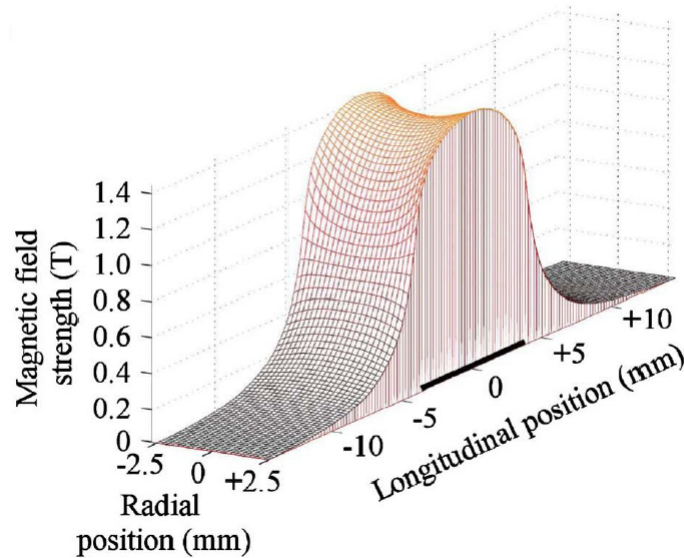


Figure 1.12.: Le profil du champ magnétique à l’intérieur du solénoïde alimenté par 250 A de courant. La position du solénoïde est marquée par le trait noir sur l’axe des positions. Pour plus de détails voir [47].

degré de périodicité. Il est facile de trouver ce genre de force pour les systèmes dissipatifs tel que les systèmes conventionnels de ralentissement ou de freinage par un champ laser. Mais, pour des particules paramagnétiques, il est difficile de trouver des forces continues de décélération (ou d’accélération) qui s’appliquent tout au long du déplacement de la particule car il n’existe pas de forces dissipatives de freinages comme on en trouve à l’échelle macroscopique.

Il fallait aménager le concept pour réaliser ce genre de forces. La ligne directrice a été de profiter de l’existant. Suivant la nature de la particule, elle interagit avec un champ magnétique ou un champ électrique, et on peut imaginer un dispositif qui se base sur le fait d’obtenir une force continue qui vérifie l’Équation 1.2. Le principe en est simple, on crée un potentiel, à partir d’un champ donnée, possédant un gradient (spatial) constant sur d’une distance donnée. Ce genre d’expérience n’est pas aisée à réaliser car elle demande des gradients de champ très importants maintenus sur une grande distance : on aura besoin de consommer beaucoup d’énergie pour un faible ralentissement. Pour remédier à ce problème, plusieurs groupes ont choisis de travailler autrement : il suffit de créer un potentiel qui vérifie des conditions appropriées pour créer une force importante localement, et mettre ce potentiel en mouvement de telle sorte que la particule va subir toujours la même force et donc le même profil de potentiel sur un domaine défini.

Par exemple, cette idée a été réalisée, avec des forces très petites qui ne modifient pas sensiblement les trajectoires, dans les interféromètres Stern Gerlach où l’on crée un champ magnétique “co-mobile” qui se déplace à une vitesse donnée et agit sur

des atomes paramagnétiques dont on veut modifier la phase pour observer leur interférence [65]. Les champs utilisés dans ce genre d'expériences n'étaient pas aussi intenses que ceux employés actuellement car on ne voulait pas décélérer (ou accélérer) les atomes, mais on cherchait seulement à moduler leur phase et détecter des interférences Stern Gerlach.

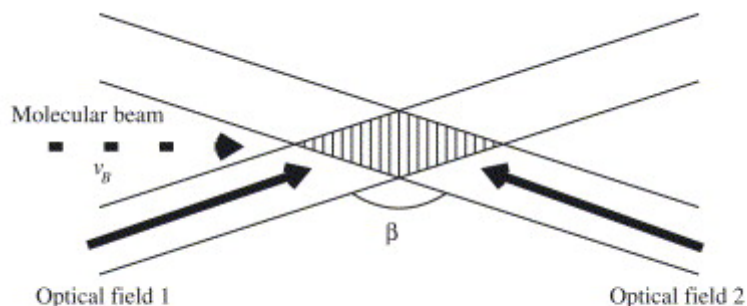


Figure 1.13.: Un réseau optique mobile créé par deux faisceaux lasers, à des fréquences différentes, qui se croisent avec un angle $\beta \simeq 180^\circ$. Un jet moléculaire, de vitesse longitudinale v_B , est injecté dans la zone d'interférence des deux faisceaux croisés. Pour plus de détails, voir [33].

De même, le groupe de E. Raizen a travaillé sur l'accélération d'un nuage des particules, initialement piégées dans un piège magnéto-optique, par l'intermédiaire d'un faisceau de lumière stationnaire (voir Figure 1.13) accéléré dans une seule dimension [16]. Dans ce genre d'expérience, les particules subissent une force créée à partir du gradient d'un potentiel généré par un faisceau de lumière stationnaire façonné de façon que les nœuds et les ventres de ce faisceau se déplacent dans une direction donnée avec une vitesse contrôlable. La valeur de l'accélération des particules dépend uniquement de celle du potentiel.

Suivant le même principe, d'autres groupes ont réalisé l'expérience de décélération de particules rapides avec un faisceau lumineux stationnaire et intense [10] (voir Figure 1.13). Ce faisceau est modulé de telle sorte que les particules qui le traversent verront un potentiel mobile qui se déplace à une vitesse contrôlée. La force de décélération exercée sur ces particules est égale au gradient de ce potentiel. Il suffit de régler la vitesse initiale et finale de ce potentiel en respectant le temps de début du couplage entre la particule synchronisée et le potentiel. Les lasers utilisés pour former ce genre de faisceau sont très intenses, ce qui permet d'avoir un important gradient qui assure une décélération très efficace (voir Figure 1.14) sur une courte distance (de l'ordre de quelques centaines de micromètres).

Cette méthode est très efficace pour décélérer plusieurs types de particules. Mais le problème est qu'elle ne fonctionne que pour les particules qui interagissent de ma-

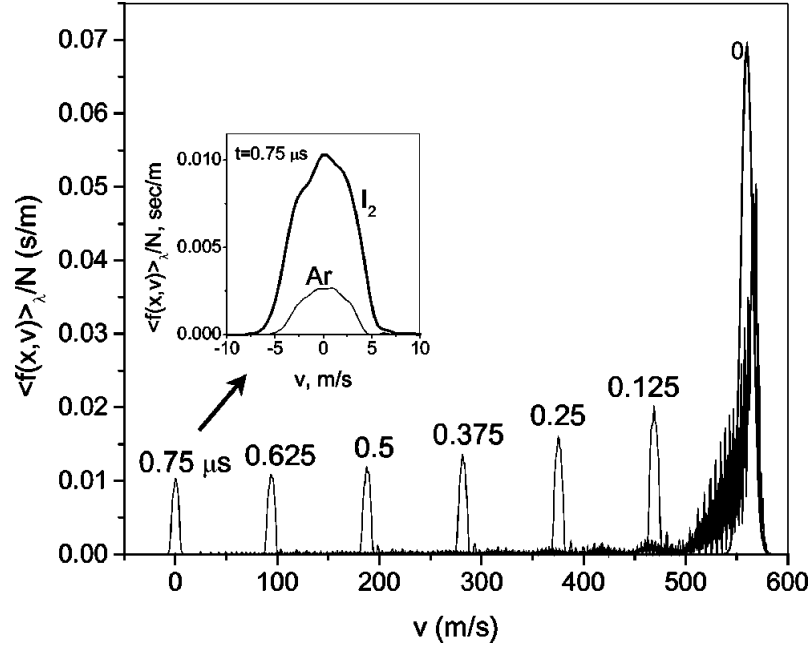


Figure 1.14.: L'évolution de la distribution de I_2 , en fonction de temps (chaque $0.125\mu s$). Le graphique en haut montre les distributions des deux gaz ralentis simultanément jusqu'à l'arrêt, I_2 (1K) et Ar (157mK), à la sortie du décélérateur optique (Pour plus de détails, voir [10]).

nière quasi résonnante avec les faisceaux lasers. Pour les autres types de particules, on a réalisé des expériences de décélération Stark [42] et de décélération Zeeman [97] qui se basent sur le même principe vu précédemment mais en utilisant des ondes de champs électriques ou magnétiques (respectivement) progressives avec des vitesses contrôlables. Les gradients des potentiels résultant de l'interaction entre ces champs et les particules qu'on veut décélérer se déplacent eux aussi à la même vitesse que ces champs progressifs [11, 44].

Le principe physique de ces différentes méthodes est à peu près le même : un ensemble de particules distribuées sur une région de l'espace se déplacent autour d'une vitesse donnée traversent une onde d'intensité de champ progressive à la même vitesse initiale que les particules. En présence de ce champ, ces particules vont voir un potentiel qui se déplace initialement (au temps du couplage près) à la même vitesse qu'eux. Ce potentiel est muni d'un gradient à l'entrée de telle sorte que les particules vont subir une force décélératrice (ou accélératrice) tout au long de leur passage à travers ce champ. L'onde de champ co-mobile est créé à partir d'un champ dépendant du temps dont l'intensité est modulée spatialement de manière sinusoïdale.

Pour récapituler, dans le cas générique, on peut décrire l'équation du mouvement de la particule synchrone à une dimension (on considère que l'amplitude de la force de décélération est la même tout au long de la décélération) :

$$z''(t) = A \cdot \sin(k(z(t) - z_0) - \phi(t)) \quad (1.14)$$

Dans l'Équation 1.14, le terme A est une constante qui est égale à la force, exercée sur la particule, divisée par sa masse. Le $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est la pulsation spatiale du champ progressif de longueur d'onde λ . Ce champ est réglé de telle sorte que la particule synchrone $\{z_s(t), v_s(t), t\}$ va voir une force constante tout au long de son déplacement à travers le champ, donc l'équation du mouvement (l'Équation 1.14) devient :

$$z_s''(t) = A \cdot \sin(\phi_0) \quad (1.15)$$

Avec $\phi_0 \in [0, 2\pi]$ la phase du champ progressif lors de son couplage avec la particule, qui est une constante qu'on peut modifier et contrôler en fonction de ce qu'on veut faire exactement pour la particule synchrone : ralentir $A \cdot \sin(\phi_0) < 0$, accélérer $A \cdot \sin(\phi_0) > 0$ ou maintenir la vitesse constante $\phi_0 = 0$. À partir de l'Équation 1.15, on peut facilement déterminer les équations horaires du mouvement de la particule synchrone :

$$\begin{cases} v_s(t) = z_s'(t) = (A \cdot \sin \phi_0) \cdot t + v_0 \\ z_s(t) = \frac{1}{2} (A \cdot \sin \phi_0) \cdot t^2 + v_0 \cdot t + z_0 \end{cases} \quad (1.16)$$

avec z_0 la position initiale (position de couplage entre la particule synchrone et le champ) et v_0 la vitesse initiale de la particule synchrone lors de son couplage avec le champ.

À partir de l'Équation 1.14 et l'Équation 1.15 on peut déduire facilement la phase $\phi(t)$ que doit avoir le champ progressif pour qu'il soit adapté à une molécule synchrone bien définie et on obtient :

$$\phi(t) = k (z_s(t) - z_0) - \phi_0 \quad (1.17)$$

En utilisant l'Équation 1.16, l'expression de la phase $\phi(t)$ devient :

$$\phi_s(t) = k \left(\frac{1}{2} (A \cdot \sin \phi_0) \cdot t^2 + v_0 \cdot t \right) - \phi_0 \quad (1.18)$$

Les particules qui se trouvent autour de la particule synchrone ne suivent pas une équation du mouvement aussi simple que celle d'un simple mouvement uniformément accéléré car elles ne ressentent pas le champ progressif de la même manière. L'équation leur correspondant est fortement non-linéaire, du type $z''(t) = A \cdot \sin(k(z(t) - z_0) - \phi_s(t))$. On va étudier dans la partie "étude de stabilité", les trajectoires de ces particules non synchrones et leur comportement en fonction de leur position et de leur vitesse lorsqu'ils se couplent avec ce champ progressif.

La force exercée par le champ progressif sur la particule synchrone est conservative, donc on peut aussi décrire ce système de point de vue énergétique :

$$dE_s(t, z_s) = dK_s(t, z_s) + dU_s(t, z_s) = 0 \quad (1.19)$$

$$dU_s(z_s, t) = -M A \sin(\phi_0) dz_s(t) \quad (1.20)$$

$$dK_s(t, z_s) = M v_s(t) dv_s(t) \quad (1.21)$$

$$\implies v_s(t) dv_s(t) = A \sin(\phi_0) dz_s(t) \quad (1.22)$$

$$\implies v_s^2(t) = v_0^2 + 2 A \sin(\phi_0) (z_s(t) - z_0) \quad (1.23)$$

D'après l'Équation 1.23 (qui est en parfait accord avec l'Équation 1.16), on voit bien l'importance du paramètre ϕ_0 dans le comportement de la particule synchrone : en fonction de la valeur de ϕ_0 l'énergie cinétique de la particule synchrone est modifiée, on peut décélérer ($v_s(t) < v_0$), accélérer ($v_s(t) > v_0$) ou bien piéger la particule synchrone à une vitesse ($v_s(t) = v_0$) bien déterminée (bien sûr pour $t > 0$).

Dans notre expérience, on utilise ce même principe de fonctionnement pour la décélération des particules paramagnétiques, issues d'un jet supersonique, par une onde de champ magnétique progressive. Le reste de ce chapitre sera consacré uniquement à ce type de système et on va détailler le principe de son fonctionnement.

1.4. Les forces créées par un champ magnétique

Les principales propriétés des particules paramagnétiques en interaction avec les champs magnétiques correspondent à la précession et nutation des moments magnétiques, aux effets Zeeman normal et anormal (point de vue énergétique) et à l'effet Stern Gerlach (point de vue force)[98]. On va exposer l'approche correspondant à la description des atomes paramagnétiques.

1.4.1. L'énergie Zeeman

1.4.1.1. Moment et énergie magnétique

Soit un électron de masse m et de charge $-e$ il possède un moment angulaire intrinsèque \vec{s} appelé "*Spin*" et on associe à cet électron un moment magnétique intrinsèque $\vec{\mu}_s$ tel que :

$$\vec{\mu}_s = -g_s \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{s} \quad (1.24)$$

Le facteur gyromagnétique pour le spin de l'électron g_s est à peu près égal à 2, \hbar est la constante de Planck et μ_B est le magnéton de Bohr. Avec c , vitesse de la lumière, on peut écrire le magnéton de Bohr sous la forme suivante :

$$\mu_B = \frac{e \hbar}{2m_e} \quad (1.25)$$

Si cet électron orbite autour d'un noyau qui possède lui aussi un moment cinétique orbital \vec{l} , il aura un moment magnétique orbital $\vec{\mu}_l$ qui s'écrit :

$$\vec{\mu}_l = -g_l \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{l} \quad (1.26)$$

Tel que g_l est le facteur gyromagnétique du moment angulaire orbital de l'électron qui est égal à 1. Le noyau aussi possède un moment magnétique, mais puisqu'il est beaucoup plus massif que l'électron, son moment magnétique est négligeable devant celui du dernier. Donc pour " N " électrons d'un atome, le moment magnétique total s'écrit sous la forme :

$$\vec{\mu} = -\frac{\mu_B}{\hbar} (g_s \vec{S} + g_l \vec{L}) \quad (1.27)$$

Avec $\vec{S} = \sum_{i=1}^N \vec{s}_i$ et $\vec{L} = \sum_{i=1}^N \vec{l}_i$.

L'application d'un champ magnétique uniforme externe \vec{B} sur cet atome, qui possède N électrons, va faire apparaître un potentiel U de la forme :

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = \frac{\mu_B}{\hbar} (g_s \vec{S} + g_l \vec{L}) \cdot \vec{B} \quad (1.28)$$

Si le champ magnétique \vec{B} est appliqué suivant la direction \vec{z} , l'Équation 1.28 peut être écrit sous la forme :

$$U = -\mu_z \cdot B_z = \frac{\mu_B}{\hbar} (g_s S_z + g_l L_z) \cdot B_z \quad (1.29)$$

1.4.1.2. L'effet Zeeman normal et anormal

Quand un atome, tel que celui qu'on a décrit dans le paragraphe précédent, est sous l'influence d'un champ magnétique uniforme externe \vec{B} , l'Hamiltonien total \mathcal{H} du système peut s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{SO} + \mathcal{H}_Z \quad (1.30)$$

Cet Hamiltonien (Équation 1.30) prend en compte l'interaction spin-orbite qui résulte de l'interaction entre le spin de l'électron et le champ électrique provenant du coeur, ou couche profonde, dans lequel il se déplace. Généralement, \mathcal{H}_{SO} est donné par :

$$\mathcal{H}_{SO} = W(r) \vec{L} \cdot \vec{S} \quad (1.31)$$

Avec $W(r)$ est la constante de couplage spin-orbite qui est égale à :

$$W(r) = \frac{g_s \mu_B}{2e\hbar m_e c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial U(r)}{\partial r} \quad (1.32)$$

Où $U(r)$ est l'énergie potentielle de l'électron dans le champ central créé par le noyau. Pour les autres termes de l'Équation 1.30, on a :

$$\mathcal{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(r) \quad (1.33)$$

$$\mathcal{H}_Z = \frac{\mu_B}{\hbar} (g_s \vec{S} + g_l \vec{L}) \cdot \vec{B} \quad (1.34)$$

L'Équation 1.33 présente l'Hamiltonien non perturbé de l'atome dans l'approximation de la force centrale. Le premier terme de cette relation présente l'énergie cinétique de la particule réduite et le deuxième terme présente son énergie potentielle. L'Équation 1.34 représente l'énergie Zeeman de cet atome en présence d'un champ magnétique uniforme extérieur \vec{B} . Si ce champ magnétique est aligné suivant une direction \vec{z} , on peut quantifier les moments magnétiques du système sur cet axe et l'Équation 1.34 va s'écrire dans ce cas :

$$\mathcal{H}_Z = \frac{\mu_B}{\hbar} (g_s S_z + g_l L_z) \cdot B_z \quad (1.35)$$

On peut réécrire dans ce cas l'Équation 1.30 comme :

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \lambda \frac{\vec{L} \cdot \vec{S}}{\hbar^2} + \beta \frac{(2S_z + L_z)}{\hbar} \quad (1.36)$$

Avec :

- $g_s = 2$ et $g_l = 1$.
- $\lambda = \hbar^2 \langle W(r) \rangle = \frac{\hbar^2 \mu_B}{e\hbar m_e c^2} \left\langle \frac{1}{r} \frac{\partial U(r)}{\partial r} \right\rangle$ qui caractérise l'interaction spin-orbite dans l'atome.
- $\beta = \mu_B \cdot B_z$ qui caractérise l'énergie Zeeman dans l'atome.

Pour déterminer les niveaux d'énergie de ce système, on doit résoudre l'équation : $E_{tot} = \langle \mathcal{H} \rangle = E_0 + E'$, tel que $E_0 = \langle \mathcal{H}_0 \rangle$ est le niveau d'énergie du système non perturbé dans l'approximation de la force centrale. Pour calculer les corrections qui sont dues aux autres parties du Hamiltonien total, on utilise la méthode de calcul par perturbation ; cette méthode consiste à diagonaliser la partie dominante du Hamiltonien dans une base donnée (reliée à celle du Hamiltonien d'ordre 0) et traiter la partie faible qui reste du Hamiltonien total comme une perturbation dans cette base. Pour cela il faut définir au début quelle est la partie dominante du Hamiltonien \mathcal{H} , et c'est en fonction des valeurs de λ et β qu'on peut avoir :

- Effet Zeeman “anormal” : c’est le cas où le champ magnétique B_z est assez faible de telle sorte que ($\beta \ll \lambda$), c.-à-d. la perturbation par le champ magnétique est faible devant l’interaction spin-orbite.
- Effet Zeeman “normal” (effet Paschen-Back) : c’est dans le cas où le champ magnétique B_z est assez intense de telle sorte que ($\beta \gg \lambda$), c.-à-d. la perturbation par le champ magnétique est plus importante que l’interaction spin-orbite.
- Les deux perturbations sont de même ordre de grandeur ($\beta \approx \lambda$), l’effet résultant est intermédiaire entre les effets Zeeman anormal et Paschen-Back.

Effet Zeeman anormal Dans ce cas le champ magnétique est faible et son effet est traité comme une perturbation. Dans ce genre de champ magnétique, les moments angulaires \vec{L} et \vec{S} sont couplés en un moment cinétique total $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ qui est soumis à un mouvement de précession autour de la direction du champ magnétique (voir Figure 1.15). Dans ces conditions, J et m_J sont toujours considérés comme les bons nombres quantiques qui caractérisent les différents niveaux d’énergie, tel que $m_J = m_L + m_S$. D’où, on peut réécrire l’Équation 1.31 sous la forme :

$$\mathcal{H}_{SO} = \frac{\lambda}{\hbar^2} \frac{1}{2} (J^2 - L^2 - S^2) \quad (1.37)$$

On considère la base des états quantiques $\{|\alpha, L, S, J, m_J\rangle\}$ dans laquelle l’ensemble des opérateurs $\{\mathcal{H}_0, L^2, S^2, J^2, J_z\}$ est un *ECOC*¹. On peut décrire l’Hamiltonien non perturbé $\mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{SO}$ dans cette base tel que :

$$\begin{cases} \mathcal{H}_0 |\alpha, L, S, J, m_J\rangle = E_0 |\alpha, L, S, J, m_J\rangle \\ \mathcal{H}_{SO} |\alpha, L, S, J, m_J\rangle = \frac{\lambda}{2} (J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)) |\alpha, L, S, J, m_J\rangle \end{cases} \quad (1.38)$$

Dans cette base, on peut écrire aussi :

$$\langle S_z \rangle = \left\langle S_J \frac{J_z}{\sqrt{J^2}} \right\rangle = \left\langle \frac{\vec{J} \cdot \vec{S}}{\sqrt{J^2}} \frac{J_z}{\sqrt{J^2}} \right\rangle = \frac{1}{2} \left\langle \frac{(J^2 - L^2 + S^2) J_z}{J^2} \right\rangle \quad (1.39)$$

Car la projection de \vec{S} sur \vec{J} (qui est S_J) est une constante de mouvement dans cette base². Donc on peut ainsi réécrire l’Équation 1.35 sous la forme :

$$\langle \mathcal{H}_Z \rangle = \frac{\beta}{\hbar} (2\langle S_z \rangle + \langle L_z \rangle) = \frac{\beta}{\hbar} (\langle J_z \rangle + \langle S_z \rangle) = \frac{\beta}{\hbar} \left(\left\langle J_z + \frac{1}{2} \frac{(J^2 - L^2 + S^2) J_z}{J^2} \right\rangle \right) \quad (1.40)$$

¹Ensemble Complet d’Observables qui Commutent

² $S_J = \frac{\vec{J} \cdot \vec{S}}{\sqrt{J^2}} = \frac{1}{2} \frac{(J^2 - L^2 + S^2)}{\sqrt{J^2}}$ possède une matrice diagonale dans la représentation adoptée.

Ainsi, on peut exprimer l'énergie totale de ce système dans la base $\{|\alpha, L, S, J, m_J\rangle\}$ sous la forme :

$$\begin{cases} E_{tot} = \langle \mathcal{H} \rangle = E_0 + \langle \mathcal{H}_{SO} \rangle + \langle \mathcal{H}_Z \rangle \\ \langle \mathcal{H}_{SO} \rangle = E_{SO} = \frac{\lambda}{2} (J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)) \\ \langle \mathcal{H}_Z \rangle = \Delta E_Z = \beta m_J \left(1 + \frac{1}{2} \frac{(J(J+1) - L(L+1) + S(S+1))J_z}{J(J+1)} \right) \end{cases} \quad (1.41)$$

Le déplacement d'énergie dû au champ magnétique uniforme peut être présenté dans ces conditions sous la forme :

$$\Delta E_Z = \langle \mathcal{H}_Z \rangle = g_J m_J \beta \quad (1.42)$$

Tel que $g_J = 1 + \frac{1}{2} \frac{(J(J+1) - L(L+1) + S(S+1))J_z}{J(J+1)}$ est appelé le *facteur de Landé*.

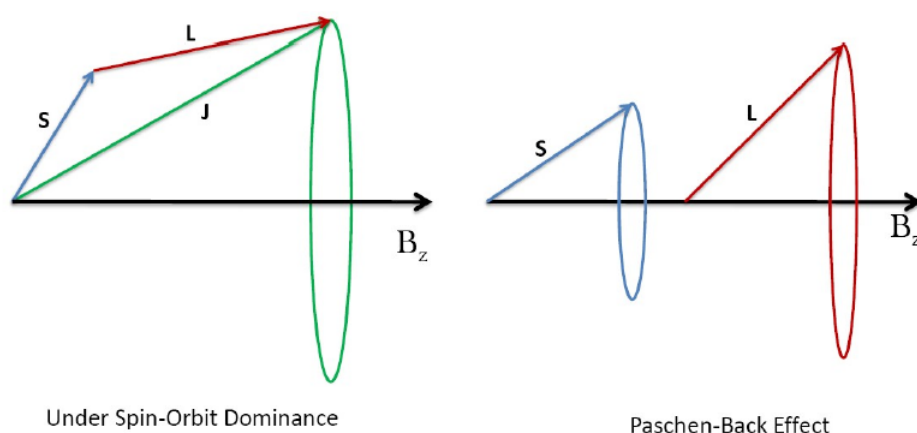


Figure 1.15.: [13] Le couplage entre le spin et le moment angulaire orbital en régime de champ faible (la figure de gauche) et en régime de champ fort (la figure de droite).

Effet Zeeman normal : Effet Paschen-Back Dans ce cas le champ magnétique est intense et l'interaction spin-orbite est traitée comme une perturbation. Lorsque ce champ est suffisamment fort, la correction spin-orbite est négligeable devant l'énergie magnétique. Le couplage spin-orbite est quasiment rompu et les deux moments angulaires évoluent indépendamment chacun de leur côté. Ils sont soumis tous les deux à un mouvement de précession autour de la direction du champ magnétique (voir Figure 1.15). Une autre façon de voir est de dire que \vec{L} et \vec{S} interagissent plus fortement avec le champ magnétique qu'entre eux, car $(\beta \gg \lambda)$. Ainsi $\{L, m_L, S, m_S\}$ redeviennent des bons nombres quantiques.

Cette fois ci, on considère la base des états quantiques $\{|\alpha, L, m_L, S, m_S\rangle\}$ dans laquelle l'ensemble des opérateurs $\{\mathcal{H}_0, L^2, S^2, L_z, S_z\}$ est un *ECOC*³. On peut décrire

³Ensemble Complet d'Observables qui Commutent

l'Hamiltonien non perturbé $\mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_Z$ dans cette base tel que :

$$\begin{cases} \mathcal{H}_0 |\alpha, L, m_L, S, m_S\rangle = E_0 |\alpha, L, m_L, S, m_S\rangle \\ \mathcal{H}_Z |\alpha, L, m_L, S, m_S\rangle = \beta (m_L + 2m_S) |\alpha, L, m_L, S, m_S\rangle \end{cases} \quad (1.43)$$

Dans cette base, on peut exprimer les éléments de matrice de couplage spin-orbite en fonction des composants sphériques⁴ de \vec{L} et \vec{S} sous la forme :

$$\vec{L} \cdot \vec{S} = L_z S_z + \frac{1}{2} (L_+ S_- + L_- S_+) \quad (1.44)$$

À partir de cela, on peut calculer ces éléments de matrice qui vont être égaux à :

$$\begin{aligned} \langle \alpha, L', m'_L, S', m'_S | \vec{L} \cdot \vec{S} | \alpha, L, m_L, S, m_S \rangle = \\ \langle \alpha, L', m'_L, S', m'_S | L_z S_z + \frac{1}{2} (L_+ S_- + L_- S_+) | \alpha, L, m_L, S, m_S \rangle \end{aligned} \quad (1.45)$$

Ces éléments de matrices vont être tous nuls sauf ceux qui vérifient :

$$\Delta m_L = 0, \pm 1 \quad ; \quad \Delta m_S = 0, \pm 1 \quad (1.46)$$

On peut exprimer l'énergie totale de ce système dans la base $\{|\alpha, L, m_L, S, m_S\rangle\}$ sous la forme :

$$\begin{cases} E_{tot} = \langle \mathcal{H} \rangle = E_0 + E_Z + E_{SO} \\ E_0 = \langle \mathcal{H}_0 \rangle = E_0 \\ E_Z = \langle \mathcal{H}_Z \rangle = \beta (m_L + 2m_S) \\ E_{SO} = \langle \mathcal{H}_Z \rangle = \frac{\lambda}{\hbar^2} (\hbar^2 m_L m_S + \Delta_{SO}) \end{cases} \quad (1.47)$$

Avec :

$$\begin{cases} \Delta_{SO} = \frac{1}{2} \langle \alpha, L', m'_L, S', m'_S | (L_+ S_- + L_- S_+) | \alpha, L, m_L, S, m_S \rangle \\ \Delta_{SO} \neq 0 \quad \text{pour } \Delta m_L = \pm 1 \ \& \ \Delta m_S = \pm 1 \end{cases} \quad (1.48)$$

Dans la Figure 1.16 on peut voir la levée de dégénérescence Zeeman d'un état quantique 2P dans les cas des champs magnétiques faible et fort. On peut dire que pour le cas où ($\beta \approx \lambda$), l'effet résultant est intermédiaire entre les effets Zeeman anormal (cas du champ magnétique faible) et Paschen-Back (cas du champ magnétique fort).

On voit bien dans l'Équation 1.28 que l'énergie Zeeman dépend du champ magnétique \vec{B} . On peut imaginer que si ce champ était inhomogène et dépendant du temps et de l'espace, son gradient (spatial) sera non nul et alors l'atome (ou la particule paramagnétique en général) verra une force d'origine magnétique : cette force est la *force Stern et Gerlach*.

⁴ $L_0 = L_z \quad L_+ = L_x + iL_y \quad L_- = L_x - iL_y$
 $S_0 = S_z \quad S_+ = S_x + iS_y \quad S_- = S_x - iS_y$

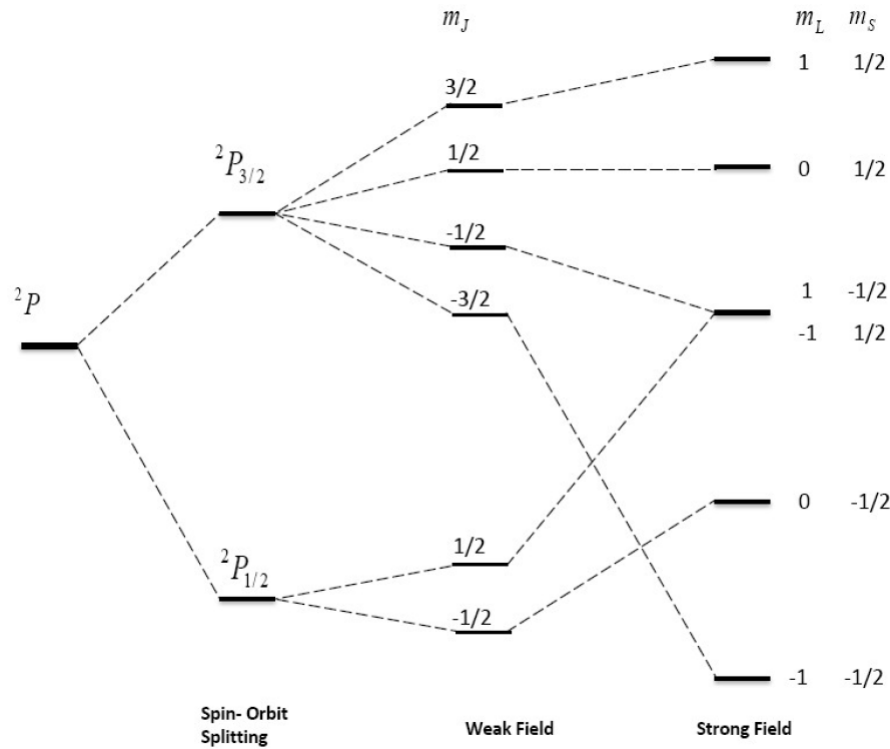


Figure 1.16.: [13] Les sous niveaux Zeeman de l'état quantique 2P dans les régimes de champ faible et champ fort.

1.4.2. Force Stern-Gerlach

1.4.2.1. Expérience Stern et Gerlach

En 1922, *Otto Stern* et *Walther Gerlach* ont réalisé une “simple” expérience [98] qui, d’après eux, devait mettre en évidence la quantification du moment cinétique orbital \vec{L} d’électrons qui tournent autour d’un noyau qui avait été proposée par *Sommerfeld*. Pour cela ils envoient un jet atomique d’argent, dans l’état fondamental, à travers l’entrefer d’un électroaimant. À l’intérieur de cet électroaimant, les atomes voient un champ magnétique non uniforme avec un gradient non nul suivant la direction \vec{z} (voir Figure 1.17).

Ces atomes d’argent sont neutres et ils sont dans leur état fondamental. Donc ils ne subissent pas la force de Lorentz ou la force de Laplace. D’après la théorie de Sommerfeld, ces atomes ont un moment magnétique orbital $\vec{\mu}_L$ quantifié : ce moment magnétique résulte de la rotation des électrons autour du noyau et il dépend du moment cinétique orbital \vec{L} de ces électrons, \vec{L} est quantifié, donc $\vec{\mu}_L$ est quantifié lui aussi (voir l’Équation 1.26).

Lors du passage de ces atomes à travers cet électroaimant, ils verront un potentiel U qui s’écrit sous la forme de l’Équation 1.28. Le champ magnétique créé par cet

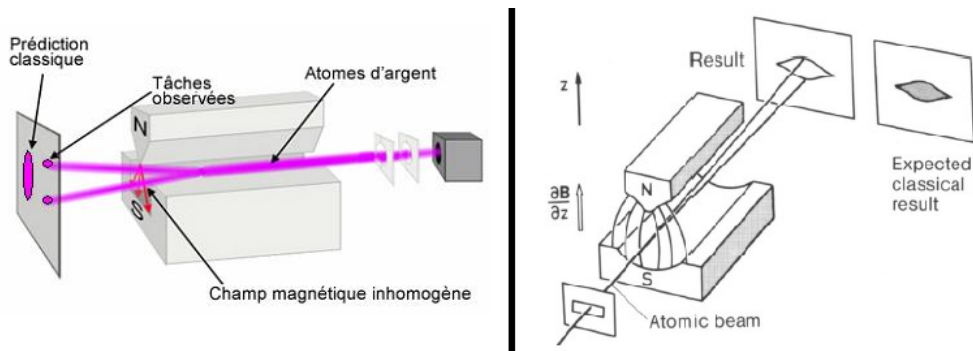


Figure 1.17.: Schéma du dispositif d'expérience de *Stern et Gerlach* en 1922. On voit bien la forme des lignes du champ magnétique à l'intérieur de l'électroaimant. Aussi, on présente les résultats attendus par les prédictions classiques et ceux trouvés expérimentalement.

électroaimant est inhomogène suivant la direction \vec{z} , donc son gradient est non nul suivant cette direction. Ce qui entraîne la création d'une force qui s'exerce sur ces particules suivant la même direction \vec{z} (voir l'Équation 1.2 et l'Équation 1.3). Du point de vue de la mécanique classique le moment orbital magnétique $\mu_z = \vec{\mu}_L \cdot \vec{z}$ (qui dépend de $L_z = \vec{L} \cdot \vec{z}$) prend des valeurs continues entre $-\|\vec{\mu}_L\|$ et $+\|\vec{\mu}_L\|$, donc à l'entrée de l'entrefer, les moments des atomes du jet sont, à priori, orientés dans n'importe quelle direction (une distribution isotrope). Sous l'effet de cette force, on s'attend à voir une tache, centrée sur l'axe du jet et allongée suivant la direction \vec{z} correspondant à la trace de toutes les trajectoires possibles en fonction de l'orientation du moment magnétique $\vec{\mu}_L$ (voir Figure 1.17).

Du point de vue quantique (qu'ils voulaient vérifier à l'époque), la projection du moment orbital \vec{L} suivant la direction \vec{z} est quantifiée (telle que : $L_z = \hbar m_z$; $m_z \in \{-\|\vec{L}\|, -\|\vec{L}\| + 1, \dots, -1 + \|\vec{L}\|, +\|\vec{L}\|\}$, avec $\|\vec{L}\|$ est un entier et \hbar est la constante de *Planck*). On s'attend à obtenir sur l'écran, un nombre impair de segments (égal à $2\|\vec{L}\| + 1$).

En fait, Stern et Gerlach constatent uniquement la présence de deux segments, symétriques par rapport à l'axe original du faisceau d'atomes (voir Figure 1.17). Ils ont refait cette expérience avec d'autres atomes, ils ont toujours observé la quantification, mais le nombre de segments résultant ainsi que leurs espacements restaient toujours inexplicés parce qu'ils supposaient que seul le moment cinétique orbital des électrons contribue au moment magnétique.

Après quelques années, on s'est rendu compte qu'il ne fallait pas expliquer les résultats obtenus dans cette expérience pour l'atome d'argent en se basant uniquement sur la quantification du moment magnétique orbital (qui a été bien démontrée dès les premières années de la mécanique quantique moderne) car ce dernier est nul pour l'argent. Et c'est *Uhlenbeck et Goudsmit* qui proposèrent en 1925 l'hypothèse que l'électron est doté d'un moment angulaire intrinsèque appelé "*spin*" (mot d'ori-

gine anglaise “to spin” : toupie tourne sur soi-même). La notion théorique de spin a été déjà introduite par *W. Pauli* en 1924. L'électron possède un spin $1/2$ et sa projection, sur un axe, est quantifiée : elle ne prend pas de valeurs continues mais seulement deux valeurs qui sont multiples de la constante de Planck \hbar (ces valeurs sont : $+\frac{\hbar}{2}$ (spin up) et $-\frac{\hbar}{2}$ (spin down)). Le moment magnétique intrinsèque résultant de ce spin est présenté dans la relation (1.24). Pour plus de détails voir [22].

1.4.2.2. Force Stern et Gerlach

Comme on l'a vu dans le paragraphe précédent, dans l'expérience de Stern et Gerlach, la force responsable du phénomène observé (voir Figure 1.17) est due essentiellement au gradient du champ magnétique appliqué suivant la direction \vec{z} multipliée par le moment angulaire intrinsèque du spin de l'électron de valence de l'atome d'argent qui s'écrit sous la forme de l'Équation 1.24. À partir de l'Équation 1.28, l'Équation 1.29, l'Équation 1.2 et l'Équation 1.3, on peut définir cette force ainsi :

$$F_z = -\frac{\mu_B}{\hbar} g_s \frac{\partial}{\partial z} (S_z \cdot B_z) \quad (1.49)$$

Dans ce cas on a quantifié le spin de l'électron suivant la direction \vec{z} car la composante principale du champ magnétique à l'intérieur de l'entrefer de l'électroaimant est suivant cette direction (voir Figure 1.17) et c'est aussi celle de la force dans cette configuration. Et pour un électron on a :

$$\begin{cases} S_z = \pm \frac{\hbar}{2} \\ g_s \simeq 2 \end{cases} \quad (1.50)$$

Donc à partir de l'Équation 1.49 et l'Équation 1.50, on peut écrire cette composante de la force sous la forme :

$$F_z = \mp \mu_B \frac{\partial}{\partial z} (B_z) \quad (1.51)$$

On voit bien que dans l'Équation 1.51, suivant la valeur de S_z , si elle est définie, chaque atome du jet va subir une force suivant la direction \vec{z} , dans un sens ou dans l'autre. Puisque la probabilité d'avoir un spin Up ou un spin Down suivant cette direction est la même, le jet d'atomes d'argent va se diviser en deux parties et on va voir deux taches sur la plaque de détection, ce qui coïncide bien avec les résultats obtenus (voir Figure 1.17).

En pratique, le champ n'est pas aussi simple et parfait que l'on ne l'a décrit : il y a une autre composante transversale du champ magnétique (qui est due aux relations : $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ et $\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \vec{0}$). Donc le développement que l'on a fait n'est pas totalement juste même s'il est raisonnablement approché. Pour des calculs plus détaillés on peut voir [30, 74, 49].

Aussi, vu que le champ magnétique est principalement suivant la direction \vec{z} , le moment angulaire intrinsèque du spin de l'électron $\vec{\mu}_s$ va suivre un mouvement de précession de *Larmor* autour la direction du champ magnétique. La composante $\mu_z = -g_s \frac{\mu_B}{\hbar} S_z$ de $\vec{\mu}_s$ ne va pas être affectée par ce mouvement, par contre les autres composantes $\mu_x = -g_s \frac{\mu_B}{\hbar} S_x$ et $\mu_y = -g_s \frac{\mu_B}{\hbar} S_y$ vont changer au cours du temps d'autant plus rapidement que l'intensité du champ magnétique sera importante. On pourra considérer dans une hypothèse adiabatique qu'elles s'annulent (voir Figure 1.18).

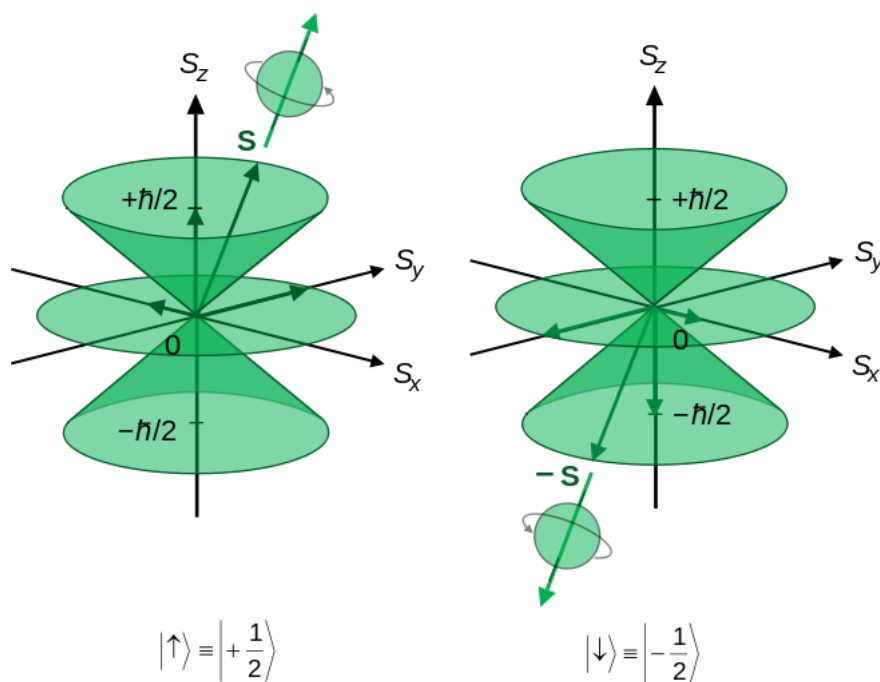


Figure 1.18.: Précession Larmor d'un Spin 1/2 dans un champ magnétique uniforme suivant la direction \vec{Oz} .

Maintenant, si l'on imagine que le champ magnétique appliqué aux particules est inhomogène et dépendant du temps, comment peut-on décrire le mouvement de ces particules et que peut-on attendre au juste? Pour répondre à ces questions, je vais essayer, dans ce qui suit, de décrire un formalisme général qui pourra se rattacher à la méthode des propagateurs et qui nous permet de suivre le mouvement des particules paramagnétiques qui se déplacent dans un champ presque quelconque.

1.4.3. Équations du mouvement

L'expérience de Stern et Gerlach nous a permis d'illustrer une partie des idées de base de la théorie quantique. L'approche qu'on a suivie dans le paragraphe précédent, pour l'expression de la force qui permet de diviser le jet d'atomes en deux, est semi-classique car on a seulement quantifié le spin de l'électron et ni le mouvement du

centre de masse ni le champ magnétique. En outre, on n'a pas pris compte les autres composantes du champ inhomogène et on a supposé que le spin reste invariant durant toute l'interaction. Ceci n'est pas garanti car en présence d'un champ magnétique inhomogène, les composantes du spin peuvent varier et cette variation influe en retour sur le mouvement de la particule [37, 85].

On va se placer dans un cas plus général que celui de la description "académique" de l'expérience de Stern et Gerlach [22]. Supposons qu'une particule, de masse m et de moment cinétique \vec{J} (pour l'expérience de Stern et Gerlach $\vec{J} = \vec{S}$), se déplace suivant la direction \vec{z} . Cette particule traverse une région de l'espace où il règne un champ magnétique inhomogène $\vec{B}(\vec{r}, t)$ dépendant du temps et de l'espace. L'Hamiltonien de cette particule va s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m} P^2 - \vec{\mu}_J \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2m} P^2 + g_J \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{J} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2m} P^2 + \gamma \vec{J} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) \quad (1.52)$$

Où $\gamma = g_J \frac{\mu_B}{\hbar}$ est le rapport gyromagnétique (pour une particule de spin 1/2, $\gamma = \frac{2}{\hbar} \mu_B$) et $\vec{J} = J_x \vec{x} + J_y \vec{y} + J_z \vec{z}$ avec $\{J_x, J_y, J_z\}$ sont les projections du moment cinétique total $\vec{J}(t)$ dans le référentiel du Laboratoire. À cause de la présence du champ magnétique inhomogène, la particule de moment magnétique total $\vec{\mu}_J$ va subir la force Stern Gerlach \vec{F} qui s'écrit sous la forme :

$$\vec{F} = \vec{\nabla} (\vec{\mu}_J \cdot \vec{B}) \quad (1.53)$$

On peut aussi réécrire cette relation (à partir de l'Équation 1.53 et en utilisant la dérivation directionnelle) sous la forme :

$$\vec{F} = (\vec{\mu}_J \cdot \vec{\nabla}) \vec{B} \quad (1.54)$$

Par la suite, je vais montrer que l'Équation 1.53 et l'Équation 1.54 nous permettent de retrouver le même résultat [17] dans le cas où le champ magnétique \vec{B} vérifie les relations de *Maxwell* dans le vide tel que :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{cases} \quad (1.55)$$

avec $\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \simeq 0$ car la variation du champ électrique résultant est négligeable devant la vitesse de la lumière $c = (\mu_0 \epsilon_0)^{-0.5}$, ce qui implique que l'Équation 1.55 peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \vec{0} \end{cases} \quad (1.56)$$

L'Équation 1.53 et l'Équation 1.54 sont issues du formalisme classique où on considère le moment cinétique orbital comme un moment classique qui suit les règles de la mécanique classique. Pour avoir la bonne théorie, il faut utiliser le formalisme quantique. Pour cela, dans la présentation de Heisenberg [22], l'Équation 1.52 devient :

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{1}{2m} \hat{P}^2(t) + \gamma \hat{\vec{J}}(t) \cdot \vec{B}(\hat{\vec{R}}(t), t) \quad (1.57)$$

Tel que $\hat{\vec{R}}(t) = \hat{R}_x \vec{e}_x + \hat{R}_y \vec{e}_y + \hat{R}_z \vec{e}_z$ (opérateur position), $\hat{\vec{P}}(t) = \hat{P}_x \vec{e}_x + \hat{P}_y \vec{e}_y + \hat{P}_z \vec{e}_z$ (opérateur impulsion) et $\hat{\vec{J}}(t) = \hat{J}_x \vec{e}_x + \hat{J}_y \vec{e}_y + \hat{J}_z \vec{e}_z$ (opérateur moment cinétique) sont des opérateurs vectoriels qui dépendent du temps par leurs composantes et qui vérifient entre eux les relations de commutation suivantes au même temps t :

$$\begin{aligned} [\hat{R}_i, \hat{R}_j] &= [\hat{P}_i, \hat{P}_j] = [\hat{R}_i, \hat{J}_j] = [\hat{P}_i, \hat{J}_j] = 0 & i, j = x, y, z \\ [\hat{R}_i, \hat{P}_j] &= \delta_{ij} i\hbar & i, j = x, y, z \\ [\hat{J}_i, \hat{J}_j] &= \epsilon_{ijk} i\hbar \hat{J}_k & i, j, k = x, y, z \end{aligned} \quad (1.58)$$

Avec ϵ_{ijk} le symbole de Levi-Civita et δ_{ij} le symbole de Kronecker.

La représentation de Heisenberg d'un Hamiltonien $\hat{\mathcal{H}}$ nous permet de définir l'équation d'évolution d'un opérateur $\hat{A}(t)$ comme suit :

$$\frac{d}{dt} \hat{A}(t) = \frac{i}{\hbar} [\hat{\mathcal{H}}, \hat{A}(t)] + \frac{\partial}{\partial t} \hat{A}(t) \quad (1.59)$$

On peut appliquer cette Équation 1.59 sur les différents opérateurs qui composent l'Hamiltonien d'Équation 1.57 et on obtient :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \hat{\vec{R}}(t) = \frac{i}{\hbar} [\hat{\mathcal{H}}, \hat{\vec{R}}(t)] + \frac{\partial}{\partial t} \hat{\vec{R}}(t) \\ \frac{d}{dt} \hat{\vec{P}}(t) = \frac{i}{\hbar} [\hat{\mathcal{H}}, \hat{\vec{P}}(t)] + \frac{\partial}{\partial t} \hat{\vec{P}}(t) \\ \frac{d}{dt} \hat{\vec{J}}(t) = \frac{i}{\hbar} [\hat{\mathcal{H}}, \hat{\vec{J}}(t)] + \frac{\partial}{\partial t} \hat{\vec{J}}(t) \end{cases} \quad (1.60)$$

En prenant en compte des relations de l'Équation 1.58 et comme le champ $\vec{B}(\hat{\vec{R}}(t), t) = B_x(\hat{\vec{R}}(t), t) \vec{e}_x + B_y(\hat{\vec{R}}(t), t) \vec{e}_y + B_z(\hat{\vec{R}}(t), t) \vec{e}_z$, on peut réécrire l'Équation 1.60 sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \hat{R}_x(t) = \frac{1}{m} \hat{P}_x(t) \\ \frac{d}{dt} \hat{R}_y(t) = \frac{1}{m} \hat{P}_y(t) \\ \frac{d}{dt} \hat{R}_z(t) = \frac{1}{m} \hat{P}_z(t) \end{cases} \quad (1.61)$$

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \hat{P}_x(t) = -\gamma \frac{\partial}{\partial x} \left(\hat{\vec{J}}(t) \cdot \vec{B} \left(\hat{\vec{R}}(t), t \right) \right) \\ \frac{d}{dt} \hat{P}_y(t) = -\gamma \frac{\partial}{\partial y} \left(\hat{\vec{J}}(t) \cdot \vec{B} \left(\hat{\vec{R}}(t), t \right) \right) \\ \frac{d}{dt} \hat{P}_z(t) = -\gamma \frac{\partial}{\partial z} \left(\hat{\vec{J}}(t) \cdot \vec{B} \left(\hat{\vec{R}}(t), t \right) \right) \end{cases} \quad (1.62)$$

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \hat{J}_x(t) = -\gamma \left(\hat{J}_y(t) \cdot B_z \left(\hat{\vec{R}}(t), t \right) - \hat{J}_z(t) \cdot B_y \left(\hat{\vec{R}}(t), t \right) \right) \\ \frac{d}{dt} \hat{J}_y(t) = -\gamma \left(\hat{J}_z(t) \cdot B_x \left(\hat{\vec{R}}(t), t \right) - \hat{J}_x(t) \cdot B_z \left(\hat{\vec{R}}(t), t \right) \right) \\ \frac{d}{dt} \hat{J}_z(t) = -\gamma \left(\hat{J}_x(t) \cdot B_y \left(\hat{\vec{R}}(t), t \right) - \hat{J}_y(t) \cdot B_x \left(\hat{\vec{R}}(t), t \right) \right) \end{cases} \quad (1.63)$$

Pour trouver l'Équation 1.62, j'ai utilisé la représentation dans la base $\{|\vec{r}\rangle\}$ avec $\hat{\vec{R}}(t) |\vec{r}\rangle = \vec{r}(t) |\vec{r}\rangle$ tel que :

$$\begin{aligned} \langle \vec{r} | \left[\vec{B} \left(\hat{\vec{R}}(t), t \right), \hat{\vec{P}}(t) \right] | \psi \rangle &= \\ &= \langle \vec{r} | \left(\vec{B} \left(\hat{\vec{R}}(t), t \right) \cdot \hat{\vec{P}}(t) - \hat{\vec{P}}(t) \cdot \vec{B} \left(\hat{\vec{R}}(t), t \right) \right) | \psi \rangle \\ &= \langle \vec{r} | \left(\vec{B} \left(\hat{\vec{R}}(t), t \right) \cdot \hat{\vec{P}}(t) | \psi \rangle - \langle \vec{r} | \hat{\vec{P}}(t) \cdot \vec{B} \left(\hat{\vec{R}}(t), t \right) | \psi \rangle \right) \\ &= \vec{B}(\vec{r}(t), t) \cdot \langle \vec{r} | \hat{\vec{P}}(t) | \psi \rangle + i\hbar \vec{\nabla}_{\vec{r}} \left(\vec{B}(\vec{r}(t), t) \cdot \langle \vec{r} | \psi \rangle \right) \\ &= -\vec{B}(\vec{r}(t), t) \cdot i\hbar \vec{\nabla}_{\vec{r}} \langle \vec{r} | \psi \rangle + i\hbar \vec{\nabla}_{\vec{r}} \left(\vec{B}(\vec{r}(t), t) \cdot \langle \vec{r} | \psi \rangle \right) \\ &\quad + \vec{B}(\vec{r}(t), t) \cdot i\hbar \vec{\nabla}_{\vec{r}} \langle \vec{r} | \psi \rangle \\ &= i\hbar \vec{\nabla}_{\vec{r}} \left(\vec{B}(\vec{r}(t), t) \cdot \langle \vec{r} | \psi \rangle \right) \\ &= \langle \vec{r} | i\hbar \vec{\nabla}_{\vec{r}} \left(\vec{B} \left(\hat{\vec{R}}(t), t \right) \right) | \psi \rangle \end{aligned} \quad (1.64)$$

À partir de l'Équation 1.61, l'Équation 1.62 et l'Équation 1.63 on peut déterminer les équations du mouvement des particules pour une trajectoire donnée $\vec{r}(t) = \langle \hat{\vec{R}}(t) \rangle$ tel que :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} r_i(t) = \frac{d}{dt} \langle \hat{R}_i(t) \rangle = \frac{1}{m} \langle \hat{P}_i(t) \rangle = \frac{1}{m} p_i(t) & i = x, y, z \\ \frac{d}{dt} p_i(t) = \frac{d}{dt} \langle \hat{P}_i(t) \rangle = -\gamma \sum_{k=x,y,z} \left(\langle \hat{J}_k(t) \rangle \cdot \frac{\partial}{\partial i} B_k \left(\langle \hat{\vec{R}}(t) \rangle, t \right) \right) & i = x, y, z \\ \frac{d}{dt} J_i(t) = \frac{d}{dt} \langle \hat{J}_i(t) \rangle = -\gamma \left(\langle \hat{\vec{J}}(t) \rangle \wedge \vec{B} \left(\langle \hat{\vec{R}}(t) \rangle, t \right) \right)_i & i = x, y, z \end{cases} \quad (1.65)$$

Les relations de l'Équation 1.65 ne sont correctes que si on considère la largeur du paquet d'onde des particules est très faible devant la longueur d'onde du champ

magnétique appliqué, car dans ce cas la valeur du gradient $\vec{\nabla}_{\vec{r}} \left(\vec{B} \left(\hat{\vec{R}}(t), t \right) \right)$ va être la même à travers tout le paquet d'onde de ces particules. Dans notre cas cette condition est raisonnable puisqu'on étudie la trajectoire d'une particule ayant un paquet d'onde de largeur de l'ordre de quelques nanomètres (au maximum). Par contre la longueur d'onde de notre champ magnétique $\vec{B}(\vec{r}(t), t)$ est de l'ordre d'une dizaine de millimètres. Donc, dans les relations de l'Équation 1.62, on peut remplacer le $\vec{\nabla}_{\vec{r}} \left(\vec{B} \left(\hat{\vec{R}}(t), t \right) \right)$ par $\vec{\nabla}_{\vec{r}} \left(\vec{B}(\vec{r}(t), t) \right)$ tel que $\vec{r}(t) = \langle \hat{\vec{R}}(t) \rangle$ est la position moyenne du paquet d'onde de la particule [27].

Conclusion

Dans ce chapitre j'ai présenté les différents types de forces de décélération utilisées dans les expériences de refroidissement des particules qui, en pratique, ne peuvent pas être décélérées simplement par des lasers. Dans le chapitre suivant, je vais calculer l'expression de la force de décélération utilisée dans notre expérience en reprenant les équations du mouvement à partir de l'Équation 1.61, l'Équation 1.62 et l'Équation 1.63. Pour cela, il va falloir tout d'abord définir une forme analytique pour le champ magnétique appliqué $\vec{B}(\vec{r}(t), t)$. Comme on va le voir, dans nos expériences on utilise plusieurs types de champs (voir le chapitre 4) :

- Un champ magnétique quasi-statique créé par un quadripôle transverse qui focalise les particules dans le tube en verre.
- Un champ magnétique dépendant du temps créé par deux bobines plates qui applique une force décélétratrice longitudinale.
- Un champ magnétique quasi-statique créé par un solénoïde qui permet de définir un axe de quantification adiabatique commun pour l'ensemble des particules passant dans le tube capillaire en verre.

2. Calcul des forces Stern & Gerlach : décélération et focalisation

Introduction

2.1. Point de vue de Schrödinger

2.2. Point de vue de Heisenberg et approche semi-classique

2.2.1. Effet d'un champ magnétique quelconque

2.2.2. Effet d'un champ magnétique statique : approche semi-classique

2.2.3. Effet d'un champ magnétique progressif : approche semiclassique

2.3. Étude de stabilité

2.3.1. Cas du piégeage

2.3.2. Cas de la décélération maximale

2.3.3. Cas d'une décélération quelconque

Conclusion

Introduction

Afin de mieux cerner ce problème quantique, je vais aborder le calcul des équations du mouvement, décrites dans le chapitre 1, avec deux types de représentations : *le point de vue de Schrödinger* et *le point de vue de Heisenberg* [22]. Dans la première représentation, le Hamiltonien du système est écrit en fonction des opérateurs indépendants du temps qui correspondent aux observables de ce système. L'évolution du système est entièrement contenue dans celle du vecteur d'état de ce système $|\Psi(t)\rangle$ qui est obtenue à partir de l'équation de Schrödinger [86, 28, 37, 85]. Dans la représentation de Heisenberg, les vecteurs d'états du système sont indépendants du temps et l'évolution du système est entièrement contenue dans celle des opérateurs dépendants du temps $\hat{A}(t)$ qui correspondent aux observables de ce système. Cette évolution est approximée, dans le cadre du théorème d'*Ehrenfest*, à partir des équations du type l'Équation 1.59 [55, 88, 87, 49].

Dans ce qui suit, je vais essayer de déterminer les équations du mouvement à partir de ces deux points de vue afin de mieux comprendre et contrôler la dynamique de notre système physique.

2.1. Point de vue de Schrödinger

On considère toujours le cas d'une particule paramagnétique de moment cinétique $\vec{J} \neq \vec{0}$, se propageant dans un champ magnétique \vec{B} qui dépend du temps et de l'espace. L'équation de Schrödinger, dans ce cas va s'écrire sous la forme :

$$i\hbar \partial_t |\Psi(t)\rangle = \hat{\mathcal{H}}(t) |\Psi(t)\rangle \quad (2.1)$$

Avec $\mathcal{H}(t)$ est le Hamiltonien du système et $|\Psi(t)\rangle$ est le vecteur d'état, tel qu'en représentation $\{|\vec{r}\rangle\}$ on a :

$$\mathcal{H}(t) = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + \gamma \vec{J} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) \quad (2.2)$$

$$\psi(\vec{r}, t) = \langle \vec{r} | \Psi(t) \rangle \quad (2.3)$$

Où Δ est le Laplacien et m_0 est la masse de la particule. L'Équation 2.2 est similaire à l'Équation 1.57 tel que :

$$\vec{J} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = \hat{J}_x \cdot B_x(\vec{r}, t) + \hat{J}_y \cdot B_y(\vec{r}, t) + \hat{J}_z \cdot B_z(\vec{r}, t) \quad (2.4)$$

Les opérateurs \hat{J}_i obéissent aux relations de l'Équation 1.58. Soit la base orthonormée "standard" $\{|k, j, m\rangle\}$ de l'espace des états \mathcal{E} tel que :

$$\begin{aligned}\hat{J}^2 |k, j, m\rangle &= \hbar^2 j(j+1) |k, j, m\rangle \\ \hat{J}_z |k, j, m\rangle &= \hbar m |k, j, m\rangle \\ \hat{J}_+ |k, j, m\rangle &= \hbar \sqrt{j(j+1) - m(m+1)} |k, j, m+1\rangle \\ \hat{J}_- |k, j, m\rangle &= \hbar \sqrt{j(j+1) - m(m-1)} |k, j, m-1\rangle\end{aligned}\quad (2.5)$$

L'espace des états \mathcal{E} apparait comme la somme directe de sous-espace $\mathcal{E}(k, j)$ orthogonaux, irréductibles vis-à-vis de $\hat{\vec{J}}$ et de dimension $(2j+1)$ quel que soit k et quel que soit le système physique considéré [22]. Dans les relations de l'Équation 2.5, j et m sont des entiers tel que : $j \geq 0$ et $m = -j, \dots, +j$. On définit les opérateurs \hat{J}_+ , \hat{J}_- et \hat{J}^2 comme suit :

$$\begin{aligned}\hat{J}^2 &= \hat{J}_x^2 + \hat{J}_y^2 + \hat{J}_z^2 \\ \hat{J}_+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{J}_x + i\hat{J}_y) \\ \hat{J}_- &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{J}_x - i\hat{J}_y)\end{aligned}\quad (2.6)$$

On peut écrire un vecteur d'état $|\Psi(t)\rangle$ sous la forme de :

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_k \sum_j \sum_{m=-j}^j C_{k,j,m}(t) |k, j, m\rangle \quad (2.7)$$

Dans la suite de notre traitement, je vais étudier l'évolution du vecteur d'état $|\Psi_{k,j}(t)\rangle$ du sous espace $\mathcal{E}(k, j)$. L'évolution de cet état au cours du temps peut être décrite dans la représentation $\{|\vec{r}\rangle\}$ par la relation :

$$i\hbar \partial_t \psi_{k,j}(\vec{r}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta \psi_{k,j}(\vec{r}, t) + \gamma \hat{\vec{J}} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) \psi_{k,j}(\vec{r}, t) \quad (2.8)$$

Tel que $|\Psi(t)\rangle = \sum_k \sum_j C_{k,j}(t) |\Psi_{k,j}(t)\rangle$ et $|\Psi_{k,j}(t)\rangle$ peut être représenté dans la base $\{|k, j, m\rangle\}$ par :

$$|\Psi_{k,j}(t)\rangle = \sum_{m=-j}^j C_m(t) |k, j, m\rangle \quad (2.9)$$

L'Équation 2.9 peut être réécrite dans la représentation $\{|\vec{r}\rangle\}$ tel que :

$$\psi_{k,j}(\vec{r}, t) = \sum_{m=-j}^j C_m(\vec{r}, t) \varphi(k, j, m) \quad (2.10)$$

Pour le champ magnétique $\vec{B}(\vec{r}(t), t) = B_x(\vec{r}, t) \vec{e}_x + B_y(\vec{r}, t) \vec{e}_y + B_z(\vec{r}, t) \vec{e}_z$, les composantes $B_i(\vec{r}, t)$ sont des réelles donc on peut définir les variables B_0, B_1

et B_1^* tel que :

$$\begin{cases} B_0 = B_z(\vec{r}, t) \\ B_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(B_x(\vec{r}, t) + iB_y(\vec{r}, t)) \\ B_1^* = \frac{1}{\sqrt{2}}(B_x(\vec{r}, t) - iB_y(\vec{r}, t)) \end{cases} \quad (2.11)$$

À partir de l'Équation 2.2, l'Équation 2.6 et l'Équation 2.11, le Hamiltonien du système peut être écrit dans la représentation $\{|\vec{r}\rangle\}$ sous la forme :

$$\mathcal{H}(t) = -\frac{\hbar^2}{2m_0}\Delta + \gamma B_0 \hat{J}_z + \gamma B_1 \hat{J}_- + \gamma B_1^* \hat{J}_+ \quad (2.12)$$

Et à partir de l'Équation 2.8 et les relations de l'Équation 2.12, on peut déduire l'équation d'évolution suivante :

$$i\hbar \partial_t \psi_{k,j}(\vec{r}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi_{k,j}(\vec{r}, t) + \gamma (B_0 \hat{J}_z + B_1 \hat{J}_- + B_1^* \hat{J}_+) \psi_{k,j}(\vec{r}, t) \quad (2.13)$$

Pour m allant de $-j$ à $+j$. À partir des relations l'Équation 2.5, l'Équation 2.9 et l'Équation 2.13, on peut écrire :

$$\begin{aligned} i\hbar \partial_t \mathcal{C}_m(\vec{r}, t) = & -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta \mathcal{C}_m(\vec{r}, t) + \gamma \hbar m B_0 \mathcal{C}_m(\vec{r}, t) \\ & + \gamma \hbar \sqrt{j(j+1) - m(m+1)} B_1 \mathcal{C}_{m+1}(\vec{r}, t) \\ & + \gamma \hbar \sqrt{j(j+1) - m(m-1)} B_1^* \mathcal{C}_{m-1}(\vec{r}, t) \end{aligned} \quad (2.14)$$

On peut réécrire l'Équation 2.14 en représentation matricielle dans la base $\{|k, j, m\rangle\}$ par :

$$i\hbar \partial_t \begin{pmatrix} \mathcal{C}_j \\ \mathcal{C}_{j-1} \\ \mathcal{C}_{j-2} \\ \mathcal{C}_{j-3} \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_0(j) & M_-(j) & 0 & 0 & \cdots \\ M_+(j-1) & M_0(j-1) & M_-(j-1) & 0 & \cdots \\ 0 & M_+(j-2) & M_0(j-2) & M_-(j-2) & \cdots \\ 0 & 0 & M_+(j-3) & M_0(j-3) & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathcal{C}_j \\ \mathcal{C}_{j-1} \\ \mathcal{C}_{j-2} \\ \mathcal{C}_{j-3} \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Avec :

$$\begin{cases} M_0(m) = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + \gamma \hbar m B_0 \\ M_+(m) = \gamma \hbar \sqrt{j(j+1) - m(m+1)} B_1 \\ M_-(m) = \gamma \hbar \sqrt{j(j+1) - m(m-1)} B_1^* \end{cases} \text{ tel que } m = -j, \dots, +j \quad (2.16)$$

Donc, à partir de l'Équation 2.15 et l'Équation 2.16, l'Équation 2.8 peut se mettre sous la forme :

$$\begin{cases} i\hbar \partial_t \psi_{k,j}(\vec{r}, t) = \tilde{\mathcal{H}} \cdot \psi_{k,j}(\vec{r}, t) \\ \tilde{\mathcal{H}}_{nl} = \delta_{nl} M_0(m_n) + \delta_{nl+1} M_+(m_n) + \delta_{nl-1} M_-(m_n) \end{cases} \quad (2.17)$$

Où δ_{nl} est le symbole de Kronecker, m_n allant de $+j$ pour $n = 1$ à $-j$ pour $n = 2j+1$ et $\tilde{\mathcal{H}}$ est l'écriture matricielle de l'Hamiltonien du système dans la base $\{|k, j, m\rangle\}$ en représentation $\{|\vec{r}\rangle\}$.

Afin de simplifier [11, 44] la résolution du système des relations différentielles de l'Équation 2.14, il est plus commode de passer de l'espace des positions \vec{r} à l'espace des impulsions \vec{p} par la transformée de Fourier :

$$\mathcal{F}[f(\vec{r}, t)](\vec{p}, t) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}} \iiint_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{r}, t) e^{-\frac{i}{\hbar}\vec{p}\cdot\vec{r}} d\vec{r} \quad (2.18)$$

Dans ce cas, soit les transformées de Fourier des fonctions suivantes :

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_m(\vec{r}, t) &\xrightarrow{\mathcal{F}\cdot\mathcal{F}} \mathcal{E}_m(\vec{p}, t) \\ \mathcal{B}_0(\vec{r}, t) &\xrightarrow{\mathcal{F}\cdot\mathcal{F}} \mathcal{B}_0(\vec{p}, t) \\ \mathcal{B}_1(\vec{r}, t) &\xrightarrow{\mathcal{F}\cdot\mathcal{F}} \mathcal{B}_1(\vec{p}, t) \\ \mathcal{B}_1^*(\vec{r}, t) &\xrightarrow{\mathcal{F}\cdot\mathcal{F}} \mathcal{B}_1^*(\vec{p}, t) \end{aligned} \quad (2.19)$$

L'Équation 2.14 devient dans ce cas :

$$\begin{aligned} i\hbar\partial_t\mathcal{E}_m(\vec{p}, t) &= \frac{p^2}{2m_0}\mathcal{E}_m(\vec{p}, t) + \gamma\hbar m\mathcal{B}_0(\vec{p}, t) \otimes \mathcal{E}_m(\vec{p}, t) \\ &\quad + \gamma\hbar\sqrt{j(j+1) - m(m+1)}\mathcal{B}_1(\vec{p}, t) \otimes \mathcal{E}_{m+1}(\vec{p}, t) \\ &\quad + \gamma\hbar\sqrt{j(j+1) - m(m-1)}\mathcal{B}_1^*(\vec{p}, t) \otimes \mathcal{E}_{m-1}(\vec{p}, t) \end{aligned} \quad (2.20)$$

Avec \otimes le produit de convolution par rapport à \vec{p} . Pour simplifier plus l'Équation 2.20, on peut appliquer le changement suivant :

$$\mathcal{E}_m(\vec{p}, t) = e^{-i\Omega t}\Gamma_m(\vec{p}, t) \quad (2.21)$$

Avec $\Omega = \frac{p^2}{2\hbar m_0}$. Dans ce cas, l'Équation 2.20 devient :

$$\begin{aligned} i\hbar\partial_t\Gamma_m &= \gamma\hbar m e^{i\Omega t} \left(\mathcal{B}_0 \otimes e^{-i\Omega t}\Gamma_m \right) \\ &\quad + \gamma\hbar\sqrt{j(j+1) - m(m+1)} e^{i\Omega t} \left(\mathcal{B}_1 \otimes e^{-i\Omega t}\Gamma_{m+1} \right) \\ &\quad + \gamma\hbar\sqrt{j(j+1) - m(m-1)} e^{i\Omega t} \left(\mathcal{B}_1^* \otimes e^{-i\Omega t}\Gamma_{m-1} \right) \end{aligned} \quad (2.22)$$

La résolution du système des relations différentielles de l'Équation 2.22 est très difficile, comme cas test prenons l'exemple d'un champ magnétique quadripolaire.

Effet du champ magnétique du quadripôle

Le champ magnétique statique créé par un quadripôle transverse (d'extension infinie dans la direction \vec{z}) par rapport à la direction de déplacement des particules \vec{z}

vérifie bien les conditions de l'Équation 1.56 et il s'écrit dans la base $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z\}$ sous la forme :

$$\vec{B}_q = B_q \begin{cases} x \\ -y \\ 0 \end{cases} \quad B_q = \text{constante} \quad (2.23)$$

On va revenir dans la suite à l'expression exacte de ce champ magnétique avec des simulations et une expression approchée de l'amplitude B_q . Dans ce cas, la relation (Équation 2.11) s'écrit :

$$\begin{cases} B_{q0} = 0 \\ B_{q1} = \frac{B_q}{\sqrt{2}} (x - iy) \\ B_{q1}^* = \frac{B_q}{\sqrt{2}} (x + iy) \end{cases} \quad (2.24)$$

Donc à partir de l'Équation 2.24, l'Équation 2.19 et l'Équation 2.18 on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{B}_{q0}(\vec{p}, t) &= 0 \\ \mathcal{B}_{q1}(\vec{p}, t) &= \frac{B_q}{\sqrt{2}} \hbar (2\pi\hbar)^{3/2} \delta(p_z) \left(\delta(p_x) \partial_{p_y} (\delta(p_y)) + i \partial_{p_x} (\delta(p_x)) \delta(p_y) \right) \\ \mathcal{B}_{q1}^*(\vec{p}, t) &= -\frac{B_q}{\sqrt{2}} \hbar (2\pi\hbar)^{3/2} \delta(p_z) \left(\delta(p_x) \partial_{p_y} (\delta(p_y)) - i \partial_{p_x} (\delta(p_x)) \delta(p_y) \right) \end{aligned} \quad (2.25)$$

Avec $\delta(p)$ est la fonction Delta de Dirac. Après on calcule les produits de convolutions de l'Équation 2.22 à partir de l'Équation 2.25 et on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{B}_0 \otimes e^{-i\Omega t} \Gamma_m &= 0 \\ \mathcal{B}_1 \otimes e^{-i\Omega t} \Gamma_{m+1} &= \frac{B_q}{\sqrt{2}} \hbar (2\pi\hbar)^{3/2} e^{-i\Omega t} \left(\frac{2t(p_x - ip_y)}{2\hbar m_0} \Gamma_{m+1} + \partial_{p_y} \Gamma_{m+1} + i \partial_{p_x} \Gamma_{m+1} \right) \\ \mathcal{B}_1^* \otimes e^{-i\Omega t} \Gamma_{m-1} &= \frac{B_q}{\sqrt{2}} \hbar (2\pi\hbar)^{3/2} e^{-i\Omega t} \left(\frac{2t(p_x + ip_y)}{2\hbar m_0} \Gamma_{m-1} - \partial_{p_y} \Gamma_{m-1} + i \partial_{p_x} \Gamma_{m-1} \right) \end{aligned} \quad (2.26)$$

En remplaçant les relations de l'Équation 2.26 dans le système des relations différentielles de l'Équation 2.22 on obtient :

$$\begin{aligned} i\hbar \partial_t \Gamma_m &= \frac{\gamma B_q}{\sqrt{2}} \hbar^2 (2\pi\hbar)^{3/2} \sqrt{j(j+1) - m(m+1)} \left(\frac{2t(p_x - ip_y)}{2\hbar m_0} + \partial_{p_y} + i \partial_{p_x} \right) \Gamma_{m+1} \\ &\quad + \frac{\gamma B_q}{\sqrt{2}} \hbar^2 (2\pi\hbar)^{3/2} \sqrt{j(j+1) - m(m-1)} \left(\frac{2t(p_x + ip_y)}{2\hbar m_0} - \partial_{p_y} + i \partial_{p_x} \right) \Gamma_{m-1} \end{aligned} \quad (2.27)$$

On voit bien que la résolution du système des relations différentielles de l'Équation 2.27 n'est pas évidente pour m allant de $-j$ à $+j$ à cause des termes non diagonaux et des termes ∂_{p_x} et ∂_{p_y} . On peut néanmoins la résoudre pour une onde plane incidente polarisée $\Gamma_m = e^{ik_x x} e^{ik_y y} e^{ik_z z} |k, j, m\rangle$. Voyons maintenant si la résolution des équations de mouvement, de ce genre de système, est plus facile à résoudre dans la représentation de Heisenberg.

2.2. Point de vue de Heisenberg et approche semi-classique

On considère toujours le cas d'une particule paramagnétique de moment cinétique $\vec{J} \neq \vec{0}$, se propageant dans un champ magnétique \vec{B} qui dépend du temps et de l'espace. D'après le théorème d'*Ehrenfest* on peut retrouver à partir de l'Équation 1.65 les équations différentielles qui décrivent le mouvement de la particule :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \langle \hat{\vec{R}}(t) \rangle = \frac{1}{m} \langle \hat{\vec{P}}(t) \rangle \\ \frac{d}{dt} \langle \hat{\vec{P}}(t) \rangle = -\gamma \langle \vec{\nabla} \left(\hat{\vec{J}}(t) \cdot \vec{B}(\hat{\vec{R}}(t), t) \right) \rangle = \vec{F}(\vec{r}(t), t) \end{cases} \quad (2.28)$$

Tel que $\vec{r}(t) = \langle \hat{\vec{R}}(t) \rangle$ et $\vec{F}(\vec{r}(t), t)$ est la force exercée sur la particule par le champ magnétique. À cause de la complexité de la résolution de ce genre d'équations, j'ai été obligé de passer par une approximation pour simplifier la résolution des équations du même type que l'Équation 2.28. Pour cela, je vais suivre les mêmes démarches que celles qui ont été prises par M. Bloom et Al. dans leur article [17] et par R. J. Cook [27]. Pour cela je vais faire le calcul initialement pour un champ quelconque et après je vais appliquer les résultats que je vais obtenir sur les champs magnétiques qu'on utilise dans notre expérience.

2.2.1. Effet d'un champ magnétique quelconque

Considérons des particules paramagnétiques possédant un moment cinétique $\hat{\vec{J}}(t)$ (exprimé dans la représentation de Heisenberg) et de masse m_0 se propageant suivant la direction \vec{z} dans un champ magnétique non uniforme $\vec{B}(\vec{r}(t))$ qui s'écrit sous la forme suivante :

$$\vec{B}(\vec{r}(t)) = B_x(\vec{r}(t)) \vec{e}_x + B_y(\vec{r}(t)) \vec{e}_y + B_z(\vec{r}(t)) \vec{e}_z \quad (2.29)$$

Le champ magnétique $\vec{B}(\vec{r}(t))$ vérifie les relations de l'Équation 1.56. En prenant les mêmes notations qu'on a utilisées précédemment, on peut retrouver les équations du mouvement d'une particule paramagnétique du moment cinétique $\hat{\vec{J}}(t)$ (en représentation de Heisenberg). L'hamiltonien de ce système correspond à celui de l'Équation 1.58. Comme on a vu dans l'Équation 1.60, les relations d'évolution des opérateurs $\hat{\vec{R}}(t) = \hat{R}_x \vec{e}_x + \hat{R}_y \vec{e}_y + \hat{R}_z \vec{e}_z$ (l'opérateur de la position), $\hat{\vec{P}}(t) = \hat{P}_x \vec{e}_x + \hat{P}_y \vec{e}_y + \hat{P}_z \vec{e}_z$ (l'opérateur de l'impulsion) et $\hat{\vec{J}}(t) = \hat{J}_x \vec{e}_x + \hat{J}_y \vec{e}_y + \hat{J}_z \vec{e}_z$

(l'opérateur du moment cinétique totale) s'écrivent comme suit :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \hat{\vec{R}}(t) = \frac{1}{m_0} \hat{\vec{P}}(t) \\ \frac{d}{dt} \hat{\vec{P}}(t) = -\gamma \hat{\vec{J}}(t) \cdot \vec{B}(\hat{\vec{R}}(t)) \\ \frac{d}{dt} \hat{\vec{J}}(t) = -\gamma \left(\hat{\vec{J}}(t) \wedge \vec{B}(\hat{\vec{R}}(t)) \right) \end{cases} \quad (2.30)$$

Avec $\vec{B}(\hat{\vec{R}}(t)) = B_x(\hat{\vec{R}}(t)) \vec{e}_x + B_y(\hat{\vec{R}}(t)) \vec{e}_y + B_z(\hat{\vec{R}}(t)) \vec{e}_z$. Je vais étudier les équations du mouvement pour une trajectoire donnée $\vec{r}(t) = \langle \hat{\vec{R}}(t) \rangle$. On considère que les conditions qu'on a vues à la fin du paragraphe précédent sont toujours valables. Dans ce cas $\vec{B}(\hat{\vec{R}}(t))$ peut être remplacé dans les relations de l'Équation 2.30 par $\vec{B}(\vec{r}(t))$, aussi $\hat{\vec{P}}(t)$ par $\vec{p}(t)$ et $\hat{\vec{R}}(t)$ par $\vec{r}(t)$ [27]. Autrement dit, on réécrit les relations de l'Équation 2.30 dans une représentation $\{|\vec{r}\rangle\}$ tel que :

$$\begin{cases} \langle \vec{r} | \hat{\vec{R}}(t) | \vec{r} \rangle = \vec{r}(t) \\ \langle \vec{r} | \hat{\vec{P}}(t) | \vec{r} \rangle = m_0 \frac{d}{dt} \vec{r}(t) = \vec{p}(t) \end{cases} \quad (2.31)$$

En utilisant la même approximation que celle utilisée par M. Bloom et Al. dans leur article [17], on peut supposer que l'évolution du moment cinétique est calculée pour des valeurs fixes du champ magnétique et c'est parce que les champs magnétiques qu'on utilise sont très intenses, et on peut supposer que la variation de $\hat{\vec{J}}(t)$ est découplée de la variation de $\vec{r}(t)$. Dans les régions où $\vec{B}(\vec{r}(t)) \neq \vec{0}$, on peut supposer que les positions $\vec{r}(t) = \vec{r}(t_0) = \vec{r} = \text{constante}$ lors de la résolution de l'équation d'évolution de l'opérateur du moment cinétique $\hat{\vec{J}}(t)$. Dans ce cas, la troisième relation de l'Équation 2.30 va s'écrire sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \hat{J}_x(t) = -\gamma \left(\hat{J}_y(t) \cdot B_z(\vec{r}) - \hat{J}_z(t) \cdot B_y(\vec{r}) \right) \\ \frac{d}{dt} \hat{J}_y(t) = -\gamma \left(\hat{J}_z(t) \cdot B_x(\vec{r}) - \hat{J}_x(t) \cdot B_z(\vec{r}) \right) \\ \frac{d}{dt} \hat{J}_z(t) = -\gamma \left(\hat{J}_x(t) \cdot B_y(\vec{r}) - \hat{J}_y(t) \cdot B_x(\vec{r}) \right) \end{cases} \quad (2.32)$$

Dans les trois relations de l'Équation 2.32, r_x , r_y et r_z sont pris comme des constantes dans l'intervalle du temps considéré, car la variation de $\vec{B}(\vec{r})$ pendant cet intervalle du temps est négligeable devant la variation du moment cinétique $\hat{\vec{J}}(t)$ (une forte précession autour l'axe du champ magnétique). Considérant ces conditions, on peut dériver les relations différentielles de l'Équation 2.32 à l'ordre suivant et on va obtenir :

$$\frac{d^2}{dt^2} \hat{\vec{J}}(t) = \gamma^2 \left(\hat{\vec{J}}(t) \wedge \vec{B}(\vec{r}) \right) \wedge \vec{B}(\vec{r}) - \gamma \left(\hat{\vec{J}}(t) \wedge \frac{d}{dt} \vec{B}(\vec{r}) \right) \quad (2.33)$$

Le calcul de la dérivée de $\vec{B}(\vec{r})$ par rapport au temps dans la représentation $\{|\vec{r}\rangle\}$ donne ¹ :

$$\frac{d}{dt}\vec{B}(\vec{r}) = -\frac{i\hbar}{2m_0} \left\{ \Delta \vec{B}(\vec{r}) + 2 \left(\partial_x \vec{B}(\vec{r}) \partial_x + \partial_y \vec{B}(\vec{r}) \partial_y + \partial_z \vec{B}(\vec{r}) \partial_z \right) \right\} \quad (2.34)$$

Avec Δ est le Laplacien . En fonction de l'Équation 2.34 et des approximations qu'on a pris en considération au début de ce paragraphe, on peut négliger dans l'Équation 2.33) les termes en $\frac{d}{dt}\vec{B}(\vec{r})$. Dans ce cas, on dérive l'Équation 2.33 et en utilisant les mêmes approximations on peut écrire que :

$$\begin{cases} \frac{d^3}{dt^3} \hat{J}_x(t) = -\Omega^2 \cdot \frac{d}{dt} \hat{J}_x(t) \\ \frac{d^3}{dt^3} \hat{J}_y(t) = -\Omega^2 \cdot \frac{d}{dt} \hat{J}_y(t) \\ \frac{d^3}{dt^3} \hat{J}_z(t) = -\Omega^2 \cdot \frac{d}{dt} \hat{J}_z(t) \end{cases} \quad \text{Avec } \Omega^2 = \gamma^2 \left(B_x(\vec{r})^2 + B_y(\vec{r})^2 + B_z(\vec{r})^2 \right) \quad (2.35)$$

Autrement dit, on peut résumer l'approximation qu'on a pris précédemment dans un intervalle du temps donné par la relation :

$$\Omega^2 \gg \gamma \frac{d}{dt} \left\| \vec{B}(\vec{r}) \right\| \quad (2.36)$$

En intégrant les relations de l'Équation 2.35 entre les instants t_0 et t où notre approximation reste valide, on peut facilement déduire que les composantes du moment cinétique vont s'écrire sous la forme :

$$\begin{cases} \hat{J}_x(t) = \hat{A}_x \sin(\Omega(t-t_0)) + \hat{D}_x \cos(\Omega(t-t_0)) + \hat{C}_x \\ \hat{J}_y(t) = \hat{A}_y \sin(\Omega(t-t_0)) + \hat{D}_y \cos(\Omega(t-t_0)) + \hat{C}_y \\ \hat{J}_z(t) = \hat{A}_z \sin(\Omega(t-t_0)) + \hat{D}_z \cos(\Omega(t-t_0)) + \hat{C}_z \end{cases} \quad (2.37)$$

Avec \hat{A}_i , \hat{B}_i et \hat{C}_i ($i = x, y, z$) sont des opérateurs indépendants du temps qui peuvent être déterminés à partir de $\hat{J}(t_0)$, $\hat{J}(t_0)$ et $\hat{J}(t_0)$. En se basant sur les équations de (Équation 2.33) on peut définir facilement, dans les mêmes conditions :

$$\begin{cases} \frac{d^2}{dt^2} \hat{J}_x(t) = -\gamma^2 \left(\hat{J}_x(t) \cdot (B_z)^2 - \hat{J}_z(t) \cdot B_z B_x + \left(\hat{J}_x(t) \cdot B_y - \hat{J}_y(t) \cdot B_x \right) B_y \right) \\ \frac{d^2}{dt^2} \hat{J}_y(t) = -\gamma^2 \left(\hat{J}_y(t) \cdot (B_z)^2 - \hat{J}_z(t) \cdot B_z B_y - \left(\hat{J}_x(t) \cdot B_y - \hat{J}_y(t) \cdot B_x \right) B_x \right) \\ \frac{d^2}{dt^2} \hat{J}_z(t) = +\gamma^2 \left(\left(\hat{J}_y(t) \cdot B_y + \hat{J}_x(t) \cdot B_x \right) B_z - \hat{J}_z(t) \cdot \left((B_x)^2 + (B_y)^2 \right) \right) \end{cases}$$

¹ $\langle \vec{r} | \frac{d}{dt} \vec{B}(\vec{R}(t)) | \vec{r} \rangle = \langle \vec{r} | \frac{i}{\hbar} \left[\hat{H}, \vec{B}(\vec{R}(t)) \right] | \vec{r} \rangle$
 $= -\frac{i\hbar}{2m_0} \left\{ \Delta \vec{B}(\vec{r}) + 2 \left(\partial_x \vec{B}(\vec{r}) \partial_x + \partial_y \vec{B}(\vec{r}) \partial_y + \partial_z \vec{B}(\vec{r}) \partial_z \right) \right\}$

(2.38)

Pour alléger l'écriture, j'ai remplacé $B_i(\vec{r})$ par B_i ($i = x, y, z$). En utilisant l'Équation 2.32, l'Équation 2.37 et l'Équation 2.38, les opérateurs \hat{A}_i , \hat{B}_i et \hat{C}_i ($i = x, y, z$) peuvent être écrits sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{A}_x = -\frac{\gamma}{\Omega} (\hat{J}_y(t_0) \cdot B_z - \hat{J}_z(t_0) \cdot B_y) \\ \hat{D}_x = \left(\frac{\gamma}{\Omega}\right)^2 (\hat{J}_x(t_0) \cdot ((B_z)^2 + (B_y)^2) - \hat{J}_z(t_0) \cdot B_z B_x - \hat{J}_y(t_0) \cdot B_x B_y) \\ \hat{C}_x = \left(\frac{\gamma}{\Omega}\right)^2 (\hat{J}_x(t_0) \cdot (B_x)^2 + \hat{J}_z(t_0) \cdot B_z B_x + \hat{J}_y(t_0) \cdot B_x B_y) \\ \hat{A}_y = +\frac{\gamma}{\Omega} (\hat{J}_x(t_0) \cdot B_z - \hat{J}_z(t_0) \cdot B_x) \\ \hat{D}_y = \left(\frac{\gamma}{\Omega}\right)^2 (\hat{J}_y(t_0) \cdot ((B_z)^2 + (B_x)^2) - \hat{J}_z(t_0) \cdot B_z B_y - \hat{J}_x(t_0) \cdot B_x B_y) \\ \hat{C}_y = \left(\frac{\gamma}{\Omega}\right)^2 (\hat{J}_y(t_0) \cdot (B_y)^2 + \hat{J}_z(t_0) \cdot B_z B_y + \hat{J}_x(t_0) \cdot B_x B_y) \\ \hat{A}_z = -\frac{\gamma}{\Omega} (\hat{J}_x(t_0) \cdot B_y - \hat{J}_y(t_0) \cdot B_x) \\ \hat{D}_z = \left(\frac{\gamma}{\Omega}\right)^2 (\hat{J}_z(t_0) \cdot ((B_x)^2 + (B_y)^2) - (\hat{J}_x(t_0) \cdot B_x + \hat{J}_y(t_0) \cdot B_y) B_z) \\ \hat{C}_z = \left(\frac{\gamma}{\Omega}\right)^2 (\hat{J}_z(t_0) \cdot (B_z)^2 + (\hat{J}_x(t_0) \cdot B_x + \hat{J}_y(t_0) \cdot B_y) B_z) \end{array} \right. \quad (2.39)$$

Une fois qu'on résout l'équation d'évolution de $\vec{J}(t)$ et on obtient l'Équation 2.37 et l'Équation 2.39, on peut revenir aux équations du mouvement du départ (l'Équation 2.30) qui vont être réécrites dans la représentation $\{|\vec{r}\rangle\}$ sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} \vec{r}(t) = \frac{1}{m_0} \vec{p}(t) \\ \frac{d}{dt} \vec{p}(t) = \vec{F}(\vec{r}(t)) \end{array} \right. \quad (2.40)$$

Avec :

$$\vec{F}(\vec{r}(t)) = -\gamma \left(\vec{J}(t) \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{B}(\vec{r}(t)) \quad (2.41)$$

Maintenant, si on calcule n'importe quelle composante $F_i(\vec{r}(t))$ ($i = x, y, z$) de la force Stern-Gerlach en utilisant l'Équation 2.29, l'Équation 2.37 et l'Équation 2.39, on trouve une expression qui oscille sinusoidalement en fonction du temps autour d'une valeur moyenne temporelle de cette force $\langle F_i(\vec{r}(t)) \rangle_t$. Pour une durée du temps très grande par rapport à la période d'oscillation $\tau = \frac{2\pi}{\Omega}$ de $F_i(\vec{r}(t))$, la variation de l'impulsion $\vec{p}(t)$ est proportionnelle à la valeur moyenne temporelle de $F_i(\vec{r}(t))$. Ce qui nous permet d'écrire :

$$\left[\frac{\Delta \vec{p}(t)}{\Delta t} \right]_{t \gg \tau} \approx \langle \vec{F}(\vec{r}(t)) \rangle_t \quad (2.42)$$

Puisque le champ magnétique $\vec{B}(\vec{r}(t))$ ne dépend pas explicitement du temps, la valeur moyenne temporelle de l'Équation 2.37 peut être écrite dans ce cas sous la forme :

$$\langle \vec{F}(\vec{r}(t)) \rangle_t = -\gamma \left(\left\langle \vec{J}(t) \right\rangle_t \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{B}(\vec{r}(t)) \quad (2.43)$$

À partir de l'Équation 2.37 et l'Équation 2.39, l'expression de l'Équation 2.43 peut être écrite sous la forme suivante :

$$\left\langle \vec{F}(\vec{r}(t)) \right\rangle_t = -\gamma \left((\hat{C}_x \vec{e}_x + \hat{C}_y \vec{e}_y + \hat{C}_z \vec{e}_z) \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{B}(\vec{r}(t)) \quad (2.44)$$

Pour trouver les valeurs de $\left\langle \vec{F}(\vec{r}(t)) \right\rangle_t$ à partir de l'Équation 2.44, il faut tout d'abord définir les valeurs de $\hat{J}_i(t_0)$ ($i = x, y, z$). Pour cela, je vais projeter le vecteur d'opérateurs $\hat{\vec{J}}(t_0)$ dans la base $\{\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3\}$ tel que \vec{e}_3 est la direction du champ magnétique $\vec{B}(\vec{r}(t_0))$ à l'instant t_0 . Soit les angles θ et ϕ tel que :

$$\begin{cases} \cos(\theta) = \frac{B_z(\vec{r}(t_0))}{B(\vec{r}(t_0))} \\ \sin(\theta) = \frac{b(\vec{r}(t_0))}{B(\vec{r}(t_0))} \\ \cos(\phi) = \frac{B_x(\vec{r}(t_0))}{b(\vec{r}(t_0))} \\ \sin(\phi) = \frac{B_y(\vec{r}(t_0))}{b(\vec{r}(t_0))} \end{cases} \quad (2.45)$$

Avec $B(\vec{r}(t_0))^2 = B_x(\vec{r}(t_0))^2 + B_y(\vec{r}(t_0))^2 + B_z(\vec{r}(t_0))^2$ et $b(\vec{r}(t_0))^2 = B_x(\vec{r}(t_0))^2 + B_y(\vec{r}(t_0))^2$. Dans ce cas, l'opérateur du moment cinétique à l'instant t_0 va s'écrire dans la base $\{\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3\}$ sous la forme :

$$\hat{\vec{J}}(t_0) = \hat{J}_1 \vec{e}_1 + \hat{J}_2 \vec{e}_2 + \hat{J}_3 \vec{e}_3 \quad (2.46)$$

Avec

$$\begin{pmatrix} \hat{J}_x(t_0) \\ \hat{J}_y(t_0) \\ \hat{J}_z(t_0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin(\theta) \cos(\phi) & \cos(\theta) \cos(\phi) & -\sin(\phi) \\ \sin(\theta) \sin(\phi) & \cos(\theta) \sin(\phi) & \cos(\phi) \\ \cos(\theta) & -\sin(\theta) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{J}_3 \\ \hat{J}_1 \\ \hat{J}_2 \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

En utilisant l'Équation 2.45 et l'Équation 2.47, les valeurs de \hat{C}_i ($i = x, y, z$) dans l'Équation 2.39 vont être réécrites sous la forme :

$$\begin{cases} \hat{C}_x = \hat{J}_3 \sin(\theta) \cos(\phi) \\ \hat{C}_y = \hat{J}_3 \sin(\theta) \sin(\phi) \\ \hat{C}_z = \hat{J}_3 \cos(\theta) \end{cases} \quad (2.48)$$

Comme on l'a précisé avant, le champ magnétique est essentiellement suivant la direction de \vec{e}_3 donc en pratique, il représente l'axe de quantification "propre" des moments cinétiques $\hat{\vec{J}}(t)$ de ces particules car la répartition des différents m_j aura lieu suivant cet axe : dans ce cas soit la base orthonormée "standard" $\{|k, j, m\rangle\}$ de l'espace des états \mathcal{E} tel que :

$$\begin{aligned} \hat{J}^2 |k, j, m\rangle &= \hbar^2 j(j+1) |k, j, m\rangle \\ \hat{J}_3 |k, j, m\rangle &= \hbar m |k, j, m\rangle \end{aligned} \quad (2.49)$$

L'espace des états \mathcal{E} apparait comme la somme directe de sous-espace $\mathcal{E}(k, j)$ orthogonaux, irréductibles vis-à-vis de $\hat{\vec{J}}$ et de dimension $(2j + 1)$ quel que soit k et quel que soit le système physique considéré [22]. Dans l'Équation 2.45, j et m sont des entiers tel que : $j \geq 0$ et $m = -j, \dots, +j$. On définit l'opérateur $\hat{\mathbb{J}}^2$ comme suit :

$$\hat{\mathbb{J}}^2 = \hat{J}_1^2 + \hat{J}_2^2 + \hat{J}_3^2 \quad (2.50)$$

On peut écrire un vecteur d'état $|\Psi\rangle$ sous la forme de :

$$|\Psi\rangle = \sum_k \sum_j \sum_{m=-j}^j C_{k,j,m} |k, j, m\rangle \quad (2.51)$$

Dans ce cas on a :

$$\langle k, j, m' | \hat{J}_3 | k, j, m \rangle = \hbar m \cdot \delta_{mm'} \quad (2.52)$$

Avec $\delta_{mm'}$ est le symbole de Kronecker. À partir de l'Équation 2.44, l'Équation 2.48 et l'Équation 2.52, on peut dire que chaque sous niveau magnétique m_j ressent une force différente et la valeur moyenne temporelle de cette force va s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} \langle k, j, m' | \langle \vec{F}(\vec{r}(t)) \rangle_t | k, j, m \rangle = \\ -\gamma \hbar m \cdot \delta_{mm'} \left(\left(\sin(\theta) \cos(\phi) \frac{\partial}{\partial x} + \sin(\theta) \sin(\phi) \frac{\partial}{\partial y} + \cos(\theta) \frac{\partial}{\partial z} \right) \vec{B}(\vec{r}(t)) \right) \end{aligned} \quad (2.53)$$

Tel que $m = -j, \dots, +j$, ces équations sont découplées. Dans ce cas, à partir de l'Équation 2.40, l'Équation 2.42 et l'Équation 2.53, l'expression de l'équation du mouvement semi-classique pour un sous niveau magnétique donné devient :

$$\begin{aligned} m_0 \frac{d^2}{dt^2} \vec{r}(t) \simeq \left[\frac{\Delta \vec{p}(t)}{\Delta t} \right]_{t \gg \tau} \approx \\ -\gamma \hbar m \cdot \delta_{mm'} \left(\left(\sin(\theta) \cos(\phi) \frac{\partial}{\partial x} + \sin(\theta) \sin(\phi) \frac{\partial}{\partial y} + \cos(\theta) \frac{\partial}{\partial z} \right) \vec{B}(\vec{r}(t)) \right) \end{aligned} \quad (2.54)$$

En conclusion, on a montré que la direction de l'axe de quantification "propre" des moments cinétiques qui définit l'énergie Zeeman peut être différente de la direction de la force Stern-Gerlach (à condition que les termes en fonction de θ et ϕ ne soient pas nuls).

2.2.2. Effet d'un champ magnétique statique : approche semi-classique

Considérons des particules paramagnétiques possédant un moment cinétique $\hat{\vec{J}}(t)$ et de masse m_0 se propageant suivant la direction \vec{z} dans un champ magnétique

statique qui s'écrit sous la forme suivante :

$$\vec{B}_s = \begin{cases} -Q \cdot x \\ +Q \cdot y \\ +B_0 \end{cases} \quad B_0, Q = \text{constantes} \quad (2.55)$$

Le champ magnétique \vec{B}_s vérifie les relations de l'Équation 1.56 et il va nous permettre de focaliser les particules autour de l'axe \vec{Oz} . En prenant les mêmes démarches et approximations qu'on a utilisées précédemment, l'équation du mouvement semi-classique pour un sous niveau magnétique donné va s'écrire sous la forme :

$$m_0 \frac{d^2}{dt^2} \vec{r}(t) = -\gamma \hbar m \cdot \delta_{mm'} \left(\left(\sin(\theta) \cos(\phi) \frac{\partial}{\partial x} + \sin(\theta) \sin(\phi) \frac{\partial}{\partial y} + \cos(\theta) \frac{\partial}{\partial z} \right) \vec{B}_s(\vec{r}(t)) \right) \quad (2.56)$$

Avec

$$\begin{cases} \cos(\theta) = \frac{B_0}{\sqrt{B_0^2 + Q^2(x^2 + y^2)}} \\ \sin(\theta) = \frac{Q\sqrt{(x^2 + y^2)}}{\sqrt{B_0^2 + Q^2(x^2 + y^2)}} \\ \cos(\phi) = \frac{-x}{\sqrt{(x^2 + y^2)}} \\ \sin(\phi) = \frac{y}{\sqrt{(x^2 + y^2)}} \end{cases} \quad (2.57)$$

Ce qui donne :

$$\begin{cases} m_0 \frac{d^2 x}{dt^2} = -\gamma \hbar m \cdot \delta_{mm'} \frac{Q^2 x}{\sqrt{B_0^2 + Q^2(x^2 + y^2)}} \\ m_0 \frac{d^2 y}{dt^2} = -\gamma \hbar m \cdot \delta_{mm'} \frac{Q^2 y}{\sqrt{B_0^2 + Q^2(x^2 + y^2)}} \\ m_0 \frac{d^2 z}{dt^2} = 0 \end{cases} \quad (2.58)$$

2.2.2.1. Cas où $\vec{B}_0 = \vec{0}$

Dans ce cas, l'Équation 2.58 devient :

$$\begin{cases} m_0 \frac{d^2 x}{dt^2} = -\gamma \hbar m \cdot \delta_{mm'} \frac{|Q| \cdot x}{\sqrt{(x^2 + y^2)}} \\ m_0 \frac{d^2 y}{dt^2} = -\gamma \hbar m \cdot \delta_{mm'} \frac{|Q| \cdot y}{\sqrt{(x^2 + y^2)}} \\ m_0 \frac{d^2 z}{dt^2} = 0 \end{cases}$$

La résolution analytique de ces équations est très difficile en générale, mais avec une résolution numérique de ce système d'équations différentielles, on peut trouver facilement qu'on obtient des solutions stables et qui convergent, si et seulement si, $\gamma\hbar m \cdot \delta_{mm'} > 0$. Dans ce cas les solutions trouvées décrivent des trajectoires en forme d'un battement qui dépendent essentiellement de la valeur de $\gamma\hbar m \cdot \delta_{mm'}$ et des conditions initiales des vitesses et des positions. Dans l'autre cas, si $\gamma\hbar m \cdot \delta_{mm'} < 0$, la résolution de ces équations donne des trajectoires qui divergent et ces particules vont quitter le quadripôle. Mais il est aussi clair que lorsque x ou $y = 0$, les approximations prises pour le calcul de l'expression de la force ne sont plus valables car on perd l'axe de quantification adiabatique. Ceci implique que dans ce cas, ces équations ne sont plus nécessairement valables.

2.2.2.2. Cas où $\vec{B}_0 \neq \vec{0}$

Dans notre cas, les particules passent à travers un tube en verre de faible diamètre donc on peut se placer facilement, pour une valeur de B_0 assez importante (comme on va le voir après), dans le cas où $B_0^2 > Q^2(x^2 + y^2)$. L'Équation 2.58 va s'écrire dans ce cas en faisant un développement limité à l'ordre 1 en x et y sous la forme suivante :

$$\begin{cases} m_0 \frac{d^2x}{dt^2} \simeq -\gamma\hbar m \cdot \delta_{mm'} \frac{Q^2}{\sqrt{B_0^2}} \cdot x \\ m_0 \frac{d^2y}{dt^2} \simeq -\gamma\hbar m \cdot \delta_{mm'} \frac{Q^2}{\sqrt{B_0^2}} \cdot y \\ m_0 \frac{d^2z}{dt^2} = 0 \end{cases}$$

La résolution analytique de ce système d'équation est très facile et elle donne des trajectoires stables et qui convergent (pour $x(t)$ et $y(t)$) pour les particules qui vérifient $\gamma\hbar m \cdot \delta_{mm'} > 0$. Dans ce cas les trajectoires suivies sont celles d'un oscillateur harmonique à deux dimensions à une pulsation égale à $\sqrt{\gamma\hbar m \cdot \delta_{mm'} \frac{Q^2}{\sqrt{B_0^2}}}$.

Dans l'autre cas, si $\gamma\hbar m \cdot \delta_{mm'} < 0$, la résolution de ces équations donne des trajectoires qui divergent et ces particules vont quitter le quadripôle. Mais on remarque que si la valeur de $|B_0|$ est très grande devant Q^2 , cette force de focalisation (ou de défocalisation) va s'annuler.

2.2.2.3. Conclusion

À partir de ces deux cas, on peut conclure que les particules qui vont être guidées par le quadripôle sont celles qui suivent des trajectoires qui convergent et il sont dans les deux cas celles qui vérifient la condition : $\gamma\hbar m \cdot \delta_{mm'} > 0$. On voit bien que pour le cas où $B_0 \neq 0$, les solutions sont homogènes pour tous ces particules qui vont osciller à la même pulsation $\sqrt{\gamma\hbar m \cdot \delta_{mm'} \frac{Q^2}{\sqrt{B_0^2}}}$ autour de l'axe \vec{z} .

Par contre, dans le cas où $B_0 = 0$, les trajectoires de ces particules vont être des battements autour de l'axe \vec{z} , qui vont dépendre beaucoup des positions et des vitesses initiales de ces particules. Dans l'effet de guidage ne va pas pas être homogène pour tous ces particules, il va être plus perturbatif et la précession du spin ne peut pas être éliminée : les équations de mouvement ne sont plus valables.

Donc, on peut bien voir l'importance du champ magnétique statique $B_0 \vec{e}_z$ pour l'efficacité du fonctionnement du quadripôle. Dans la suite, on va voir aussi l'importance de ce champ pour la décélération de ces particules paramagnétiques par un champ magnétique progressif.

2.2.3. Effet d'un champ magnétique progressif : approche semi-classique

Comme on va le voir dans le chapitre 4, l'onde de champ magnétique progressive créé par des bobines plates en cravate vérifie bien les conditions $\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_b = 0$ et $\vec{\nabla} \wedge \vec{B}_b = \vec{0}$. Il s'écrit dans la base $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z\}$ sous la forme :

$$\vec{B}_b(\vec{r}, t) = B \begin{cases} -\sin(\alpha) \cosh(hy) \sin(lx) \sin(kz - \Phi(t)) \\ \sinh(hy) \cos(lx) \sin(kz - \Phi(t)) \\ \cos(\alpha) \cosh(hy) \cos(lx) \cos(kz - \Phi(t)) \end{cases} ; B = \text{constante} \quad (2.59)$$

Avec $\alpha = 17,875^\circ$, $h = 90.58 \, 2\pi \, m^{-1}$, $k = h \cos(\alpha)$, $l = h \sin(\alpha)$ et $\Phi(t)$ est une phase qui dépend uniquement du temps et que je vais préciser après. On va revenir dans la suite à l'expression exacte de ce champ magnétique avec des simulations et une expression approchée de l'amplitude B . Dans cette partie je vais faire le calcul des équations du mouvement en considérant le champ total $\vec{B}_{tot}(\vec{r}, t) = \vec{B}_b(\vec{r}, t) + \vec{B}_s$ (tel que \vec{B}_s est le champ magnétique statique traité dans le paragraphe précédent) et après je vais discuter tous les cas possible de combinaison des différentes composantes du champ magnétique. Le champ magnétique total va s'écrire, à partir de l'Équation 2.55 et l'Équation 2.59, sous la forme suivante :

$$\vec{B}_{tot}(\vec{r}, t) = \begin{cases} B_x^{tot}(\vec{r}(t), t) = -Q \cdot x - B \cdot \sin(\alpha) \cosh(hy) \sin(lx) \sin(kz - \Phi(t)) \\ B_y^{tot}(\vec{r}(t), t) = +Q \cdot y + B \cdot \sinh(hy) \cos(lx) \sin(kz - \Phi(t)) \\ B_z^{tot}(\vec{r}(t), t) = B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cosh(hy) \cos(lx) \cos(kz - \Phi(t)) \end{cases} \quad (2.60)$$

Avec B , Q et B_0 sont des constantes. Dans ce cas le champ magnétique \vec{B}_{tot} vérifie les relations de l'Équation 1.56. Afin de résoudre les équations du mouvement avec les mêmes démarches et approximations qu'on a utilisées précédemment, il faut trouver une solution pour la dépendance en temps de ce champ magnétique. Pour cela je vais utiliser les mêmes approximations qu'avant, qui consistent à supposer

que l'évolution du moment cinétique est calculé pour des valeurs fixes du champ magnétique et c'est parce que les champs magnétiques qu'on utilise sont très intenses, alors on peut supposer que la variation de \hat{J} est découplée de la variation de \vec{r} . Afin de suivre les mêmes démarches, on peut appliquer le changement de variable suivant : $z' = z - \frac{\Phi(t)}{k}$, ce qui revient à se mettre dans le référentiel en mouvement. Puisque les champs magnétiques qu'on utilise sont très intenses (de l'ordre de 1 Tesla), on peut supposer aussi que z' est fixe lors de la résolution de l'Équation 2.45 car $\Phi(t) \approx \forall kHz$ et la précession des moments cinétiques dans ce genre des champs magnétiques est de l'ordre de $\forall 10 MHz$. Donc, la variation de z' peut être négligée par rapport à la variation du moment cinétique et on va trouver que l'équation du mouvement semi-classique pour un sous niveau magnétique donné va s'écrire sous la forme :

$$m_0 \frac{d^2}{dt^2} \vec{r}(t) = -\gamma \hbar m \cdot \delta_{mm'} \left(\left(\sin(\theta) \cos(\phi) \frac{\partial}{\partial x} + \sin(\theta) \sin(\phi) \frac{\partial}{\partial y} + \cos(\theta) \frac{\partial}{\partial z} \right) \overrightarrow{B}_{tot}(\vec{r}(t), t) \right) \quad (2.61)$$

Avec

$$\left\{ \begin{array}{l} \cos(\theta) = \frac{B_z^{tot}(\vec{r}(t), t)}{\sqrt{B_x^{tot}(\vec{r}(t), t)^2 + B_y^{tot}(\vec{r}(t), t)^2 + B_z^{tot}(\vec{r}(t), t)^2}} \\ \sin(\theta) = \frac{\sqrt{B_x^{tot}(\vec{r}(t), t)^2 + B_y^{tot}(\vec{r}(t), t)^2}}{\sqrt{B_x^{tot}(\vec{r}(t), t)^2 + B_y^{tot}(\vec{r}(t), t)^2 + B_z^{tot}(\vec{r}(t), t)^2}} \\ \cos(\phi) = \frac{B_x^{tot}(\vec{r}(t), t)}{\sqrt{B_x^{tot}(\vec{r}(t), t)^2 + B_y^{tot}(\vec{r}(t), t)^2}} \\ \sin(\phi) = \frac{B_y^{tot}(\vec{r}(t), t)}{\sqrt{B_x^{tot}(\vec{r}(t), t)^2 + B_y^{tot}(\vec{r}(t), t)^2}} \end{array} \right. \quad (2.62)$$

Les équations non couplées de la force \vec{F} appliquée sur une particule ayant un sous niveau magnétique m donné, vont s'écrire dans ce cas :

$$\begin{aligned} F_x &= \gamma \hbar m \cdot \sin(\theta) \cos(\phi) (Q + Bl \cdot \sin(\alpha) \cosh(hy) \cos(lx) \sin(kz - \Phi(t))) \\ &\quad + \gamma \hbar m \cdot \sin(\theta) \sin(\phi) (Bh \cdot \sin(\alpha) \sinh(hy) \sin(lx) \sin(kz - \Phi(t))) \\ &\quad + \gamma \hbar m \cdot \cos(\theta) (Bk \cdot \sin(\alpha) \cosh(hy) \sin(lx) \cos(kz - \Phi(t))) \\ F_y &= +\gamma \hbar m \cdot \sin(\theta) \cos(\phi) (Bl \cdot \sinh(hy) \sin(lx) \sin(kz - \Phi(t))) \\ &\quad - \gamma \hbar m \cdot \sin(\theta) \sin(\phi) (Q + Bh \cdot \cosh(hy) \cos(lx) \sin(kz - \Phi(t))) \\ &\quad - \gamma \hbar m \cdot \cos(\theta) (Bk \cdot \sinh(hy) \cos(lx) \cos(kz - \Phi(t))) \\ F_z &= +\gamma \hbar m \cdot \sin(\theta) \cos(\phi) (Bl \cdot \cos(\alpha) \cosh(hy) \sin(lx) \cos(kz - \Phi(t))) \\ &\quad - \gamma \hbar m \cdot \sin(\theta) \sin(\phi) (Bh \cdot \cos(\alpha) \sinh(hy) \cos(lx) \cos(kz - \Phi(t))) \\ &\quad + \gamma \hbar m \cdot \cos(\theta) (Bk \cdot \cos(\alpha) \cosh(hy) \cos(lx) \sin(kz - \Phi(t))) \end{aligned} \quad (2.63)$$

La résolution analytique de l'Équation 2.63 n'est pas triviale, on peut la faire numériquement. Dans notre expérience on utilise un jet supersonique de particules paramagnétiques qui traversent un tube en verre très fin (de diamètre $1.2mm$). Ce tube est de longueur de l'ordre de $30cm$ (voir montage expérimental). Donc, il est plus commode de traiter ce problème au voisinage de l'axe de ce tube, ça veut dire au voisinage de $x(t) \simeq 0$ et $y(t) \simeq 0$. On va se limiter dans la suite au développement limité à l'ordre 1 des expressions du champ magnétique et de la force. Je vais étudier initialement l'effet du champ progressif en présence de $B_0 \vec{e}_z$, donc je suppose pour le moment dans l'expression de l'Équation 2.60 que $Q = 0$.

À partir de l'Équation 2.60, le champ magnétique totale va s'écrire sous la forme :

$$\vec{B}_{tot}(\vec{r}(t), t) = \begin{cases} \beta_x = -Bl \cdot x \sin(\alpha) \sin(kz - \Phi(t)) \\ \beta_y = +Bh \cdot y \sin(kz - \Phi(t)) \\ \beta_z = B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(kz - \Phi(t)) \end{cases} \quad (2.64)$$

Les relations de l'Équation 2.62 vont s'écrire sous la forme :

$$\begin{cases} \cos(\theta) \simeq \begin{cases} \text{Signe}(\beta_z) & Si \beta_z \neq 0 \\ 0 & Si \beta_z = 0 \end{cases} \\ \sin(\theta) \cos(\phi) \simeq \begin{cases} \frac{-Bl \cdot x \sin(\alpha) \sin(kz - \Phi(t))}{\sqrt{(B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(kz - \Phi(t)))^2}} & Si \beta_z \neq 0 \\ \frac{\text{Signe}(\beta_y) \cdot (-Bl \cdot x \sin(\alpha) \sin(kz - \Phi(t)))}{y} & Si \beta_z = 0 \end{cases} \\ \sin(\theta) \sin(\phi) \simeq \begin{cases} \frac{Bh \cdot y \sin(kz - \Phi(t))}{\sqrt{(B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(kz - \Phi(t)))^2}} & Si \beta_z \neq 0 \\ \text{Signe}(\beta_y) & Si \beta_z = 0 \end{cases} \end{cases} \quad (2.65)$$

Dans le cas où $\beta_z \neq 0$ la force \vec{F} va s'écrire à partir de l'Équation 2.63 et l'Équation 2.65 comme suit :

$$\begin{cases} F_x \simeq \gamma \hbar m \cdot \left(\frac{-x(Bl \cdot \sin(\alpha) \sin(kz - \Phi(t)))^2}{\sqrt{(B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(kz - \Phi(t)))^2}} + \text{Signe}(\beta_z) (Bkl \cdot x \sin(\alpha) \cos(kz - \Phi(t))) \right) \\ F_y \simeq -\gamma \hbar m \cdot \left(\frac{y(Bh \cdot \sin(kz - \Phi(t)))^2}{\sqrt{(B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(kz - \Phi(t)))^2}} + \text{Signe}(\beta_z) (Bkh \cdot y \cos(kz - \Phi(t))) \right) \\ F_z \simeq +\gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) (Bk \cdot \cos(\alpha) \sin(kz - \Phi(t))) \end{cases} \quad (2.66)$$

Dans le cas où $\beta_z = 0$ la force \vec{F} va s'écrire à partir de l'Équation 2.63 et l'Équation 2.65 comme suit :

$$\vec{F} = \begin{cases} F_x \simeq -\text{Signe}(\beta_y) \gamma \hbar m \frac{x}{y} (Bl \cdot \sin(\alpha) \sin(kz - \Phi(t)))^2 \\ F_y \simeq -\text{Signe}(\beta_y) \gamma \hbar m (Bh \cdot \sin(kz - \Phi(t))) \\ F_z \simeq 0 \end{cases} \quad (2.67)$$

Et comme on perd l'axe de quantification adiabatique dans ce cas, ces équations ne sont plus fiables.

2.2.3.1. Cas du piégeage

Comme on va le voir après, si on veut piéger les particules à une vitesse donnée et pour un sous niveau magnétique m donné, suivant la direction \vec{z} , il faut régler la phase $\Phi(t)$ pour les particules synchrones qui suivent la trajectoire $z_s(t)$ tel que :

$$kz_s(t) - \Phi(t) = 0 \quad (2.68)$$

Dans ce cas, le champ magnétique vu par ces particules synchrones va s'écrire sous la forme :

$$\vec{B}_{tot}(z_s(t), t) = \begin{cases} \beta_x \simeq 0 \\ \beta_y \simeq 0 \\ \beta_z \simeq B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \end{cases} \quad (2.69)$$

Si $\beta_z \neq 0$, donc la force \vec{F} va s'écrire à partir de l'Équation 2.66 comme suit :

$$\vec{F} = \begin{cases} F_x \simeq +\gamma\hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) Bkl \sin(\alpha) \cdot x \\ F_y \simeq -\gamma\hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) Bkh \cdot y \\ F_z \simeq 0 \end{cases} \quad (2.70)$$

On voit bien que le champ magnétique pour ces particules va être toujours suivant la direction \vec{z} même si on enlève la partie constante du champ $B_0\vec{e}_z$ car la condition d'élimination adiabatique de la précession du spin est respectée. Ainsi, l'axe de quantification "propre" J_3 des moments cinétiques $\vec{J}(t)$ de ces particules est principalement suivant la direction \vec{z} . L'essentiel dans ce cas est que $B_0 \neq -B \cos(\alpha)$.

2.2.3.2. Cas de la décélération maximale

Si on veut décélérer les particules à partir d'une vitesse initiale donnée vers une vitesse finale et pour un sous niveau magnétique m donné, suivant la direction \vec{z} , il faut régler la phase $\Phi(t)$ pour les particules synchrones qui suivent la trajectoire $z_s(t)$. Afin d'avoir un effet de décélération maximal, il faut que :

$$kz_s(t) - \Phi(t) = \frac{\pi}{2} \quad (2.71)$$

Dans ce cas, le champ magnétique vu par ces particules synchrones va s'écrire sous la forme :

$$\vec{B}_{tot}(\vec{r}(t), t) = \begin{cases} \beta_x \simeq -Bl \sin(\alpha) \cdot x \\ \beta_y \simeq +Bh \cdot y \\ \beta_z \simeq B_0 \end{cases} \quad (2.72)$$

Dans le cas où $\beta_z = B_0 \neq 0$ la force \vec{F} va s'écrire à partir de l'Équation 2.63 et l'Équation 2.65 comme suit :

$$\vec{F} = \begin{cases} F_x \simeq -\gamma \hbar m \cdot \frac{(Bl \sin(\alpha))^2}{\sqrt{(B_0)^2}} \cdot x \\ F_y \simeq -\gamma \hbar m \cdot \frac{(Bh)^2}{\sqrt{(B_0)^2}} \cdot y \\ F_z \simeq +\gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(B_0) Bk \cdot \cos(\alpha) \end{cases} \quad (2.73)$$

Dans le cas où $\beta_z = B_0 = 0$ la force \vec{F} et le champ $\vec{B}_{tot}(\vec{r}(t), t)$ vont s'écrire à partir de l'Équation 2.63 et l'Équation 2.65 comme suit :

$$\vec{B}_{tot} = \begin{cases} \beta_x \simeq -Bl \sin(\alpha) \cdot x \\ \beta_y \simeq +Bh \cdot y \\ \beta_z \simeq 0 \end{cases} \quad \vec{F} = \begin{cases} F_x \simeq -\text{Signe}(\beta_y) \gamma \hbar m (Bl \sin(\alpha))^2 \cdot \frac{x}{y} \\ F_y \simeq -\text{Signe}(\beta_y) \gamma \hbar m Bh \\ F_z \simeq 0 \end{cases} \quad (2.74)$$

En résumé de ces deux cas :

- Donc, on voit bien que le champ magnétique pour ces particules va être essentiellement suivant la direction \vec{z} si et seulement si la partie constante du champ $B_0 \vec{e}_z$ est non nulle. Dans ce cas, l'axe de quantification *adiabatique* J_3 des moments cinétiques $\vec{J}(t)$ de ces particules est principalement suivant la direction \vec{z} .
- Par contre, si le champ $B_0 \vec{e}_z$ est nul, *il n'y aura pas de décélération pour les particules synchrones* car l'axe de quantification *adiabatique* J_3 des moments cinétiques $\vec{J}(t)$ de ces particules n'est pas défini et n'est pas partout le même (il n'est plus suivant la direction \vec{z} , dans ce cas il va être contenu dans le plan (\vec{x}, \vec{y})).

2.3. Étude de stabilité

J'ai traité à la fin du paragraphe précédent les cas du piégeage (à une vitesse constante) et de la décélération des particules dites synchrones qui suivent la trajectoire $z_s(t)$: ceux qui possèdent la même vitesse que le champ magnétique progressif à l'instant de leur couplage avec ce dernier. Dans cette partie je vais essayer de décrire la stabilité du mouvement des particules qui se trouvent au voisinage de ces particules synchrones. Nos particules sont toujours issues d'un jet supersonique qui traverse un tube en verre très fin. Donc, je vais étudier les particules paramagnétiques qui se trouvent au voisinage de l'axe \vec{z} .

On va se limiter dans notre étude de stabilité au développement limité à l'ordre 2 des expressions du champ magnétique et de la force telles que :

$$\begin{cases} x(t) \simeq 0 \\ y(t) \simeq 0 \\ z(t) \simeq z_s(t) + \delta z \end{cases} \quad (2.75)$$

Aussi, je vais étudier l'effet du champ magnétique progressif en présence de $B_0 \vec{e}_z$, donc je peux supposer pour le moment dans l'expression (Équation 2.60) du champ magnétique total que $Q = 0$. Dans ces conditions et à partir de l'Équation 2.66 et l'Équation 2.67, l'expression des équations non couplées de la force \vec{F} appliquée sur une particule synchrone ayant un sous niveau magnétique m donné, peut être écrite sous la forme :

$$z_s''(t) = A \cdot \sin(\phi_0) \quad (2.76)$$

Ce champ est réglé de tel sorte que la particule synchrone va voir une force constante tout au long de son déplacement à travers le champ. Dans l'Équation 2.76, la constante A va dépendre d'un sous niveau magnétique m et $\phi_0 \in [0, 2\pi]$ est la phase du champ progressif lors de son couplage avec la particule, qui est une constante qu'on peut modifier et contrôler en fonction de ce qu'on veut faire exactement pour la particule synchrone. A partir de l'Équation 2.76, on peut facilement déterminer la trajectoire de particule synchrone :

$$\begin{cases} v_s(t) = z_s'(t) = (A \cdot \sin \phi_0) \cdot t + v_0 \\ z_s(t) = \frac{1}{2} (A \cdot \sin \phi_0) \cdot t^2 + v_0 \cdot t + z_0 \end{cases} \quad (2.77)$$

Avec z_0 est la position initiale (position de couplage entre la particule synchrone et le champ) et v_0 est la vitesse initiale de la particule synchrone lors de son couplage avec le champ.

A partir de l'Équation 2.76 et l'Équation 2.77 on peut déduire facilement la phase $\Phi(t)$ que doit avoir le champ magnétique progressif (voir l'Équation 2.60) pour qu'il corresponde à ce qu'on le souhaite et on obtient :

$$\Phi(t) = k (z_s(t) - z_0) - \phi_0 \quad (2.78)$$

En utilisant l'Équation 2.78, l'expression de la phase $\Phi(t)$ devient :

$$\Phi(t) = k \left(\frac{1}{2} (A \cdot \sin \phi_0) \cdot t^2 + v_0 \cdot t \right) - \phi_0 \quad (2.79)$$

La force exercée par le champ magnétique progressif sur la particule synchrone est conservative dans ce cas, donc on peut aussi décrire notre système de point de vue énergétique comme suit :

$$v_s^2(t) = v_0^2 + 2A \sin(\phi_0) (z_s(t) - z_0) \quad (2.80)$$

Les particules qui se trouvent autour de la particule synchrone ne suivent pas les mêmes équations de mouvement car ils ne voient le champ magnétique de la même manière. Pour cela, je vais traiter deux cas différents : Le cas du piégeage à vitesse constant et celui de la décélération.

2.3.1. Cas du piégeage

Si on veut piéger les particules à une vitesse donnée et pour un sous niveau magnétique m donné, suivant la direction \vec{z} , il faut régler la phase $\Phi(t)$ pour les particules synchrones qui suivent la trajectoire $z_s(t)$ tel que à partir de l'Équation 2.76 on obtient :

$$\phi_0 = k z_s(t) - \Phi(t) = 0 \quad (2.81)$$

On a pris $z_0 = 0$. Dans ce cas, l'équation du mouvement pour $z(t)$ devient :

$$z(\ddot{t}) \simeq z_s(\ddot{t}) + \delta\ddot{z} \quad (2.82)$$

δz est très faible, donc le champ magnétique vu par ces particules va s'écrire à l'ordre 2 sous la forme :

$$\vec{B}_{tot}(z(t), t) = \begin{cases} \beta_x \simeq -Bkl \sin(\alpha) \cdot x \cdot \delta z \\ \beta_y \simeq +Bkh \cdot y \cdot \delta z \\ \beta_z \simeq B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \left(1 - \frac{1}{2} (k\delta z)^2\right) \end{cases} \quad (2.83)$$

Les relations de l'Équation 2.65 vont s'écrire dans ce cas sous la forme :

$$\begin{cases} \cos(\theta) \simeq \begin{cases} \text{Signe}(\beta_z) & \text{Si } \beta_z \neq 0 \\ 0 & \text{Si } \beta_z = 0 \end{cases} \\ \sin(\theta) \cos(\phi) \simeq \begin{cases} \frac{-Bkl \sin(\alpha)}{\sqrt{(B_0 + B \cdot \cos(\alpha))^2}} \cdot x \cdot \delta z & \text{Si } \beta_z \neq 0 \\ -\text{Signe}(\beta_y) Bkl \sin(\alpha) \frac{x \cdot \delta z}{y} & \text{Si } \beta_z = 0 \end{cases} \\ \sin(\theta) \sin(\phi) \simeq \begin{cases} \frac{Bkh}{\sqrt{(B_0 + B \cdot \cos(\alpha))^2}} \cdot y \cdot \delta z & \text{Si } \beta_z \neq 0 \\ \text{Signe}(\beta_y) & \text{Si } \beta_z = 0 \end{cases} \end{cases} \quad (2.84)$$

Dans ce cas $\beta_z \neq 0$ (si $B_0 \neq -B \cos(\alpha)$), donc la force \vec{F} va s'écrire à partir de l'Équation 2.66 comme suit :

$$\vec{F} = \begin{cases} F_x \simeq \gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) Bkl \sin(\alpha) \cdot x \left(1 - \frac{1}{2} (k\delta z)^2\right) \\ F_y \simeq -\gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) Bkh \cdot y \left(1 - \frac{1}{2} (k\delta z)^2\right) \\ F_z \simeq +\gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) Bk^2 \cos(\alpha) \delta z \end{cases} \quad (2.85)$$

Pour que la force suivant la direction \vec{z} soit stable, il faut que :

$$+\gamma\hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) Bk^2 \cos(\alpha) < 0$$

Dans ce cas la force suivant \vec{z} s'écrit sous la forme :

$$F_z = F_{z_s} + F_{\delta z} \text{ avec } \begin{cases} F_{z_s} = 0 \\ F_{\delta z} = +\gamma\hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) Bk^2 \cos(\alpha) \delta z \end{cases} \quad (2.86)$$

Donc pour les particules faiblement asynchrones ayant $+\gamma\hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) Bk^2 \cos(\alpha) < 0$, vont suivre un mouvement d'oscillation autour de la position $z_s(t)$, les autres vont être éjectées.

2.3.2. Cas de la décélération maximale

Si on veut décélérer les particules à partir d'une vitesse initiale donnée vers une vitesse finale et pour un sous niveau magnétique m donné, suivant la direction \vec{z} , il faut régler la phase $\Phi(t)$ pour les particules synchrones qui suivent la trajectoire $z_s(t)$. Afin d'avoir un effet de décélération maximal, il faut que :

$$\phi_0 = kz_s(t) - \Phi(t) = \frac{\pi}{2} \quad (2.87)$$

Dans ce cas la force suivant \vec{z} s'écrit sous la forme :

$$F_z = F_{z_s} + F_{\delta z} \quad (2.88)$$

On a pris $z_0 = 0$. Dans ce cas, l'équation du mouvement pour $z(t)$ devient :

$$m_0 z''(t) \simeq m_0 (z_s''(t) + \delta z'') = F_{z_s} + F_{\delta z} \quad (2.89)$$

δz est très faible, donc le champ magnétique vu par ces particules va s'écrire à l'ordre 2 sous la forme :

$$\vec{B}_{tot}(\vec{r}(t), t) = \begin{cases} \beta_x \simeq -Bl \cdot x \sin(\alpha) \left(1 - \frac{1}{2}(k\delta z)^2\right) \\ \beta_y \simeq +Bh \cdot y \left(1 - \frac{1}{2}(k\delta z)^2\right) \\ \beta_z \simeq B_0 - Bk \cdot \cos(\alpha) \delta z \end{cases} \quad (2.90)$$

Les relations de l'Équation 2.65 vont s'écrire dans ce cas sous la forme :

$$\begin{cases} \cos(\theta) \simeq \begin{cases} \text{Signe}(\beta_z) & \text{Si } \beta_z \neq 0 \\ 0 & \text{Si } \beta_z = 0 \end{cases} \\ \sin(\theta) \cos(\phi) \simeq \begin{cases} \frac{-Bl \cdot x \sin(\alpha) (1 - \frac{1}{2}(k\delta z)^2)}{\sqrt{(B_0 - Bk \cdot \cos(\alpha) \delta z)^2}} & \text{Si } \beta_z \neq 0 \\ \frac{\text{Signe}(\beta_y) \frac{-Bl \cdot x \sin(\alpha) (1 - \frac{1}{2}(k\delta z)^2)}{y}}{\sqrt{(B_0 - Bk \cdot \cos(\alpha) \delta z)^2}} & \text{Si } \beta_z = 0 \end{cases} \\ \sin(\theta) \sin(\phi) \simeq \begin{cases} \frac{Bh \cdot y (1 - \frac{1}{2}(k\delta z)^2)}{\sqrt{(B_0 - Bk \cdot \cos(\alpha) \delta z)^2}} & \text{Si } \beta_z \neq 0 \\ \text{Signe}(\beta_y) & \text{Si } \beta_z = 0 \end{cases} \end{cases} \quad (2.91)$$

- Dans le cas où $\beta_z = B_0 - Bk \cdot \cos(\alpha) \delta z \neq 0$ la force \vec{F} va s'écrire à partir de l'Équation 2.63 et l'Équation 2.65 comme suit :

$$\vec{F} = \begin{cases} F_x \simeq \gamma \hbar m \cdot \left(\frac{-(Bl \sin(\alpha)(1 - \frac{1}{2}(k\delta z)^2))^2}{\sqrt{(B_0 - Bk \cos(\alpha)\delta z)^2}} x - \text{Signe}(\beta_z) Bk^2 l \sin(\alpha) \cdot x \cdot \delta z \right) \\ F_y \simeq -\gamma \hbar m \cdot \left(\frac{(Bh \cdot (1 - \frac{1}{2}(k\delta z)^2))^2}{\sqrt{(B_0 - Bk \cos(\alpha)\delta z)^2}} y - \text{Signe}(\beta_z) Bk^2 h \cdot y \cdot \delta z \right) \\ F_z \simeq +\gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) Bk \cdot \cos(\alpha) \left(1 - \frac{1}{2}(k\delta z)^2 \right) \end{cases} \quad (2.92)$$

Pour que la force suivant la direction \vec{z} soit décélétratrice, il faut que $+\gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) Bk^2 \cos(\alpha) < 0$. Dans ce cas la force suivant \vec{z} s'écrit sous la forme :

$$F_z = F_{z_s} + F_{\delta z} \text{ avec } \begin{cases} F_{z_s} = +\gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) Bk \cdot \cos(\alpha) \\ F_{\delta z} = -\frac{1}{2} \gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) Bk^3 \cdot \cos(\alpha) \cdot \delta z^2 \end{cases} \quad (2.93)$$

Dans ce cas, les particules faiblement asynchrones ne sont pas stables car elles ne vont pas suivre un mouvement d'oscillation autour de la position $z_s(t)$. Elles vont être éjectées de la zone de capture.

- Dans le cas où $B_0 = 0$, on peut dire que $\beta_z \simeq -Bk \cdot \cos(\alpha) \delta z \simeq 0$, la force \vec{F} et le champ $\vec{B}_{tot}(\vec{r}(t), t)$ vont s'écrire à partir de l'Équation 2.63 et l'Équation 2.65 comme suit :

$$\vec{B}_{tot} = \begin{cases} \beta_x \simeq -Bl \cdot x \sin(\alpha) \left(1 - \frac{1}{2}(k\delta z)^2 \right) \\ \beta_y \simeq +Bh \cdot y \left(1 - \frac{1}{2}(k\delta z)^2 \right) \\ \beta_z \simeq -Bk \cdot \cos(\alpha) \delta z \end{cases} \quad (2.94)$$

$$\vec{F} = \begin{cases} F_x \simeq -\text{Signe}(\beta_y) \gamma \hbar m (Bl \sin(\alpha))^2 \left(1 - (k\delta z)^2 \right) \cdot \frac{x}{y} \\ F_y \simeq -\text{Signe}(\beta_y) \gamma \hbar m Bh \\ F_{z_s} \simeq 0 \\ F_{\delta z} \simeq +\gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_y) \frac{Bl \cdot x \sin(\alpha)}{y} Bkl^2 \cdot \cos(\alpha) \cdot x \cdot \delta z \\ \quad +\gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_y) Bkh^2 \cdot \cos(\alpha) \cdot y \cdot \delta z \\ \quad -\frac{1}{2} \gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) Bk^3 \cdot \cos(\alpha) \delta z^2 \end{cases} \quad (2.95)$$

En résumé de ces deux cas :

- Donc, on voit bien que le cas du piégeage est beaucoup plus stable que celui de la décélération.
- Si le champ $B_0 \vec{e}_z$ est nul, il n'y aura pas de décélération ni pour les particules synchrones ni pour les particules faiblement asynchrones, car les trajectoires de ces dernières ne sont pas stables.

2.3.3. Cas d'une décélération quelconque

À partir de la formule de l'Équation 2.76, on peut voir que pour que la particule synchrone, ayant un sous niveau magnétique m donné, subisse une force de décélération, il faut que la phase ϕ_0 soit comprise entre $]0, \pi[$ (pour le reste on peut changer le signe du champ magnétique). Supposons qu'on règle la phase $\Phi(t)$ pour décélérer une particule synchrone donnée :

$$\phi_0 = kz_s(t) - \Phi(t) \quad (2.96)$$

Pour voir le comportement des particules voisines de la particule synchrone, on suppose qu'une particule suit la trajectoire $z(t)$ tel que :

$$z(t) \simeq z_s(t) + \delta z \quad (2.97)$$

Avec $\delta z \ll \lambda$ (λ est la période spatiale du champ magnétique progressive). Dans ce cas on peut écrire que :

$$\begin{cases} \sin(kz(t) - \Phi(t)) \simeq \sin(\phi_0) + \cos(\phi_0) k\delta z - \frac{1}{2} \sin(\phi_0) (k\delta z)^2 \\ \cos(kz(t) - \Phi(t)) \simeq \cos(\phi_0) - \sin(\phi_0) k\delta z - \frac{1}{2} \cos(\phi_0) (k\delta z)^2 \\ \sin^2(kz(t) - \Phi(t)) \simeq \sin^2(\phi_0) + \sin(2\phi_0) k\delta z + \cos(2\phi_0) (k\delta z)^2 \\ \cos^2(kz(t) - \Phi(t)) \simeq \cos^2(\phi_0) - \sin(2\phi_0) k\delta z - \cos(2\phi_0) (k\delta z)^2 \end{cases} \quad (2.98)$$

Dans ce cas, l'équation du mouvement pour $z(t)$ devient :

$$m_0 \ddot{z}(t) \simeq m_0 (\ddot{z}_s(t) + \ddot{\delta z}) = F_{z_s} + F_{\delta z} \quad (2.99)$$

Le champ magnétique vu par ces particules va s'écrire à l'ordre 2 sous la forme :

$$\vec{B}_{tot}(\vec{r}(t), t) = \begin{cases} \beta_x = -Bl \cdot x \sin(\alpha) \left(\sin(\phi_0) + \cos(\phi_0) k\delta z - \frac{1}{2} \sin(\phi_0) (k\delta z)^2 \right) \\ \beta_y = +Bh \cdot y \left(\sin(\phi_0) + \cos(\phi_0) k\delta z - \frac{1}{2} \sin(\phi_0) (k\delta z)^2 \right) \\ \beta_z = B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \left(\cos(\phi_0) - \sin(\phi_0) k\delta z - \frac{1}{2} \cos(\phi_0) (k\delta z)^2 \right) \end{cases} \quad (2.100)$$

Pour $\phi_0 \neq \left\{0, \frac{\pi}{2}\right\}$, les relations de l'Équation 2.65 vont s'écrire dans ce cas sous la forme :

$$\begin{cases} \cos(\theta) \simeq \begin{cases} \text{Signe}(B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)) & \text{Si } B_0 \neq 0 \\ \text{Signe}(B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)) & \text{Si } B_0 = 0 \end{cases} \\ \sin(\theta) \cos(\phi) \simeq \begin{cases} \frac{-Bl \sin(\alpha) \cdot x}{|B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)|} \left(\sin(\phi_0) + \frac{B_0 \cos(\phi_0) + B \cdot \cos(\alpha)}{B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)} k\delta z \right) & \text{Si } B_0 \neq 0 \\ \frac{-Bl \sin(\alpha) \cdot x}{|B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)|} \left(\sin(\phi_0) + (\cos(\phi_0) + \sin(\phi_0)) k\delta z \right) & \text{Si } B_0 = 0 \end{cases} \\ \sin(\theta) \sin(\phi) \simeq \begin{cases} \frac{Bh \cdot y}{|B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)|} \left(\sin(\phi_0) + \frac{B_0 \cos(\phi_0) + B \cdot \cos(\alpha)}{B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)} k\delta z \right) & \text{Si } B_0 \neq 0 \\ \frac{Bh \cdot y}{|B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)|} \left(\sin(\phi_0) + (\cos(\phi_0) + \sin(\phi_0)) k\delta z \right) & \text{Si } B_0 = 0 \end{cases} \end{cases} \quad (2.101)$$

- Dans le cas où $B_0 \neq 0$, avec $\beta_z \neq 0$ et $\phi_0 \neq \frac{\pi}{2}$, la force \vec{F} va s'écrire à partir de l'Équation 2.63 et l'Équation 2.65, à l'ordre 2, comme suit :

$$\begin{aligned}
 F_x &\simeq \frac{-\gamma\hbar m (Bl \sin(\alpha))^2 \cdot x}{|B_0 + B \cos(\alpha) \cos(\phi_0)|} \left(\sin^2(\phi_0) + \frac{B_0 \sin(2\phi_0) + B \cdot \cos(\alpha) \sin(\phi_0) (1 + \cos^2(\phi_0))}{B_0 + B \cos(\alpha) \cos(\phi_0)} k\delta z \right) \\
 &\quad + \gamma\hbar m \cdot \text{Signe}(B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)) \cdot Bkl \sin(\alpha) \cdot x \cdot \cos(\phi_0) \\
 &\quad - \gamma\hbar m \cdot \text{Signe}(B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)) \cdot Bkl \sin(\alpha) \cdot x \cdot \sin(\phi_0) k\delta z \\
 F_y &\simeq \frac{-\gamma\hbar m (Bh)^2 \cdot y}{|B_0 + B \cos(\alpha) \cos(\phi_0)|} \left(\sin^2(\phi_0) + \frac{B_0 \sin(2\phi_0) + B \cdot \cos(\alpha) \sin(\phi_0) (1 + \cos^2(\phi_0))}{B_0 + B \cos(\alpha) \cos(\phi_0)} k\delta z \right) \\
 &\quad - \gamma\hbar m \cdot \text{Signe}(B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)) \cdot Bkh \cdot y \cdot \cos(\phi_0) \\
 &\quad + \gamma\hbar m \cdot \text{Signe}(B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)) \cdot Bkh \cdot y \sin(\phi_0) k\delta z \\
 F_z &\simeq -\gamma\hbar m \cdot \frac{B^2 l^3 \cos(\alpha) \sin(\alpha)}{|B_0 + B \cos(\alpha) \cos(\phi_0)|} \sin(\phi_0) \cos(\phi_0) \cdot x^2 \\
 &\quad - \gamma\hbar m \cdot \frac{B^2 h^3 \cos(\alpha)}{|B_0 + B \cos(\alpha) \cos(\phi_0)|} \sin(\phi_0) \cos(\phi_0) \cdot y^2 \\
 &\quad + \gamma\hbar m \cdot \text{Signe}(B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)) Bk \cdot \cos(\alpha) \sin(\phi_0) \\
 &\quad + \gamma\hbar m \cdot \text{Signe}(B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)) Bk \cdot \cos(\alpha) \cdot k\delta z \cdot \cos(\phi_0) \\
 &\quad - \gamma\hbar m \cdot \text{Signe}(B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)) Bk \cdot \cos(\alpha) \cdot \frac{1}{2} \sin(\phi_0) (k\delta z)^2
 \end{aligned} \tag{2.102}$$

Pour que la force suivant la direction \vec{z} soit décélératrice, il faut que $+\gamma\hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) Bk \cos(\alpha) \sin(\phi_0) < 0$. En négligeant les termes qui dépendent de x^2 et y^2 , la force suivant \vec{z} s'écrit sous la forme :

$$F_z \simeq F_{z_s} + F_{\delta z} \text{ avec } \begin{cases} F_{z_s} = \gamma\hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) Bk \cdot \cos(\alpha) \sin(\phi_0) \\ F_{\delta z} = \gamma\hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) Bk \cdot \cos(\alpha) \sin(\phi_0) \left(\cot(\phi_0) k\delta z - \frac{1}{2} (k\delta z)^2 \right) \end{cases} \tag{2.103}$$

Dans ce cas, les particules faiblement asynchrones ne sont stables que si :

$$|\delta z| < \frac{2}{k} \cot(\phi_0) \tag{2.104}$$

La relation de l'Équation 2.104 nous permet de définir l'intervalle de stabilité : les particules qui se trouvent à l'intérieur de cet intervalle vont suivre un mouvement d'oscillation autour de la position $z_s(t)$, les autres vont être éjectées. Bien sûr, Cette relation n'est vraie que si $B_0 \neq 0$ et $0 < \phi_0 < \frac{\pi}{2}$, car si $\phi_0 > \frac{\pi}{2}$ les particules qui vont subir une force décélératrice ne seront pas stables et si $B_0 = 0$ la force décélératrice ne sera pas la même pour tout cet intervalle comme on va le voir ensuite.

- Dans le cas où $B_0 = 0$ et $\phi_0 \neq \left\{0, \frac{\pi}{2}\right\}$, la force \vec{F} et le champ $\vec{B}_{tot}(\vec{r}(t), t)$ vont s'écrire à partir de (1.98) et (1.100) comme suit :

$$\vec{B}_{tot} = \begin{cases} \beta_x = -Bl \cdot x \sin(\alpha) \left(\sin(\phi_0) + \cos(\phi_0) k\delta z - \frac{1}{2} \sin(\phi_0) (k\delta z)^2 \right) \\ \beta_y = +Bh \cdot y \left(\sin(\phi_0) + \cos(\phi_0) k\delta z - \frac{1}{2} \sin(\phi_0) (k\delta z)^2 \right) \\ \beta_z = B \cdot \cos(\alpha) \left(\cos(\phi_0) - \sin(\phi_0) k\delta z - \frac{1}{2} \cos(\phi_0) (k\delta z)^2 \right) \end{cases}$$

(2.105)

$$\begin{aligned}
F_x &= \gamma \hbar m \cdot \frac{-B^2 l^2 \sin^2(\alpha) \cdot x}{|B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)|} (\sin^2(\phi_0) + \sin(\phi_0) (2 \cos(\phi_0) + \sin(\phi_0)) k \delta z) \\
&\quad + \gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)) B l k \sin(\alpha) \cdot x \cdot \cos(\phi_0) \\
&\quad - \gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)) B l k \sin(\alpha) \cdot x \cdot \sin(\phi_0) k \delta z \\
F_y &= -\gamma \hbar m \cdot \frac{B^2 h^2 \cdot y}{|B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)|} (\sin^2(\phi_0) + \sin(\phi_0) (2 \cos(\phi_0) + \sin(\phi_0)) k \delta z) \\
&\quad - \gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)) B h k \cdot y \cdot \cos(\phi_0) \\
&\quad + \gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)) B h k \cdot y \cdot \sin(\phi_0) k \delta z \\
F_z &= -\gamma \hbar m \cdot \frac{B^2 l^3 \sin(\alpha) \cos(\alpha)}{|B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)|} \sin(\phi_0) \cos(\phi_0) \cdot x^2 \\
&\quad - \gamma \hbar m \cdot \frac{B^2 h^3 \cos(\alpha)}{|B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)|} \sin(\phi_0) \cos(\phi_0) \cdot y^2 \\
&\quad + \gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)) B k \cdot \cos(\alpha) \sin(\phi_0) \\
&\quad + \gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)) B k \cdot \cos(\alpha) \cdot \cos(\phi_0) k \delta z \\
&\quad - \gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0)) B k \cdot \cos(\alpha) \cdot \frac{1}{2} \sin(\phi_0) (k \delta z)^2
\end{aligned} \tag{2.106}$$

Pour que la force suivant la direction \vec{z} soit décélératrice, il faut que $+\gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) B k \cos(\alpha) \sin(\phi_0) < 0$. En négligeant les termes qui dépendent de x^2 et y^2 , la force suivant \vec{z} s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned}
F_z &\simeq F_{z_s} + F_{\delta z} \text{ avec} \\
\begin{cases} F_{z_s} = \gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) B k \cdot \cos(\alpha) \sin(\phi_0) \\ F_{\delta z} = \gamma \hbar m \cdot \text{Signe}(\beta_z) B k \cdot \cos(\alpha) \sin(\phi_0) \left(\cot(\phi_0) k \delta z - \frac{1}{2} (k \delta z)^2 \right) \end{cases}
\end{aligned} \tag{2.107}$$

Dans ce cas aussi, les particules faiblement asynchrones ne sont stables que si :

$$|\delta z| < \frac{2}{k} \cot(\phi_0) \tag{2.108}$$

La relation de l'Équation 2.108 nous permet de définir l'intervalle de stabilité : les particules qui se trouvent à l'intérieur de cet intervalle vont suivre un mouvement d'oscillation autour de la position $z_s(t)$, les autres vont être éjectées. Bien sûr, Cette relation n'est vraie que si $0 < \phi_0 < \frac{\pi}{2}$, car si $\phi_0 > \frac{\pi}{2}$ les particules qui vont subir une force décélératrice ne seront pas stables.

L'importance du champ \vec{B}_0 :

En comparant l'Équation 2.103 et l'Équation 2.104 d'un côté et l'Équation 2.107 (qui n'est pas fiable) et l'Équation 2.108 de l'autre, on trouve à peu près les mêmes

expression sauf pour la fonction $Signe(\beta_z)$ qui est dans notre cas défini comme suit :

$$Signe(\beta_z) = \begin{cases} +1 & Si \beta_z > 0 \\ 0 & Si \beta_z = 0 \\ -1 & Si \beta_z < 0 \end{cases} \quad (2.109)$$

Considérons que $0 < \phi_0 < \frac{\pi}{2}$, comme on a dit avant, les particules qui se trouvent à l'intérieur de l'intervalle $[-|\delta z|, +|\delta z|]$, tel que $|\delta z| < \frac{2}{k} \cot(\phi_0)$, vont suivre un mouvement d'oscillation autour de la position $z_s(t)$. Donc on peut définir le domaine de stabilité dans ces conditions par l'intervalle $\left[z_s(t) - \frac{2}{k} \cot(\phi_0), z_s(t) + \frac{2}{k} \cot(\phi_0) \right]$. Revenons à l'Équation 2.107, on peut voir que pour obtenir une force décélératrice importante pour des particules ayant des sous niveaux magnétique m donnés, il faut que $\frac{\pi}{3} \leq \phi_0 < \frac{\pi}{2}$ par exemple. Prenons par exemple le cas où $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$, dans ce cas, les trajectoires stables $z(t)$ vont être comprises dans l'intervalle :

$$\left[z_s(t) - \frac{2}{k} \cot\left(\frac{\pi}{3}\right), z_s(t) + \frac{2}{k} \cot\left(\frac{\pi}{3}\right) \right]$$

et la composante β_z du champ magnétique va être comprise entre :

$$\beta_z \in [B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0 - 2 \cot(\phi_0)), B_0 + B \cdot \cos(\alpha) \cos(\phi_0 + 2 \cot(\phi_0))] \quad (2.110)$$

Pour $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$, l'Équation 2.110 peut être écrite comme suit :

$$\beta_z \in [B_0 + 0.994227 \cdot B \cdot \cos(\alpha), B_0 - 0.590035 \cdot B \cdot \cos(\alpha)] \quad (2.111)$$

À partir de l'Équation 2.111, on peut dire que si $|B_0| > |B \cdot \cos(\alpha)|$, le $Signe(\beta_z)$ va toujours être le même égale au $Signe(B_0)$. Dans ce cas toutes les particules qui se trouvent dans la zone de stabilité vont voir en moyenne la même force décélératrice. Par contre si $|B_0| < |B \cdot \cos(\alpha)|$ où $B_0 = 0$, les particules qui se trouve dans la zone de stabilité vont voir trois types de force différentes suivant leurs positions :

- Dans la région où $\beta_z > 0$, les particules ayant des sous niveaux magnétique m donnés vont subir une force décélératrice suivant la direction \vec{z} .
- Dans la région où $\beta_z = 0$, les particules ayant des sous niveaux magnétique m donnés ne vont pas subir une force décélératrice suivant la direction \vec{z} (le champ magnétique est nul suivant cette direction).
- Dans la région où $\beta_z < 0$, les particules ayant des sous niveaux magnétique m donnés vont subir une force accélératrice suivant la direction \vec{z} .

Puisque les particules faiblement asynchrones stables vont osciller autour de la position $z_s(t)$, elles vont passer par ces trois régions. Ces particules risquent de changer de signe de sous niveau magnétique m à cause des transitions de *Majorana* [64] (*Spin-flip* [20] [61]) et on va perdre la majorité de ces particules.

On voit bien l'importance du champ magnétique $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z$ tel que $|B_0| > |B \cdot \cos(\alpha)|$, car il n'y aura pas de pertes des particules dans la zone de stabilité pour une force décélétratrice donnée. En effet, on ne peut pas découpler le mouvement de précession du moment cinétique des autres équations de mouvement en absence d'un champ magnétique \vec{B}_0 suffisamment intense.

Conclusion

Le calcul exposé dans ce chapitre va être d'une grande importance dans la Partie III, où on va présenter et interpréter les différents résultats obtenus à partir de nos expériences de piégeage et de décélération des particules paramagnétiques d'un jet supersonique. Car, c'est seulement à partir de cette approche, que l'on arrivera à comprendre ces résultats et à progresser en évitant tous les effets indésirables qu'on va détailler par la suite. Je vais présenter dans la partie suivante, qui comporte deux chapitres, le dispositif expérimental utilisé dans nos expériences. Dans le chapitre 3 nous allons parler de la création et la détection d'un jet supersonique. Dans le chapitre 4 nous allons exposer les différents montages expérimentaux qui créent les différents champs magnétiques vus dans ce chapitre et que nous avons utilisés dans nos expériences.

Deuxième partie .

Dispositif expérimental

« La préparation prime
l'action. »"

(Guy Zimmerlich)

3. Création et Détection d'un jet supersonique

Introduction

3.1. Création d'un jet supersonique

3.1.1. Définition d'un jet supersonique

3.1.2. Réalisation expérimentale d'un jet supersonique "pulsé"

3.1.3. Production d'un jet supersonique des métastables

3.2. Détection d'un jet supersonique

3.2.1. Le choix du tube en verre

3.2.2. Détection d'un jet de particules métastables

Conclusion

Introduction

L'importance des jets atomiques ou moléculaires en physique atomique, moléculaire, en physique des collisions etc... est très bien établie. Cette technique offre la possibilité d'obtenir une espèce ayant une distribution de vitesse bien déterminée. L'étude et l'utilisation d'un jet de particules (atomes ou molécules) a joué (et joue encore) un rôle très important dans le développement de la physique. Dans la majorité des grandes expériences de la physique atomique et moléculaire, on trouve l'utilisation d'un jet de particules :

- En 1879, un jet des particules chargées a permis à *M. William Crookes* de mettre en évidence l'aspect corpusculaire des rayons cathodiques ce qui a permis par la suite à la découverte des électrons.
- En 1894, un jet de cations observé et étudié par *E. Goldstein* a permis la découverte des protons.
- En 1911, Dunoyer [35] a réalisé pour la première fois un jet thermique de particules neutres (atomes et molécules).
- En 1922, *O. Stern* et ses collaborateurs ont commencé à faire des expériences très fondamentales dans le domaine atomique et moléculaire en se basant sur les techniques élaborées à l'époque des jets thermiques de particules. Ces expériences ont contribué à la mise en place des principes de la mécanique quantique, citons par exemple la force *Stern & Gerlach* [98]....
- En 1938, la méthode d'excitation résonnante d'un jet moléculaire ou atomique, a permis à *I. Rabi* et ses collaborateurs d'étudier les propriétés nucléaires des atomes et des molécules [76].
- En 1950, les jets atomiques et moléculaires ont permis à *N. F. Ramsey* et ses collaborateurs de réaliser des expériences de spectroscopie à haute résolution, [79] et [80], en utilisant la méthode d'excitation avec des champs oscillants séparés.

Tous ces développements et avancées techniques à la base des jets atomiques et moléculaires ont permis de vérifier des théories fondamentales de la physique et permettent jusqu'à nos jours de faire des études sur l'interférence onde-matière, sur les collisions froides etc... Le caractère froid (quasi monocinétique) du milieu nous offre plusieurs possibilités tel que : le gel de degrés de liberté (vibration, rotation et translation); la formation des molécules Van der Waals; la conservation d'espèces instables comme le transport des radicaux libres.

Les jets supersoniques constituent une technique qui remonte aux années cinquante puisque la première réalisation expérimentale d'un "jet supersonique" faite par *Kistiakowy* et *Slichter* date de 1951 [56]. Puis, R. Campargue [23], Y. T. Lee [41] et H. Haberland [21] entre autres ont contribué à l'amélioration de ce type de sources atomiques et moléculaires dont la principale caractéristique et par voie de conséquence l'intérêt majeur est l'extrême finesse des distributions de vitesse ($\frac{\delta v}{v} \sim 0.1$)

et des ouvertures angulaires ($\delta\theta \sim 0.3 \text{ mrad}$). Les jets supersoniques se différencient des jets effusifs classiques (ou maxwelliens) principalement par le fait que le gaz est entraîné dans un véritable écoulement créé par une forte différence de pression (de l'ordre du bar) appliquée de part et d'autre d'une tuyère. Cette détente brutale abaisse la température du gaz à quelques degrés K ce qui resserre considérablement la distribution de vitesses.

L'utilisation du jet supersonique présente un certain nombre d'avantages. Tout d'abord, il permet de s'affranchir des effets d'environnement, donnant ainsi accès aux caractéristiques intrinsèques des molécules ou des complexes. L'analyse des spectres est par ailleurs plus aisée, car seuls le niveau vibrationnel fondamental et quelques niveaux rotationnels de l'état fondamental sont peuplés : les spectres de détection sont plus simples et donc plus faciles à exploiter qu'en phase condensée ou en cellule à des températures où les niveaux rotationnels et vibrationnels de l'état fondamental sont peuplés selon la loi de distribution de Maxwell-Boltzmann.

Dans notre expérience, on étudie la décélération des particules monocinétiques ayant une faible dispersion en vitesse pour qu'on puisse augmenter le nombre des particules décélérées autant que possible. Pour cela on utilise un jet supersonique des particules : un jet supersonique est un écoulement de fluide (gaz ou liquide) dont la vitesse, loin des perturbations par un obstacle (ici la tuyère), est supérieure à la vitesse du son dans ce même fluide.

3.1. Création d'un jet supersonique

3.1.1. Définition d'un jet supersonique

Un jet supersonique est obtenu après expansion adiabatique d'un gaz initialement à haute pression (de l'ordre de quelque Bars) vers le vide à travers un orifice de faible dimension. La dimension de l'orifice est déterminée à partir du libre parcours moyen des particules du jet (le libre parcours moyen est la distance parcourue par une particule en vol libre avant qu'elle n'entre en collision avec une autre particule ou avec un obstacle). Si la dimension de l'orifice est plus petite que le libre parcours moyen, la distribution des vitesses des particules du jet avant et après l'expansion adiabatique reste la même. Dans ce cas, on obtient un jet effusif.

Par contre, si la dimension de l'orifice est supérieure au libre parcours moyen (ce qui peut être obtenu en augmentant la pression dans le réservoir qui se trouve avant l'orifice), la dynamique des particules du jet change complètement : les particules vont entrer en collision fréquemment lors de leur passage à travers l'orifice et il y a accumulation de molécules au niveau de la buse. Ainsi, la distribution des vitesses des particules du jet change après l'expansion : par rapport à celles du réservoir, la vitesse moyenne du jet augmente et la dispersion de vitesses diminue. Ceci nous permet d'obtenir une température de translation des particules plus faible que celle de début

(voir Figure 3.1). La vitesse des particules du jet, loin des zones de perturbations, est supérieure à la vitesse du son dans ce même milieu : d'où l'appellation de jet supersonique.

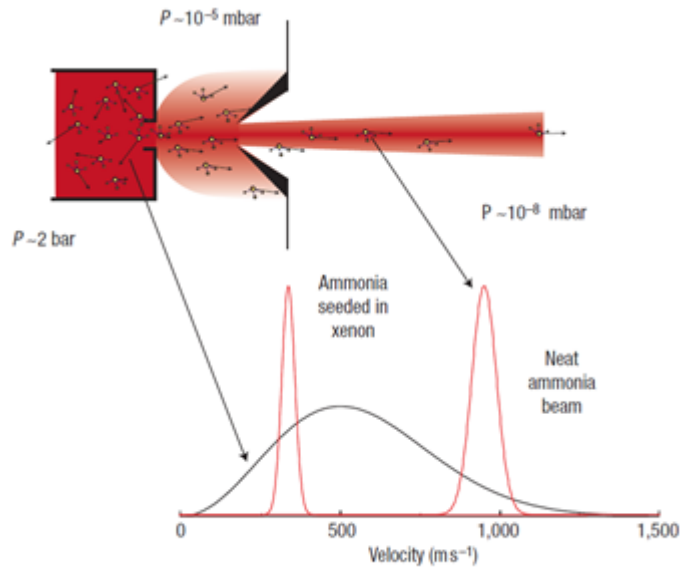


Figure 3.1.: Schéma d'une expansion adiabatique d'un jet supersonique. Un gaz initialement sous haute pression est détendu à travers un petit orifice dans le vide. En bas : Les distributions de la vitesse de molécules d'ammoniac à température ambiante dans le récipient et dans le jet supersonique. L'utilisation d'un gaz rare en tant que "porteur", réduit la distribution des vitesses davantage : la vitesse des molécules d'ammoniac du jet est la même que celle du gaz porteur, qui est généralement lent. Figure adaptée à partir de [100].

3.1.1.1. Dynamique d'un gaz parfait :

Maintenant, afin de mieux comprendre les caractéristiques du jet supersonique, nous allons faire appel à quelques notions de base de la mécanique des fluides. Considérons tout d'abord les hypothèses simplificatrices :

- Soit une particule du fluide à une position \vec{r} à un instant t , la vitesse de cette particule va s'écrire comme $\vec{v}(\vec{r}, t)$. La dérivée totale par rapport au temps va s'écrire dans ce cas sous la forme :

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}$$

avec $\vec{\nabla}$ est le gradient par rapport à la position \vec{r} .

- On utilise des gaz rares ou des mélanges des gaz qu'on peut considérer comme des fluides non visqueux. Dans ce cas, le vecteur \vec{t} décrivant l'action du fluide extérieur sur le fluide intérieur à une surface s'écrit généralement :

$$\vec{t} = \vec{n} \cdot \underline{T}$$

avec \vec{n} est le vecteur unitaire normal à cette surface et \underline{T} est le tenseur des contraintes. Pour un fluide parfait, le tenseur des contraintes \underline{T} peut s'écrire sous la forme :

$$\underline{T} = -P \cdot \underline{I}$$

où P est la pression et \underline{I} est le tenseur identité. Dans ce cas le vecteur \vec{t} va s'écrire sous la forme :

$$\vec{t} = -P \cdot \vec{n}$$

- On est dans l'approximation des gaz parfait, donc les chaleurs spécifiques sont constantes et le coefficient isentropique $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$.
- On considère que chaque élément de fluide, de volume V et de masse M , subit une transformation réversible adiabatique (transformation isentropique). Dans ce cas :

$$\begin{cases} P, \rho, T \dots \text{ sont des constantes} \\ P \cdot \rho^{-\gamma} = \text{Constante} \\ P \cdot \rho^{-1} \cdot T^{-1} = \text{Constante} \end{cases}$$

avec P est la pression, $\rho = \frac{M}{V}$ est la masse volumique et T est la température du fluide considéré.

3.1.1.2. Flux d'énergie :

Soit $\varepsilon = \frac{U}{M}$ est l'énergie interne du fluide par unité de masse et $h = \frac{H}{M}$ est l'enthalpie du fluide par unité de masse telle que l'enthalpie H s'écrit sous la forme $H = U + P \cdot V$. Dans ce cas la densité volumique d'énergie ω dans le fluide va s'écrire sous la forme suivante :

$$\omega = \rho\varepsilon + \frac{\rho}{2}v^2 \tag{3.1}$$

Afin de déterminer le flux d'énergie, il suffit d'évaluer $\frac{\partial \omega}{\partial t}$. Pour cela, la loi de conservation de la masse nous permet d'écrire :

$$\frac{d\rho}{dt} = 0 \implies \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \tag{3.2}$$

Avec les hypothèses simplificatrices faites, le bilan de la quantité du mouvement nous permet d'écrire la loi de la dynamique sous la forme :

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right) = -\vec{\nabla} P \quad (3.3)$$

À partir de l'Équation 3.2 et l'Équation 3.3, l'évolution de l'énergie cinétique volumique du fluide s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho v^2}{2} \right) = -\frac{v^2}{2} \vec{\nabla} (\rho \vec{v}) - \frac{\rho}{2} \vec{v} \cdot \vec{\nabla} (v^2) - \vec{v} \cdot \vec{\nabla} (P) \quad (3.4)$$

Soit s l'entropie par unité de masse du système. On a vu que le fluide va subir une transformation isentropique quand il va passer à travers l'orifice. Dans ce cas :

$$\frac{ds}{dt} = 0 \implies \frac{\partial s}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) s = 0 \quad (3.5)$$

D'autre part on peut écrire que :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (\rho \varepsilon) &= \rho \frac{d\varepsilon}{dt} + \varepsilon \frac{d\rho}{dt} \\ &= \rho \left(T \frac{ds}{dt} + \frac{P}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} \right) + \varepsilon \frac{d\rho}{dt} \\ &= \left(\varepsilon + \frac{P}{\rho} \right) \frac{d\rho}{dt} + \rho T \frac{ds}{dt} \\ &= h \frac{d\rho}{dt} + \rho T \frac{ds}{dt} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Ce qui revient à écrire l'Équation 3.6, à partir des expressions de l'Équation 3.2 et l'Équation 3.5, sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) &= h \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho T \frac{\partial s}{\partial t} \\ &= -h \vec{\nabla} (\rho \vec{v}) - \rho T (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) s \end{aligned} \quad (3.7)$$

Donc, on peut conclure à partir de l'Équation 3.1, l'Équation 3.4 et l'Équation 3.7 que la relation d'évolution de la densité volumique d'énergie va s'écrire :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = - \left(h + \frac{v^2}{2} \right) \vec{\nabla} (\rho \vec{v}) - \rho (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \left(\frac{v^2}{2} + Ts + \frac{P}{\rho} \right) \quad (3.8)$$

Comme $h = \varepsilon + \frac{P}{\rho}$ et $dh = Tds + \frac{dP}{\rho}$, l'Équation 3.8 peut être écrite simplement sous la forme :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \vec{\nabla} \left[\left(h + \frac{v^2}{2} \right) \rho \vec{v} \right] = 0 \quad (3.9)$$

Considérons une surface fermée S dans le fluide et soit W l'énergie contenue dans S . L'équation d'évolution de W s'écrit, à partir de l'Équation 3.9, sous la forme :

$$\frac{dW}{dt} = \underbrace{- \oint_S \rho \vec{v} \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} \right) \cdot d\vec{S}}_A - \underbrace{\oint_S P \vec{v} \cdot d\vec{S}}_B \quad (3.10)$$

Dans l'Équation 3.10, les deux termes A et B représentent respectivement :

- A : l'énergie sortante par unité de temps, transportée par le fluide sortant par la surface S .
- B : le travail, par unité de temps, des forces de pressions exercées sur la portion de fluide de surface fermée S .

3.1.1.3. Régime stationnaire :

Une fois l'expression du flux d'énergie déterminée, on peut étudier le cas du régime stationnaire de l'écoulement, où l'on peut supposer que la densité volumique d'énergie ω est conservée, ce qui se traduit par la relation suivante :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = 0 \quad (3.11)$$

Ce qui permet d'écrire, à partir de l'Équation 3.9 et l'Équation 3.11, la relation suivante :

$$\vec{\nabla} \left[\left(h + \frac{v^2}{2} \right) \rho \vec{v} \right] = 0 \quad (3.12)$$

Dans le régime stationnaire $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$, d'où, à partir de l'Équation 3.2 :

$$\vec{\nabla} (\rho \vec{v}) = 0 \quad (3.13)$$

L'expression de l'Équation 3.12 peut être développée de la manière suivante :

$$\left(h + \frac{v^2}{2} \right) \cdot \vec{\nabla} (\rho \vec{v}) + \rho \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \left(h + \frac{v^2}{2} \right) = 0 \quad (3.14)$$

Pour que l'Équation 3.13 et l'Équation 3.14 soient vérifiées, il faut que :

$$\vec{\nabla} \left(h + \frac{v^2}{2} \right) = 0 \implies h + \frac{v^2}{2} = \text{Constante} = h_0 \quad (3.15)$$

Où, h_0 désigne la valeur de l'enthalpie massique h , à l'endroit où il y a stagnation du fluide à la vitesse $v = 0$.

Pour une mole de masse M , l'Équation 3.15 va s'écrire sous la forme :

$$H + \frac{M}{2}v^2 = H_0 \quad (3.16)$$

Avec $H = \int_{Adiabatique} V \cdot dP$ est l'enthalpie libre. Considérons maintenant deux points (0 et 1) le long du mouvement du fluide. Dans ce cas, l'expression de l'Équation 3.16 devient :

$$\frac{1}{2}M(v_1^2 - v_0^2) = - \int_{0 \rightarrow (Ad)1} V \cdot dP \quad (3.17)$$

Prenons le point de départ dans la zone de stagnation tel que $v_0 = 0$, l'Équation 3.17 devient :

$$\frac{1}{2}M v_1^2 = - \int_{0 \rightarrow (Ad)1} V \cdot dP \quad (3.18)$$

Revenons maintenant à l'hypothèse considérée au début et qui consiste à supposer que le fluide qu'on étudie est un gaz parfait. Dans ce cas, on peut exprimer le volume V en fonction de la pression P et du coefficient isentropique $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ tel que :

$$V = C^{st} \cdot P^{-\frac{1}{\gamma}} \quad (3.19)$$

En particulier, la relation du gaz parfait pour une mole dans la zone de stagnation nous permet de déterminer la constante " C^{st} " de l'Équation 3.19 par :

$$V_0 = C^{st} \cdot P_0^{-\frac{1}{\gamma}} = RT_0 P_0^{-1} \implies C^{st} = RT_0 P_0^{-\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)} \quad (3.20)$$

Avec R la constante des gaz parfaits. En utilisant l'Équation 3.19 et l'Équation 3.20, la relation de l'Équation 3.18 va donner :

$$\frac{1}{2}M v_1^2 = -RT_0 P_0^{-\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)} \int_0^1 P^{-\frac{1}{\gamma}} dP \quad (3.21)$$

Enfin, en remplaçant v_1 par v , l'intégration de l'Équation 3.21 va donner :

$$\frac{1}{2}M v^2 = RT_0 \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \quad (3.22)$$

3.1.1.4. Écoulement dans une tuyère :

Considérons maintenant une tuyère suivant la direction \vec{z} de section variable $\Sigma(z)$, dont les dimensions transversales sont assez petites pour que les différentes grandeurs thermiques ($P, \rho, T, \gamma, \dots$) ne dépendent que de z . On considère un écoulement quasi-1D dans cette conduite. On suppose que la variation de section est suffisamment faible pour que l'écoulement soit unidimensionnel avec une vitesse $v(z, t)$ et on considère le volume de contrôle V (voir Figure 3.2).

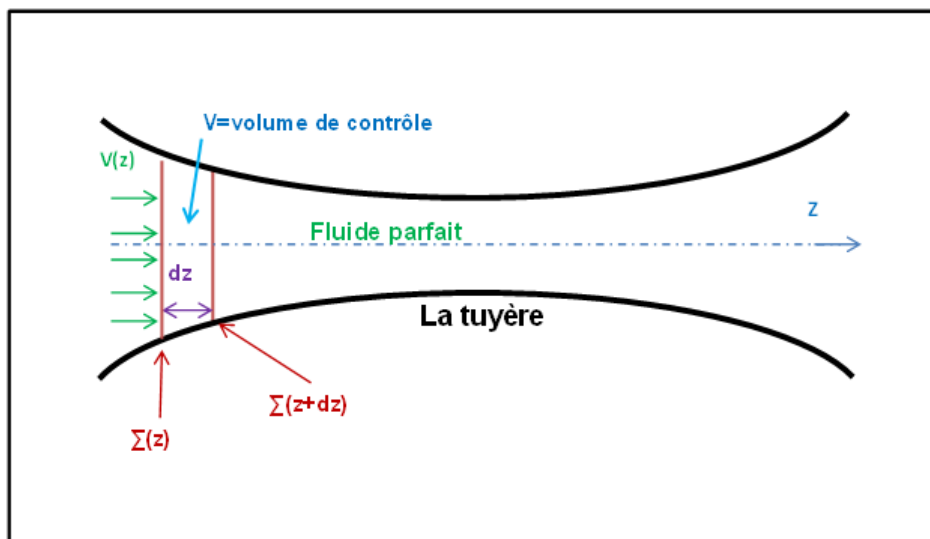


Figure 3.2.: écoulement quasi-1D d'un fluide parfait de vitesse $v(z, t)$ dans une tuyère à section variable $\Sigma(z)$ suivant la direction \vec{z} .

On se place toujours dans le régime stationnaire. Avant d'étudier l'écoulement d'un fluide parfait dans cette tuyère, je définis la vitesse locale de propagation du son c tel que :

$$c^2 = \frac{dP}{d\rho} \quad (3.23)$$

Et puisque l'on a supposé que le fluide subit une transformation adiabatique réversible, on peut écrire :

$$P\rho^{-1} = \text{Constante} \implies \frac{dP}{d\rho} = \gamma \frac{P}{\rho} \quad (3.24)$$

À partir de l'Équation 3.23 et l'Équation 3.24, le carré de la vitesse locale de propagation du son c^2 va être égale à :

$$c^2 = \frac{dP}{d\rho} = \gamma \frac{P}{\rho} \quad (3.25)$$

Revenons maintenant à l'écoulement du fluide parfait dans la tuyère décrite précédemment, l'équation de conservation de l'énergie pour une mole va s'écrire, à partir de la relation de l'Équation 3.16, sous la forme :

$$M v dv + V dP = 0 \quad (3.26)$$

À partir de l'Équation 3.25, on peut écrire que : $dP = c^2 d\rho$. Et l'Équation 3.26 va se mettre sous la forme :

$$v dv + c^2 \frac{d\rho}{\rho} = 0 \quad (3.27)$$

La conservation de la masse va nous permettre d'écrire :

$$\Sigma(z) \cdot \rho(z) \cdot v(z) = \text{Constante} \implies \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dv}{v} + \frac{d\Sigma}{\Sigma} = 0 \quad (3.28)$$

En combinant l'Équation 3.27 et l'Équation 3.28, on obtient :

$$v dv - c^2 \left(\frac{dv}{v} + \frac{d\Sigma}{\Sigma} \right) = 0 \quad (3.29)$$

Ceci nous permet d'exprimer la vitesse v du fluide dans la tuyère en fonction de la section $\Sigma(z)$. Dans ce cas, on obtient la formule de *Hugoniot*, où :

$$\frac{d\Sigma}{\Sigma} = \left(\frac{v^2}{c^2} - 1 \right) \frac{dv}{v} \quad (3.30)$$

Et à partir de l'Équation 3.22, on peut définir l'expression de la vitesse v en fonction de la pression P qui va s'écrire sous la forme :

$$v = \left(\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{RT_0}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.31)$$

Définissons maintenant le débit massique D_m qui va s'écrire, dans le cas d'un écoulement d'un fluide parfait dans une tuyère, sous la forme :

$$D_m = \Sigma(z) \cdot \rho(z) \cdot v(z) \quad (3.32)$$

On se place toujours dans le régime stationnaire, donc le débit massique D_m doit être constant tout au long de l'écoulement du fluide, ce qui revient à écrire à partir de l'Équation 3.30, l'Équation 3.31 et l'Équation 3.32 :

$$D_m = \text{constante} = \rho_0 \cdot c(T_0) \cdot \left(\frac{2}{\gamma-1} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \Sigma(z) \cdot f(\pi(z)) \quad (3.33)$$

Où :

$$\begin{cases} c(T_0) = \left(\frac{\gamma P_0}{\rho_0}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\gamma R T_0}{M}\right)^{\frac{1}{2}} \\ \pi(z) = \frac{P(z)}{P_0} \\ f(\pi) = \pi^{\frac{1}{\gamma}} \left[1 - \pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]^{\frac{1}{2}} \end{cases}$$

Avant de continuer la description de l'écoulement d'un gaz parfait dans une tuyère dans le régime stationnaire, je vais introduire le nombre de *Mach* local M_a qui est défini par :

$$M_a = \frac{v}{c} \tag{3.34}$$

Avec v la vitesse locale du fluide et c la vitesse locale de propagation du son dans le même fluide.

Interprétons maintenant les relations de l'Équation 3.26, l'Équation 3.31 et l'Équation 3.33 et leurs conséquences si on veut accélérer le gaz parfait dans la tuyère :

- Pour avoir une accélération de la vitesse des particules du gaz parfait circulant dans la tuyère ($dv > 0$), il faut, d'après l'Équation 3.26, un gradient de pression négatif ($dP < 0$).
- Si $M_a < 1$: l'écoulement est *subsonique*, d'après l'Équation 3.30, pour augmenter la vitesse des particules il faut que la section de la tuyère diminue ($d\Sigma < 0$). Donc, il faut que la tuyère soit convergente de façon à ce que le libre parcours moyen des particules du jet devienne grand par rapport à $\Sigma(z)$.
- Si $M_a > 1$: l'écoulement est *supersonique*, d'après l'Équation 3.30, pour augmenter la vitesse des particules il faut que la section de la tuyère augmente ($d\Sigma > 0$). Donc, il faut que la tuyère soit divergente de façon à ce que le libre parcours moyen des particules du jet devienne faible par rapport à $\Sigma(z)$.
- C'est évidemment l'inverse si on veut décélérer les particules du gaz parfait circulant dans la tuyère.

3.1.1.5. Tuyère de Laval :

Nous allons maintenant étudier le moyen de générer un écoulement supersonique en régime laminaire (non turbulent) à l'aide d'une tuyère convergente-divergente, dite tuyère de *Laval*. Ce dispositif est très utilisé pour étudier expérimentalement les écoulements supersoniques. On considère un réservoir, contenant un gaz à la pression P_0 et à la température T_0 , relié à une sortie qui est à une pression P_1 et une température T_1 par une tuyère convergente divergente de section $\Sigma(z)$, dont la valeur minimum vaut Σ^* au col (voir Figure 3.3).

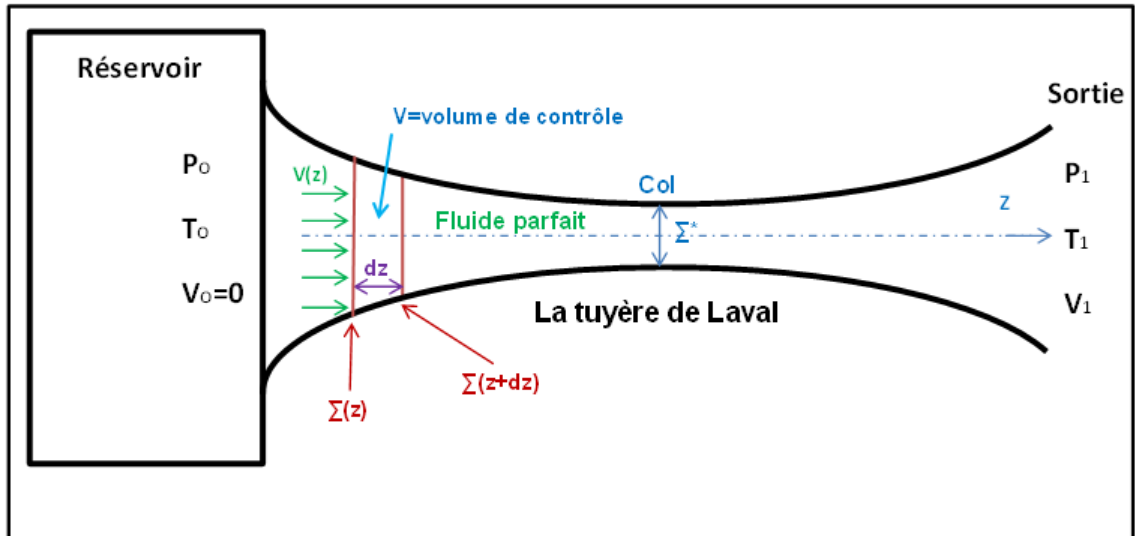


Figure 3.3.: Une tuyère de *LAVAL* qui est composée, en amont, d'une partie convergente liée à un réservoir plein d'un fluide initialement au repos, et en aval d'une partie divergente.

Le réservoir est suffisamment grand pour considérer que la vitesse du fluide y est négligeable ($v_0 = 0$). Le fluide est quasiment au repos et donc dans des conditions de stagnation : P_0 la pression d'arrêt et T_0 la température d'arrêt. Ces conditions d'arrêt nous permettent d'établir les relations régissant les écoulements isentropiques stationnaires monodimensionnels de gaz parfaits dans la tuyère à partir de l'Équation 3.25 et l'Équation 3.31, on obtient :

$$\begin{cases} \frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_a^2 \\ \frac{P_0}{P} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_a^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \\ \frac{\rho_0}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_a^2\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \end{cases} \quad (3.35)$$

On peut maintenant exprimer le débit massique D_m , à partir de l'Équation 3.33, en fonction du nombre de Mach local M_a , de la section $\Sigma(z)$, de P_0 , et de T_0 , par :

$$D_m = \text{constante} = P_0 \cdot \left(\frac{\gamma}{RT_0}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot M_a \cdot \Sigma(z) \cdot \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_a^2\right)^{\frac{1+\gamma}{2(1-\gamma)}} \quad (3.36)$$

Cette quantité D_m est bien entendu constante pour toutes les sections $\Sigma(z)$ de la tuyère d'après la conservation de la masse (voir l'Équation 3.28). Elle est donc égale en particulier au débit massique critique D_m^* au niveau du col de section Σ^* (voir Figure 3.3). Or, au voisinage de cette position $M_a \simeq 1$, donc la relation précédente

va s'écrire sous la forme :

$$D_m = P_0 \cdot \left(\frac{\gamma}{RT_0} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \Sigma^* \cdot \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{1+\gamma}{2(1-\gamma)}} \quad (3.37)$$

En combinant ces deux dernières relations, on obtient une équation pour le rapport de la section courante à la section critique qu'on désigne parfois par "la loi des aires" :

$$\frac{\Sigma}{\Sigma^*} = \frac{1}{M_a} \left[\frac{2}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_a^2 \right) \right]^{\frac{1+\gamma}{2(1-\gamma)}} \quad (3.38)$$

Dans la pratique, ces quatre dernières relations interviennent dans de nombreux calculs (Équation 3.35, Équation 3.36, Équation 3.37 et Équation 3.38). Elles forment un jeu complet de relations permettant la détermination des caractéristiques d'écoulements isentropiques de gaz parfait dans des conduits de section variable.

Comme on l'a vu précédemment, le gaz est initialement au repos, pour augmenter sa vitesse il faut que le gradient de la pression soit négatif ($dP < 0$) et que la tuyère soit convergente (car $M_a < 1$). Ces deux conditions sont satisfaites dans la cas de la tuyère de Laval si on suppose que ($P_1 < P_0$). Dans ce cas, le fluide va être accéléré et la vitesse v va se rapprocher de la vitesse du son c . Une tuyère de Laval est dite adaptée si la vitesse du gaz atteint la vitesse du son au voisinage du col (voir Figure 3.3), dans ce cas le nombre de Mach $M_a = 1$ et l'écoulement est dit sonique. Après, la vitesse continue à augmenter et la nombre de Mach devient un peu supérieur à un ($M_a \geq 1$). Pour que le fluide continue à accélérer dans ces conditions, il faut que la tuyère devienne divergente : ce qui est bien vérifié par notre tuyère (voir Figure 3.3). Au-delà d'une certaine position dans la partie divergente de la tuyère, le jet devient supersonique ($M_a > 1$). À la sortie de la tuyère, si l'écoulement débouche dans un espace libre ($\Sigma(\text{sortie}) \rightarrow \infty$) où la pression est très faible ($P_1 \ll P_0$), on obtient ce qu'on appelle *un jet supersonique "libre"*.

3.1.1.6. Au-delà de la tuyère :

Lorsque le jet débouche dans l'espace vide à la sortie de la tuyère ($P_1 \ll P_0$), l'hypothèse des dimensions transversales négligeables, qu'on a considérée lors de l'écoulement du gaz dans la tuyère, devient fautive. À partir d'une certaine distance de la sortie, les filets gazeux deviennent quasi-rectilignes. La valeur de la vitesse v du jet tend vers une constante, comme le laisse prévoir la formule (Équation 3.31) lorsque $\pi(z) = \frac{P(z)}{P_0}$ devient très petit. D'un autre côté, la densité ρ décroît lorsqu'on s'éloigne de la tuyère.

Un modèle simple pour décrire cette région, du moins au voisinage de l'axe (partie qui nous concerne), consiste à considérer une source ponctuelle en un point z_0 (voir

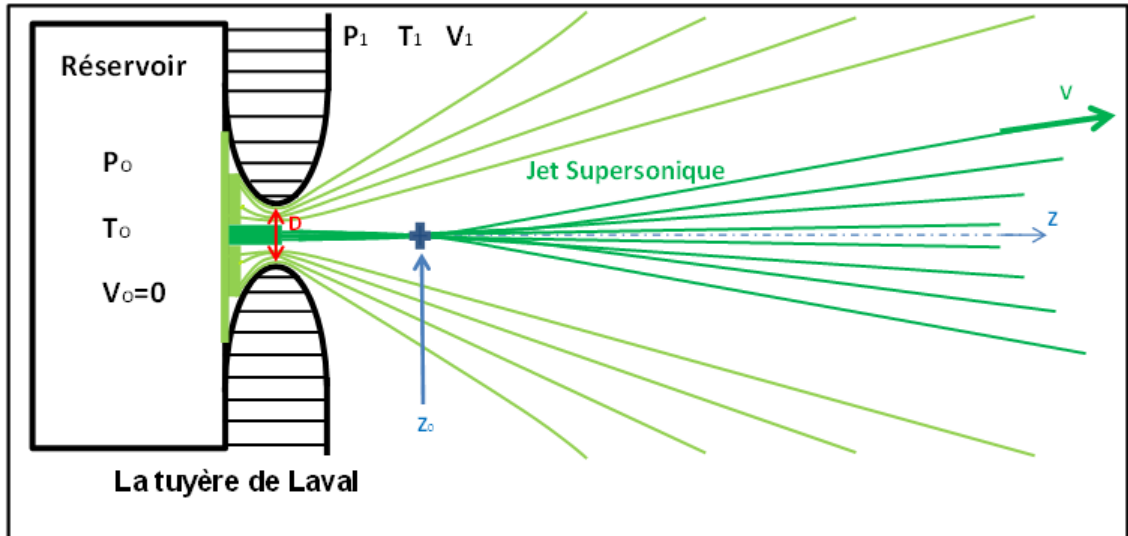


Figure 3.4.: L'écoulement du fluide parfait à la sortie de la tuyère, près de l'axe : l'approximation de la source quasi ponctuelle en z_0 . La vitesse v est une constante, la densité ρ est inversement proportionnelle à $(z - z_0)^2$.

Figure 3.4) et à prendre :

$$\begin{cases} v \simeq c(T_0) \cdot \left(\frac{2}{\gamma-1}\right)^{\frac{1}{2}} \\ \rho \simeq \text{Constante} \cdot (z - z_0)^{-2} \end{cases} \quad (3.39)$$

Dans ces conditions le nombre de Mach va s'écrire sous la forme :

$$M_a \simeq a \cdot (z - z_0)^{\gamma-1} - \frac{1}{2} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \frac{1}{a \cdot (z - z_0)^{\gamma-1}} \quad (3.40)$$

Où a est une constante. Un raisonnement par similitude permet de poser :

$$a \cdot (z - z_0)^{\gamma-1} \equiv A \cdot \left(\frac{z - z_0}{D}\right)^{\gamma-1} \quad (3.41)$$

Où D est le diamètre de la tuyère au voisinage du col (voir Figure 3.4) ; dès lors A est une constante indépendante de la géométrie de la tuyère. Les valeurs de A et de z_0 peuvent être ajustées par un calcul complet ou par l'expérience [7].

3.1.1.7. Ondes de choc et Bouteille de Mach :

À la sortie de la tuyère, la pression P_1 est très faible mais elle n'est pas nulle (de l'ordre de 10^{-6} bar). Dans ce cas, le jet supersonique sortant va pousser le gaz résiduel de la chambre à vide et les expressions de l'Équation 3.39, l'Équation 3.40

et l'Équation 3.41, qui décrivent l'expansion du jet dans le vide, restent valables jusqu'à une certaine position z_M où le gaz poussé va former un mur connu sous le nom de *disque de Mach*. On peut parler d'une *zone de silence* pour $z < z_M$ où, les particules du jet supersonique possèdent toutes la même vitesse, se déplacent dans la même direction et se trouvent isolées les unes des autres (ce qui est bien décrit par l'Équation 3.39).

À la sortie de la tuyère donc, le gaz est comprimé aussi par l'intermédiaire de chocs obliques (qui sont dues à la rencontre des particules du jet avec les particules du gaz résiduel de l'enceinte à vide) dont l'interaction produit une succession d'ondes de compression et de détente, appelées des ondes de choc. Ces *ondes de choc* entourent la zone de silence (voir Figure 3.5). D'après la deuxième relation de l'Équation 3.39, plus la distance $z - z_0$ augmente, plus la densité ρ du jet diminue jusqu'à former le disque de Mach où la pression du jet atteint la pression résiduelle de l'enceinte. L'ensemble formé par le disque de Mach et les ondes de choc se nomme *la bouteille de Mach* (voir Figure 3.5).

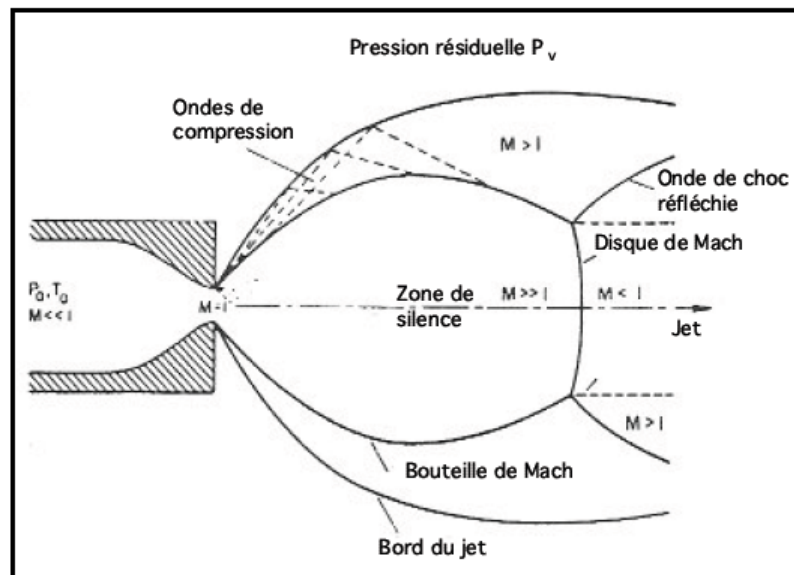


Figure 3.5.: La structure de l'expansion d'un jet supersonique libre, adapté à partir de [39].

Pour mieux comprendre les raisons de l'apparition d'une onde de choc, revenons sur l'exemple d'un point matériel se déplaçant à la vitesse v dans un milieu formé de gaz fixe au repos et qui vérifie l'Équation 3.27. Lors de son déplacement le projectile perturbe le fluide situé autour de lui. Le fluide environnant doit donc s'adapter. Les ondes sonores émises par le projectile réalisent la modification des paramètres du fluide. Lorsque le projectile se déplace en régime supersonique, les ondes sonores s'accumulent les unes derrière les autres et se confinent aux frontières de la bouteille de Mach. Le fluide situé en amont ne peut alors subir aucune modification avant

que l'obstacle ne l'ait atteint. Il doit alors s'adapter brutalement à la présence du projectile au passage à travers le cône de Mach. Il en résulte de brutales discontinuités de vitesse, de pression, de masse volumique et de température. On a alors un phénomène de choc qui est un processus irréversible.

On peut retrouver la position z_M où se situe le disque de Mach avec la relation *empirique* suivante [39] [23] :

$$\frac{z_M}{D} \simeq 0.67 \left(\frac{P_0}{P_1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.42)$$

Tel que D est le diamètre de la tuyère au voisinage du col (voir Figure 3.4) et $P_1 \ll P_0$. Le diamètre du disque de Mach est environ $\frac{1}{2}z_M$ et le diamètre de la bouteille de Mach est de l'ordre de $\frac{3}{4}z_M$ à quelques 25% près. Tout près de l'axe, le nombre de Mach du jet à la sortie de la tuyère peut être décrit pour $z > z_0$ comme suit :

$$M_a \begin{cases} \simeq A \cdot \left(\frac{z-z_0}{D} \right)^{\gamma-1} & \text{si } z < z_M \\ < 1 & \text{si } z > z_M \end{cases} \quad (3.43)$$

On voit bien que tout au long de la zone de silence, le jet de gaz est supersonique ($M_a > 1$). Mais une fois que le jet franchit la bouteille de Mach, il change de régime brutalement et il devient subsonique. Pour que les atomes (ou les molécules) puissent circuler librement à l'intérieur du jet supersonique, il est indispensable de percer cette bouteille de Mach. Cette opération est délicate mais peut être faite à l'aide d'une pièce importante dans la technologie des jets supersoniques : l'écorceur (ou skimmer en anglais). Il s'agit d'un cône spécialement conçu de sorte que l'onde de choc "glisse" sur ses parois, laissant ainsi la voie libre au jet des particules (voir Figure 3.6). On obtient ainsi à la sortie de l'écorceur (skimmer) un jet d'atomes dans l'état fondamental dont la distribution de vitesse est de l'ordre de l'inverse du nombre de Mach ($\frac{\delta v}{v} \sim 0.1 - 0.2$). L'ouverture angulaire d'un tel jet est $\sim 0.3 \text{ mrad}$ et les brillances typiques sont de $10^{26} \text{ atomes.s}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ (pour nombre de Mach de 1000, un jet de type *Campargue* et à haute enthalpie).

3.1.1.8. L'intérêt d'un écorceur :

Avant d'entrer dans les détails de l'intérêt de l'utilisation d'un écorceur, je vais tout d'abord introduire un paramètre pertinent permettant, lui aussi, de distinguer un jet supersonique d'un jet subsonique. Ce paramètre s'appelle le *nombre de Knudsen*, noté par Kn , définit comme le rapport entre le libre parcours moyen des particules du gaz initialement dans le réservoir λ_0 (voir Figure 3.3) et le diamètre du col de la tuyère de Laval D . Dans ce cas on définit :

$$Kn_0 = \frac{\lambda_0}{D} \quad (3.44)$$

3.1 Création d'un jet supersonique

On a ajouté l'indice zéro dans Kn_0 pour indiquer qu'on s'intéresse au gaz dans le réservoir avant son passage à travers la buse (la tuyère). On peut distinguer deux cas :

- Lorsque $Kn_0 \gg 1$: on est dans le cas de l'écoulement effusif (jet subsonique).
- Dans le cas où $Kn_0 \ll 1$: on est en présence d'un jet supersonique.

Le front d'onde de choc ainsi créé fait plus que ralentir le jet, il le discontinue, c'est-à-dire qu'il l'empêche de se propager à l'extérieur de la zone de silence. La partie centrale du jet n'est donc pas perturbée par les ondes de choc, et il est possible de l'extraire en utilisant un écorceur (*skimmer* en anglais). L'écorceur possède la forme d'un cône muni d'un orifice à sa pointe, il permet de faire passer le jet supersonique à travers le disque de Mach (voir Figure 3.6). Il doit être positionné de façon à pénétrer le disque sur toute son épaisseur [23]. Donc pour résumer, l'écorceur nous permet d' "avaler" l'onde de choc au niveau du disque de Mach sans perturber ce qui se trouve à son extérieur (il ne laisse passer que les particules qui passent à travers (voir Figure 3.6)).

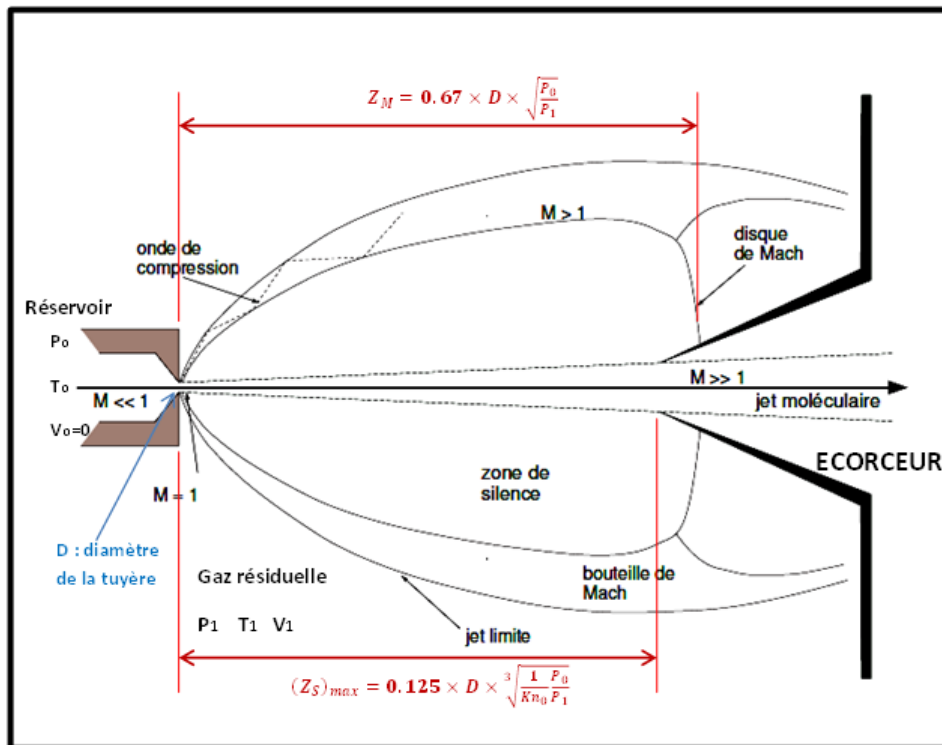


Figure 3.6.: Schéma de la structure d'un jet supersonique, avec utilisation d'un écorceur. z_M est la distance qui sépare la sortie de la tuyère de Laval et la position du disque de Mach. $(z_S)_{max}$ est la distance qui sépare la sortie de la tuyère de Laval et la position de l'écorceur qui permet d'avoir une intensité du jet maximale [23].

Suivant la position de l'écorceur, l'intensité du jet à sa sortie varie (voir [23]). On suppose que z_S est la position du début de l'écorceur. En variant z_S , l'intensité du jet à la sortie de l'écorceur varie et elle passe par un maximum pour $z_S = (z_S)_{max}$, cette valeur peut être calculée à partir de la relation empirique suivante [23] [39] :

$$(z_S)_{max} = 0.125 D \left(\frac{1}{Kn_0} \frac{P_0}{P_1} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.45)$$

Où D est le diamètre de l'orifice de l'écorceur, Kn_0 est le nombre de Knudsen à la sortie de la tuyère de Laval (voir l'Équation 3.44), et $\frac{P_0}{P_1}$ est le rapport entre la pression à l'entrée et à la sortie de la tuyère (voir Figure 3.6).

3.1.1.9. Récapitulatif :

À partir de ce qu'on a vu dans les paragraphes précédents, on peut faire un résumé des conditions qui permettent d'obtenir un jet supersonique pour un gaz parfait :

- On peut définir la forme de la tuyère de Laval en utilisant la formule :

$$\Sigma = \frac{D}{M_a} \left[\frac{2}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_a^2 \right) \right]^{\frac{1+\gamma}{2(1-\gamma)}} \quad (3.46)$$

Avec $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ est le coefficient isentropique, Σ est la section de la tuyère à une position donnée, D est le diamètre du col de la tuyère et $M_a = \frac{v}{c}$ est le nombre de Mach à cette position (avec v la vitesse locale du gaz et c la vitesse locale de propagation du son dans le même milieu).

- On peut déduire les caractéristiques du jet dans la tuyère à partir de ces relations :

$$\begin{cases} \frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_a^2 \\ \frac{P_0}{P} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_a^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \\ \frac{\rho_0}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_a^2 \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \end{cases} \quad (3.47)$$

Où (T_0, P_0, ρ_0) sont respectivement la température, la pression et la densité à l'intérieur du réservoir et (T, P, ρ) les mêmes à l'intérieur de la tuyère.

- Au-delà de la tuyère et dans la zone de silence, le jet peut être décrit par l'approximation de la source quasi-ponctuelle en $z = z_0$ et le nombre de Mach, dans ce cas, peut être écrit sous la forme suivante :

$$M_a \simeq A \cdot \left(\frac{z - z_0}{D} \right)^{\gamma-1} - \frac{1}{2} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \frac{1}{A \cdot \left(\frac{z - z_0}{D} \right)^{\gamma-1}} \quad (3.48)$$

Où A est une constante indépendante de la géométrie de la tuyère. Les valeurs de A et de z_0 peuvent être ajustées, selon le gaz utilisé, par un calcul complet.

- La zone de silence est limitée par le disque de Mach qui est formé par l'apparition des ondes du choc. La position du disque de Mach est donnée par la relation suivante :

$$z_M \simeq 0.67 D \left(\frac{P_0}{P_1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.49)$$

Où P_0 est la pression à l'intérieur du réservoir et P_1 est la pression à la sortie de la tuyère à l'intérieur de l'enceinte à vide (voir Figure 3.5).

- Afin de percer la bouteille de Mach (qui est formé par le disque de Mach et les ondes de choc obliques), on utilise un écorceur qui permet de donner à sa sortie un jet supersonique ayant les mêmes caractéristiques que celle du jet à l'intérieur de la zone du silence. La position optimale de l'écorceur qui permet d'obtenir un jet très intense à la sortie est donnée par :

$$(z_S)_{max} = 0.125 D \left(\frac{1}{Kn_0} \frac{P_0}{P_1} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.50)$$

Où $Kn_0 = \frac{\lambda_0}{D}$ est le nombre de Knudsen à la sortie de la tuyère de Laval (voir Figure 3.6).

3.1.2. Réalisation expérimentale d'un jet supersonique "pulsé" :

Notre expérience se déroule à l'intérieur de deux chambres séparées sous vide. Les deux chambres communiquent entre elles par l'intermédiaire d'un tube en verre de 1.2 mm de diamètre interne (voir Figure 3.7). La première chambre sert à produire le jet supersonique, on l'appelle *chambre source*. Le vide est maintenu dans cette enceinte par une pompe turbomoléculaire Pfeiffer d'une capacité de $620 L.s^{-1}$ (modèle : TPU520). Le vide stationnaire (sans l'introduction du gaz dans l'enceinte) obtenu est de l'ordre de $10^{-7} mbar$. La seconde chambre sert à la détection du jet produit dans la première chambre et manipulé lors de son passage à travers le tube en verre ; elle est appelée *chambre de détection*. Le vide dans cette chambre est assuré aussi par l'intermédiaire d'une turbopompe Pfeiffer de $620 L.s^{-1}$ (modèle : TPU520) permet un vide stationnaire de l'ordre de $5 \cdot 10^{-8} mbar$.

Ces deux pompes secondaires sont pompées initialement par une pompe sèche Busch de $30 m^3.h^{-1}$ qui assure un vide primaire de l'ordre de $5 \cdot 10^{-2} mbar$. L'isolation du vide est réalisée par des joints toriques et non des joints en cuivre ; le vide obtenu alors est cependant très satisfaisant. Le tube en verre est pompé par ses deux côtés à travers les deux chambres. La longueur de ce tube dans notre expérience est de l'ordre de 400 mm, donc il est difficile pour nous de caractériser le vide à l'intérieur de ce tube. Afin de mesurer le vide dans les deux chambres, on utilise une jauge "Pfeiffer compact full range gauge" (de type : PKR251).

Pour obtenir une jet supersonique très froid, il faut que la pression à l'intérieur de l'enceinte, où va se propager le jet supersonique à sa sortie de la tuyère, soit

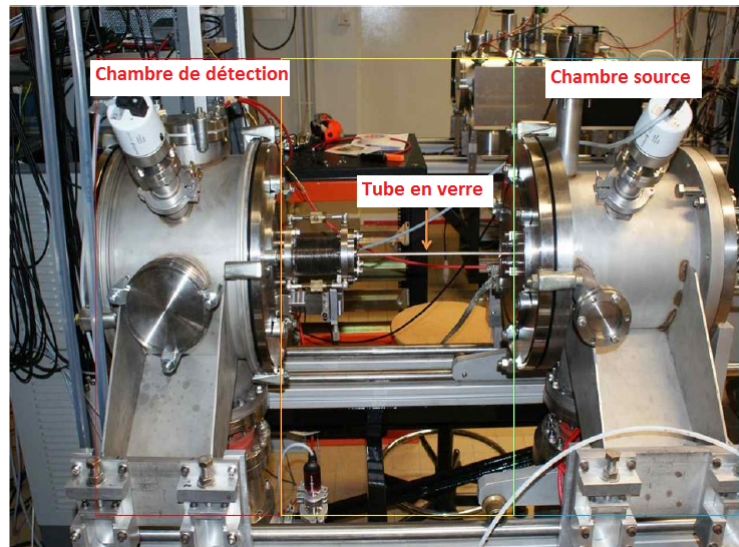


Figure 3.7.: Photo du montage expérimental sans les fils qui créent les différents champs magnétiques. On voit à droite la chambre source où on crée le jet supersonique. À gauche on voit la chambre de détection où on détecte les atomes du jet supersonique. Les deux chambres sont reliées par un tube en verre ; le jet est manipulé lors de son passage à travers ce tube. (Adapté à partir de [13]).

négligeable devant la pression à l'intérieur du réservoir ($P_1 \ll P_0$). Pour cela, il faut maintenir le vide à l'intérieur de la chambre source, en présence du gaz, à des valeurs maximales de l'ordre de 10^{-5} mbar (car la pression en amont de la tuyère est de l'ordre de quelques bars). Afin de vérifier ces conditions nous avons choisi de travailler avec une vanne pulsée qui nous permet d'obtenir un jet supersonique pulsé. Cette vanne est de type tuyère de Laval, mais on lui ajoute un opercule qui bloque la sortie du réservoir et qui s'ouvre sur commande d'un contrôleur pendant une durée ajustable (voir Figure 3.8).

La vanne est un modèle *serie 9* de chez *Parker - General Valve*. Cette vanne a été modifiée afin de pouvoir contrôler la longueur de la course de l'opercule ouvrant et fermant l'orifice de la vanne. La modification est montrée sur la figure (Figure 3.8). La pression du gaz en amont de la vanne est de un à six bars. La vanne est pilotée par un contrôleur *IOTA one*. La durée du pulse est optimale pour $180 \mu\text{s}$. Elle opère à 0.4 Hz (à cause des générateurs du courant comme on va le voir ensuite).

La vanne est équipée par un système de refroidissement sous vide à l'azote liquide (voir Figure 3.8) qui permet d'obtenir des températures de l'ordre de 160 K . On utilise deux thermocouples à base de *Platinum* (modèle *Pt100*) pour mesurer la température de la vanne et du réservoir d'azote liquide. Ces thermocouples sont reliés à un système d'asservissement "intelligent" (PID) qui nous permet de contrôler la température de la vanne (c'est à dire la température du gaz dans la vanne T_0). On place un écorceur "skimmer" de 2 mm de diamètre à quatre centimètres de la

sortie de la vanne.

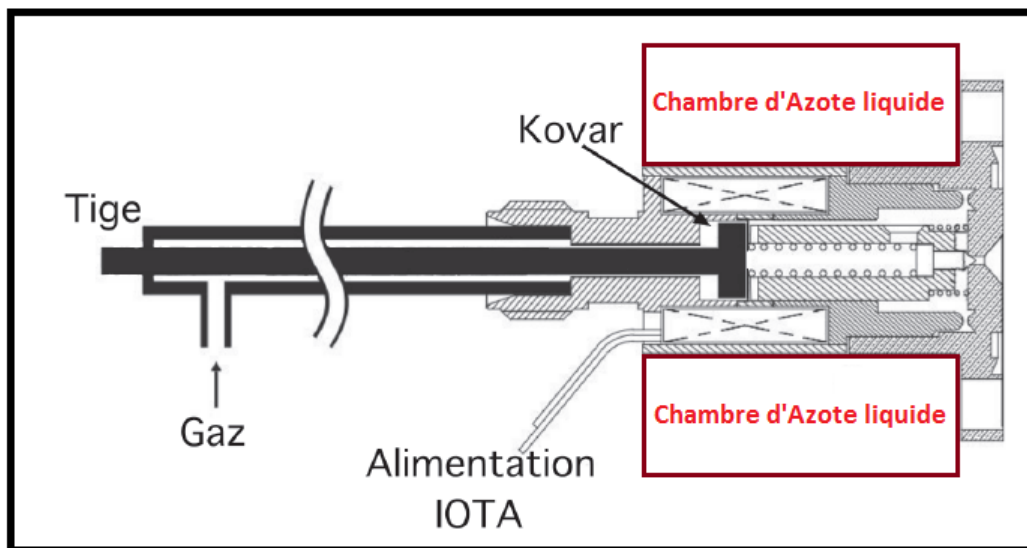


Figure 3.8.: Schéma montrant les modifications apportées à la vanne : (1) une tige qui permet, en ajustant la position de la pièce en Kovar, le contrôle de la forme de l'impulsion de gaz. (2) Un réservoir d'azote liquide qui permet le refroidissement du gaz dans la vanne. Cette figure est adaptée à partir de [84].

Dans la Figure 3.8, on utilise une vanne dont le diamètre du col de la tuyère de Laval $D = 1 \text{ mm}$. Cette vanne a été modifiée, en ajoutant une tige liée au Kovar, afin de pouvoir contrôler la longueur de la course de l'opercule ouvrant et fermant l'orifice du réservoir : l'opercule est relié à un aimant entouré par une bobine, cette dernière est alimentée par des pulses de courant générés par un contrôleur *IOTA one*. Ces pulses de courant vont créer un champ magnétique pulsé à l'intérieur de la bobine, ce champ magnétique va exercer une force sur l'aimant qui lui, à son tour, va faire des mouvements de translation qui vont permettre d'ouvrir et de fermer l'orifice de la vanne (ce mouvement est assuré aussi par l'intermédiaire de deux ressorts qui exercent des forces de rappel sur l'aimant (voir Figure 3.8)).

On a entouré cette vanne au niveau du réservoir par une chambre qui contient l'azote liquide. Cette chambre va permettre de refroidir initialement le gaz lors de sa stagnation dans le réservoir amont. L'Équation 3.47 nous permet de montrer que plus la température initiale T_0 est faible, plus la température T du jet supersonique va être faible (*Dans notre cas on aboutit à des températures du gaz du jet supersonique de l'ordre de 3 K*). Cette température mène aussi à une vitesse d'entraînement plus faible.

La pression de stagnation du gaz est typiquement entre 1.5 bar et 4 bar . La fréquence de répétition de l'expérience est typiquement entre 0.2 Hz et 0.4 Hz (on est limité par l'électronique qui génère les pulses du courant sinusoïdales qui génèrent eux à leur tour l'onde du champ magnétique). La pression à l'intérieur de la chambre

source est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$, par contre la pression dans la chambre de détection ne varie pas beaucoup (de l'ordre de $5 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$) car cette dernière est reliée à la chambre source par l'intermédiaire d'un tube en verre très fin qui ne laisse passer que la partie supersonique du jet qui sort de la vanne, qui traverse l'écorceur et qui va être manipulée par des champs magnétiques (voir Figure 3.9).

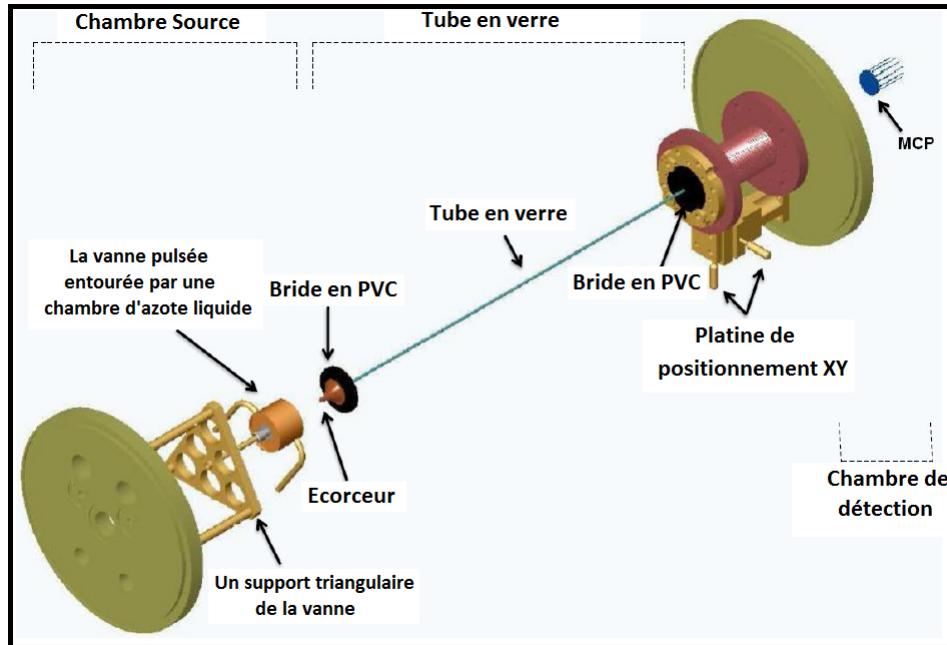


Figure 3.9.: Le schéma du montage expérimental de la partie de création et de détection du jet supersonique avec le montage de détection avec les galettes de microcanaux MCP (Microchannel Plates). Le jet supersonique est créé dans la chambre source par la vanne pulsée, après quelques centimètres, la bouteille de Mach est percée par un écorceur situé à la sortie de la chambre source. Ensuite on trouve un tube en verre dans lequel passe le jet supersonique et autour duquel on va appliquer plusieurs circuits pour créer des champs magnétiques. L'autre bout du tube en verre est relié à la chambre de détection dans laquelle on détecte les particules du jet par des galettes à microcanaux MCP. Cette figure est adaptée à partir de [13].

La vanne est contrôlée et alimentée par un contrôleur électronique *IOTA one*. Elle peut produire des pulses de gaz très courts (de l'ordre de $180 \mu\text{s}$ à température ambiante et jusqu'à $140 \mu\text{s}$ à basse température). La vanne est refroidie à l'azote liquide : ce dernier est débité dans une petite chambre qui entoure la vanne par une bouteille à débit contrôlable (*AIR LIQUIDE, modèle TP60*) qui permet d'obtenir un flux constant à cause de la pression constante d'air qu'on peut introduire à l'intérieur de la bouteille (typiquement de l'ordre 0.5 bar).

Comme on l'a dit, afin de contrôler la température de la vanne qui détermine la vitesse moyenne et la dispersion de la vitesse du jet supersonique, on utilise un

contrôleur de température (*STATOP*). Ce dernier contrôle la température de l'azote liquide, qui passe à travers la chambre qui entoure la vanne, par l'intermédiaire d'un système d'asservissement PID (Proportionnel, Intégrateur et Dérivateur). Ce système agit sur des résistances collées sur la conduite d'azote liquide pour le chauffer. Quand le jet supersonique est en marche, la température dans la vanne ($\sim T_0$) est typiquement de l'ordre de 158 K et celle du réservoir d'azote liquide est de l'ordre de 88 K . Le contact entre la chambre d'azote liquide et la vanne est assuré par le biais de la graisse thermique conductible (*Apiezon N*).

Puisque notre montage expérimental est un prototype, on a choisi, dans un premier temps, de tester sa validité sur des particules simple à créer et à détecter. Pour cela on a fait les essais de piégeage et de décélération sur des atomes métastables de gaz rare tels que le néon métastable et l'argon métastable. Afin de produire ces particules métastables, on a utilisé deux méthodes qu'on va détailler dans le paragraphe suivant.

3.1.3. Production d'un jet supersonique de métastables

Les particules métastables sont des candidats favorables pour notre expériences pour trois raisons principales :

- On peut facilement les créer à partir d'un gaz atomique ou moléculaire.
- On peut facilement les détecter sur fond noir par exemple par des galettes de micro-canaux (MCP).
- On peut facilement les manipuler par des champs magnétiques car ils sont, dans la plupart des cas, des particules paramagnétiques.

Dans ce qui suit, je vais présenter les deux méthodes que nous avons employées pour la création d'un jet supersonique de particules métastables : la première méthode est par l'intermédiaire d'une décharge électrique et la deuxième méthode par bombardement avec un canon à électrons.

3.1.3.1. Méthode de la décharge électrique

Les particules de gaz que nous voulons exciter (pour l'obtention des métastables) et détecter, sont injectées dans une enceinte confinée sous vide partiel ou à pression atmosphérique. L'excitation est ensuite générée par l'action d'une décharge électrique dans le gaz, qui a pour rôle de transférer de l'énergie à ce gaz pour l'exciter et l'ioniser (en fonction de l'intensité de cette décharge). Du fait de leur faible masse, les électrons libres, qui se trouvent dans ce gaz, récupèrent l'essentiel de cette énergie et provoquent, par collisions avec les particules lourdes du gaz (les atomes ou les molécules), leur excitation ou ionisation et donc l'entretien des particules métastables ou du plasma. On peut classer les différents types de décharges dans un gaz en deux groupes principaux :

- Les décharges électriques en courant continu (DC) qui consistent à appliquer un champ électrique intense entre deux électrodes placées dans une enceinte.
- Les décharges sans électrodes produites par un champ électromagnétique variable de type basses fréquences, radiofréquences ou microondes.

On peut trouver dans [77] une excellente étude sur les mécanismes des différents types de décharges dans un gaz.

Dans cette section je vais décrire les principales caractéristiques d'une décharge dans un gaz, objet de nombreuses études et publications ([29], [60], [66], [34], [96]...). Dans la Figure 3.10, je présente les différents régimes de décharge ainsi que leurs principes d'établissement et de maintien.

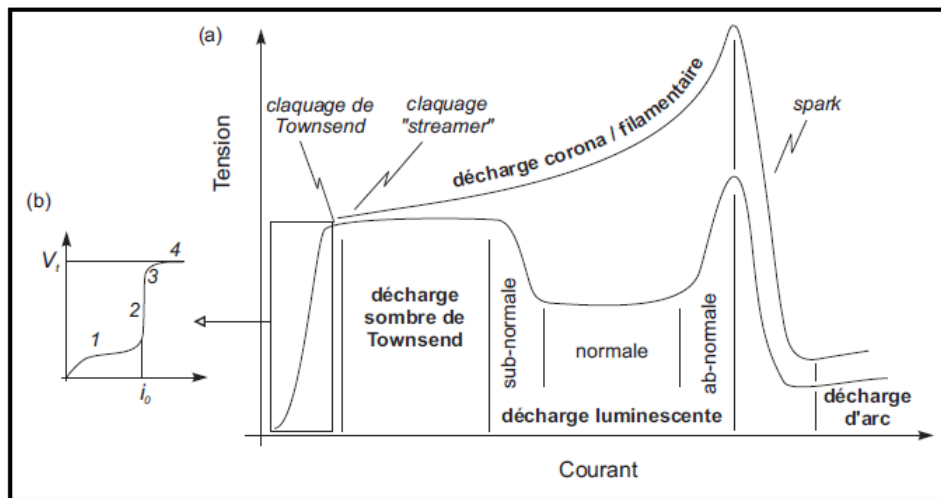


Figure 3.10.: (a) Caractéristiques courant-tension de différents types de décharges dans les gaz, (b) zoom sur la caractéristique de la décharge non-entretenu. (Adaptée à partir de [66] et [34]).

En fonction de la pression, de la distance inter-électrode et du matériau des électrodes, on distingue différents types de décharges. Celles-ci sont classées par rapport à leurs caractéristiques courant-tension dans la Figure 3.10 (a). La courbe supérieure correspond aux décharges observées à haute pression (autour de la pression atmosphérique) et la courbe inférieure aux décharges basse pression (< 1 mbar). À haute pression, la décharge est de type lamentaire. On distingue quatre catégories de décharges stables ou quasi-stables :

- La *décharge sombre de Townsend* [96], caractérisée par un courant très faible ($\sim 10^{-8}$ A).
- La *décharge lumineuse* ("glow"), largement utilisée dans les procédés industriels, principalement à basse pression (< 1 mbar) à faible courant ($\sim 10^{-2}$ A) et moyenne tension (~ 1 kV). C'est un plasma faiblement ionisé et hors équilibre. Comme pour la décharge de Townsend, les électrons sont émis par impacts ioniques sur la cathode. Dans notre expérience on utilise ce genre de décharge.

- La *décharge corona* ou *lamentaire* que l'on rencontre généralement à la pression atmosphérique. Courant faible ($\sim 10^{-6}A$), elle se développe localement sous un champ électrique non-uniforme.
- La *décharge d'arc*, caractérisée par un fort courant ($> 100A$), une faible tension ($< 100V$) et une émission lumineuse très intense. À la différence de la décharge luminescente, les électrons sont émis par un procédé thermodynamique dû au chauffage de la cathode. À haute pression, le plasma d'arc peut être considéré comme étant à l'équilibre thermodynamique.

À l'enclenchement de ces décharges on distingue trois types de claquage Figure 3.10 (a) : le claquage de type *Townsend*, le claquage de type *streamer* et le claquage de type *spark* (étincelle). Quel que soit le type de claquage, l'origine - processus primaire - du procédé de claquage est une avalanche électronique. Elle se développe dans le gaz lorsqu'un champ électrique suffisamment intense est appliqué. La distinction entre le claquage de Townsend et le claquage streamer vient des différents processus secondaires, issus de l'avalanche primaire, qui vont gouverner la décharge. On définit le claquage comme le seuil de tension au-delà duquel la décharge est auto-entretenu par les processus secondaires.

Dans notre expérience, le processus de décharge se déroule à basse pression, donc je vais n'étudier par la suite que la décharge luminescente. Le principe du mécanisme de cette décharge est le même que la décharge de Townsend, il repose sur la création d'une avalanche électronique sous un champ électrique créé entre deux électrodes (une cathode et une anode). Cela nécessite qu'il y ait, au départ, un nombre suffisant d'électrons présents dans la zone de décharge. Ils sont appelés *électrons primaires*, ou électrons germes. Ces électrons vont être accélérés, à partir de la cathode vers l'anode, sous l'effet du champ électrique existant et ils vont créer des ions suite à des collisions avec des particules neutres.

En considérant un seul électron, son accélération par le champ lui fait acquérir de l'énergie, suffisante pour ioniser une espèce neutre du gaz par collision inélastique ; les deux électrons résultants de cette réaction sont alors à nouveau accélérés et entrent à leur tour en collision avec d'autres espèces. Ce processus engendre une cascade ou une avalanche électronique.

Dans le même temps, les ions résultants sont accélérés dans le sens opposé, c'est à dire vers la cathode et peuvent, au contact de celle-ci, provoquer une émission d'électrons, dits *électrons secondaires*. La probabilité d'émission d'un électron par collision d'un ion avec la cathode est appelé coefficient d'émission secondaire. Ce dernier dépend du matériau et de l'état de surface de la cathode, mais aussi de l'ion considéré et de l'énergie avec laquelle il arrive sur la surface.

Le claquage aura lieu quand la tension aux bornes des électrodes atteint un seuil, appelé la tension de seuil de claquage Figure 3.10 (b-étape 4), tel que l'amplification du courant entre les électrodes va tendre vers l'infini.

Pour que la décharge soit maintenue, il faut que le processus d'émission cathodique des électrons permette la création de suffisamment d'électrons pour amorcer de

nouvelles avalanches. Au minimum, il faut produire autant d'électrons qu'il y en avait avant l'avalanche. Autrement dit, afin de maintenir le claquage, il faut que la tension appliquée aux bords des électrodes soit un peu supérieure à la tension de seuil de claquage. Dans ce cas, la quantité d'électrons germes à la cathode va augmenter et ainsi on accède au régime d'auto-entretien.

Une fois la tension de claquage atteinte et la condition d'auto-entretien remplie, un premier type de décharge s'établit : la décharge de Townsend [96] qui se caractérise par le fait que le courant de décharge est limité à une valeur suffisamment faible pour que la charge d'espace positive qui s'accumule entre les électrodes ne déforme pas le champ électrique appliqué.

Si le courant augmente, le champ devient spatialement inhomogène et la décharge de Townsend devient une décharge luminescente. Le champ de charges d'espace devenant plus important, la tension nécessaire pour maintenir la décharge diminue. Une chute cathodique se forme, caractérisée par une région de charges d'espace positives autour de la cathode avec des champs électriques élevés. Une colonne positive de plasma quasi-neutre se crée entre l'anode et la cathode. On peut voir dans la Figure 3.11 un schéma d'une décharge électrique luminescente.

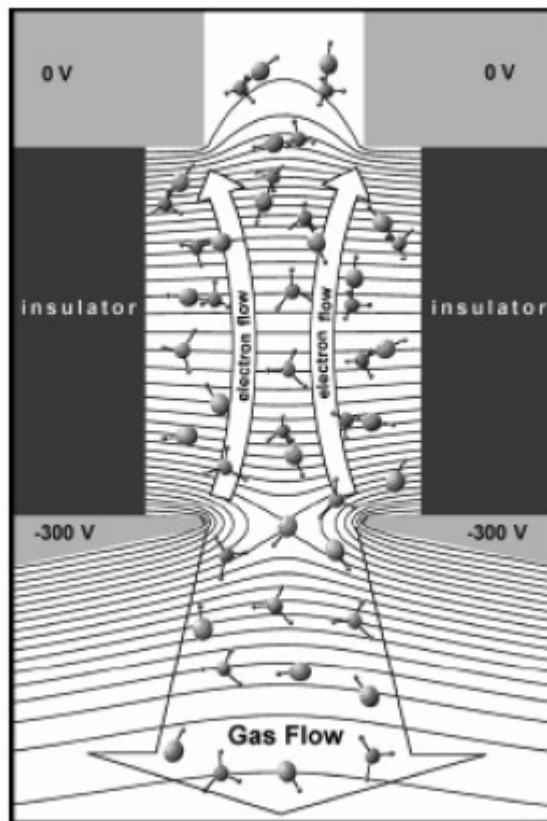


Figure 3.11.: Schéma d'une décharge électrique luminescente [31].

Grâce à cette méthode, la majorité des particules du gaz qui passent entre les deux électrodes sont excitées à partir de leur état fondamental; une grande partie de ces particules est ionisée et une autre partie est excitée vers des états métastables. On peut calculer la densité des particules métastables en considérant les différents processus de production et de perte des particules métastables qui se manifestent lors d'une décharge [19].

Les mécanismes principaux de production des particules métastables lors d'une décharge sont :

- L'excitation de la particule à partir du niveau fondamental vers un niveau métastable après une collision inélastique avec un électron rapide.
- L'excitation de la particule à partir du niveau fondamental vers un niveau métastable après une collision inélastique avec un ion rapide (ou une autre particule rapide).
- La recombinaison radiative entre des cations et des électrons lents.

Par contre, les mécanismes principaux des pertes des particules métastables lors d'une décharge sont :

- L'ionisation de la particule métastable après une collision inélastique avec un électron rapide.
- L'excitation de la particule métastable vers un niveau d'énergie plus élevé après une collision inélastique avec un un électron rapide.
- Le transfert de la population du niveau métastable vers un niveau énergétique voisin résonnant à cause de la thermalisation qui est due aux collisions avec des électrons ce phénomène est connu sous le nom de désactivation électronique ou bien "electron quenching" en anglais.
- Les collisions entre des particules métastables qui vont donner naissance à des ions et à des particules dans leur niveau fondamental.
- L'ionisation à cause de l'effet Penning.
- Les collisions à trois et à quatre corps avec des particules dans l'état fondamental.

Par exemple, dans une cellule de décharge (de longueur 1.5cm et de largeur infinie), équipée d'une cathode de molybdène, alimentée par une tension de 850V et remplie par un gaz d'argon sous une pression de 75Pa , la densité des particules d'argon métastables varie entre $2 \times 10^{10}\text{cm}^{-3}$ et $5 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ [19].

Comme je l'ai dit dans la section précédente, on va utiliser dans notre expérience un jet supersonique pulsé d'un gaz donné. On a choisi de valider le fonctionnement de notre montage expérimental par des particules de gaz rares excitées dans des niveaux métastables paramagnétiques tels que l'hélium, le néon, l'argon et le krypton. Pour cela on a apporté des modifications à notre vanne pulsée (Figure 3.8) en lui ajoutant à son extrémité de sortie un montage d'une décharge électrique (DC) qui est composé

par deux électrodes (anode et cathode) séparées et entourées par des plaques de téflon (voir la Figure 3.12).

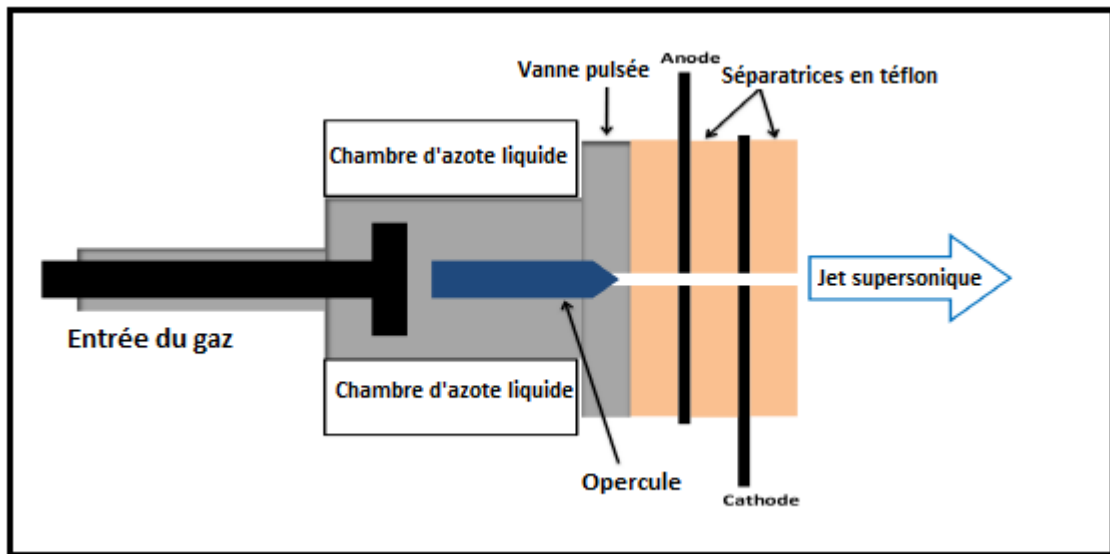


Figure 3.12.: Schéma du montage de notre système de décharge électrique. Deux électrodes en acier (cathode et anode) avec un petit orifice d'un diamètre de 1 mm, sont placées juste après la sortie de la vanne. La décharge lumineuse électrique est réalisée en faisant passer le gaz à travers les électrodes. La différence de tension typique entre les électrodes est de $1kV$. Les électrodes sont séparées par des plaques en téflon de $1.6mm$ d'épaisseur qui sont aussi percées au centre par un orifice de $1mm$ de diamètre. L'expansion supersonique aura lieu à la sortie du dispositif de la décharge. Adaptée à partir de [13].

Les deux électrodes et les plaques en téflon sont percées au centre par un petit orifice circulaire de $1mm$ de diamètre de façon que l'expansion supersonique du gaz ne se produise qu'à la sortie de l'orifice de la dernière plaque de téflon (voir la Figure 3.12). Autrement dit, on a allongé la tuyère de Laval de la vanne pulsée de telle sorte qu'on peut exciter les particules vers les états métastable avant l'expansion supersonique du gaz. Ainsi, on obtient à la sortie du dispositif (vanne pulsée + décharge lumineuse DC) un jet supersonique de particules métastables.

Pour l'obtention d'un jet supersonique des particules métastables, il faut ajuster plusieurs paramètres :

- La température du gaz dans la vanne : Pour que le jet supersonique soit initialement le plus "froid" et le plus lent possible, on refroidit la vanne par l'azote liquide, mais suivant la nature de gaz qu'on utilise, il faut éviter la température critique de liquéfaction ou de condensation de ce gaz. Pour cela, en fonction du gaz, on chauffe l'azote liquide (comme c'est décrit dans le paragraphe 3.1.2) afin de refroidir le gaz à la température idéale (le plus froid possible avant la température critique).

- Le temps d'ouverture de la vanne pulsée qui dépend essentiellement de la température de la vanne (ce qui revient à peu près à la température du gaz), la pression du gaz en amont de la vanne (dans le réservoir) et de la nature des particules du gaz.
- La pression du gaz dans le réservoir amont (voir le paragraphe 3.1.1) qui dépend de la nature des particules du gaz, la pression à l'intérieur de la chambre source et la position de l'écorceur par rapport à la sortie de la vanne suivant l'Équation 3.50.
- La durée et l'intensité de la décharge lumineuse pulsée qu'on utilise pour la création des particules métastables : il y a un compromis à respecter pour chaque paramètre afin d'avoir un jet supersonique d'un gaz ayant un nombre important des particules métastables mais avec la vitesse la plus basse possible car plus la durée et l'intensité de la décharge augmentent, plus le nombre des particules métastables augmente et plus la vitesse moyenne de ces particules devient plus importante. Tous ces paramètres, et d'autres, ont été largement étudié dans la thèse de *Manabendra Nath BERA* [13].

On trouve aussi un autre paramètre d'une grande importance et qui dépend de tous les paramètres qu'on a cités ; le temps d'application de la décharge lumineuse pulsée par rapport au temps de l'ouverture de la vanne. En raffinant l'ensemble de ces paramètres au maximum, on peut obtenir des jets supersoniques pulsés de particules métastables (tels que l'hélium, le néon, l'argon et le krypton) quasi-stationnaires pour une tension appliquée entre les électrodes de la décharge de l'ordre de $500V$ jusqu'à $750V$ pour des durées d'impulsion allant de $2\mu s$ à $10\mu s$.

Afin de produire ces impulsions de tension, très courtes et très intenses à la fois, aux bords des électrodes, on utilise un commutateur de haute tension (*BEHLKE*). le "BEHLKE" est commandé par un signal "TTL" généré par une carte "National Instruments" (*NI*) (voir la Figure 3.13).

Cette méthode d'excitation nous a permis d'obtenir des jets supersoniques pulsés de particules métastables lents et froids, mais ces jets ne sont pas pratiques d'emploi car on n'arrive pas à bien contrôler le processus de décharge :

- Pour une durée d'impulsion de décharge assez large (de l'ordre de $10\mu s$), le taux des décharges réussies est important mais on ne connaît pas l'instant de la décharge pendant cette durée. Ce qui implique la non reproductibilité des jets supersoniques pulsés de métastables pour une série d'expériences de temps de vol.
- Pour éviter ce problème, on a tendance à réduire la durée de l'impulsion, cette réduction va diminuer le taux des décharges réussies (qui peut aller jusqu'à un coup sur cinq) d'où l'allongement de la durée de prise des données, ce qui rend l'expérience plus sensible aux dérives lentes.

Afin d'éviter ces deux contraintes majeures, on a choisi de changer le système de production des particules métastables et d'utiliser un canon à électrons.

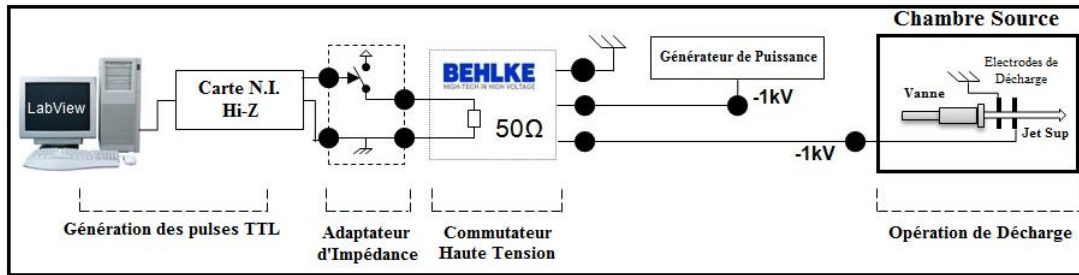


Figure 3.13.: Schéma du montage de la décharge électrique lumineuse pulsée. Un signal pulsé TTL généré par une carte N.I. qui est pilotée par un programme en LabView. Ce signal commande le “BEHLKE” qui va produire, à son tour, des impulsions très courtes de haute tension qui vont être appliquées au bord de la cathode montée à la sortie de la vanne pulsée. La grande différence de potentiel entre la cathode et l’anode qui est liée à la masse va donner naissance à la décharge électrique lumineuse pulsée. Figure adaptée à partir de [13].

3.1.3.2. Excitation par un canon à électrons

Dans la nature, il existe deux types de collisions : les collisions élastiques et les collisions inélastiques. Pour les collisions élastiques, l’énergie interne des particules n’est pas modifiée, il y a simplement un changement de direction des particules en collision (à cause de la conservation de la quantité du mouvement du système), avec une redistribution des énergies cinétiques entre ces particules (à cause de la conservation de l’énergie cinétique totale du système). Quand un électron non énergétique rencontre une particule neutre (un atome ou une molécule), la force de l’interaction est le résultat de l’interaction coulombienne avec le noyau, et l’interaction avec le nuage électronique. Ce nuage est redistribué par cette interaction, et une polarisation est induite dans la particule.

Une collision inélastique est une collision au cours de laquelle l’énergie cinétique des corps qui entrent en collision est totalement ou en partie convertie en énergie interne dans au moins un des corps. L’énergie cinétique totale du système n’est pas conservée. Lors d’une collision inélastique entre un électron énergétique et une particule neutre (atome ou molécule), l’électron va perdre (ou gagner) de l’énergie. Ceci implique un transfert d’énergie cinétique de l’électron en une énergie potentielle de la particule neutre (à cause de la conservation de l’énergie totale du système). Cette énergie potentielle gagnée par la particule neutre va se traduire par une excitation vers un niveau d’énergie métastable ou radiatif, ou encore par l’ionisation de cette particule si l’électron est hautement énergétique.

On définit pour une particule neutre le seuil d’énergie qui est simplement l’énergie entre l’état fondamental et le niveau excité considéré de la particule. Si l’énergie ajoutée par l’électron en collision avec la particule est supérieure ou égale à la valeur du seuil, la particule neutre s’excite vers un niveau d’énergie plus élevé. Si ce niveau

est instable, il y aura une désexcitation par émission spontanée avec libération d'un photon, ces niveaux sont appelés des niveaux "radiatifs". L'impact des électrons peut aussi donner lieu à des particules neutres dans des niveaux métastables qui ne peuvent pas rayonner pour atteindre un niveau plus bas. Ces niveaux possèdent une certaine durée de vie qui est variable d'une particule à une autre et suivant le niveau considéré.

Un canon à électrons est un dispositif permettant de produire un faisceau d'électrons accélérés [25]. Le principe de fonctionnement d'un canon à électrons est d'extraire les électrons d'un matériau conducteur (la cathode qui est une réserve quasiment inépuisable d'électrons) vers le vide où ils sont accélérés par l'intermédiaire d'un champ électrique (créé par l'anode). Il existe deux familles de canon à électrons selon le principe utilisé pour extraire les électrons :

- L'émission thermoïonique : En chauffant par effet Joule un filament de matériau réfractaire (un filament en tungstène par exemple) jusqu'à atteindre une température suffisamment haute, une faible fraction de ses électrons peuvent acquérir l'énergie nécessaire pour franchir la barrière de potentiel qui les maintient dans le solide et être ainsi libérés dans le vide où le champ électrique accélérateur va les attirer vers l'anode.
- L'émission par effet de champ : La cathode métallique, dans ce cas, est en forme de pointe très fine. On utilise les propriétés des pointes à l'extrémité desquelles on applique un champ électrique très intense, de l'ordre de $10^7 V.cm^{-1}$, entre la pointe et l'anode qui permettra l'émission d'électrons par effet tunnel à travers la barrière de potentiel qui les maintient dans cette pointe. Les sources à effet de champ sont bien plus lumineuses ou brillantes que les filaments en tungstène classiques. Cependant, de telles performances requièrent des conditions de fonctionnement très particulières en termes de qualité du vide.

Suivant ces distinctions et le mode de fonctionnement, les canons à électrons ont des propriétés et des caractéristiques différentes. Les grandeurs physiques principales pour caractériser ces canons à électrons sont : la brillance, la durée de vie et la stabilité. Le courant maximum disponible peut également être pris en considération, ainsi que la dispersion énergétique.

Dans notre expérience, on a choisi d'utiliser un filament de jauge à vide à ionisation à base d'Iridium thorié, formé en épingle à cheveux, que l'on chauffe par effet Joule, comme dans une ampoule électrique (voir Figure 3.14). Les avantages du filament en Iridium thorié par rapport au filament de tungstène sont :

- Haute résistance aux remontées accidentelles à la pression atmosphérique.
- Ne s'oxyde pas.
- Moins sensible aux réactions chimiques avec les gaz résiduels dans l'enceinte.

Le filament de jauge à ionisation est mis sous vide secondaire. En appliquant un courant électrique à ce filament, il va chauffer et émettre des électrons, d'où l'appellation de "cathode chaude". Comme on l'a vu précédemment, la brillance est

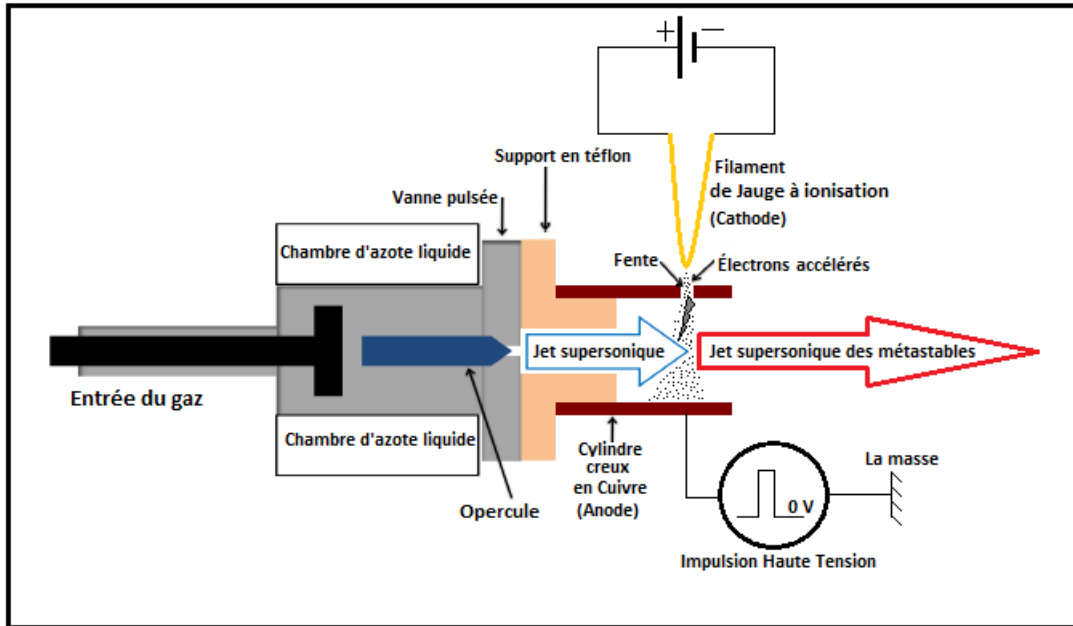


Figure 3.14.: Schéma du montage de notre système de création d'un jet supersonique de particules métastables. À la sortie de la vanne, le jet supersonique pulsé de particules dans leur état fondamental passe à travers un cylindre creux en cuivre. Ce cylindre creux est alimenté par des impulsions positives de haute tension et muni d'une fente en face de la pointe d'un filament de jauge à vide à ionisation. Les électrons libérés par le filament vont être accélérés vers l'anode par l'intermédiaire du champ électrique, créé par les impulsions de haute tension, et ils vont, pour partie, passer par la fente où ils vont entrer en collision avec les particules du jet. Ces électrons accélérés ont suffisamment d'énergie pour exciter ces particules de leur état fondamental vers les états métastables ou vers le continuum.

la caractéristique la plus importante pour un canon à électron. On peut définir la brillance B d'une source par le rapport du courant émis par la source au produit de la surface de la source et l'angle solide. Dans le cas général, on ne sait mesurer que la surface d'une « source virtuelle » qui est la zone d'où semblent provenir les électrons. Dans ce cas, la brillance d'une source va s'écrire sous la forme de :

$$B = \frac{I_e}{\left(\pi \left(\frac{d}{2}\right)^2\right) (\pi\alpha^2)} \quad (3.51)$$

Tel que d est le diamètre de la source virtuelle, I_e est le courant d'entrée et α est le demi-angle d'ouverture. La brillance est exprimée en $A.cm^{-2}.sr^{-2}$ (ampères par unité de surface et par angle solide). Elle a la propriété de se conserver lorsque l'énergie d'accélération est constante. Dans notre expérience on a utilisé un canon à électrons qui nous permet d'exciter les particules d'un jet supersonique (voir

Figure 3.14). Le principe de fonctionnement de ce système peut être décrit comme suit ;

- À la sortie de la vanne, on obtient un jet supersonique pulsé des particules dans leur état fondamental (voir la partie 3.1.2). Ce jet supersonique initialement très froid va passer à travers un cylindre creux en cuivre.
- Ce cylindre creux est muni d'une fente de 1.5mm de largeur. Cette fente est en face de la pointe d'un filament de jauge à ionisation (alimenté par 4.25A en courant continu) qui joue le rôle de la cathode dans notre canon à électrons.
- L'application d'une impulsion de haute tension (de l'ordre de 500V durant $10\mu\text{s}$) au bord du cylindre creux, va donner lieu à l'apparition d'un champ électrique très intense entre le cylindre en cuivre et le filament.
- Dans ce cas, le tube en cuivre joue le rôle d'une anode dans notre canon à électrons. Les électrons libérés par le filament (la cathode) vont être accélérés vers l'anode par l'intermédiaire du champ électrique.
- Une partie de ce faisceau d'électrons accélérés va passer à travers la fente où ils vont entrer en collision avec les particules du jet supersonique. L'autre partie va être attirée par les parois extérieures du cylindre creux en cuivre.
- Les électrons accélérés, qui passent par la fente, ont une énergie suffisante pour exciter les particules du jet de leur état fondamental vers les états métastables ou vers le continuum. En fonction de la tension d'accélération, on obtient un jet supersonique de particules métastable et d'ions un peu plus chaud que le jet initial.

Le filament est alimenté un courant constant durant toute l'expérience. Il y a toujours des électrons arrachés de la cathode mais ils ne sont accélérés vers l'anode que si on applique l'impulsion de haute tension au bord du tube en cuivre. Afin de produire ces impulsions de haute tension, qui sont très courtes et très intenses à la fois, aux bords de l'anode, on utilise un commutateur de haute tension (*BEHLKE*). Comme pour les décharges électriques, le "*BEHLKE*" est alimenté par un générateur de puissance et il est commandé par un signal "*TTL*" généré par une carte "*National Instruments*" (*NI*) (voir la Figure 3.15).

Cette méthode d'excitation nous a permis d'obtenir un jet supersonique pulsé de particules métastables qui possède, à peu près, les mêmes caractéristiques que le jet supersonique initial créé à la sortie de la vanne (voir la Figure 3.14). Contrairement à la méthode d'excitation par la décharge électrique lumineuse, le canon à électrons nous permet d'obtenir des jets pulsés de manière stable et répétitive :

- Pour une durée d'impulsion de tension donnée, les électrons accélérés excitent les particules du jet pendant toute cette durée. D'où la reproductibilité des jets supersoniques pulsés de métastables et la détermination précise du temps du départ de ces particules.
- Pour éviter le transfert de métastabilité entre les particules du jet supersonique suite à des collisions possibles entre des particules lentes et des autres plus

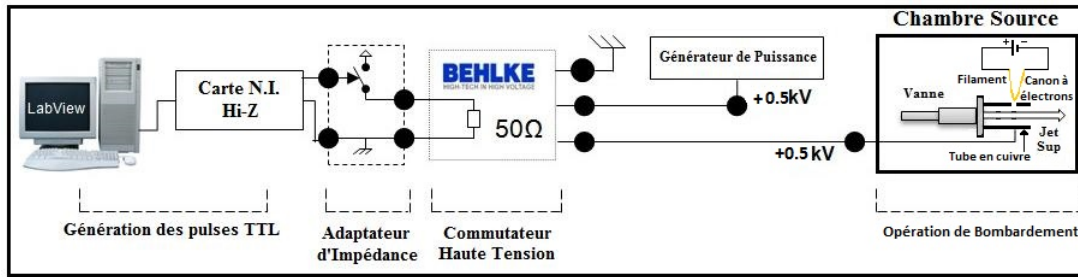


Figure 3.15.: Schéma du montage du canon à électrons pulsé. Un signal pulsé TTL est généré par une carte N.I., cette carte est pilotée par un programme en LabView. Ce signal va commander le “BEHLKE” qui est alimenté par un générateur de puissance et qui va produire, à son tour, des impulsions très courtes de haute tension qui vont être appliquées au bord du tube en cuivre monté à la sortie de la vanne pulsée. La grande différence de potentiel entre le filament (la cathode) et le tube en cuivre (l’anode) qui est muni d’une fente, va donner naissance au faisceau pulsé des électrons accélérés qui vont exciter les particules du jet supersonique produit par la vanne pulsé.

rapides, on déclenche généralement le canon à électrons après le passage des particules les plus rapides du jet ce qui nous permet d’obtenir des jets pulsés de métastables assez reproductibles et froids, et on a constaté l’expérience est peu sensible aux dérives lentes.

Les paramètres expérimentaux de la production des jets pulsés de particules métastables varient suivant la nature des atomes, la température et la pression du gaz dans le réservoir. Je vais revenir par la suite dans la partie des résultats expérimentaux (*Partie III*) sur le choix des paramètres qu’on a optimisés pour chaque gaz utilisé. Généralement, à basse température, la pression dans le réservoir est entre 1.5bar et 4bar , la durée du pulse de gaz qui correspond au temps d’ouverture de la vanne est de l’ordre de $180\mu\text{s}$ et la durée d’activation du canon à électrons, qui correspond à la durée de l’impulsion de haute tension appliqué au bord du tube en cuivre, est entre $5\mu\text{s}$ et $10\mu\text{s}$. On peut diminuer le temps d’activation du canon mais il y a un compromis entre le temps d’activation et le nombre des particules métastables dans chaque coup.

Une fois que le jet supersonique des particules métastables est créé, il va passer à travers un écorceur (pour percer la bouteille de Mach), après il passe à travers un tube en verre où on va appliquer sur lui les différents champs magnétiques et enfin il va être détecté par un montage de galettes à microcanaux (MCP). Je vais maintenant décrire le tube en verre qu’on a utilisé dans notre expérience.

3.2. Détection d'un jet supersonique

À la sortie de l'écorceur, le jet supersonique des particules paramagnétiques (soit des particules neutres ou des particules métastables dans notre cas) va passer à travers un tube en verre, voir Figure 3.7, avant d'arriver au détecteur.

3.2.1. Le choix du tube en verre

Le choix du montage expérimental présenté dans la Figure 3.9 fait suite à plusieurs contraintes techniques et à des compromis qui ont été imposés dès le début de la construction de l'appareil. Ce choix correspond à un cahier des charges qui comporte les points suivants :

- Les circuits électriques, les bobines et les fils qui créent les différents champs magnétiques qui vont agir sur les particules paramagnétiques du jet supersonique, soit pour le guidage, la polarisation ou la décélération, sont maintenus à l'extérieur du vide car ce sont des montages totalement nouveaux et qui sont améliorés au fur et à mesure, donc on est obligé d'agir dessus et d'établir plusieurs modifications suivant nos besoins et les problèmes qu'on peut rencontrer. De plus il est plus facile de refroidir les circuits dans ces conditions.
- Le jet supersonique doit être toujours maintenu dans un très bon vide (entre $10^{-6}mbar$ et $10^{-8}mbar$), sinon les particules du jet vont entrer en collision avec les particules du gaz résiduel dans l'enceinte à travers laquelle le jet va passer, ce qui va entraîner la dégradation du jet supersonique jusqu'à sa détérioration.

Le montage présenté dans la Figure 3.9 consiste à relier la chambre source à la chambre de détection par l'intermédiaire d'un tube en verre de $40cm$ de longueur, de $1.2mm$ de diamètre intérieur et de $3mm$ de diamètre extérieur. Ce tube assure le passage du jet supersonique entre ces deux chambres et nous permet d'appliquer plusieurs champs magnétiques sur les particules du jet. Les raisons de ce choix peuvent être résumées ainsi :

- Ce tube est construit en verre, donc il est transparent aux différents champs magnétiques appliqués. Aussi le verre est assez rigide et il peut résister aux contraintes mécaniques appliquées par les autres composants du montage expérimental (les deux chambres, les bobines, les circuits électroniques...). Enfin il peut être dégazé facilement lors du pompage ce qui assure le bon passage du jet supersonique pulsé. Il y a d'autres matériaux qu'on peut utiliser pour le tube tel que le saphir qui est plus flexible que le verre et qui peut mieux résister aux différentes contraintes mécaniques.
- Le diamètre intérieur du tube est égal à $1.2mm$ et c'est largement suffisant pour que la majorité des particules du jet supersonique passe sans faire des collisions avec les parois du tube car la dispersion de la vitesse longitudinale des particules du jet est très faible (puisque c'est un jet supersonique).

- Le diamètre extérieur du tube est égal à $3mm$. Ces dimensions nous permettent d'obtenir un tube, à la fois, non fragile et assez mince de telle sorte que les fils et les bobines qui créent les différents champs magnétiques soient le plus près possible des particules qui passent à l'intérieur du tube.
- La longueur du tube est égale à $40cm$ et c'est la limite qu'on peut atteindre avec ces dimensions du tube sans détériorer le jet supersonique car si on allonge ce tube avec les mêmes diamètres extérieur et intérieur, l'efficacité du pompage va diminuer : le pompage du tube est assuré des deux côtés par le pompage de la chambre source et la chambre de détection, donc plus le tube est long plus on aura de difficulté à évacuer le gaz résiduel. Cette longueur coïncide avec l'encombrement des modules de décélérations qu'on utilise.

Ce choix de tube nous pose deux difficultés majeures qu'on a pu contourner : le premier est l'efficacité du pompage du tube qui reste dans tous les cas limitée et qui nous oblige à travailler à moins de $2Hz$ pour le taux de répétition ce qui ne pose pas de problème pour nous puisque les générateurs de courant qu'on utilise pour la génération des champs magnétiques nous limitent à $0.5Hz$ (On va revenir sur ce point dans la partie technique). La deuxième difficulté est l'alignement du tube avec la vanne pulsé, l'écorceur et le détecteur (Figure 3.9) pour que le jet supersonique passe directement sans détérioration à cause des collisions qui peuvent avoir lieu à l'entrée ou la sortie du tube ou bien avec les parois. Pour contourner cette deuxième difficulté, on a ajouté dans le montage des platines de positionnement XY (voir Figure 3.9) à la fin du tube qui vont être utilisées pour régler l'alignement à l'aide d'un télescope qu'on met d'un côté et en face d'une source de lumière intense de l'autre côté du tube. Cette tâche est très délicate et elle est cruciale pour la réussite de l'expérience.

Une fois qu'on s'est assuré du bon alignement du tube, le jet supersonique passe à travers et arrive à la chambre de détection où il va être détecté. La partie de détection est elle aussi délicate car il faut bien comprendre le signal qu'on détecte et savoir exactement sa signification. C'est ce que l'on va voir dans la partie suivante.

3.2.2. Détection d'un jet de particules métastables

Lorsqu'un atome métastable frappe une surface métallique (ou semi-conductrice), il se désexcite (vers l'état fondamental) et l'énergie libérée est suffisante pour expulser un électron de la surface par effet *Auger* [43]. Dès la création de cet électron, on peut utiliser différentes techniques pour obtenir un signal important et facilement exploitable. Dans notre cas, on utilise des galettes de microcanaux (MCP pour "microchannel plate" en anglais) [70].

3.2.2.1. Utilisation des galettes de microcanaux

Une galette de microcanaux est un dispositif amplificateur de charge électrique dont le principe de fonctionnement est similaire à celui du photomultiplicateur. Généralement, elle se présente sous la forme d'un cylindre de quelques dixièmes de millimètres d'épaisseur et de 25 à 60 mm de diamètre. Elle a pour constituant principal le SiO_2 . Pour éviter la dégradation des galettes de microcanaux qui sont très fragiles, il est nécessaire de travailler sous vide de sorte à ce que les vapeurs d'eau et la poussière n'endommagent pas le dispositif.

Une galette céramique de microcanaux contient plusieurs millions de microcanaux parallèles entre eux et indépendants les uns des autres (Figure 3.16). Chaque canal de la galette de microcanaux constitue un multiplicateur d'électron : la surface intérieure de chaque canal est recouverte d'une couche semi-conductrice de silice (dioxyde de silicium SiO_2), ce qui favorise l'émission d'électrons secondaires. Les matériaux permettant la génération d'électrons secondaires sont appelés «dynodes».

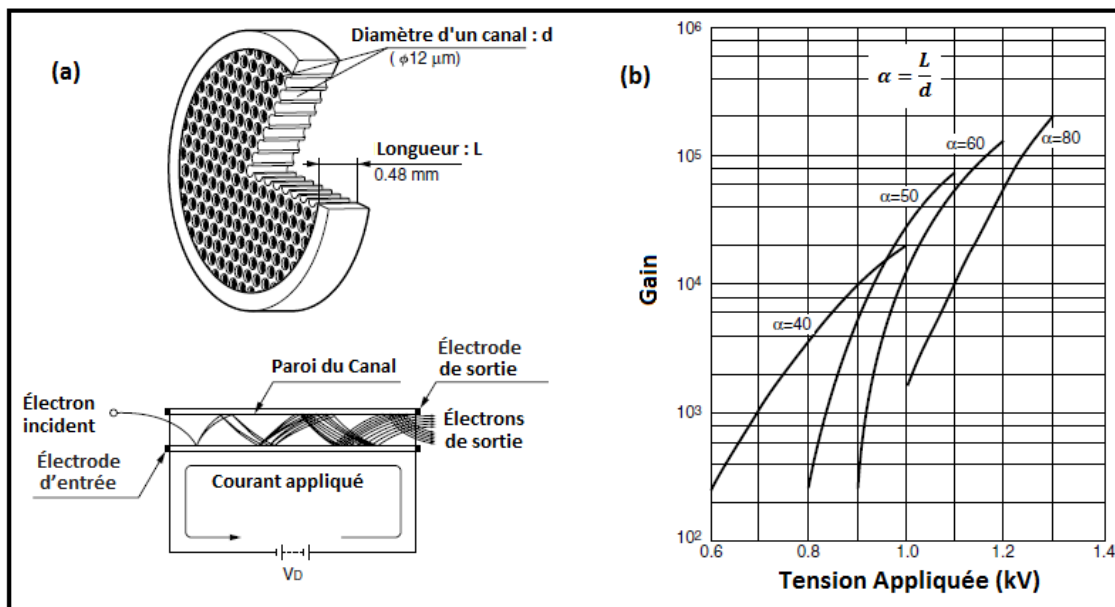


Figure 3.16.: (a) Schéma d'une galette de microcanaux. Cette galette est composée d'une dizaine de millions de microcanaux de longueur L , de l'ordre de millimètres, et de diamètre d , de l'ordre d'une dizaine de micromètres. L'épaisseur de la galette est à peu près égale la longueur d'un microcanal. La figure du bas présente la méthode de génération d'électrons secondaires à partir d'un électron incident qui rencontre la paroi en dynode d'un microcanal. (b) Les courbes de gains des différents MCP dont la paroi interne des microcanaux est construite par le même matériau (dynode) mais pour différentes valeurs de $\alpha = \frac{L}{d}$ (entre 40 et 80). Ces figures ont été adaptées à partir de "MCP ASSEMBLY - HAMAMATSU PHOTONICS".

Lorsqu'un électron entre dans un canal et percute sa paroi en dynode, elle provoque l'émission de plusieurs électrons secondaires qui sont accélérés par la tension de polarisation (voir la Figure 3.16). Les électrons émis vont à leur tour frapper la paroi et provoquer l'émission d'autres électrons ; il y a donc amplification en cascade et phénomène d'avalanche d'électrons. Les électrons arrachés de la surface de la galette par effet Auger, suite à la collision des particules excitées (ou des ions) avec le détecteur, les électrons arrachés vont pénétrer dans les canaux de la MCP qui amplifieront environ d'un facteur 10^4 le signal d'électrons (pour $1kV$ de tension appliquée) grâce au phénomène de génération d'électrons secondaires.

Pour augmenter l'efficacité du processus de génération d'électrons secondaires, les canaux sont légèrement inclinés par rapport à la surface d'entrée (de l'ordre de 8°) de façon à ce que la direction principale de propagation des électrons ne soit pas parallèle à la normale de la MCP, et que les électrons générés aient la possibilité de heurter les parois d'un canal plusieurs fois afin d'assurer un gain important (Figure 3.16).

Physiquement, le gain g est proportionnel à la longueur du canal L et à la tension appliquée aux bornes du canal mais inversement proportionnel au diamètre du tube d . L'expression du gain peut se mettre approximativement sous la forme :

$$g = \exp(G \cdot \alpha) \quad (3.52)$$

Avec $\alpha = \frac{L}{d}$ le rapport entre la longueur et le diamètre d'un canal de la MCP (Figure 3.16). G est le facteur de gain, il caractérise la génération d'électrons secondaires par les parois d'un canal. Ce facteur du gain dépend de la nature de la dynode utilisé pour la construction de la MCP et de l'intensité du champ électrique créé à l'intérieur d'un canal par l'intermédiaire de la tension appliquée aux bords de la galette (voir la Figure 3.16).

Typiquement, pour une galette de microcanaux, les tensions vont de 1000 à $1500kV$ et α prend des valeurs comprises entre 40 et 80. Dans ce cas, le gain est de l'ordre de 10^4 comme c'est indiqué dans la Figure 3.16. C'est-à-dire que pour un seul électron, près de dix mille autres sont créés sur moins d'un dixième de millimètre, ce qui peut engendrer certains problèmes liés à la grande variation de la densité de charge d'espace. Dans ce cas, si le gain augmente, la probabilité de produire des ions positifs au bout du canal, là où la densité de charge est très élevée, augmente aussi. Ces ions sont produits par des collisions avec des molécules provenant soit du gaz résiduel, soit du « bombardement » de la paroi. Ces ions, puisque chargés positivement, vont remonter à l'entrée du canal et perturberont les mesures.

Les perturbations peuvent se situer à plusieurs niveaux : en retournant vers l'entrée du canal, l'ion pourrait entrer en collision avec la paroi et régénérer de l'émission secondaire. Il pourrait également capter un électron qu'on ne pourrait alors détecter. Il est évident que pour éviter le problème de production d'ions, il faut éliminer le gaz résiduel et pour cela il faut pousser le vide au maximum (la pression est inférieure à $10^{-6}mbar$).

Pour éviter les problèmes de rétroaction d'ion, on peut aussi simplement courber les canaux, ce qui permet de pouvoir atteindre des gains plus élevés. Ceci s'explique par le fait que lorsque la densité de charge électronique en sortie de canal augmente, elle va entraîner une réduction de l'énergie cinétique des électrons en aval interagissant avec les parois du canal. Dans ce cas, le rendement va diminuer jusqu'à atteindre l'unité ; ceci va diminuer la densité de charge et inverser l'effet, ce qui entraîne une autorégulation et un équilibre dynamique [8].

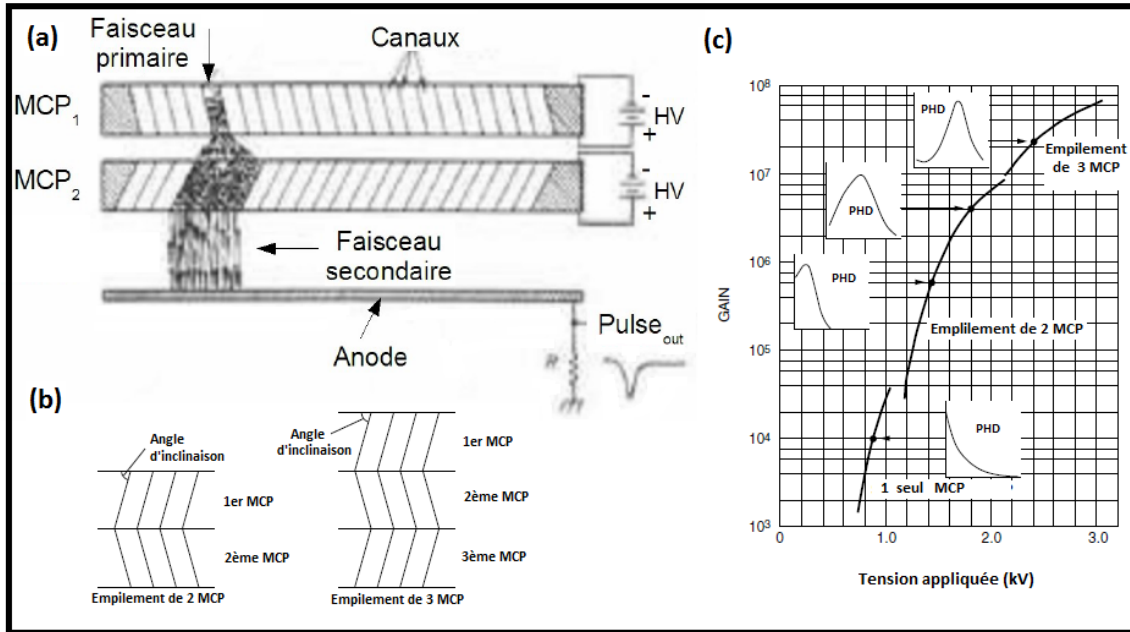


Figure 3.17.: (a) Schéma du montage d'empilement de 2 MCP : Les deux galettes de microcanaux sont tournées l'une par rapport à l'autre de 90°, produisant des canaux en forme de chevron (forme en «V»), les électrons qui sortent de la première galette déclenchent la cascade dans la galette suivante et tous ces électrons seront détectés par une anode. (b) Coupes transverses d'empilements de deux et de trois MCP. (c) Les courbes de gains en fonction des tensions appliquées et les caractéristiques de distribution d'amplitudes des impulsions (PHD) des différents empilements de MCP (1 seul MCP, empilement de 2 et 3 MCP). Ces figures ont été adaptées à partir de "MCP ASSEMBLY - HAMAMATSU PHOTONICS".

Bien que le principe de fonctionnement du système soit assez simple, parvenir à courber les canaux s'avère assez fastidieux. Ce qui explique la technique généralement utilisée qui consiste à utiliser non plus un mais plusieurs MCP empilées (deux, trois ou plus), les uns à côté des autres, espacés de quelques 100 μ m. L'astuce consiste à superposer les deux galettes de microcanaux, de façon telle que les angles d'inclinaisons des canaux de chaque galette soient alternativement opposés les uns par rapport aux autres [8] ; les canaux inclinés de deux galettes successives se mettent en forme de chevron (forme en « V », voir Figure 3.17). L'angle entre les canaux réduit

la rétroaction d'ions positifs dans le dispositif. Dans un montage de plusieurs MCP en chevron (généralement deux ou trois), les électrons qui sortent de la première galette déclenchent la cascade dans la galette suivante. L'avantage du montage des MCP en chevron par rapport aux MCP ayant des canaux droits est essentiellement l'augmentation du gain à une tension donnée (voir Figure 3.17). Les deux MCP successives peuvent être collées l'un à l'autre ou avoir un petit espace entre eux pour répandre la charge à travers plusieurs canaux (voir Figure 3.17).

Dans ce type de dispositif, bien que la direction principale de propagation des électrons ne soit pas parallèle à la normale de la MCP, certains électrons passeront quasiment sans heurter la paroi des canaux. Le gain n'est donc pas homogène mais il prend différentes formes suivant le nombre de galettes utilisé (pour une seule galette la forme est une exponentielle comme on le voit dans la Figure 3.17). Et ça constitue ce qu'on appelle « charge pulse height distribution (*PHD*) » (distribution des hauteurs d'impulsions de charge), ce qui est représenté dans la Figure 3.17.

Ce montage permet d'augmenter considérablement le gain en fonction du nombre des MCP empilées (Figure 3.17). Cet empilement des galettes de microcanaux en chevron est très utile lors de la détection en mode de comptage. Dans cette configuration de détection, les faibles signaux (impulsions) à l'entrée des galettes sont convertis en des signaux binaires (0 ou 1) obtenus par une méthode totalement différente que celle de la détection en mode analogique.

La procédure de la détection par les galettes de microcanaux peut être résumée dans les points suivants :

- Lorsqu'une particule excitée (ou ionisée) entre en collision avec une surface métallique (ou semi-conductrice), elle se désexcite (vers l'état fondamental) et l'énergie libérée est suffisante pour expulser un électron de la surface par effet *Auger* [43]. Cet électron est accéléré dans un canal de la galette de microcanaux (MCP).
- Une fois que cet électron énergétique frappe la première galette, le processus de la génération d'électrons secondaires se déclenche. En sortie des MCP, on obtient donc une avalanche d'électrons.
- Cette avalanche d'électrons va être encore une fois accélérée par l'intermédiaire d'un potentiel de l'ordre de $-1kV$ créé entre la sortie des MCP et l'anode de détection (voir la Figure 3.17).
- Ces électrons sont très énergétiques et lorsqu'ils rentrent en collision avec une plaque métallique (l'anode), ils débitent un courant suffisant qui peut être ensuite facilement mesuré à l'aide de différentes méthodes.

Dans notre expérience on détecte le temps de vol des particules du jet supersonique qui arrivent sur les MCP par deux méthodes :

- La détection en mode analogique.
- La détection en mode de comptage.

Dans ce qui suit je vais détailler un peu les deux méthodes.

3.2.2.2. La détection en mode analogique

Pour la détection des particules métastables, on utilise un montage développé au laboratoire. Ce montage est composé de deux galettes de microcanaux (MCP) empilées l'un sur l'autre (Figure 3.17). Les galettes MCP qu'on utilise sont des "HAMAMATSU, F1552 - 074". L'épaisseur de chaque galette est de l'ordre de 0.3mm et le diamètre d'un canal de cette galette est de l'ordre de $7.5\mu\text{m}$.

La différence de la tension appliquée aux bords de l'empilement de deux galette est de l'ordre de 2kV . L'avalanche d'électrons produite à la sortie des MCP, suite à la collision d'une particule suffisamment excitée (ou bien ionisée) avec la surface extérieure d'une galette, est accélérée suite à l'application d'une différence de tension entre les MCP et l'anode de l'ordre de 1kV . Ces électrons vont être collectés par cette anode qui va générer une impulsion de courant de charge (voir la Figure 3.18).

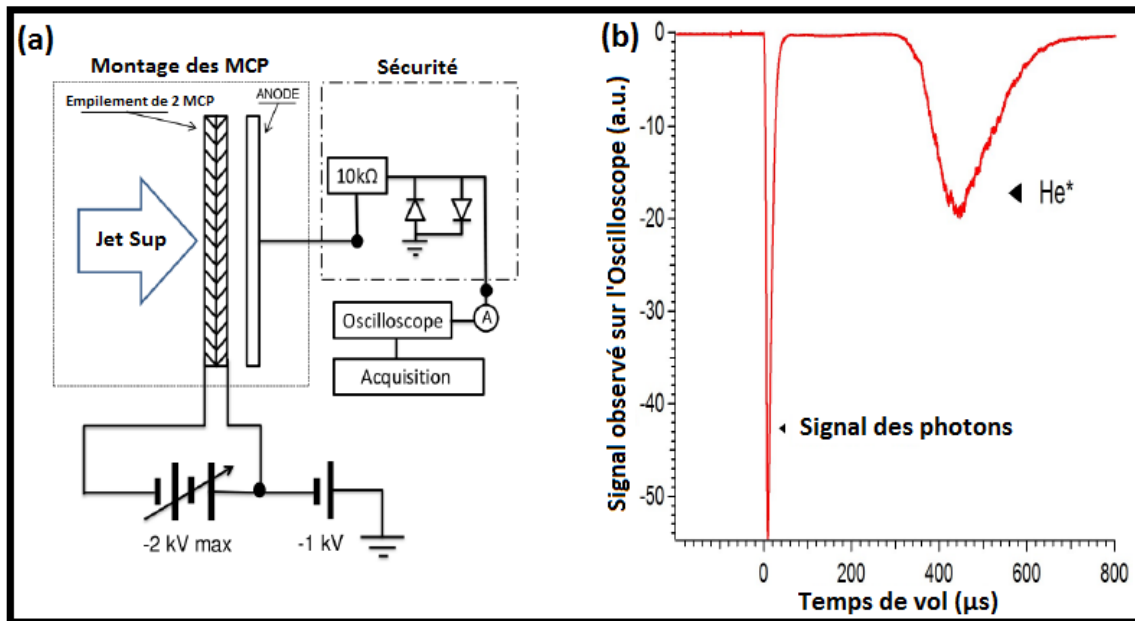


Figure 3.18.: (a) Dispositif de détection en utilisant deux galettes de microcanaux empilées en chevron. La différence de tension appliquée aux bords de ces galettes est de l'ordre de 2kV et la différence de tension entre les MCP et l'anode est de l'ordre de 1kV . L'anode est reliée à un montage de sécurité composé de d'une résistance de $10\text{k}\Omega$ et deux diodes antiparallèles. Les impulsions de courant générées par les MCP sont mesurées par un oscilloscope. (b) Un signal typique mesuré par l'oscilloscope indiquant le temps de vol d'un jet supersonique de He^* refroidi initialement dans l'azote liquide. Le signal de photons peut être pris comme le temps de départ des particules supersoniques. Figures adaptées à partir de [13].

Chaque impulsion de courant générée par l'anode traduit la collision entre une particule excitée et la surface extérieure du détecteur (les MCP). Comme le parcours des électrons est court, on a un temps d'avalanche électronique très faible, inférieur à $300ps$ (généralement même inférieur à $100ps$). La largeur à mi-hauteur des impulsions de courant générées est à peine de l'ordre de $25ns$. Cette finesse peut cependant être perdue de par les moyens d'observation utilisés (oscilloscope, ordinateur, ...).

L'une des principales caractéristiques d'un MCP est le courant maximum I_{max} , correspondant au courant moyen maximum à la sortie du MCP pour lequel cette dernière possède une réponse linéaire. Lorsque le courant de sortie est supérieur à I_{max} , des charges apparaissent sur la face de sortie du MCP, ce qui engendre un gain plus faible et donc une réponse non linéaire. La valeur typique de I_{max} est de l'ordre de $1mA$. On définit aussi le temps de réponse d'un MCP qui est de l'ordre de $300ps$.

Vu les hautes performances des galettes de microcanaux, la détection d'un jet supersonique de particules métastables ne pose aucun problème. Notre processus d'excitation nous permet à peu près de créer une cinquantaines de particules métastables dans chaque impulsion du jet. À cause de la précision des MCP, le signal de temps de vol de ces particules va être sous la forme de pics éparpillés (comme un peigne irrégulier). Et pour avoir une figure représentative du jet, il faut moyennner linéairement ces signaux sur un très grand nombre de coups. À cause de la haute finesse de ces pics, ces derniers vont disparaître au cours du processus du moyennage. Pour éviter cela, on a intérêt d'utiliser un circuit intégrateur entre les MCP et l'oscilloscope qui va élargir ces pics de courant de sorte que le signal détecté par l'oscilloscope lors d'une seule impulsion du jet supersonique va être similaire à celui présenté dans la Figure 3.18 (b) (par effet d'élargissement, les pics de temps de vol vont se fondre les uns avec les autres et on aura un signal similaire à l'enveloppe des particules du jet supersonique).

Dans le montage de la Figure 3.18, on utilise un circuit RC comme circuit intégrateur. Un circuit RC est un circuit électrique, composé d'une résistance et d'un condensateur montés en série ou en parallèle (dans notre cas en série). Dans la Figure 3.18, la résistance $R = 10k\Omega$ est apparente, par contre la capacité n'est pas représentée. En réalité, la résistance est reliée à l'oscilloscope par l'intermédiaire d'un câble coaxial. Ce dernier possède une capacité C de l'ordre de $100pF/m$. On définit la constante de temps $\tau = R.C$. On constate que la constante de temps τ du circuit est de l'ordre de $10^{-6}s$. Cette dernière est plus grande que la largeur d'une impulsion délivrée par la MCP , qui est de l'ordre de $10^{-9}s$. On obtient à l'entrée de l'oscilloscope, une tension qui est pratiquement égale à l'intégrale du signal de sortie des MCP. Puisque ce dernier est composé par des impulsions très fines (de largeur de l'ordre de $25ns$), son signal intégré va être composé par des impulsions de largeur de l'ordre de $\tau = R.C$ (c'est à dire de l'ordre de quelques μs).

On peut obtenir des signaux représentatifs de notre jet supersonique de métastables. Ces signaux sont très utiles pour vérifier des phénomènes physiques en comparant les formes de différents signaux moyennés. Mais, avec cette méthode de détection, il

est difficile d'établir des études statistiques sur nos signaux car l'intensité du courant des différentes impulsions n'est pas la même. Ceci nous empêche d'accomplir une comparaison qualitative et quantitative entre différents signaux de temps de vol à cause de l'absence d'information sur le nombre des particules métastables détectées. On a donc changé de système de détection et on est passé à la détection en mode de comptage.

3.2.2.3. La détection en mode de comptage

Le gain fournit par les MCP fluctue, seule une fraction des électrons atteignant l'entrée des MCP produira une germe d'électrons mesurable en sortie. Nous avons vu précédemment que l'allure de la courbe du gain est une exponentielle décroissante (Figure 3.17 (c)). Approximativement, les deux tiers des électrons produisent un gain trop faible pour être détectés. Et ceci rendait le signal des MCP moyenné par l'oscilloscope (après son intégration par un circuit intégrateur) très fluctuant. Pour éviter cela, il faut avoir un nombre de particules excitées très élevé à l'entrée des MCP pour que le signal intégré à la sortie des MCP soit suffisamment moyenné à chaque coup. Alors, on peut éviter l'effet négatif de la fluctuation du gain des MCP.

Puisque le nombre d'impulsions est très faible, le signal intégré qu'on obtient n'est pas suffisamment moyenné, donc on visualise sur l'oscilloscope des pics qui ne représentent que les fluctuations du gain des MCP. Afin d'éviter cela, on a décidé d'utiliser la détection en mode de comptage en saturant le gain des MCP et en remplaçant le circuit intégrateur par un amplificateur de courant qui nous permet d'amplifier le signal de sortie des MCP une centaine de fois en gardant, à peu près, la même largeur temporelle des pics afin d'éviter le chevauchement entre ces derniers pour que le signal de comptage ne soit pas erroné.

Pour le comptage de ces pics, on travaille avec une carte d'acquisition multi-échelle *FASTCOMTEK-P7888* qui permet de construire un histogramme en temps de vol des particules excitées qui arrivent sur les MCP. On définit un seuil de détection à peu près égal à la moitié de la tension des pics afin d'éviter le bruit de fond. Ce système de détection nous permet de faire des études statistiques du nombre de coups détectés et d'obtenir des barres d'erreur en racine de N (tel que N est le nombre de coups par canal). À l'aide de ces résultats, on a pu vérifier la théorie qui rend compte de ce qui se passe dans notre système, soit pour le piégeage à une vitesse donnée soit pour la décélération.

La carte d'acquisition *FASTCOMTEK-P7888* est l'un des plus rapides numériseurs de multiples événements temporels disponible sur le marché. Il peut être utilisé comme un système ultra rapide de détection en temps de vol (par exemple pour la spectrométrie de masse), aussi il peut être très utile pour le comptage de photons uniques avec une haute résolution temporelle. Elle est surdimensionnée par rapport à nos expériences en termes de réponse temporelle.

Le principe de fonctionnement de cette carte est le suivant :

- On applique un signal déclencheur qui amorce (START) le compteur de temps de vol des particules du jet détectées par les MCP. Ce déclencheur est un signal "TTL" programmé sous *LabView* et généré par une carte "*National Instruments*" (NI).
- Les particules détectées par les galettes de microcanaux vont induire la création d'impulsions de courant à la sortie de l'anode. Ces impulsions vont être amplifiées par un amplificateur du courant inverseur. Si l'amplitude de ce pic dépasse le seuil choisi, la carte d'acquisition marque un arrêt (STOP) du compteur dans une colonne de l'histogramme de temps de vol. Il suffit d'amplifier suffisamment le signal à la sortie de l'anode, pour que tous les pics de courant créés par l'impulsion des atomes marquent des "STOP" et créent l'histogramme des temps de vol de ces particules.
- On recommence le même processus pour chaque impulsion du jet supersonique et on additionne, chaque fois, les histogrammes des temps de vol des particules du jet. Après un nombre raisonnable de coups (entre 1000 et 5000 coups dans notre cas), on obtient des figures similaires à celle présentée dans la Figure 3.19 (b), avec des barres d'erreurs plus petites que les structures des spectres.

La carte d'acquisition *FASTCOMTEK-P7888* est capable d'accepter un événement d'arrêt (STOP) dans chaque intervalle de temps (amplitude de classe ou "bin width" en anglais). Le taux de comptage peut aller jusqu'à $2GHz$ sans temps mort entre les différents intervalles de l'histogramme. Une sécurité à l'entrée de la carte empêche le double comptage. La résolution temporelle peut aller jusqu'à 500 ps. On peut contrôler la largeur des canaux de l'histogramme (les intervalles de temps) en fonction de la résolution souhaitée qui, dans notre cas, doit être de même ordre de grandeur que la durée de l'activation du canon à électrons (qui est de l'ordre de $10\mu s$).

Ce système de détection nous évite les effets négatifs de la fluctuation du gain des MCP. Il nous fournit des figures qu'on peut facilement comparer avec les simulations de ces expériences : les expériences dans lesquelles on détecte le temps de vol (ou le temps d'arrivée) d'une bouffée d'un faible nombre de particules. Les résultats de ce genre d'expériences sont des histogrammes du nombre des particules en fonction de leurs temps de vol (Figure 3.19 (b)).

La détection en mode de comptage nous permet l'étude statistique des signaux obtenus, tels que les barres d'erreurs et le nombre total des particules détectées par les MCP. Cela nous ouvre la possibilité de comparer plusieurs spectres et plusieurs expériences. En réalisant chaque fois le même temps d'acquisition, on peut voir l'évolution du nombre de particules, ayant une vitesse donnée, d'une expérience à une autre. On peut vérifier le changement de la distribution de la vitesse des particules du jet supersoniques après une expérience de piégeage ou de décélération. La variation d'une distribution de vitesse va se traduire par une variation de la distribution des temps de vol des particules. Et pour que ces variations soient réelles, il faut que les pics et les structures formées, à partir de la distribution initiale, dépassent les barres

d'erreurs données par le logiciel de la carte d'acquisition (*MCDWIN-P7888*).

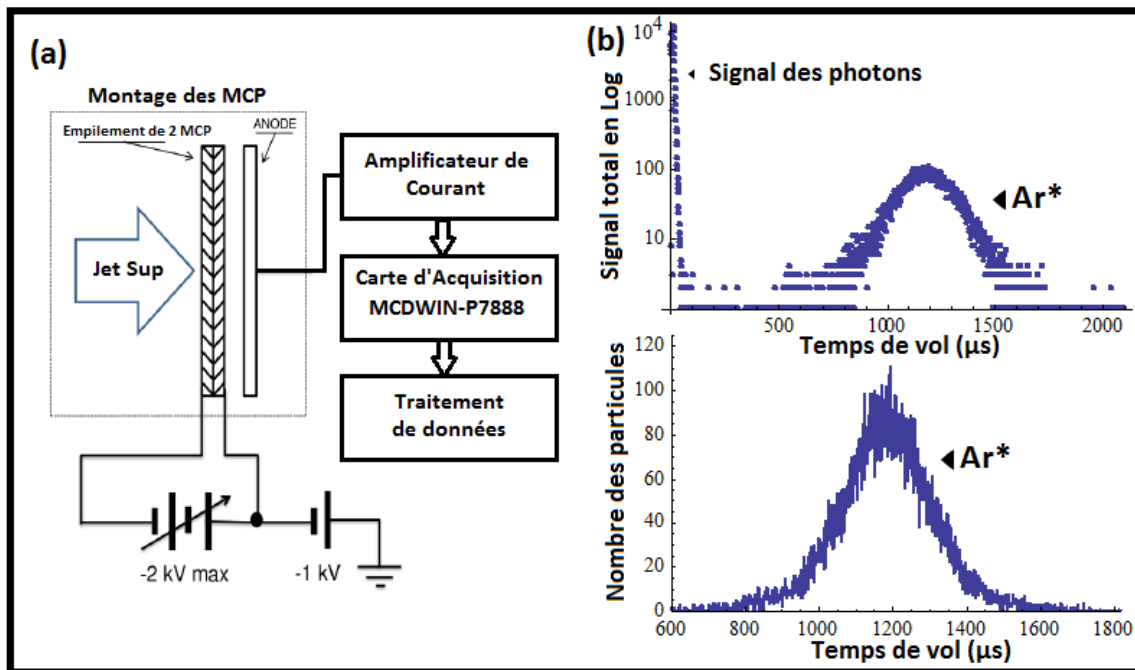


Figure 3.19.: (a) Dispositif de détection en utilisant deux galettes de microcanaux empilées en chevron (détection en mode de comptage). La différence de la tension appliquée aux bords de ces galettes est de l'ordre de $2kV$ et la différence de tension entre les MCP et l'anode est de l'ordre de $1kV$. L'anode est reliée à un amplificateur de courant ayant un gain de l'ordre de 100. À la sortie de l'amplificateur, le signal passe à travers d'une carte d'acquisition *FASTCOMTEK-P7888* qui permet de tracer les histogrammes en temps de vol des particules qui arrivent sur les MCP. (b) Des signaux typiques pris par la carte d'acquisition *FASTCOMTEK-P7888* indiquant le temps de vol d'un jet supersonique de Ar^* refroidi initialement dans l'azote liquide. En haut on trouve le signal en échelle semi-logarithmique où on distingue bien entre le signal de photons et le signal de temps d'arrivée des particules de Ar^* . En bas le même graphe mais en échelle linéaire avec un zoom sur la distribution des particules du jet après 2700 coups. Le signal de photons indique le temps de départ des particules supersoniques.

Grâce à ce type de carte d'acquisition, on peut travailler avec des jets faiblement denses (ce qui est le cas dans notre expérience). Il suffit de laisser le spectre du temps de vol des particules détectées pousser suffisamment longtemps (entre 3000 et 5000 coups) sans que les conditions de l'expérience dérivent. Et comme cela, on obtient, du point de vue statistique, le cas d'une seule impulsion d'un jet très dense.

Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté les différentes méthodes de création et détection d'un jet supersonique qu'on a utilisées durant nos expériences de piégeage et de décélération des particules paramagnétiques. Ces différentes méthodes nous ont permis d'avoir plus de liberté de choix en fonction de nos besoins spécifiques. Dans le chapitre suivant, je vais exposer les montages expérimentaux des différents champs magnétiques utilisés dans nos expériences.

4. Les différents champs magnétiques

Introduction

4.1. Le champ quasi-uniforme \vec{B}_0

4.2. Le champ magnétique quadripolaire

4.3. Le champ magnétique progressif

4.3.1. Les bobines plates en cravate

4.3.2. Génération des courants intenses modulés

Conclusion

Introduction

La chambre source et la chambre de détection sont reliées par un tube en verre très fin. On a choisi ce montage expérimental afin de pouvoir agir facilement sur les particules paramagnétiques du jet supersonique, qui passent à travers le tube, par le biais des champs magnétiques créés aux alentours de ce tube à l'aide des différents circuits électriques.

Je vais d'abord décrire le champ magnétostatique uniforme \vec{B}_0 suivant l'axe longitudinal de la propagation du jet. Ce champ va nous permettre de fixer l'axe de quantification adiabatique des moments magnétiques (l'axe principal autour duquel aura lieu la précession de ces moments). On verra dans le chapitre 7 l'importance majeure de ce champ.

Ensuite, je vais décrire le champ magnétique quadripolaire qui sert à focaliser les particules du jet transversalement. Ce champ joue le rôle d'une lentille pour le jet des particules paramagnétiques. Il va les empêcher de heurter les parois du tube en verre en réduisant la dispersion des vitesses transverses du jet supersonique.

Enfin, je vais décrire le montage des fils et le circuit électrique qui nous permettent de créer l'onde de champ magnétique progressive suivant la direction longitudinale de la propagation du jet supersonique. Ce dernier champ va nous permettre de piéger, en premier temps, les particules paramagnétiques d'un jet supersonique autour d'une vitesse donnée. Puis, dans un second temps, il va nous permettre de les décélérer à partir d'une vitesse initiale vers une vitesse finale donnée.

4.1. Le champ quasi-uniforme \vec{B}_0

On a montré dans le chapitre 2 la grande importance du champ magnétostatique uniforme \vec{B}_0 . Ce champ est suivant la direction longitudinale de la propagation du jet supersonique \vec{Oz} . Afin d'obtenir un champ magnétostatique uniforme dans un domaine de l'espace on peut se placer dans l'entrefer d'un aimant en U , au voisinage du milieu de l'axe des bobines d'Helmholtz ou à l'intérieur d'un solénoïde.

À la fin du chapitre 2, j'ai détaillé indiqué les caractéristiques requises de ce champ, dont la plus importante est la forte intensité, puisqu'elle doit être supérieure à l'intensité maximale de l'onde de champ magnétique progressive (qui est de l'ordre du Tesla). Ce champ doit exister à l'intérieur de la totalité du tube en verre. Afin d'obtenir un champ magnétique qui vérifie ces conditions, on a choisi d'utiliser un solénoïde.

Un solénoïde est un dispositif constitué d'un fil électrique (généralement en cuivre) enroulé régulièrement en hélice de façon à former une bobine longue. Parcouru par un courant, il produit un champ magnétique quasiment uniforme dans son domaine intérieur.

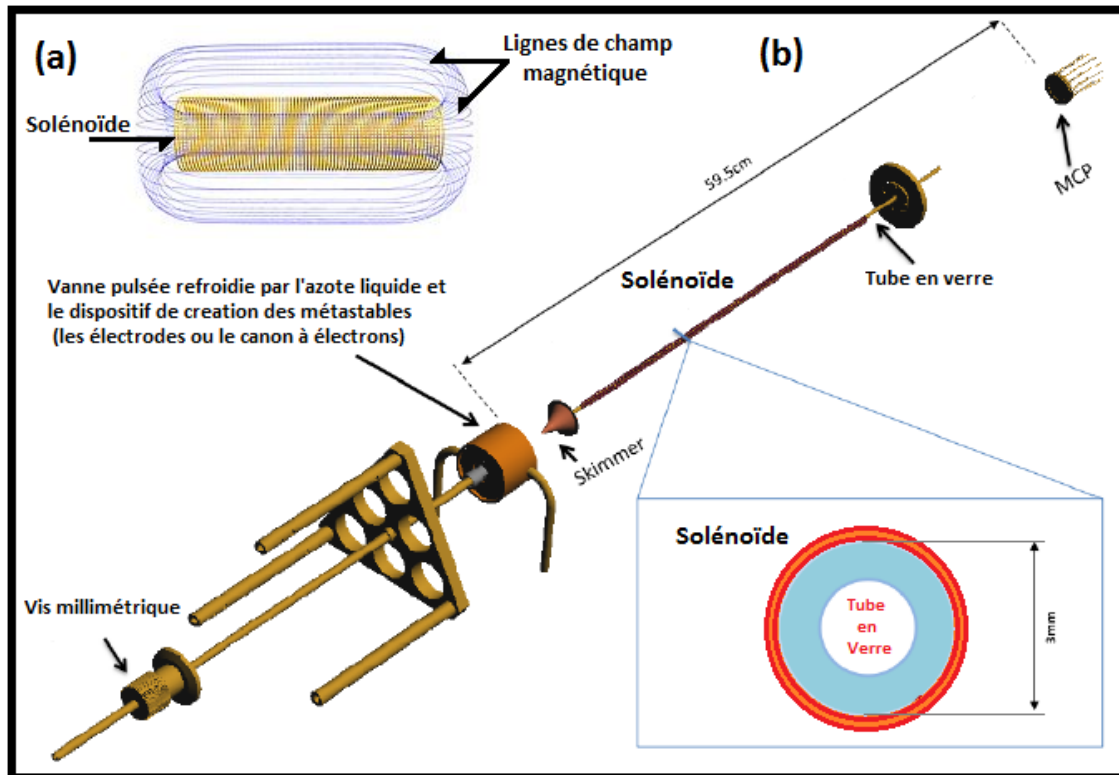


Figure 4.1.: (a) Schéma des lignes de champ magnétique créé par un solénoïde alimenté par un courant continu. (b) Schéma du montage du jet supersonique avec le solénoïde et le dispositif de détection.

Dans la Figure 4.1 (b), le jet supersonique est créé après l'expansion adiabatique d'un gaz à travers une tuyère (de 1mm de diamètre) en sortie d'une vanne pulsée. Les particules de ce jet sont excitées après par un canon à électrons, puis elles traversent un écorceur ("skimmer" en anglais) et à la sortie du skimmer un tube en verre de 3mm de diamètre extérieur et de 1.2mm de diamètre intérieur. La longueur de ce tube est de l'ordre de 40cm et il est entouré par un solénoïde. On applique une impulsion de courant continue dans le solénoïde généralement durant toute la durée de passage des particules du jet supersonique. Les galettes de microcanaux (MCP), utilisées pour la détection, sont placées à 59.5cm de la vanne pulsée.

Le dispositif présenté dans la Figure 4.1 (b) nous permet de créer un champ magnéto-statique quasi-uniforme à l'intérieur du tube en verre. Le solénoïde est modélisé par une série de $N = 1044$ spires de même axe, parcourues par le courant I et disposées régulièrement sur une longueur $L = 0.36\text{m}$. La longueur du solénoïde est 36cm et le diamètre des fils utilisés est 0.345mm . Le nombre de spires par unité de longueur est égal à $n = 2900\text{ spires/m}$. On note A et B les extrémités du solénoïde. On connaît le champ magnétique créé par une spire de courant sur son axe. On peut

alors en déduire le champ créé par le solénoïde sur son axe :

$$\vec{B}_0(0, z) = n\mu_0 I \frac{\Omega_B - \Omega_A}{4\pi} \vec{e}_z \quad (4.1)$$

Avec $n = \frac{N}{L}$ est le nombre de spires par unité de longueur, Ω_A et Ω_B sont les angles solides sous lequel on voit respectivement la face A et la face B depuis la position z , et $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ (SI) est la perméabilité magnétique du vide. Le champ magnétique créé au centre augmente si l'on rajoute des spires ou du courant, mais diminue si l'on agrandit le diamètre du solénoïde. Lorsque l'on considère un solénoïde de longueur infinie, son champ est sous la forme :

$$\vec{B}_0(r, z) = n\mu_0 I \vec{e}_z \quad (4.2)$$

À l'intérieur du solénoïde, les lignes de champ sont quasi-parallèles entre elles

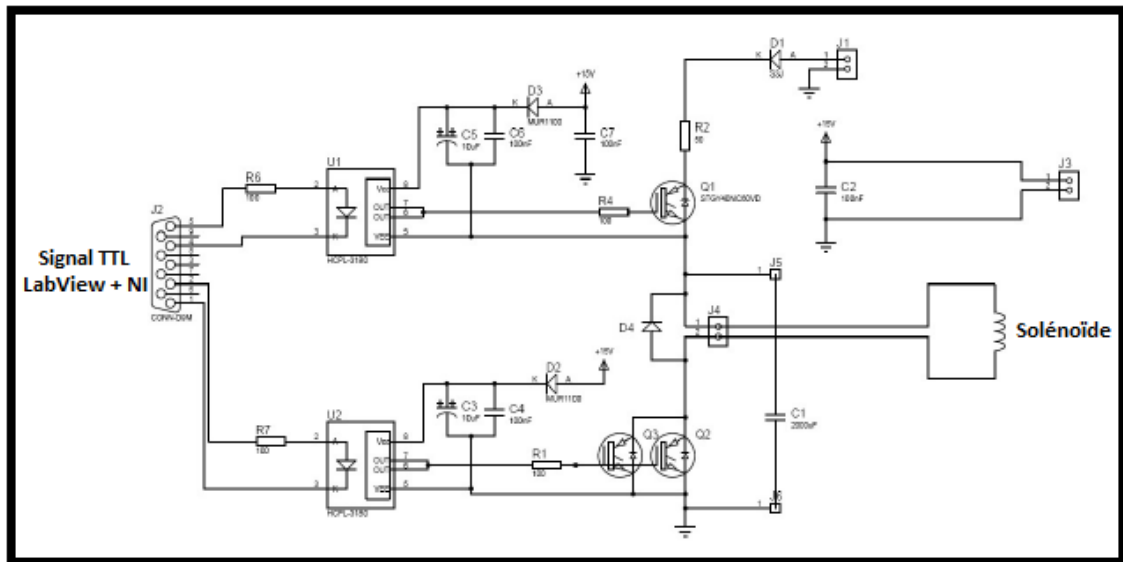


Figure 4.2.: Le schéma du circuit électronique du générateur des impulsions du courant continu de haute intensité, conçu pour l'alimentation du solénoïde. Q_1 , Q_2 et Q_3 sont des IGBT (Insulated Gate Bipolar Transistor) utilisés pour la commutation du courant pulsé. Les signaux *TTL* envoyés par une carte NI qui est pilotée par un programme LabView, commandent les processus de charge et décharge pulsés du condensateur $C1$ (ayant une capacité de $2mF$) dans le solénoïde.

(Figure 4.1 (a)). À l'extérieur du solénoïde, le champ est analogue à celui d'un aimant : il présente un pôle nord et un pôle sud. Il est cependant très faible. Dans notre cas, on peut supposer que les particules du jet supersonique vont voir un champ magnétique équivalent à un solénoïde de longueur infinie à condition que l'on active le courant quand les atomes sont à l'intérieur du bobinage. On considère

que l'expression de l'Équation 4.2 est valable et elle peut s'écrire dans notre cas comme suit :

$$\vec{B}_0 = 2900 \cdot 4\pi \times 10^{-7} \cdot I \vec{e}_z \simeq 3.64 \cdot 10^{-3} \cdot I \vec{e}_z \quad (4.3)$$

Il faut que l'intensité de ce champ magnétique \vec{B}_0 soit dans un intervalle allant de $0.1 T$ jusqu'à un tesla et même plus. Pour cela, il faut alimenter ce solénoïde par un générateur de courant de haute intensité (entre $20A$ et $400A$). Le jet supersonique est pulsé et on n'a besoin de \vec{B}_0 que lors du passage des particules à travers le solénoïde. Pour cela, on a réalisé des commutations rapides d'un courant continu dans le solénoïde. Le courant est amené à la bobine par la décharge pulsée d'un condensateur haute capacité. La commutation rapide se fait en utilisant des *IGBT* (Insulated Gate Bipolar Transistor). Le schéma de l'électronique utilisé dans notre expérience est présenté dans la Figure 4.2.

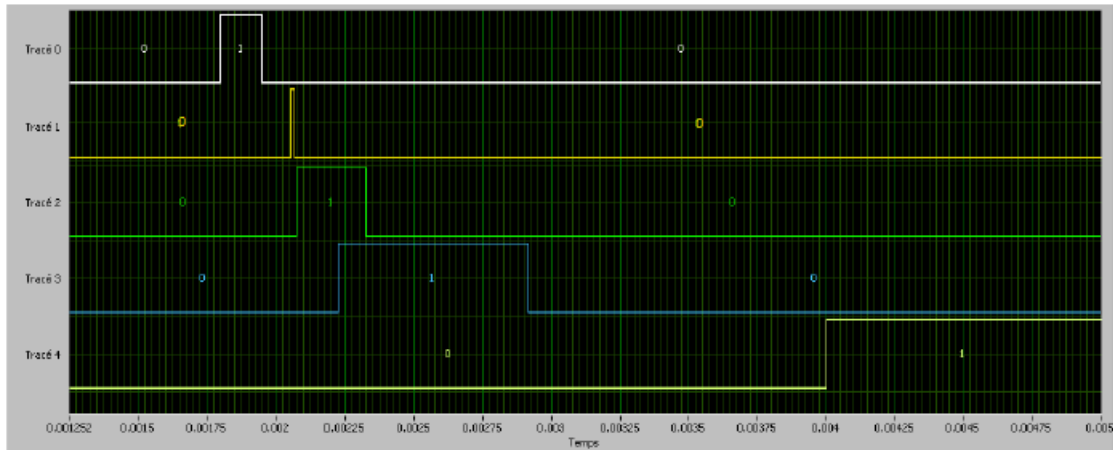


Figure 4.3.: Un exemple typique des séquences d'impulsions de notre expérience envoyées par un programme LabView. Le *tracé 0* (en blanc) représente l'impulsion d'activation de la vanne générale pulsée qui assure l'expansion supersonique du jet (le temps d'ouverture de la vanne est de l'ordre de $180\mu s$). Le *tracé 1* (en jaune) indique l'impulsion de tension pour l'activation du canon à électrons qui commence $75\mu s$ après la fin de l'impulsion de la vanne et qui dure $10\mu s$. Le *tracé 2* (en vert) montre le déclencheur de l'expérience. L'impulsion du courant quasi-continu, qui alimente le solénoïde pendant $650\mu s$, est indiquée dans le *tracé 3* (en bleu), tandis que le *tracé 4* (en vert clair) représente l'impulsion de $600ms$ pour charger le condensateur haute capacité. Le délai entre la fin de la séquence de décharge du condensateur et le début de la charge est relativement long (de l'ordre de $1ms$).

Dans la Figure 4.2, le condensateur $C1$ est connecté à deux générateurs de tension, montés en série, qui peuvent fournir ensemble jusqu'à $600V$. Le *IGBT* Q_1 est utilisé pour contrôler le processus de charge du condensateur haute capacité $C1$. Les autres

IGBT Q_2 et Q_3 sont utilisés pour contrôler le processus de décharge de ce condensateur dans le solénoïde sous forme d'impulsions de courant de haute intensité. La charge et la décharge du condensateur sont réalisés en utilisant deux impulsions *TTL* indépendantes générées par une carte *NI* qui est pilotée par un programme LabView.

Afin de protéger les composants électroniques de basse tension utilisés dans le circuit présenté dans la Figure 4.2, on ajoute un délai entre les impulsions de charge et de décharge (un temps mort). Les séquences des impulsions de contrôle de cette expérience sont représentées dans la Figure 4.3. Une impulsion typique du courant quasi-continu qui alimente le solénoïde est représenté sur la Figure 4.4. Le courant qui passe à travers les fils du solénoïde est mesuré par une sonde de courant *LeCroy* (CP500).

Le profil de l'impulsion de courant $I(t)$ suit la forme d'une exponentielle décroissante et il peut s'écrire sous la forme :

$$I(t) = \frac{V_0}{R_0} \exp\left(-\frac{t}{R_0 C}\right) \quad (4.4)$$

Où $R_0 = 2.6\Omega$ est la valeur de la résistance de la charge (solénoïde + circuit électronique) et $C = 2mF$ est la capacité du condensateur $C1$. V_0 est la tension entre les bornes du condensateur $C1$ à $t = 0$.

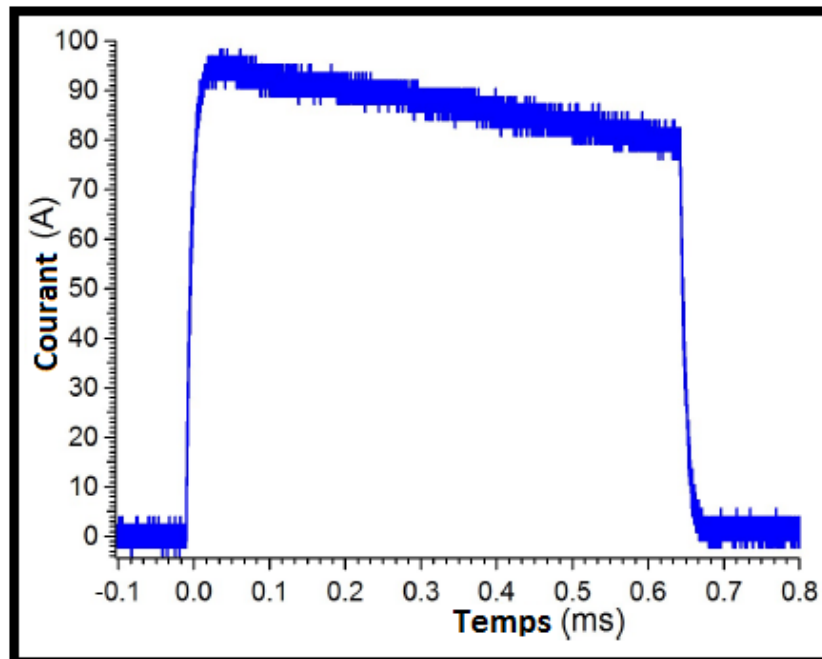


Figure 4.4.: L'observation expérimentale de l'impulsion de courant quasi-continu appliquée au solénoïde. Le condensateur $C1$ est chargé par une tension de l'ordre de $V_0 = 250V$, la durée de décharge est de l'ordre de $650\mu s$.

Le courant dans le solénoïde alimenté par cette impulsion de courant quasi-continu est présenté dans la Figure 4.4. À l'intérieur du solénoïde et pendant la durée d'activation de l'impulsion, les particules verront un champ magnétique quasi-uniforme suivant la direction longitudinale de la propagation du jet supersonique. Quand V_0 est assez important, la faible décroissance de l'intensité de l'impulsion n'affecte pas la quasi uniformité du champ magnétique créé à l'intérieur du solénoïde par contre l'intensité est un peu modifiée. Ce champ va avoir un rôle décisif dans notre expérience car il va nous permettre de fixer l'axe de quantification adiabatique des moments magnétiques (l'axe principal autour duquel aura lieu la précession de ces moments).

On va voir dans le chapitre 7 les différents paramètres de ce champ magnétique tels que l'intensité, la durée, les instants de déclenchement et de coupure. On va voir aussi les conséquences de ces paramètres sur les signaux obtenus lors des expériences de piégeage ou de décélération des particules paramagnétique du jet supersonique.

Maintenant, je vais décrire un autre champ magnétique qui joue un rôle important dans nos expériences ; c'est le champ magnétique quadripolaire qui sert à guider (ou à focaliser) les particules magnétiques du jet supersonique à l'intérieur du tube en verre.

4.2. Le champ magnétique quadripolaire

À la sortie de l'écorceur le jet supersonique passe à travers un tube en verre entouré par un solénoïde. Ce tube est de diamètre intérieur égal à $1.2mm$ et de longueur égale à $40cm$. Le jet supersonique est pulsé, ce qui augmente la dispersion transversale de la vitesse des particules du jet (car le diamètre du col de la vanne pulsée est plus grand que celui d'une vanne continue). Dans ce cas, une grande partie des particules du jet vont percuter les parois intérieures du tube et ils ne vont pas atteindre le détecteur.

Afin d'éviter cela, on a choisi, dans une première phase de l'expérimentation, de mettre en place un circuit qui nous permet d'obtenir un champ magnétique quadripolaire de guidage. Ce champ assure la focalisation transversale du jet supersonique des particules paramagnétiques. On entoure le tube en verre et le solénoïde par quatre séries de cinq fils, parallèles au tube, superposés comme c'est montré dans la Figure 4.5.

Le schéma du guide quadripolaire, mis en place dans la configuration finale du montage expérimental, est représentée dans la Figure 4.5. Il se compose de quatre séries de fils de cuivre qui sont placés autour du tube de verre. Chaque série comporte cinq fils de $0.345mm$ de diamètre et de $30cm$ de longueur. Ces fils sont maintenus parallèlement ensemble dans un plan afin d'augmenter l'intensité du champ magnétique à l'intérieur du guide. Les séries de fils voisins sont alimentées par des courants quasi-continus de signes opposés. Le guide quadripolaire est coaxial avec l'axe du faisceau

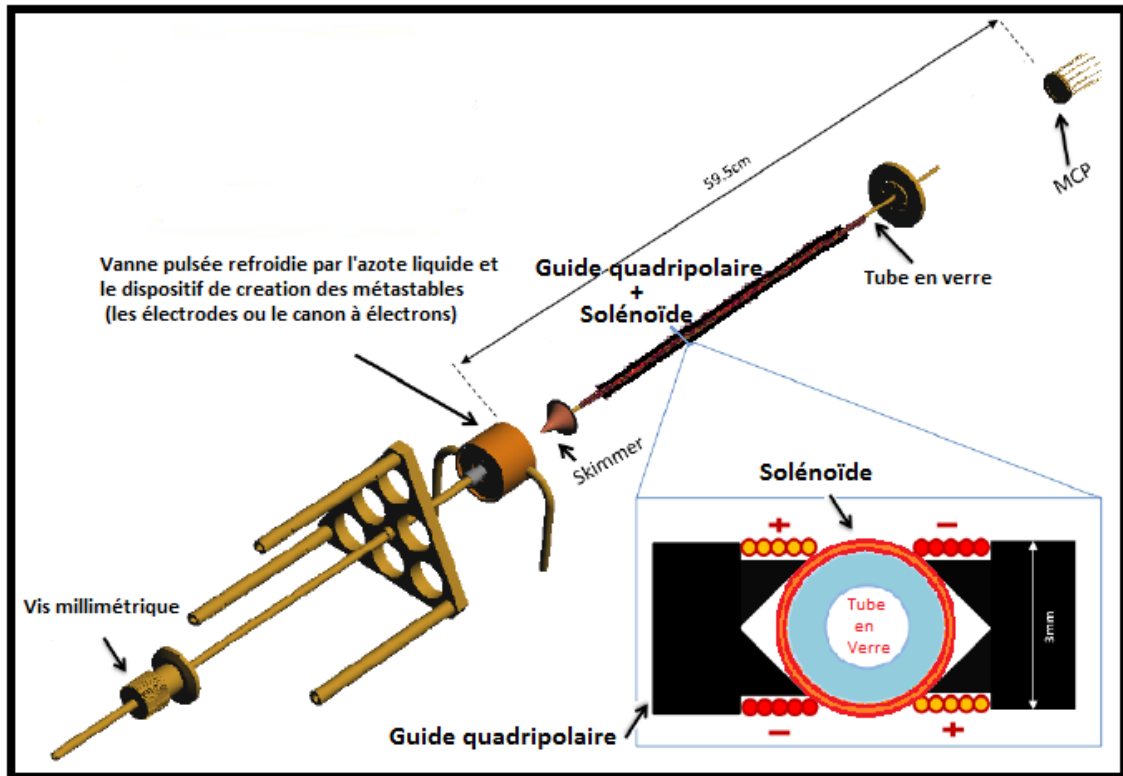


Figure 4.5.: Schéma du montage du jet supersonique mis en place avec le solénoïde, le quadripôle du guidage et les galettes de microcanaux de détection. Le guide quadripolaire, de 30cm de longueur, commence après le début du solénoïde et se termine avant la fin de ce dernier. Le zoom représente l'emplacement des quatre séries de cinq fils en cuivre (le diamètre du fil est 0.345mm) autour du tube en verre. Les signes “+” et “-” indiquent la direction des courants continus appliqués dans les différents fils.

qui coïncide avec l'axe du tube en verre. L'intensité du champ magnétique créé par le quadripôle est nulle sur l'axe du tube de verre et elle augmente linéairement au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'axe. La zone de piégeage (de focalisation) pour un atome, ayant le bon signe de projection du moment cinétique m_J , se trouve dans la région centrale du guide (voir le chapitre 2). Les composantes du champ magnétique sont calculées par la loi de *Biot-Savart* vers le milieu du guide et à l'intérieur du tube, elles sont montrées dans la Figure 4.6. Avec un courant de 1A appliqué dans les fils de cuivre, l'intensité du champ magnétique peut atteindre $0,07\text{mT}$ au voisinage de parois intérieures du tube.

La Figure 4.6 montre la variation des composantes du champ magnétique quadripolaire B_x et B_y le long des directions radiales (x et y). Le faible diamètre de l'intérieur du tube de verre (qui est de l'ordre de $1,2\text{mm}$) nous permet de considérer que les composantes transversales du champ magnétique varient presque linéairement en

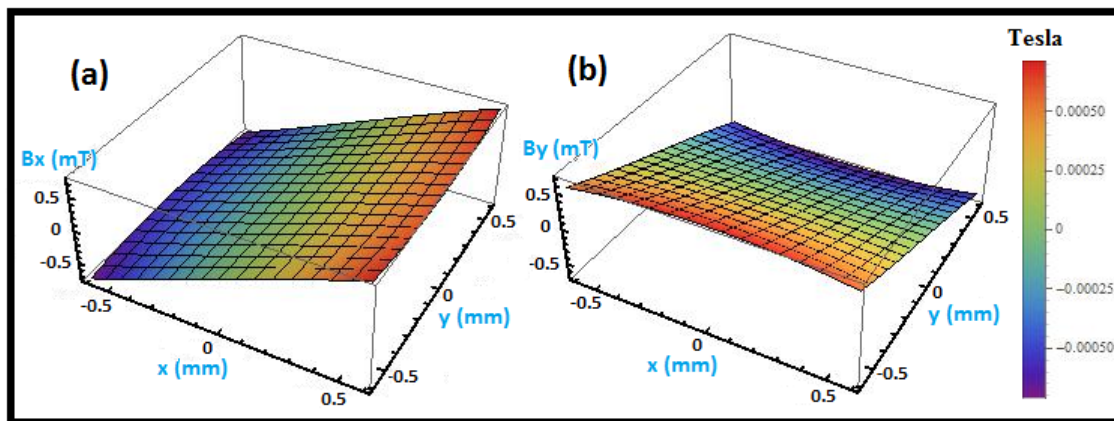


Figure 4.6.: (a) La composante transversale B_x du champ magnétique créé par le guide quadripolaire, à l'intérieur du tube en verre en fonction des positions transversales x et y . (b) La composante transversale B_y du champ magnétique créé par le guide quadripolaire, à l'intérieur du tube en verre en fonction des positions transversales x et y . Le courant appliqué dans les fils de cuivre est de l'ordre de $1A$ et les composantes du champ sont calculées vers le milieu du guide quadripolaire. La composante transversale B_z du champ magnétique est nulle partout au milieu du tube.

fonction de la position. On va revenir à ce point dans la suite.

L'intensité du champ magnétique radial créé le long de l'axe du faisceau est nulle (Figure 4.6 et Figure 4.7 (a)). Mais, hors de l'axe, le champ magnétique augmente lentement au fur et à mesure que nous nous approchons des parois du tube. Étant donné que la bobine de guidage quadripolaire possède une longueur finie (de l'ordre de $30cm$), la densité de flux magnétique à l'intérieur du guide est différente de la densité de flux magnétique au niveau de l'entrée et de la sortie du guide.

Si le guide quadripolaire est alimenté par $100A$ de courant, le point situé à une position radiale $x = 0.4mm$ et $y = 0.4mm$ (Figure 4.7 (b)) voit un module du champ magnétique presque nul, à l'extérieur, à $5mm$ près des extrémités du guide quadripolaire. Dans la position où le guide commence, le module du champ magnétique atteint $0,025\text{ Tesla}$ et augmente progressivement jusqu'à la valeur constante $0,052\text{ Tesla}$ après $5mm$ à l'intérieur du guide. L'effet inverse est également présent à la sortie du guide.

La largeur de la zone de transition entre la valeur nulle est la valeur maximale du module du champ magnétique est de l'ordre de $10mm$. La vitesse moyenne typique d'un jet supersonique, dans notre expérience, est à peu près égale à $500ms^{-1}$. En conséquence, le jet passe très peu de temps lors de son passage à travers cette zone de transition qui aura, par conséquent, un effet négligeable sur les trajectoires des particules du jet supersonique. c'est exactement aussi le cas pour le solénoïde où on a négligé l'effet des percussions (à l'entrée et à la sortie) qui auront un effet de

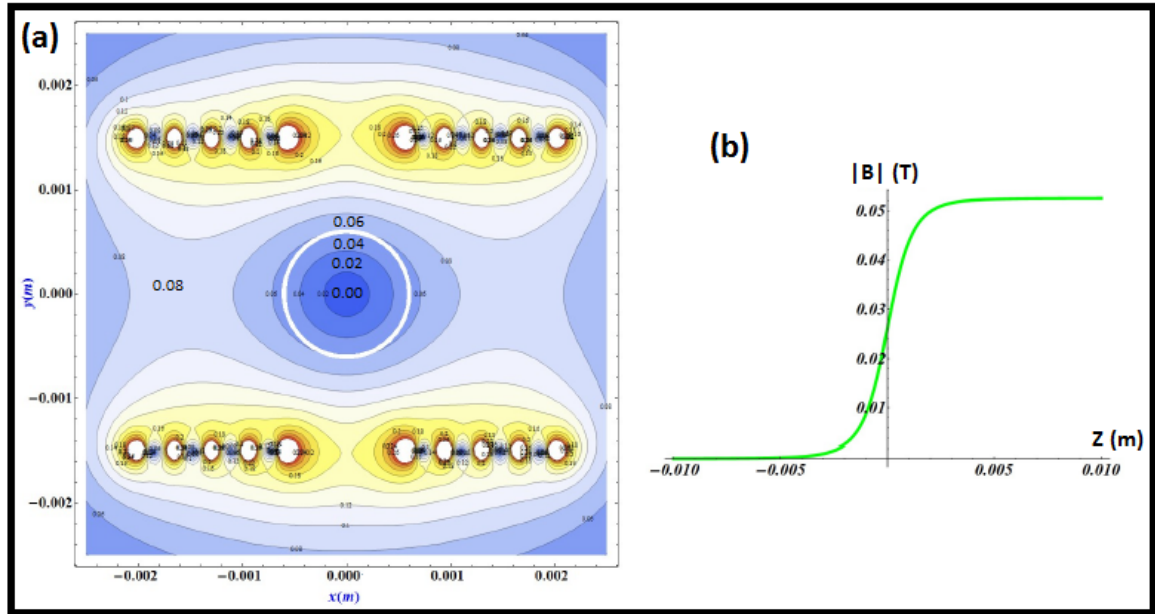


Figure 4.7.: Le module du champ magnétique à l'intérieur et à l'entrée du guide quadripolaire, alimenté par 100A de courant : (a) Les courbes de niveau montrent la variation de l'intensité du module du champ magnétique (en *Tesla*) le long des directions radiales (x et y). Le cercle blanc au milieu indique la position du tube en verre de 1,2mm de diamètres intérieur. (b) La variation de l'intensité du module du champ magnétique à l'entrée (et la sortie par symétrie) du guide quadripolaire, alimenté par 100A de courant, à une position radiale $x = 0.4mm$ et $y = 0.4mm$. Figures adaptées à partir de [13].

retard négligeable. Cette inhomogénéité du champ n'introduit aucun effet observable sur le processus de guidage (de focalisation) des particules paramagnétiques du jet supersonique. On a testé cela avec des impulsions déclenchées quand les atomes sont à l'intérieur du guide.

On peut faire une approximation qui consiste à considérer le guide quadripolaire comme étant infini. Dans ce cas on peut facilement trouver une expression empirique simple du champ magnétique créé à l'intérieur du guide quadripolaire. Cette expression empirique peut être directement déduite de l'expression du champ magnétique créé par un quadripôle conventionnel infini composé de quatre fils en cuivre. Considérons un *fil infini* parallèle à l'axe \vec{Oz} tel qu'il passe par les coordonnées (x_0, y_0) dans le plan transversal (\vec{Ox}, \vec{Oy}) . L'expression du champ magnétique créé par ce fil s'écrit, dans la base cartésienne orthonormée de vecteurs \vec{e}_x , \vec{e}_y et \vec{e}_z , sous la forme suivante :

$$\vec{B}_{fil}(x, y, z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times \frac{1}{((x - x_0)^2 + (y - y_0)^2)} \times \begin{pmatrix} y_0 - y \\ x - x_0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

Avec $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} (SI)$ la perméabilité magnétique du vide et I le courant continu qui circule dans ce fil. Supposons maintenant que l'on ajoute trois autres fils infinis parallèles au premier de telle façon qu'on obtient un quadripôle infini conventionnel. Dans le plan transversal (\vec{Ox}, \vec{Oy}) , ces quatre fils auront les coordonnées suivantes ; (x_0, y_0) , $(-x_0, y_0)$, $(x_0, -y_0)$ et $(-x_0, -y_0)$. Dans ce cas, le champ magnétique créé au voisinage de l'axe du quadripôle conventionnel va s'écrire sous la forme :

$$\vec{B}_q(x, y, z) \simeq 8 \times \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times \frac{x_0 y_0}{(x_0^2 + y_0^2)^2} \times \begin{pmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

Où I est le courant continu appliqué dans les fils du quadripôle. L'Équation 4.6 n'est valable qu'au voisinage de l'axe du quadripôle ; x et y sont faibles devant x_0 et y_0 . Dans notre cas, on vérifie bien ces conditions car on étudie le champ magnétique créé à l'intérieur du tube en verre. Dans ce guide quadripolaire, on utilise quatre séries de cinq fils, superposés (Figure 4.5) : on ajoute à chaque fil du quadripôle conventionnel deux fils parallèles de deux côtés suivant la direction \vec{Ox} , afin d'augmenter l'intensité du champ magnétique résultant. C'est comme si on disposait de cinq quadripôles conventionnels superposés l'un à côté de l'autre. Donc, à l'intérieur de notre tube en verre, le champ magnétique créé par le guide quadripolaire va s'écrire sous la forme suivante :

$$\vec{B}_{quad}(x, y, z) \simeq 5 \times \vec{B}_q(x, y, z) = 40 \times \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times \frac{x_0 y_0}{(x_0^2 + y_0^2)^2} \times \begin{pmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Les composantes du champ magnétique, créé par le guide quadripolaire à l'intérieur du tube, calculées à partir de l'Équation 4.7, sont montrées dans la Figure 4.8. Avec un courant de $1A$ appliqué dans les fils de cuivre, l'intensité du champ magnétique peut atteindre $0,52mT$ au voisinage des parois intérieures du tube, dans le cas où $x_0 = 1.30mm$, et $y_0 = 1.67mm$, ce qui confirme bien notre approximation pour le calcul du champ magnétique résiduel. Ce modèle empirique pour le calcul du champ magnétique est très utile lors du calcul des forces dans le chapitre 2 et il va nous être d'une grande importance pour interpréter les résultats obtenus dans nos expériences.

Dans le chapitre 2, on a vu qu'il faut que l'intensité de ce champ magnétique quadripolaire \vec{B}_{quad} soit de l'ordre de $0.1T$ et même plus afin d'agir efficacement sur les particules paramagnétiques du jet supersonique. Pour cela, il faut alimenter ce guide quadripolaire par un générateur de courant de haute intensité (entre $100A$ et $400A$). Le guide quadripolaire va être alimenté par une impulsion de courant quasi continu $I(t)$ similaire à celle présentée dans la Figure 4.4 et créée par le même dispositif électronique que celui exposé dans le paragraphe précédent. La forme de cette impulsion est une exponentielle décroissante qui vérifie l'Équation 4.4 avec la valeur de la résistance de la charge (quadripôle + circuit électronique) $R_0 = 1.4\Omega$. À l'intérieur du guide quadripolaire et pendant la durée d'activation de l'impulsion,

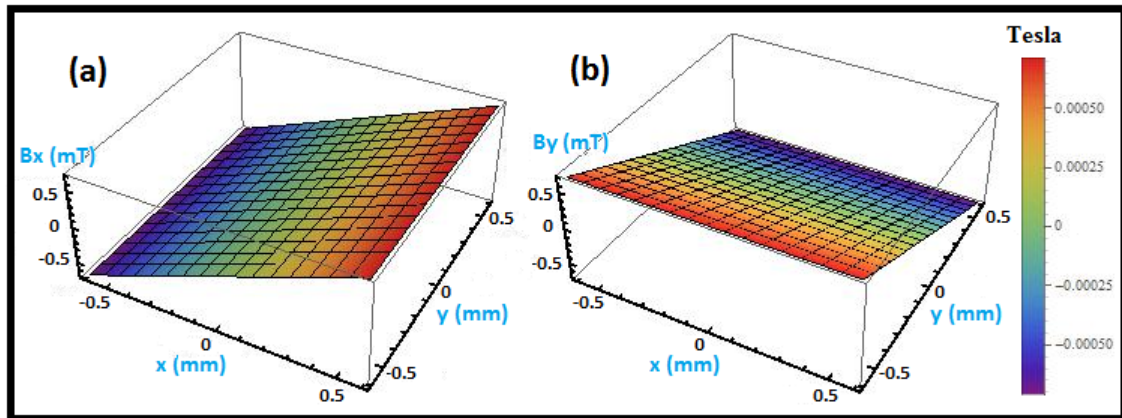


Figure 4.8.: Les composantes du champ magnétique calculé par l'expression empirique de l'Équation 4.7 : (a) La composante transversale B_x du champ magnétique créé par le guide quadripolaire, à l'intérieur du tube en verre en fonction des positions transversales x et y . (b) La composante transversale B_y du champ magnétique créé par le guide quadripolaire, à l'intérieur du tube en verre en fonction des positions transversales x et y . La composante longitudinale B_z du champ magnétique est nulle partout.

les particules du jet supersonique verront un champ magnétique comme celui de la Figure 4.6.

Quand V_0 est assez important, la faible décroissance de l'intensité de l'impulsion n'affecte pas beaucoup le champ magnétique créé à l'intérieur du tube en verre. Ce champ va avoir un rôle décisif dans notre expérience car il va nous permettre de focaliser les particules paramagnétiques à l'intérieur du tube. Je vais décrire le champ magnétique qui joue le rôle principal dans nos expériences ; c'est l'onde progressive de champ magnétique créée par des bobines plates en cravate et qui sert à "piéger" et à décélérer les particules paramagnétiques du jet supersonique à l'intérieur du tube en verre.

4.3. Le champ magnétique progressif

Comme on a précisé dans le chapitre 1, le défi posé à notre expérience était la réalisation d'une force décélétratrice magnétique continue agissant sur les particules paramagnétiques d'un jet supersonique. Autrement dit, la création d'un gradient de champ magnétique qui se déplace d'une façon synchrone avec les particules du jet, de façon à ce que la force ressentie par ces particules, durant leur déplacement, soit constante et continue. Une des solutions possibles est l'utilisation d'une onde de champ magnétique progressive ayant la même vitesse et la même direction de propagation que les particules du jet supersonique.

On a conçu un nouveau type de bobinage et on a développé des circuits électroniques qui génèrent des courants alternatifs de grande amplitude (quelques centaines d'Am-pères) avec des fréquences variables au cours du temps de l'ordre de quelques di-zaines de kHz . Les bobines alimentées par ces générateurs vont produire des champs magnétiques progressifs intenses de vitesses contrôlables. Ces champs peuvent être décrits approximativement, dans un premier temps, par l'expression suivante :

$$\vec{B}_b(z, t) \simeq B \cos(k.z - \omega(t).t) \vec{e}_z \quad (4.8)$$

Où B est l'amplitude du champ magnétique progressif créé, k est la projection de son vecteur d'onde sur la direction de propagation du jet \vec{Oz} et $\omega(t)$ est sa pulsation qui dépend du temps. Dans notre cas $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ et λ est la période spatiale des bobines qui est fixée par construction, $\omega(t)$ est la pulsation du courant sinusoïdal qui circule dans ces bobines. Avec un simple développement trigonométrique, l'Équation 4.8 peut être mise sous la forme :

$$\vec{B}_b(z, t) \simeq B [\cos(k.z) \cos(\omega(t).t) + \sin(k.z) \sin(\omega(t).t)] \vec{e}_z \quad (4.9)$$

D'une manière plus réaliste, l'expression du champ magnétique progressif (Équation 4.8) qu'on utilise dans notre expérience peut se mettre sous la forme suivante :

$$\vec{B}_b(z, t) \simeq B \times \frac{2}{nh} \sum_{i=0}^{nh-1} \sin\left(k.z - i \frac{\pi}{nh}\right) \sin\left(\omega(t).t - i \frac{\pi}{nh}\right) \vec{e}_z \quad (4.10)$$

Avec nh est le nombre des éléments (ou des étages) qui composent notre onde ; pour retrouver l'Équation 4.9 à partir de l'Équation 4.10, il suffit de remplacer nh par 2. Donc, on peut dire que l'expression de l'Équation 4.10 n'est valable que si nh est un entier supérieur ou égal à 2 (c'est à dire que notre onde doit se composer au minimum de deux éléments). On va voir par la suite l'importance de mettre le champ magnétique progressif sous la forme de l'Équation 4.10 et l'utilité d'avoir plusieurs éléments (ou étages) qui composent notre onde.

D'après l'Équation 4.10, on peut produire un champ magnétique progressif qui s'écrit sous la forme de l'Équation 4.8 en respectant les étapes suivantes :

- Mettre en place une bobine, qui permet, une fois alimenté par un courant continu, d'obtenir un champ magnétique périodique spatialement, suivant la direction de propagation du jet \vec{Oz} , qui peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{B}(z) \propto \sin(k.z) \vec{e}_z \quad (4.11)$$

Avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ tel que λ est la période spatiale de la bobine.

- Reproduire cette bobine nh fois telle que chaque bobine est placée à côté de l'autre suivant la direction \vec{Oz} , et le décalage spatial entre deux bobines successives, suivant cette direction, est égale à $\frac{\lambda}{2(nh)}$. Dans ce cas le déphasage spatial entre deux bobines successives va être égale à $\frac{\pi}{nh}$.

- Enfin, alimenter les nh bobines par nh courants alternatifs, déphasés les uns par rapport aux autres. Chaque courant va s'écrire sous la forme :

$$I(t) = I_0 \sin(\omega(t) \cdot t) \quad (4.12)$$

Le déphasage temporel entre deux courants appliqués sur deux bobines successives est égal à $\frac{\pi}{nh}$.

Et ainsi, la somme des différents champs magnétiques créés par toutes ces bobines va s'écrire suivant l'Équation 4.10 qui n'est que l'expression d'un champ magnétique progressif suivant la direction de propagation du jet supersonique \vec{Oz} . Je vais maintenant décrire le montage expérimental des bobines et des générateurs du courant sinusoïdaux qu'on a utilisés dans notre expérience.

4.3.1. Les bobines plates en cravate

Commençons par décrire une des manières possibles pour produire une onde stationnaire sinusoïdale de champ magnétique. Sur la Figure 4.9(a) on représente schématiquement un empilement périodique de quatre fils, de périodicité $\lambda = 11,60\text{mm}$ selon la direction \vec{Oz} , et comprenant un ensemble supérieur et un ensemble inférieur de fils. L'ensemble supérieur est constitué de deux fils qui sont enchevêtrés, enroulés l'un autour de l'autre et qui se croisent chaque $\frac{\lambda}{2}$ suivant la direction \vec{Oz} , comme on le voit dans la Figure 4.9(a). Les sections droites des fils sont horizontales, c'est à dire, parallèlement au plan XOZ , et forment un angle de $\alpha = 72,125^\circ$ avec l'axe \vec{Oz} .

Dans notre montage, on utilise des fils de diamètre $d = 345\mu\text{m}$. Suivant la direction \vec{Oz} , l'extension de chaque fil couvre une distance égale à $\frac{d}{\sin(\alpha)}$. Ce qui nous permet de définir le nombre maximal de fils qu'on peut utiliser dans chaque période (jointifs les uns à côté des autres suivant la direction \vec{Oz}) et qui vérifie la relation suivante :

$$\text{Nombre maximal des fils} = \frac{\lambda \sin(\alpha)}{d} \quad (4.13)$$

Dans notre cas, le nombre maximal des fils qu'on peut utiliser (les uns à côté des autres suivant la direction \vec{Oz}) dans chaque période est égal à 32 *fils*. L'ensemble inférieur de fils est déduit de l'ensemble supérieur de fils par une symétrie miroir par rapport au plan XOZ . Dans la Figure 4.9(a), les flèches en rouge décrivent la direction dans laquelle circule le courant continu. Les courants circulant possèdent une antisymétrie miroir par rapport au plan XOZ , tandis qu'ils ont une antisymétrie miroir plus approximative par rapport au plan YOZ . Cette dernière antisymétrie est approximative pour une simple raison technique : puisque les deux fils supérieurs doivent se croiser les uns avec les autres, ils ne peuvent pas être contenues dans un même plan horizontal, au moins au point de passage (la même raison est valable pour l'ensemble inférieur de fils).

Le champ magnétique généré sur l'axe \vec{Oz} , par les courants circulant selon les orientations définies par les flèches de la Figure 4.9(a), possède des composantes résiduelles suivant la direction \vec{Ox} et la direction \vec{Oy} . Ce montage nous permet d'obtenir un champ purement (ou presque) longitudinal sur l'axe \vec{Oz} . La Figure 4.9(b) montre la dépendance des composantes B_x et B_z du champ magnétique généré sur l'axe \vec{Oz} , en fonction de la position longitudinale z , en supposant que chacun des fils est alimenté par un courant de 1A.

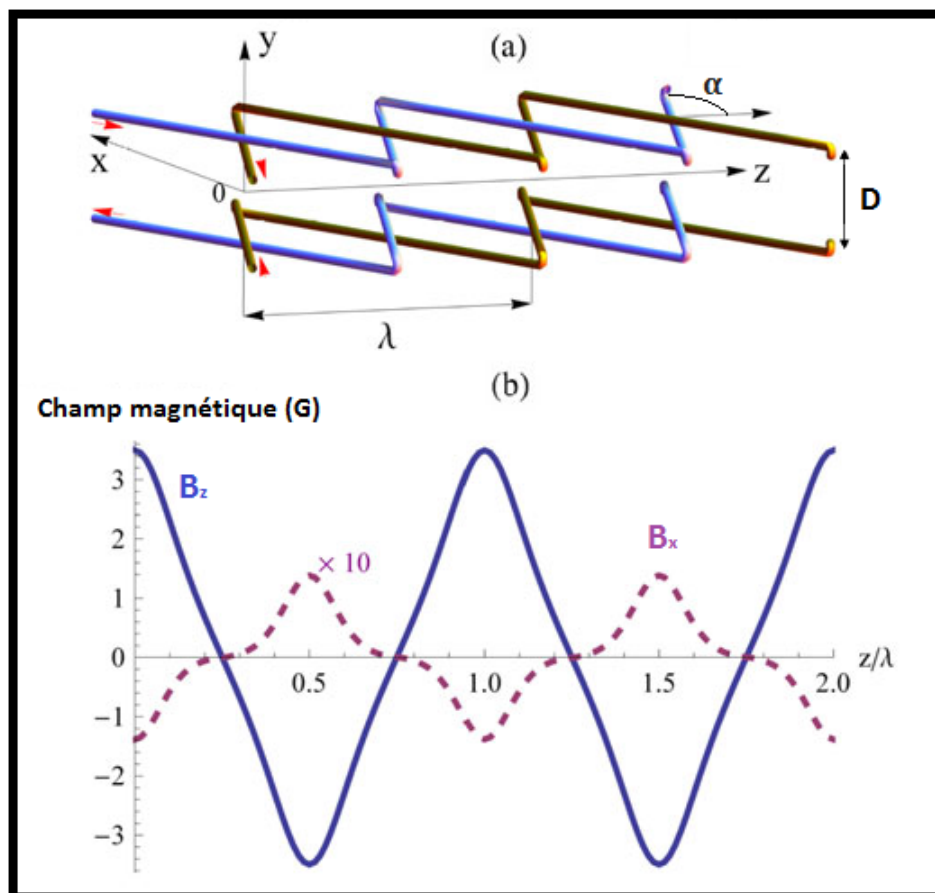


Figure 4.9.: (a) Schéma du montage de l'arrangement spatial des fils utilisés pour générer un champ magnétique axial λ – périodique suivant l'axe \vec{Oz} . Les flèches en rouge indiquent la direction relative des courants circulant dans les quatre fils. (b) Les deux composantes horizontales du champ magnétique sur l'axe \vec{Oz} (en bleu (trait gras) : la composante B_z , en violet (ligne pointillée) : Composante B_x), générées par le dispositif à quatre fils de la Figure 4.9(a), en appliquant des courants de 1A dans chaque fil. La figure est adaptée à partir de [97].

Comme c'est attendu, les deux composantes B_x et B_z du champ magnétique sont λ – périodiques à cause de l'invariance par translation du courant circulant le long de la direction \vec{Oz} . L'amplitude de la composante B_x est d'environ 3% de l'ampli-

tude de la composante B_z , grâce à l'antisymétrie de miroir approximative décrite ci-dessus. Il faut noter qu'à cause de cette antisymétrie de miroir, la composante B_y du champ magnétique généré sur l'axe \vec{Oz} est quasi nulle. Une analyse de Fourier de la composante B_z du champ magnétique créé sur l'axe \vec{Oz} indique que la première harmonique non nulle, c'est à dire la troisième harmonique, est à 13% de la composante fondamentale.

D'après la Figure 4.9(b), on remarque que la forme de la composante du champ magnétique B_z , sur l'axe \vec{Oz} , est périodique mais elle n'est pas sinusoïdale en fonction de la position z . Aussi, l'intensité de B_z est relativement faible. Afin d'éviter cela, considérons maintenant un arrangement composé de huit ensembles de fils du même type que celui représenté dans la Figure 4.9(a), déplacé l'un par rapport à l'autre par $\frac{\lambda}{32}$ selon la direction \vec{Oz} . La série de huit ensembles de fils est alimentée par des courants ayant les sens décrits dans la Figure 4.9(a). Un tel arrangement par huit ensembles de fils est présenté dans la Figure 4.10(a). Sur la Figure 4.10 (b), nous montrons les amplitudes des composantes B_x et B_z du champ magnétique généré sur l'axe \vec{Oz} par un tel circuit, en fonction de la position longitudinale z , en supposant que chacun des fils est alimenté par un courant de $1A$.

L'utilisation d'une série de huit ensembles de quatre fils modifie sensiblement la forme des deux composantes B_x et B_z du champ magnétique généré sur l'axe \vec{Oz} . La composante B_y du champ magnétique reste, elle, quasi nulle. Une analyse de Fourier de la composante B_z du champ magnétique créé sur l'axe \vec{Oz} indique que la première harmonique non nulle, c'est à dire la troisième harmonique, est à 4% de la composante fondamentale. L'amplitude de la composante B_x atteint un maximum d'environ 3% de la valeur maximale de l'intensité la composante B_z . En conclusion, le dispositif présenté sur la Figure 4.10(a) nous permet de produire un champ magnétique pratiquement axial suivant la direction l'axe \vec{Oz} , avec une composante B_z qui est purement (ou presque) sinusoïdale en fonction de la position longitudinale z .

Comme je l'ai indiqué au début de ce paragraphe, le nombre maximal des fils par période qu'on peut utiliser dans notre montage est de 32 fils (les uns à côté des autres suivant la direction \vec{Oz}). En plus, chaque ensemble de quatre fils a besoin de l'espace de deux fils par période suivant la direction \vec{Oz} , ce qui limite le nombre des ensembles de quatre fils qu'on peut empiler les uns à côté des autres suivant cette direction à 16 ensembles par période (cette limitation est due à nos choix géométriques). Comme le nombre minimal des éléments (ou des étages) qui composent notre onde doit être supérieur ou égal à deux ($nh \geq 2$), et puisque ces éléments doivent être identiques, un étage (ou un élément) doit se composer par une série de n ensembles de quatre fils (chaque ensemble est similaire à celui présenté dans la Figure 4.9(a)), tel que n est un entier qui peut aller de 1 jusqu'à 8. Dans ce cas, suivant les caractéristiques géométriques de nos bobines, le nombre nh des éléments

(ou des étages) qui composent notre onde vérifie la relation suivante :

$$nh = \frac{16}{n} \quad n = 1 \longrightarrow 8 \text{ car } nh \geq 2 \quad (4.14)$$

Avec n est le nombre des ensembles de quatre fils qu'on peut empiler les uns à côté des autres suivant la direction \vec{Oz} et nh est le nombre des éléments (ou des étages) qui composent notre onde de champ magnétique progressive.

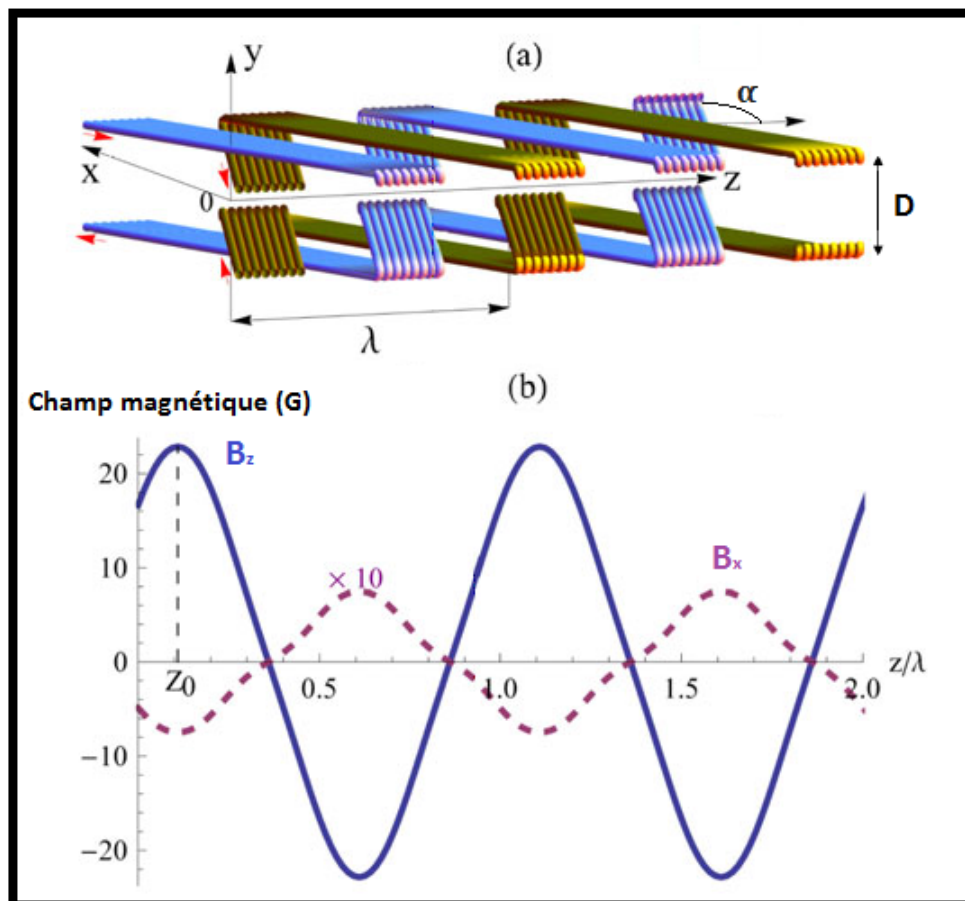


Figure 4.10.: (a) Schéma du montage de l'arrangement spatial de la série des huit ensembles de fils du type représenté dans la Figure 4.9(a) l'un à côté de l'autre suivant la direction \vec{Oz} . Ces fils génèrent un champ magnétique axial λ -périodique suivant l'axe \vec{Oz} . Les flèches indiquent la direction relative des courants circulant dans les fils. (b) Les deux composantes horizontales du champ magnétique sur l'axe \vec{Oz} (en bleu (trait gras) : la composante B_z , en violet (ligne pointillé) : Composante B_x), générées par le dispositif présenté dans la Figure 4.10(a), en appliquant un courant de 1A dans chaque fil. La figure est adaptée à partir de [97].

Puisque n et nh doivent être des entiers, on peut conclure à partir de l'Équation 4.14 que suivant les caractéristiques géométriques de nos bobines, n et nh vérifient les

conditions suivantes :

$$\begin{cases} nh = 2 & \text{pour } n = 8 \\ nh = 4 & \text{pour } n = 4 \\ nh = 8 & \text{pour } n = 2 \\ nh = 16 & \text{pour } n = 1 \end{cases} \quad (4.15)$$

Les relations de l'Équation 4.15 ne sont obligatoires que si on veut que les ensembles de quatre fils soient empilés les uns à côté des autres suivant la direction \vec{Oz} (et non écartés les uns des autres) afin que la composante B_z du champ magnétique créé par ce dispositif sur l'axe \vec{Oz} soit purement (ou presque) sinusoïdale en fonction de la position longitudinale z . La Figure 4.10 montre le cas où $n = 8$ (nh va être égale à deux). Dans ce cas, afin d'obtenir une onde d'un champ magnétique progressif suivant la direction \vec{Oz} , on reproduit cette série de huit ensembles de quatre fils (Figure 4.10(a)) deux fois et chaque série est placée à côté de l'autre suivant la direction \vec{Oz} (voir la Figure 4.11). Le décalage spatial entre ces deux séries successives, suivant cette direction, est égal à $\frac{\lambda}{4}$, et le déphasage spatial entre ces deux séries va être égale à $\frac{\pi}{2}$.

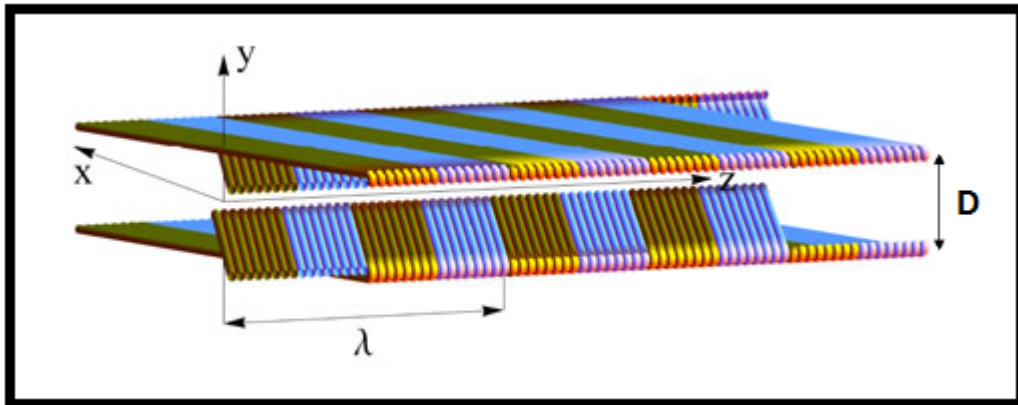


Figure 4.11.: Schéma de l'arrangement spatial des deux séries de huit ensembles de quatre fils de la Figure 4.10(a), nommé comme étant “bobines plates en cravate”. L'ensemble des fils de couleur bleue est déduit de l'ensemble des fils de couleur jaune par une translation de $\frac{\lambda}{4}$ suivant la direction \vec{Oz} . La figure est adaptée à partir de [97].

La Figure 4.11 présente deux séries de huit ensembles de quatre fils, du type décrit dans la Figure 4.10(a), déplacé l'un par rapport à l'autre par $\frac{\lambda}{4}$ dans la direction \vec{Oz} . Le premier arrangement, schématisé par des fils jaunes dans la Figure 4.11, est exactement celui de la Figure 4.10(a). Il produit un champ magnétique $\vec{B}_1(z, t)$ sur l'axe \vec{Oz} . La dépendance temporelle de $\vec{B}_1(z, t)$ est donnée par le courant dépendant du temps $I_1(t)$ appliqué dans ce premier système de fils. Comme nous l'avons vu

plus haut, à une très bonne approximation le champ magnétique résultant peut être décrit comme :

$$\vec{B}_1(z, t) = B_1(t) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(z - z_0)\right) \vec{e}_z \quad (4.16)$$

Où \vec{e}_z est un vecteur unitaire orienté dans la direction \vec{Oz} , $B_1(t)$ dépend essentiellement du courant appliqué dans ce système de fils $I_1(t)$ et $z_0 = \frac{2}{7} \frac{d}{\sin(\alpha)} = \frac{7\lambda}{64}$ (voir la Figure 4.10(b)). Le second arrangement de huit ensembles de quatre fils se déduit du premier par une translation de $\frac{\lambda}{4}$ sur l'axe \vec{Oz} , schématisé par des fils de couleur bleue sur la Figure 4.11. Le champ magnétique $\vec{B}_2(z, t)$ produit sur l'axe \vec{Oz} par ce second arrangement peut se mettre, à une très bonne approximation, sous la forme :

$$\vec{B}_2(z, t) = B_2(t) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(z - z_0) - \frac{\pi}{2}\right) \vec{e}_z \quad (4.17)$$

Où $B_2(t)$ dépend du courant appliqué dans ce système de fils $I_2(t)$. Il faut que les courants dépendant du temps $I_1(t)$ et $I_2(t)$ qui circulent dans les deux séries de huit ensembles de quatre fils soient sinusoïdaux à la fréquence $\nu(t)$, déphasés l'un par rapport à l'autre dans le temps par $\frac{\pi}{2}$. Chaque courant va s'écrire sous la forme :

$$\begin{cases} I_1(t) = I_0 \cos(2\pi\nu(t)(t - t_0)) \\ I_2(t) = I_0 \cos\left(2\pi\nu(t)(t - t_0) - \frac{\pi}{2}\right) \end{cases} \quad (4.18)$$

Cette configuration de fils produit un champ magnétique total $\vec{B}_b(z, t)$ sur l'axe \vec{Oz} qui est la somme des deux champs magnétiques $\vec{B}_1(z, t)$ et $\vec{B}_2(z, t)$, créés par les deux séries de fils. Ce champ magnétique total peut se mettre, à une très bonne approximation, sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \vec{B}_b(z, t) &= \vec{B}_1(z, t) + \vec{B}_2(z, t) \\ \vec{B}_b(z, t) &= B \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(z - z_0) - 2\pi\nu(t)(t - t_0)\right) \vec{e}_z \end{aligned} \quad (4.19)$$

Où la position initiale z_0 et l'origine des temps t_0 doivent être choisies soigneusement pour s'ajuster aux paramètres du jet supersonique pulsé de particules paramagnétiques. Par conséquent, cela donne lieu à une onde de champ magnétique progressive sinusoïdale qui se propage suivant la direction \vec{Oz} similaire à celui décrit dans l'Équation 4.8 et l'Équation 4.9.

Afin de piéger des particules à une vitesse constante donnée, la fréquence $\nu(t)$ doit être constante au cours du temps (indépendante du temps). Dans ce cas, l'onde résultante va se déplacer avec une vitesse constante égale à $\lambda\nu$. Avec les dimensions de notre montage expérimental, un courant sinusoïdal de fréquence $\nu = 40kHz$ fournit une onde magnétique se déplaçant à $464ms^{-1}$. La fréquence peut également être modulée dans le temps, dans ce cas la vitesse de l'onde va dépendre du temps et

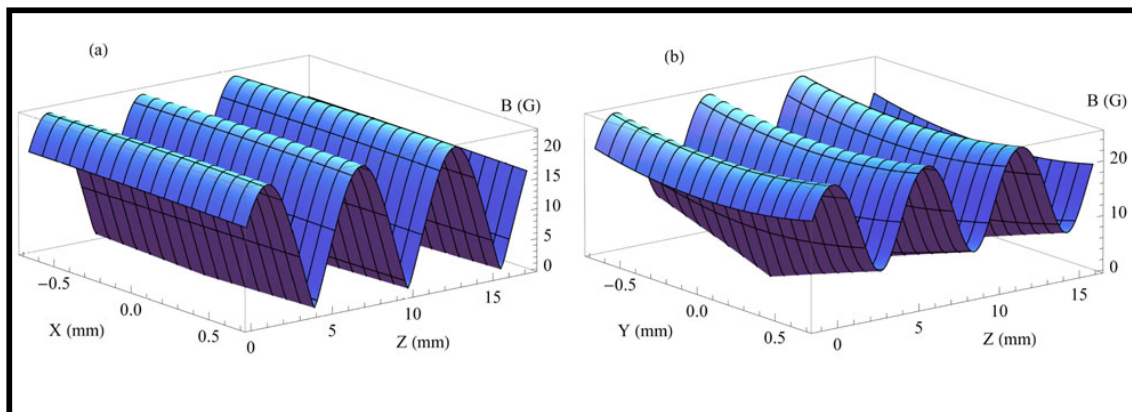


Figure 4.12.: (a) L'intensité du champ magnétique créé dans le plan XOZ en fonction de la position longitudinale z et la position transverse horizontale x . (b) L'intensité du champ magnétique créé dans le plan YOZ en fonction de la position longitudinale z et la position transverse verticale y . Dans les graphes (a) et (b), le champ magnétique est généré par l'arrangement des bobines plates en cravate de la Figure 4.11 en appliquant un courant de $1A$ dans chaque fil. Cette figure est adaptée à partir de [97].

accélérer ou décélérer. À partir de maintenant, nous allons nous référer à l'arrangement de fils représenté dans la Figure 4.11 comme la configuration des *bobines plates en cravate*.

Jusqu'ici, nous avons seulement étudié les propriétés du champ magnétique progressif, créé par ces bobines plates en cravate, sur l'axe \vec{Oz} . Nous passons maintenant aux propriétés de ce champ magnétique hors de l'axe \vec{Oz} , à savoir les propriétés transversales de l'onde créée. Dans la Figure 4.12, nous montrons la variation spatiale de l'intensité du champ magnétique dans les deux plans XOZ et YOZ (les composantes du champ magnétique sont calculées numériquement par la loi de *Biot-Savart*). Grâce à l'antisymétrie miroir approximative du système de fils décrite ci-dessus, la composante B_z du champ magnétique dans le plan XOZ est approximativement une fonction paire en x pour une position z donnée, tandis que la composante B_x est approximativement une fonction impaire en x [97].

À l'intérieur du tube en verre (voir la Figure 4.14), dans la région du plan XOZ délimité par $|x| \leq 0,6mm$, la composante B_z du champ magnétique est majoritaire, alors que la composante B_x demeure beaucoup plus faible que la composante B_z . Par conséquent, dans cette région l'intensité du champ magnétique dans le plan XOZ ne dépend guère de la position x , comme on peut le voir sur la Figure 4.12(a). De même, la composante B_z du champ magnétique dans le plan YOZ est une fonction paire en y , alors que la composante B_y est une fonction impaire en y . Cependant, la région du plan YOZ délimité par $|y| \leq 0,6mm$ s'étend assez près des fils des bobines plates en cravate, de telle sorte que les deux composantes du champ magnétique résultant B_y

et B_z varient notablement dans cette région [97]. En particulier, l'intensité du champ magnétique est plus élevée à proximité des fils, ce qui donne lieu à la dépendance spatiale représentée dans la Figure 4.12(b).

Afin de mieux manipuler les équations où ce champ intervient, j'ai essayé de trouver une expression empirique simple du champ magnétique créé par ces bobines plates en cravate à l'intérieur du tube en verre (voir la Figure 4.14). Ce calcul n'est pas très simple. La méthode de travail était basée sur la division de la bobine représentée dans la Figure 4.10 en deux parties de fils parallèles les uns aux autres. Ensuite, on calcule le champ magnétique créé par chaque partie des fils parallèles entre eux en supposant les fils comme étant de longueur infinie et respectant le fait que $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ et $\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \vec{0}$, le champ magnétique $\vec{B}_1(x, y, z)$, créé à l'intérieur du tube en verre par une bobine similaire à celle présentée dans la Figure 4.10 et qui est alimenté par un courant dépendant du temps, peut s'écrire, dans la base cartésienne orthonormée de vecteurs \vec{e}_x , \vec{e}_y et \vec{e}_z , sous la forme suivante :

$$\vec{B}_1(x, y, z, t) = B(t) \times \begin{pmatrix} -\cos(\alpha) \sin(l.x) \cosh(h.y) \sin(k.z) \\ \cos(l.x) \sinh(h.y) \sin(k.z) \\ \sin(\alpha) \cos(l.x) \cosh(h.y) \cos(k.z) \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

Où $B(t)$ ne dépend pas de l'espace et va être défini par la suite, $\alpha = 72, 125^\circ$ est l'angle formé entre les sections droites des fils et l'axe \vec{Oz} (voir la Figure 4.10) et l , h et k vérifient les relations suivantes :

$$\begin{cases} l = \frac{2\pi}{32.d} \cdot \cos(\alpha) \\ h = \frac{2\pi}{32.d} \\ k = \frac{2\pi}{32.d} \cdot \sin(\alpha) \end{cases} \quad (4.21)$$

Où $d = 345 \mu m$ est le diamètre des fils. Comme pour la construction des bobines en cravates, de la Figure 4.11, à partir de la bobine en série de huit ensembles de quatre fils, de la Figure 4.10, il suffit d'ajouter un deuxième arrangement de huit ensembles de quatre fils qui se déduit du premier par une translation de $\frac{\lambda}{4}$ sur l'axe \vec{Oz} . Une fois alimenté par un courant dépendant du temps, ce deuxième arrangement va générer, à l'intérieur du tube en verre, un champ magnétique $\vec{B}_2(x, y, z)$ qui va se mettre dans la base cartésienne orthonormée de vecteurs \vec{e}_x , \vec{e}_y et \vec{e}_z sous la forme :

$$\vec{B}_2(x, y, z, t) = B(t) \times \begin{pmatrix} \cos(\alpha) \sin(l.x) \cosh(h.y) \cos(k.z) \\ -\cos(l.x) \sinh(h.y) \cos(k.z) \\ \sin(\alpha) \cos(l.x) \cosh(h.y) \sin(k.z) \end{pmatrix} \quad (4.22)$$

On alimente ces deux arrangements de fils par des courants sinusoïdaux dépendants du temps similaires à ceux de l'Équation 4.18. Le premier arrangement de fils est alimenté par un courant $I_1(t)$ et le deuxième arrangement de fils est alimenté par $I_2(t)$, ces deux courants sont sous la forme :

$$\begin{cases} I_1(t) = I_0 \cos(\Phi(t)) \\ I_2(t) = I_0 \sin(\Phi(t)) \end{cases} \quad (4.23)$$

Il faut ajuster les courants dépendant du temps $I_1(t)$ et $I_2(t)$ qui circulent dans les deux séries de huit ensembles de quatre fils pour qu'ils soient sinusoïdaux et en quadrature de phase : déphasés l'un par rapport à l'autre dans le temps par $\frac{\pi}{2}$. La phase $\Phi(t)$ va être déterminée par la suite. Dans ce cas, le champ magnétique total $\vec{B}_{tot}(x, y, z, t)$ créé à l'intérieur du tube en verre par les bobines plates en cravates, alimentées par les courants $I_1(t)$ et $I_2(t)$, va s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} \vec{B}_{tot}(x, y, z, t) &= \vec{B}_1(x, y, z, t) + \vec{B}_2(x, y, z, t) \\ \vec{B}_{tot}(x, y, z, t) &= B \times \begin{pmatrix} -\cos(\alpha) \sin(l.x) \cosh(h.y) \sin(k.z - \Phi(t)) \\ \cos(l.x) \sinh(h.y) \sin(k.z - \Phi(t)) \\ \sin(\alpha) \cos(l.x) \cosh(h.y) \cos(k.z - \Phi(t)) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.24)$$

Où B , qui dépend de I_0 et de la géométrie des fils des bobines plates en cravate, est égal à :

$$B = \frac{8}{D} \mu_0 I_0 \quad (4.25)$$

Avec $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ (SI) la perméabilité magnétique du vide, I_0 l'amplitude du courant sinusoïdal appliqué dans chaque fil des bobines plates en cravate et D la distance qui sépare la bobine en cravate du haut et celle du bas (Figure 4.11). Dans ce cas, l'Équation 4.24 s'écrit :

$$\vec{B}_{tot}(x, y, z, t) = \frac{8}{D} \mu_0 I_0 \times \begin{pmatrix} -\cos(\alpha) \sin(l.x) \cosh(h.y) \sin(k.z - \Phi(t)) \\ \cos(l.x) \sinh(h.y) \sin(k.z - \Phi(t)) \\ \sin(\alpha) \cos(l.x) \cosh(h.y) \cos(k.z - \Phi(t)) \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

L'Équation 4.26 n'est valable que pour $|x| \leq 0,6mm$, $|y| \leq 0,6mm$ et une fois qu'on est dans les bobines. Afin de valider notre modèle empirique, nous donnons sur la Figure 4.13 la variation spatiale de l'intensité du champ magnétique dans les deux plans XOZ et YOZ calculée à partir de l'Équation 4.26.

La Figure 4.13 montre que le modèle empirique pour le calcul du champ magnétique, créé à l'intérieur du tube en verre par des bobines plates en cravate, est en bon accord avec les simulations numériques, basées sur la loi de *Biot* et *Savart*, du montage réel présenté dans la Figure 4.11 (ATTENTION : il faut comparez entre la Figure 4.12 et la Figure 4.13). Ce modèle empirique est très utile pour le calcul des forces décelératrices dans le chapitre 2 et il va être d'une grande importance pour interpréter les résultats obtenus.

Jusqu'ici, nous avons traité seulement le cas de $nh = 2$ en appliquant deux courants dépendant du temps dans deux arrangements de fils. Ces deux courants, qui sont généralement représentés par les relations de l'Équation 4.23, sont en quadrature de phase. La génération de ces courants se fait par l'intermédiaire des générateurs spéciaux que je vais décrire dans le paragraphe suivant. À cause de la géométrie des bobines plates en cravate, Figure 4.11, on a observé un effet important d'induction

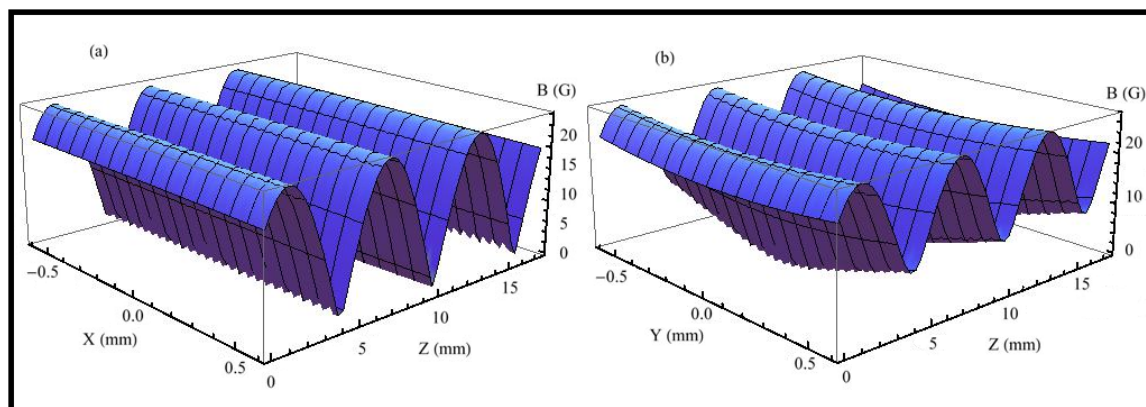


Figure 4.13.: L'intensité du champ magnétique obtenue à partir de l'expression empirique de l'Équation 4.26 : (a) L'intensité du champ magnétique créé dans le plan XOZ en fonction de la position longitudinale z et la position transverse horizontale x . (b) L'intensité du champ magnétique créé dans le plan YOZ en fonction de la position longitudinale z et la position transverse verticale y . Aussi bien dans les graphes (a) et (b), le champ magnétique est généré par l'arrangement des bobines plates en cravate de la Figure 4.11 en appliquant un courant de $1A$ dans chaque fil. Cette figure est en bon accord avec la Figure 4.12, ce qui prouve bien la validité de notre modèle empirique.

magnétique mutuelle qui, à cause de la haute intensité des courants utilisés, augmente énormément la distorsion des courants qui circulent dans les fils de la même série de huit ensembles de quatre fils. Cet effet d'induction mutuelle est causé par la superposition de deux bobines alimentées par deux courants en quadrature de phase.

Pour éviter cet effet, nous avons choisi de travailler avec $nh = 8$ (c'est à dire $n = 2$). Dans ce cas, afin d'obtenir une onde d'un champ magnétique progressif suivant la direction \vec{Oz} , on reproduit la série de deux ensembles de quatre fils (présentée sur la Figure 4.10(a)) huit fois et chaque série est placée à côté de l'autre suivant la direction \vec{Oz} (Figure 4.11). Le décalage spatial entre deux séries successives, suivant cette direction, est égal à $\frac{\lambda}{16}$. Dans ce cas le déphasage spatial entre ces deux séries va être égal à $\frac{\pi}{8}$. Ces huit bobines sont alimentées par huit courants sinusoïdaux identiques déphasés les uns par rapport aux autres. Le déphasage temporel entre deux courants appliqués sur deux bobines successives est égal à $\frac{\pi}{8}$.

En effectuant une analyse de Fourier de la composante B_z de l'onde du champ magnétique progressif créé sur l'axe \vec{Oz} , on trouve que ce montage de huit séries de deux ensembles de quatre fils annule, par construction, toutes les harmoniques jusqu'à la quinzième. Cela a été pris en compte dans la conception de nos générateurs de courant. Pratiquement, cela permet de réduire autant que possible la distorsion des intensités du courant circulant dans les fils des bobines plates en cravate.

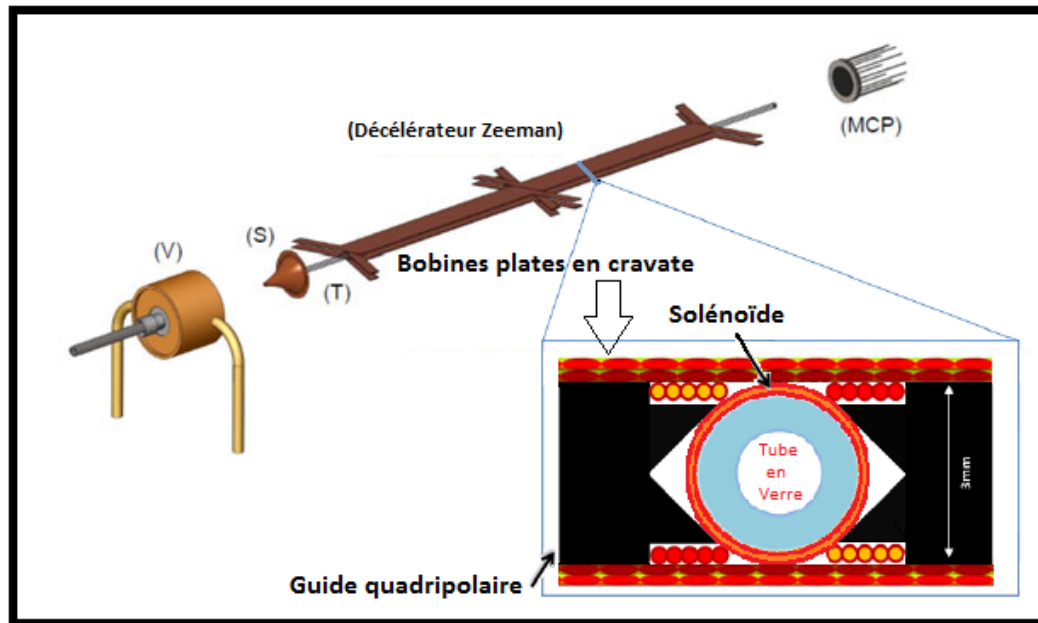


Figure 4.14.: Schématique du dispositif expérimental final : La chambre source contient de la vanne (V) et l'écorceur (S) tandis que la chambre de détection contient le détecteur (MCP). Le jet supersonique passe à partir de la chambre source vers la chambre de détection à travers un tube en verre de 400 mm de longueur (T). Les différentes bobines (Décélérateur Zeeman), à savoir les bobines plates en cravate, les bobines quadripolaires et le solénoïde, sont montés à l'extérieur du vide, autour du tube (T).

La Figure 4.14 présente le dispositif expérimental final avec les différentes bobines. Les bobines plates en cravate sont placées de part et d'autre du guide quadripolaire à l'extérieur du tube en verre qui est entouré par le solénoïde. Afin de minimiser à la fois la puissance nécessaire du courant circulant dans les bobines plates, et la dissipation de puissance dans ces bobines, le décélérateur *Zeeman* est divisé en deux sections successives de bobines plates en cravate, comme on peut le voir sur la Figure 4.14. Chaque section est de 139.2mm de longueur, c'est à dire qu'elle se compose de 12 périodes de l'arrangement des fils indiqué sur la Figure 4.11.

Les supports de bobines et les courants circulant dans ces deux sections ont été conçus de façon à ce que les particules d'un jet supersonique, qui traverse le décélérateur, voient une onde continue de champ magnétique, notamment à la jonction entre les deux sections. Afin de contrôler avec précision les courants circulants dans les différentes bobines plates en cravate, nous avons conçu au laboratoire une série de générateurs de courant de haute intensité.

Ces générateurs sont basé sur un circuit de pont en H complet, ils peuvent nous fournir des courants arbitraires pouvant durer jusqu'à quelques millisecondes. La fréquence de ces courant alternatifs peut aller entre 20kHz et 200kHz et l'intensité

de ces courants peut atteindre $1,1kA$ crête-à-crête. Dans le paragraphe suivant, je vais détailler le principe de fonctionnement de ces générateurs.

4.3.2. Génération des courants intenses modulés

Comme je l'ai indiqué dans le chapitre 2, il faut que l'intensité de l'onde de champ magnétique progressive créée par les bobines plates en cravate soit dans l'intervalle $[0.1T, 1T]$. Pour cela, il faut alimenter ces bobines plates par des courants de haute intensité (entre $200A$ et $1000A$ crête-à-crête). On a besoin du champ magnétique progressif que lors du passage des particules à travers les bobines. Et on a choisi d'alimenter ces bobines par des générateurs de signaux sinusoïdaux pulsés de forte puissance.

L'équipe d'électronique de notre laboratoire et tout particulièrement *Jean Paul Cromières* a développé en étroite collaboration avec *Nicolas Vanhaecke*, concepteur de la version initiale de l'expérience, ces générateurs de signaux sinusoïdaux pulsés de forte puissance, testé jusqu'à $540A$ sous $400V$, dans la bande de 0 à $40kHz$. Nous avons adopté une structure pont en H où des commutateurs à *IGBT* (Insulated Grid Bipolar Transistor) sont utilisés hors des domaines de l'électronique de puissance habituels, puisque nous travaillons en régime impulsionnel de courte durée (quelques ms). Ces générateurs sont compacts, implantés dans les dimensions d'une carte format Europe $100 \times 160mm$, et s'intègrent par nombre de huit dans un même châssis. La fonctionnalité du générateur a été étendue à la synthèse de tout type de signal pulsé grâce à une commande *PWM* à $200kHz$.

Une fois ces générateurs mis en place, j'ai développé, avec l'aide de *Jean Paul Cromières*, un programme *LabView* qui permet de contrôler la forme du signal de courant généré par ces générateurs qui vont passer dans les fils des bobines en cravate. Ce programme est d'une grande importance puisqu'il commande la phase temporelle de ce signal, sa durée et son temps d'application. Il optimise, ainsi, la forme du signal du courant et il nous permet de compenser les effets des inductances mutuelles entre les bobines et, voire, des courants de Foucault. Dans la suite, je vais commencer par la présentation du principe de fonctionnement de ces générateurs de courant, ensuite je vais entrer dans le détail du principe de commande de ces générateurs.

4.3.2.1. Principe de fonctionnement des générateurs de courant

Un générateur peut synthétiser des séquences d'impulsions de courants sinusoïdaux à fréquence variable sur une bobine. Les caractéristiques de l'impulsion générée dépendent de la localisation de la bobine dans le décélérateur (puisque notre décélérateur, les bobines plates en cravate, est divisé en plusieurs modules identiques superposés les uns à côté des autres). La Figure 4.15 présente un exemple des impulsions de courant qu'on peut générer par ces générateurs. Pour ce signal, la durée de l'impulsion est comprise entre $300\mu s$ et $2.5ms$, la fréquence entre 0 et

$40kHz$, la variation de fréquence ΔF peut atteindre $8kHz$. Le taux de répétition de ces impulsions est limité dans cette version à $0.45Hz$ (pour des raisons de sécurité).

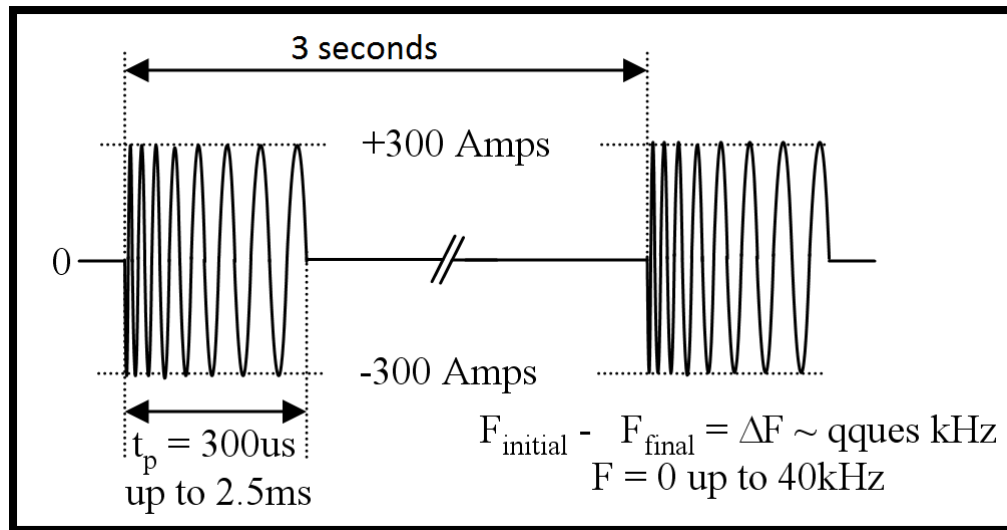


Figure 4.15.: séquence d'impulsion : exemple d'un signal de courant généré par un générateur de fonctions impulsionsnel de forte puissance.

Dans ce type de générateur, la synthèse du courant est basée sur l'utilisation d'un pont en H, présenté dans la Figure 4.16, constitué des commutateurs Q_1 , Q_2 , Q_3 et Q_4 . Dans un premier temps, alors que les commutateurs Q_1 , Q_2 , Q_3 et Q_4 sont ouverts, les commutateurs Q_a et Q_b sont fermés pour charger le condensateur de réserve d'énergie C_E jusqu'à la valeur requise, imposée par l'impédance de la charge Z_L tel que $V_{CE} = Z_L \cdot I_L$ (dans notre cas, la charge est l'un des arrangements de fils qui composent les bobines plates en cravate). Dans un second temps, les commutateurs Q_a et Q_b sont ouverts, isolant le convertisseur de l'alimentation DC . Les commutateurs Q_1 , Q_2 , Q_3 et Q_4 sont commandés de manière à convertir la tension continue de la réserve d'énergie C_E en tension alternative. Cette tension dont le spectre est à plusieurs harmoniques est appliquée à la charge au travers d'un filtre passe-bas de manière à limiter l'amplitude des harmoniques parasites à quelques % de l'harmonique utile. La charge convertit la tension en courant.

Les signaux de commande $Q_{i_{ctrl}}$ et de contrôle $I_{Q_i Q_j}$ ($i, j = 1, 2, 3, 4$), présentés dans la Figure 4.16 et dans la Figure 4.17, sont traités par une plateforme DSP (Digital Signal Processor). Les générateurs ne sont pas asservis, la précision sur l'amplitude des courants n'est pas critique : il suffit qu'ils soient supérieurs à $300A$. Avant le déclenchement de la première impulsion, le pont en H, formé par les commutateurs Q_1 , Q_2 , Q_3 et Q_4 , est inactif, les IGBT d'isolation Q_a et Q_b sont fermés pour charger le condensateur de réserve d'énergie C_E par l'alimentation de puissance. Le chargement décrit une rampe partant de $0V$ et les IGBT Q_a et Q_b restent fermés jusqu'à ce que la tension V_{CE} au bord du condensateur atteigne la valeur E_0 requise par le générateur.

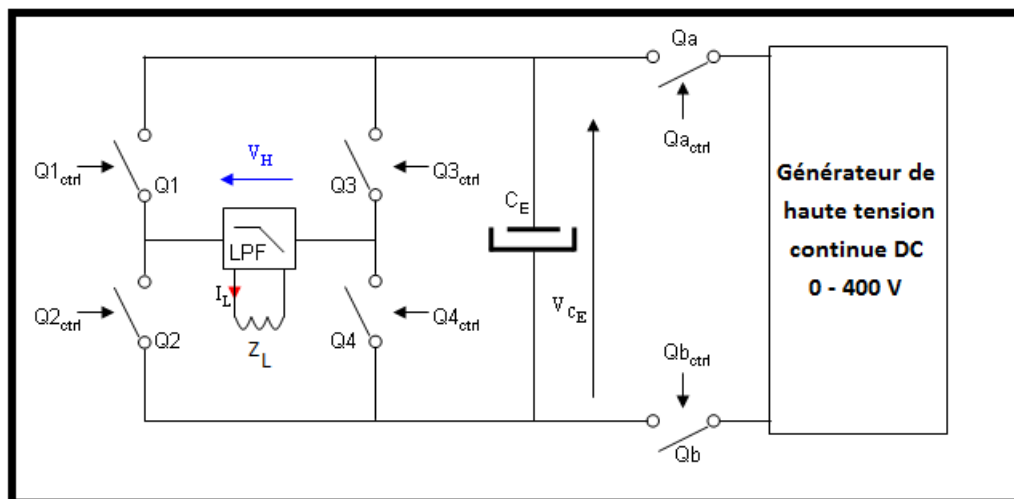


Figure 4.16.: Convertisseur à pont en H (LPF est un filtre passe bas).

La valeur de E_0 est imposée par le taux de répétition maximal des impulsions, les caractéristiques de la charge et les pertes par effet *Joule*. On peut calculer les pertes par effet *Joule* à partir de la relation suivante :

$$\Delta E = R_L \cdot I_{eff}^2 \cdot t_p \quad (4.27)$$

Avec R_L est la résistance de la charge, I_{eff} est l'intensité du courant efficace qui circule dans la charge et t_p est la durée de l'impulsion de courant appliquée. Ces pertes par effet *Joule* font chuter la tension V_{CE} au bord du condensateur de V_0 à V_1 au cours de l'impulsion (voir la Figure 4.17), donc le courant I_L qui passe dans la charge. Par conséquent, la tension de pont initiale V_0 doit respecter la relation suivante :

$$V_0 > \sqrt{V_1^2 + 2 \frac{\Delta E}{C_e}} \quad (4.28)$$

Où C_e est la capacité du condensateur de réserve d'énergie C_E . Ensuite les IGBT d'isolation Q_a et Q_b s'ouvrent afin d'isoler le générateur de l'alimentation de puissance. Pendant l'impulsion, seul le condensateur C_E participe à l'alimentation du générateur : les forts courants restent locaux et ne perturbent pas l'environnement. La tension continue V_{CE} aux bornes du condensateur est hachée et transformée en tension alternative par le pont en H, formé par les commutateurs Q_1 , Q_2 , Q_3 et Q_4 . La tension V_{CE} chute jusqu'à la valeur V_1 , le condensateur est rechargé à sa valeur initiale V_0 après l'impulsion.

Le type de commande des commutateurs influence le spectre du signal généré par nos générateurs et les pertes par commutations qui sont proportionnelles à la fréquence de commutation. Deux stratégies de commandes sont utilisées pour convertir le courant continu en courant sinusoïdal :

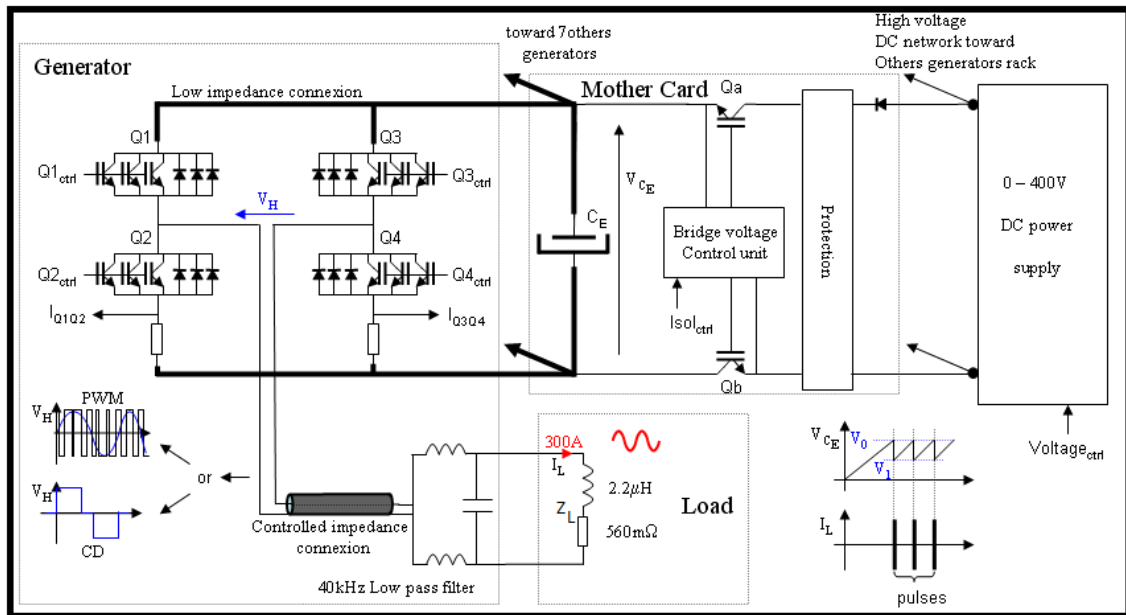


Figure 4.17.: Schéma de la partie puissance d'un générateur intégré dans son environnement. On présente le pont en H mais avec plus de détails.

- La Commande Décalée (CD).
- La Modulation de Largeur d'Impulsion (MLI ou PWM : *Pulse Width Modulation*).

La synthèse par commande décalée (CD) revient à générer un signal « carré » à trois états ($+E, 0, -E$) aux bornes de la charge, à la fréquence du signal à générer (voir la Figure 4.18(a)). Le spectre de Fourier de ce signal possède une harmonique fondamentale h_1 et des harmoniques situés aux rangs impairs ($h_3, h_5, h_7, h_9, \dots$), dont on peut moduler l'amplitude en jouant sur l'angle β (délai entre deux impulsions successives) présenté dans la Figure 4.18(a) : Pour $\beta = \frac{\pi}{3}$, h_3 devient nul et la première harmonique gênante est h_5 , qui à $14dB$ sous la fondamentale, et bien plus facile à filtrer. L'amplitude de l'harmonique fondamentale h_1 dépend aussi de β , une régulation d'amplitude est possible, au prix d'une dégradation du taux de distorsion harmonique (voir la Figure 4.18(a)).

Cette stratégie de commande est intéressante dans la mesure où les commutateurs travaillent à la fréquence du signal à générer, les pertes par commutations sont minimisées. La synthèse par commande décalée (CD) convient parfaitement aux générateurs délivrant des courants à spectres étroits (quelques kHz autour d'une fréquence comprise entre 20 et 40 kHz) localisés en début de décelérateur. Au-delà de cette variation de fréquence relative, les raies h_5 et h_7 rentreraient dans la bande passante du filtre, le spectre s'en trouverait dégradé (voir la Figure 4.18(a)). Cette méthode est moins parfaite pour les générateurs situés à la fin du décelérateur (là

où les vitesses sont très faibles par rapport à la vitesse initiale de l'onde), car ces derniers travaillent sur plusieurs octaves (0 à 20kHz) et les harmoniques ne seront pas complètement filtrables.

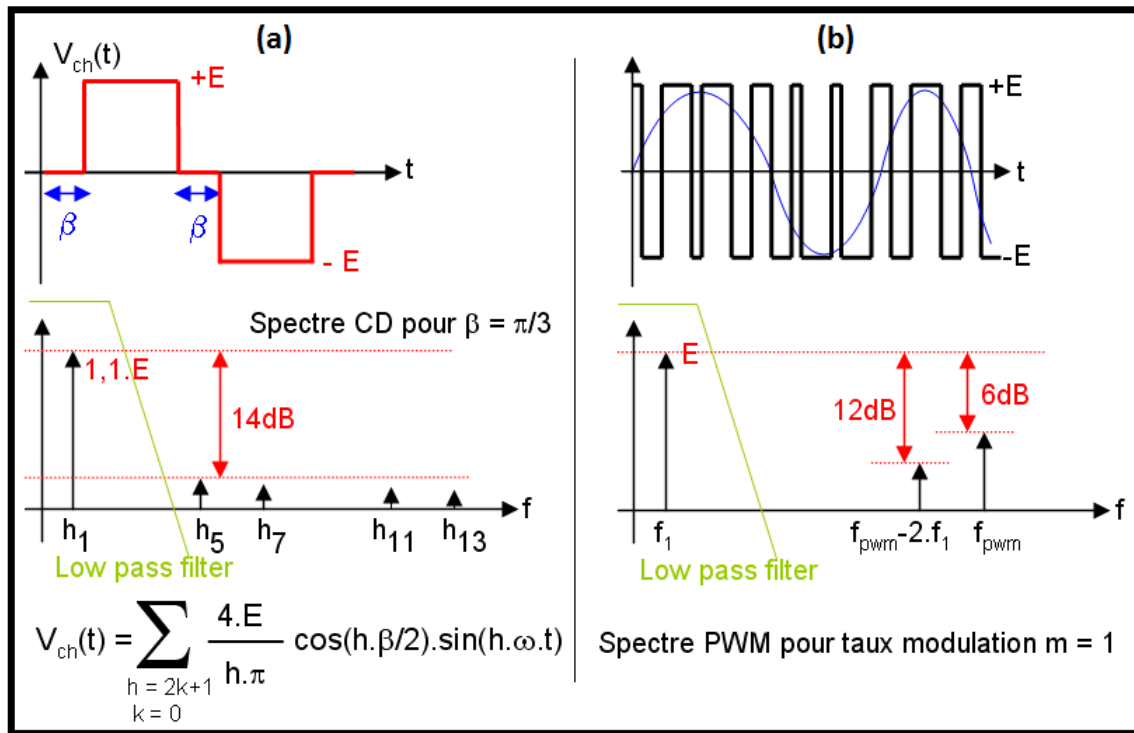


Figure 4.18.: (a) Spectre du signal non filtré en Commande Décalée (CD) pour $\beta = \frac{\pi}{3}$. (b) Spectre du signal non filtré en Modulation de Largeur d'Impulsion PWM ($f_1 = f_{sig}$: fréquence de la raie utile).

La synthèse par la Modulation de Largeur d'Impulsion (MLI ou PWM : Pulse Width Modulation) repose sur le principe d'imposer à la charge un signal « carré » à deux états ($+E, -E$) de fréquence fixe nettement plus élevée que le signal à générer (voir la Figure 4.18(b)). Le rapport cyclique de ce signal généré est modulé par un autre signal de fréquence f_{sig} . Le spectre du signal PWM se trouve composé de la raie utile de fréquence f_{sig} , et de raies parasites à filtrer dont les plus intenses se trouve aux fréquences $f_{pwm} - 2 \cdot f_{sig}$ et f_{pwm} (voir la Figure 4.18(b)).

L'avantage de cette méthode est que les fréquences les plus difficiles à filtrer ne sont pas des harmoniques et elles sont situées autour de f_{pwm} . C'est la seule méthode valable, pour un fonctionnement optimal, pour les générateurs « large bande » (de 0 à 20kHz) situés à la fin du décélérateur (là où les vitesses sont très faibles par rapport à la vitesse initiale de l'onde). Cependant, les pertes par commutations en PWM sont plus élevées qu'en Commande Décalée (CD). Bien que la PWM soit adaptée à tous les cas, nous réservons son utilisation là où la commande Décalée (CD) ne convient plus tout à fait.

La Figure 4.19(a) présente le signal d'une impulsion de courant, synthétisé à partir de la méthode de la Commande Décalée (DC), pris par un oscilloscope *LeCroy*. On observe une impulsion de courant de $500\mu s$ de durée dont la fréquence varie de $40kHz$ à $38kHz$. L'intensité du courant varie entre $522A$ en crête au début de l'impulsion et $430A$ en crête à la fin de l'impulsion. Le signal est quasi sinusoïdal, le Taux de Distorsion Harmonique mesuré est de quelques %. Puisqu'on n'est pas encore au stade de réaliser de fortes décélérations, on n'a pas utilisé le mode de synthèse par la Modulation de Largeur d'Impulsion (PWM), dans notre expérience. Mais, on a testé le générateur en mode de commande PWM à $200kHz$ pour la synthèse de signaux pulsés quelconques, par exemple un $\frac{\sin(x)}{x}$ que l'on présente dans la Figure 4.19(b).

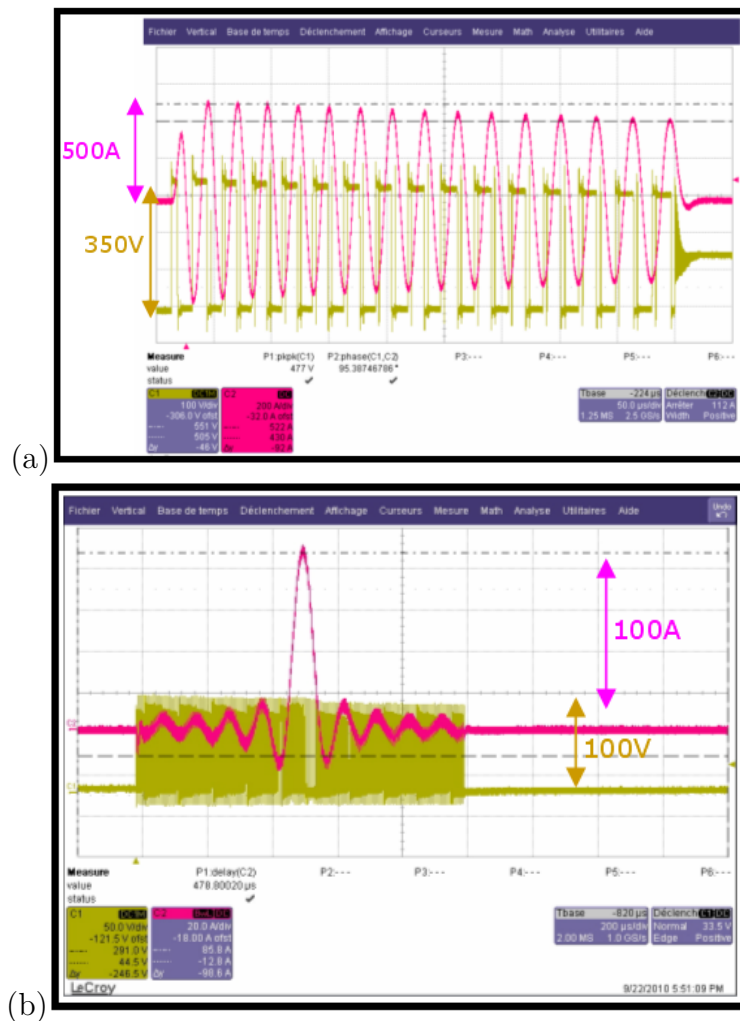


Figure 4.19.: (a) Impulsion sinusoïdale, de 40 à $38kHz$, de durée $450\mu s$ et de $1kA$ d'intensité crête à crête, créé à partir de la synthèse par commande décalée (CD). (b) Impulsion $\frac{\sin(x)}{x}$ à $20kHz$, de durée $1ms$ et de $100A$ d'intensité maximale, créée à partir de la synthèse par PWM à $200kHz$.

Comme c'est montré sur la Figure 4.17, le courant délivré par le générateur passe par un filtre passe-bas avant de traverser la charge. L'objectif de ce filtre est de limiter les harmoniques parasites à 1% de l'harmonique principale ($-40dBc$). Nous utilisons un filtre de Butterworth d'ordre trois.

En Commande Décalée (CD), le filtre atténue l'harmonique h_5 de $42dB$. En *PWM*, la fréquence de découpage f_{pwm} minimale est déterminée par l'atténuation à obtenir sur les harmoniques parasites, principalement pour celle à $f_{pwm}-2 \cdot f_{sig}$, car l'ordre du filtre est figé. Les atténuations du filtre sont de $36dB$ pour l'harmonique de fréquence $f_{pwm}-2 \cdot f_{sig}$ et de $47dB$ pour l'harmonique de fréquence f_{pwm} . Pour une fréquence de signal $f_{sig} < 20kHz$, nous avons fixé $f_{pwm} = 120kHz$. Ce choix est le résultat d'un compromis entre la qualité du signal et les pertes par commutations. Augmenter ce rapport est possible, mais au détriment des pertes par commutations dans les IGBT, proportionnelles à f_{pwm} , qui représentent déjà 55% des pertes totales dans les conditions actuelles.

En résumé nous avons développé au laboratoire une structure de générateur sinusoïdal de haute puissance travaillant hors des domaines de l'électronique de puissance habituels :

- puissance crête commutée de $200kVA$.
- fréquence de découpage de $200kHz$.
- fréquences des signaux générés de 0 à $40kHz$.
- régime impulsionnel de courte durée jusqu'à quelques *ms*.

Les dimensions d'un générateur sont $100 \times 160 \times 50mm$, ce qui permet d'en intégrer jusqu'à 8 par châssis de 19 *pouces*. Ces générateurs concilient donc 3 aspects généralement contradictoires : forte puissance, hautes fréquences et faible encombrement. On utilise ces générateurs pour la production des impulsions de courants intenses et sinusoïdaux de fréquences variables similaires à celui présenté dans la Figure 4.19(a). Pour cela, on a développé un programme qui nous permet la commande de ces impulsions de courants sinusoïdaux avec les phases temporelles désirées.

4.3.2.2. Calcul et programmation de la phase temporelle du courant

Notre décélérateur Zeeman se compose de deux modules de bobines plates en cravate (voir la Figure 4.14). Chaque module s'étend sur 12 périodes de longueur $\lambda = 11.6mm$ et il comporte nh séries de n ensembles de quatre fils (chaque ensemble est similaire à celui présenté dans la Figure 4.9(a)) superposés les unes à côté des autres suivant la direction \vec{Oz} , tel que n est un entier qui peut être égal à 2, 4 et 8 (nh va être égal respectivement à 8, 4 et 2). Cela entraîne le fait que chaque module doit être alimenté par 16 générateurs d'impulsions de courant intense modulé. Ces impulsions de courant sont sinusoïdales de phase contrôlable. Le calcul de cette phase temporelle se fait à partir de l'expression de la force décélétratrice qu'on

utilise et qu'on a expliqué dans le chapitre 2. Dans la suite, je vais faire un rappel de ce calcul et ensuite je vais présenter l'algorithme de programmation de ces phase dans l'ensemble de 32 générateurs qu'on utilise dans notre expérience.

Calcul de la phase temporelle : Au commencement des tests expérimentaux, on prenait la phase sous la forme d'un polynôme de second degré en fonction du temps et on calculait les coefficients de ce polynôme à partir de la vitesse initiale et la vitesse finale des particules à décélérer indépendamment de l'amplitude de la force utilisée pour la décélération. On raisonnait en termes de mouvement des particules piégées, dans des puits de potentiels, dans un référentiel mobile pour le choix des vitesses initiales et finales. Avec cette méthode, on ne contrôlait pas les paramètres qui pouvaient améliorer le rendement de l'expérience.

Dans un second temps, on a décidé de changer complètement notre méthode de raisonnement et de calcul de la phase en se mettant dans le référentiel du laboratoire. Les bobines plates en cravate alimentées par les générateurs de courant intense modulé vont produire des champs magnétiques progressifs intenses de vitesses contrôlables. Ces champs peuvent être décrits, approximativement, par l'expression suivante :

$$\vec{B}_b(z, t) \simeq B \cos(k \cdot z(t) - \Phi(t)) \vec{e}_z \quad (4.29)$$

Ce champ magnétique va exercer une force sur les particules paramagnétiques du jet supersonique qui traversent ces bobines plates suivant la direction \vec{Oz} . Cela implique que l'équation de mouvement de ces particules va se mettre sous la forme suivante :

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = a \sin(k \cdot z(t) - \Phi(t)) \quad (4.30)$$

Avec a est une constante qui dépend de la période spatiale de l'onde, l'intensité du champ magnétique et le sous niveau Zeeman considéré. Pour résoudre l'Équation 4.30, la solution est simple. Comme on le sait, pour décélérer une particule, il suffit d'appliquer une force constante sur cette particule tout au long de son déplacement. Ça veut dire qu'il suffit de résoudre l'équation du mouvement de la particule *synchrone* à une dimension qui peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{d^2 z_s}{dt^2} = a \sin(\phi_0) \quad (4.31)$$

Avec $\phi_0 \in \left[0, \frac{\pi}{2}\right]$ est un paramètre qu'on fixe suivant notre choix piégeage ou décélération. Pour plus de détails, vous pouvez voir le chapitre 2. La résolution de l'Équation 4.31 va donner :

$$z_s(t) = \frac{1}{2} a \sin(\phi_0) \cdot t^2 + v_i \cdot t + z_i \quad (4.32)$$

Où v_i et z_i sont respectivement la vitesse et la position initiales de la particule synchrone et $z_s(t)$ est la trajectoire suivie par la particule synchrone à l'intérieur des bobines en cravates. Il faut que l'onde de champ magnétique progressive se propage de manière synchrone (vitesse et temps initial) avec la particule synchrone du jet supersonique afin de créer une force constante sur cette particule. À partir de l'Équation 4.30 et l'Équation 4.31, on obtient la relation suivante :

$$\sin(\phi_0) = \sin(k \cdot z_s(t) - \Phi(t)) \quad (4.33)$$

Ce qui nous permet d'obtenir l'expression de la phase temporelle de l'impulsion du courant qui va s'écrire sous la forme :

$$\Phi(t) = k \cdot z_s(t) - \phi_0 = k \left(\frac{1}{2} a \sin(\phi_0) \cdot t^2 + v_i \cdot t + z_i \right) - \phi_0 \quad (4.34)$$

En résumé, on peut dire que pour une classe de vitesse initiale v_i , on détermine la constante a à partir de l'amplitude de champ magnétique de l'onde et on fixe ϕ_0 en fonction de l'expérience qu'on veut réaliser (piégeage à vitesse constante ou décélération). La vitesse finale v_f des particules décélérées est déterminée à partir de la relation :

$$\text{le travail de la force} = \text{différence d'énergie cinétique} \quad (4.35)$$

Le travail de la force W_p est égale à $\text{masse} \cdot a \sin(\phi_0) \cdot \Delta z$, avec Δz est la distance parcourue par les particules lors de l'interaction. La différence d'énergie cinétique ΔE_c vérifie dans ce cas la relation :

$$\Delta E_c = \frac{\text{masse}}{2} (v_f^2 - v_i^2) = W_p = \text{masse} \cdot a \sin(\phi_0) \cdot \Delta z \quad (4.36)$$

Connaissant la vitesse initiale v_i de la particule synchrone et à partir de l'Équation 4.35 et l'Équation 4.36, la vitesse finale v_f de cette particule s'obtient par :

$$v_f = \sqrt{v_i^2 + 2 a \sin(\phi_0) \cdot \Delta z} \quad (4.37)$$

À partir de ces relations qui se déduisent de la réalisation pratique de la notion de force synchrone, on peut facilement programmer le processus de détermination de la phase temporelle de l'impulsion du courant sinusoïdal générée par les générateurs des impulsions de courant intense modulé.

Programmation de la phase temporelle : L'expression du champ magnétique progressif (Équation 4.29) qu'on utilise dans notre expérience peut se mettre sous la forme suivante :

$$\vec{B}_b(z, t) \simeq B \times \frac{2}{nh} \sum_{i=0}^{nh-1} \sin\left(k \cdot z - i \frac{\pi}{nh}\right) \sin\left(\Phi(t) - i \frac{\pi}{nh}\right) \vec{e}_z \quad (4.38)$$

Avec nh est le nombre des éléments (ou des étages) qui composent notre onde. Comme on l'a précisé au début de ce paragraphe, nh peut être égal à 2, 4 et 8 car on est limité par le nombre des fils dans nos bobines et le nombre de générateurs. Il faut noter que plus nh est grand, moins le champ magnétique résultant est distordu (on diminue les effets des inductances mutuelles entre les bobines plates en cravate). Pour obtenir le champ magnétique souhaité, il suffit d'appliquer dans chaque fil des bobines plates le courant sinusoïdal qui lui correspond et qui va être de la forme :

$$I(t) = I_0 \sin(\Phi(t)) \quad (4.39)$$

À partir de l'Équation 4.34, on peut réexprimer l'Équation 4.39 comme suit :

$$I(t) = I_0 \sin\left(k \left(\frac{1}{2} a \sin(\phi_0) \cdot t^2 + v_i \cdot t + z_i\right) - \phi_0\right) \quad (4.40)$$

La constante a va s'écrire sous la forme :

$$a = k \cdot \frac{I_0 \cdot g_j \cdot m_j \cdot \mu_B \cdot B_{max}}{masse} \quad (4.41)$$

Avec :

- g_j : le facteur de Landé de la particule paramagnétique décélérée.
- m_j : La projection du moment cinétique totale de la particule paramagnétique décélérée.
- μ_B : le magnéton de Bohr.
- B_{max} : L'intensité de la composante B_z du champ magnétique généré par les bobines plates en cravate alimenté un courant de 1A d'intensité (dans notre cas $B_{max} = 2.08mT$).
- $masse$: La masse de la particule paramagnétique décélérée.

Puisque notre décélérateur Zeeman peut être composé par plusieurs modules, on doit calculer les temps de début et fin de chaque impulsion de courant appliqué dans chaque module en résolvant les équations suivantes :

$$\begin{cases} t_{d_j}(i) \leftarrow h/.Solve[\Phi(h) = d_j \times 2\pi + \frac{i \cdot \pi}{nh}]; i = 0 \longrightarrow nh - 1 \\ t_{f_j}(i) \leftarrow h/.Solve[\Phi(h) = f_j \times 2\pi + \frac{i \cdot \pi}{nh}]; i = 0 \longrightarrow nh - 1 \end{cases} \quad (4.42)$$

Où j est le numéro du module (1 ou 2 dans notre cas), t_d est le temps de déclenchement de la séquence et t_f est le temps de la fin de l'impulsion de courant. Pour avoir une bonne synchronisation temporelle entre les différents modules, il faut que le signal de courant envoyé à l'étage i de notre bobine ($i = 0 \longrightarrow nh - 1$) soit de la forme : $Signal = \sin(\Phi(t) - \frac{i \cdot \pi}{nh})$ pour $t \in [t_{d_j}(i), t_{f_j}(i)]$. Le signal se crée alors en deux étapes :

1. Le calcul de la séquence des temps de commutations des différents commutateurs Q_1 , Q_2 , Q_3 et Q_4 (les *IGBT* présentés dans la Figure 4.17) qui forment un pont en H pour chaque générateur (voir le principe de fonctionnement des générateurs du courant).
2. L'envoi des différents temps de commutations calculés avec le temps de déclenchement t_d et le temps de la fin t_f du pulse de courant pour chaque générateur

Dans la suite on s'intéresse à la séquence des temps de commutations calculée pour l'étage i de notre bobine ($i = 0 \rightarrow nh - 1$). Pour chaque séquence, on calcule la valeur du Sinus à l'aide d'un compteur de temps $n.Te$ qui commence par zéro et s'arrête quand il atteint la durée du pulse qui est égale à $t_f - t_d$. Donc, pour calculer les bonnes séquences avec les bonnes fréquences, il faut calculer le signal qu'on veut obtenir et qui va s'écrire dans ce cas sous la forme :

$$Signal_j(i) = \sin \left(\Phi \left(n.Te + t_{d_j}(i) \right) - \frac{i \cdot \pi}{nh} \right) ; n.Te = 0 \rightarrow t_{f_j}(i) - t_{d_j}(i) \quad (4.43)$$

Après, pour chaque générateur, on envoie la séquence suivante :

- Les tableaux des différents temps des commutations.
- Le temps de déclenchement de chaque séquence $t_{d_j}(i) + T_{off}$, tel que T_{off} est un délai ajouté.
- La durée de la séquence $t_{f_j}(i) - t_{d_j}(i)$.

Tout en sachant que d_j et f_j sont des entiers, on peut réécrire la phase à partir de l'Équation 4.34 comme suit :

$$\begin{aligned} \Phi \left(n.Te + t_{d_j}(i) \right) &= k \left\{ \frac{1}{2} a \sin(\phi_0) \left(n.Te + t_{d_j}(i) \right)^2 + v_i \left(n.Te + t_{d_j}(i) \right) + z_i \right\} - \phi_0 \\ &= k \left\{ \frac{1}{2} a \sin(\phi_0) \cdot (n.Te)^2 + \left(v_i + a \sin(\phi_0) \cdot t_{d_j}(i) \right) \cdot n.Te \right\} + d_j \cdot 2\pi + \frac{i \cdot \pi}{nh} \end{aligned} \quad (4.44)$$

Donc, l'expression de l'Équation 4.43 va se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} Signal_j(i) &= \sin \left(\Phi \left(n.Te + t_{d_j}(i) \right) - \frac{i \cdot \pi}{nh} \right) \\ &= \sin \left(k \left\{ \frac{1}{2} a \sin(\phi_0) \cdot (n.Te)^2 + \left(v_i + a \sin(\phi_0) \cdot t_{d_j}(i) \right) \cdot n.Te \right\} \right) \end{aligned} \quad (4.45)$$

Tel que : $n.Te = 0 \rightarrow t_{f_j}(i) - t_{d_j}(i)$

À partir de ce signal, on calcule tous les temps des commutations pour chaque séquence. Après, chaque tableau des différents temps de commutations est envoyé avec la durée et le délai de l'impulsion, qu'on veut obtenir, au microprocesseur du générateur correspondant. À la fin, on obtient le signal qu'on veut à la sortie du filtre qui se trouve entre le générateur et la bobine plate et qui va être similaire à celui décrit dans la Figure 4.19(a).

Conclusion

Durant ce chapitre, j'ai décrit les différents montages expérimentaux qui nous ont permis d'obtenir les différents champs magnétiques que l'on a utilisés dans nos expériences de piégeage et de décélération. J'ai détaillé, surtout, les différents bobinages et les différentes alimentations qui généraient ces champs. Maintenant, après cet intermède technique, l'expérience proprement dite peut commencer. Dans la partie suivante je vais présenter les différents résultats expérimentaux obtenus au cours de ces expériences tout en les interprétant en utilisant le formalisme théorique exposé dans le chapitre 2.

Troisième partie .

Résultats expérimentaux, interprétations et discussions

« L'esprit n'use de sa faculté créatrice que quand l'expérience lui en impose la nécessité. » "

(Henri Poincaré)

5. Les systèmes test étudiés

5.1. Introduction

5.2. Les gaz test

5.2.1. Argon métastable

5.2.2. Néon métastable

Conclusion

5.1. Introduction

J'ai effectué mon stage de Master 2 sur l'expérience du décélérateur Zeeman et pendant ce stage j'ai commencé à faire les premiers essais de piégeage et de décélération sur un jet supersonique d'argon métastable. Au début on a travaillé avec la moitié des générateurs de courant (on travaillait avec la moitié des fils) et on a obtenu des résultats très encourageants pour la suite (voir chapitre 6). Ensuite, j'ai commencé ma thèse en octobre 2010 sur la même expérience et on a pu faire les premiers essais de piégeage et de décélération avec la totalité des générateurs avec une onde magnétique progressive créée à partir de la superposition de deux champs magnétiques sinusoïdaux, déphasés l'un par rapport à l'autre par $\frac{\pi}{2}$ spatialement et temporellement (voir chapitre 6).

Ce travail a été couronné par une publication d'un article [97]. Dans cet article, on a présenté les résultats du piégeage à une vitesse constante d'un jet supersonique d'argon métastable par l'onde magnétique progressive décrite précédemment. Ensuite on a cherché à améliorer la qualité de l'onde et on a essayé la superposition de huit champs magnétiques sinusoïdaux, déphasés par $\frac{\pi}{8}$ spatialement et temporellement (comme celui présenté dans le chapitre précédent). Cette méthode a bien marché et elle a donné des résultats plus spectaculaires encore pour le piégeage à une vitesse constante, mais hélas on n'a pas réussi à avoir des résultats similaires avec la décélération.

Tout d'abord, on n'a pas trouvé d'explication claire à ce problème. On a essayé avec acharnement plusieurs solutions pour résoudre ce problème mais on n'a pas pu aboutir à des réponses satisfaisantes. Après de longues discussions, on a abouti à la décision suivante : il faut changer notre vision envers le mode fonctionnement de notre expérience et il faut revenir aux expériences de base des forces *Stern & Gerlach* [98], [17] et [88]. Ces changements que je vais évoquer avec plus de détails dans la suite nous ont permis de comprendre mieux le fonctionnement des expériences de piégeage et de réaliser enfin des expériences de décélération.

La vision de départ était basée sur l'énergie, en accord avec celle décrite dans les autres expériences de décélération d'un jet supersonique ([15], [14] et [47]). Selon cette vision on considère que la force exercée par l'onde magnétique sur les particules est la valeur absolue d'un sinus et c'est lié au fait que le produit du champ magnétique et le moment magnétique de la particule $(\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t))$ est toujours positif, c'est à dire que le moment cinétique total de la particule est toujours orienté dans la même direction que le champ magnétique, et ce dernier s'écrit sous la forme de $\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B} \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \Phi(t))$. Le mouvement du moment cinétique totale de la particule, dans cette configuration est considéré comme diabatique car réellement il ne va pas suivre la direction du champ magnétique à cause du changement du sens de l'axe de quantification. Donc, la force résultante de cette configuration, va dépendre du gradient de la valeur absolue du $\cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \Phi(t))$. On peut trouver plus de détails concernant cette description dans [13].

Nous avons analysé les raisons qui faisaient que la configuration de piégeage (force nulle et champ magnétique maximal pour les particules synchrones) était très favorable et la configuration de ralentissement (force maximale et champ magnétique nul pour les particules synchrones pour $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$) étaient très défavorables.

Dans le cas du piégeage, le champ magnétique reste constant et intense pour les particules synchrones. Donc l'axe principal de quantification est bien défini pour ces particules. La dynamique est adiabatique au spin, on n'a pas de transition de Majorana qui dépolarise le jet et mêle l'action de la force [64] [20] [61].

Dans le cas du ralentissement, le champ magnétique est faible et il peut changer de signe pour les particules synchrones et les particules quasi-synchrones. Donc l'axe de quantification n'est pas défini de manière uniforme pour toutes les particules du jet. La dynamique devient plus complexe puisque la précession du spin subit des transitions de Majorana, donc l'action de la force est fluctuante et on n'a pas d'effet clair sur la distribution de vitesse.

Il est donc facile de surmonter ce problème. Il suffit, et ce sera montré dans le chapitre 7, de définir avec un champ magnétique uniforme suffisamment intense, un *axe de quantification global et homogène* pour toutes les particules qui traversent la zone d'interaction. On rejoint ainsi les prescriptions expérimentales de l'article de M. Bloom et al. [17] sur la manière appropriée d'employer les forces Stern & Gerlach [98].

5.2. Les gaz test

Afin de vérifier la validité de notre approche expérimentale pour la décélération des particules paramagnétiques d'un jet supersonique, on a choisi de tester notre système de décélération sur des particules métastables de gaz rares. Comme on l'a précisé dans le chapitre 3, ce choix permet essentiellement une grande facilité pour la création et la détection de ces particules par les moyens dont on dispose. Les atomes métastables de gaz rares sont paramagnétiques, ils interagissent bien avec les champs magnétiques créés dans notre expérience. À cause des caractéristiques de ces champs, détaillées dans le chapitre 4, on choisit de travailler avec un jet supersonique de néon métastable et d'argon métastable. Ce choix repose essentiellement sur les caractères spécifiques de ces deux atomes que je vais détailler par la suite.

5.2.1. Argon métastable

Dans cette partie, nous allons présenter brièvement les caractéristiques de l'atome d'argon dans un état métastable [32] et [54]. L'argon fait partie de la famille des gaz rares. Troisième composant de l'atmosphère terrestre, avec près de 1%, l'argon est le gaz rare le moins rare, et donc le moins cher. Ses propriétés de gaz inerte lui

donnent de nombreuses applications industrielles, la plus connue étant la “soudure à l’argon”. Il existe trois isotopes naturellement présents de l’argon, tous les trois de spin nucléaire I nul (voir le Tableau 5.1(a)).

Comme l’isotope 40 est très majoritaire, on s’intéressera uniquement à lui dans la suite de ce travail. La masse de cet isotope est $6,636 \times 10^{-26} kg$, son potentiel d’ionisation est de $15,759 eV$, son numéro atomique est 18 et sa configuration électronique dans l’état fondamental est $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$ (voir le Tableau 5.1(b)).

Isotope	Abondance
40	99.6%
36	0.3%
38	0.07%

(a)

Numéro atomique	18
Masse atomique de ^{40}Ar	$39.95 u.a.$
Spin nucléaire de ^{40}Ar	0
Abondance atmosphérique	99.6%
Configuration électronique	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$
Potentiel d’ionisation	$15,759 eV$

(b)

Table 5.1.: (a) L’abondance des isotopes stables de l’Argon. (b) Diverses données sur l’argon ^{40}Ar .

En ce qui concerne les techniques du vide, qui nous concernent plus directement, l’argon est un gaz efficacement pompé et qui se désorbe bien des surfaces. Le libre parcours moyen, paramètre essentiel pour les expériences à base de jet supersonique, se déduit de la pression. Pour pouvoir négliger les collisions avec le gaz résiduel (supposé constitué d’argon), le libre parcours doit être nettement supérieur aux dimensions de l’expérience. Avec un bon vide primaire de 10^{-3} mbar, on obtient un libre parcours de $7cm$, ce qui est un peu court. Avec un vide secondaire médiocre de 10^{-5} mbar on obtient $7m$, ce qui est très suffisant dans notre expérience.

Dans notre expérience, nous étudions les particules paramagnétiques : c’est à dire les particules ayant un moment cinétique total $J = L + S$ non nul. Dans ce cas, les gaz rares ne peuvent pas être utilisés dans leur état fondamental. On doit utiliser un niveau excité de spin non nul, mais dont la durée de vie est supérieure à la durée de l’expérience, dans notre cas le temps de parcours de la source au détecteur, soit quelques millisecondes.

Les premiers niveaux excités d’un atome de gaz rare « supérieur » (autre que l’Hélium) ont une configuration de cœur du type $(n)p^5$. Ils peuvent alors être étudiés avec les mêmes outils qu’un système à deux électrons : car la configuration électronique du cœur joue le rôle d’un trou de spin $s_1 = \frac{1}{2}$ et l’électron possède un spin $s_2 = \frac{1}{2}$. Dans le cas de la configuration $3p^5 4s$, le spin total $S = s_1 + s_2 = 0$ ou 1 et le moment orbital $L = 1$. Ceci est compatible avec le fait qu’il y ait un niveau $J = 0$, deux niveaux $J = 1$ et un niveau $J = 2$ pour les premiers niveaux excités de l’argon

(comme d'ailleurs dans le cas des autres gaz rares de spin nucléaire nul tel que le néon) qui sont attribués à la configuration $3p^54s$. Les niveaux $J = 0$ et $J = 2$ sont métastables, car ils ne peuvent retomber au niveau fondamental 1S_0 ($J = 0$), que par une transition dipolaire électrique. On va s'intéresser particulièrement à cette configuration $3p^54s$, à laquelle appartiennent les deux niveaux métastables 3P_2 et 3P_0 . Dans le Tableau 5.2, je présente les différents niveaux de l'argon métastable dans cette configuration.

J	Niveau (LS)	Énergie (eV)	Durée de vie (s)	Poids statistique
2	3P_2	11.548	~ 38	85%
1	3P_1	11.623	8.5×10^{-9}	–
0	3P_0	11.723	~ 45	15%
1	1P_1	11.828	2.2×10^{-9}	–

Table 5.2.: Les caractéristiques des différents niveaux de l'argon métastable dans la configuration $3p^54s$ [32].

Comme on peut le voir dans le Tableau 5.2, l'argon possède deux niveaux métastables d'énergies voisines (environ $12eV$). Le niveau 3P_2 possède les qualités requises :

- Un moment cinétique total $J = 2$ donnant lieu à cinq sous niveaux Zeeman présentés sur la Figure 5.1
- Une durée de vie de l'ordre de $38s$ (voir le Tableau 5.2) largement suffisante pour nos expériences de décélération.

L'énergie interne de ces niveaux métastables (de l'ordre de $12eV$) permet une détection directe des atomes : tout impact sur une surface provoque un retour au niveau fondamental avec libération de cette énergie qui est suffisante pour arracher un électron. Comme je l'ai précisé dans le chapitre "Création et détection d'un jet supersonique", on utilisera des galettes de micro-canaux (MCP) pour la détection en mode de comptage, permettant de compter les atomes un par un avec une bonne efficacité. Cette technique d'acquisition possède l'avantage de nous affranchir du bruit analogique sur la chaîne de mesure. On doit toutefois prendre garde au fait que les méthodes usuelles de production des métastables d'argon, tel que le bombardement par un canon à électrons dans notre cas, aboutissent à un mélange comprenant 85% de 3P_2 , 15% de 3P_0 , sans oublier les métastables des isotopes ^{36}Ar (0,3%) et ^{38}Ar (0,07%).

Dans ce cas, le *facteur de Landé* g_J de l'atome d'argon dans l'état métastable 3P_2 est égal à :

$$g_J \approx 1 + \frac{1}{2} \frac{(J(J+1) - L(L+1) + S(S+1))}{J(J+1)} = \frac{3}{2}$$

La vitesse moyenne du jet supersonique d'argon métastable à température ambiante est de l'ordre de $700ms^{-1}$. La vitesse moyenne du jet supersonique d'argon méta-

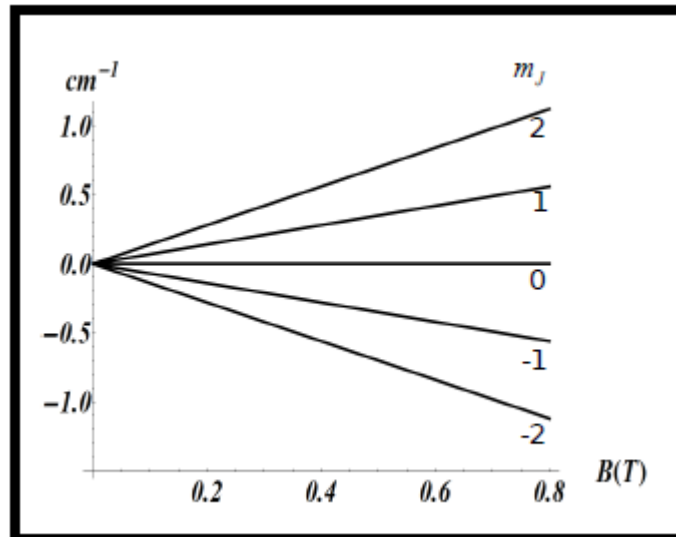


Figure 5.1.: Le diagramme Zeeman de l'atome d'argon dans l'état métastable 3P_2 . Il présente le levé de dégénérescence des sous niveaux Zeeman de cet état en présence d'un champ magnétique d'intensité similaire à celle utilisée dans l'expérience ($\sim 0.8T$). Cette figure est adaptée de [13] ($1cm^{-1} = 1.23981 \times 10^{-4}eV$).

stable refroidi jusqu'à $155K$, par l'intermédiaire d'une chambre d'azote liquide (voir le chapitre 3), est de l'ordre de $460ms^{-1}$. Puisque le niveau d'énergie interne d'argon métastable (de l'ordre de $11.6eV$) est inférieur aux énergies d'ionisation des autres gaz rares (tels que l'énergie d'ionisation de Xénon est de $12.13eV$, celle de Krypton est de $13.99eV$ et celle du néon est de $21.56eV$), l'argon métastable peut êtreensemencé avec le krypton et le xénon, à faible proportion sans donner lieu à l'ionisation *Penning* [58], [59] et [67], afin d'obtenir des jets supersoniques beaucoup plus lents. On n'a pasensemencé nos gaz pour avoir des signatures les plus claires possibles dans les spectres.

5.2.2. Néon métastable

Le néon est un élément chimique, de symbole Ne et de numéro atomique 10. C'est un gaz rare presque inerte. On le trouve sous forme de traces dans l'atmosphère. Le néon donne une lueur rougeâtre distinctive lorsqu'il est utilisé dans les tubes à vide et les lampes à néon. Le néon liquéfié est utilisé commercialement comme réfrigérant cryogénique. À des tensions et des courants normaux, le néon a la décharge la plus intense de tous les gaz rares et prend une teinte rouge orangé. Il existe trois isotopes naturellement présents dans le néon (voir le Tableau 5.3(a)).

Comme l'isotope 20 est très majoritaire, on s'intéressera uniquement à lui dans la suite de ce travail. La masse de cet isotope est de $20,1797(6) u.a.$, son potentiel

d'ionisation est de $21,56454eV$, son numéro atomique est 10 et sa configuration électronique dans l'état fondamental est $1s^22s^22p^6$ (voir le Tableau 5.3(b)).

		Isotope	Abondance
(a)		20	90.48%
		21	0.27%
		22	9.25%
(b)	Numéro atomique		10
	Masse atomique de ^{20}Ne		20, 18 <i>u.a.</i>
	Spin nucléaire de ^{20}Ne		0
	Abondance atmosphérique		90.48%
	Configuration électronique		$1s^22s^22p^6$
	Potentiel d'ionisation		$21,56454eV$

Table 5.3.: (a) L'abondance des isotopes stables du néon. (b) Diverses données sur le néon ^{20}Ne .

Comme pour l'argon, nous étudions les particules paramagnétiques : c'est à dire les particules ayant un moment cinétique total $J = L + S$ non nul. Dans ce cas, on doit utiliser un niveau excité de spin non nul, mais dont la durée de vie est supérieure à la durée de l'expérience, dans notre cas le temps de parcours de la source au détecteur, soit quelques millisecondes.

Comme on l'a dit avant, les premiers niveaux excités d'un atome de gaz rare « supérieur » (autre que l'Hélium) ont une configuration de cœur du type $(n)p^5$. Ils peuvent alors être étudiés avec les mêmes outils qu'un système à deux électrons : car la configuration électronique du cœur joue le rôle d'un trou de spin $s_1 = \frac{1}{2}$ et l'électron possède un spin $s_2 = \frac{1}{2}$, comme on a fait pour l'argon. Dans le cas de la configuration $2p^53s$, le spin total $S = s_1 + s_2 = 0$ ou 1 et le moment orbital $L = 1$. Ceci est compatible avec le fait qu'il y ait un niveau de $J = 0$, deux niveaux de $J = 1$ et un niveau de $J = 2$ pour les premiers niveaux excités du néon qui sont attribués à la configuration $2p^53s$. Les niveaux $J = 0$ et $J = 2$ sont métastables, car ils ne peuvent retomber au niveau fondamental 1S_0 ($J = 0$), que par une transition dipolaire électrique. On va s'intéresser particulièrement à cette configuration $2p^53s$, à laquelle appartiennent les deux niveaux métastables 3P_2 et 3P_0 (voir Figure 5.2(a)). Dans le Tableau 5.4, je présente les différents niveaux du néon métastable dans cette configuration.

Comme on peut le voir dans le Tableau 5.4, le néon possède deux niveaux métastables d'énergies voisines (environ $16.6eV$). Le niveau 3P_2 possède les qualités requises :

- Un moment cinétique total $J = 2$ donnant lieu à cinq sous niveaux Zeeman présentés sur la Figure 5.2(b)
- Une durée de vie de l'ordre de $17s$ (voir le Tableau 5.4) largement suffisante pour nos expériences de décélération.

J	Niveau (LS)	Énergie (eV)	Durée de vie (s)	Poids statistique
2	3P_2	16.619	~ 17	85%
1	3P_1	16.671	0.23×10^{-9}	—
0	3P_0	16.715	~ 446	15%
1	1P_1	16.848	1.6×10^{-9}	—

Table 5.4.: Les caractéristiques des différents niveaux de néon métastable dans la configuration $2p^53s$ [83] et [78].

L'énergie interne de ces niveaux métastables (de l'ordre de $16.6eV$) permet une détection directe des atomes : tout impact sur une surface provoque un retour au niveau fondamental avec libération de cette énergie qui est suffisante pour arracher un électron. Comme pour l'argon métastable, on utilisera des galettes de micro-canaux (MCP) pour la détection en mode de comptage, permettant de compter les atomes un par un avec une bonne efficacité. Cette technique d'acquisition possède l'avantage de nous affranchir du bruit analogique sur la chaîne de mesure. On doit toutefois prendre garde au fait que les méthodes usuelles de production des métastables de néon, tel que le bombardement par un canon à électrons dans notre cas, aboutissent à un mélange comprenant 85% de 3P_2 , 15% de 3P_0 , sans oublier les métastables des isotopes ^{21}Ne et ^{22}Ne .

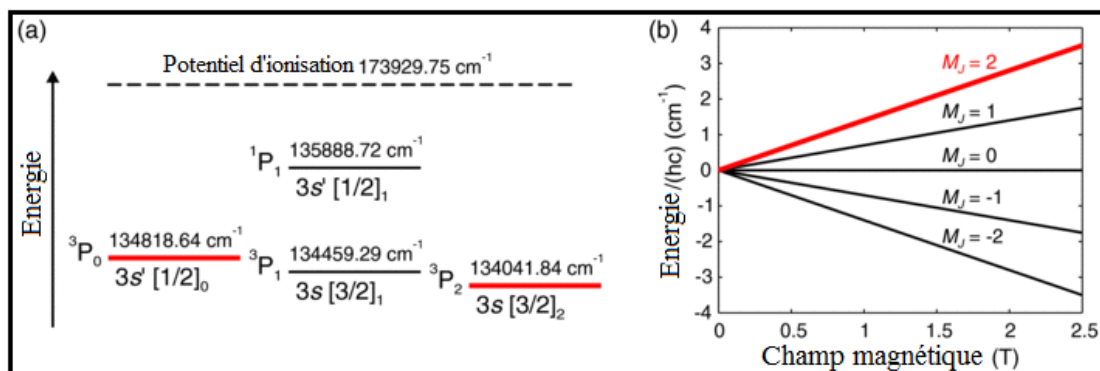


Figure 5.2.: (a) Schéma des niveaux d'énergie du néon métastable dans le cas de la configuration $2p^53s$ par rapport au niveau fondamental 1S_0 . Les deux niveaux métastables 3P_2 et 3P_0 sont tracés en rouge. (b) Le diagramme Zeeman de l'atome de néon dans l'état métastable 3P_2 en présence d'un champ magnétique relativement intense. Le sous niveau Zeeman $M_J = 2$ est tracé en rouge. Cette figure est adaptée à partir de [102] ($1cm^{-1} = 1.23981 \times 10^{-4}eV$).

Comme pour l'argon, le *facteur de Landé* g_J de l'atome de néon dans l'état métastable 3P_2 est égal à :

$$g_J \approx 1 + \frac{1}{2} \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{J(J+1)} = \frac{3}{2}$$

La vitesse moyenne du jet supersonique de néon métastable à température ambiante est de l'ordre de $850ms^{-1}$. Par contre, la vitesse moyenne du jet supersonique de néon métastable refroidi jusqu'à $155K$, par l'intermédiaire d'une chambre d'azote liquide (voir le chapitre 3), est de l'ordre de $640ms^{-1}$. On ne peut pas ensemercer le néon métastable avec les autres gaz rares, afin d'obtenir des jets supersoniques plus lents à cause de l'ionisation *Penning* [58], [59] et [67], car le niveau d'énergie interne du néon métastable (de l'ordre de $16.6eV$) est supérieur aux énergies d'ionisation de ces gaz rares (tels que l'énergie d'ionisation de Xénon est de $12.13eV$, celle de Krypton est de $13.99eV$ et celle de l'argon est de $15.76eV$).

Après la présentation des particules test qu'on va décélérer, passons maintenant aux résultats des expériences de décélérations obtenus avant et après l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 .

6. Résultats obtenus avant l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0

Introduction

6.1. Montage expérimental

6.2. Piégeage des particules paramagnétiques d'un jet supersonique

6.2.1. Piégeage avec quadripôle

6.2.2. Piégeage sans quadripôle

6.2.3. Interprétations

6.3. Décélération des particules paramagnétiques d'un jet supersonique

6.3.1. Décélération avec quadripôle

6.3.2. Décélération sans quadripôle

6.3.3. Interprétation

Conclusion

Introduction

Durant les deux premières années de ma thèse, nous avons développé tout le montage expérimentale décrit dans le chapitre 4. Durant cette période, on pensait qu'il suffisait d'avoir une onde d'un champ magnétique progressive, qui sert à piéger et à décélérer les particules paramagnétiques d'un jet supersonique longitudinalement, et un champ magnétique quadripolaire, pour guider ces particules paramagnétiques à l'intérieur du tube en verre. Je vais commencer par un rappel sur ce montage expérimental et après je vais présenter les résultats de piégeage et de décélération obtenus avec cette configuration.

6.1. Montage expérimental

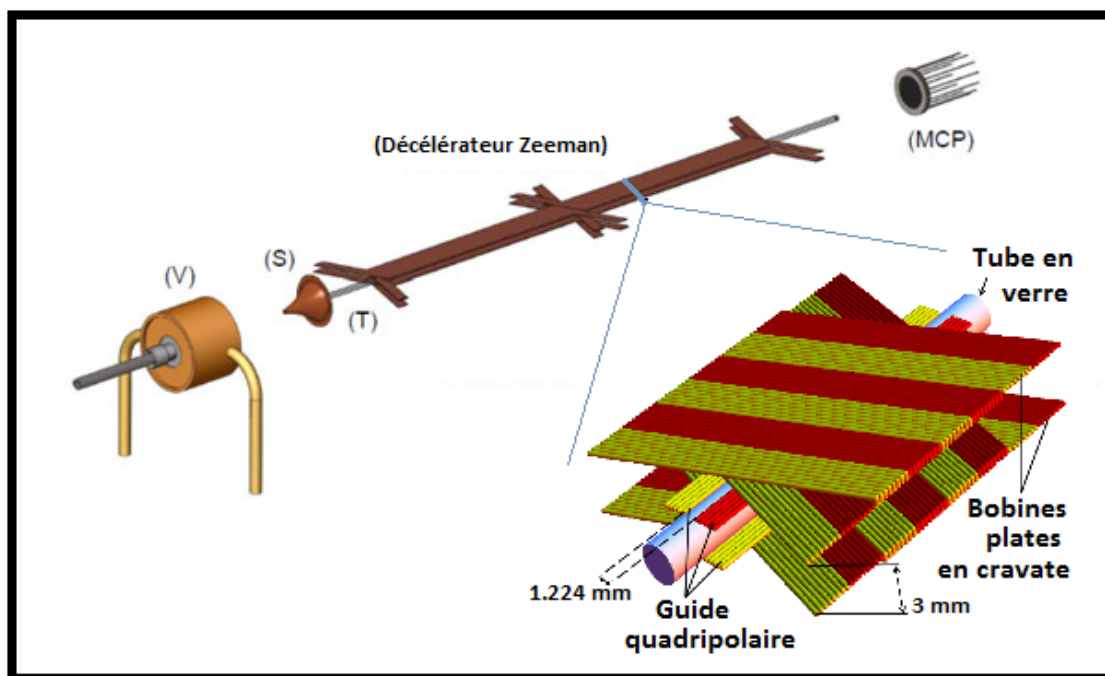


Figure 6.1.: Schéma du dispositif expérimental sans solénoïde : La chambre source contient la vanne (V) et l'écorceur (S) tandis que la chambre de détection contient le détecteur (MCP). Le jet supersonique passe, à partir de la chambre source vers la chambre de détection, à travers un tube en verre de 400mm de longueur (T). Les différentes bobines (Décélérateur Zeeman), à savoir les bobines plates en cravate et les bobines quadripolaires, sont montées à l'extérieur du vide, autour du tube (T).

Cette partie va être consacrée à la présentation des résultats obtenus par l'intermédiaire du montage expérimental qui se compose essentiellement d'une bobine

quadripolaire et des bobines plates en cravate. La bobine quadripolaire va assurer la focalisation (ou le guidage) des particules paramagnétiques du jet supersonique à l'intérieur du tube en quartz. Les bobines plates en cravate vont assurer le piégeage à une vitesse donnée et la décélération de ces particules longitudinalement. Dans le chapitre 4, on a présenté en détail le principe de fonctionnement de chacune de ces bobines et on a montré les caractéristiques des champs magnétiques créés par ces bobines.

Dans un souci de clarté, je reprends ce qui a été traité dans le chapitre 4 concernant le montage expérimental qu'on a utilisé durant cette période. La Figure 6.1 présente le dispositif expérimental initial, sans solénoïde, avec les différentes bobines. Les bobines plates en cravate sont placées de part et d'autre du guide quadripolaire à l'extérieur du tube en verre qui est entouré par le guide quadripolaire (voir le chapitre 4). Le décélérateur *Zeeman* est divisé en deux sections successives de bobines plates en cravate, comme on peut le voir sur la Figure 6.1. Chaque section est de $139.2mm$ de longueur, c'est à dire elle se compose de 12 périodes avec l'arrangement des fils décrit dans le chapitre 4.

La Figure 6.1 présente les bobines plates en cravate en deux séries de huit ensembles de quatre fils déplacé l'un par rapport à l'autre par $\frac{\lambda}{4}$ dans la direction du jet supersonique \vec{Oz} ($\lambda = 11,60mm$ est la période spatiale des bobines plates en cravate). Le premier arrangement, représenté schématiquement par des fils jaune dans la Figure 6.1, produit un champ magnétique $\vec{B}_1(z, t)$ sur l'axe \vec{Oz} . La dépendance temporelle de $\vec{B}_1(z, t)$ est donnée par le courant dépendant du temps $I_1(t)$ appliqué dans ce premier système de fils. À une très bonne approximation le champ magnétique résultant, au voisinage de l'axe, peut être décrit comme :

$$\vec{B}_1(z, t) = B_1(t) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(z - z_0)\right) \vec{e}_z \quad (6.1)$$

Où \vec{e}_z est un vecteur unitaire orienté dans la direction \vec{Oz} , $B_1(t)$ dépend essentiellement du courant appliqué dans ce système de fils $I_1(t)$ et $z_0 = \frac{7\lambda}{64}$. Le second arrangement de huit ensembles de quatre fils se déduit de la première par une translation de $\frac{\lambda}{4}$ sur l'axe \vec{Oz} , présenté schématiquement par des fils de couleur rouge sur la Figure 6.1. Le champ magnétique $\vec{B}_2(z, t)$ produit sur l'axe \vec{Oz} par ce second arrangement peut se mettre lui aussi, à une très bonne approximation, sous la forme :

$$\vec{B}_2(z, t) = B_2(t) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(z - z_0) - \frac{\pi}{2}\right) \vec{e}_z \quad (6.2)$$

Tel que $B_2(t)$ dépend essentiellement du courant appliqué dans le système de fils $I_2(t)$. Il faut régler les courants dépendant du temps $I_1(t)$ et $I_2(t)$ qui circulent dans les deux séries de huit ensembles de quatre fils pour qu'ils soient sinusoïdaux

à la fréquence $\nu(t)$, déphasés l'un par rapport à l'autre dans le temps par $\frac{\pi}{2}$. Dans ce cas, chaque courant va s'écrire sous la forme :

$$\begin{cases} I_1(t) = I_0 \cos(2\pi\nu(t)(t - t_0)) \\ I_2(t) = I_0 \cos\left(2\pi\nu(t)(t - t_0) - \frac{\pi}{2}\right) \end{cases} \quad (6.3)$$

Enfin, cette configuration de fils produit un champ magnétique total $\vec{B}_B(z, t)$ sur l'axe \vec{Oz} qui est la somme de deux champs magnétiques $\vec{B}_1(z, t)$ et $\vec{B}_2(z, t)$, créés par les deux séries de fils. Ce champ magnétique total peut se mettre, à une très bonne approximation, sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \vec{B}_B(z, t) &= \vec{B}_1(z, t) + \vec{B}_2(z, t) \\ \vec{B}_B(z, t) &= B \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(z - z_0) - 2\pi\nu(t)(t - t_0)\right) \vec{e}_z \end{aligned} \quad (6.4)$$

Et la position initiale z_0 et l'origine des temps t_0 doivent être choisies soigneusement. On obtient ainsi une onde de champ magnétique progressive sinusoïdale qui se propage suivant la direction \vec{Oz} . Afin de piéger des particules à une vitesse constante, la fréquence $\nu(t)$ doit être maintenue constante au cours du temps (indépendante du temps). Dans ce cas, l'onde résultante va se déplacer avec une vitesse constante égale à $\lambda\nu$. Avec les dimensions choisies pour notre montage expérimental, un courant sinusoïdal de fréquence $\nu = 40kHz$ fournit une onde magnétique se déplaçant à $464ms^{-1}$.

L'expression du champ magnétique décrit dans l'Équation 6.4 est valable, à une très bonne approximation, sur l'axe \vec{Oz} (qui est l'axe du tube). Mais, dès qu'on s'éloigne de cet axe, la relation ne devient plus correcte. Afin d'éviter cela, on a choisi de mettre on place un circuit qui nous permet d'obtenir un champ magnétique quadripolaire de guidage. Ce champ va assurer le guidage et la focalisation transversale du jet supersonique des particules paramagnétiques autour de l'axe \vec{Oz} .

Le schéma global du bobinage du guide quadripolaire est représenté dans la Figure 6.1 et la Figure 6.2 (a). Il se compose de quatre séries de fils de cuivre qui sont placés autour du tube de verre. Chaque série comporte cinq fils de $0.345mm$ de diamètre et de $30cm$ de longueur. Ces fils sont maintenus parallèlement ensemble dans un même plan afin d'augmenter l'intensité du champ magnétique à l'intérieur du guide. Les séries de fils voisins sont alimentées par des courants quasi-continus de signes opposés : les fils jaunes et rouges sont alimentés par des courants opposés comme nous avons indiqué dans le chapitre 4.

Dans la Figure 6.2(b) (respectivement (c)), on présente la variation de l'intensité du champ magnétique total résultant, à la fois, des bobines plates en cravate et du guide quadripolaire alimentés par des courants de $1A$, dans le plan XOZ (respectivement YOZ) en fonction des coordonnées X (respectivement Y) et Z . Comme prévu, l'effet du champ magnétique quadripolaire produit un minimum local de l'intensité

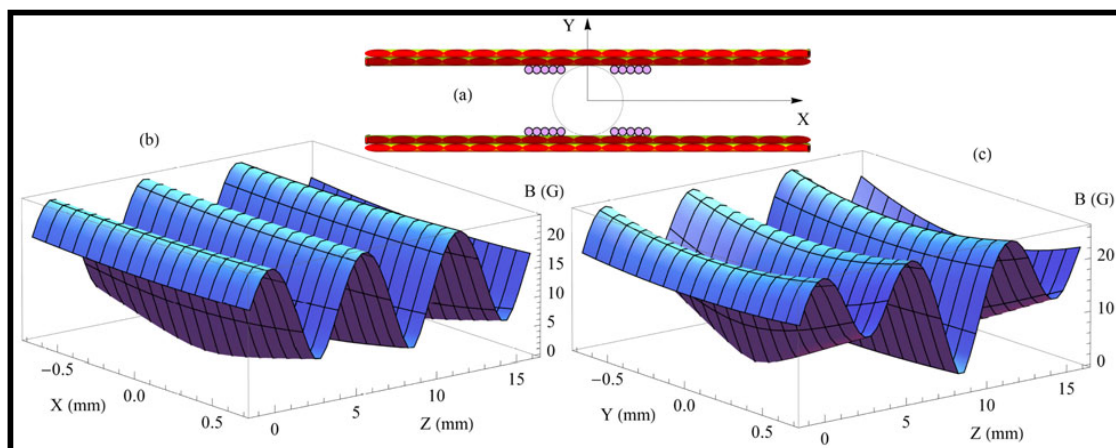


Figure 6.2.: (a) Représentation schématique d'une coupe XY à travers des bobines plates en cravate avec les bobines quadripolaires longitudinales (quatre séries de cinq fils chacun). Le cercle gris au centre représente le côté extérieur du tube de verre. (b) L'intensité du champ magnétique total, créé par les bobines plates et le guide quadripolaire, en fonction des coordonnées longitudinale Z et horizontale transverse X , calculées dans le plan XOZ . (c) L'intensité du champ magnétique total, créé par les bobines plates et le guide quadripolaire, en fonction des coordonnées longitudinale Z et verticale transverse Y , calculées dans le plan YOZ . Dans les deux figures (b) et (c), le champ magnétique est généré par l'arrangement de fils de la Figure 6.1, en appliquant des courants d'amplitude $I_0 = 1A$ à l'instant $t = t_0$ pour les bobines plates en cravate et des courants indépendants du temps dans les fils du guide quadripolaire de $1A$ d'intensité aussi. Cette figure est adaptée de [97].

du champ magnétique, générant de ce fait un piège magnétique tridimensionnelle pour les particules paramagnétiques ayant le bon signe du sous niveau Zeeman m_j .

En conclusion, l'assemblage de bobines plates en cravate et de guide quadripolaire doit nous permettre d'étudier les propriétés transversales des pièges, indépendamment de leurs propriétés longitudinales, à savoir, indépendamment de l'accélération et les propriétés de vitesse de l'onde magnétique mobile. Dans la suite, je vais présenter quelques résultats de piégeages et de décélérations obtenus par ce type de montage.

6.2. Piégeage des particules paramagnétiques d'un jet supersonique

Dans ces expériences de piégeage, on a utilisé un jet supersonique d'argon métastable. Une fois sortis de la vanne pulsée (voir le chapitre 3), les atomes d'argon du

jet supersonique sont dans leur état fondamental. On ne détecte que les particules d'argon métastables. On a utilisé les deux méthodes d'excitation des particules, présentées dans le chapitre 3 : l'excitation par une décharge électrique et l'excitation par un canon à électrons.

L'intérêt principal des atomes métastables est qu'ils sont facilement détectables par des galettes à micro-canaux (MCP). Dans ces expériences, on a tenté les deux méthodes de détections, présentées dans le chapitre 3 : la détection en mode analogique et la détection en mode de comptage. Dans la suite je vais présenter quelques résultats des expériences de piégeage avec et sans le guide quadripolaire avant l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 .

6.2.1. Piégeage avec quadripôle

Expérience 1

Dans ces expériences, la vitesse moyenne longitudinale et la dispersion longitudinale de la vitesse des particules du jet supersonique sont caractérisées par une série des mesures de temps de vol du jet réalisées avec l'application du champ magnétique créé par le guide quadripolaire seulement. Les bobines de ce guide quadripolaire sont alimentées par des impulsions courant continu d'intensité $I_{Q0} = 130A$. Ce qui donne lieu à un gradient de champ magnétique de l'ordre de $0.865 \cdot I_{Q0} \simeq 112.5 Tm^{-1}$.

La vitesse moyenne du jet supersonique d'argon métastable peut être légèrement ajustée en réglant les paramètres d'excitation (les paramètres de la décharge électrique ou ceux du canon à électrons). Par exemple, en alimentant les électrodes de la décharge électrique par une différence de potentiel de l'ordre de $560V$, on obtient un jet supersonique d'atomes métastables d'argon ayant une vitesse moyenne de $465ms^{-1}$.

Dans ces conditions, la dispersion longitudinale de la vitesse des atomes métastables d'argon du jet est de l'ordre de $25ms^{-1}$ (en moyenne quadratique), ce qui correspond à une température longitudinale de l'ordre de $3,1K$, et qui se traduit par l'élargissement du profil de temps de vol par $160\mu s$ (largeur à mi-hauteur). Dans ce cas, la décharge électrique dure $2,5\mu s$ et produit des atomes d'argon dans l'état métastable 3P_J , où $J = 0$ et $J = 2$, dans lequel tous les atomes métastables sont également répartis sur les différents sous-niveaux Zeeman m_J . La Figure 6.3 présente les résultats, en temps de vol, d'une expérience de piégeage à $464ms^{-1}$.

Durant cette expérience, le jet supersonique d'atomes métastables d'argon est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse $v_s = 464ms^{-1}$. Cette onde est générée avec la configuration décrite au début de ce paragraphe, en appliquant des courants de $300A$ crête-à-crête dans les bobines plates en cravate (ce qui donne lieu à un champ magnétique d'intensité maximale de l'ordre de $0.208 \cdot I_0 \simeq 0.31T$), à une fréquence constante $\nu = 40.00kHz$ (dans ce cas, $\phi_0 = 0$

dans l'expression du courant (Équation 4.40) du chapitre 4 et la fréquence $\nu = \frac{v_s}{\lambda}$. Le guide quadripolaire est alimenté par un courant continu de 130A. La courbe supérieure de la Figure 6.3(a) montre le profil de temps de vol expérimental détecté par les MCP en mode de détection analogique.

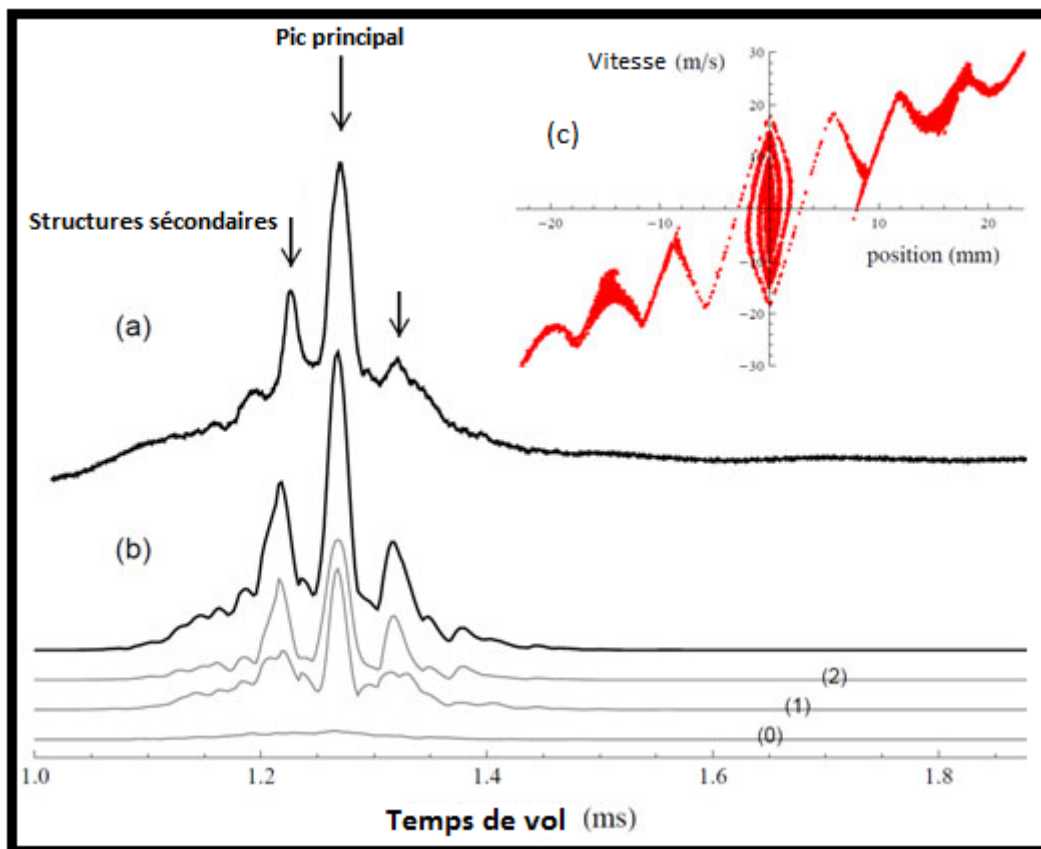


Figure 6.3.: (a) Le temps de vol expérimental d'un jet supersonique d'atomes métastables d'argon soumis à une onde magnétique se déplaçant à 464m s^{-1} . Le pic marqué à 1.270ms présente les atomes qui ont été piégés sur un nœud de l'onde de champ magnétique progressive. (b) La simulation en trois dimensions de l'expérience : La courbe (0) (respectivement (1) et (2)) représente la contribution au profil de temps de vol par les atomes dont le sous niveau Zeeman $m_J = 0$ (respectivement $m_J = 1$ et $m_J = 2$) de l'état 3P_J , où $J = 0$ et $J = 2$. (c) La distribution longitudinale dans l'espace des phases (dans le référentielle de l'onde) des atomes de sous niveau Zeeman $m_J = 2$, pris à $800\mu\text{s}$ après l'application de la décharge électrique. Cette figure est adaptée de [97].

Le pic principal marqué, dans le spectre des temps de vol des atomes, centré sur 1.270ms (flèche verticale dans la Figure 6.3(a)) est constitué d'atomes qui ont été maintenus autour d'un nœud de l'onde de champ magnétique progressive et qui sont confinés dans un potentiel de Zeeman dû à la forme spatiale du champ magnétique appliqué, comme le montre la Figure 6.2 (voir le chapitre 2). Étant donné que les

atomes métastables ne sont produits que pendant $2.5\mu s$ par une décharge électrique, le nuage de ces atomes est suffisamment étroit dans la direction \vec{Oz} à l'entrée du décélérateur Zeeman, pour que le piégeage ne s'effectue que sur une seule demi-période spatiale λ de l'onde du champ magnétique progressive ($\lambda = 11.6mm$).

La courbe inférieure de la Figure 6.3(b) présente le profil de temps de vol obtenu à partir d'une simulation tridimensionnelle des trajectoires suivies par les atomes métastables d'argon au cours de cette expérience. Les trois courbes au-dessous illustrent la contribution en temps de vol de chaque sous-niveau Zeeman des atomes piégés, c'est à dire les particules ayant $m_J = 0$ (présentées par la courbe d'indice (0)), $m_J = 1$ (présentées par la courbe d'indice (1)) et $m_J = 2$ (présentées par la courbe d'indice (2)).

Observations

Les atomes métastables d'argon dans le sous niveau Zeeman $m_J = -1$ ou $m_J = -2$ ne contribuent pas au profil de temps de vol. En effet, ces particules sont entièrement défocalisées par les forces magnétiques résultant de l'onde et ils sont perdus après leur collision avec les parois du tube en verre (les détails du calcul sont présentés dans le chapitre 2). Les atomes dans l'état 3P_J ($J = 0, 2$) ayant un sous niveau Zeeman $m_J = 0$ contribuent comme un fond. La sortie du tube en verre agit comme un diaphragme d'un diamètre de l'ordre de $1,2mm$ situé à $45cm$ en aval de la vanne pulsée.

La Figure 6.3(c) illustre la distribution longitudinale dans l'espace des phases (dans le référentiel de l'onde) des atomes du jet, ayant un sous-niveau Zeeman $m_J = 2$, juste après l'atténuation du deuxième module du décélérateur Zeeman, soit $800\mu s$ après l'application de la décharge électrique sur les particules du jet supersonique. Les coordonnées ont été prises dans le référentiel de l'onde, qui se déplace à $464ms^{-1}$ le long de l'axe \vec{Oz} par rapport au référentiel fixe du laboratoire. Les atomes piégés sont clairement visibles au centre de la distribution. Cette tache centrale nous donne une idée de l'acceptance du piège qui, comme on le voit sur la Figure 6.3(c), s'étend sur $\sim 6mm$ spatialement et $\pm 18ms^{-1}$ par rapport à la vitesse synchrone ($464ms^{-1}$). Les atomes qui ne sont pas piégés s'éloignent du centre du piège en mouvement, mais ils restent sous l'influence du potentiel magnétique existant. Ils donnent ainsi naissance à des structures oscillatoires dans la distribution dans l'espace des phases, comme on le voit dans Figure 6.3(c). Ces oscillations sont visibles sur le profil de temps de vol et elles apparaissent sous les formes des pics secondaires, par exemple les pics à $1.225ms$ et à $1.320ms$ présentés sur la Figure 6.3(a) et (b).

Expérience 2

La Figure 6.4 présente les résultats en temps de de vol d'une seconde expérience de piégeage, en utilisant une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à

une vitesse de 430ms^{-1} , tandis que la vitesse moyenne du jet atomique est encore 465ms^{-1} (les mêmes caractéristiques que dans l'Expérience 1). L'onde magnétique est générée par le réglage de la fréquence $\nu = 37.07\text{kHz}$ dans les générateurs de courant qui alimentent les bobines plates en cravate. Une telle onde sélectionne les atomes métastables d'argon à partir de la partie lente de la distribution initiale de la vitesse du jet supersonique. Comme dans l'Expérience 1, les atomes piégés donnent lieu à un pic principal, dans le spectre de temps de vol, marqué au moment de l'arrivée à 1.374ms par un flèche verticale (à la fois sur la courbe expérimentale de la Figure 6.4(a) et sur la courbe simulée de la Figure 6.4(b)).

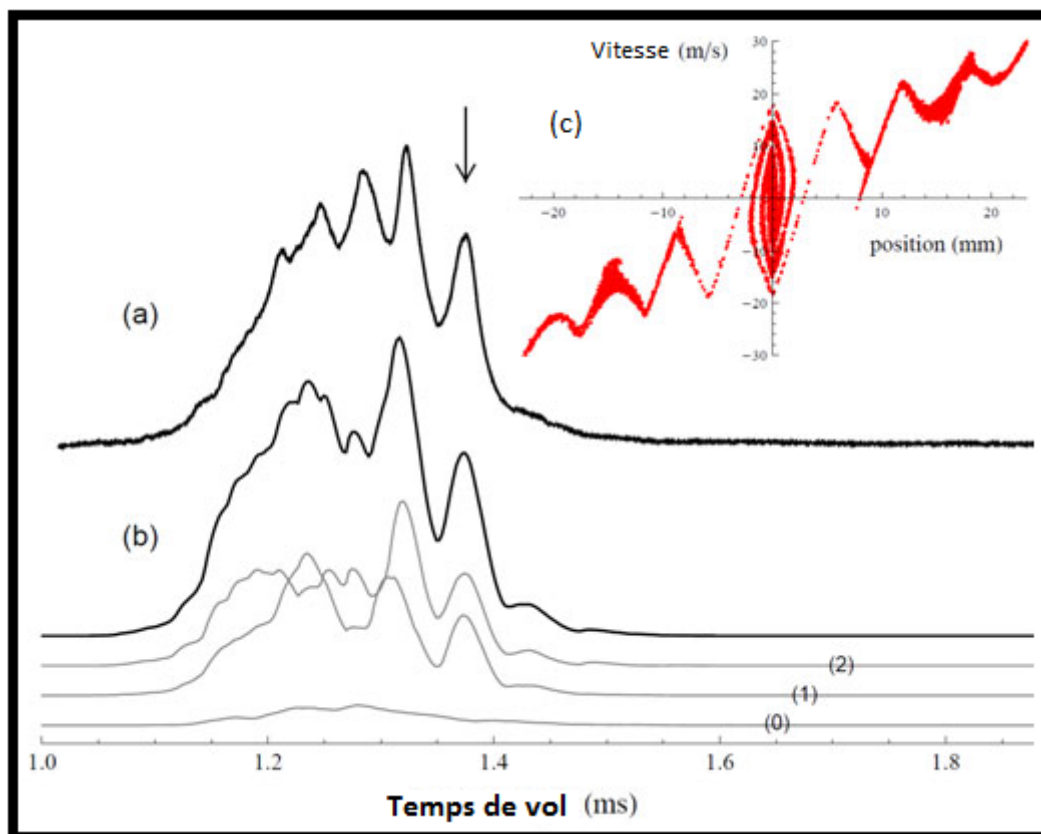


Figure 6.4.: (a) Le temps de vol expérimental d'un jet supersonique d'atomes métastables d'argon soumis à une onde magnétique se déplaçant à 430ms^{-1} . Le pic marqué à 1.374ms présente les atomes qui ont été piégés sur un nœud de l'onde de champ magnétique progressive. (b) La simulation en trois dimensions de l'expérience : La courbe (0) (respectivement (1) et (2)) représente la contribution au profil de temps de vol par les atomes dont le sous niveau Zeeman $m_J = 0$ (respectivement $m_J = 1$ et $m_J = 2$) de l'état 3P_J , où $J = 0$ et $J = 2$. (c) La distribution longitudinale dans l'espace de phase (dans le référentielle de l'onde) des atomes de sous niveau Zeeman $m_J = 2$, pris à $840\mu\text{s}$ après l'application de la décharge électrique. Cette figure est adaptée de [97].

Observations

A côté des pics correspondant aux atomes piégés, les spectres en temps de vol, présentés dans la Figure 6.3 et la Figure 6.4, montrent des pics secondaires. Ces derniers coïncident bien avec les oscillations de la distribution dans l'espace des phases des particules manipulées par cette onde de champ magnétique progressive, comme on peut le voir dans la Figure 6.3(c) et la Figure 6.4(c). Le profil exact de temps de vol de ces pics secondaires est beaucoup plus difficile à reproduire que le profil de temps de vol des atomes piégés.

En effet, ces structures sont très sensibles à la dynamique des atomes qui suivent des trajectoires non fermées dans le référentiel mobile. Au contraire, le pic résultant des atomes piégés est tout à fait insensible à la dynamique des atomes dans le piège en mouvement, c'est à dire, à la distribution dans l'espace de phase des atomes piégés. Ce qui fait que le pic des particules piégés sera toujours plus intense que ces structures secondaires. Par contre, dans l'expérience de piégeage à $430ms^{-1}$ présenté dans la Figure 6.4, on constate que les structures secondaires sont du même ordre de grandeur que le pic piégé.

Afin de résoudre cette contradiction, nous avons décidé de refaire quelques expériences de piégeage avec le guide quadripolaire dans les mêmes conditions de deux expériences précédentes, mais en changeant la méthode de détection. Car cette méthode nous empêche d'accomplir une comparaison qualitative et quantitative entre les différents signaux à cause de l'absence d'information sur le nombre des particules métastables détectées.

On est passé à la détection en mode de comptage. On a changé la méthode d'excitation des particules du jet supersonique et on a utilisé un canon à électrons car il nous permet d'éviter les dérives lentes de l'expérience et de nous assurer de la reproductibilité des jets supersoniques pulsés des atomes métastables d'argon (voir le chapitre 3).

Expérience 3

La vitesse moyenne du jet supersonique d'argon métastable peut être légèrement ajustée en réglant les paramètres d'excitation (les paramètres du canon à électrons). Par exemple, en alimentant le filament par un courant d'intensité $5.5A$ et en appliquant sur le tube en cuivre une impulsion de haute tension (de $800V$) qui dure $10\mu s$, on obtient un jet supersonique d'atomes métastables d'argon ayant une vitesse moyenne de l'ordre de $480ms^{-1}$. Dans ces conditions, la dispersion longitudinale de la vitesse des atomes métastables d'argon du jet est de l'ordre de $55ms^{-1}$, ce qui correspond à une température longitudinale de l'ordre de $14.3K$, et qui se traduit par l'élargissement du profil de temps de vol par $260\mu s$ (largeur à mi-hauteur).

La Figure 6.5(a) montre le profil de temps de vol expérimental détecté par les MCP en mode de comptage, elle présente le signal expérimental du vol libre des particules

du jet en présence du guide quadripolaire. Le jet supersonique d'argon métastable est focalisé par l'intermédiaire des bobines du guide quadripolaire alimentées par un courant continu de 280A.

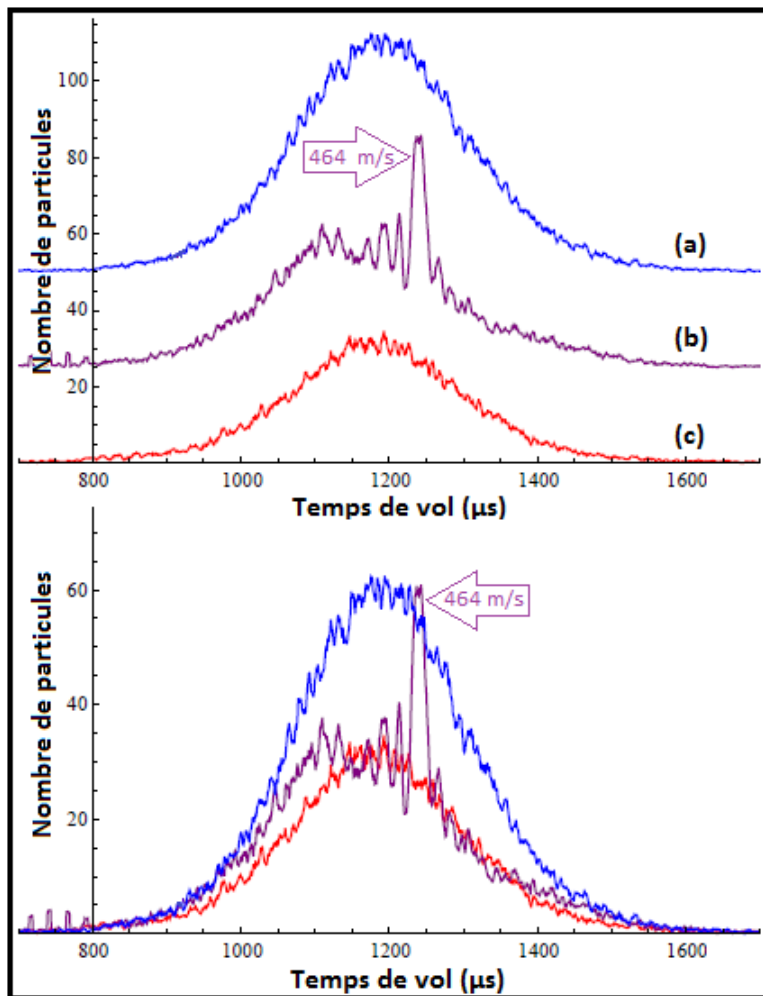


Figure 6.5.: (a) Le signal de vol libre d'un jet supersonique d'argon métastable, de vitesse moyenne 480ms^{-1} , focalisé par le guide quadripolaire alimenté par un courant continu de 280A. (b) Le temps de vol expérimental du même jet, dans les mêmes conditions que Figure 6.5(a), soumis à une onde magnétique se déplaçant à 464ms^{-1} . Le pic marqué à 1.240ms présente les atomes piégés. (c) Le signal de vol libre du même jet supersonique sans guidage quadripolaire. La figure en bas montre les trois spectres (a), (b) et (c) superposés les uns avec les autres.

La Figure 6.5(b) présente le résultat, en temps de vol, d'une expérience de piégeage à 464ms^{-1} . Durant cette expérience, le jet supersonique d'atomes métastables d'argon est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse de 464ms^{-1} . Cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$) décrite dans le chapitre 4, en appliquant des courants de

300A crête-à-crête dans les bobines plates en cravate, à une fréquence constante $\nu = 40.00kHz$. Le guide quadripolaire est alimenté par le même courant continu à 280A. Le pic principal marqué, dans le spectre des temps de vol des atomes, centré sur 1.240ms (voir la flèche dans la Figure 6.5(b)) présente les atomes piégés.

La Figure 6.5(c) montre le profil de temps de vol expérimental détecté par les MCP en mode de comptage, elle présente le signal expérimental du vol libre des particules du même jet supersonique en absence du guide quadripolaire. Ce signal de fond va nous permettre de mieux comprendre la dynamique de nos expériences de piégeage et de décélération en comparant les différents spectres les uns aux autres d'un point de vue de conservation, ou non, du nombre de particules.

Observations

Dans ces expériences, on produit des atomes d'argon dans l'état métastable 3P_J , où $J = 0$ et $J = 2$, dans lequel tous les atomes métastables sont également répartis sur les différents sous-niveaux Zeeman $m_J = -J, -J + 1, \dots, J - 1, +J$.

Dans ce cas, la distribution initiale des particules du jet supersonique (présenté par la Figure 6.5(c)) va se diviser en trois parties telles que chaque partie va agir différemment sous l'influence des différents champs magnétiques utilisés :

- Un $\frac{1}{3}$ de la distribution initiale du jet ne va pas être influencée par les champs magnétiques (les particules dans les états ayant le sous-niveau Zeeman $m_J = 0$).
- Un autre $\frac{1}{3}$ de la distribution initiale du jet (les particules dans les états ayant un "mauvais" sous-niveau Zeeman $m_J < 0$) va être expulsé du jet supersonique par l'action des composantes transversales des différents champs magnétiques utilisés : Les trajectoires de ces particules vont être déviées transversalement et ils vont disparaître en percutant les parois internes du tube en verre.
- Le dernier $\frac{1}{3}$ de la distribution initiale du jet (les particules dans les états ayant un "bon" sous-niveau Zeeman $m_J > 0$) va rester dans le jet supersonique et il va subir l'action des différents champs magnétiques utilisés. À cette partie du jet, on doit ajouter les particules ayant des m_J identiques et qui vont être focalisé par le guide quadripolaire. L'efficacité de cette focalisation est proportionnelle, dans notre cas, à l'intensité de l'impulsion du courant continu appliquée dans les bobines du guide quadripolaire.

Donc, en comparant la courbe de fond de la Figure 6.5(a) et celle de la Figure 6.5(c), on peut en conclure que toutes les particules qui existent dans le jet supersonique lors de l'utilisation du guide quadripolaire sont des particules dans des états ayant un "bon" sous-niveau Zeeman $m_J \geq 0$. Dans ce cas, en appliquant l'onde de champ magnétique progressive, les particules focalisées ne doivent pas être expulsés du jet supersonique car les composantes transversales du champ magnétique quadripolaires

sont beaucoup plus intenses que les composantes transversales de l'onde de champ magnétique progressive.

Dans le chapitre 2, on a montré que les forces créées par cette onde de champ magnétique progressive sont principalement suivant la direction \vec{Oz} . Ce qui implique la variation de la distribution de vitesse des particules dans les états ayant un "bon" sous-niveau Zeeman $m_J > 0$ en conservant le nombre total des particules du jet avant et après le passage de cette onde. La distribution de vitesse des particules dans les états ayant le sous-niveau Zeeman $m_J = 0$ reste invariante.

En comparant la courbe de la Figure 6.5(a) et celle de la Figure 6.5(c), on constate qu'on perd beaucoup de particules de la distribution initiale des particules focalisées du jet supersonique lorsqu'on applique l'onde du champ magnétique. Ces pertes sont partout dans la distribution sauf là où *les particules possèdent des vitesses proches de la vitesse synchrone*, ce qui définit le pic des particules piégées qui ne dépasse pas beaucoup, à son tour, l'enveloppe du signal du fond des particules focalisées par le guide quadripolaire (contrairement à ce qui aurait été attendu).

Pour pouvoir interpréter tous ces résultats, il faut voir l'effet de l'onde de champ magnétique seule, sans l'effet du guide quadripolaire, sur la distribution initiale des particules du jet. Pour cela, je vais présenter dans le paragraphe suivant les résultats des expériences de piégeage réalisées sans guidage quadripolaire avant l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , ensuite je vais terminer par une interprétation générale de ces résultats des expériences de piégeage.

6.2.2. Piégeage sans quadripôle

Je présente le même type d'expériences que celles que j'ai présentées dans le paragraphe 6.2.1 mais sans application du champ magnétique quadripolaire.

Ces expériences de piégeage, la vitesse moyenne longitudinale et la dispersion longitudinale de la vitesse des particules du jet supersonique sont caractérisées par une série des mesures de temps de vol du jet réalisées sans l'application du champ magnétique créé par le guide quadripolaire. J'ai pris les mêmes conditions expérimentales que celles de la dernière expérience de piégeage avec le guide quadripolaire dans le paragraphe 6.2.1.

Expérience 4

Dans les conditions expérimentales, la vitesse moyenne du jet supersonique est de l'ordre de 480ms^{-1} , la dispersion longitudinale de la vitesse des atomes métastables d'argon du jet est de l'ordre de 55ms^{-1} , ce qui correspond à une température longitudinale de l'ordre de 14.3K , et qui se traduit par l'élargissement du profil de temps de vol par $260\mu\text{s}$ (largeur à mi-hauteur). La Figure 6.6(a) montre la superposition de deux spectres :

- Le signal en *Bleu* présente le profil de temps de vol expérimental détecté par les MCP en mode de comptage, il présente le signal expérimental de la même expérience de piégeage, en présence du guide quadripolaire, que celui décrit dans la Figure 6.5(b) : Le jet supersonique d'argon métastable est focalisé par l'intermédiaire des bobines du guide quadripolaire alimentées par un courant continu de 280A et il est soumis à la même onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse de $464ms^{-1}$.
- Le signal en *Violet* présente le profil de temps de vol expérimental du même jet soumis à la même onde de champ magnétique se déplaçant à $464ms^{-1}$ mais sans l'application du champ magnétique créé par le guide quadripolaire. Cette onde de champ magnétique progressive est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$) décrite dans le chapitre 4, en appliquant des courants de 300A crête-à-crête dans les bobines plates en cravate, à une fréquence constante $\nu = 40.00kHz$. Le pic marqué à $1.240ms$ présente les atomes piégés dans les deux expériences de piégeage.

La Figure 6.6(b) montre, aussi, la superposition de deux autre spectres :

- Le signal en *Violet* présente le même profil de temps de vol expérimental que la Figure 6.6(a) : Le piégeage d'un jet supersonique d'atomes métastables d'argon par une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à $464ms^{-1}$ sans l'application du champ magnétique créé par le guide quadripolaire.
- Le spectre en *Rouge* montre le profil de temps de vol expérimental détecté par les MCP en mode de comptage, il présente le signal expérimental du vol libre, en absence du guide quadripolaire, des particules du même jet supersonique de la Figure 6.5(c).

La Figure 6.6(b) va nous permettre de mieux comprendre la dynamique de nos expériences de piégeage et de décélération en comparant les différents spectres les uns aux autres d'un point de vue de conservation, ou non, de nombre de particules.

Observations

Commençons tout d'abord par la description de la figure Figure 6.6(a). Dans le cas du piégeage avec guide quadripolaire (le spectre en *Bleu*), le pic principal des atomes piégés est beaucoup plus intense que les structures secondaires. Ces structures sont localisées dans la région de vitesse définie par la relation suivante :

$$\Delta v = \frac{\Delta W_Z}{m_0 v_0} \quad (6.5)$$

Tel que cette région de vitesse de largeur Δv est à peu près centrée sur la vitesse synchrone v_0 de l'onde de champ magnétique. Cette largeur est proportionnelle au travail fournie par l'énergie Zeeman ΔW_Z et inversement proportionnelle à la masse m_0 de la particule piégée.

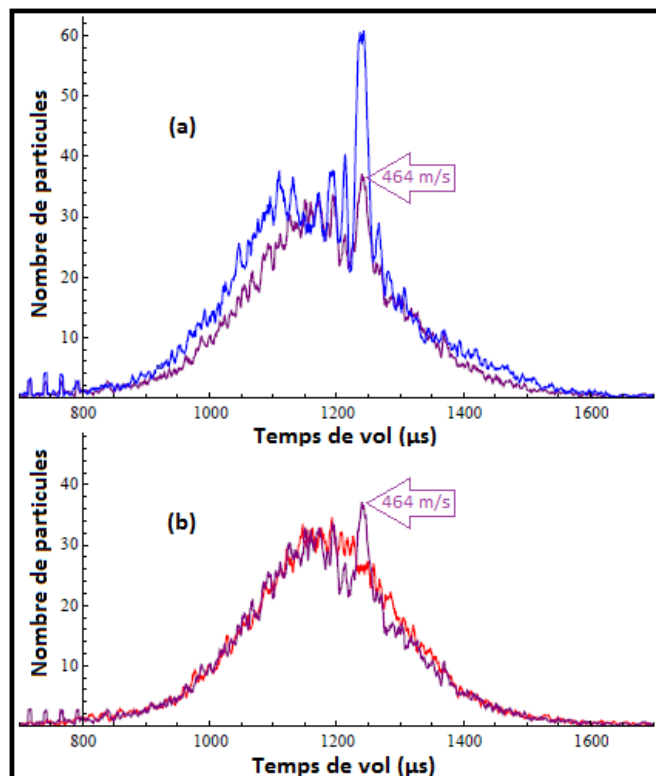


Figure 6.6.: (a) Le signal en *Bleu* présente le temps de vol expérimental d'un jet supersonique d'argon métastable soumis à une onde magnétique se déplaçant à 464ms^{-1} en présence du guide quadripolaire (le même de la Figure 6.5(b)). Le signal en *Violet* présente le temps de vol expérimental du même jet soumis à la même onde magnétique se déplaçant à 464ms^{-1} mais sans guidage quadripolaire. Le pic marqué à 1.240ms présente les atomes piégés de deux expériences. (b) La superposition du signal de temps de vol de piégeage, en *Violet*, sans le champ magnétique quadripolaire (de la Figure 6.6(a)) avec le signal de vol libre, en *Rouge*, du même jet supersonique sans guidage quadripolaire (de la Figure 6.5(c)).

Le travail fourni par l'énergie Zeeman ΔW_Z peut se mettre dans notre cas, voir le chapitre 1, sous la forme :

$$\Delta W_Z = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta E_Z \cdot \Delta L \quad (6.6)$$

Avec $\lambda = 11.6\text{mm}$ est la période spatiale de l'onde de champ magnétique progressive, $\Delta L = 24 \cdot \lambda$ est la longueur de notre décélérateur Zeeman (la distance sur laquelle se déroule les processus de piégeage et de décélération) et $\Delta E_Z = \mu_B \cdot g_J \cdot m_J \cdot B_{max}$ est la différence d'énergie Zeeman maximale tel que $\mu_B = 9.27 \times 10^{-24}\text{JT}^{-1}$ est le magnéton de *Bohr*, g_J est le facteur de *Landé*, égal dans notre cas à 1.5, m_J est le sous niveau Zeeman dans lequel se trouve la particule, qui n'est autre que la projection du moment cinétique total de la particule sur la direction de l'axe de quantification

(qui est en général l'axe du champ magnétique), et B_{max} est l'amplitude maximale du champ magnétique qui peut, dans notre cas, se mettre sous la forme : $B_{max} = I_0 \times 2.08mT$, tel que I_0 est l'intensité maximale du courant appliqué dans les fils des bobines plates en cravate.

Dans ce cas, l'Équation 6.5 peut se mettre facilement sous la forme suivante :

$$\Delta v = \frac{48\pi \cdot \mu_B \cdot g_J \cdot m_J \cdot I_0 \cdot 2.08 \times 10^{-3}}{m_0 v_0} \quad (6.7)$$

Pour l'argon métastable piégé, dans notre cas, à la vitesse $464ms^{-1}$ avec une onde alimentée par des courants de $300A$ crête-à-crête, la largeur des classes de vitesses influencées par l'onde de champ magnétique est :

$$\Delta v = \frac{48\pi \cdot 9.27 \times 10^{-24} \cdot 1.5 \cdot 2 \cdot 150 \cdot 2.08 \times 10^{-3}}{40 \cdot 1.66 \times 10^{-27} \cdot 464} \simeq 42.5ms^{-1} \quad (6.8)$$

Cette largeur $\Delta v = 42.5ms^{-1}$ coïncide avec l'expérience présentée dans la Figure 6.6(b) où on constate que la perturbation de la distribution initiale des particules, causée par l'onde de champ magnétique, s'étale entre les temps d'arrivés $1.185ms$ et $1.300ms$; ce qui correspond à une différence de vitesse de l'ordre de $43ms^{-1}$ ce qui est en coïncidence avec le calcul théorique présenté dans l'Équation 6.7. Donc, nous avons choisi de designer la région des classes de vitesses influencées par l'onde par le terme "*domaine d'action de l'onde de champ magnétique progressive*".

On voit bien que le spectre de piégeage sans guidage quadripolaire de la Figure 6.6 peut nous renseigner sur :

- La synchronisation de l'onde du champ magnétique avec l'impulsion du jet supersonique en analysant la forme et l'intensité du pic de piégeage.
- L'intensité exacte de l'onde de champ magnétique progressive, appliquée sur les particules du jet supersonique, en mesurant la largeur du domaine d'action de l'onde et en utilisant l'Équation 6.7.

En comparant les deux spectres de la Figure 6.6(a), on voit que le pic principal des atomes piégés et les structures secondaires, qui se trouvent à son voisinage, sont amplifiés (par rapport au signal de piégeage sans guidage quadripolaire) dans le domaine d'action de l'onde de champ magnétique progressive. Mais, comme on l'a vu dans le paragraphe 6.2.1, seulement le pic principal arrive à dépasser l'enveloppe du signal du fond des particules focalisées par le guide quadripolaire. À l'extérieur de ce domaine d'action, on a l'impression que l'efficacité de la focalisation par le biais du guide quadripolaire s'affaiblit de plus en plus à mesure qu'on se rapproche de ce domaine. On va voir plus loin l'interprétation de ce phénomène.

Comparons maintenant les deux spectres de la Figure 6.6(b). À l'extérieur du domaine d'action de l'onde, le signal de fond de vol libre des particules du jet sans guidage quadripolaire coïncide fortement avec le signal en temps de vol de piégeage à $464ms^{-1}$ sans guidage quadripolaire aussi. Par contre dans le domaine d'action

de l'onde de champ magnétique progressive, on a l'impression qu'on creuse dans la distribution initiale des vitesses aux alentours de la vitesse synchrone et que l'on ramène ces particules vers le pic principal des particules piégées. Et c'est ce qu'on attendait dès le début car notre système est conservatif et on doit avoir une conservation du nombre des particules tout au long de notre expérience (avant et après l'interaction entre le champ magnétique de l'onde et les particules paramagnétiques).

Mais, en comparant entre les intégrales des signaux de la Figure 6.6(b), on n'a pas de conservation du nombre de particules : on a l'impression que le nombre de particule total dans le spectre de piégeage augmente un tout petit peu par rapport au nombre des particules du spectre de vol libre. Cette faible augmentation est due, comme on va le voir par la suite, à la forme des composantes transverses du champ magnétique progressif créé par les bobines plates en cravate. Dans le paragraphe 6.2.3 je vais revenir sur tous ces points avec plus de détails.

6.2.3. Interprétations

Dans ce paragraphe, nous allons détailler les interprétations et les observations obtenus au cours des deux paragraphes précédents. Dans ces paragraphes, on a présenté des expériences de piégeage avant l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 sans et avec le guidage quadripolaire. Revenons tout d'abord à ces observations qui peuvent être résumées par les points suivants :

- En comparant la courbe de la Figure 6.5(a) et celle de la Figure 6.5(c), on constate qu'on perd beaucoup de particules de la distribution initiale des particules focalisées du jet supersonique lorsqu'on applique l'onde du champ magnétique en présence du champ magnétique quadripolaire. Ces pertes sont dans toute la distribution sauf dans le pic principal des particules piégées qui ne dépasse pas beaucoup, à son tour, l'enveloppe du signal du fond des particules focalisées par le guide quadripolaire (contrairement à ce qui aurait été attendu).
- En comparant les deux spectres de la Figure 6.6(a), le pic principal des atomes piégés et les structures secondaires, qui se trouvent à son voisinage, sont amplifiés (par rapport au signal de piégeage sans guidage quadripolaire) dans le domaine d'action de l'onde de champ magnétique progressive. À l'extérieur de ce domaine d'action, on a l'impression que l'efficacité de la focalisation par le biais du guide quadripolaire s'affaiblit de plus en plus lorsque l'on se rapproche de ce domaine.
- En comparant les deux spectres de la Figure 6.6(b). À l'extérieur du domaine d'action de l'onde, le signal de fond de vol libre des particules du jet sans guidage quadripolaire coïncide fortement avec le signal en temps de vol de piégeage à $464ms^{-1}$ sans guidage quadripolaire aussi. Par contre dans le domaine d'action de l'onde de champ magnétique progressive, on a l'impression qu'on

creuse dans la distribution initiale des vitesses aux alentours de la vitesse synchrone et que l'on ramène ces particules vers le pic principal des particules piégées. On n'a toujours pas de conservation du nombre de particules : le nombre des particules total dans le spectre de piégeage augmente un peu par rapport au nombre des particules du spectre de vol libre.

Afin de vérifier ces observations et de mettre en évidence l'importance du domaine d'action de l'onde qui est proportionnel à l'intensité de champ magnétique progressif, nous avons refait les expériences de piégeage à vitesse constante (de 464ms^{-1}) dans les mêmes conditions qu'auparavant, pour la création du jet supersonique des atomes métastables d'argon, mais en réduisant de moitié l'intensité des courants appliqués à la fois aux bobines du guide quadripolaire et aux bobines plates en cravate.

Expérience 5

Dans ces expériences, le guide quadripolaire est alimenté par des impulsions de courant continu d'intensité 140A . L'onde de champ magnétique progressive est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$) décrite dans le chapitre 4, en appliquant des courants de 150A crête-à-crête dans les bobines plates en cravate, à la même fréquence constante $\nu = 40.00\text{kHz}$.

La Figure 6.7 montre les spectres des différentes expériences réalisées dans ces conditions :

- Le signal en *Bleu* présente le profil de temps de vol expérimental du jet supersonique détecté par les MCP en mode de comptage, elle présente le signal expérimental de l'expérience de piégeage à 464ms^{-1} , en présence du guide quadripolaire alimenté par des impulsions de courant continu de 140A .
- Le signal en *Violet* présente le profil de temps de vol expérimental du même jet soumis à la même onde de champ magnétique se déplaçant à 464ms^{-1} , en appliquant des courants de 150A crête-à-crête dans les bobines plates en cravate, mais sans l'application du champ magnétique créé par le guide quadripolaire.
- Le spectre en *Jaune* montre le profil de temps de vol expérimental détecté par les MCP en mode de comptage, il présente le signal expérimental du vol libre des particules du jet supersonique des atomes métastables d'argon, en absence du guidage quadripolaire.

Le pic marqué à 1.240ms , dans la Figure 6.7, présente les atomes piégés dans les deux expériences de piégeage (avec et sans guidage quadripolaire). À partir de ces spectres, on peut mesurer la largeur du domaine d'action de l'onde de champ magnétique progressive qui s'étend entre les temps d'arrivés 1.210ms et 1.270ms ; ce qui correspond à une différence de vitesse de l'ordre de 22ms^{-1} .

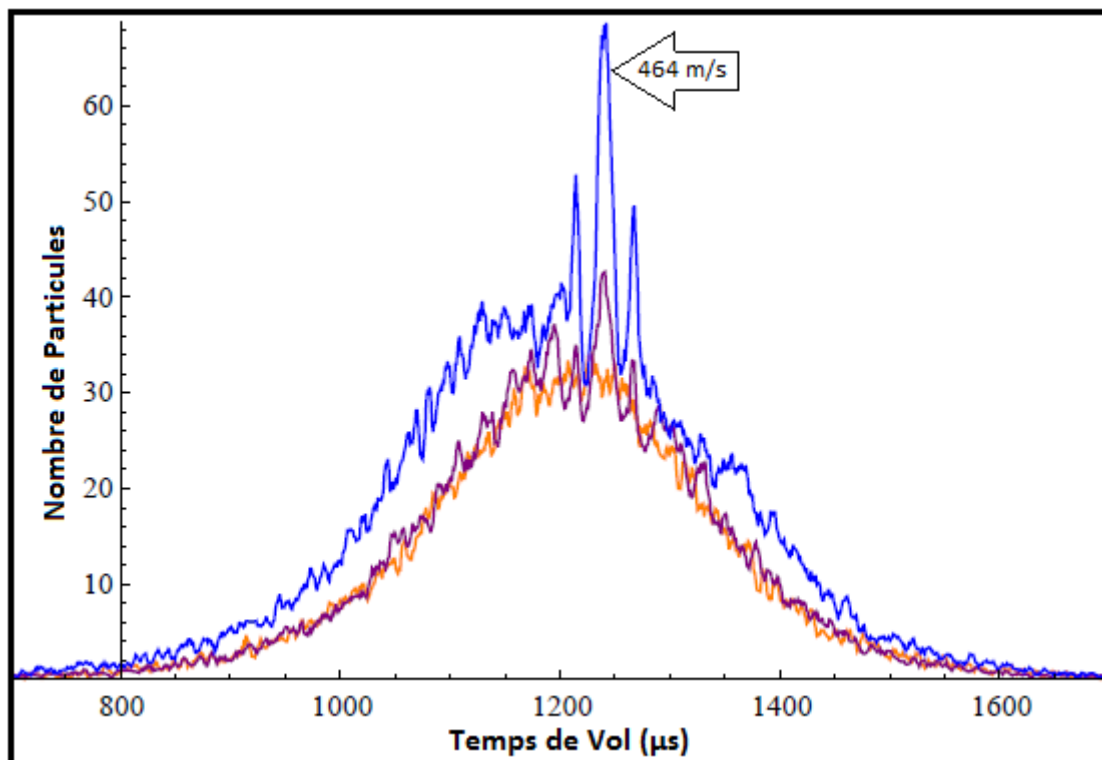


Figure 6.7.: Le signal en *Bleu* présente le temps de vol expérimental d'un jet supersonique d'argon métastable soumis à une onde magnétique se déplaçant à 464ms^{-1} , générée par un courant de 150A crête-à-crête, en présence du guide quadripolaire, alimenté par des impulsions de courant continu d'intensité 140A . Le signal en *Violet* est le temps de vol de la même expérience de piégeage mais en absence du guidage quadripolaire. Le signal en *Jaune* est le vol libre du même jet supersonique sans guidage quadripolaire.

Observations

On constate que la largeur du domaine d'action de l'onde a été réduite par un facteur 2 par rapport de celle de l'expérience décrite dans la Figure 6.6. Cette réduction est en parfait accord avec la diminution de l'intensité du courant appliqué dans les bobines plates en cravate qui est, elle aussi, de l'ordre d'un facteur 2 par rapport de celle de l'expérience décrite dans la Figure 6.6. Cette expérience confirme, aussi, nos interprétations présentées au début de ce paragraphe qui peuvent se ramener à ces deux points essentiels :

- La présence de l'onde de champ magnétique progressive perturbe fortement le fonctionnement de focalisation du guide quadripolaire.
- L'application de l'onde de champ magnétique progressive en absence de guidage quadripolaire implique un effet de focalisation faible sur le jet supersonique.

La Figure 6.7 nous permet de vérifier ce deuxième point en comparant le spectre de piégeage en *Violet* avec le spectre de vol libre en *Jaune*. En fait, il est clair que la majorité des structures qui se forment lors du piégeage se mettent sur l'enveloppe du spectre de vol libre. La seule explication possible à cela est que l'onde de champ magnétique progressive possède un effet quadripolaire modulé en vitesse qui permet une faible focalisation des particules du jet supersonique.

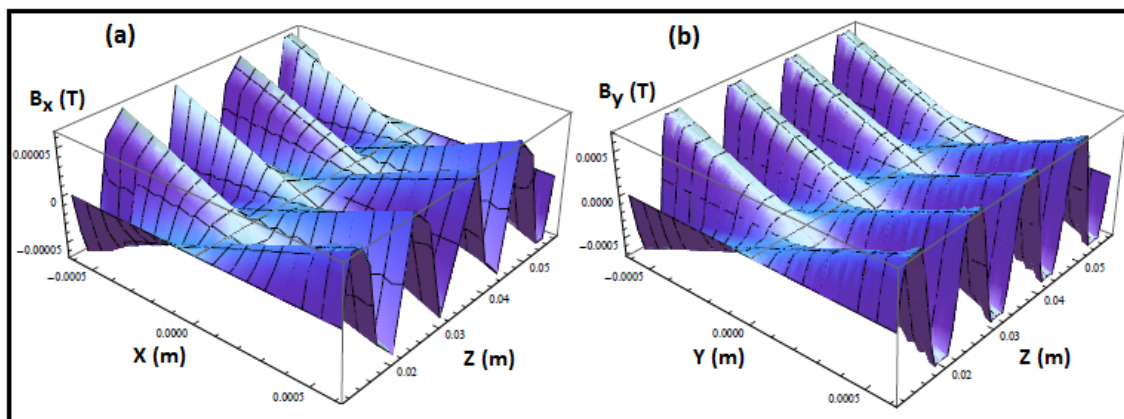


Figure 6.8.: (a) La composante transverse B_x de l'onde de champ magnétique progressive créé dans le plan XOZ en fonction de la position longitudinale z et la position transverse horizontale x . (b) La composante transverse B_x de l'onde de champ magnétique progressive créé dans le plan YOZ en fonction de la position longitudinale z et la position transverse verticale y . Dans les graphes (a) et (b), le champ magnétique est généré par l'arrangement des bobines plates en cravate en appliquant des courants continus de 1A dans chaque fil.

Pour mieux voir cela, revenons aux expressions des forces exercées, par l'onde de champ magnétique progressive, sur les particules paramagnétiques. Ces expressions, détaillées dans le chapitre 2, nous montrent l'existence des forces transverses de focalisation similaires à celles exercées par le guide quadripolaire, mais qui sont modulées par le terme “ $\sin(k.z - \Phi(t))$ ”. Ces forces de focalisation modulées sont dues à la forme spéciale des composantes transverses du champ magnétique progressif créé par les bobines plates en cravate. La Figure 6.8(a) (respectivement (b)) montre la variation spatiale de l'intensité de la composante transverse B_x (respectivement B_y) de l'onde de champ magnétique progressive créé dans le plan XOZ (respectivement YOZ), par les bobines plates en cravate, en fonction de la position longitudinale z et la position transverse horizontale x (respectivement verticale y).

À l'intérieur du tube en verre, dans la région du plan XOZ délimité par $|x| \leq 0,6\text{mm}$, la composante B_x du champ magnétique est quasi linéaire en x mais elle est modulée sinusoidalement en z . Par conséquent, dans cette région l'intensité de la composante transverse B_x de l'onde du champ magnétique progressive dans le plan

XOZ peut se mettre, comme on peut le voir sur la Figure 6.8(a), sous la forme :

$$B_x(x, z) \propto x \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}z\right) \quad (6.9)$$

Avec $\lambda = 11.6\text{mm}$ est la période spatiale des bobines plates en cravate. De même, dans la région du plan YOZ délimité par $|y| \leq 0.6\text{mm}$, la composante B_y du champ magnétique est quasi linéaire en y , alors que la composante B_y est une fonction impaire en y , mais elle est modulée sinusoidalement en z . Par conséquent, dans cette région l'intensité de la composante transverse B_y de l'onde du champ magnétique progressive dans le plan YOZ peut se mettre, comme on peut le voir sur la Figure 6.8(b), sous la forme :

$$B_y(y, z) \propto y \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}z\right) \quad (6.10)$$

On peut retrouver l'Équation 6.9 et l'Équation 6.10 à partir de l'expression empirique du champ magnétique progressif, créé par les bobines plates en cravate, exposée dans le chapitre 4 (l'Équation 4.26) en la développant au premier ordre en x et en y (tel que $\sin(l.x) \sim l \cdot x$ et $\sinh(h.y) \sim h \cdot y$) car on étudie le champ magnétique créé à l'intérieur du tube en verre qui est de faible diamètre. La dépendance de la composante transverse B_x (respectivement B_y) de l'onde de champ magnétique progressive par rapport à la position transverse horizontale x (respectivement verticale y) est similaire à celle qu'on trouve chez les mêmes composantes du champ magnétique créé par le guide quadripolaire (voir l'Équation 4.7 du chapitre 4).

D'où, on peut conclure que l'onde de champ magnétique progressive créée par les bobines plates en cravate possède aussi un effet de focalisation quadripolaire. En appliquant des courant sinusoidaux dans les fils des bobines en cravate, le terme en " $\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}z\right)$ " dans l'Équation 6.9 et l'Équation 6.10 va se transformer en " $\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}z - \Phi(t)\right)$ " (voir l'Équation 4.26 du chapitre 4). C'est ce terme de modulation " $\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}z - \Phi(t)\right)$ " qui est responsable de l'effet quadripolaire *modulé en vitesse* créé par l'onde de champ magnétique progressive. Cet effet va permettre une faible focalisation des particules du jet supersonique, ayant des vitesses données, lors des expériences de piégeage (et même lors des expériences de décélération comme on va le voir par la suite).

Synthèse

Maintenant, nous pouvons réaliser un bilan complet des interprétations données en conclusion à partir des expériences de piégeage réalisées avant l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Tout d'abord il faut noter que la détermination de la largeur du domaine d'action de l'onde de champ magnétique progressive nous permet de définir l'intensité exacte de ce dernier en utilisant l'Équation 6.7. Lors des expériences de piégeage, à une vitesse donnée, en présence du champ magnétique créé

par le guide quadripolaire, le comportement de la focalisation est différent pour les particules qui se trouvent à l'extérieur du domaine d'action de l'onde de champ magnétique progressive et celles qui se trouvent à l'intérieur de ce domaine :

- À l'extérieur de ce domaine d'action, la focalisation par le biais du champ magnétique créé par le guide quadripolaire est dominante. L'efficacité de cette focalisation s'affaiblit d'autant plus que les vitesses des particules paramagnétiques du jet supersonique se rapprochent de ce domaine d'action (voir la Figure 6.7). Cela peut être expliqué par le fait que plus les vitesses de ces particules se rapprochent du domaine d'action plus l'effet de focalisation du champ magnétique du guide quadripolaire est perturbé par le champ transverse de l'onde de champ magnétique progressive qui devient de plus en plus intense. Cette perturbation est due à l'effet quadripolaire modulé en vitesse créé par cette onde : la somme des composantes transversales de ces deux champs magnétiques est tantôt constructive et tantôt destructive.
- À l'intérieur de ce domaine d'action, c'est l'onde de champ magnétique progressive qui joue le rôle principal : les structures qu'on détecte sont dues essentiellement à des effets longitudinaux renforcés, ou non, par l'effet de focalisation quadripolaire modulé en vitesse qui devient beaucoup plus intéressant en présence du champ magnétique créé par le guide quadripolaire (voir la Figure 6.7). Car, l'addition des composantes transversales des champs magnétiques, créés par le guide quadripolaire et les bobines plates en cravate, donne lieu à un phénomène (beaucoup plus intense que celui qui apparaît à l'extérieur du domaine d'action) qui va amplifier ces structures.

Autrement dit, les particules paramagnétique du jet supersonique ayant le bon signe de sous niveau Zeeman m_j vont être focalisées si leur vitesse coïncide avec les vitesses où le phénomène d'interférence entre les composantes transversales des champs magnétiques, créés par le guide quadripolaire et les bobines plates en cravate, est constructif ($\vec{B}_\perp(Onde) + \vec{B}_\perp(Quadripole) \neq \vec{0}$). Et elles ne vont pas être concernées par cette focalisation dans le cas contraire.

En comparant entre le gain, en nombre de particule, obtenu dans le signal du jet focalisé par le guide quadripolaire seul par rapport au signal de fond en vol libre de la Figure 6.5 et le gain obtenu dans le signal de piégeage à $464ms^{-1}$ sans le guidage quadripolaire par rapport au même signal de fond en vol libre de la Figure 6.6, on constate que la focalisation par le biais du guide quadripolaire est beaucoup plus efficace que celle par le biais de l'onde de champ magnétique progressive. Cela va nous permettre d'expliquer le fait que, dans les expériences de piégeage en présence de guidage quadripolaire, le pic principal des particules piégées est beaucoup plus intense que le reste des pics secondaires.

Nous savons que les particules piégées, dans ce genre d'expériences, possèdent des vitesses au voisinage de la vitesse des particules synchrones. D'après l'expression empirique du champ magnétique créé par les bobines plates en cravate (voir l'Équation 4.26

du chapitre 4), les composantes de ce champ vont s'écrire, pour les particules synchrones, sous la forme :

$$\overrightarrow{B}_{onde}(\overrightarrow{r}_s, t) = \frac{8}{D} \mu_0 I_0 \begin{pmatrix} -\cos(\alpha) \sin(l.x_s) \cosh(h.y_s) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} z_s - \Phi(t)\right) \\ \cos(l.x_s) \sinh(h.y_s) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} z_s - \Phi(t)\right) \\ \sin(\alpha) \cos(l.x_s) \cosh(h.y_s) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} z_s - \Phi(t)\right) \end{pmatrix} \quad (6.11)$$

Comme on l'a vu dans le chapitre 2, la phase de l'onde pour les particules synchrones $\phi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} z_s - \Phi(t)$ doit être nulle dans le cas de piégeage à cette vitesse synchrone ($\phi_0 = 0$). L'Équation 6.11 va s'écrire dans ce cas sous la forme suivante :

$$\overrightarrow{B}_{onde}(\overrightarrow{r}_s, t) = \frac{8}{D} \mu_0 I_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \sin(\alpha) \cos(l.x_s) \cosh(h.y_s) \end{pmatrix} \quad (6.12)$$

Ce qui implique l'annulation des composantes transversales de l'onde de champ magnétique progressive, comme on le voit dans l'Équation 6.12. Dans ce cas les particules synchrones du jet supersonique vont être soit focalisées par le guide quadripolaire seul (efficacité de focalisation transversale maximale) soit piégées par la composante longitudinale de l'onde de champ magnétique (efficacité de confinement longitudinal maximal).

Alors, le pic principal présenté dans le signal détecté, dans les expériences de piégeage en présence du guidage quadripolaire, va être le résultat de la contribution de ces deux focalisations (transversale et longitudinale). Et cela explique le fait que c'est seulement le pic principal des particules piégées qui arrive à dépasser l'enveloppe du signal du fond des particules focalisées par le guide quadripolaire. Ce dépassement va dépendre essentiellement de l'efficacité de la focalisation longitudinale (le piégeage) de l'onde de champ magnétique progressive (l'intégrale de la partie du pic qui dépasse cette enveloppe est du même ordre de grandeur que l'intégrale du pic des particules piégées par l'onde seule). Par contre, les particules asynchrones ne verrons pas l'annulation des composantes transversales de l'onde de champ magnétique progressive.

C'est pour ces raisons que, dans tous les spectres de piégeage en présence du guide quadripolaire, on ne voit pas de variations dans la distribution initiale des vitesses des particules du jet détecté. Ces variations seraient la trace de l'effet longitudinal de l'onde de champ magnétique progressive (qui est l'effet réel qu'on veut étudier). Cette trace est submergée, dans le domaine d'action de l'onde, par le signal de modulation de la focalisation de ces particules par le biais des composantes transversales des différents champs magnétiques ($\overrightarrow{B}_\perp(Onde) + \overrightarrow{B}_\perp(Quadripole)$). En absence du champ magnétique du guide quadripolaire, ces effets négatifs (dans une certaine mesure puisqu'on s'intéresse à l'effet longitudinal de l'onde) disparaissent, mais les

composantes transversales de l'onde de champ magnétique progressive vont causer de faibles perturbations. Cela nous empêche de bien contrôler nos expériences puisqu'on ne détecte pas ce que l'on veut étudier ; les effets longitudinaux.

La grande valeur ajoutée par notre dispositif expérimental (par rapport aux autres dispositifs [33, 15, 47, 71, 99, 102]) est qu'il nous permet la séparation entre les composantes longitudinales et les composantes transversales du décélérateur. Cela nous a permis de voir la grande influence des effets transverses de notre système sur les signaux du jet supersonique détectés. Contrairement aux effets longitudinaux, ces effets transverses sont incontrôlables dans notre cas (car pour cela ils dépendent d'effets issus d'équations hautement non linéaires et qui dépassent le cadre d'une thèse expérimentale telle que la mienne). Par contre, les effets longitudinaux sont plus facile à contrôler dans nos expériences et ce sont ces effets qui gèrent, en premier lieu, le processus de décélération comme on va le voir par la suite.

Afin de mieux contrôler notre système et grâce au calcul développé dans le chapitre 2, nous avons conclu qu'il faut ajouter un autre champ magnétique uniforme \vec{B}_0 qui va nous permettre de mieux définir (de fixer) un axe de quantification des moments magnétiques : l'axe principal autour duquel aura lieu la précession de ces moments. L'ajout de ce champ va, à la fois, nous permettre de contrôler mieux nos expériences de piégeage (ou de décélération comme on va le voir par la suite) et de pouvoir se placer dans le cas du piégeage à une dimension (en éliminant tous les effets transverses des différents champs magnétiques dans un premier temps).

Cela nous donne la possibilité d'étudier les effets longitudinaux de l'onde magnétique progressive, dans le cas de piégeage (ou de décélération), sur la distribution des vitesses des particules du jet supersonique. Ce qui nous permettra de bien contrôler ces effets tout en faisant bien la séparation entre les effets de focalisation transversale et les effets de confinement longitudinal.

La bonne maîtrise des expériences de piégeage à une dimension va nous permettre de "doser" l'effet de la focalisation transverse de telle sorte qu'il améliore la signature du phénomène étudié dans le signal détecté (en augmentant le contraste entre les vrais pics et le fond de la distribution initiale par exemple). Afin de mieux clarifier la situation, passons maintenant aux expériences de décélération qui ont été réalisées avant l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 .

6.3. Décélération des particules paramagnétiques d'un jet supersonique

Dans ces expériences de décélération, on a utilisé un jet supersonique d'argon métastable. Une fois sortis de la vanne pulsée (voir le chapitre 3), les atomes d'argon du jet supersonique sont bien entendu dans leur état fondamental. Comme on l'a précisé au début de ce chapitre, on étudie les particules d'argon métastables. L'intérêt principal de ces atomes est qu'ils sont facilement détectables par des galettes

à micro-canaux (MCP). Les résultats des mesures que je vais présenter par la suite ont été détectés en mode de comptage.

Le montage expérimental qui a été utilisé durant ces expériences de décélération est le même que celui du paragraphe 6.1 de cette section. Le jet supersonique d'atomes métastables d'argon va être soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse contrôlable $v_s(t)$. Cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($n\hbar = 8$ et $n = 2$) décrite dans le chapitre 4, en appliquant dans chaque file des bobines plates un courant sinusoïdal $I(t)$ qui va s'écrire sous la forme :

$$I(t) = I_0 \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{1}{2} a \sin(\phi_0) \cdot t^2 + v_i \cdot t + z_i \right) - \phi_0 \right) \quad (6.13)$$

Tel que la constante $a = k \cdot \frac{I_0 \cdot g_j \cdot m_j \cdot \mu_B \cdot B_{max}}{masse}$ (voir l'Équation 4.41 du chapitre 4), $\phi_0 \in [0, \frac{\pi}{2}]$ est la phase de l'onde vue par les particules synchrones, z_i est la position initiale de la particule synchrone à l'instant $t = 0$ et v_i est la vitesse initiale de la particule synchrone qui est la même que celle de l'onde à l'instant $t = 0$. Connaissant la vitesse initiale v_i , la vitesse finale v_f de l'onde de champ magnétique vu par la particule synchrone peut se mettre dans notre cas, à partir de l'Équation 4.37 du chapitre 4, sous la forme :

$$v_f = \sqrt{v_i^2 + 2 a \sin(\phi_0) \cdot \Delta L} \quad (6.14)$$

Avec $\Delta L = 24 \cdot \lambda$ est la longueur de notre décélérateur Zeeman (la distance sur laquelle se déroule le processus de décélération). Dans ce cas, la vitesse $v_s(t)$ de l'onde de champ magnétique progressive, créé par les bobines plates en cravate, va se mettre sous la forme :

$$v_s(t) = v_i + a \cdot \sin(\phi_0) \cdot t \quad (6.15)$$

À partir de l'Équation 6.15, on peut facilement déduire la durée du temps Δt mis par la particule synchrone, dans ce cas, pour passer de la vitesse initiale v_i à la vitesse finale v_f sur une distance ΔL . Cette durée va être égale à :

$$\Delta t = \frac{2 \cdot \Delta L}{v_i + v_f} \quad (6.16)$$

Dans la suite je vais présenter quelques expériences de décélération, entre la vitesse initiale v_i et la vitesse finale v_f , avec et sans le guidage quadripolaire avant l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 .

6.3.1. Décélération avec quadripôle

Expérience 6

Comme les expériences précédentes, la vitesse moyenne du jet supersonique est de l'ordre de 480ms^{-1} . La dispersion longitudinale de la vitesse des atomes métastables

d'argon de ce jet est de l'ordre de 55m s^{-1} , ce qui correspond à une température longitudinale de l'ordre de 14.3K , et qui se traduit par l'élargissement du profil de temps de vol par $260\mu\text{s}$ (largeur à mi-hauteur).

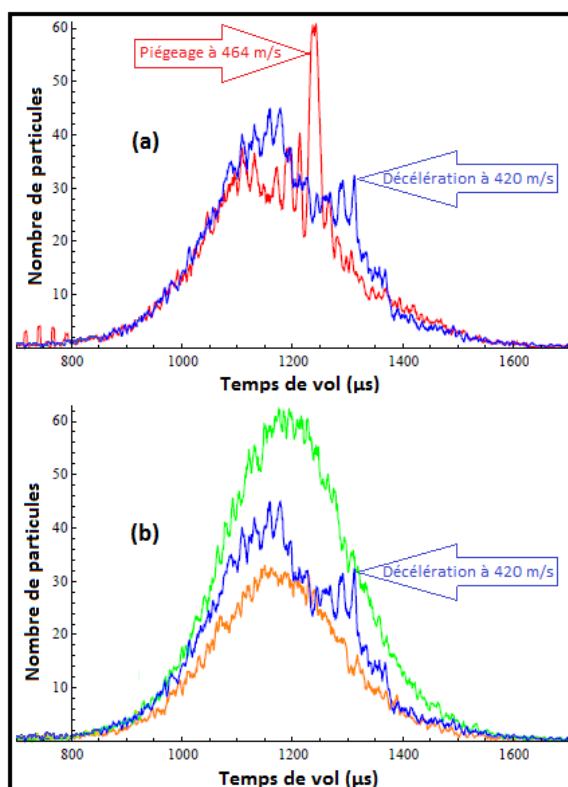


Figure 6.9.: (a) Le signal en *Rouge* présente le temps de vol d'une expérience de piégeage d'un jet supersonique d'argon métastable à 464m s^{-1} en présence du guide quadripolaire (même expérience que Figure 6.5(b)). Le signal en *Bleu* présente le temps de vol d'une expérience de décélération du même jet à partir de la vitesse 464m s^{-1} jusqu'à 420m s^{-1} en présence du guide quadripolaire. Le pic marqué à 1.314ms présente les atomes décélérés. (b) Le signal en *Bleu* est le même que celui de la Figure 6.9(a). Ce signal est intercalé entre le signal de vol libre du même jet supersonique sans guidage quadripolaire, en *Jaune*, et le signal de vol libre du même jet en présence du guide quadripolaire, en *Vert*.

La Figure 6.9(a) montre deux profils de temps de vol expérimentaux détectés par les MCP en mode de comptage. Le signal en *Rouge* présente le résultat, en temps de vol, d'une expérience de piégeage à 464m s^{-1} et le signal *Bleu* présente le résultat, en temps de vol, d'une expérience de décélération du même jet à partir de la vitesse 464m s^{-1} jusqu'à 420m s^{-1} . Les deux expériences ont été réalisées en présence du guide quadripolaire alimenté par des impulsions de courant continu de 280A .

Durant l'expérience de piégeage, présenté par le spectre *Rouge* de la Figure 6.9(a), le jet supersonique d'atomes métastables d'argon est soumis à une onde de champ

magnétique progressive se déplaçant à une vitesse constante de $464ms^{-1}$. Cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$), en appliquant des courants sinusoïdaux de $300A$ crête-à-crête dans les bobines plates en cravate, à une fréquence constante $\nu = 40.00kHz$ (la phase de l'onde vue par les particules synchrones $\phi_0 = 0$). Le pic principal des atomes piégés, marqué par une flèche rouge dans la Figure 6.9(a), arrive à $1.240ms$ (comme dans l'expérience de la Figure 6.5(b)).

Durant l'expérience de décélération, présentée par le spectre *Bleu* de la Figure 6.9(a), le jet supersonique d'atomes métastables d'argon est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse variable à partir de $464ms^{-1}$ jusqu'à $420ms^{-1}$, suivant l'Équation 6.15. Cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$), en appliquant des courants sinusoïdaux de $300A$ crête-à-crête dans les bobines plates en cravate. L'expression de ces courants est la même que l'Équation 6.13 tel que :

- L'intensité $I_0 = 150A$ qui correspond à $B_{max} = 2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0 = 0.312T$.
- La phase de l'onde vue par les particules synchrones $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$.
- Le sous niveau Zeeman considéré $m_J = 2$.
- La vitesse initiale $v_i = 464ms^{-1}$.

Dans ce cas, la fréquence du courant appliqué dans les bobines plates en cravate varie généralement entre la fréquence initiale $\nu_i = 40.00kHz$ jusqu'à la fréquence finale $\nu_f = 36.20kHz$. Le pic principal des atomes décélérés, marqué par une flèche *Bleue* dans la Figure 6.9(a), arrive à $1.314ms$ et cela coïncide bien avec l'Équation 6.16.

Observations

En comparant les deux graphes de la Figure 6.9(a), on remarque que le nombre de particules total n'est pas conservé entre l'expérience de piégeage et celle de décélération alors que les champs magnétiques utilisés, pour ces deux expériences, possèdent les mêmes intensités. Aussi, on remarque que le nombre de particules piégées est beaucoup plus important que celui des atomes qu'on a réussi à décélérer tout en sachant qu'à la place du pic des atomes piégés, on trouve un petit creux dans le spectre de décélération. Ce qui signifie qu'on a bien réussi à vider une classe de vitesse des particules ayant le bon signe de sous niveau Zeeman m_J , mais on n'a pas réussi à les garder toutes jusqu'à le fin du processus de décélération.

Afin de mieux comprendre ces résultats obtenus, nous avons tracé dans la Figure 6.9(b) le même signal de décélération, que celui de la Figure 6.9(a), intercalé entre le signal de vol libre du même jet supersonique sans guidage quadripolaire, en *Jaune*, et le signal de vol libre du même jet en présence du guide quadripolaire, en *Vert*. En comparant la courbe en *Bleu* et celle en *Vert*, on constate qu'on perd beaucoup de particules de la distribution initiale des particules focalisées du jet supersonique lorsqu'on applique l'onde du champ magnétique. Ces pertes sont partout dans la

distribution sauf pour le pic principal des particules décélérées (là où les particules possèdent des vitesses proches de la vitesse synchrone v_s). Ce pic n'arrive pas à dépasser l'enveloppe du signal du fond des particules focalisées par le guide quadripolaire (contrairement à ce qui aurait été attendu).

En outre, le signal en *Bleu* se place au-dessus du signal en *Jaune*. Cela nous empêche de savoir si on a réussi à changer la distribution initiale des vitesses des particules du jet par les effets longitudinaux de l'onde de champ magnétique progressive. Une façon de savoir si le signal de décélération, qu'on détecte, présente bien les effets longitudinaux de l'onde, et non pas des effets de focalisation modulés, est d'essayer une décélération des particules plus lentes à des vitesses plus basses. Le pic des particules décélérées doit, dans ce cas, sortir de la distribution initiale des particules, ou presque.

Expérience 7

La Figure 6.10(a) montre deux profils de temps de vol expérimentaux détectés par les MCP en mode de comptage. Le signal en *Rouge* présente le résultat, en temps de vol, d'une expérience de piégeage à $420ms^{-1}$ et le signal *Bleu* présente le résultat, en temps de vol, d'une expérience de décélération du même jet à partir de la vitesse $420ms^{-1}$ jusqu'à $370ms^{-1}$. Les deux expériences ont été réalisées en présence du même guide quadripolaire que celui des expériences précédentes, alimenté par des impulsions de courant continu d'intensité $I_{Q0} = 280A$. Ce qui donne lieu à un gradient transverse de champ magnétique de l'ordre de $0.865 \cdot I_{Q0} \simeq 242.2 Tm^{-1}$.

Durant l'expérience de piégeage, présentée par le spectre *Rouge* de la Figure 6.10 (a), le jet supersonique d'atomes métastables d'argon est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse constante de $420ms^{-1}$. Comme dans les expériences précédentes, cette onde est générée avec la configuration de huit ensemble de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$) décrite dans le chapitre précédent, en appliquant des courants sinusoïdaux de $300A$ crête-à-crête dans les bobines plates en cravate, mais à une fréquence constante $\nu = 36.20kHz$ (la phase de l'onde vue par les particules synchrone $\phi_0 = 0$). Le pic principal marqué des atomes piégés arrive à $1.370ms$.

Durant cette expérience de décélération, présenté par le spectre *Bleu* de la Figure 6.10 (a), le jet supersonique d'atomes métastables d'argon est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse variable à partir de $420ms^{-1}$ jusqu'à $370ms^{-1}$, suivant l'Équation 6.15. Comme dans les expériences précédentes, cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$), en appliquant des courants sinusoïdaux de $300A$ crête-à-crête dans les bobines plates en cravate. Dans cette expérience, les expressions de ces courants dépendent des paramètres suivants :

- L'intensité $I_0 = 150A$ qui correspond à $B_{max} = 2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0 = 0.312T$.
- La phase de l'onde vue par les particules synchrone $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$.

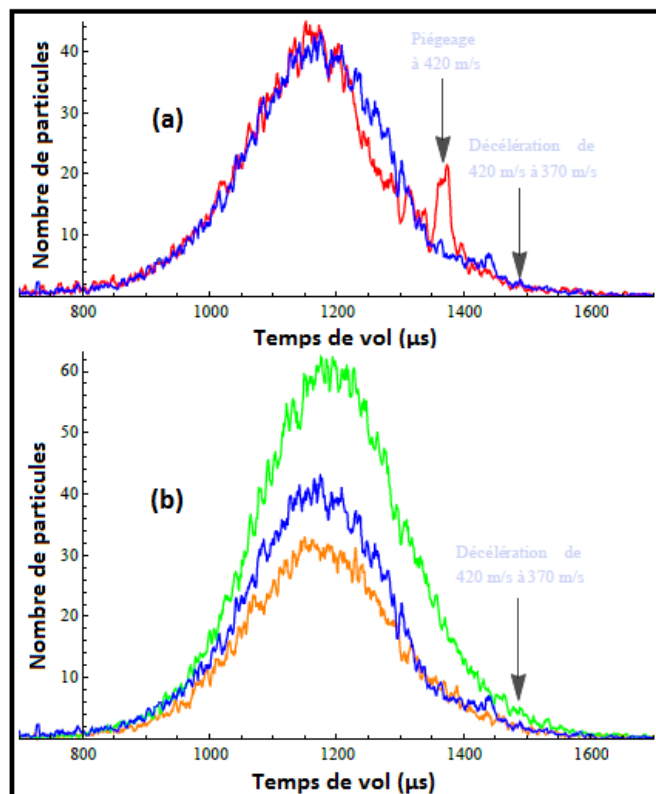


Figure 6.10.: (a) Le signal en *Rouge* présente le temps de vol d'une expérience de piégeage d'un jet supersonique d'argon métastable à 420ms^{-1} en présence du guide quadripolaire. Le signal en *Bleu* présente le temps de vol d'une expérience de décélération du même jet à partir de la vitesse 420ms^{-1} jusqu'à 370ms^{-1} en présence du guide quadripolaire. Le temps d'arrivée marqué à 1.484ms présente l'endroit prévu des atomes décélérés. (b) Le signal en *Bleu* est le même que celui de la Figure 6.10(a). Ce signal est intercalé entre le signal de vol libre du même jet supersonique sans guidage quadripolaire, en *Jaune*, et le signal de vol libre du même jet en présence du guide quadripolaire, en *Vert*.

- Le sous niveau Zeeman considéré $m_J = 2$.
- La vitesse initiale $v_i = 420\text{ms}^{-1}$.

Dans ce cas, la fréquence du courant appliqué dans les bobines plates en cravate varie généralement entre la fréquence initiale $\nu_i = 36.20\text{kHz}$ jusqu'à la fréquence finale $\nu_f = 31.90\text{kHz}$. Le temps d'arrivée marqué à 1.484ms , dans la Figure 6.10(a), est l'endroit prévu des atomes décélérés et cela coïncide bien avec l'Équation 6.16.

Observations

En comparant entre les deux spectres de la Figure 6.10(a), on remarque que le pic principal des particules piégées, qui arrive à 1.370ms a totalement disparu lors de

l'expérience de décélération, mais on ne retrouve pas ce pic (ou même une trace) là où le pic des particules décélérées devrait apparaître (à $1.484ms$). Ce qui signifie qu'on a bien réussi à vider une classe de vitesse de particules ayant le bon signe de sous niveau Zeeman m_J , mais on les a toutes perdues lors du processus de décélération (ce que ne devait pas être le cas).

Afin de mieux comprendre ces mauvais résultats inattendus, nous avons tracé dans la Figure 6.10(b) le même signal de décélération, que celui de la Figure 6.10(a), intercalé entre le signal de vol libre du même jet supersonique sans guidage quadripolaire, en *Jaune*, et le signal de vol libre du même jet en présence du guide quadripolaire, en *Vert*. En comparant entre la courbe en *Bleu* et celle en *Vert*, on constate qu'on perd beaucoup de particules de la distribution initiale des particules focalisées du jet supersonique lorsqu'on applique l'onde du champ magnétique. Ces pertes sont dans toute la distribution et même là où le pic des particules décélérées devrait apparaître (à $1.484ms$). En outre, le signal en *Bleu* se place au-dessus du signal en *Jaune* sauf dans la région de décélération, où les deux spectres sont presque confondus. Cela nous empêche de savoir s'il y a eu des effets longitudinaux, de l'onde de champ magnétique progressive, sur la distribution initiale des vitesses des particules du jet supersonique.

Comme on a vu dans le chapitre 2 en absence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 et dans le cas où $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$, *il n'y aura pas de décélération pour les particules synchrones* (il peut y en avoir pour les particules voisines) car l'axe de quantification "propre" du moment cinétique total de ces particules n'est plus suivant la direction longitudinal \vec{Oz} (dans ce cas il va être contenu dans le plan transverse (XOY)). Afin d'éviter cela et puisqu'on s'intéresse en premier lieu aux particules synchrones, nous avons décidé de refaire la même expérience de décélération du même jet à partir de la vitesse $420ms^{-1}$ jusqu'à $370ms^{-1}$, en présence du même guide quadripolaire, mais en prenant la phase de l'onde vue par les particules synchrones $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$. Ce qui permet d'obtenir une force non nulle pour ces particules suivant \vec{Oz} . Pour cela nous avons augmenté l'intensité des courants sinusoïdaux appliqués dans les bobines plates en cravate à $I_0 = 175A$.

Expérience 8

La Figure 6.11 montre deux profils de temps de vol expérimentaux détectés par les MCP en mode de comptage. Le signal en *Bleu* présente le résultat, en temps de vol, d'une expérience de décélération d'un jet supersonique d'argon métastable à partir de la vitesse $420ms^{-1}$ jusqu'à $370ms^{-1}$ (même expérience de la Figure 6.10).

Le signal en *Violet* présente une expérience de décélération d'un jet supersonique d'argon métastable à partir de la vitesse $420ms^{-1}$ jusqu'à $370ms^{-1}$, mais en utilisant une onde de champ magnétique progressive créée par les bobines plates en cravate alimentées par des courants sinusoïdaux de $350A$ crête-à-crête. Ces courants dépendent des paramètres suivants :

- L'intensité $I_0 = 175A$ qui correspond à $B_{max} = 2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0 = 0.364T$.
- La phase de l'onde vue par les particules synchrones $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$.
- Le sous niveau Zeeman considéré $m_J = 2$.
- La vitesse initiale $v_i = 420ms^{-1}$.

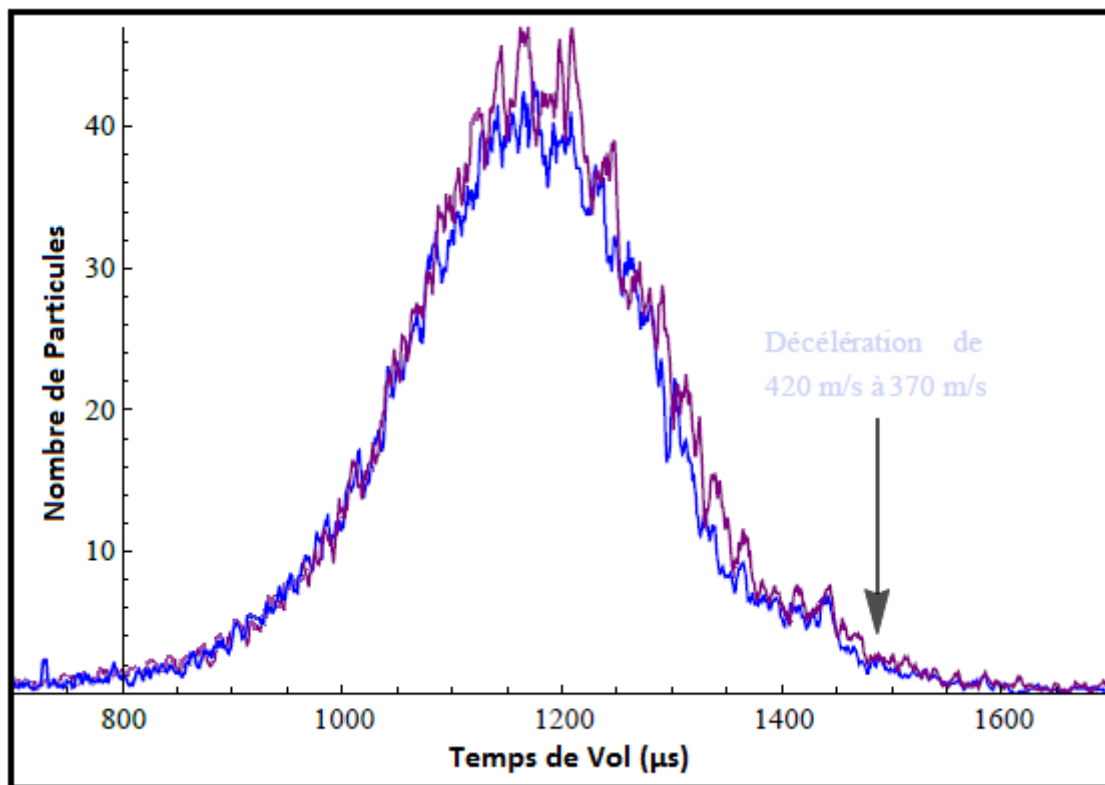


Figure 6.11.: Le spectre en *Bleu* est le même que celui de la Figure 6.10(a), il présente le temps de vol d'une expérience de décélération d'un jet supersonique d'argon métastable soumis à une onde de champ magnétique progressive de vitesse variable entre $420ms^{-1}$ jusqu'à $370ms^{-1}$. Cette onde est créée par les bobines plates en cravate alimentées par des courants sinusoïdaux de $300A$ crête-à-crête. Le temps d'arrivée marqué à $1.484ms$ présente l'endroit prévu des atomes décélérés. Le spectre en *Violet* présente la même expérience de décélération entre $420ms^{-1}$ jusqu'à $370ms^{-1}$ en utilisant une onde créée par les mêmes bobines alimentées par des courants sinusoïdaux de $350A$ crête-à-crête. Les deux expériences de décélération sont réalisées en présence du même guide quadripolaire.

Les deux expériences ont été réalisées par des bobines plates en cravate ayant la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$) et en présence du même guide quadripolaire que celui des expériences précédentes, alimenté par des impulsions de courant continu d'intensité $I_{Q0} = 280A$. Ce qui donne lieu à un gradient transverse de champ magnétique de l'ordre de $0.865 \cdot I_{Q0} \simeq 242.2 Tm^{-1}$.

Observations

En décélérant dans le cas où la phase de l'onde vue par les particules synchrones est $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$, nous avons espéré que le pic des particules décélérées, qui devrait arriver à $1.484ms$, commence à apparaître dans le signal détecté (la Figure 6.11). Mais contrairement à toutes nos attentes, aucun pic n'apparaît dans la région de décélération et les deux spectres sont presque confondus avec le signal de fond de vol libre en absence de guidage quadripolaire (résultat obtenu en comparant la Figure 6.11 à la Figure 6.10(b)). La région de décélération n'est que la zone d'action de l'onde de champ magnétique progressive.

En comparant les deux spectres de la Figure 6.11, on constate que l'augmentation de l'intensité de l'onde de champ magnétique progressive n'a favorisé que l'augmentation des effets de focalisation quadripolaire modulée en vitesse, créés par l'onde. Par contre, dans la Figure 6.9, on avait l'impression que l'on avait réussi à décélérer quelques particules possédant des vitesses proches de la vitesse synchrone v_s . le pic principal des particules décélérées n'arrivait pas à dépasser l'enveloppe du signal du fond des particules focalisées par le guide quadripolaire, mais son intensité est bien plus importante que celle du signal de vol libre du même jet supersonique sans guidage quadripolaire.

Tous les spectres présentés dans cette section, ne mettent pas en valeur le processus de la décélération car dans ces signaux, les effets longitudinaux de l'onde de champ magnétique progressive sont submergés par les effets de focalisation transversale. Afin d'éviter cela, nous avons essayé de refaire des expériences de décélération du jet supersonique d'argon métastable avec l'onde de champ magnétique progressive seule, en absence du guidage quadripolaire. Dans la suite nous montrons les résultats de ces expériences qui ont été réalisées avant l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , ensuite nous terminerons par une synthèse générale.

6.3.2. Décélération sans quadripôle

Dans ce paragraphe, nous allons présenter le même genre d'expériences de décélération présentées dans le paragraphe 6.3.1 mais sans l'application du champ magnétique quadripolaire. Dans ce genre d'expériences de décélération, la vitesse moyenne longitudinale et la dispersion longitudinale de la vitesse des particules du jet supersonique sont caractérisés par une série des mesures de temps de vol du jet réalisées sans l'application du champ magnétique créé par le guide quadripolaire. Pour l'expérience de décélération présentée dans la Figure 6.12, nous avons gardé les mêmes conditions expérimentales que celles de l'expérience de décélération entre $464ms^{-1}$ et $420ms^{-1}$ avec le guide quadripolaire, présentée dans le paragraphe 9.3.1.

Expérience 9

Les conditions sont les suivantes : la vitesse moyenne du jet supersonique est de l'ordre de 480ms^{-1} et la dispersion longitudinale de la vitesse des atomes métastables d'argon du jet est de l'ordre de 55ms^{-1} , ce qui correspond à une température longitudinale de l'ordre de 14.3K , et qui se traduit par l'élargissement du profil de temps de vol par $260\mu\text{s}$ (largeur à mi-hauteur).

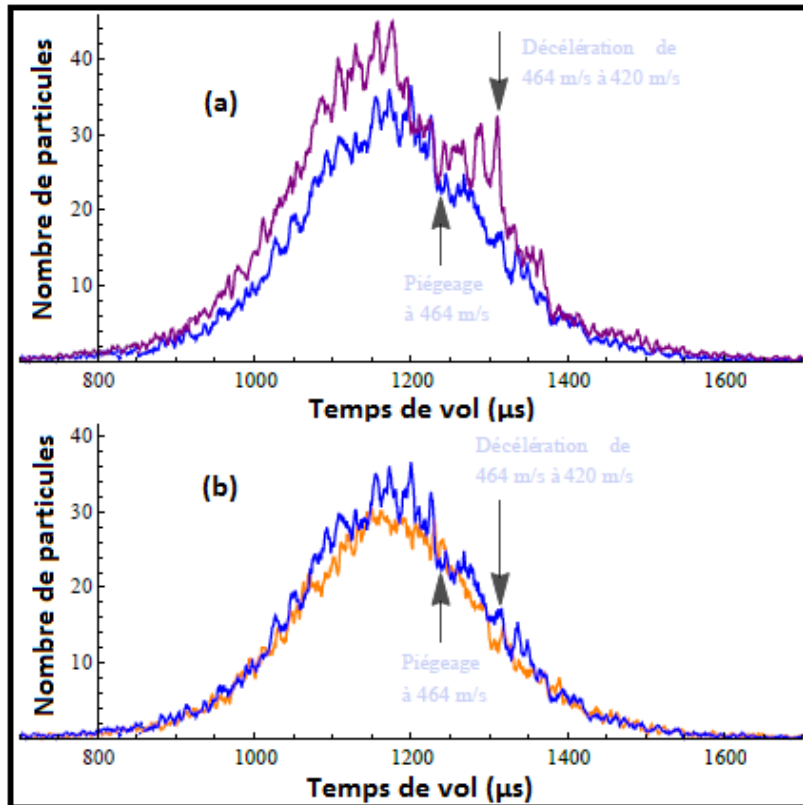


Figure 6.12.: (a) Le signal en *Violet* présente le temps de vol d'une expérience de décélération d'un jet supersonique d'argon métastable à partir de la vitesse 464ms^{-1} jusqu'à 420ms^{-1} en présence du guide quadripolaire. (la même expérience que celle de la Figure 6.9). Le signal en *Bleu* présente la même expérience de décélération entre 464ms^{-1} et 420ms^{-1} , dans les mêmes conditions, mais sans guidage quadripolaire. (b) La superposition du signal de temps de vol, en *Bleu*, de la décélération en absence du champ magnétique quadripolaire avec le signal de vol libre, en *Jaune*, du même jet supersonique sans guidage quadripolaire. Le temps d'arrivée marqué à 1.314ms présente l'endroit prévu des atomes décélérés et celui à 1.240ms présente le temps d'arrivée des particules ayant une vitesse de 464ms^{-1} .

Durant les expériences de décélération, présentées dans la Figure 6.12, le jet supersonique d'atomes métastables d'argon est soumis à une onde de champ magnétique

progressive se déplaçant à une vitesse variable à partir de $464ms^{-1}$ jusqu'à $420ms^{-1}$, suivant l'Équation 6.15. Cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$) décrite dans le chapitre 4, en appliquant des courants sinusoïdaux de $300A$ crête-à-crête dans les bobines plates en cravate. L'expression de ces courant est la même que l'Équation 6.13 tel que :

- L'intensité $I_0 = 150A$ qui correspond à $B_{max} = 2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0 = 0.312T$.
- La phase de l'onde vue par les particules synchrones $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$.
- Le sous niveau Zeeman considéré $m_J = 2$.
- La vitesse initiale $v_i = 464ms^{-1}$.

Dans ce cas, la fréquence du courant appliqué dans les bobines plates en cravate varie généralement entre la fréquence initiale $\nu_i = 40.00kHz$ jusqu'à la fréquence finale $\nu_f = 36.20kHz$. Le temps d'arrivée, marqué par la flèche en haut dans la Figure 6.12, à $1.314ms$ présente l'endroit prévu des atomes décélérés et cela coïncide bien avec l'Équation 6.16.

La Figure 6.12(a) montre la superposition de deux spectres :

- Le signal en *Violet* présente un profil de temps de vol expérimental détecté par les MCP en mode de comptage, elle présente le signal expérimental de la même expérience de décélération, en présence du guide quadripolaire, que celle décrite dans la Figure 6.9 : Le jet supersonique d'argon métastable est focalisé par l'intermédiaire des bobines du guide quadripolaire alimentées par un courant continu de $280A$ et il est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse variable à partir de $464ms^{-1}$ jusqu'à $420ms^{-1}$.
- Le signal en *Bleu* présente un profil de temps de vol expérimental du même jet soumis à la même onde de champ magnétique se déplaçant à une vitesse variable à partir de $464ms^{-1}$ jusqu'à $420ms^{-1}$ mais sans l'application du champ magnétique créé par le guide quadripolaire. Le temps d'arrivée marqué à $1.314ms$ présente l'endroit prévue des atomes décélérés, par contre celui marqué à $1.240ms$ présente le temps d'arrivée des particules ayant une vitesse de $464ms^{-1}$.

La Figure 6.12(b) montre, aussi, la superposition de deux autres spectres :

- Le signal en *Bleu* présente le même profil de temps de vol expérimental de la Figure 6.12(a) : La décélération d'un jet supersonique d'atomes métastables d'argon par une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse variable à partir de $464ms^{-1}$ jusqu'à $420ms^{-1}$ mais sans application du champ magnétique créé par le guide quadripolaire.
- Le spectre en *Jaune* montre un profil de temps de vol expérimental détecté par les MCP en mode de comptage, il présente le signal expérimental du vol libre, en absence du guide quadripolaire, des atomes du jet supersonique.

Observations

En comparant les deux spectres de la Figure 6.12(a), on constate que le pic principal des atomes piégés et les structures secondaires, qui apparaissent dans le signal de décélération avec guidage quadripolaire (le spectre en *Violet*), disparaissent, ou presque, dans le signal de décélération sans guidage quadripolaire (le spectre en *Bleu*). C'est comme si l'onde de champ magnétique progressive n'a favorisée que l'augmentation des effets de focalisation quadripolaire modulé en vitesse, créés par l'onde. Par contre, le signal de décélération avec guidage quadripolaire (le spectre en *Violet*) nous donne l'impression qu'on arrive à décélérer quelques particules possédant des vitesses proches de la vitesse synchrone v_s . On remarque aussi que le nombre de particules diminue partout en absence du guidage quadripolaire.

En comparant les intégrales des signaux de la Figure 6.12(b), contrairement à tous nos attentes, aucun pic n'apparait dans la région de décélération (au voisinage du temps d'arrivée prévue des atomes décélérés à $1.314ms$). Il n'y a pas de conservation de nombre de particules dans les deux spectres : on a l'impression que le nombre de particules total dans le spectre de décélération a augmenté par rapport au nombre de particules du spectre de vol libre. Cette augmentation n'est peut être due, comme on l'a vu dans le cas du piégeage, qu'aux effets de focalisation modulée de l'onde de champ magnétique progressive créé par les bobines plates en cravate. Dans le paragraphe suivant je vais revenir sur tous ces points.

On a vu dans le chapitre 2, qu'en absence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 et dans le cas où $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$, il n'y aura pas de décélération pour les particules synchrones (il peut y avoir pour les particules voisines) car l'axe de quantification "propre" des moments cinétiques de ces particules n'est plus suivant la direction longitudinal \vec{Oz} (dans ce cas il va être contenu dans le plan transverse (XOY)). Afin d'éviter cela et puisqu'on s'intéresse en premier lieu aux particules synchrones, nous avons décidé de faire des expériences de décélération sans guidage quadripolaire avec la phase de l'onde vue par les particules synchrone $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$.

Expérience 10

Dans les expériences de décélération présentées dans la Figure 6.13, le jet supersonique d'atomes métastables d'argon utilisé possède les mêmes caractéristiques que précédemment. Dans l'expérience de la Figure 6.13(a), ce jet supersonique est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse variable à partir de $464ms^{-1}$ jusqu'à $412ms^{-1}$, suivant la relation (4.15). Cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$), en appliquant des courants sinusoïdaux de $400A$ crête-à-crête dans les bobines plates en cravate. L'expression de ces courant est la même que l'Équation 6.13 tel que :

- L'intensité $I_0 = 200A$ qui correspond à $B_{max} = 2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0 = 0.416T$.
- La phase de l'onde vue par les particules synchrone $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$.

- Le sous niveau Zeeman considéré $m_J = 2$.
- La vitesse initiale $v_i = 464\text{ms}^{-1}$.

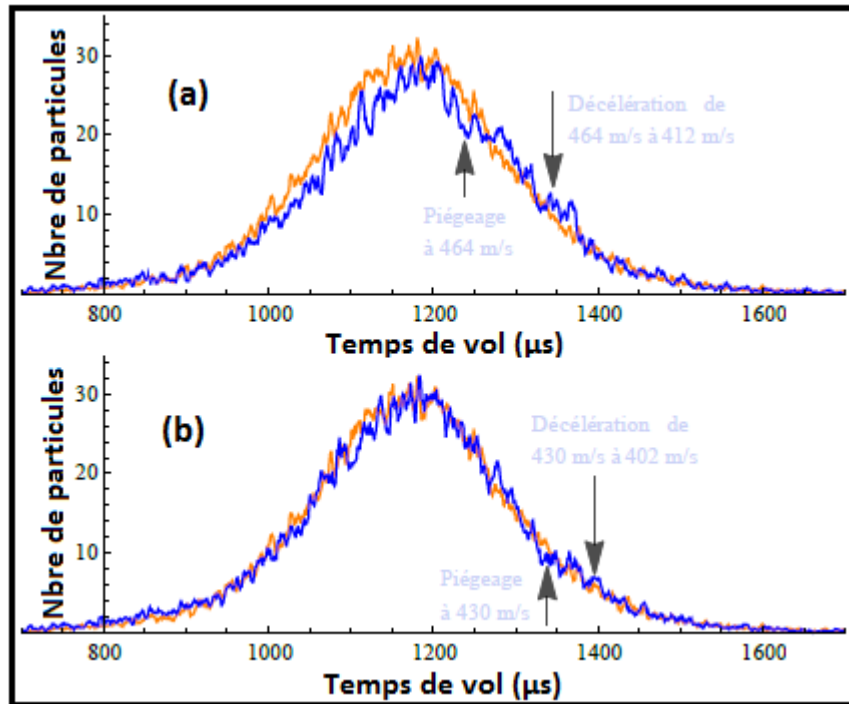


Figure 6.13.: (a) Le spectre en *Jaune* présente le signal de vol libre d'un jet supersonique d'argon métastable sans guidage quadripolaire. Le signal en *Bleu* présente le temps de vol d'une expérience de décélération du même jet supersonique à partir de la vitesse 464ms^{-1} jusqu'à 412ms^{-1} sans guidage quadripolaire. Le temps d'arrivé marqué à 1.340ms présente l'endroit prévu pour les atomes décélérés, celui marqué à 1.240ms présente le temps d'arrivé des particules ayant une vitesse de 464ms^{-1} . (b) Le spectre en *Jaune* présente le même signal de vol libre présenté en (a). Le signal en *Bleu* présente le temps de vol d'une expérience de décélération du même jet supersonique à partir de la vitesse 430ms^{-1} jusqu'à 402ms^{-1} sans guidage quadripolaire. Le temps d'arrivé marqué à 1.396ms présente l'endroit prévu pour les atomes décélérés, celui marqué à 1.338ms présente le temps d'arrivé des particules ayant une vitesse de 430ms^{-1} . Dans les deux expériences de décélération, la phase de l'onde vue par les particules synchrone $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$.

Dans ce cas, la fréquence du courant appliqué dans les bobines plates en cravate varie généralement entre la fréquence initiale $\nu_i = 40.00\text{kHz}$ jusqu'à la fréquence finale $\nu_f = 35.52\text{kHz}$. Le temps d'arrivé, marqué par la flèche en haut dans la Figure 6.13(a), à 1.340ms présente l'endroit prévu pour les atomes décélérés, par contre celui marqué par la flèche en bas à 1.240ms présente le temps d'arrivé des particules ayant une vitesse de 464ms^{-1} .

Dans l'expérience de la Figure 6.13(b), le jet supersonique est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse variable à partir de $430ms^{-1}$ jusqu'à $402ms^{-1}$, suivant l'Équation 6.15. Cette onde est générée aussi avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$), en appliquant des courants sinusoïdaux de $200A$ crête-à-crête dans les bobines plates en cravate. L'expression de ces courants est la même que l'Équation 6.13 et on a :

- L'intensité $I_0 = 100A$ qui correspond à $B_{max} = 2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0 = 0.208T$.
- La phase de l'onde vue par les particules synchrones $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$.
- Le sous niveau Zeeman considéré $m_J = 2$.
- La vitesse initiale $v_i = 430ms^{-1}$.

La fréquence du courant appliqué dans les bobines plates en cravate varie généralement entre la fréquence initiale $\nu_i = 37.07kHz$ jusqu'à la fréquence finale $\nu_f = 34.65kHz$. Le temps d'arrivée, marqué par la flèche en haut dans la Figure 6.13(b), à $1.396ms$ présente l'endroit prévu pour les atomes décélérés, par contre celui marqué par la flèche en bas à $1.338ms$ présente le temps d'arrivée des particules ayant une vitesse de $430ms^{-1}$.

Observations

Dans les Figure 6.13(a) et (b), le spectre en *Jaune* montre un profil de temps de vol expérimental détecté par les MCP en mode de comptage, il présente le signal expérimental du vol libre, en absence du guide quadripolaire, des particules du jet supersonique d'atomes métastables d'argon.

En décélérant dans le cas où la phase de l'onde vue par les particules synchrones $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$, nous nous sommes attendus à ce que le pic des particules décélérées commence à apparaître dans les signaux détectés de la Figure 6.13. Mais contrairement à toutes nos attentes, on n'a pas obtenu de vrais pics de particules décélérées dans ces signaux, soit en augmentant l'intensité de l'onde de champ magnétique progressive (comme dans l'expérience de la Figure 6.13(a)), soit en décélérant des particules plus lentes à des vitesses plus basses (de $430ms^{-1}$ à $402ms^{-1}$).

En comparant les spectres de décélération avec les fonds dans la Figure 6.13, on ne peut pas identifier les effets longitudinaux de l'onde magnétique progressive sur la distribution des vitesses des particules du jet supersonique car les structures, qui apparaissent presque partout dans les spectres de décélération, ne peuvent être dues, comme on l'a vu dans le cas du piégeage, qu'aux effets de focalisation modulée de l'onde de champ magnétique progressive créé par les bobines plates en cravate. Et cela nous empêche de séparer les effets de focalisation transversale des effets de confinement longitudinal de l'onde.

Tous les spectres présentés dans cette section, ne mettent pas en valeur le processus de décélération car dans ces signaux, les effets longitudinaux de l'onde de champ

magnétique progressive sont submergés par les effets de focalisation transversale. Dans le paragraphe 6.3.3 je vais revenir sur tous ces points.

6.3.3. Interprétation

Nous allons analyser les interprétations et les observations obtenues au cours des paragraphes 6.3.1 et 6.3.2. Dans ces paragraphes, on a présenté des expériences de décélération avant l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 sans et avec guidage quadripolaire. Revenons tout d'abord aux conclusions qui peuvent être résumées par les points suivants :

- En comparant les spectres en *Bleu* et en *Vert* de la Figure 6.9 (ou ceux de la Figure 6.10), on constate qu'on perd beaucoup de particules de la distribution initiale des particules focalisées, du jet supersonique, lorsqu'on applique l'onde du champ magnétique, en présence du champ magnétique quadripolaire. Ces pertes sont dans toute la distribution sauf autour du pic principal des particules décélérées (là où les particules possèdent des vitesses proches de la vitesse synchrone v_s). Ce pic n'arrive pas à dépasser l'enveloppe du signal du fond des particules focalisées par le guide quadripolaire (contrairement à ce qui aurait été attendu).
- En comparant les deux spectres de la Figure 6.12(a), le pic principal des particules décélérées et les structures secondaires, qui se trouvent à son voisinage, ne peuvent être distingués clairement, dans le domaine d'action de l'onde de champ magnétique progressive, qu'en présence du champ magnétique de guidage quadripolaire. À l'extérieur de ce domaine d'action, on a l'impression que l'efficacité de la focalisation par le biais du guide quadripolaire s'affaiblit de plus en plus lorsqu'on se rapproche de ce domaine.
- En comparant les spectres de décélération, sans guidage quadripolaire, avec les fonds dans la Figure 6.13, on ne peut pas identifier les effets longitudinaux de l'onde magnétique progressive sur la distribution des vitesses des particules du jet supersonique car les structures, qui en résultent, sont submergées, dans le domaine d'action de l'onde, par le signal due à l'effet de focalisation modulé en vitesse créé par les composantes transversales de l'onde de champ magnétique progressive (comme on l'a vu dans le cas du piégeage).

Ces résultats confirment bien les interprétations tirées des expériences de piégeage avant l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 (paragraphe 6.2.3). Mais durant les expériences de décélération, on a eu un problème plus critique : les signaux détectés ne donnent aucune information claire sur les effets longitudinaux de l'onde magnétique décélétratrice, surtout en absence du champ magnétique de focalisation transverse créé par le guide quadripolaire. Et cela met en cause l'efficacité de notre système de décélération.

Afin de mieux comprendre ce problème, revenons au chapitre 2 et plus précisément à la section "Étude de stabilité". Les particules qui nous intéressent sont issues d'un

jet supersonique qui traverse un tube en verre très fin. Donc, je vais me restreindre aux particules paramagnétiques, qui se trouvent au voisinage de l'axe \vec{Oz} , dont les positions transversales x et y sont très faibles. Je vais étudier ce qui se passe pour les particules au voisinage de la particule synchrone, ayant la position longitudinale z_s , lors de l'application de l'onde de champ magnétique progressive \vec{B}_{tot} . Notons la position longitudinale de ces particules par : $z = z_s + \delta z$, avec $\delta z \ll \lambda$.

Pour que la particule synchrone, ayant un sous niveau magnétique m_J donné, subisse une force de décélération stable, il faut que la phase $\phi_0 = kz_s(t) - \Phi(t)$ soit comprise entre $\left[0, \frac{\pi}{2}\right]$ (avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$). Dans ce cas, la phase de l'onde du champ magnétique vue par les particules au voisinage de la particule synchrone peut se mettre sous la forme :

$$kz - \Phi(t) = k(z_s + \delta z) - \Phi(t) = \phi_0 + k\delta z \quad (6.17)$$

Le champ magnétique vu par ces particules va s'écrire, au premier ordre, sous la forme :

$$\vec{B}_{tot}(\vec{r}, t) = \begin{cases} \beta_x = B_{x0} \cdot x \cdot \sin(\phi_0 + k\delta z) \\ \beta_y = B_{y0} \cdot y \cdot \sin(\phi_0 + k\delta z) \\ \beta_z = B_{z0} \cdot \cos(\phi_0 + k\delta z) \end{cases} \quad (6.18)$$

L'équation du mouvement de la position longitudinale de ces particules $z(t)$ peut se mettre sous la forme :

$$m_0 \ddot{z}(t) \simeq m_0 \left(\ddot{z}_s(t) + \ddot{\delta z} \right) = F_{z_s} + F_{\delta z} \quad (6.19)$$

Où la force \vec{F} créée par l'onde de champ magnétique progressive au voisinage de l'axe de tube en verre dans le cas d'une décélération quelconque peut se mettre, au premier ordre, sous la forme suivante :

$$\vec{F} = \begin{cases} F_x = \gamma \hbar m_J \cdot \sin(\theta) \cos(\phi) \cdot B_{x0} \cdot \sin(\phi_0 + k\delta z) \\ \quad + \gamma \hbar m_J \cdot \cos(\theta) \cdot B_{x0} k \cdot x \cdot \cos(\phi_0 + k\delta z) \\ F_y = \gamma \hbar m_J \cdot \sin(\theta) \sin(\phi) \cdot B_{y0} \cdot \sin(\phi_0 + k\delta z) \\ \quad + \gamma \hbar m_J \cdot \cos(\theta) \cdot B_{y0} k \cdot y \cdot \cos(\phi_0 + k\delta z) \\ F_z = \gamma \hbar m_J \cdot \cos(\theta) \cdot B_{z0} k \cdot \sin(\phi_0 + k\delta z) \end{cases} \quad (6.20)$$

Avec :

$$\begin{cases} \sin(\theta) \cos(\phi) = \frac{\beta_x}{\sqrt{\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2}} \\ \sin(\theta) \sin(\phi) = \frac{\beta_y}{\sqrt{\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2}} \\ \cos(\theta) = \frac{\beta_z}{\sqrt{\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2}} \end{cases} \quad (6.21)$$

sont les projections unitaires de l'axe de quantification (l'axe du champ magnétique effectif) dans la base fixe de notre système $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z\}$ (voir chapitre 2). Et β_x, β_y et β_z sont définis à partir de l'Équation 6.18. Si on développe l'Équation 6.21 à l'ordre zéro autour de la position longitudinale de la particule synchrone z_s , on obtient la relation suivante :

$$\begin{cases} \sin(\theta) \cos(\phi) = \frac{B_{x0} \cdot x \cdot \sin(\phi_0)}{\sqrt{((B_{x0} \cdot x)^2 + (B_{y0} \cdot y)^2) \cdot \sin^2(\phi_0) + (B_{z0} \cdot \cos(\phi_0))^2}} \\ \sin(\theta) \sin(\phi) = \frac{B_{y0} \cdot y \cdot \sin(\phi_0)}{\sqrt{((B_{x0} \cdot x)^2 + (B_{y0} \cdot y)^2) \cdot \sin^2(\phi_0) + (B_{z0} \cdot \cos(\phi_0))^2}} \\ \cos(\theta) = \frac{B_{z0} \cdot \cos(\phi_0)}{\sqrt{((B_{x0} \cdot x)^2 + (B_{y0} \cdot y)^2) \cdot \sin^2(\phi_0) + (B_{z0} \cdot \cos(\phi_0))^2}} \end{cases} \quad (6.22)$$

On étudie le comportement de notre système dans les deux cas limite de la décélération : $\phi_0 = 0$ pour une décélération nulle (piégeage) et $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$ dans le cas de la décélération maximale.

6.3.3.1. Cas où $\phi_0 = 0$:

L'Équation 6.22 va s'écrire sous la forme :

$$\begin{cases} \sin(\theta) \cos(\phi) = 0 \\ \sin(\theta) \sin(\phi) = 0 \\ \cos(\theta) = \text{Signe}(B_{z0}) \end{cases} \quad \text{avec } \text{Signe}(X) = \begin{cases} +1 & \text{si } X > 0 \\ 0 & \text{si } X = 0 \\ -1 & \text{si } X < 0 \end{cases} \quad (6.23)$$

L'expression de la force \vec{F} , créée par l'onde de champ magnétique progressive au voisinage de l'axe de tube en verre dans le cas du piégeage, peut s'écrire à partir de l'Équation 6.19, au premier ordre autour de la position longitudinale de la particule synchrone z_s , sous la forme :

$$\vec{F} = \begin{cases} F_x \simeq \gamma \hbar m_J \cdot \text{Signe}(B_{z0}) \cdot B_{x0} k \cdot x \simeq 0 \\ F_y \simeq \gamma \hbar m_J \cdot \text{Signe}(B_{z0}) \cdot B_{y0} k \cdot y \simeq 0 \\ F_z \simeq 0 + \gamma \hbar m_J \cdot |B_{z0}| k^2 \cdot \delta z \simeq F_{\delta z} \end{cases} \quad (6.24)$$

Les composantes transversales de la force F_x et F_y vont être quasi nulles au voisinage de l'axe du tube en verre ce qui signifie que les effets de focalisation transverse de l'onde de champ magnétique s'annulent pour les particules qui se trouvent au voisinage de la particule synchrone (les particules faiblement asynchrones). Cela confirme ce que l'on avait prédit dans le paragraphe 6.2.3 de ce chapitre.

Dans la section "Étude de stabilité" du chapitre 2, les particules faiblement asynchrone ayant un sous niveau magnétique m_J qui vérifie la condition : $\gamma \hbar m_J \cdot |B_{z0}| k^2 < 0$, vont suivre un mouvement d'oscillation autour de la position $z_s(t)$ et elles vont être piégées par notre onde de champ magnétique progressive par cette force de rappel. Les autres particules faiblement asynchrones vont être éjectées du piège.

On a vu dans le paragraphe 6.2.3 de ce chapitre, que l'effet longitudinal de l'onde de champ magnétique progressive est facilement identifié dans nos signaux détectés car les effets de focalisation transverse, dus à l'onde, s'annulent. Passons maintenant au cas de la décélération maximale pour voir si on obtient des résultats similaires.

6.3.3.2. Cas où $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$:

L'Équation 6.22 va s'écrire sous la forme :

$$\begin{cases} \sin(\theta) \cos(\phi) = \frac{B_{x0} \cdot x}{\sqrt{((B_{x0} \cdot x)^2 + (B_{y0} \cdot y)^2)}} \\ \sin(\theta) \sin(\phi) = \frac{B_{y0} \cdot y}{\sqrt{((B_{x0} \cdot x)^2 + (B_{y0} \cdot y)^2)}} \\ \cos(\theta) = 0 + \frac{B_{z0} k \cdot \delta z}{\sqrt{((B_{x0} \cdot x)^2 + (B_{y0} \cdot y)^2)}} \end{cases} \quad (\text{à l'ordre 1 en } \delta z) \quad (6.25)$$

L'expression de la force \vec{F} , créée par l'onde de champ magnétique progressive au voisinage de l'axe du tube en verre, peut s'écrire à partir de l'Équation 6.19, au premier ordre autour de la position longitudinale de la particule synchrone z_s , sous la forme :

$$\vec{F} = \begin{cases} F_x \simeq \gamma \hbar m_J \cdot \frac{B_{x0}^2 \cdot x}{\sqrt{((B_{x0} \cdot x)^2 + (B_{y0} \cdot y)^2)}} \\ F_y \simeq \gamma \hbar m_J \cdot \frac{B_{y0}^2 \cdot y}{\sqrt{((B_{x0} \cdot x)^2 + (B_{y0} \cdot y)^2)}} \\ F_z \simeq \gamma \hbar m_J \cdot \frac{B_{z0}^2 k^2 \cdot \delta z}{\sqrt{((B_{x0} \cdot x)^2 + (B_{y0} \cdot y)^2)}} \end{cases} \quad (6.26)$$

La forme des composantes transversales de la force F_x et F_y nous rappelle les équations de la force de focalisation du guide quadripolaire (Équation 2.28 du chapitre 2). Comme on l'a vu, la résolution analytique des équations est très difficile dans ce cas, mais avec une résolution numérique de ce système d'équations différentielles, on peut trouver facilement qu'on obtient des solutions stables et qui convergent, si et seulement si, $\gamma \hbar m_J > 0$. Dans ce cas les solutions trouvées décrivent des trajectoires en forme d'un battement qui dépendent essentiellement de la valeur de $\gamma \hbar m_J$ et des conditions initiales des vitesses et des positions. Dans l'autre cas, si $\gamma \hbar m_J < 0$, la résolution de ces équations donne des trajectoires qui divergent et ces particules vont être perdues.

La composante longitudinale de la force F_z nous indique qu'il n'y aura *décélération ni pour les particules synchrones ni pour les particules faiblement asynchrones*, car ces dernières ne sont pas stables, dans le cas de la "décélération maximale". Cela n'est pas dû au fait que l'onde ne nous permet pas cela, mais c'est dû au fait que l'axe de quantification "propre" du moment cinétiques J de ces particules n'est pas suivant la direction \vec{Oz} , dans ce cas il est *contenu dans le plan* $(X\hat{O}Y)$.

6.3.3.3. Cas général $0 < \phi_0 < \frac{\pi}{2}$:

On a $|B_{z0}| \gg |B_{y0} \cdot x|$ et $|B_{y0}| \gg |B_{x0} \cdot y|$ à l'intérieur du tube en verre (dans la région délimité par $|x| \leq 0,6mm$ et $|y| \leq 0,6mm$), on développe l'Équation 6.21 au premier ordre autour de la position longitudinale de la particule synchrone z_s et on obtient la relation suivante :

$$\begin{cases} \sin(\theta) \cos(\phi) \simeq \frac{B_{x0}}{|B_{z0}|} \frac{\sin(\phi_0 + k\delta z)}{|\cos(\phi_0 + k\delta z)|} \cdot x \\ \sin(\theta) \sin(\phi) \simeq \frac{B_{y0}}{|B_{z0}|} \frac{\sin(\phi_0 + k\delta z)}{|\cos(\phi_0 + k\delta z)|} \cdot y \\ \cos(\theta) \simeq \frac{B_{z0}}{|B_{z0}|} \frac{\cos(\phi_0 + k\delta z)}{|\cos(\phi_0 + k\delta z)|} \end{cases} \quad (6.27)$$

Cette relation est valable dans le cas où $0 \leq \phi_0 + k\delta z < \frac{\pi}{2}$. Alors, l'expression de la force \vec{F} , créée par l'onde de champ magnétique progressive au voisinage de l'axe du tube en verre, peut s'écrire à partir de l'Équation 6.20 et l'Équation 6.27, au premier ordre autour de la position longitudinale de la particule synchrone z_s , sous la forme :

$$\vec{F} = \begin{cases} F_x \simeq \gamma \hbar m_J \cdot \frac{B_{x0}^2}{|B_{z0}|} \cdot \frac{\sin^2(\phi_0 + k\delta z)}{|\cos(\phi_0 + k\delta z)|} \cdot x \\ F_y \simeq \gamma \hbar m_J \cdot \frac{B_{y0}^2}{|B_{z0}|} \cdot \frac{\sin^2(\phi_0 + k\delta z)}{|\cos(\phi_0 + k\delta z)|} \cdot y \\ F_z \simeq \gamma \hbar m_J \cdot |B_{z0}| k \cdot \text{Signe}(\cos(\phi_0 + k\delta z)) \cdot \sin(\phi_0 + k\delta z) \end{cases} \quad (6.28)$$

Avec $0 \leq \phi_0 < \frac{\pi}{2}$. La composante de force F_z suivant la direction \vec{Oz} peut se mettre, à partir de l'Équation 6.28 sous la forme :

$$\begin{aligned} F_z &\simeq F_{z_s} + F_{\delta z} \\ \begin{cases} F_{z_s} = \gamma \hbar m_J \cdot |B_{z0}| k \cdot \text{Signe}(\cos(\phi_0 + k\delta z)) \cdot \sin(\phi_0) \\ F_{\delta z} = \gamma \hbar m_J \cdot |B_{z0}| k \cdot \text{Signe}(\cos(\phi_0 + k\delta z)) \cdot \cos(\phi_0) k\delta z \end{cases} \end{aligned} \quad (6.29)$$

Pour que cette force suivant la direction \vec{Oz} soit décélétratrice et stable pour les particules synchrones et faiblement asynchrone, il faut que :

$$\begin{cases} \sin(\phi_0 + k\delta z) > 0 \\ \cos(\phi_0 + k\delta z) > 0 \end{cases}$$

Puisque $0 \leq \phi_0 < \frac{\pi}{2}$, on peut conclure, à partir de ces deux dernières équations, que les particules ayant des sous niveaux magnétique m_J donnés vont subir une force décélétratrice stable si et seulement si ϕ_0 et $k\delta z$ vérifient les conditions suivantes :

$$\begin{cases} 0 < \phi_0 < \frac{\pi}{2} \\ k|\delta z| < \frac{\pi}{2} - \phi_0 \end{cases} \quad (6.30)$$

À partir de l'Équation 6.29, on peut voir que les particules faiblement asynchrones vont subir dans ce cas une force de rappel. Donc ces particules vont suivre des

mouvements d'oscillation autour de la trajectoire de la particule synchrone $z_s(t)$ suivant la direction \vec{Oz} . Ce mouvement d'oscillation est stable dans la région où $k|\delta z| < \frac{\pi}{2} - \phi_0$. Cette région définit la zone de stabilité qu'on appelle *le domaine d'acceptance en Z* de notre décélérateur Zeeman. Dans ce cas on remarque que, plus ϕ_0 est grand, plus l'onde nous permet d'obtenir des décélérations importantes et plus le domaine d'acceptance de notre décélérateur se réduit jusqu'à son annulation lorsque ϕ_0 tend vers $\frac{\pi}{2}$. Comme on l'a vu à la fin du chapitre 2, pour ϕ_0 proche de $\frac{\pi}{2}$, les particules faiblement asynchrones risquent de subir lors des premières oscillations, autour de la position synchrone $z_s(t)$, un changement brusque de signe de sous niveau magnétique m_J suite à des transitions de *Majorana* [64] (le phénomène de *Spin-flip* [20, 61]). Dans ce cas on va perdre la majorité de ces particules.

Cela explique, en partie, la difficulté de l'identification des effets longitudinaux de l'onde magnétique progressive sur la distribution des vitesses des particules du jet supersonique, lors des expériences précédentes de décélération, car plus on applique des séquences de décélération importantes plus le domaine d'acceptance se réduit jusqu'à sa disparition et cela nous cause une grande contrainte durant nos expériences de décélération. Il y a aussi une autre contrainte ; c'est la difficulté de la mise en évidence des effets longitudinaux de l'onde car les structures, qui en résultent, sont submergées par le signal dû à l'effet de focalisation modulé en vitesse créé par les composantes transversales de l'onde de champ magnétique progressive.

On peut voir cela facilement à partir de l'Équation 6.28 où la forme des composantes transversales de la force F_x et F_y nous rappelle les équations de la force de focalisation du guide quadripolaire du chapitre 2 (l'Équation 2.28). À cause du terme " $\sin^2(\phi_0 + k\delta z)$ ", ces forces de focalisation transversales sont d'autant plus importantes pour les particules synchrones lorsque ϕ_0 augmente et tend vers $\frac{\pi}{2}$, ce qui correspond aux cas de décélérations maximales.

Par contre, dans le cas du piégeage ($\phi_0 = 0$) ou pour de très faible décélérations, ces forces de focalisation transversales sont négligeables et dès qu'on commence à établir des décélérations importantes, ces forces deviennent de plus en plus importantes et leur effet de focalisation va être dominant dans le signal détecté car la dispersion de vitesse transversale du jet supersonique est très faible (dans ces expériences, notre jet supersonique est caractérisé par : $\Delta v_{\perp} \simeq 4ms^{-1}$ pour $v_{moy\perp} \simeq 0ms^{-1}$ et $\Delta v_{\parallel} \simeq 55ms^{-1}$ pour $v_{moy\parallel} \simeq 480ms^{-1}$).

Afin de vérifier ces deux dernières conclusions, je vais tracer dans la Figure 6.14 le profil de temps de vol obtenu à partir d'une simulation unidimensionnelle des trajectoires suivies par les atomes métastables d'argon au cours de l'expérience de décélération, décrite dans la Figure 6.13(b), entre la vitesse initiale $430ms^{-1}$ et la vitesse $402ms^{-1}$ avec $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$.

Simulations et Observations

Dans l'expérience présentée dans la Figure 6.14, le jet supersonique est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse variable à partir de 430m/s^{-1} jusqu'à 402m/s^{-1} , comme dans la Figure 6.13(b). Les résultats expérimentaux et les simulations correspondantes ont été établis avant l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , dont on va voir l'importance par la suite.

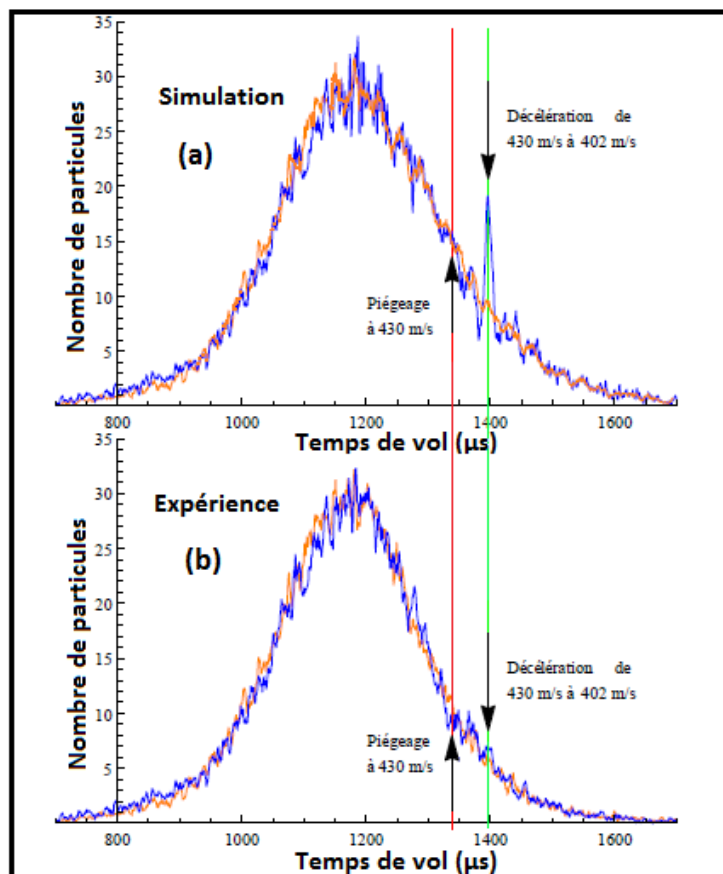


Figure 6.14.: (a) Le spectre en *Jaune* présente la simulation unidimensionnelle de vol libre d'un jet supersonique d'argon métastable sans guidage quadripolaire. Le signal en *Bleu* présente la simulation unidimensionnelle du temps de vol d'une expérience de décélération du même jet supersonique à partir de la vitesse 430m/s^{-1} jusqu'à 402m/s^{-1} sans guidage quadripolaire avant l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Le temps marqué à 1.396ms présente le temps d'arrivé des atomes décélérés, par contre celui marqué à 1.240ms présente le temps d'arrivé des particules ayant une vitesse de 464m/s^{-1} en vol libre. (b) Les spectres des expériences de décélération correspondant aux conditions de la Figure 6.13(b). L'expérience de décélération décrite dans ce cas est réalisée avec $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$.

Les paramètres essentiels de cette simulation, qui se base sur l'expression de la

composante longitudinale de la force décélétratrice présenté dans l'Équation 6.28, sont :

- L'intensité de la composante transversale de l'onde $B_{z0} = 2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0 = 2.08 \times 10^{-1}T$.
- La phase de l'onde vue par les particules synchrones $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$.
- Les sous niveau Zeeman considérés $m_J = \{-2, -1, 0, +1, +2\}$.
- La vitesse initiale $v_i = 430ms^{-1}$.

Dans ce cas, la fréquence du courant appliqué dans les bobines plates en cravate varie généralement entre la fréquence initiale $\nu_i = 37.07kHz$ jusqu'à la fréquence finale $\nu_f = 34.65kHz$. Le temps marqué par la ligne verte dans la Figure 6.14, à $1.396ms$ représente le temps d'arrivée des atomes décélérés, par contre celui marqué par la ligne rouge à $1.338ms$ représente le temps d'arrivée des particules ayant une vitesse de $430ms^{-1}$ en vol libre.

Dans les Figure 6.14(a) (respectivement (b)), le spectre en *Jaune* montre la simulation unidimensionnelle des temps d'arrivée des particules du jet supersonique en vol libre (respectivement le temps de vol expérimental détecté par les MCP en mode de comptage). Ils présentent le signal de vol libre, en absence du guide quadripolaire, des particules du jet supersonique d'atomes métastables d'argon.

Comme on le voit dans la Figure 6.14(a), la décélération avec une phase $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$ de l'onde vue par les particules synchrones nous permet d'obtenir, normalement, un pic des particules décélérées qui apparait dans le signal de temps de vol détecté. Mais contrairement à nos attentes, on n'a pas obtenue un pic bien identifiable des particules décélérées dans le signal de temps de vol expérimental, représenté dans la Figure 6.14(b).

Cela ne peut être du qu'au fait qu'on ne peut pas distinguer les effets longitudinaux de l'onde magnétique progressive sur la distribution des vitesses des particules du jet supersonique car les structures, qui en résultent, sont submergées dans les structures causées par les effets de focalisation modulée de l'onde de champ magnétique progressive créée par les bobines plates en cravate. Pour $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$, les forces de focalisation transversales de l'onde deviennent de plus en plus importantes et leur effet de focalisation va être dominant dans le signal détecté. Et cela nous empêche aussi de séparer entre les effets de focalisation transversale et les effets de confinement longitudinal de l'onde décélétratrice.

Dans le travail qui a été effectué dans l'équipe de *F.Merkt* [47] et [102], notre attention est bien attirée sur le fait que : *“Pour éviter les pertes de particules par des transitions non adiabatiques à faible champ, le champ de quantification doit être maintenu tout au long des trajectoires des particules ralenties”* [47]. Et pour cela, *“Le jet supersonique ne doit pas pénétrer beaucoup dans les solénoïdes pendant le temps de coupure du champ”* [102]. À cause de la forme spéciale des impulsions de courant utilisées dans ces expériences, il reste un champ magnétique résiduel très faible dans

la bobine, lors de la coupure de courant (le *Swich-Off*), qui va permettre le maintien du champ magnétique de quantification qui définit l'axe de quantification "propre" du moment cinétique J de ces particules suivant la direction \vec{Oz} ,

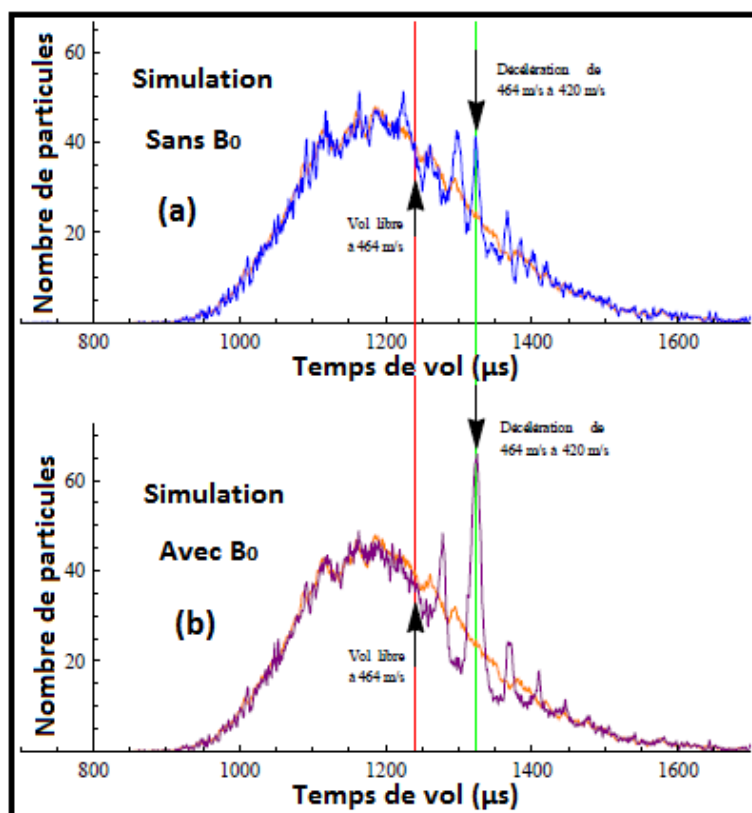


Figure 6.15.: Simulations unidimensionnelles de temps de vol d'une décélération d'un jet supersonique d'argon métastable entre $464\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $420\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, avec $I_0 = 150\text{A}$ et $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$ (les mêmes paramètres de la figure Figure 6.12(b)) : (a) en *Bleu*, le spectre de décélération sans guidage quadripolaire avant l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . (b) En *Violet*, le spectre de la même décélération en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Le temps marqué à 1.323ms représente le temps d'arrivé des atomes décélérés, et celui à 1.240ms représente le temps d'arrivé des particules de vitesse de $464\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ en vol libre. Dans (a) et (b), les spectres en *Jaune* présentent la simulation à 1D de vol libre du même jet.

Afin de faire de même dans notre expérience et puisque notre champ magnétique change de signe et s'annule à plusieurs reprises suivant la direction \vec{Oz} (car il est principalement en $\cos(k\cdot z - \Phi(t))$ suivant cette direction), on a décidé d'ajouter un champ champ magnétique uniforme \vec{B}_0 suivant la direction longitudinale de la propagation du jet supersonique \vec{Oz} . Ce champ va nous permettre de fixer l'axe de quantification des moments magnétiques (l'axe principal autour duquel aura lieu la précession de ces moments) suivant cette direction pour l'ensemble des atomes

dans le tube. Ce champ va nous permettre de profiter, au maximum, de l'amplitude de l'onde du champ magnétique progressive, qu'on génère dans nos expérience, afin d'établir la décélération maximale qu'on peut atteindre dans le cas de $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$ avec un domaine d'acceptance très large.

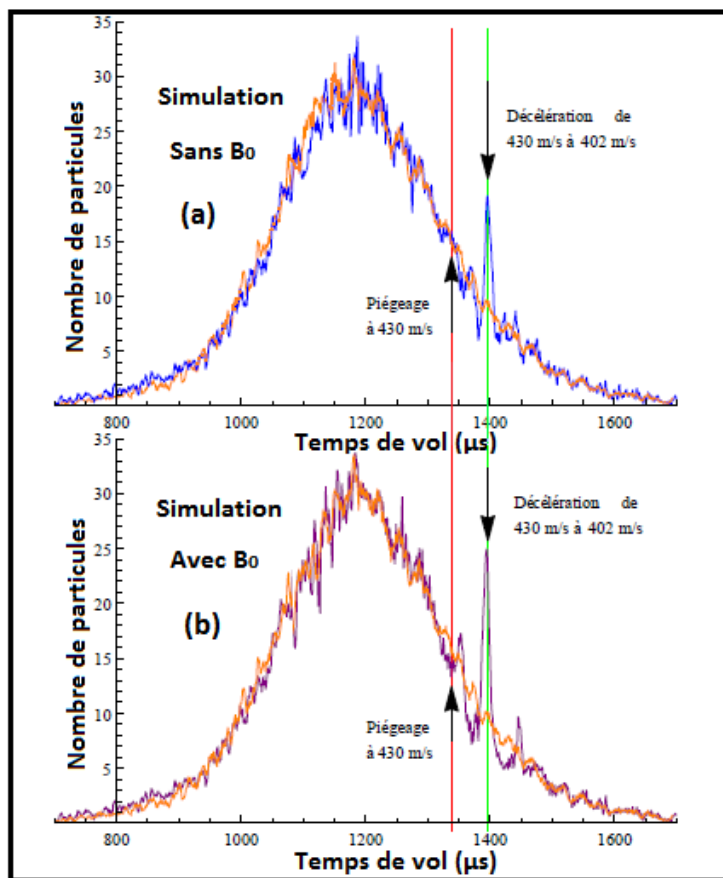


Figure 6.16.: (a) Les mêmes spectres que la Figure 6.14(a) : en *Bleu*, La simulation unidimensionnelle de temps de vol d'une expérience de décélération d'un jet supersonique d'argon métastable entre 430ms^{-1} et 402ms^{-1} sans guidage quadripolaire avant l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . (b) En *Violet*, la simulations unidimensionnelle de temps de vol de la même expérience de décélération de la Figure 6.16(a), mais en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Le temps marqué à 1.396ms représente le temps d'arrivé des atomes décélérés, et celui à 1.240ms représente le temps d'arrivé des particules de vitesse de 464ms^{-1} en vol libre. Décélération avec $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$. Dans (a) et (b), les spectres en *Jaune* correspondent à la simulation à 1D de vol libre du même jet.

Dans la Figure 6.15, le spectre (a) montre bien qu'en absence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , il est très difficile de distinguer le pic principal des particules décélérées, surtout en présence des effets de focalisation transverse, à cause de sa finesse et de sa faible intensité. Par contre, en présence du champ magnétique uniforme, ce pic

va être beaucoup plus identifiable en largeur et en intensité comme on peut le voir sur la Figure 6.15(b).

L'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 nous permet, aussi, de rejoindre le cas des équations du pendule ce qui impliquera l'élargissement du domaine de capture de notre décélérateur et l'élargissement du pic principal des particules décélérées comme on peut le voir sur la Figure 6.16. Dans cette figure je présente la même simulation que celle de la Figure 6.14(a), dans les mêmes conditions, mais en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . On remarque bien que les structures, qui sont dues aux effets longitudinaux de l'onde, sont plus marquées.

Conclusion

Tout cela, nous a conduits à ajouter le champ magnétique uniforme \vec{B}_0 et de refaire les expériences de piégeage et de décélération qu'on a présentées dans ce paragraphe avec ces nouvelles conditions. Je vais présenter dans le chapitre suivant les relations et les formules qui formalisent l'ensemble des remarques précédentes. On va voir que l'ajout de ce champ uniforme va nous permettre d'obtenir des signaux qui reflètent les effets longitudinaux de l'onde magnétique progressive sur la distribution de vitesses des particules du jet supersonique car ce champ magnétique ajouté va annuler les effets indésirables de focalisation transversale, modulée en vitesse, du champ magnétique progressif.

On aura ainsi une signature claire et non ambiguë de l'effet de changement de vitesse longitudinale des atomes du jet à l'intérieur du domaine d'action de l'onde.

7. Résultats obtenus après l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0

Introduction

7.1. Effet de \vec{B}_0 sur le guidage quadripolaire

7.2. Effet de \vec{B}_0 sur l'onde de champ magnétique progressive

7.2.1. Cas du piégeage à une vitesse donnée

7.2.2. Cas de la décélération

7.2.3. Polarisation du jet supersonique

7.3. Contrôle des effets de focalisation de l'onde

7.3.1. Cas du piégeage à une vitesse donnée

7.3.2. Cas de la décélération

7.3.3. Polarisation du jet supersonique

7.4. Expériences de décélération sur l'Ar*

Conclusion

Introduction

Les expériences de piégeage et de décélération, décrites dans le chapitre précédent, ont été réalisées avec une onde d'un champ magnétique progressive, qui sert à piéger et à décélérer longitudinalement les particules paramagnétiques d'un jet supersonique, et un champ magnétique de guidage quadripolaire, qui nous permettait de guider ces particules paramagnétiques à l'intérieur du tube en verre. Comme on l'a vu, les signaux de temps de vol détectés durant ces expériences ne nous permettaient pas de visualiser les effets longitudinaux de l'onde, sur la distribution initiale des vitesses des particules du jet supersonique, lors des expériences de piégeage ou de décélération.

Pour surmonter ce problème, on a décidé d'ajouter un champ magnétique uniforme \vec{B}_0 suivant la direction d'écoulement du jet \vec{Oz} . Ce champ est créé à partir d'un solénoïde alimenté par des impulsions de courant continu (voir la première section du chapitre 4). Nous avons montré dans cette section que le champ magnétique créé par ce solénoïde, à l'intérieur de tube en verre, peut être exprimé sous la forme suivante :

$$\vec{B}_0 = n\mu_0 I_{B0} \vec{e}_z \simeq 3.64 \times 10^{-3} \cdot I_{B0} \vec{e}_z (\text{Tesla}) \quad (7.1)$$

Avec I_{B0} est l'intensité des impulsions du courant qui alimentent le solénoïde qui crée ce champ magnétique uniforme. Ce solénoïde est présenté dans la Figure 4.1 du chapitre 4. La Figure 4.14 du chapitre 4 présente le dispositif expérimental final avec les différentes bobines : Les bobines plates en cravate sont placées de part et d'autre du guide quadripolaire à l'extérieur du tube en verre qui est entouré par le solénoïde.

Tout d'abord, je vais montrer l'influence de ce champ magnétique uniforme \vec{B}_0 sur le guidage quadripolaire, ensuite son effet sur l'onde de champ magnétique progressive dans le cas du piégeage et de la décélération. On verra aussi comment ce champ uniforme nous permet de polariser les particules paramagnétiques du jet supersonique, en présence de l'onde, et il nous permet aussi de rendre notre système unidimensionnel, suivant la direction longitudinale \vec{Oz} . Cela est dû au fait que ce champ va minimiser tous les effets de focalisation transverses de l'onde et du guide quadripolaire. Par la même, il nous permettra de contrôler et de doser ces effets.

7.1. Effet de \vec{B}_0 sur le guidage quadripolaire

Le champ magnétique créé par le guide quadripolaire nous permet de focaliser les particules paramagnétiques du jet supersonique. Cette focalisation transversale est très efficace, même en utilisant des champs avec de faibles intensités, à cause de la faible dispersion transversale des vitesses des particules du jet (de l'ordre de quelques $m.s^{-1}$ autour de zéro). À l'intérieur de notre tube en verre, le champ magnétique

créé par le guide quadripolaire peut s'écrire sous la forme suivante (voir la section 4.2 du chapitre 4) :

$$\vec{B}_{quad}(x, y, z) \simeq 40 \times \frac{\mu_0 I_{Q0}}{2\pi} \times \frac{x_0 y_0}{(x_0^2 + y_0^2)^2} \times \begin{pmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (7.2)$$

Avec $x_0 = 1.30mm$, $y_0 = 1.67mm$ et I_{Q0} (en Ampère) est l'intensité des impulsions du courant qui alimentent le guide quadripolaire (voir la Figure 4.14 du chapitre 4). Dans ce cas, l'Équation 7.2 peut se mettre sous la forme :

$$\vec{B}_{quad}(x, y, z) \simeq 0.865 \cdot I_{Q0} \cdot \begin{pmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (Tesla) \quad (7.3)$$

Tel que $|x| \leq 0,6mm$ et $|y| \leq 0,6mm$. En présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , le champ magnétique total \vec{B}_S ("S" pour "Statique"), créé par le guide quadripolaire et le solénoïde, peut se mettre sous la forme suivante :

$$\vec{B}_S(x, y, z) \simeq \begin{pmatrix} 0.865 \cdot I_{Q0} \cdot x \\ -0.865 \cdot I_{Q0} \cdot y \\ 3.64 \times 10^{-3} \cdot I_{B0} \end{pmatrix} \quad (Tesla) \quad (7.4)$$

L'expression de la force \vec{F}_S , créée par ce champ magnétique total de tube \vec{B}_S à l'intérieur du tube en verre et exercée sur une particule paramagnétique ayant un sous niveau Zeeman m_J du jet supersonique, peut s'écrire à partir de l'Équation 7.4 sous la forme (voir chapitre 2) :

$$\vec{F}_S = \begin{cases} F_{Sx} \simeq -\gamma \hbar m_J \cdot \frac{(0.865 \cdot I_{Q0})^2 x}{\sqrt{(3.64 \times 10^{-3} \cdot I_{B0})^2 + (0.865 \cdot I_{Q0})^2 (x^2 + y^2)}} \\ F_{Sy} \simeq -\gamma \hbar m_J \cdot \frac{(0.865 \cdot I_{Q0})^2 y}{\sqrt{(3.64 \times 10^{-3} \cdot I_{B0})^2 + (0.865 \cdot I_{Q0})^2 (x^2 + y^2)}} \\ F_{Sz} \simeq 0 \end{cases} \quad (Newton) \quad (7.5)$$

Tel que $|x| \leq 0,6mm$ et $|y| \leq 0,6mm$, dans ce cas, l'expression de l'Équation 7.5 peut se mettre sous une forme approximative plus simple, au deuxième ordre en x et y (puisqu'ils sont faibles), dans le cas où $I_{B0} \neq 0$:

$$\vec{F}_S = \begin{cases} F_{Sx} \simeq -\gamma \hbar m_J \cdot \frac{205.556 \cdot I_{Q0}^2 x}{|I_{B0}|} \\ F_{Sy} \simeq -\gamma \hbar m_J \cdot \frac{205.556 \cdot I_{Q0}^2 y}{|I_{B0}|} \\ F_{Sz} \simeq 0 \end{cases} \quad (Newton) \quad (7.6)$$

Dans le cas où $I_{B0} = 0$, l'expression de l'Équation 7.5 peut se mettre, dans les mêmes conditions, sous la forme :

$$\vec{F}_S = \begin{cases} F_{Sx} \simeq -\gamma \hbar m_J \cdot 0.865 |I_{Q0}| \cdot \frac{x}{y} \\ F_{Sy} \simeq -\gamma \hbar m_J \cdot 0.865 |I_{Q0}| \cdot \frac{y}{x} \\ F_{Sz} \simeq 0 \end{cases} \quad (Newton) \quad (7.7)$$

Puisque $x, y \sim 10^{-4}m$, une comparaison en ordre de grandeur entre l'Équation 7.6 et l'Équation 7.7 donne, pour $I_{B0} \sim I_{Q0}$ (dans le cas où $I_{B0} \neq 0$) :

$$\begin{cases} F_{Sx}(I_{B0} \neq 0) \sim 0.02 \times F_{Sx}(I_{B0} = 0) \\ F_{Sy}(I_{B0} \neq 0) \sim 0.02 \times F_{Sy}(I_{B0} = 0) \end{cases} \quad (7.8)$$

Et bien sûr, plus I_{B0} augmente devant I_{Q0} , plus la force quadripolaire $\vec{F}_S(I_{B0} \neq 0)$ va diminuer et devenir de plus en plus négligeable, par rapport au cas où $I_{B0} = 0$. Ceci implique que, dans cette configuration, plus le champ magnétique uniforme \vec{B}_0 est important, plus la force de focalisation transverse \vec{F}_S va être négligeable devant la situation où $I_{B0} = 0$.

Expérience 11

Ce résultat peut être confirmé par la Figure 7.1. Dans laquelle on montre trois spectres de temps de vol d'un jet supersonique d'atomes métastables d'argon. Les trois spectres de vol libre (sans onde de champ magnétique) du même jet sont réalisés dans trois conditions différentes :

- Le signal en *Rouge* présente le vol libre du jet supersonique sans l'application d'aucun champ magnétique.
- Le signal en *bleu* montre le vol libre du jet focalisé par l'intermédiaire du guide quadripolaire.
- Le signal en *Violet* présente le vol libre du même jet focalisé par guidage quadripolaire en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 .

Le spectre en *Rouge* et le spectre en *Violet* de la Figure 7.1 sont presque confondus. Donc on peut dire qu'il n'y a plus aucun effet de focalisation transverse du guide quadripolaire en présence de \vec{B}_0 . On peut voir très bien sur le spectre en *bleu* de la Figure 7.1 l'effet de focalisation par le guide quadripolaire appliqué tout seul (en absence de \vec{B}_0). Cela confirme ce qu'on vient de démontrer analytiquement dans l'Équation 7.8 : pour $I_{B0} = I_{Q0} = 80A$, la force quadripolaire ressentie par les particules paramagnétiques à l'intérieur de tube en verre $\vec{F}_S(I_{B0} \neq 0)$ est équivalente à la force de focalisation appliquée par le guide quadripolaire alimenté par un courant continu d'intensité $I_{Qeff} \sim 1.6A$ en absence de \vec{B}_0 . On constate que cette force va être très faible et c'est comme si les particules du jet supersonique en vol libre ne voyaient aucun champ magnétique transversal.

Observations

On peut dire que l'ajout d'un champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , relativement intense, nous permet d'annuler tous les effets de focalisation transverses des différents champs

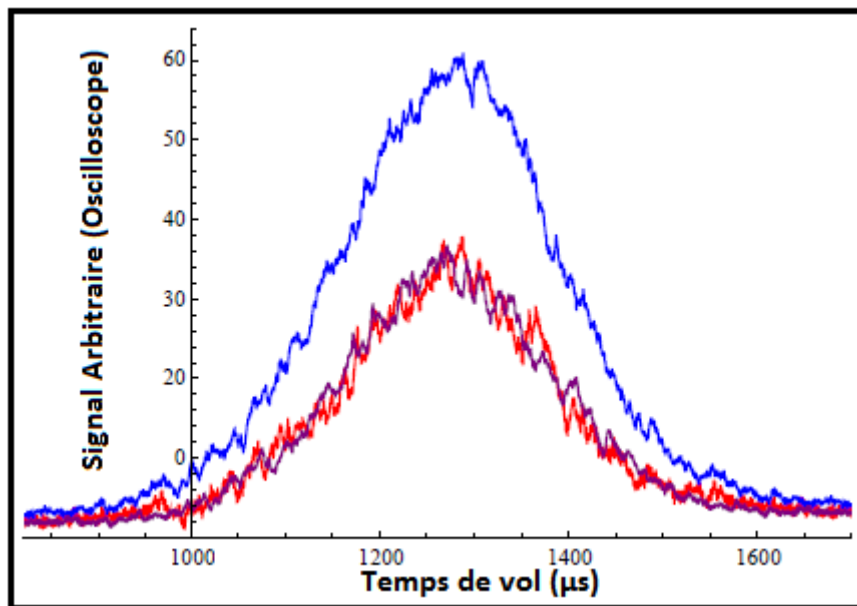


Figure 7.1.: Trois signaux de temps de vol expérimentaux d'un jet supersonique d'atomes métastables d'argon, de vitesse moyenne $480\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, détectés en mode analogique : En *bleu* le spectre de vol libre du jet focalisé par le guide quadripolaire qui est alimenté par des impulsions de courant continu d'intensité $I_{Q0} = 80\text{A}$, en *Rouge* le spectre de vol libre du même jet supersonique sans guidage quadripolaire et en *Violet* le spectre de vol libre du même jet supersonique focalisé avec le même guide quadripolaire qu'avant mais en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 tel que $I_{B0} = I_{Q0} = 80\text{A}$.

magnétiques ayant la même forme que celle du champ magnétique de guidage quadripolaire présentée dans l'Équation 7.3. Or, les effets de focalisation modulés en vitesse, créés par les composantes transversales de l'onde de champ magnétique progressive, sont dus aux composantes transversales de la force générée par cette onde. Ces composantes, données dans l'Équation 6.28 du chapitre 6, ont la même forme que l'expression de la force de focalisation du guide quadripolaire (Équation 7.5).

Cela nous permet de conclure que l'ajout d'un champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , relativement intense, va nous permettre d'éliminer l'effet de focalisation transverse de l'onde de champ magnétique. Dans ce cas, notre système devient unidimensionnel : on peut se placer dans le cas du piégeage (ou de décélération) à une dimension en éliminant tous les effets transverses des différents champs magnétiques. Cela nous donne la possibilité d'étudier de manière claire les effets longitudinaux de l'onde magnétique progressive sur la distribution des vitesses des particules du jet supersonique.

Cela nous permettra de bien contrôler ces effets tout en opérant la séparation entre les effets de focalisation transverse et les effets de confinement longitudinal. Suite

à ces résultats, nous avons décidé de refaire les expériences de piégeage et de décélération sans guidage quadripolaire en présence de \vec{B}_0 , car ce dernier élimine les effets de focalisation du guide quadripolaire.

Enfin on conclut que la détermination d'un axe de quantification commun des moments magnétiques (l'axe principal autour duquel précessent ces moments), par l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 va nous permettre, à la fois, d'éliminer les effets de focalisation indésirables et de contrôler mieux nos expériences de piégeage et de décélération.

7.2. Effet de \vec{B}_0 sur l'onde de champ magnétique progressive

Dans ce paragraphe, nous allons étudier les forces créées par l'onde de champ magnétique, générée par les bobines plates en cravate, en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , généré par le solénoïde. Pour cela, revenons au chapitre 2 et plus précisément à la section "Étude de stabilité". Je vais me restreindre aux particules paramagnétiques, qui se trouvent au voisinage de l'axe \vec{Oz} , dont les positions transversales x et y sont très faibles, et plus particulièrement aux particules synchrones et faiblement asynchrones, ayant la position longitudinale $z = z_s + \delta z$, avec $\delta z \ll \lambda$.

Pour que la particule synchrone, ayant un sous niveau magnétique m_J donné, subisse une force de décélération stable, il faut que la phase $\phi_0 = kz_s(t) - \Phi(t)$ soit comprise entre $[0, \frac{\pi}{2}]$ (avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$). Dans ce cas, la phase de l'onde du champ magnétique vue par les particules au voisinage de la particule synchrone peut se mettre sous la forme :

$$kz - \Phi(t) = k(z_s + \delta z) - \Phi(t) = \phi_0 + k\delta z \quad (7.9)$$

Dans ce cas, le champ magnétique total créé par les bobines en cravate et le solénoïde, vu par ces particules, va s'écrire, au premier ordre, sous la forme :

$$\vec{B}_{tot}(\vec{r}, t) = \begin{cases} \beta_x = B_{x0} \cdot x \cdot \sin(\phi_0 + k\delta z) \\ \beta_y = B_{y0} \cdot y \cdot \sin(\phi_0 + k\delta z) \\ \beta_z = B_0 + B_{z0} \cdot \cos(\phi_0 + k\delta z) \end{cases} \quad (7.10)$$

Tel que $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z \simeq 3.64 \times 10^{-3} \cdot I_{B0} \vec{e}_z$ et $B_{z0} \simeq 2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0$ (Tesla), avec I_{B0} (Ampère) l'intensité des impulsions de courant continu appliquées dans le solénoïde et I_0 (Ampère) l'intensité maximale des impulsions de courant sinusoïdales appliquées dans les bobines plates en cravate. La force \vec{F} créée par le champ magnétique total \vec{B}_{tot} au voisinage de l'axe du tube en verre dans le cas d'une décélération

quelconque peut se mettre, au premier ordre, sous la forme suivante :

$$\vec{F} = \begin{cases} F_x = \gamma \hbar m_J \cdot \sin(\theta) \cos(\phi) \cdot B_{x0} \cdot \sin(\phi_0 + k\delta z) \\ \quad + \gamma \hbar m_J \cdot \cos(\theta) \cdot B_{x0} \cdot k \cdot x \cdot \cos(\phi_0 + k\delta z) \\ F_y = \gamma \hbar m_J \cdot \sin(\theta) \sin(\phi) \cdot B_{y0} \cdot \sin(\phi_0 + k\delta z) \\ \quad + \gamma \hbar m_J \cdot \cos(\theta) \cdot B_{y0} \cdot k \cdot y \cdot \cos(\phi_0 + k\delta z) \\ F_z = \gamma \hbar m_J \cdot \cos(\theta) \cdot B_{z0} \cdot k \cdot \sin(\phi_0 + k\delta z) \end{cases} \quad (7.11)$$

Où les projections unitaires de l'axe de quantification adiabatique global (l'axe du champ magnétique effectif) dans la base fixe de notre système $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z\}$ s'écrivent sous la forme :

$$\begin{cases} \sin(\theta) \cos(\phi) = \frac{\beta_x}{\sqrt{\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2}} \\ \sin(\theta) \sin(\phi) = \frac{\beta_y}{\sqrt{\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2}} \\ \cos(\theta) = \frac{\beta_z}{\sqrt{\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2}} \end{cases} \quad (7.12)$$

Et β_x , β_y et β_z sont définis à partir de l'Équation 7.10. Dans les expériences qu'on a menées, on utilise un champ magnétique uniforme d'intensité $|B_0| > |B_{z0}|$. Et puisque $|B_{z0}| \gg |B_{y0} \cdot x|$ et $|B_{y0}| \gg |B_{x0} \cdot y|$ à l'intérieur du tube en verre (dans la région délimité par $|x| \leq 0,6mm$ et $|y| \leq 0,6mm$), on peut développer l'expression de l'Équation 7.12 à l'ordre 1 autour de la position longitudinale de la particule synchrone z_s et on obtient la relation suivante :

$$\begin{cases} \sin(\theta) \cos(\phi) \simeq \frac{B_{x0} \cdot x \cdot \sin(\phi_0 + k\delta z)}{|B_0 + B_{z0} \cdot \cos(\phi_0 + k\delta z)|} \sim 0 \\ \sin(\theta) \sin(\phi) \simeq \frac{B_{y0} \cdot y \cdot \sin(\phi_0 + k\delta z)}{|B_0 + B_{z0} \cdot \cos(\phi_0 + k\delta z)|} \sim 0 \\ \cos(\theta) \simeq \text{Signe}(B_0) \end{cases} \quad (7.13)$$

Dans ce cas, l'expression de la force \vec{F} de l'Équation 7.11 va se mettre, pour $|B_0|$ très grand, sous la forme :

$$\vec{F} = \begin{cases} F_x = \gamma \hbar m_J \cdot \text{Signe}(B_0) \cdot B_{x0} \cdot k \cdot x \cdot \cos(\phi_0 + k\delta z) \ll F_z \\ F_y = \gamma \hbar m_J \cdot \text{Signe}(B_0) \cdot B_{y0} \cdot k \cdot y \cdot \cos(\phi_0 + k\delta z) \ll F_z \\ F_z = \gamma \hbar m_J \cdot \text{Signe}(B_0) \cdot B_{z0} \cdot k \cdot \sin(\phi_0 + k\delta z) \end{cases} \quad (7.14)$$

Dans un premier temps, on néglige les composantes transversales de la force à l'intérieur du tube (car x et y sont très faibles). Dans ce cas, l'équation du mouvement d'une particule paramagnétique du jet supersonique, ayant un sous niveau magnétique m_J donné, va s'écrire, généralement, à partir de l'Équation 7.14 sous la forme :

$$\begin{cases} m_0 \ddot{x}(t) \simeq 0 \\ m_0 \ddot{y}(t) \simeq 0 \\ m_0 \ddot{z}(t) \simeq \gamma \hbar m_J \cdot \text{Signe}(B_0) \cdot B_{z0} \cdot k \cdot \sin(kz(t) - \Phi(t)) \end{cases} \quad (7.15)$$

On retrouve l'équation du mouvement d'un pendule simple avec une phase variable. La résolution de ce genre d'équation est beaucoup plus simple que celle dont la force correspond à l'expression (6.28). Ces équations coïncident, aux termes d'amortissement près, à celles obtenues dans le cas de l'évolution d'un spin fictif en interaction avec un champ électromagnétique résonnant “*Atomic motion in resonant radiation : An application of Ehrenfest's theorem*” [26, 28, 27].

On a donc ramené le système à un problème à une dimension ce qui nous facilite énormément l'étude des variations de la distribution des vitesses initiales des particules du jet lors de leur propagation à l'intérieur de notre décélérateur. Voyons maintenant le cas du piégeage à une vitesse donnée, c'est à dire le cas $\phi_0 = 0$.

7.2.1. Cas du piégeage à une vitesse donnée

Dans ces expériences de piégeage, on a utilisé un jet supersonique de *néon* métastable. Une fois sortis de la vanne pulsée (voir le chapitre 3), les atomes de néon du jet supersonique sont dans leur état fondamental. On étudie les particules de néon métastables dans l'état 3P_2 . On a utilisé la méthode d'excitation des particules par un canon à électrons, présentées dans le chapitre 3. Les résultats que je vais présenter par la suite ont été obtenus par détection en mode de comptage.

Expérience 12

Comme pour le cas d'argon métastable, la vitesse moyenne du jet supersonique de néon métastable peut être légèrement ajustée en réglant les paramètres d'excitation (les paramètres du canon à électrons). Par exemple, en alimentant le filament par un courant d'intensité $4.25A$ et en appliquant sur le tube en cuivre une impulsion de haute tension (de $500V$) qui dure $10\mu s$, on obtient un jet supersonique d'atomes métastables de néon ayant une vitesse moyenne de l'ordre de $680ms^{-1}$.

Dans ces conditions, la dispersion longitudinale de la vitesse des atomes métastables de néon du jet est de l'ordre de $82ms^{-1}$, ce qui correspond à une température longitudinale de l'ordre de $33.3K$, et qui se traduit par l'élargissement du profil de temps de vol par $204\mu s$ (largeur à mi-hauteur). Le spectre en *Jaune* de la Figure 7.2 montre le profil de temps de vol expérimental détecté par les MCP en mode de comptage, elle présente le signal expérimental du vol libre des particules du jet supersonique de néon métastable en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Ce champ est généré par le solénoïde alimenté par des impulsions de courant continu d'intensité $I_{B_0} = 200A$.

Le spectre en *Bleu* de la Figure 7.2 présente le résultat, en temps de vol, d'une expérience de piégeage à $638ms^{-1}$ en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Durant cette expérience, le jet supersonique d'atomes métastables de néon est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse de

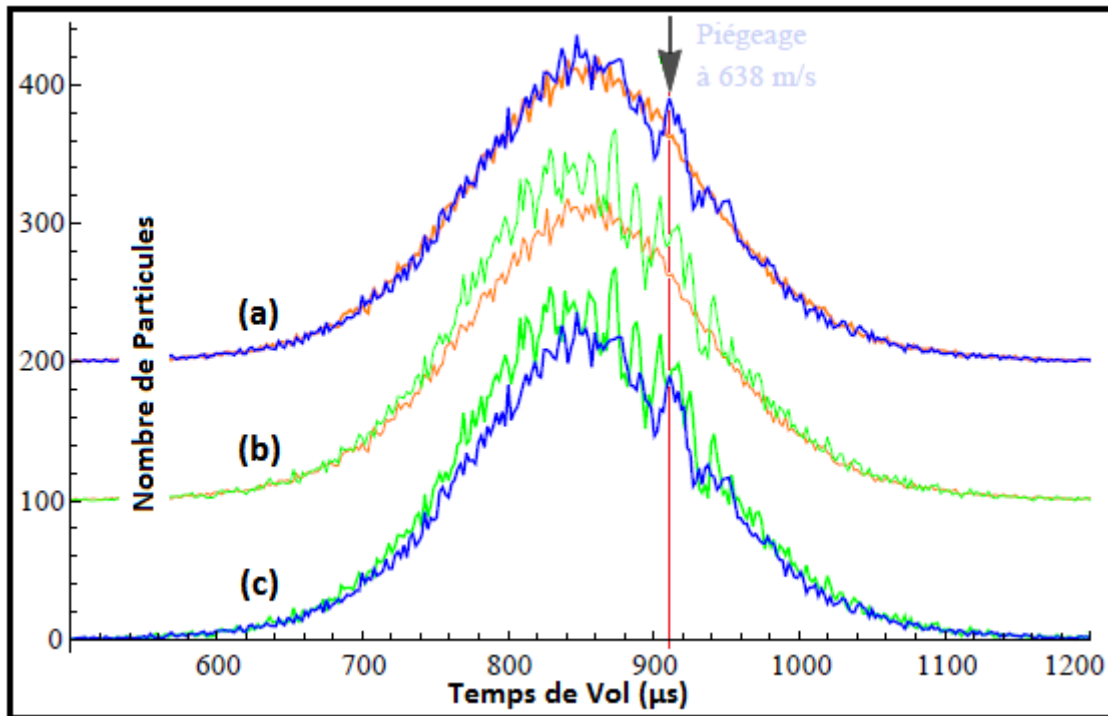


Figure 7.2.: Dans les figures (a), (b) et (c) : Le signal en *Bleu* correspond au temps de vol expérimental d'un jet supersonique de néon métastable soumis à une onde magnétique se déplaçant à 638ms^{-1} en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Le signal en *Vert* présente le temps de vol expérimental du même jet soumis à la même onde magnétique se déplaçant à 638ms^{-1} mais en absence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Le pic marqué à $911\mu\text{s}$ présente les atomes piégés des deux expériences. Le spectre en *Jaune* présente le signal de vol libre du même jet supersonique en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 (qui n'a aucun effet sur la distribution des particules du jet).

638ms^{-1} . Cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$) décrite dans le chapitre 4, en appliquant des courants sinusoïdaux d'intensité maximale $I_0 = 140\text{A}$ dans les fils des bobines plates en cravate, à une fréquence constante $\nu = 55.00\text{kHz}$ (la phase de l'onde vue par les particules synchrones est $\phi_0 = 0$). Le solénoïde est alimenté par des impulsions de courant continu d'intensité $I_{B0} = 200\text{A}$. Le pic principal marqué, dans le spectre des temps de vol des atomes, centré sur $911\mu\text{s}$ (voir la flèche dans la Figure 7.2(a)) présente le pic des atomes piégés.

Observations

Le spectre en *Vert* de la Figure 7.2(b) montre le profil de temps de vol expérimental, détecté par les MCP en mode de comptage, correspondant à la même expérience

de piégeage à $638ms^{-1}$ que celle du spectre en *Bleu* de la Figure 7.2(c), celle en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Ce spectre en *Vert* de néon métastable fait apparaître les effets de focalisation transverse de l'onde de champ magnétique progressive car, comme on peut le voir, il y a beaucoup de structures qui s'ajoutent à la distribution initiale du spectre en *Bleu*, ce qui cause la submersion des structures dues aux effets longitudinaux de l'onde.

On peut conclure que le signal de piégeage en absence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 nous donne de fausses indications sur les effets purement longitudinaux de l'onde de champ magnétique progressive. Ce qui nous empêchait lors des expériences précédentes de régler correctement les différents paramètres de nos expériences, notamment le temps de couplage entre l'onde et le jet supersonique. Après l'ajout de \vec{B}_0 , on a résolu ces problèmes et on peut voir en comparant les spectres *Bleu* et *jaune* de la Figure 7.2(a) que, dans le domaine d'action de l'onde de champ magnétique progressive, on a l'impression de creuser dans la distribution initiale des vitesses aux alentours de la vitesse synchrone et que l'on ramène ces particules vers le pic principal des particules piégées qui arrive à $911\mu s$.

Nous allons décélérer le jet de cette vitesse vers des vitesses plus basses dans les mêmes conditions en présence du même champ magnétique uniforme \vec{B}_0 afin de s'assurer de l'efficacité de notre procédure et de la fiabilité du protocole expérimental.

7.2.2. Cas de la décélération

Dans ce paragraphe nous allons utiliser le même jet supersonique d'atomes métastables de néon que dans le paragraphe précédent. Ce jet possède une vitesse moyenne de l'ordre de $680ms^{-1}$ et une dispersion longitudinale de vitesse des atomes métastables de néon du jet de l'ordre de $82ms^{-1}$, ce qui correspond à une température longitudinale de l'ordre de $33.3K$, et se traduit par l'élargissement du profil de temps de vol par $204\mu s$ (largeur à mi-hauteur).

Le montage expérimental qui a été utilisé durant ces expériences de décélération est le même que celui de la Figure 4.14 du chapitre 4. Dans les expériences de décélération, le jet supersonique d'atomes métastables de néon est soumis à une onde de champ magnétique progressive ayant une vitesse contrôlable $v_s(t)$. Rappelons quelques relations, vues dans le chapitre 6, qui vont être très utiles pour la suite.

- L'expression de l'intensité des impulsions de courant appliquées dans les fils des bobines plates en cravate (Équation 6.13 du chapitre 6) :

$$I(t) = I_0 \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{1}{2} a \sin(\phi_0) \cdot t^2 + v_i \cdot t + z_i \right) - \phi_0 \right) \quad (7.16)$$

- L'expression de la vitesse finale v_f de l'onde de champ magnétique vu par la particule synchrone (Équation 6.14 du chapitre 6) :

$$v_f = \sqrt{v_i^2 + 2 a \sin(\phi_0) \cdot \Delta L} \quad (7.17)$$

- L'expression de la vitesse $v_s(t)$ de l'onde de champ magnétique progressive, créé par les bobines plates en cravate (Équation 6.15 du chapitre 6) :

$$v_s(t) = v_i + a \cdot \sin(\phi_0) \cdot t \quad (7.18)$$

- L'expression de la durée du temps Δt mis par la particule synchrone pour passer de la vitesse initiale v_i à la vitesse finale v_f sur une distance ΔL (Équation 6.16 du chapitre 6) :

$$\Delta t = \frac{2 \cdot \Delta L}{v_i + v_f} \quad (7.19)$$

Ici, je présente quelques résultats des expériences de décélération, entre la vitesse initiale v_i et la vitesse finale v_f , en absence du guidage quadripolaire après l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 .

Expérience 13

La Figure 7.3 montre trois profils de temps de vol expérimentaux détectés par les MCP en mode de comptage. Le spectre en *Rouge* présente le résultat, en temps de vol, de la même expérience de piégeage à $638ms^{-1}$, que celle de la Figure 7.2 (a). Le signal en *Bleu* présente le résultat, en temps de vol, d'une expérience de décélération à partir de la vitesse $638ms^{-1}$ jusqu'à $596ms^{-1}$. Le spectre en *Jaune* présente le signal expérimental du vol libre des particules du jet supersonique de néon métastable. Ces trois expériences ont été réalisées en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Ce champ est généré par le solénoïde alimenté par des impulsions de courant continu d'intensité $I_{B0} = 200A$.

Durant l'expérience de décélération, présenté par le spectre en *Bleu* de la Figure 7.3 (a), le jet supersonique d'atomes métastables de néon est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse variable à partir de $638ms^{-1}$ jusqu'à $596ms^{-1}$, suivant l'Équation 7.18. Cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$) décrite dans le chapitre 4, en appliquant des courants sinusoïdaux d'intensité maximale $I_0 = 140A$ dans les fils des bobines plates en cravate. L'expression de ces courant est la même que l'Équation 7.16 où :

- L'intensité $I_0 = 140A$ qui correspond à $B_{max} = 2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0 = 0.291T$.
- La phase de l'onde vue par les particules synchrone $\phi_0 = \frac{\pi}{4}$.
- Le sous niveau Zeeman considéré $m_J = 2$.
- La vitesse initiale $v_i = 638ms^{-1}$.

Dans ce cas, la fréquence du courant appliqué dans les bobines plates en cravate varie linéairement entre la fréquence initiale $\nu_i = 55.00kHz$ jusqu'à la fréquence finale $\nu_f = 51.38kHz$ (voir chapitre 4).

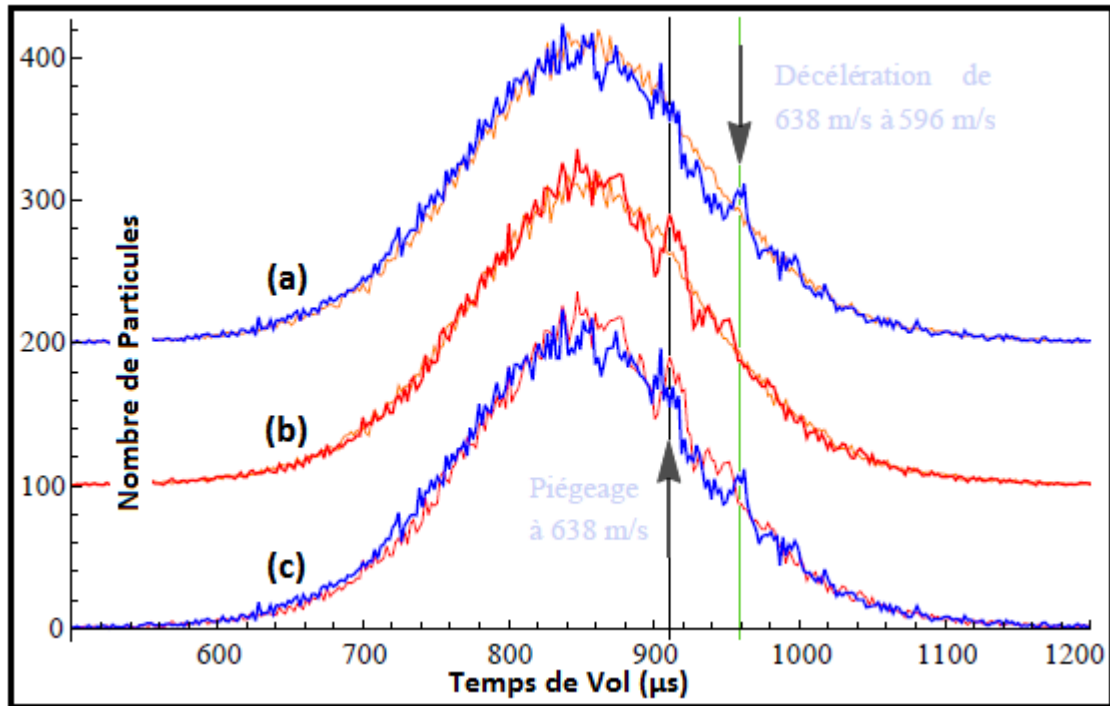


Figure 7.3.: Dans les figures (a), (b) et (c) : Le signal en *Bleu* présente le temps de vol d'une expérience de décélération d'un jet supersonique de néon métastable soumis à une onde magnétique se déplaçant entre 638m/s^{-1} et 596m/s^{-1} en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Le signal en *Rouge* présente le temps de vol d'une expérience de piégeage du jet soumis à une onde magnétique se déplaçant à 638m/s^{-1} . Le temps d'arrivée marqué à $958\mu\text{s}$ indique le pic principal des atomes décélérés, celui marqué à $911\mu\text{s}$ indique le temps d'arrivée des particules piégées à 464m/s^{-1} . Le spectre en *Jaune* correspond au signal de vol libre du même jet supersonique. Ces trois expériences ont été réalisées en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 .

Observations

Le pic principal des atomes décélérés dans la Figure 7.3 (a) arrive à $958\mu\text{s}$ et ceci est en accord avec l'Équation 6.16. C'est la première expérience où le pic arrive bien là où il doit arriver et il dépasse l'enveloppe du signal de vol libre du jet supersonique des atomes métastables de néon (le spectre en *Jaune*) en conservant le nombre de particules.

On constate qu'en dehors du domaine d'action de l'onde, les deux spectres, en *Bleu* et en *jaune*, coïncident fortement et qu'à l'intérieur de ce domaine, il n'y a pas beaucoup de structures sauf aux alentours des particules ayant une vitesse initiale égale à 638m/s^{-1} et aux alentours du pic des particules décélérés où on trouve des creux dans le spectre de temps de vol (en *Bleu*).

Cela est en bon accord avec les simulations, comme on va le voir par la suite. *Nous considérons ce résultat comme le premier spectre de décélération très clair et qui vérifie toutes les conditions requises*, tels que la conservation du nombre de particules, le dépassement du pic des particules décélérées l'enveloppe du signal du vol libre et la réduction des structures secondaires qui sont dues aux effets de focalisation transverse.

On peut conclure que l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 nous a permis d'obtenir des signaux qui montrent nettement les structures dues aux effets purement longitudinaux de l'onde de champ magnétique progressive. Ces signaux font apparaître clairement le pic principal des particules décélérées là où il doit arriver.

Jusqu'à maintenant, nous n'avons pas analysé l'effet du sens du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 dans les expériences décrites car d'après l'expression de la force développée au premier ordre dans l'Équation 7.14, le terme "*Signe* (B_0)" n'intervient que sur le signe du sous niveau Zeeman m_J qui va subir la "bonne" force. Les particules ayant des sous niveau Zeeman m_J de l'autre signe vont aussi passer à travers le tube car on a supposé qu'en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , toutes les forces transverses capables de défléchir ces particules sont négligeables. Nous allons vérifier ce point dans le paragraphe suivant.

7.2.3. Polarisation du jet supersonique

Expérience 14

Dans ce paragraphe, je vais présenter les résultats des mêmes expériences de piégeage, que celle présentée dans la Figure 7.2 (a), et de décélération, présentée dans la Figure 7.3 (a), mais en inversant le sens du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 .

Le spectre en *Bleu* de la Figure 7.4 (b) donne le résultat, en temps de vol, de l'expérience de piégeage à $638ms^{-1}$, en présence du champ magnétique uniforme $+\vec{B}_0$, de la Figure 7.2. Dans cette expérience le jet supersonique d'atomes métastables de néon est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse constante de $638ms^{-1}$. Le pic principal est indiqué, dans le spectre des temps de vol des atomes, centré sur $911\mu s$ (voir la flèche en haut dans la Figure 7.4) correspond au pic des atomes piégés.

Observations

Le spectre en *Violet* de la Figure 7.4 (a) montre le profil de temps de vol expérimental, détecté par les MCP en mode de comptage, de l'expérience de piégeage à $638ms^{-1}$ en *Bleu* dans la Figure 7.4 (b) mais en utilisant un champ magnétique uniforme $-\vec{B}_0$. Ce signal nous montre clairement l'effet de l'inversion du sens du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 dans cette expérience. Comme on peut le voir, le

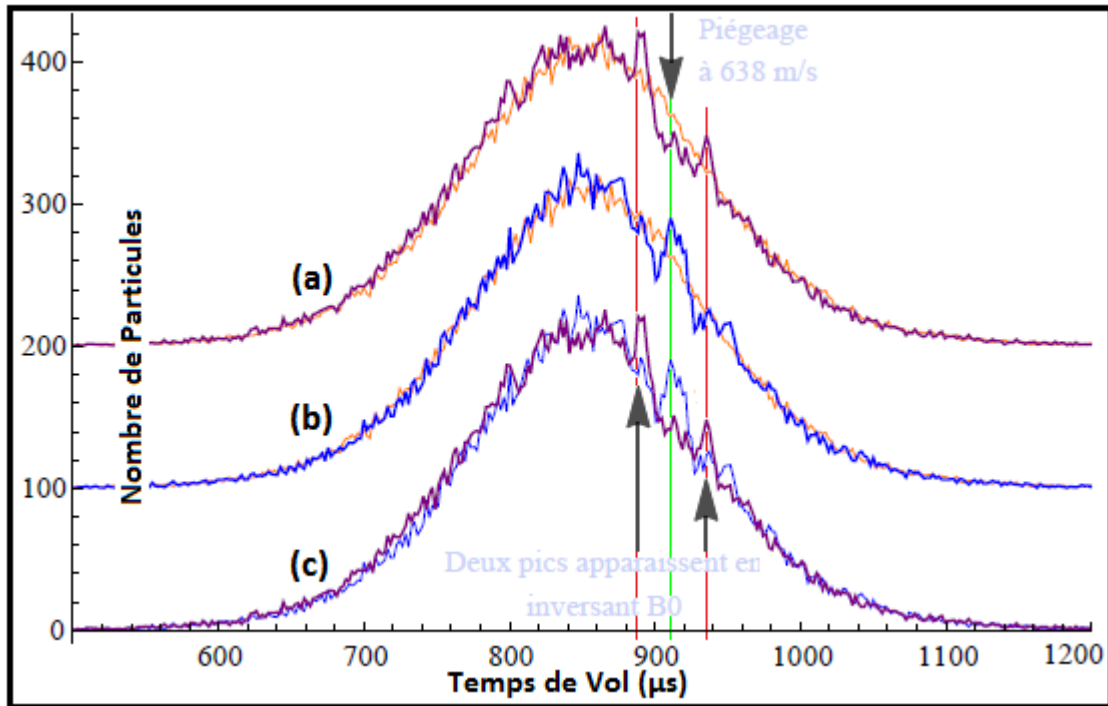


Figure 7.4.: Dans les figures (a), (b) et (c) : Le signal en *Bleu* présente le temps de vol d'une expérience de piégeage, d'un jet supersonique de néon métastable, à 638m/s^{-1} (comme dans la Figure 7.2) en présence du champ magnétique uniforme $+\vec{B}_0$. Le signal en *Violet* présente le temps de vol de la même expérience de piégeage à 638m/s^{-1} mais avec un champ magnétique uniforme $-\vec{B}_0$. Le pic marqué à $911\mu\text{s}$ indique le temps d'arrivée des atomes piégés. Le spectre en *Jaune* présente le signal de vol libre du même jet supersonique de néon métastable.

pic principal des particules piégées disparaît, ou presque, et deux autres pics, symétriques par rapport au pic principal, apparaissent aux limites du domaine d'action de l'onde de champ magnétique (les deux flèches en bas dans la Figure 7.4).

Ainsi qu'on va le voir par la suite, ces deux pics latéraux sont la contribution des particules ayant un signe de sous niveau Zeeman m_J opposé à celui qui correspond au processus de piégeage. Par contre, le pic principal des particules piégées ne se compose que des particules ayant le signe du sous niveau Zeeman m_J correct. Donc, on conclut que le sens du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 définit le signe de sous niveau Zeeman m_J des particules qui subissent les forces de l'onde de champ magnétique progressive.

Le champ \vec{B}_0 sert à éliminer les effets de focalisations transverses indésirables et il rend l'équation du mouvement du système similaire à celle d'un pendule simple à phase variable. Le champ magnétique uniforme \vec{B}_0 contribue à la polarisation partielle magnétique du jet supersonique des particules paramagnétiques.

Suivant les signes relatifs du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 et du champ magnétique de l'onde, le jet supersonique va être partiellement polarisé. Vérifions maintenant si on retrouve ce phénomène dans le cas de la décélération.

Expérience 15

Le spectre en *Bleu* de la Figure 7.5 (b) présente le résultat, en temps de vol, de l'expérience de décélération entre $638ms^{-1}$ et $596ms^{-1}$, en présence du champ magnétique uniforme $+\vec{B}_0$, de la Figure 7.3 (a). Pour l'expérience de décélération, le spectre en *Bleu* de la Figure 7.5, le jet supersonique d'atomes métastables de néon est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse variable de $638ms^{-1}$ à $596ms^{-1}$, suivant l'Équation 7.18. Cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$), en appliquant des courants sinusoïdaux d'intensité maximale $I_0 = 140A$ dans les fils des bobines plates en cravate. Les paramètres de ce courant sont définis par l'Équation 7.16 tel que :

- L'intensité $I_0 = 140A$ qui correspond à $B_{max} = 2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0 = 0.291T$.
- La phase de l'onde vue par les particules synchrones $\phi_0 = \frac{\pi}{4}$.
- Le sous niveau Zeeman considéré $m_J = 2$.
- La vitesse initiale $v_i = 638ms^{-1}$.

La fréquence du courant appliqué dans les bobines plates en cravate varie linéairement de la fréquence initiale $\nu_i = 55.00kHz$ à la fréquence finale $\nu_f = 51.38kHz$. Le solénoïde est alimenté par des impulsions de courant continu d'intensité $I_{B0} = +200A$. Le pic principal marqué des atomes décélérés (voir la flèche en haut dans la Figure 7.5) arrive à $958\mu s$ et cela coïncide avec la prévision théorique simple (Équation 7.19).

Le spectre en *Violet* de la Figure 7.5 correspond au profil de temps de vol expérimental, détecté par les MCP en mode de comptage, de l'expérience de décélération du spectre en *Bleu* de la Figure 7.5 mais en utilisant un champ magnétique uniforme $-\vec{B}_0$. Ce signal, de jet supersonique d'atomes métastables de néon, nous montre clairement l'effet de l'inversion du sens relatif du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 par rapport à celui de l'onde magnétique dans ces expériences. Le pic principal des particules décélérées disparaît, ou presque, et deux autres pics, symétriques par rapport au pic principal, apparaissent dans le domaine d'action de l'onde de champ magnétique (voir les deux flèches du bas dans la Figure 7.5).

Observations

Comme le cas de piégeage, ces deux pics latéraux sont la contribution des particules ayant un signe de sous niveau Zeeman m_J opposé à la décélération. Or, le pic

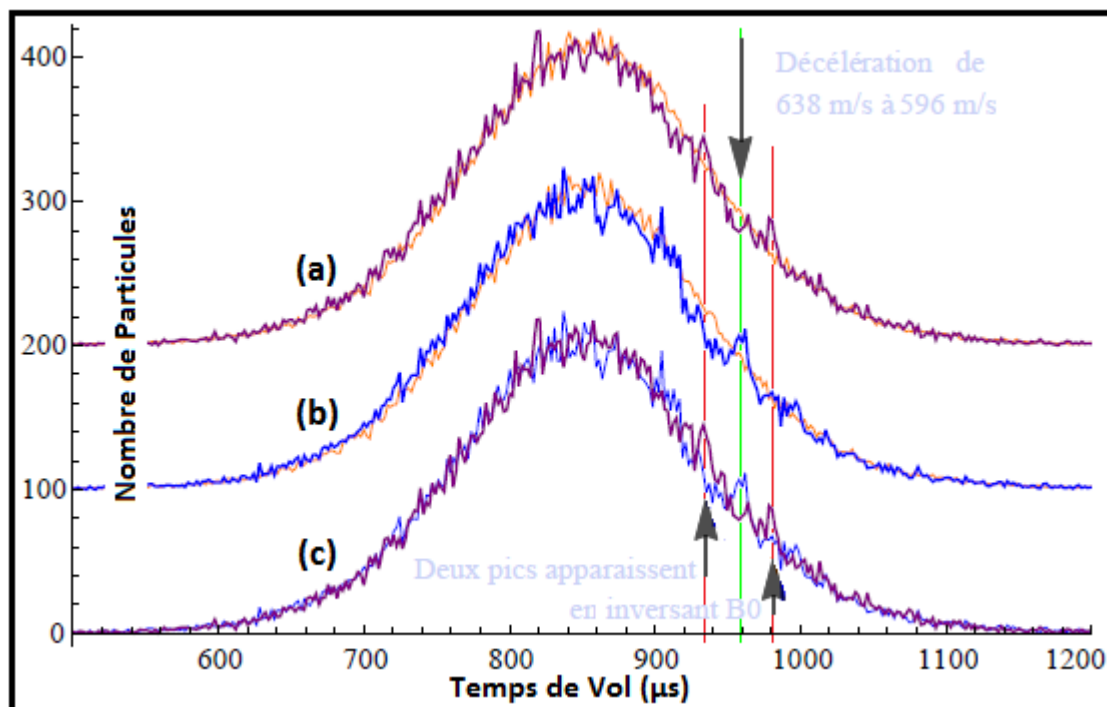


Figure 7.5.: Dans les figures (a), (b) et (c) : Le signal en *Bleu* correspond au temps de vol d'une expérience de décélération d'un jet supersonique de néon métastable entre 638m/s^{-1} et 596m/s^{-1} (mêmes conditions que la Figure 7.3) en présence du champ magnétique uniforme $+\vec{B}_0$. Le signal en *Violet* présente le temps de vol de cette expérience de décélération entre 638m/s^{-1} et 596m/s^{-1} mais avec un champ magnétique uniforme $-\vec{B}_0$. Le temps d'arrivée à $958\mu\text{s}$ indique le pic principal des atomes décélérés. Le spectre en *Jaune* est le signal de vol libre du même jet supersonique de néon métastable.

principal des particules décélérées ne se compose que des particules ayant le signe convenable de sous niveau Zeeman m_J . Donc, le sens relatif du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 par rapport à celui de l'onde magnétique définit le signe du sous niveau Zeeman m_J des particules qui subissent les forces de l'onde de champ magnétique progressive, relativement à celui du champ de l'onde.

Pour conclure, lors des expériences de décélération magnétique pour une phase $\phi_0 \in [0, \frac{\pi}{2}]$, le champ magnétique uniforme \vec{B}_0 polarise, partiellement en présence de l'onde de champ magnétique progressive, le jet supersonique à des particules ayant des sous niveaux Zeeman m_J positifs ou négatifs, suivant le sens relatif de \vec{B}_0 .

Afin de mieux analyser ce phénomène, revenons à l'expression de la force décélétratrice créée par cette onde du champ magnétique progressive en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 (Équation 7.11).

Dans l'Équation 7.14, l'expression de la force \vec{F} créée par l'onde du champ magné-

tique progressive en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 peut se mettre, sans négliger les composantes transverses pour $|B_0| > |B_{z0}|$, sous la forme :

$$\vec{F} = \begin{cases} F_x = \gamma \hbar m_J \cdot \text{Signe}(B_0) \cdot B_{x0} \cdot k \cdot x \cdot \cos(\phi_0 + k\delta z) \\ F_y = \gamma \hbar m_J \cdot \text{Signe}(B_0) \cdot B_{y0} \cdot k \cdot y \cdot \cos(\phi_0 + k\delta z) \\ F_z = \gamma \hbar m_J \cdot \text{Signe}(B_0) \cdot B_{z0} \cdot k \cdot \sin(\phi_0 + k\delta z) \end{cases} \quad (7.20)$$

Dans ce cas, l'équation de mouvement transversal d'une particule paramagnétique du jet supersonique, ayant un sous niveau magnétique m_J donné, va s'écrire, généralement, à partir de l'Équation 7.20 sous la forme :

$$\begin{cases} m_0 \ddot{x}(t) \simeq \gamma \hbar m_J \cdot \text{Signe}(B_0) \cdot B_{x0} \cdot k \cdot x \cdot \cos(\phi_0 + k\delta z) \\ m_0 \ddot{y}(t) \simeq \gamma \hbar m_J \cdot \text{Signe}(B_0) \cdot B_{y0} \cdot k \cdot y \cdot \cos(\phi_0 + k\delta z) \end{cases} \quad (7.21)$$

C'est l'équation du mouvement d'un oscillateur harmonique à deux dimensions. La résolution analytique de ce système d'équation est très facile et elle conduit à des trajectoires, $x(t)$ et $y(t)$, stables et qui convergent pour les particules qui vérifient à la fois les conditions suivantes :

$$\begin{cases} \gamma \hbar m_J \cdot \text{Signe}(B_0) \cdot B_{x0} \cdot k \cdot \cos(\phi_0 + k\delta z) < 0 \\ \gamma \hbar m_J \cdot \text{Signe}(B_0) \cdot B_{y0} \cdot k \cdot \cos(\phi_0 + k\delta z) < 0 \end{cases} \quad (7.22)$$

Dans ce cas les solutions trouvées de l'Équation 7.21 décrivent des trajectoires stables d'oscillation autour de l'axe \vec{Oz} . Cela correspond à focaliser les particules, qui vérifient l'Équation 7.22, autour de cet axe. Dans l'autre cas, la résolution de ces équations donne des trajectoires qui divergent et les particules, qui vérifient l'Équation 7.22, vont être éjectées du quadripôle (pour les particules ayant des $m_J \neq 0$).

On montre bien que le $\text{Signe}(B_0)$ est crucial dans la détermination du signe de sous niveau Zeeman m_J des particules qui vont être focalisées par les composantes transverses de l'onde de champ magnétique progressive. Ceci met en évidence l'effet de polariseur, dont on a parlé auparavant, de la combinaison du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 et du champ de l'onde. Et ce sont ces particules focalisées qui vont être détectées après avoir subi l'action des forces longitudinales de l'onde. On voit aussi que l'on peut en jouant sur la valeur de ϕ_0 à la fois focaliser et accélérer ou focaliser et décélérer.

7.3. Contrôle des effets de focalisation de l'onde

Jusqu'à maintenant, on a ajouté un champ magnétique uniforme \vec{B}_0 de grande intensité par rapport aux autres champs, dans les expériences de piégeage et de décélération. Nous avons montré au début de cette section que ce champ magnétique est

créé par un solénoïde et que l'intensité de ce champ, à l'intérieur de tube en verre, peut être exprimée sous la forme suivante :

$$|B_0| = n\mu_0 I_{B0} \simeq 3.64 \times 10^{-3} \cdot I_{B0} \text{ (Tesla)} \quad (7.23)$$

Dans les paragraphes précédents, on a utilisé dans les expériences de piégeage (12, 14) et de décélération (13, 15) des impulsions de courant continu d'intensité $I_{B0} = 200A$. Ce qui nous permet d'obtenir $|B_0| > |B_{z0}| \simeq 2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0$, puisqu'on a alimenté les fils des bobines plates en cravate par des courants sinusoïdaux d'intensité maximale $I_0 = 140A$.

Cela nous a permis, de mieux maîtriser les expériences de décélération et de piégeage à une dimension et de vérifier la conservation du nombre de particules. Maintenant, nous allons "doser" les effets de la focalisation transversale de telle sorte qu'on augmente le contraste entre les pics principaux et le fond de la distribution initiale, dans les signaux détecté.

Pour cela, nous avons baissé l'intensité du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 (on maintient toujours $|B_0| > |B_{z0} \cdot \cos(\phi_0 + k\delta z)|$), en appliquant des impulsions de courant continu d'intensité $I_{B0} = 50A$ dans le solénoïde. Cela nous permettra d'ajouter des effets de focalisation transverses des particules du jet supersonique de manière contrôlée.

7.3.1. Cas du piégeage à une vitesse donnée

Expérience 16

Nous reprenons les expériences de piégeage d'un jet supersonique de *néon* métastable. On utilise les mêmes paramètre d'excitation de ce jet en alimentant le filament du canon à électrons par un courant d'intensité $4.25A$ et en appliquant une impulsion de haute tension (de $500V$), qui dure $10\mu s$, au tube en cuivre. On obtient un jet supersonique d'atomes métastables de néon ayant une vitesse moyenne de l'ordre de $680ms^{-1}$. La dispersion longitudinale de la vitesse des atomes métastables de ce jet est de l'ordre de $82ms^{-1}$, ce qui correspond à une température longitudinale de l'ordre de $33.3K$ et qui se traduit dans l'élargissement du profil de temps de vol par $204\mu s$ (largeur à mi-hauteur).

Le spectre en *Jaune* de la Figure 7.6 montre le profil de temps de vol expérimental détecté par les MCP en mode de comptage, il correspond au signal expérimental du vol libre des particules du jet supersonique de néon métastable en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Ce champ est généré par le solénoïde alimenté par des impulsions de courant continu d'intensité $I_{B0} = 50A$.

Le spectre en *Bleu* de la Figure 7.6 présente le résultat, en temps de vol, d'une expérience de piégeage à $638ms^{-1}$ en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 .

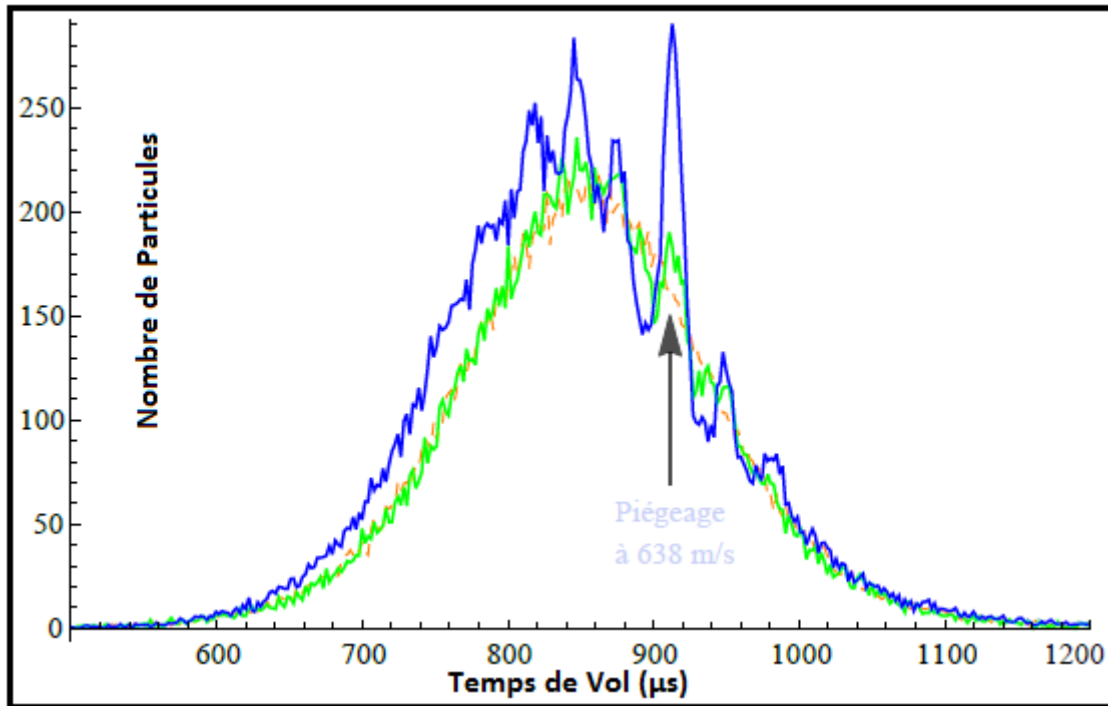


Figure 7.6.: Le signal en *Bleu* représente le temps de vol expérimental d'un jet supersonique de néon métastable soumis à une onde magnétique se déplaçant à 638ms^{-1} en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 avec $I_{B_0} = 50\text{A}$. Le signal en *Vert* montre le temps de vol expérimental du même jet soumis à la même onde magnétique se déplaçant à 638ms^{-1} en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 mais avec $I_{B_0} = 200\text{A}$ (le même spectre de la Figure 7.2). Le pic marqué à $911\mu\text{s}$ indique le temps d'arrivée des atomes piégés de deux expériences. Le spectre en *Jaune* correspond au signal de vol libre du même jet supersonique.

Durant cette expérience, le jet supersonique d'atomes métastables de néon est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse de 638ms^{-1} . Cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$), en appliquant des courants sinusoïdaux d'intensité maximale $I_0 = 140\text{A}$ dans les fils des bobines plates en cravate, à une fréquence constante $\nu = 55.00\text{kHz}$ (la phase de l'onde vue par les particules synchrones $\phi_0 = 0$). Le solénoïde est alimenté par des impulsions de courant continu d'intensité $I_{B_0} = 50\text{A}$. Le pic principal dans le spectre des temps de vol des atomes est centré sur $911\mu\text{s}$ (voir la flèche dans la Figure 7.6), il représente le pic des atomes piégés.

Observations

Le spectre en *Vert* de la Figure 7.6 montre le profil de temps de vol expérimental, détecté par les MCP en mode de comptage, correspondant à l'expérience de piégeage

à $638ms^{-1}$ du spectre en *Bleu* de la Figure 7.2 en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 avec $I_{B_0} = 200A$. Ces signaux, de temps de vol du jet supersonique d'atomes métastables de néon, nous montrent l'apparition des effets contrôlés de focalisation transverse de l'onde de champ magnétique progressive, obtenus en baissant l'intensité du champ magnétique \vec{B}_0 . Comme on peut le voir il y a une amplification considérable de toutes les structures qui sont dues aux effets longitudinaux de l'onde. Surtout, on constate que l'intensité du pic principal des particules piégées, du spectre en *Bleu* de la Figure 7.6, a beaucoup augmentée, de plus de trois fois. De mêmes, les creux dans la distribution initiale, qui entourent ce pic, sont plus profonds.

On peut conclure que le processus de piégeage avec une onde de champ magnétique progressive, en présence d'un champ magnétique uniforme \vec{B}_0 à forte intensité, polarise le jet supersonique, selon le sens de \vec{B}_0 , en effectuant une focalisation "guidée" très faible des particules ayant *des classes de vitesses autour de la vitesse synchrone* avec le signe correct de sous niveau magnétique m_J . Cette focalisation donne lieu à la polarisation du jet supersonique des particules paramagnétiques : comme toute les focalisations transverses par des champs magnétiques quadripolaires, le processus de guidage amplifie les "bonnes" particules et élimine les autres.

Afin d'amplifier cette focalisation contrôlée, des particules ayant certaines classes de vitesses avec le "bon" signe du sous niveau magnétique m_J , il faut simplement baisser l'intensité du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , qui joue le rôle du contrôle de polarisation, comme c'est apparu dans le spectre en *Bleu* de la Figure 7.6. Bien évidemment, ce processus d'amplification polarisée des particules ayant certaines classes de vitesses avec le "mauvais" signe de sous niveau magnétique m_J reste valable aussi à condition d'inverser le sens de \vec{B}_0 .

Essayons maintenant de vérifier le processus d'amplification polarisée, des particules ayant certaines classes de vitesses, dans les expériences de décélération, afin de s'assurer de la fiabilité de notre procédure.

7.3.2. Cas de la décélération

Expérience 17

Dans ce paragraphe nous allons utiliser le même jet supersonique d'atomes métastables de néon que décrit précédemment. Ce jet possède une vitesse moyenne de l'ordre de $680ms^{-1}$ et une dispersion longitudinale de la vitesse des atomes métastables de néon du jet de l'ordre de $82ms^{-1}$, qui correspond à une température longitudinale de l'ordre de $33.3K$, et se traduit par l'élargissement du profil de temps de vol par $204\mu s$ (largeur à mi-hauteur).

La Figure 7.7 présente trois profils de temps de vol expérimentaux détectés par les MCP en mode de comptage. Le spectre en *Violet* représente le résultat, en temps de

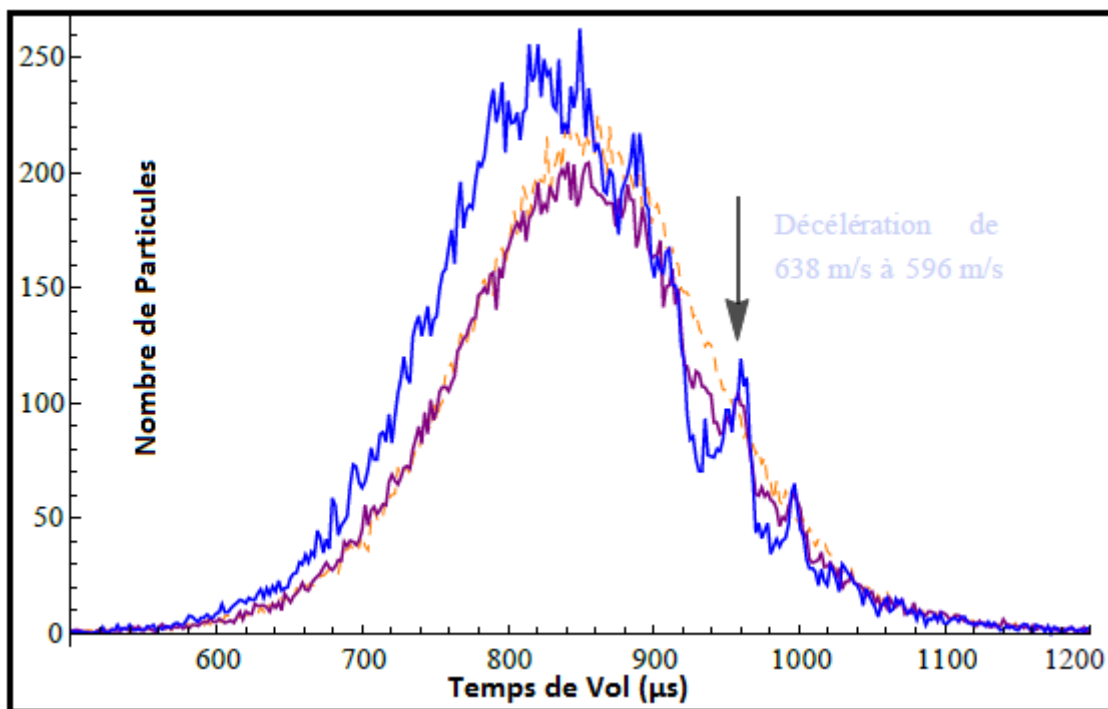


Figure 7.7.: Le signal en *Bleu* représente le temps de vol d'une expérience de décélération d'un jet supersonique de néon métastable soumis à une onde magnétique se déplaçant entre 638m/s^{-1} et 596m/s^{-1} en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 avec $I_{B0} = 50\text{A}$. Le signal en *Violet* représente le temps de vol expérimental du jet soumis à la même onde magnétique se déplaçant entre 638m/s^{-1} et 596m/s^{-1} en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 mais avec $I_{B0} = 200\text{A}$ (spectre de la Figure 7.3). Le temps d'arrivé indiqué à $958\mu\text{s}$ représente le pic principal des atomes décélérés de deux expériences. Le spectre en *Jaune* correspond au signal de vol libre du jet supersonique.

vol, de l'expérience de décélération entre 638m/s^{-1} et 596m/s^{-1} en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 avec $I_{B0} = 200\text{A}$, décrite dans la Figure 7.3. Le signal en *Bleu* représente le résultat, en temps de vol, de l'expérience de décélération mais avec $I_{B0} = 50\text{A}$. Le spectre en *Jaune* correspond au signal expérimental du vol libre des particules du jet supersonique de néon métastable.

Durant l'expérience de décélération, du spectre en *Bleu* de la Figure 7.3, le jet supersonique d'atomes métastables de néon est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse variable de 638m/s^{-1} à 596m/s^{-1} , en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$) décrite dans le chapitre 4, en appliquant des courants sinusoïdaux d'intensité maximale $I_0 = 140\text{A}$ dans les fils des bobines plates en cravate. L'expression de ces courant est la même que l'Équation 7.16 avec :

- L'intensité $I_0 = 140\text{A}$ qui correspond à $B_{max} = 2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0 = 0.291\text{T}$.

- La phase de l'onde vue par les particules synchrones $\phi_0 = \frac{\pi}{4}$.
- Le sous niveau Zeeman considéré $m_J = 2$.
- La vitesse initiale $v_i = 638ms^{-1}$.

La fréquence du courant appliqué dans les bobines plates en cravate varie linéairement entre la fréquence initiale $\nu_i = 55.00kHz$ et la fréquence finale $\nu_f = 51.38kHz$. Le solénoïde est alimenté par des impulsions de courant continu d'intensité $I_{B0} = 50A$. Le pic principal des atomes décélérés dans la Figure 7.7 arrive à $958\mu s$ et cela coïncide bien avec l'Équation 7.19.

Observations

Le spectre en *Violet* de la Figure 7.7 montre le profil de temps de vol expérimental, détecté par les MCP en mode de comptage, de l'expérience de décélération, entre $638ms^{-1}$ et $596ms^{-1}$, représentée par le spectre en *Bleu* de la Figure 7.3 en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 avec $I_{B0} = 200A$. Ces signaux, de temps de vol du jet supersonique d'atomes métastables de néon, nous montrent bien les effets contrôlés de focalisation transverse de l'onde de champ magnétique progressive, obtenus en baissant l'intensité du champ magnétique \vec{B}_0 . Comme on peut le voir il y a une amplification considérable de toutes les structures qui sont dues aux effets longitudinaux de l'onde. On constate que l'intensité du pic principal des particules décélérées, le spectre en *Bleu* de la Figure 7.7, a beaucoup augmentée. De même, les creux dans la distribution initiale, qui entourent ce pic, sont plus profonds.

Comme pour le cas du piégeage, afin d'amplifier la focalisation contrôlée, des particules ayant certaines classes de vitesses avec le bon signe de sous niveau magnétique m_J , il faut simplement baisser l'intensité du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , qui joue un rôle de contrôle de la polarisation, comme c'est apparent dans le spectre en *Bleu* de la Figure 7.7. Bien évidemment, ce processus d'amplification polarisée des particules ayant certaines classes de vitesses avec le "mauvais" signe de sous niveau magnétique m_J sera obtenu en inversant le sens de \vec{B}_0 .

On peut conclure que le processus d'amplification polarisé des particules ayant certaines classes de vitesses est validé dans les expériences de piégeage et de décélération. Les résultats de décélération présentés, ci-dessus, ont été obtenus avec une phase synchrone $\phi_0 = \frac{\pi}{4}$. Essayons de refaire ces expériences avec d'autres valeurs de la phase synchrone, telle que : $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$ et $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$, dans les mêmes conditions et avec les mêmes paramètres expérimentaux afin de mieux suivre la dynamique de notre système.

Expérience 18

La Figure 7.8 montre quatre profils de temps de vol expérimentaux détectés par les MCP en mode de comptage. Ces différents spectres montrent les résultats, en temps

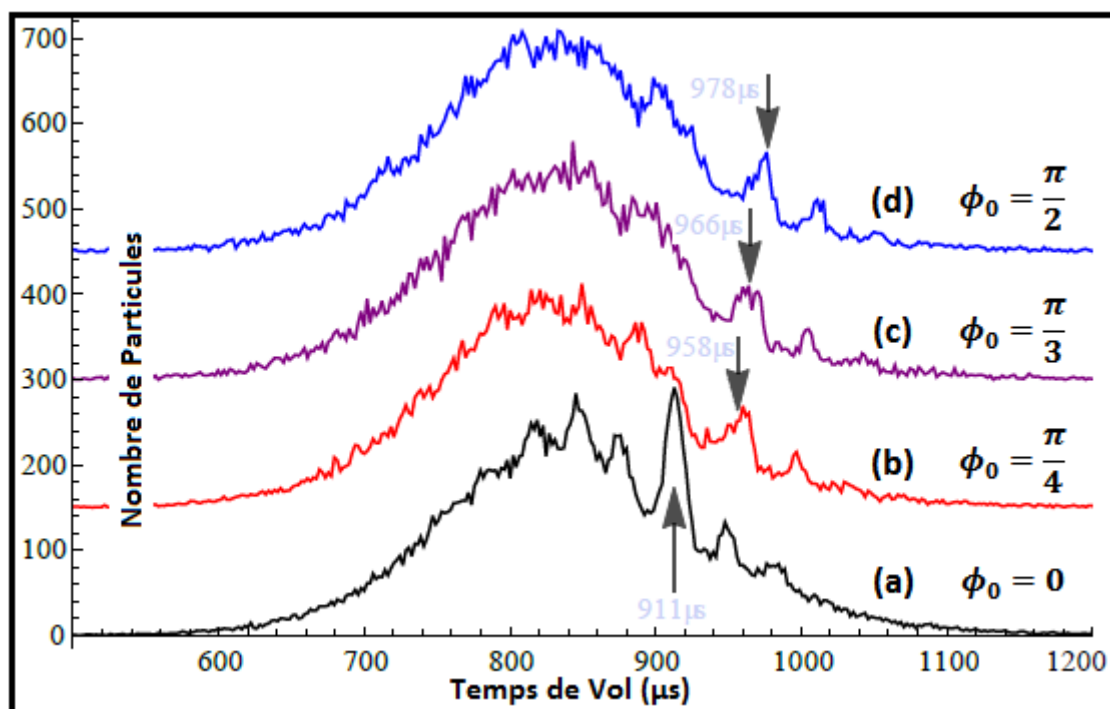


Figure 7.8.: Différentes expériences de décélération réalisées avec des ondes de champ magnétique progressives d'intensité maximale $2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0 (\text{Tesla})$, avec $I_0 = 140 \text{A}$, pour différentes valeurs de ϕ_0 : (a) Signal de temps de vol expérimental d'un jet supersonique de néon métastable piégé à 638m.s^{-1} ($\phi_0 = 0$). (b) Signal de temps de vol d'une expérience de décélération du jet entre 638m.s^{-1} et 596m.s^{-1} ($\phi_0 = \frac{\pi}{4}$). (c) Signal de temps de vol d'une expérience de décélération du jet entre 638m.s^{-1} et 586m.s^{-1} ($\phi_0 = \frac{\pi}{3}$). (d) Signal de temps de vol d'une expérience de décélération du jet entre 638m.s^{-1} et 577m.s^{-1} ($\phi_0 = \frac{\pi}{2}$). Toutes ces expériences ont été réalisées en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 avec $I_{B_0} = 50 \text{A}$.

de vol, des différentes expériences de décélération, d'un jet supersonique d'atomes métastables de néon, réalisées avec des ondes de champ magnétique progressives d'intensité maximale $2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0 (\text{Tesla})$, avec $I_0 = 140 \text{A}$, pour différentes valeurs de la phase synchrone ϕ_0 . Toutes ces expériences de décélération ont été réalisées en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 avec $I_{B_0} = 50 \text{A}$.

Le jet supersonique d'atomes métastables de néon utilisé dans ces expériences est le même qu'auparavant : il possède une vitesse moyenne de l'ordre de 680m.s^{-1} et une dispersion longitudinale de vitesse des atomes métastables de néon du jet de l'ordre de 82m.s^{-1} , une température longitudinale de l'ordre de 33.3K et un élargissement du profil de temps de vol par $204 \mu\text{s}$ (largeur à mi-hauteur).

Durant ces expériences de décélération, représentées dans la Figure 7.8, le jet supersonique d'atomes métastables de néon est soumis à des ondes de champ magnétique progressives se déplaçant de la même vitesse initiale 638m.s^{-1} jusqu'à différentes

vitesse finale, selon les valeurs de la phase synchrone ϕ_0 . Ces ondes sont générées avec la même configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$), en appliquant des courants sinusoïdaux d'intensité maximale $I_0 = 140A$ dans les fils des bobines plates en cravate. L'expression de ces courants est donnée par l'Équation 7.16 tel que :

- L'intensité $I_0 = 140A$ qui correspond à $B_{max} = 2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0 = 0.291T$.
- Le sous niveau Zeeman considéré $m_J = 2$.
- La vitesse initiale $v_i = 638ms^{-1}$.

Dans les expériences de la Figure 7.8, la phase de l'onde vue par les particules synchrone ϕ_0 varie d'une expérience à une autre :

- Dans la Figure 7.8(a) : la phase synchrone $\phi_0 = 0$, ce qui correspond à une expérience de piégeage à la vitesse $638ms^{-1}$. La fréquence du courant appliqué dans les bobines plates en cravate est de $55.00kHz$. Le pic principal marqué des particules piégées dans la Figure 7.8(a) arrive à $911\mu s$.
- Dans la Figure 7.8(b) : la phase synchrone $\phi_0 = \frac{\pi}{4}$, ce qui correspond à une expérience de décélération entre $638ms^{-1}$ et $596ms^{-1}$. La fréquence du courant appliqué dans les bobines plates en cravate varie linéairement entre la fréquence initiale $\nu_i = 55.00kHz$ et la fréquence finale $\nu_f = 51.38kHz$. Le pic principal des particules décélérées dans la Figure 7.8(b) arrive à $958\mu s$, ce qui coïncide avec l'Équation 7.19.
- Dans la Figure 7.8(c) : la phase synchrone $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$, ce qui correspond à une expérience de décélération entre $638ms^{-1}$ et $586ms^{-1}$. La fréquence du courant appliqué dans les bobines plates en cravate varie linéairement entre la fréquence initiale $\nu_i = 55.00kHz$ et la fréquence finale $\nu_f = 50.52kHz$. Le pic principal des particules décélérées dans la Figure 7.8(b) arrive à $966\mu s$.
- Dans la Figure 7.8(d) : la phase synchrone $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$, ce qui correspond à une expérience de décélération entre $638ms^{-1}$ et $577ms^{-1}$. La fréquence du courant appliqué dans les bobines plates en cravate varie linéairement entre la fréquence initiale $\nu_i = 55.00kHz$ et la fréquence finale $\nu_f = 49.74kHz$. Le pic principal des particules décélérées dans la Figure 7.8(b) arrive à $978\mu s$.

Observations

Les résultats, présentés dans la Figure 7.8, nous montrent que l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 nous a permis, en premier lieu, d'obtenir une dynamique obéissant aux équations du mouvement du pendule. Cela nous a donné la possibilité d'effectuer des séquences de décélération importantes en gardant le domaine de capture du décélérateur assez large. Ce qui correspond à l'élargissement du pic principal des particules décélérées comme on peut le voir sur la Figure 7.8 dans le cas où $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$ et $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$ par exemple.

La diminution de l'intensité du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 nous a permis d'amplifier l'effet de la focalisation contrôlée, des particules ayant certaines classes de vitesses avec le bon signe du sous niveau magnétique m_J . Dans la Figure 7.8 on peut voir l'exaltation de ces effets qui nous permettent d'obtenir des signaux qui illustrent bien ces effets de polarisation. Bien évidemment, ce processus d'amplification polarisée reste valable aussi en inversant le sens relatif de \vec{B}_0 par rapport à celui de l'onde magnétique, comme on va le voir dans le paragraphe suivant.

7.3.3. Polarisation du jet supersonique

Dans ce paragraphe, je vais présenter les résultats des expériences de piégeage, présentés dans la Figure 7.6, et de décélération, présenté dans la Figure 7.8, mais obtenus en inversant le sens relatif du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 par rapport à celui de l'onde magnétique.

Expérience 19

Le spectre en *Bleu* de la Figure 7.9 (b) présente le résultat, en temps de vol, de l'expérience de piégeage à $638ms^{-1}$, en présence du champ magnétique uniforme $+\vec{B}_0$, de la Figure 7.6. Durant cette expérience le jet supersonique d'atomes métastables de néon est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse constante de $638ms^{-1}$.

Cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$), en appliquant des courants sinusoïdaux d'intensité maximale $I_0 = 140A$ dans les fils des bobines plates en cravate, à une fréquence constante $\nu = 55.00kHz$ (la phase de l'onde vue par les particules synchrones $\phi_0 = 0$). Le solénoïde est alimenté par des impulsions de courant continu d'intensité $I_{B0} = +50A$. Le pic principal, dans le spectre des temps de vol des atomes, centré sur $911\mu s$ (voir la flèche en haut dans la Figure 7.9) représente le pic des atomes piégés.

Le spectre en *Violet* de la Figure 7.9 (a) présente le profil de temps de vol expérimental, détecté par les MCP en mode de comptage, de l'expérience de piégeage à $638ms^{-1}$ présentée par le spectre en *Bleu* de la Figure 7.9 (b) dans les mêmes conditions mais en utilisant un champ magnétique uniforme $-\vec{B}_0$. Ce signal, de jet supersonique d'atomes métastables de néon, nous montre clairement l'effet de l'inversion du sens du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 dans ce genre d'expérience. Comme on peut le voir, le pic principal des particules piégées disparaît et deux autres pics, symétriques par rapport au pic principal, apparaissent dans le domaine d'action de l'onde de champ magnétique (voir les deux flèches en bas dans la Figure 7.9).

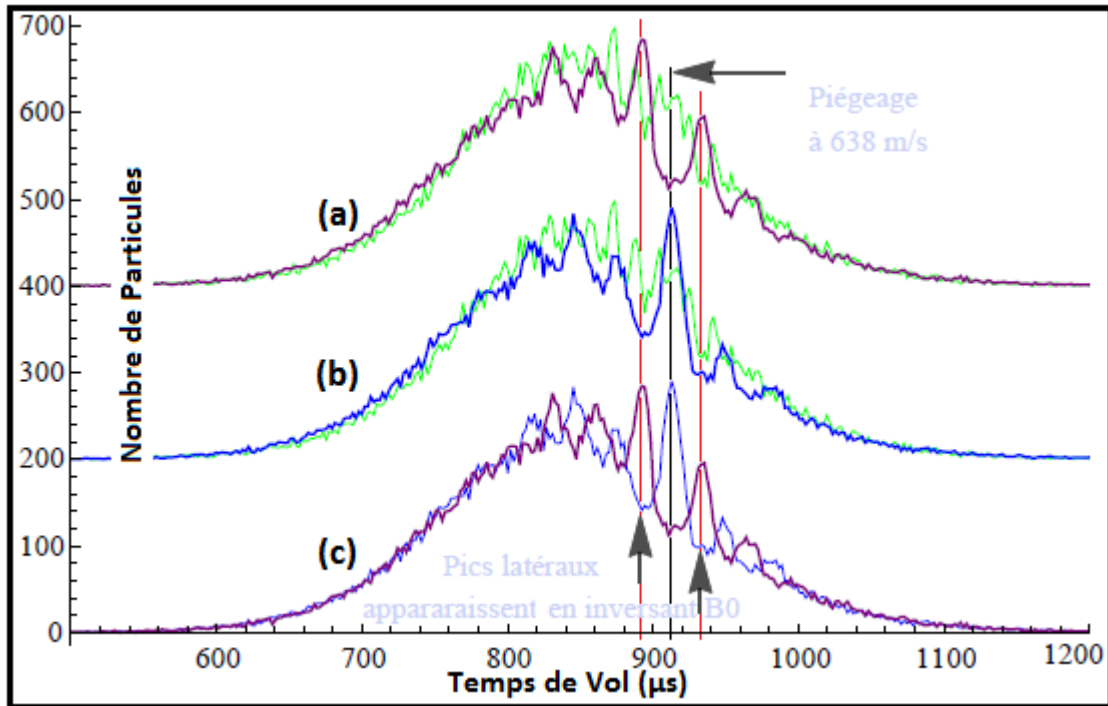


Figure 7.9.: Dans les figures (a), (b) et (c) : Le signal en *Bleu* représente le temps de vol d'une expérience de piégeage, d'un jet supersonique de néon métastable, à 638 m/s^{-1} (la même présenté dans la Figure 7.6) en présence du champ magnétique uniforme $+\vec{B}_0$. Le signal en *Violet* représente le temps de vol de la même expérience de piégeage à 638 m/s^{-1} mais avec un champ magnétique uniforme $-\vec{B}_0$. Le pic marqué à $911 \mu\text{s}$ indique le temps d'arrivé des atomes piégés. Le spectre en *Vert* correspond au temps de vol de la même expérience de piégeage à 638 m/s^{-1} mais en absence de champ magnétique \vec{B}_0 .

Observations

Les deux pics latéraux ne sont que la contribution des particules ayant un "mauvais" signe de sous niveau Zeeman m_J dans le processus de piégeage. Par contre le pic principal des particules piégées ne se compose que des particules ayant le "bon" signe de sous niveau Zeeman m_J . On constate que le sens relatif de \vec{B}_0 par rapport à celui de l'onde magnétique détermine le signe de sous niveau Zeeman m_J des particules qui vont subir les forces longitudinales de l'onde de champ magnétique progressive.

Le fait de baisser l'intensité du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , nous a permis de confirmer le rôle de polariseur joué par ce champ dans les expériences de piégeage, en amplifiant la focalisation contrôlée des particules ayant certaines classes de vitesses avec le bon signe de sous niveau magnétique m_J , comme on peut le voir dans le spectre en *Bleu* de la Figure 7.9 (c). Cette expérience nous montre que ce processus d'amplification polarisée reste valable aussi pour les particules, ayant certaines

classes de vitesses avec le “mauvais” signe de sous niveau magnétique m_J , obtenu en inversant le sens relatif de \vec{B}_0 , comme le montre le spectre en *Violet* de la Figure 7.9 (c).

Mais, le résultat le plus surprenant est le spectre en *Vert* de la Figure 7.9 qui représente le temps de vol de la même expérience de piégeage à 638ms^{-1} mais en absence de champ magnétique \vec{B}_0 . On voit clairement que ce signal ne présente pas la somme de deux signaux, en *Violet* et en *Bleu*, si on suppose qu’il présente le résultat des forces longitudinales, de l’onde de champ magnétique progressive, appliquées sur toutes les particules paramagnétique de jet supersonique (les particules ayant le “bon” signe ou le “mauvais” signe de sous niveau magnétique m_J). Bien au contraire, ce signal comporte des structures complexes et ne montre pas d’effets bien clairs du processus de piégeage, contrairement à ce que l’on voit en ajoutant le champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Et c’est dû au fait que ce champ magnétique ajouté sert à éliminer les effets de focalisations transverses indésirables et rend l’équation du mouvement du système, c’est à dire de toutes les particules du jet, similaire à celle du pendule simple.

Pour conclure, dans les expériences de piégeage, le champ magnétique uniforme \vec{B}_0 sert, en premier lieu, à éliminer les effets de focalisations transverses indésirables et à rendre l’équation du mouvement longitudinale de notre système similaire à celle du pendule. Il contribue aussi à la polarisation du jet supersonique des particules paramagnétiques. Suivant le sens relatif de \vec{B}_0 par rapport à celui de l’onde magnétique, le jet supersonique va être partiellement polarisé, en présence de l’onde de champ magnétique progressive, avec des particules ayant des sous niveaux Zeeman m_J positifs ou négatifs. Vérifions maintenant si on retrouve ce phénomène dans le cas de la décélération.

Expérience 20

Le spectre en *Bleu* de la Figure 7.10 (b) présente le résultat, en temps de vol, de l’expérience de décélération entre 638ms^{-1} et 577ms^{-1} , en présence du champ magnétique uniforme $+\vec{B}_0$, décrite dans la Figure 7.8(d). Dans l’expérience de décélération, présenté par le spectre *Bleu* de la Figure 7.10 (b), le jet supersonique d’atomes métastables de néon est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse variable de 638ms^{-1} à 577ms^{-1} , suivant l’Équation 7.18. Cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$), en appliquant des courants sinusoïdaux d’intensité maximale $I_0 = 140\text{A}$ dans les fils des bobines plates en cravate. L’expression de ces courant est donnée par l’Équation 7.16 avec :

- L’intensité $I_0 = 140\text{A}$ qui correspond à $B_{max} = 2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0 = 0.291\text{T}$.
- La phase de l’onde vue par les particules synchrones $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$.
- Le sous niveau Zeeman considéré $m_J = 2$.

- La vitesse initiale $v_i = 638\text{m/s}^{-1}$.

Dans ce cas, la fréquence du courant appliqué dans les bobines plates en cravate varie linéairement de la fréquence initiale $\nu_i = 55.00\text{kHz}$ à la fréquence finale $\nu_f = 49.74\text{kHz}$. Le solénoïde est alimenté par des impulsions de courant continu d'intensité $I_{B0} = +50\text{A}$. Le pic principal des atomes décélérés (voir la flèche en haut dans la Figure 7.5) arrive à $978\mu\text{s}$ et cela coïncide avec l'Équation 7.19.

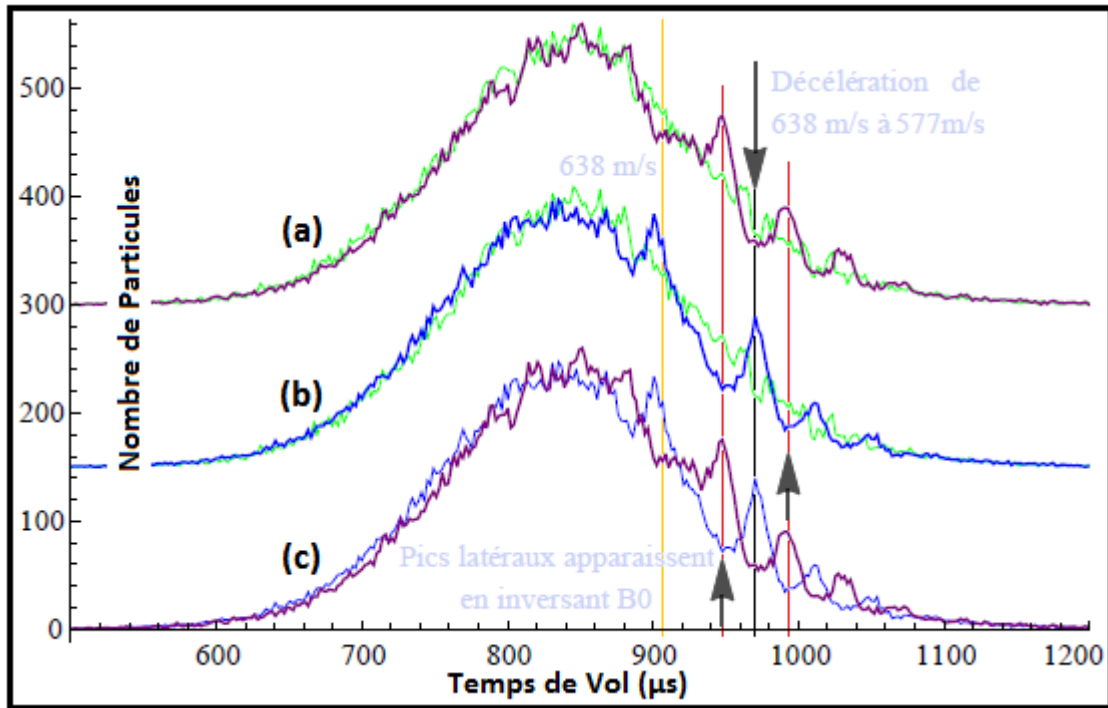


Figure 7.10.: Dans les figures (a), (b) et (c) : Le signal en *Bleu* présente le temps de vol d'une expérience de décélération d'un jet supersonique de néon métastable entre 638m/s^{-1} et 577m/s^{-1} (celle de la Figure 7.8(d)) en présence du champ magnétique uniforme $+\vec{B}_0$. Le signal en *Violet* présente le temps de vol de la même expérience de décélération mais avec un champ magnétique uniforme $-\vec{B}_0$. Le temps d'arrivée marqué à $978\mu\text{s}$ indique le pic principal des atomes décélérés. Le spectre en *Vert* représente le temps de vol de la même expérience de décélération mais en absence de champ magnétique \vec{B}_0 .

Le spectre en *Violet* de la Figure 7.10 (a) montre le profil de temps de vol expérimental, détecté par les MCP en mode de comptage, de la même expérience de décélération entre 638m/s^{-1} et 577m/s^{-1} représentée par le spectre en *Bleu* de la Figure 7.10 (b) dans les mêmes conditions mais en utilisant un champ magnétique uniforme $-\vec{B}_0$.

Observations

Ce signal, de jet supersonique d'atomes métastables de néon, nous montre l'effet de l'inversion du sens relatif de \vec{B}_0 par rapport à celui de l'onde magnétique. Comme on peut le voir, le pic principal des particules décélérées disparaît et deux autres pics, symétriques par rapport au pic principal, apparaissent dans le domaine d'action de l'onde de champ magnétique (voir les deux flèches en bas dans la Figure 7.5).

Comme dans le cas du piégeage, ces deux pics latéraux sont la contribution des particules ayant un “mauvais” signe du sous niveau Zeeman m_J dans le processus de décélération. Par contre, comme on le sait, le pic principal des particules décélérées se compose des particules ayant le “bon” signe du sous niveau Zeeman m_J . Donc, comme dans le cas de piégeage, on constate que le sens relatif de \vec{B}_0 par rapport à celui de l'onde magnétique détermine le signe du sous niveau Zeeman m_J des particules qui vont subir les forces décélévatrices longitudinales de l'onde de champ magnétique progressive.

Le fait de baisser l'intensité du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , nous a permis de confirmer le rôle de polariseur joué par ce champ dans les expériences de décélération, en amplifiant la focalisation contrôlée des particules ayant certaines classes de vitesses avec le “bon” signe du sous niveau magnétique m_J (spectre en *Bleu* de la Figure 7.10 (b)). Cette expérience nous montre que ce processus d'amplification polarisée reste valable aussi pour les particules ayant certaines classes de vitesses avec le “mauvais” signe du sous niveau magnétique m_J , en inversant le sens relatif de \vec{B}_0 (spectre en *Violet* de la Figure 7.10 (a)).

Mais, le résultat remarquable est le spectre en *Vert* de la Figure 7.10 qui représente le temps de vol de l'expérience de décélération à entre 638ms^{-1} et 577ms^{-1} mais en absence de champ magnétique \vec{B}_0 . Ce signal ne représente pas, comme on aurait tendance à le croire, la somme de deux signaux, en *Violet* et en *Bleu*, si on suppose qu'il présente le résultat des forces décélévatrices longitudinales, de l'onde de champ magnétique progressive, appliquées sur toutes les particules paramagnétique du jet supersonique (les particules ayant le “bon” et le “mauvais” signe du sous niveau magnétique m_J). Bien au contraire, ce signal possède une structure très complexe et ne présente pas des effets bien clairs de décélération contrairement à ce que l'on observe dans les spectres où l'on ajoute le champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Cela provient du fait que ce champ magnétique uniforme sert à éliminer les effets de focalisations transverses indésirables et rend l'équation du mouvement du système similaire à celle d'un pendule simple.

Pour conclure, lors des expériences de décélération magnétique pour une phase synchrone $\phi_0 \in [0, \frac{\pi}{2}]$, le champ magnétique uniforme \vec{B}_0 sert, en premier lieu, à éliminer les effets de focalisations transverses indésirables et à rendre l'équation du mouvement longitudinal de notre système similaire à celle du pendule. Il contribue aussi à la polarisation du jet supersonique des particules paramagnétiques par les effets

transverses contrôlés. Suivant le sens relatif de \vec{B}_0 par rapport à celui de l'onde magnétique, le jet supersonique va être partiellement polarisé, en présence de l'onde de champ magnétique progressive, avec des particules ayant des sous niveaux Zeeman m_J positifs ou négatifs comme on va le montrer par des simulations.

Simulations et observations

Les simulations que nous avons menées, visaient à retrouver des caractéristiques des spectres obtenus. On n'a pas recherché un ajustement complet entre les simulations et les signaux expérimentaux.

Afin de vérifier ces interprétations, déduites de considérations sur la force Stern & Gerlach et de son action sur les particules du jet, on compare dans la Figure 7.11 le spectre de temps de temps de vol expérimental de décélération, d'un jet supersonique de néon métastable, entre 638ms^{-1} et 577ms^{-1} (spectre en *Bleu* de la Figure 7.10) en présence du champ magnétique uniforme $+\vec{B}_0$ avec $I_{B0} = +50\text{A}$, et une simulation unidimensionnelle du profil de temps de vol obtenu à partir des trajectoires suivies par les atomes métastables de néon, ayant le "bon" signe de sous niveau magnétique m_J (la courbe en *Violet* de la Figure 7.11(b)).

Les trois courbes du dessous illustrent la contribution en temps de vol de chacun de ces sous-niveaux Zeeman des atomes décélérés : $m_J = 0$ (représenté par la courbe en *Jaune*), $m_J = +1$ (représenté par la courbe en *Rouge*) et $m_J = +2$ (représenté par la courbe en *Bleu*).

La Figure 7.11 montre une grande similitude entre le spectre expérimental et celui simulé, ce qui confirme nos conclusions de l'effet polariseur joué par le champ magnétique uniforme \vec{B}_0 en présence de l'onde de champ magnétique progressive. Comme on le remarque, les atomes métastables de néon dans le sous niveau Zeeman $m_J = -1$ ou $m_J = -2$ contribuent peu ou pas du tout au profil de temps de vol. En effet, ces particules sont défocalisées par les forces transversales résultantes. Ces particules sont perdues après collision avec les parois du tube en verre. Comme prévu, la distribution des atomes dans l'état 3P_J ($J = 0, 2$) ayant un sous niveau Zeeman $m_J = 0$ ne subit aucune déformation durant cette expérience. Vérifions maintenant le cas du champ magnétique $-\vec{B}_0$.

Dans la Figure 7.12, on compare le spectre de temps de temps de vol expérimental de décélération, d'un jet supersonique de néon métastable, entre 638ms^{-1} et 577ms^{-1} (en *Rouge* dans la Figure 7.10) en présence du champ magnétique uniforme $-\vec{B}_0$ avec $I_{B0} = +50\text{A}$, et une simulation unidimensionnelle du profil de temps de vol obtenu à partir des trajectoires suivies par les atomes métastables de néon, ayant le "mauvais" signe de sous niveau magnétique m_J , au cours de cette expérience (la courbe en *Violet* de la Figure 7.12(b)). Les trois courbes au-dessous illustrent la contribution en temps de vol de chacun des sous-niveaux Zeeman des atomes

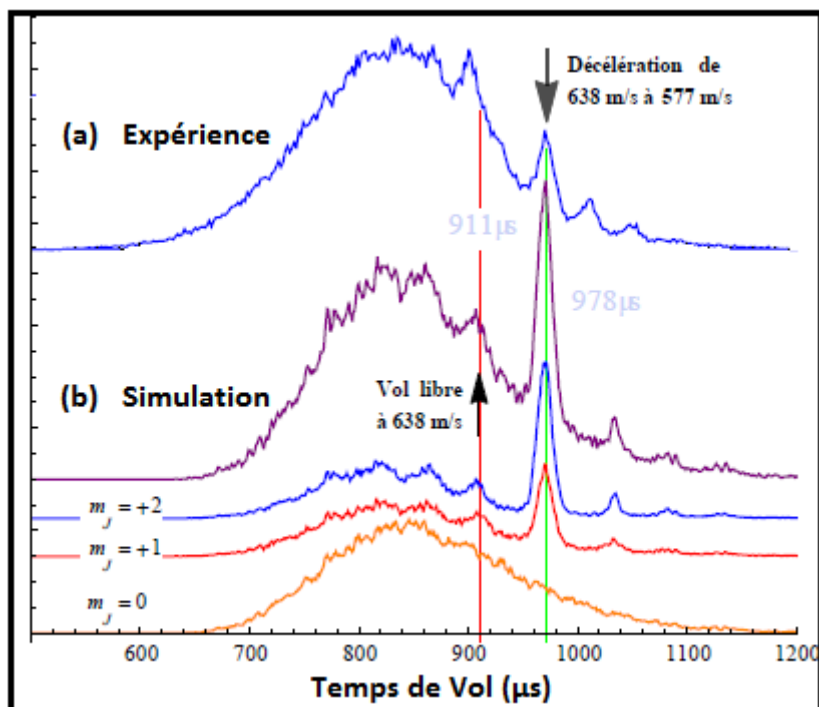


Figure 7.11.: (a) Le temps de vol expérimental d'un jet supersonique d'atomes métastables de néon soumis à une onde décélétratrice se déplaçant entre 638ms^{-1} et 577ms^{-1} (le spectre en *Bleu* de la Figure 7.10) en présence du champ magnétique uniforme $+\vec{B}_0$. (b) La simulation unidimensionnelle de l'expérience : La courbe en *Jaune* (respectivement en *Rouge* et en *Bleu*) représente la contribution au profil de temps de vol par des atomes dont le sous niveau Zeeman $m_J = 0$ (respectivement $m_J = +1$ et $m_J = +2$) de l'état 3P_J , où $J = 0$ et $J = 2$, la courbe en *Violet* représente la somme de ces trois contributions au profil de temps de vol.

décélérés : $m_J = 0$ (la courbe en *Jaune*), $m_J = -1$ (courbe en *Rouge*) et $m_J = -2$ (courbe en *Bleu*).

La Figure 7.12 montre une grande similitude entre le spectre expérimental et celui simulé, ce qui confirme nos conclusions de l'effet polariseur joué par le champ magnétique uniforme \vec{B}_0 en présence de l'onde de champ magnétique progressive. Comme on le remarque, les atomes métastables de néon ayant le "bon" signe de sous niveau Zeeman $m_J = +1$ ou $m_J = +2$ contribuent peu ou pas du tout au profil de temps de vol. En effet, ces particules sont défocalisées par les forces transversales résultantes. Ces particules sont perdues après collision avec les parois du tube en verre. Comme pour l'autre cas, la distribution des atomes dans l'état 3P_J ($J = 0, 2$) ayant un sous niveau Zeeman $m_J = 0$ ne subit aucune déformation durant cette expérience.

Ces deux dernières simulations, mettent en évidence le rôle important joué par le champ magnétique uniforme \vec{B}_0 dans la polarisation du jet supersonique des

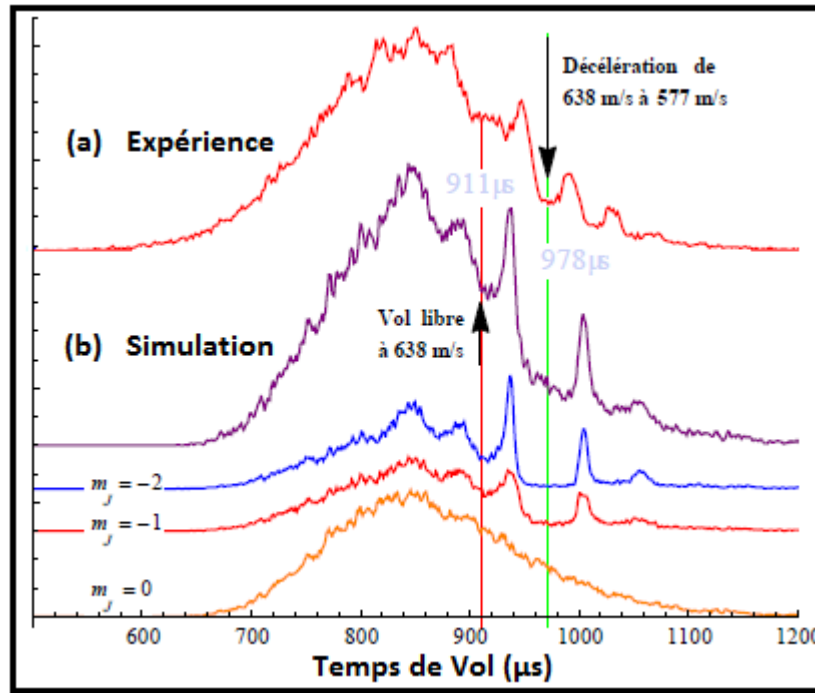


Figure 7.12.: (a) Le temps de vol expérimental d'un jet supersonique d'atomes métastables de néon soumis à une onde décélératrice se déplaçant entre 638m/s^{-1} et 577m/s^{-1} (le spectre en Rouge de la Figure 7.10) en présence du champ magnétique uniforme $-\vec{B}_0$. (b) La simulation unidimensionnelle de l'expérience : La courbe en Jaune (respectivement en Rouge et en Bleu) représente la contribution au profil de temps de vol par les atomes dont le sous niveau Zeeman $m_J = 0$ (respectivement $m_J = -1$ et $m_J = -2$) de l'état 3P_J , où $J = 0$ et $J = 2$, la courbe en Violet représente la somme de ces trois contributions au profil de temps de vol.

particules paramagnétiques. Évidemment, ce n'est pas le seul rôle, car ce champ nous permet, en premier lieu, d'éliminer les effets de focalisations transverses indésirables et de rendre notre système, aux termes d'amortissement près, similaire à celui d'un spin fictif en interaction avec un champ électromagnétique résonnant[26, 27]. Dans ce cas, les équations du mouvement de notre système deviennent similaires à celles du mouvement d'un pendule avec une phase variable.

Les résultats de décélération des particules du jet supersonique de néon métastable présentés jusqu'à maintenant donnent des signatures très claires du processus du ralentissement et du protocole qui permet de le contrôler de manière rationnelle et systématique. Nous avons essayé de sortir le pic des particules décélérées, ou presque, de la distribution initiale des particules. Pour cela il nous suffisait de monter plus en intensité I_0 , ou bien de décélérer à partir de vitesses initiales plus basses. Puisque nous étions un peu limités en puissance dans nos générateurs d'impulsions de courant intense modulé à cause des problèmes de chauffage dans notre montage expérimental, nous avons choisi de refaire des expériences de décélération avec l'argon métastables

en commençant par des vitesses basses. Nous allons présenter les résultats de ces expériences dans le paragraphe suivant.

7.4. Expériences de décélération sur l'Ar*

Afin de vérifier la validité de notre processus de décélération sur les particules paramagnétique, on a refait les expériences de décélération sur l'argon métastable, en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 .

Expérience 21

En alimentant le filament par un courant d'intensité $4.25A$ et en appliquant sur le tube en cuivre une impulsion de haute tension (de $500V$) qui dure $10\mu s$, on obtient un jet supersonique d'atomes métastables d'argon ayant une vitesse moyenne de $460ms^{-1}$. Dans ces conditions, la dispersion longitudinale de la vitesse des atomes métastables d'argon du jet est de l'ordre de $35ms^{-1}$ (en moyenne quadratique), ce qui correspond à une température longitudinale de l'ordre de $3,9K$, et se traduit par l'élargissement du profil de temps de vol par $100\mu s$ (largeur à mi-hauteur).

Dans l'expérience de décélération, présenté par le spectre *Violet* de la Figure 7.13 (a), le jet supersonique d'atomes métastables d'argon est soumis à une onde de champ magnétique progressive, se déplaçant à une vitesse variable à partir de $420ms^{-1}$ jusqu'à $370ms^{-1}$, en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 avec $I_{B0} = 50A$. Comme dans les expériences précédentes, cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$), en appliquant des courants sinusoïdaux de $300A$ crête-à-crête dans les bobines plates en cravate. L'expression des courants dépend des paramètres suivants :

- L'intensité $I_0 = 150A$ qui correspond à $B_{max} = 2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0 = 0.312T$.
- La phase de l'onde vue par les particules synchrones $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$.
- Le sous niveau Zeeman considéré $m_J = 2$.
- La vitesse initiale $v_i = 420ms^{-1}$.

La fréquence du courant appliqué dans les bobines plates en cravate varie linéairement de la fréquence initiale $\nu_i = 36.20kHz$ à la fréquence finale $\nu_f = 31.90kHz$. Le pic principal à $1.484ms$, dans la Figure 7.13, indique le temps d'arrivée des atomes décélérés et cela est en accord avec l'Équation 7.19. Le signal en *Bleu* de la Figure 7.13(b) est celui de l'expérience 7 (Figure 6.10(b) du chapitre 6). Il représente le temps de vol de la même expérience de décélération que la Figure 7.13(a) mais en absence de \vec{B}_0 et en présence du guide quadripolaire. Comme on le voit sur la Figure 7.13 (b), ce spectre est intercalé entre deux signaux de vol libre avec (en *Jaune*) et sans (en *Vert*) guidage quadripolaire.

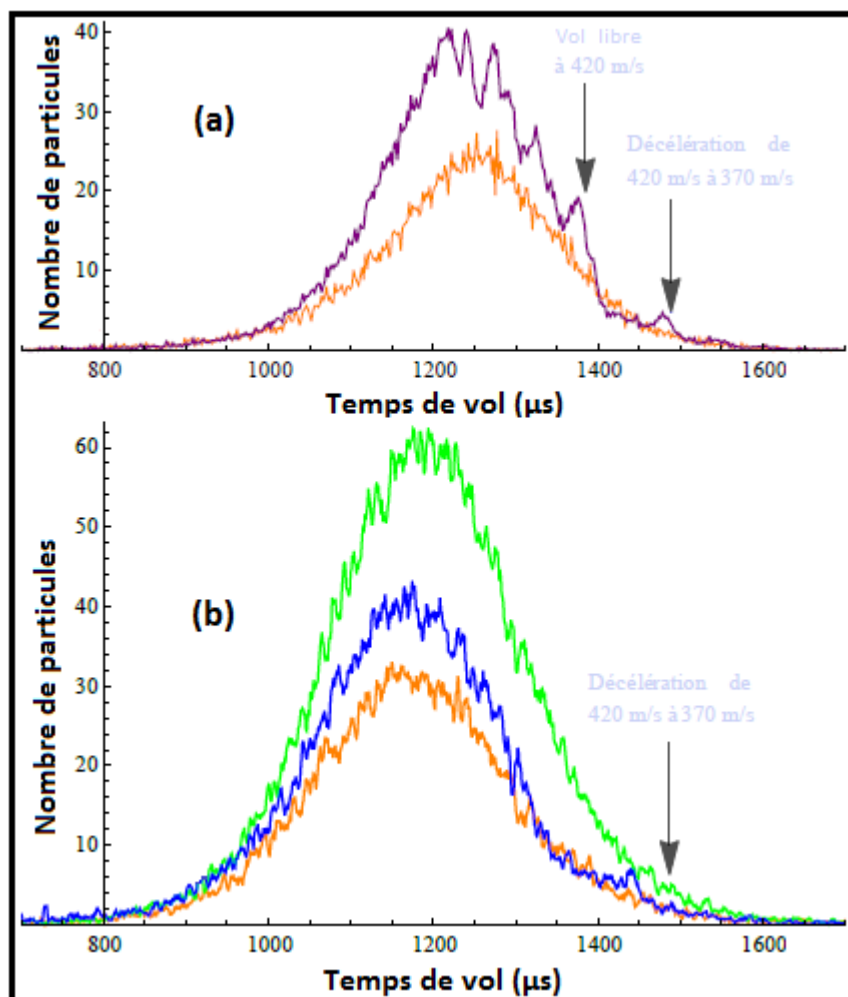
Observations


Figure 7.13.: (a) Le signal en *Violet* représente le temps de vol d'une expérience de décélération d'un jet supersonique d'argon métastable à partir de la vitesse 420ms^{-1} jusqu'à 370ms^{-1} en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 avec $I_{B_0} = 50\text{A}$. Le temps d'arrivée à 1.484ms indique le lieu d'arrivée prévu des atomes décélérés et celui marqué à 1.370ms est le temps d'arrivée des atomes en vol libre à 420ms^{-1} . Le spectre en *Jaune* correspond au signal de vol libre du jet supersonique. (b) La même figure que l'expérience 7 (Figure 6.10 (b)).

À partir du spectre en *Violet* de la Figure 7.13(a), on constate que le pic principal des particules décélérées arrive là où il doit arriver et son intensité dépasse l'enveloppe du signal de vol libre du jet supersonique des atomes métastables d'argon (le spectre en *Jaune*). Contrairement de ce qui est obtenue de la même expérience de décélération avant l'ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 en présence du guidage quadripolaire, comme on peut le voir dans la Figure 7.13(b) (voir *Expérience 7* du

chapitre 6) où il n'y a pas de pic dans le lieu d'arrivée prévu des atomes décélérés.

Cela démontre l'efficacité de notre processus de décélération lorsque l'on ajoute un champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Essayons maintenant de décélérer jusqu'à des vitesses plus basses, à partir d'une vitesse initiale plus faible et en utilisant une onde de champ magnétique plus intense avec une phase synchrone de $\frac{\pi}{3}$.

Expérience 22

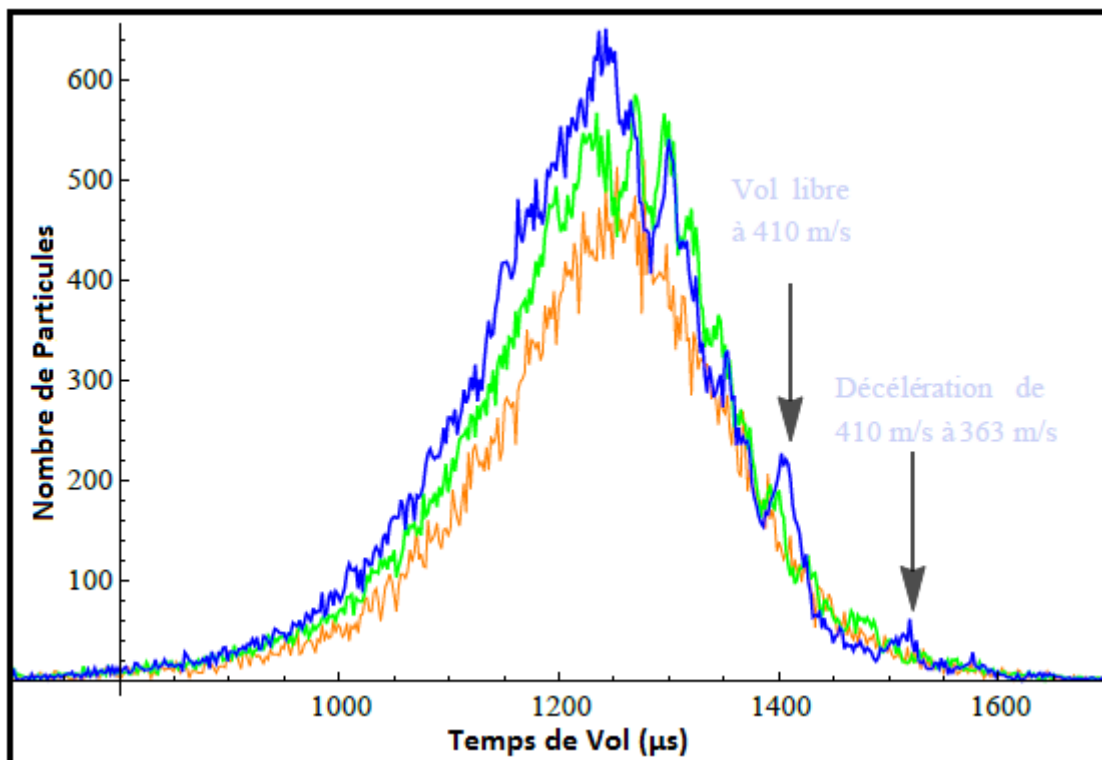


Figure 7.14.: Le signal en *Bleu* représente le temps de vol d'une expérience de décélération d'un jet supersonique d'argon métastable à partir de la vitesse 410ms^{-1} jusqu'à 363ms^{-1} en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 avec $I_{B_0} = 50\text{A}$. Le signal en *Vert* représente le temps de vol expérimental du même jet soumis à la même onde magnétique se déplaçant entre 410ms^{-1} et 363ms^{-1} mais en absence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Le temps d'arrivée à 1.530ms indique l'endroit prévu pour le pic des atomes décélérés et celui à 1.410ms est le temps d'arrivée des particules en vol libre à 410ms^{-1} . Le spectre en *Jaune* correspond au signal de vol libre du jet supersonique.

La Figure 7.14 montre trois profils de temps de vol expérimentaux détectés par les MCP en mode de comptage. Le signal en *Bleu* représente le résultat, en temps de vol, d'une expérience de décélération d'un jet jet supersonique d'argon métastable,

de la vitesse $410ms^{-1}$ à $363ms^{-1}$ en présence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 avec $I_{B0} = 50A$. Le spectre en *Vert* représente le résultat de l'expérience de décélération entre $410ms^{-1}$ et $363ms^{-1}$ en absence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . Le spectre en *Jaune* représente le signal expérimental du vol libre des particules du jet supersonique d'argon métastable.

Durant l'expérience de décélération, représentée par le spectre *Bleu* de la Figure 7.14, le jet supersonique d'atomes métastables d'argon est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse variable de $410ms^{-1}$ à $363ms^{-1}$. Cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$), en appliquant des courants sinusoïdaux d'intensité maximale $I_0 = 160A$ dans les fils des bobines plates en cravate. L'expression de ces courant est la même que l'Équation 7.16 tel que :

- L'intensité $I_0 = 160A$ qui correspond à $B_{max} = 2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0 = 0.333T$.
- La phase de l'onde vue par les particules synchrone $\phi_0 = \frac{\pi}{3}$.
- Le sous niveau Zeeman considéré $m_J = 2$.
- La vitesse initiale $v_i = 410ms^{-1}$.

La fréquence du courant appliqué dans les bobines plates en cravate varie linéairement de la fréquence initiale $\nu_i = 35.34kHz$ à la fréquence finale $\nu_f = 31.30kHz$. Le pic principal des atomes décélérés dans la Figure 7.14 arrive à $1.530ms$ et cela est en accord avec l'Équation 7.19.

Observations

À partir de ce spectre, on constate que le pic principal des particules décélérées arrive là où il doit arriver et son intensité dépasse l'enveloppe du signal de vol libre du jet supersonique des atome métastables d'argon (le spectre en *Jaune*).

Le spectre en *Vert* de la Figure 7.14 montre le profil de temps de vol expérimental, détecté par les MCP en mode de comptage, de la même expérience de décélération entre $410ms^{-1}$ et $363ms^{-1}$ représentée par le spectre en *Bleu* de la Figure 7.14 dans les mêmes conditions mais en absence du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 . La comparaison entre ces deux signaux montre que le processus de décélération n'est visible qu'avec l'utilisation de ce champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , car comme on peut le voir, sur le signal en *Vert* il n'y a pas de structure là où le pic des particules décélérées aurait arrivé.

Afin de montrer que notre système est valable aussi dans le cas de l'accélération, je vais présenter une expérience d'accélération d'un jet supersonique d'atome métastable d'argon.

Expérience 23

Le spectre en *Violet* de la Figure 7.15 (a-1) présente le résultat, en temps de vol, d'une expérience de piégeage à $464ms^{-1}$, en présence du champ magnétique uniforme $+\vec{B}_0$. Le jet supersonique d'atomes métastables d'argon est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse constante de $464ms^{-1}$. Cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$), en appliquant des courants sinusoïdaux d'intensité maximale $I_0 = 150A$ dans les fils des bobines plates en cravate, à une fréquence constante $\nu = 40.00kHz$ (la phase de l'onde vue par les particules synchrones $\phi_0 = 0$). Le solénoïde est alimenté par des impulsions de courant continu d'intensité $I_{B0} = +50A$. Le pic principal, dans le spectre des temps de vol des atomes, centré sur $1254\mu s$ (voir la flèche en haut dans la Figure 7.15 (a-1)) représente le pic des atomes piégés.

Le spectre en *Violet* de la Figure 7.15 (a-2) présente le profil de temps de vol expérimental, détecté par les MCP en mode de comptage, de la même expérience de piégeage à $464ms^{-1}$ de la Figure 7.15 (a-1) dans les mêmes conditions mais en utilisant un champ magnétique uniforme $-\vec{B}_0$. Ce signal, de jet supersonique d'atomes métastables d'argon, nous montre clairement l'effet de polarisation qui dépend du sens relatif du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 par rapport à l'onde. Comme on peut le voir, le pic principal des particules piégées disparaît et deux autres pics, symétriques par rapport au pic principal, apparaissent dans le domaine d'action de l'onde de champ magnétique.

Le spectre en *Rouge* de la Figure 7.15 (b-1) présente le résultat, en temps de vol, de l'expérience d'accélération entre $464ms^{-1}$ et $505ms^{-1}$, en présence du champ magnétique uniforme $+\vec{B}_0$. Le jet supersonique d'atomes métastables d'argon est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse variable de $464ms^{-1}$ à $505ms^{-1}$, suivant l'Équation 7.18. Cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$), en appliquant des courants sinusoïdaux d'intensité maximale $I_0 = 150A$ dans les fils des bobines plates en cravate. L'expression de ces courants est donnée par l'Équation 7.16 avec :

- L'intensité $I_0 = 150A$ qui correspond à $B_{max} = 2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0 = 0.312T$.
- La phase de l'onde vue par les particules synchrones $\phi_0 = -\frac{\pi}{2}$.
- Le sous niveau Zeeman considéré $m_J = 2$.
- La vitesse initiale $v_i = 464ms^{-1}$.

Dans ce cas, la fréquence du courant appliqué dans les bobines plates en cravate varie linéairement de la fréquence initiale $\nu_i = 40.00kHz$ à la fréquence finale $\nu_f = 43.53kHz$. Le solénoïde est alimenté par des impulsions de courant continu d'intensité $I_{B0} = +50A$ ($\|\vec{B}_0\| = 0.182T$). Le pic principal des atomes accélérées (voir la flèche de la Figure 7.15 (b-1)) arrive à $1185\mu s$ et cela coïncide avec l'Équation 7.19. Le spectre en *Rouge* de la Figure 7.15 (b-2) montre le profil de temps de vol expérimental, détecté par les MCP en mode de comptage, de la même expérience

d'accélération entre $464ms^{-1}$ et $505ms^{-1}$ de la Figure 7.15 (b-1) dans les mêmes conditions mais en utilisant un champ magnétique uniforme $-\vec{B}_0$.

Ce signal, de jet supersonique d'atomes métastables d'argon, confirme l'effet de polarisation qui dépend du sens relatif du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 par rapport à l'onde. Comme on peut le voir, le pic principal des particules accélérées disparaît et deux autres pics, symétriques par rapport au pic principal, apparaissent dans le domaine d'action de l'onde de champ magnétique.

Le spectre en *Bleu* de la Figure 7.15 (c-1) présente le résultat, en temps de vol, de l'expérience de décélération entre $464ms^{-1}$ et $419ms^{-1}$, en présence du champ magnétique uniforme $+\vec{B}_0$. Le jet supersonique d'atomes métastables d'argon est soumis à une onde de champ magnétique progressive se déplaçant à une vitesse variable de $464ms^{-1}$ à $419ms^{-1}$, suivant l'Équation 7.18. Cette onde est générée avec la configuration de huit ensembles de quatre fils ($nh = 8$ et $n = 2$), en appliquant des courants sinusoïdaux d'intensité maximale $I_0 = 150A$ dans les fils des bobines plates en cravate. L'expression de ces courants est donnée par l'Équation 7.16 avec :

- L'intensité $I_0 = 150A$ qui correspond à $B_{max} = 2.08 \times 10^{-3} \cdot I_0 = 0.312T$.
- La phase de l'onde vue par les particules synchrones $\phi_0 = +\frac{\pi}{2}$.
- Le sous niveau Zeeman considéré $m_J = 2$.
- La vitesse initiale $v_i = 464ms^{-1}$.

Dans ce cas, la fréquence du courant appliqué dans les bobines plates en cravate varie linéairement de la fréquence initiale $\nu_i = 40.00kHz$ à la fréquence finale $\nu_f = 35.86kHz$. Le solénoïde est alimenté par des impulsions de courant continu d'intensité $I_{B0} = +50A$ ($\|\vec{B}_0\| = 0.182T$). Le pic principal des atomes décélérés (voir la flèche de la Figure 7.15 (c-1)) arrive à $1338\mu s$ et cela coïncide avec l'Équation 7.19.

Le spectre en *Bleu* de la Figure 7.15 (c-2) montre le profil de temps de vol expérimental, détecté par les MCP en mode de comptage, de la même expérience de décélération entre $464ms^{-1}$ et $419ms^{-1}$ de la Figure 7.15 (c-1) dans les mêmes conditions mais en utilisant un champ magnétique uniforme $-\vec{B}_0$.

Ce signal, de jet supersonique d'atomes métastables d'argon, confirme l'effet de polarisation qui dépend du sens relatif du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 par rapport à l'onde. Comme on peut le voir, le pic principal des particules décélérées disparaît et deux autres pics, symétriques par rapport au pic principal, apparaissent dans le domaine d'action de l'onde de champ magnétique.

Les spectres en *Jaune* de la Figure 7.15 représentent les signaux expérimentaux du vol libre des particules du jet supersonique d'argon métastable dans chaque expérience.

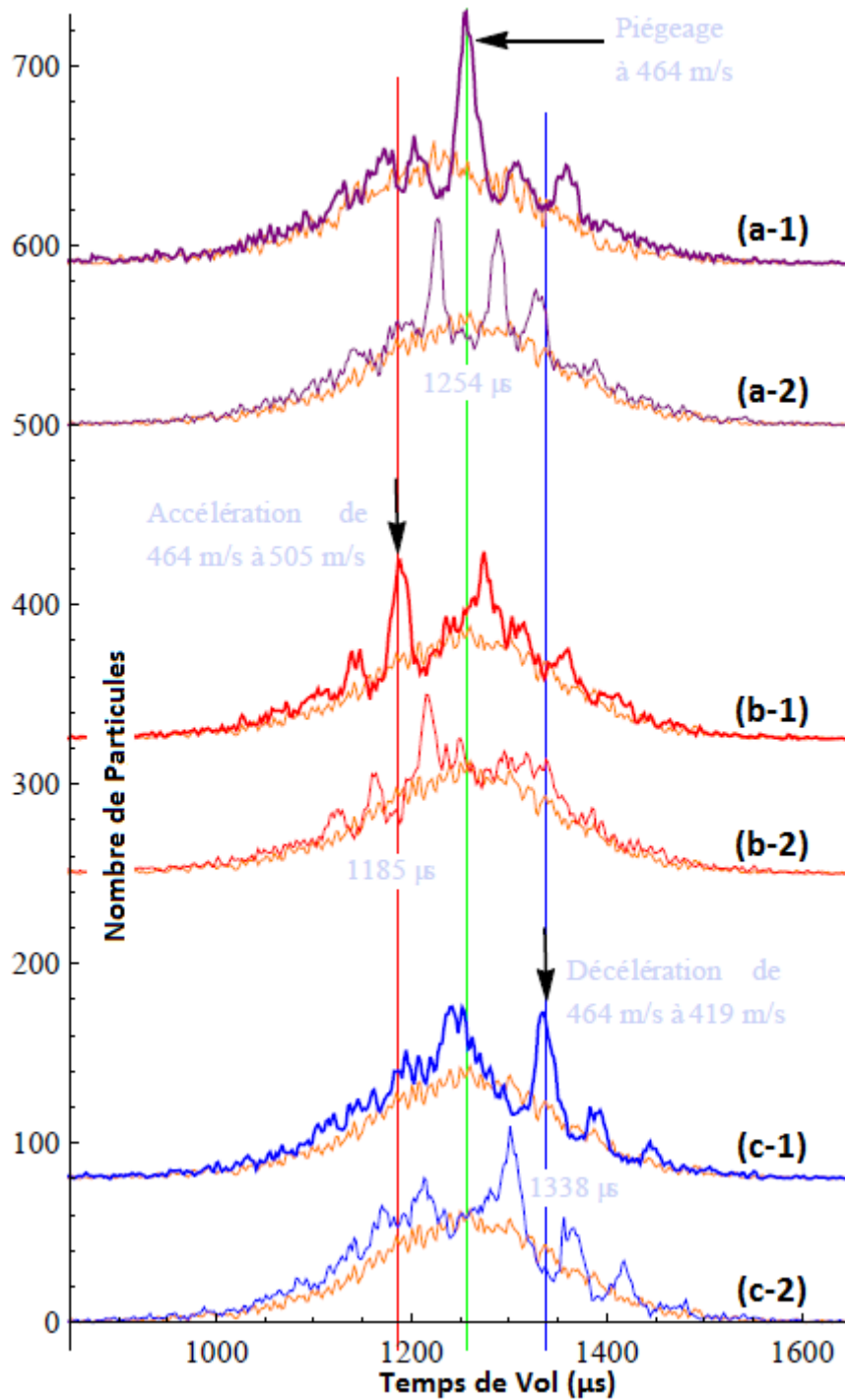


Figure 7.15.: (a-1) Piégeage d'Ar* à 464ms^{-1} avec $+\vec{B}_0$. (a-2) Piégeage à 464ms^{-1} avec $-\vec{B}_0$. (b-1) Accélération d'Ar* de 464ms^{-1} à 505ms^{-1} avec $+\vec{B}_0$. (b-2) Accélération de 464ms^{-1} à 505ms^{-1} avec $-\vec{B}_0$. (c-1) Décélération d'Ar* de 464ms^{-1} à 419ms^{-1} avec $+\vec{B}_0$. (c-2) Décélération de 464ms^{-1} à 419ms^{-1} avec $-\vec{B}_0$. Les spectres en *Jaune* correspondent aux signaux de vol libre du jet supersonique d'atomes métastables d'argon.

Observations

Ces spectres, de temps de vol du jet supersonique d'atomes métastables d'argon, nous confirme le bon fonctionnement de notre système dans la configuration de piégeage, d'accélération et de décélération. Sur les signaux de temps de vol de la Figure 7.15, on distingue facilement les pics principaux et secondaires dans le domaine d'action de l'onde, correspondant à chaque expérience. Comme on va le voir par la suite, ces pics sont clairement reproductibles par les simulations. Comme on peut le voir dans la Figure 7.15 (a-1) (respectivement (b-1) et (c-1)), le pic principal des particules piégées (respectivement accélérées et décélérées) arrive là où il doit arriver et son intensité dépasse largement celle de l'enveloppe du signal de vol libre du jet supersonique des atomes métastables d'argon (les spectres en *Jaune*).

Les spectres de temps de vol d'un jet supersonique d'atomes métastables d'argon, de la Figure 7.15 (a-2) (respectivement (b-2) et (c-2)), nous montrent l'effet de l'inversion du sens relatif de \vec{B}_0 par rapport à celui de l'onde de champ magnétique progressive. Comme on peut le voir dans ces trois signaux, le pic principal des particules piégées (respectivement accélérées et décélérées) disparaît et deux autres pics, symétriques par rapport au pic principal, apparaissent dans le domaine d'action de l'onde de champ magnétique.

Dans la configuration d'accélération, les deux pics latéraux (par rapport à l'endroit prévu du pic principal des particules accélérées) du spectre de la Figure 7.15 (b-2) sont la contribution des particules ayant un "mauvais" signe du sous niveau Zeeman m_J dans le processus d'accélération. Par contre, comme on le sait, le pic principal des particules accélérées se compose des particules ayant le "bon" signe du sous niveau Zeeman m_J . Donc, comme dans les cas de piégeage et de décélération, on constate que le sens relatif de \vec{B}_0 par rapport à celui de l'onde magnétique détermine le signe du sous niveau Zeeman m_J des particules qui vont subir les forces décélétrices longitudinales de l'onde de champ magnétique progressive. On va confirmer ce point par la suite par des simulations unidimensionnelles.

L'intensité des différents champs magnétiques uniformes utilisés dans les expériences de la Figure 7.15 est $\|\vec{B}_0\| = 0.182T$. Vue la netteté et la brillance des pics obtenus dans ces spectres, on peut dire que ces champs ont permis de définir un axe de quantification adiabatique global pour toutes les particules synchrones et faiblement asynchrones, se trouvant à l'intérieur du domaine d'action de l'onde, dans toutes les configurations présentées (piégeage ($\phi_0 = 0$), accélération ($\phi_0 = -\frac{\pi}{2}$) et décélération ($\phi_0 = +\frac{\pi}{2}$)) pour les deux sens relatifs de \vec{B}_0 par rapport à celui de l'onde de champ magnétique progressive.

Comme on a vu auparavant dans les expériences de décélération et de piégeage à une vitesse donnée, le fait de baisser l'intensité du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , nous a permis de confirmer le rôle de polariseur joué par ce champ dans les expériences d'accélération, en amplifiant la focalisation contrôlée des particules ayant certaines classes de vitesses avec le "bon" signe du sous niveau magnétique m_J

(spectre en *Rouge* de la Figure 7.15 (b-1)). Cette expérience nous montre que ce processus d'amplification polarisée reste valable aussi, dans la configuration d'accélération, pour les particules paramagnétiques, ayant certaines classes de vitesses avec le "mauvais" signe du sous niveau magnétique m_J , en inversant le sens relatif de \vec{B}_0 (spectre en *Rouge* de la Figure 7.10 (b-2)). Tous ces interprétations sont confirmées par des simulations comme on va le voir par la suite.

Ces expériences de la Figure 7.15 ont mis en évidence "l'universalité" des processus de décélération, de piégeage et d'accélération qui peuvent être réalisables avec toutes les particules paramagnétiques (atomes, molécules ou radicaux libres). Tout cela peut être aussi appliqué sur des faisceaux de neutrons pré-refroidis [94].

Simulations et discussions

Afin de vérifier ces interprétations, déduites de considérations sur la force Stern & Gerlach et de son action sur les particules du jet dans la configuration d'accélération, on compare dans la Figure 7.16 le spectre de temps de temps de vol expérimental d'accélération, d'un jet supersonique d'argon métastable, entre $464ms^{-1}$ et $505ms^{-1}$ (spectre en *Rouge* de la Figure 7.15 (b-1)) en présence du champ magnétique uniforme $+\vec{B}_0$ avec $I_{B0} = +50A$, et une simulation unidimensionnelle du profil de temps de vol obtenu à partir des trajectoires suivies par les atomes métastables d'argon, ayant le "bon" signe de sous niveau magnétique m_J (la courbe en *Violet* de la Figure 7.16(b)).

Les trois courbes du dessous illustrent la contribution en temps de vol de chacun de ces sous-niveaux Zeeman des atomes décélérés : $m_J = 0$ (représenté par la courbe en *Jaune*), $m_J = +1$ (représenté par la courbe en *Rouge*) et $m_J = +2$ (représenté par la courbe en *Bleu*).

La Figure 7.16 montre une grande similitude entre le spectre expérimental et celui simulé, ce qui confirme nos conclusions de l'effet polariseur joué par le champ magnétique uniforme \vec{B}_0 en présence de l'onde de champ magnétique progressive dans le cas de l'accélération. Comme on le remarque, les atomes métastables d'argon ayant le sous niveau Zeeman $m_J = -1$ ou $m_J = -2$ contribuent peu ou pas du tout au profil de temps de vol. En effet, ces particules sont défocalisées par les forces transversales résultantes. Ces particules sont perdues après collision avec les parois du tube en verre. Comme prévu, la distribution des atomes dans l'état 3P_J ($J = 0, 2$) ayant un sous niveau Zeeman $m_J = 0$ ne subit aucune déformation durant cette expérience. Vérifions maintenant le cas du champ magnétique $-\vec{B}_0$.

Dans la Figure 7.17, on compare le spectre de temps de temps de vol expérimental d'accélération, d'un jet supersonique d'argon métastable, entre $464ms^{-1}$ et $505ms^{-1}$ (en *Rouge* dans la Figure 7.15 (b-2)) en présence du champ magnétique uniforme $-\vec{B}_0$ avec $I_{B0} = +50A$, et une simulation unidimensionnelle du profil de temps de vol obtenu à partir des trajectoires suivies par les atomes métastables d'argon, ayant

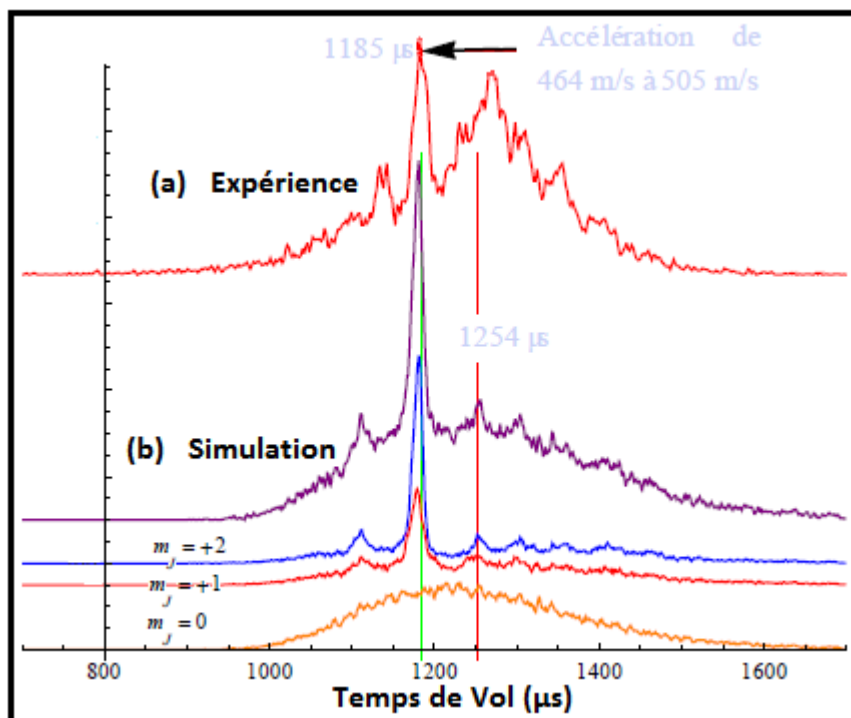


Figure 7.16.: (a) Le temps de vol expérimental d'un jet supersonique d'atomes métastables d'argon soumis à une onde accélératrice se déplaçant entre $464\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $505\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ (le spectre en Rouge de la Figure 7.15 (b-1)) en présence du champ magnétique uniforme $+\vec{B}_0$. (b) La simulation unidimensionnelle de l'expérience : La courbe en Jaune (respectivement en Rouge et en Bleu) représente la contribution au profil de temps de vol par des atomes dont le sous niveau Zeeman $m_J = 0$ (respectivement $m_J = +1$ et $m_J = +2$) de l'état 3P_J , où $J = 0$ et $J = 2$, la courbe en Violet représente la somme de ces trois contributions au profil de temps de vol.

le “mauvais” signe de sous niveau magnétique m_J , au cours de cette expérience (la courbe en Violet de la Figure 7.17(b)). Les trois courbes au-dessous illustrent la contribution en temps de vol de chacun des sous-niveaux Zeeman des atomes décélérés : $m_J = 0$ (la courbe en Jaune), $m_J = -1$ (courbe en Rouge) et $m_J = -2$ (courbe en Bleu).

La Figure 7.17 montre une grande similitude entre le spectre expérimental et celui simulé, ce qui confirme nos conclusions de l'effet polariseur joué par le champ magnétique uniforme \vec{B}_0 en présence de l'onde de champ magnétique progressive dans la configuration d'accélération aussi. Comme on le remarque, les atomes métastables d'argon ayant le “bon” signe de sous niveau Zeeman $m_J = +1$ ou $m_J = +2$ contribuent peu ou pas du tout au profil de temps de vol. En effet, ces particules sont défocalisées par les forces transversales résultantes. Ces particules sont perdues après collision avec les parois du tube en verre. Comme pour l'autre cas, la distri-

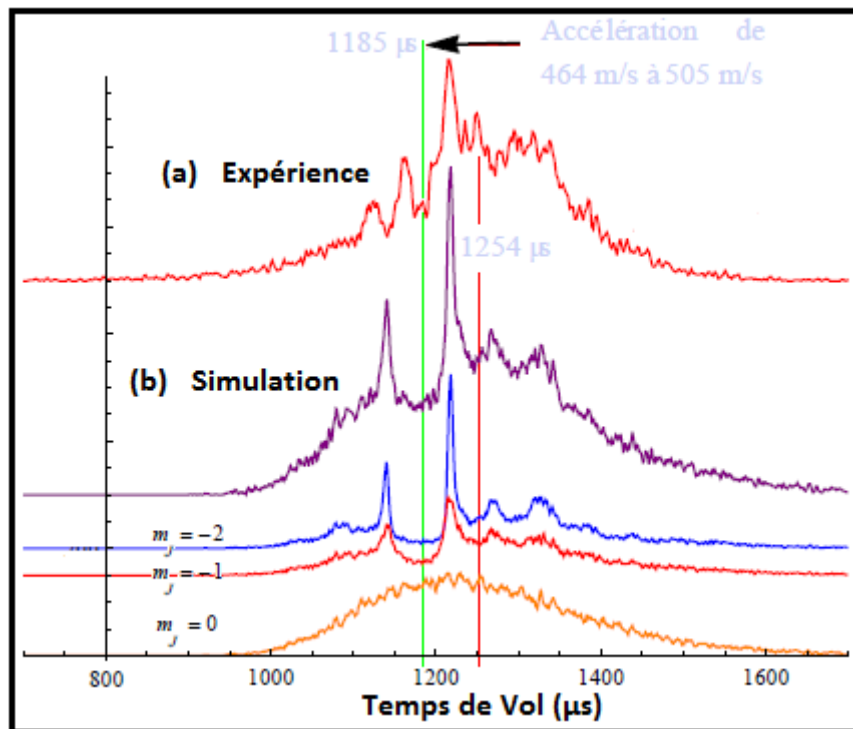


Figure 7.17.: (a) Le temps de vol expérimental d'un jet supersonique d'atomes métastables d'argon soumis à une onde accélératrice se déplaçant entre 464m/s^{-1} et 505m/s^{-1} (le spectre en Rouge de la Figure 7.15 (b-2)) en présence du champ magnétique uniforme $-\vec{B}_0$. (b) La simulation unidimensionnelle de l'expérience : La courbe en Jaune (respectivement en Rouge et en Bleu) représente la contribution au profil de temps de vol par les atomes dont le sous niveau Zeeman $m_J = 0$ (respectivement $m_J = -1$ et $m_J = -2$) de l'état 3P_J , où $J = 0$ et $J = 2$, la courbe en Violet représente la somme de ces trois contributions au profil de temps de vol.

bution des atomes dans l'état 3P_J ($J = 0, 2$) ayant un sous niveau Zeeman $m_J = 0$ ne subit aucune déformation durant cette expérience.

Ces deux dernières simulations, mettent en évidence le rôle important joué par le champ magnétique uniforme \vec{B}_0 dans la polarisation du jet supersonique des particules paramagnétiques dans la configuration d'accélération aussi. Évidemment, ce n'est pas le seul rôle, car ce champ nous permet, en premier lieu, d'éliminer les effets de focalisations transverses indésirables et de rendre notre système, aux termes d'amortissement près, similaire à celui d'un spin fictif en interaction avec un champ électromagnétique résonnant[26, 27]. Dans ce cas, les équations du mouvement de notre système deviennent similaires à celles du mouvement d'un pendule avec une phase variable. Aussi ce champ uniforme ajouté définit un axe de quantification adiabatique global pour les particules synchrones et faiblement asynchrones dans le domaine d'action de l'onde de champ magnétique progressive.

Conclusion

Ces trois dernières expériences montrent “l’universalité” des processus de décélération et d’accélération réalisables avec tous les particules paramagnétiques (atomes, molécules ou radicaux libres). Elles confirment aussi l’importance du rôle joué par le champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , en association avec l’onde de champ magnétique progressive, lors des expériences de décélération magnétique (respectivement d’accélération magnétique) pour une phase synchrone $\phi_0 \in \left[0, \frac{\pi}{2}\right]$ (respectivement $\phi_0 \in \left[-\frac{\pi}{2}, 0\right]$). Ce rôle peut se résumer dans les points suivants :

- Définir un axe de quantification adiabatique global pour toutes les particules du jet.
- Éliminer adiabatiquement l’équation de précession des spins dans le système des équations du mouvement des particules.
- Éliminer les effets de focalisations transverses indésirables.
- Contrôler la polarisation du jet supersonique des particules paramagnétiques.
- Rendre notre système, aux termes d’amortissement près, similaire à celui d’un spin fictif en interaction avec un champ électromagnétique résonnant[26] [27].
- Obtenir des équations du mouvement des particules similaires à celles du mouvement d’un pendule simple avec une phase variable.
- Améliorer le signal détecté en augmentant le contraste des pics des particules décélérées (accélérées ou piégées), de manière contrôlée, par rapport au fond en ajustant l’intensité de $\|\vec{B}_0\|$.

Conclusion et Perspectives

« La science c'est comme faire l'amour : parfois quelque chose d'utile en sort, mais ce n'est pas la raison pour laquelle nous le faisons. »"

(Richard Feynman)

Conclusion

Ce travail a porté sur l'étude et la réalisation d'une nouvelle technique de décélération d'un jet supersonique de particules paramagnétiques en utilisant une onde de champ magnétique progressive. Je me suis focalisé sur une approche théorique adaptée qui permet de faire un lien direct entre la théorie, la programmation des paramètres expérimentaux, les résultats obtenus et ce d'une manière systématique, rationnelle et prédictive. Les difficultés expérimentales qui ont été rencontrées dans la première partie de ce travail, à savoir la capacité très immédiate du montage à piéger une classe de vitesse qui s'opposait à l'impossibilité d'obtenir des signaux convaincants en mode de décélération, ont été surmontées. Ce résultat a été obtenu par une analyse qui a repris les principes des expériences de Stern Gerlach, particulièrement bien exposés dans les articles de M. Bloom [17].

Les résultats expérimentaux ont clairement validé l'importance d'un champ magnétique d'intensité et de direction constante qui permet le découplage entre la précession des moments magnétiques et l'action des forces de gradient. Ce champ est un paramètre de contrôle crucial dans la mesure où l'axe de quantification adiabatique est, grâce à lui, défini de la même manière pour toutes les particules sur lesquelles agissent une combinaison des effets de l'onde de champ magnétique progressive et d'un champ quadripolaire. Sans ce champ, l'axe adiabatique n'est pas défini de manière uniforme et bien que l'on puisse toujours espérer définir un axe de quantification adiabatique cet axe devient local, autrement dit, il dépend de la position des particules dans le dispositif magnétique, et donc il est multiple. D'un point de vue purement expérimental on a perdu le contrôle, si l'on comprend ce terme comme la capacité de choisir de manière extérieure, macroscopique, le régime de dynamique où le système se situe.

En revenant sur l'historique du déroulement de ce travail, il est à noter que si les résultats du piégeage à une vitesse constante d'un jet supersonique d'argon métastable par l'onde magnétique progressive présentés dans [97] étaient encourageants, ils ne permettaient pas d'obtenir des résultats similaires pour la décélération. Et des efforts systématiques et un accord convenable, dans le cas du piégeage, avec les résultats de simulations 3D très élaborées tenant compte les effets de gradient, n'ont pas permis de résoudre ce problème. En effet les simulations incorporent une hypothèse non vérifiée supposant l'élimination adiabatique de la précession. Il est à noter que le point de la validité de l'élimination adiabatique de la précession est à la fois très connu et donc considéré comme évident et paradoxalement, peu discuté dans des cas pratiques même dans l'ouvrage [79]. De fait dans les ouvrages de mécanique quantique, on sépare le problème en deux classes : la précession ou la nutation [22]. Il n'y a pas d'approche continue simple qui passe d'un cas à l'autre, sauf à considérer les équations de Guettinger Schwinger et elles le sont rarement dans le contexte des forces Stern Gerlach [86, 85, 88, 87].

C'est pour cela que tout d'abord, on n'a pas trouvé d'explication claire à ce problème. On a essayé avec acharnement plusieurs solutions pour arriver à obtenir des

signaux correspondant à la décélération. L'ensemble du programme et du protocole de commande d'alimentation des circuits en courant a été revu. Les courants dans les 16 circuits ont été calibrés et vérifiés systématiquement entre les séries d'expériences, on a modifié patiemment les paramètres de temps de couplage afin de les ajuster au mieux. Les essais ont eu lieu soit en jet de gaz pur soit en jets ensemencés, et nous n'avons retenu que les essais en gaz pur afin d'être au plus près de la conservation du nombre d'atome puisque le gaz porteur Krypton ou Xénon pouvait lui aussi donner des atomes métastables. On a aussi cherché à trouver des conditions particulièrement favorables en les calculant par des simulations de Monte Carlo. Mais on n'a pas pu aboutir à des réponses satisfaisantes qui permettent d'obtenir une décélération bien identifiée. C'est pour cela que l'on a décidé de changer notre vision sur le mode de fonctionnement de notre expérience. Au lieu de travailler dans le référentiel mobile avec l'onde on a travaillé dans le référentiel du laboratoire, puisque l'énergie des atomes était bien plus grande que celle de l'énergie Zeeman, on a employé de manière systématique le concept de particule synchrone pour avoir les raisonnements les plus directs possibles. Et enfin puisque on n'obtenait toujours pas de décélération, on est reparti sur les premiers principes, en réanalysant les expériences de base sur les forces *Stern & Gerlach* [98, 17, 88]. L'importance cruciale d'un champ homogène pour fixer un axe de quantification adiabatique est ressortie de cette analyse des expériences en jet où l'on suit l'évolution d'une particule. On a décidé de modifier le montage par l'adjonction d'un solénoïde autour du tube capillaire afin de pouvoir imposer un champ uniforme pour fixer de manière homogène l'axe de quantification de toute l'expérience. Cette décision de modifier le montage était très risquée car il restait 6 mois avant la fin de la thèse.

Sur cette base nous avons retrouvé de manière rationnelle les raisons qui faisaient que la configuration de piégeage (force nulle et champ magnétique maximal pour les particules synchrones) était très favorable et la configuration de décélération (force maximale et champ magnétique nul pour les particules synchrone pour $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$) était très défavorable.

Dans le cas du piégeage, le champ magnétique reste constant et intense pour les particules synchrones et la force appliquée est nulle. En conséquence de quoi l'axe de quantification adiabatique est bien défini pour ces particules. La dynamique est adiabatique en spin, les m associés à une particule ne changent pas de valeur. Il n'y a pas de transition de Majorana qui dépoliarise le jet et rende floue ou inopérante l'action de la force [64, 20, 61].

Dans le cas de la décélération, la force appliquée est maximale et le champ magnétique est faible ou quasi nul et il peut même changer de signe pour les particules synchrones et les particules quasi-synchrones. L'axe de quantification n'est pas défini de manière uniforme pour toutes les particules du jet. La dynamique devient extrêmement complexe puisque la précession du spin induit des transitions de Majorana, donc l'action de la force est fluctuante et on n'a pas d'effet clair sur la distribution de vitesse.

Clairement les avantages de la situation en mode “piégeage”, pouvaient se retrouver à condition d’ajouter un champ magnétique uniforme suffisamment intense qui définit un *axe de quantification adiabatique global et homogène* pour toutes les particules qui traversent la zone d’interaction. Ceci nous a permis de comprendre en profondeur le fonctionnement des expériences de piégeage et à partir de cette compréhension de réaliser les conditions expérimentales qui rendent possible la décélération des classes de vitesse quasi-synchrones.

Il a donc suffi de suivre les prescriptions expérimentales de l’article de M. Bloom et al. [17] sur la manière appropriée d’employer les forces Stern & Gerlach [98] et la dynamique du système est désormais semblable, aux termes d’amortissement près, à celle d’un spin fictif en interaction avec un champ électromagnétique résonnant avec élimination adiabatique de la précession du spin fictif [26, 27]. Il est à noter que ses prescriptions se trouvent aussi dans [102] mais sans l’appui d’une méthode analytique incluant toute la dynamique du système.

Dès lors que l’approche adaptée était trouvée et mise en œuvre expérimentalement on a pu considérer, de manière unifiée, l’ensemble des expériences qui ont été réalisées au cours de cette thèse et dont on a présenté les résultats les plus significatifs. Les expériences, de piégeage et de décélération, présentées avant et après l’ajout du champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , mettent en évidence les modes de fonctionnement du dispositif expérimental et le fait que notre montage permet de séparer l’action des composantes transversales et longitudinales des champs mis en jeu par les différents circuits.

On a obtenu des signaux qui sont la signature des seuls effets longitudinaux de l’onde magnétique progressive sur la distribution de vitesses des particules du jet supersonique. Le champ magnétique uniforme intense a annulé les effets de focalisation transversale, modulée en vitesse, de l’onde de champ magnétique progressive. La signature de l’effet de changement de vitesse longitudinale des atomes du jet à l’intérieur du domaine d’action de l’onde, correspondant à des expériences réussies avec passage continu entre la configuration de piégeage à une vitesse donnée et celles de décélération, est claire et non ambiguë. En particulier on conserve le nombre d’atomes entre les expériences et seule la distribution de temps de vol est modifiée. On a ensuite dosé l’effet du champ uniforme pour retrouver progressivement les effets de focalisation associés à la polarisation du jet en sortie du dispositif.

Ces expériences ont mis en évidence “l’universalité” des processus de décélération et d’accélération qui sont réalisables avec toutes les particules paramagnétiques (atomes, molécules ou radicaux libres). Elles ont confirmé aussi l’importance du rôle joué par le champ magnétique uniforme \vec{B}_0 , en association avec l’onde de champ magnétique progressive, lors des expériences de décélération magnétique (ou d’accélération magnétique). Ce rôle peut se résumer dans les points suivants :

- Définir un axe de quantification adiabatique global pour toutes les particules du jet.

- Éliminer adiabatiquement l'équation de précession des spins dans le système des équations du mouvement des particules.
- Éliminer les effets de focalisations transverses indésirables.
- Contrôler la polarisation du jet supersonique des particules paramagnétiques.
- Rendre notre système, aux termes d'amortissement près, similaire à celui d'un spin fictif en interaction avec un champ électromagnétique résonnant[26, 27].
- Obtenir des équations du mouvement des particules similaires à celles du mouvement d'un pendule simple avec une phase variable.
- Améliorer le signal détecté en augmentant le contraste des pics des particules décélérées (accélérées ou piégées), de manière contrôlée, par rapport au fond en ajustant l'intensité de $\|\vec{B}_0\|$.

On ne peut pas découpler de manière uniforme le mouvement de précession du moment cinétique des autres équations de mouvement en absence d'un champ magnétique \vec{B}_0 suffisamment intense. Les équations de mouvement du centre de masse des particules décrites quand $B_0 = 0$ ne sont pas très fiables car les hypothèses considérées dans le développement de ces calculs ne sont pas vérifiées. L'expression de la force en " $|Sinus|$ " n'est pas vérifiée dans ce cas.

L'ensemble des manipulations que nous avons présentées peut se résumer ainsi :

- Un champ magnétique quasi-statique créé par un quadripôle transverse aide à focaliser les particules dans le tube en verre.
- Un champ magnétique dépendant du temps créé par des bobines plates en cravate aide à appliquer une force décélétratrice longitudinale.
- Un champ magnétique quasi-statique créé par un solénoïde qui permet de définir un axe de quantification adiabatique commun pour l'ensemble des particules passant dans le tube capillaire en verre.
- Onde seule \rightarrow pas d'axe de quantification adiabatique + Force mal définie par " $|Sinus|$ " + effets de focalisation *non contrôlés*.
- Onde + \vec{B}_0 intense \rightarrow Force en " $Sinus$ " + polarisation "normale" avec effets de focalisation *contrôlés* faibles.
- Onde + \vec{B}_0 faible \rightarrow Force en " $Sinus$ " + polarisation "exaltée" avec effets de focalisation *contrôlés* intenses.

Focalisation contrôlée \iff Polarisation

$\implies \begin{cases} \text{Onde seule} & \rightarrow \text{Force mal définie "}|Sinus|" + \text{focalisation indésirable} \\ \text{Onde} + \vec{B}_0 & \rightarrow \text{Force en "Sinus" + polarisation contrôlée} \end{cases}$

En résumé, dans cette thèse nous avons montré qu'il est possible de déterminer la configuration de champ magnétique qui permet d'agir sur un jet d'atomes paramagnétiques, pulsé et pré refroidi autour de la température de l'azote liquide, et modifier la distribution dans l'espace des phases de telle sorte à piéger ou à ralentir autour de classes de vitesses définies par des paramètres extérieurs, les plus importants étant la phase et l'amplitude de l'onde de champ magnétique progressive. Nous avons montré en outre que ce processus conduisait à un jet de particule partiellement polarisé. L'intérêt des atomes métastables de gaz rare, néon et argon que nous avons employés, repose sur l'existence d'une structure Zeeman assez simple ($J = 2$) associée à la possibilité de détecter sur fond noir. Ceci leur confère les caractéristiques de systèmes test servant de référence et permettant une calibration très directe de la physique qui est en jeu. L'inconvénient est le faible nombre d'atomes dans chaque pulse et les masses assez importantes qui n'ont pas permis d'obtenir des ralentissements spectaculaires avec les intensités de champ magnétique dont nous disposions. Les conditions qui permettent un fonctionnement efficace et clair du dispositif sont maintenant bien établies. Il reste donc à explorer les voies qui peuvent être suivies à partir de la physique mise en œuvre dans les décélérateurs Zeeman-Stern Gerlach à onde de champ magnétique progressive.

Perspectives

Pendant l'optimisation des expériences de piégeage, avant l'adjonction du champ de quantification adiabatique, nous avons montré que nous pouvions agir sur un jet de molécules métastables d'azote (Figure 7.18). Ces expériences peuvent être reprises dans les conditions actuelles, ce qui permettra de montrer comment le dispositif agit sur un système moléculaire. Il est à noter que l'adjonction du champ de quantification adiabatique permet de déterminer le cas de couplage en champ fort et la configuration de moments angulaires dans lesquels se trouve la molécule. Et point important, ce cas ne changera pas pendant l'interaction avec l'onde ce qui garantit un mode de fonctionnement clair du dispositif [99].

On peut aussi faire évoluer le dispositif en choisissant d'autres configurations de champs magnétiques. Il n'y a pas de contrainte sur la direction de l'axe de quantification adiabatique, nous l'avons choisi sur l'axe du jet mais on aurait tout aussi bien pu la choisir perpendiculaire à l'axe du jet. De même les composantes de la force Stern Gerlach se construisent sur les gradients des différentes composantes du champ magnétique $\vec{B}(\vec{r}(t))$ et la seule contrainte à retenir est celle qui donne l'expression de la force Stern Gerlach avec un axe de quantification adiabatique (voir l'Équation 2.53 du chapitre 2) :

$$\begin{aligned} \langle k, j, m' | \langle \vec{F}(\vec{r}(t)) \rangle_t | k, j, m \rangle &= -\gamma \left(\langle k, j, m' | \langle \vec{J}(t) \rangle_t | k, j, m \rangle \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{B}(\vec{r}(t)) \\ &= -\gamma \hbar m \cdot \delta_{mm'} \left(\frac{B_x(\vec{r}(t))}{\|\vec{B}(\vec{r}(t))\|} \cdot \partial_x + \frac{B_y(\vec{r}(t))}{\|\vec{B}(\vec{r}(t))\|} \cdot \partial_y + \frac{B_z(\vec{r}(t))}{\|\vec{B}(\vec{r}(t))\|} \cdot \partial_z \right) \vec{B}(\vec{r}(t)) \end{aligned}$$

Rappelons que la conception et la fabrication des générateurs de courant de haute puissance et la versatilité dont nous avons disposé pour mener à bien ces expériences ont demandé un travail très approfondi qui a mobilisé les efforts de Jean Paul Cro-mières et Nicolas Vanhaecke pendant de nombreux mois. Ce travail s'est poursuivi et on dispose d'une nouvelle génération de générateurs bien plus performants. Néan-moins le problème principal reste celui de la thermique des circuits où circulent les forts courants dont on a besoin pour agir de manière efficace sur le mouvement des particules. C'est une limitation importante, de nature technologique, qui a des réper-cussions sur l'élaboration mécanique des montages expérimentaux. Notamment il a été impossible de fonctionner à haute cadence ($> 1Hz$) avec le montage actuel pour des raisons de cet ordre. Cela conditionne aussi la manière dont les circuits doivent ou non être incorporés dans l'enceinte à vide et le choix des matériaux qui doivent être adaptés à la situation choisie. Il est néanmoins clair que les circuits doivent être les plus près possible des particules sur-lesquelles on désire agir, le compromis de l'expérience actuelle est tout à fait convenable car toute restriction des dimensions transverses réduira nécessairement le flux de particules.

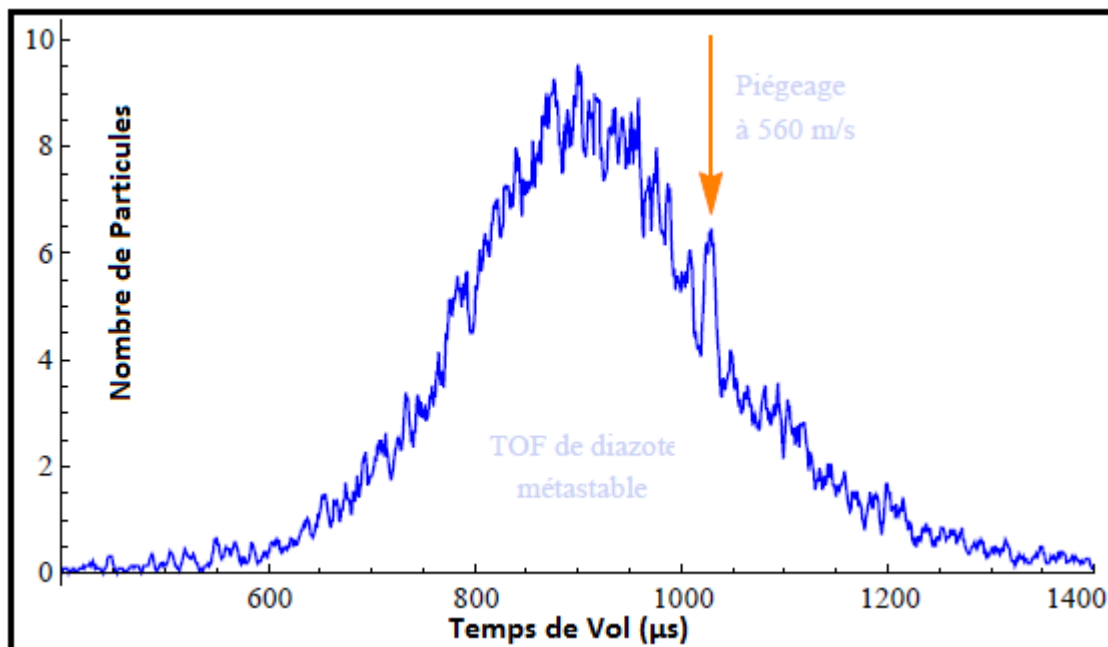


Figure 7.18.: Spectre expérimental de temps vol pour le piégeage d'un jet super-sonique de diazote métastable autour de la vitesse de $560ms^{-1}$.

Dans ce travail ce sont les caractéristiques élémentaires de l'action de l'onde qui ont été mises en évidence : piégeage autour d'une vitesse et accélération ou décélération. Il en est résulté une modification de la répartition des particules dans l'espace des phases, visible sur la modification des spectres de temps de vol, mais la recherche de l'optimisation de ces processus reste à faire. On peut développer assez simplement une optique temporelle pour manipuler la distribution dans l'espace des phases des

bouffées de particules paramagnétiques [6]. Si l'on fait abstraction des difficultés inhérentes à l'augmentation de la longueur du dispositif, qualité du vide et problèmes énergétiques, on peut aisément imaginer, sur la base de circuits de structure périodique, par "simple" action sur la phase et l'amplitude de l'onde magnétique, de réaliser une succession piégeage décélération puis piégeage qui permette d'augmenter le regroupement autour d'une classe de vitesse. Il n'en demeure pas moins que le fonctionnement en mode impulsif du système limite le flux et le nombre de particules sur-lesquels on agit. Il n'est pas complètement clair d'établir le gain réel entre les dispositifs de ralentissement existants et les dispositifs continus où l'on opère une simple sélection des basses vitesses qui sont présentes dans toute distribution de Maxwell thermique [81, 93]. L'effort imposé par les premières est important et contraignant, alors l'effort demandé pour les secondes est bien moindre et de loin. Cela signifie qu'il faut réserver les dispositifs de ralentissement magnétique à des expériences spécifiques sans alternatives.

D'autres points de nature fondamentale n'ont pas été explorés. Il serait très intéressant d'étudier l'action de champs magnétiques plus rapides, surimposée à l'onde progressive, qui pourraient agir comme des bains dans la dynamique du système. On obtiendrait ainsi la possibilité de refroidir les particules. Cette préoccupation est bien évidemment centrale pour la physique des faisceaux de neutrons où elle a fait et continue à faire l'objet d'efforts constants [94]. On a montré que les équations de la dynamique du mouvement du centre de masse des particules se ramènent à celle d'un pendule d'amplitude et de phase ajustables. Il est clair que cette dynamique est hautement linéaire et on n'en a délibérément étudié que la partie où la phase reste constante pour obtenir, comme en théorie des lasers, des conditions de seuil. Il y a tout un domaine à explorer où l'on peut par sur-modulation de l'onde aborder des problèmes type rotateur pulsé ou d'autres configurations. La grande versatilité du système rend concevable ces études, mais comme le domaine est vaste il est imprudent de s'y engager sans avoir un problème de dynamique bien clair à aborder.

Le régime dynamique de la décélération n'est pas le même que celui de la dynamique de gaz d'atomes froids piégés dans des réseaux. Si l'on se place dans le référentiel du laboratoire, il est bien clair que dans le premier cas l'énergie cinétique est bien plus forte que l'énergie potentielle du réseau alors que la situation s'échange dans le second cas. C'est pour cela aussi que la dynamique des jets doit être contrôlée par un axe de quantification adiabatique global, alors que celle des gaz froids s'établit sur la base d'un axe de quantification local puisque les particules ne se déplacent presque pas. La dynamique des gaz d'atomes froids dans des pièges fait appel aux états de *Bloch* et quand les pièges sont inclinés aux états de *Wannier*. On peut bien sûr établir des liens entre les gaz d'atomes froids et celle des jets mais on se retrouve alors contraint de réfléchir de manières assez différentes puisque au fur et à mesure que l'énergie cinétique décroît on passe d'une description en états du continuum à une description en termes d'états liés. Ce point intervient lorsque l'on veut comprendre en termes de mécanique quantique comment on charge un piège à partir d'un jet ralenti.

C'est un tout autre travail, mais tant que des champs magnétiques entreront en jeu, il semble clair que l'on n'échappera pas aux règles générales qui gouvernent l'évolution des particules paramagnétiques : énergie Zeeman [82], forces Stern Gerlach [30, 74, 49, 17, 79], évolution adiabatique ou non adiabatique [86, 45] et phase géométriques associées [3, 62, 101].

Bibliographie

- [1] Y. Aharonov and D. Bohm. Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory. *Phys. Rev.*, 115 :485–491, Aug 1959.
- [2] Yakir Aharonov and Aharon Casher. Topological quantum effects for neutral particles. *Physical Review Letters*, 53(4) :319–321, 1984.
- [3] Yakir Aharonov and Ady Stern. Origin of the geometric forces accompanying Berry’s geometric potentials. *Phys. Rev. Lett.*, 69 :3593–3597, Dec 1992.
- [4] B Alefeld, G Badurek, and H Rauch. Longitudinal Stern-Gerlach effect with slow neutrons. *Physics Letters A*, 83(1) :32–34, 1981.
- [5] B. E. Allman, A. Cimmino, A. G. Klein, G. I. Opat, H. Kaiser, and S. A. Werner. Scalar Aharonov-Bohm experiment with neutrons. *Phys. Rev. Lett.*, 68 :2409–2412, Apr 1992.
- [6] Yasushi Arimoto, Peter Gertenbort, Sohei Imajo, Yoshihisa Iwashita, Masaaki Kitaguchi, Yoshichika Seki, Hirohiko M. Shimizu, and Tamaki Yoshioka. Demonstration of focusing by a neutron accelerator. *Phys. Rev. A*, 86 :023843, Aug 2012.
- [7] H. Ashkenas and F. S. Sherman. *Rarefied gas dynamics : proceedings of the fourth International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, held at the Institute for Aerospace Studies, University of Toronto, 1964*, volume 2 of *Advances in applied mechanics. Supplement*. Academic Press, 1966.
- [8] M Audier, JC Delmotte, and JP Boutot. Multiplicateur à galette de microcanaux : amélioration des performances de gain et de dynamique de détection. *Revue de Physique Appliquée*, 13(4) :188–194, 1978.
- [9] Gerald Badurek, Harald Weinfurter, Roland Gähler, Achim Kollmar, Stefan Wehinger, and Anton Zeilinger. Nondispersive phase of the Aharonov-Bohm effect. *Phys. Rev. Lett.*, 71 :307–311, Jul 1993.
- [10] P. F. Barker and M. N. Shneider. Slowing molecules by optical microlinear deceleration. *Phys. Rev. A*, 66 :065402, Dec 2002.
- [11] J. Baudon, M. Hamamda, J. Grucker, M. Boustimi, F. Perales, G. Dutier, and M. Ducloy. Negative-index media for matter-wave optics. *Phys. Rev. Lett.*, 102 :140403, Apr 2009.
- [12] J Baudon, R Mathevet, and J Robert. Atomic interferometry. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 32(15) :R173, 1999.

-
- [13] Manabendra Nath Bera. *Zeeman Deceleration of Supersonic Beam trapping of Paramagnetic Atoms in a Traveling Magnetic Wave*. These, Université Paris Sud - Paris XI, March 2011.
- [14] Hendrick L. Bethlem. Getting a handle on difficult atoms. *Physics*, 1 :25, Sep 2008.
- [15] Hendrick L. Bethlem, Giel Berden, and Gerard Meijer. Decelerating neutral dipolar molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 83 :1558–1561, Aug 1999.
- [16] C. F. Bharucha, K. W. Madison, P. R. Morrow, S. R. Wilkinson, Bala Sundaram, and M. G. Raizen. Observation of atomic tunneling from an accelerating optical potential. *Phys. Rev. A*, 55 :R857–R860, Feb 1997.
- [17] Myer Bloom, Eric Enga, and Hin Lew. Observation of the transverse Stern & Gerlach effect in neutral potassium. *Canadian Journal of Physics*, 45(4) :1481–1495, 1967.
- [18] Myer Bloom and Karl Erdman. The transverse Stern-Gerlach experiment. *Canadian Journal of Physics*, 40(2) :179–193, 1962.
- [19] A. Bogaerts and R. Gijbels. Modeling of metastable argon atoms in a direct-current glow discharge. *Phys. Rev. A*, 52 :3743–3751, Nov 1995.
- [20] D. M. Brink and C. V. Sukumar. Majorana spin-flip transitions in a magnetic trap. *Phys. Rev. A*, 74 :035401, Sep 2006.
- [21] B Brutschy and H Haberland. A high-intensity beam of metastable helium atoms with good velocity resolution. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 10(1) :90, 1977.
- [22] B. Diu et F. Laloë C. Cohen-Tannoudji. *Mécanique Quantique*, volume 1. Hermann, Paris, 1973.
- [23] R. Campargue. Progress in overexpanded supersonic jets and skimmed molecular beams in free-jet zones of silence. *The Journal of Physical Chemistry*, 88(20) :4466–4474, 1984.
- [24] Steven Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, Alex Cable, and A. Ashkin. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 55 :48–51, Jul 1985.
- [25] C. Colliex. *La Microscopie électronique*. Que sais-je? Presses Universitaires de France - PUF, 1998.
- [26] R. J. Cook. Atomic motion in resonant radiation : An application of Ehrenfest's theorem. *Phys. Rev. A*, 20 :224–228, Jul 1979.
- [27] Richard J. Cook. Optical Stern-Gerlach effect. *Phys. Rev. A*, 35 :3844–3848, May 1987.
- [28] Richard J. Cook, Donn G. Shankland, and Ann L. Wells. Quantum theory of particle motion in a rapidly oscillating field. *Phys. Rev. A*, 31 :564–567, Feb 1985.

- [29] BH Crichton. Gas discharge physics. pages 3–1, 1996.
- [30] S. Cruz-Barrios and J. Gómez-Camacho. Semiclassical description of Stern-Gerlach experiments. *Phys. Rev. A*, 63 :012101, Nov 2000.
- [31] Scott Davis, David T. Anderson, Geoffrey Duxbury, and David J. Nesbitt. Jet-cooled molecular radicals in slit supersonic discharges : Sub-Doppler infrared studies of methyl radical. *The Journal of Chemical Physics*, 107(15) :5661–5675, 1997.
- [32] Bruno Viaris de Lesegno. *Réalisation d'un interféromètre atomique Stern-Gerlach à partir d'un jet supersonique d'argon métastable polarisé et analysé par lasers*. PhD thesis, Université Paris-Nord-Paris XIII, 2000.
- [33] Guangjiong Dong, Weiping Lu, P.F. Barker, and M.N. Shneider. Cold molecules in pulsed optical lattices. *Progress in Quantum Electronics*, 29(1) :1 – 58, 2005.
- [34] M. J. Druyvesteyn and F. M. Penning. The mechanism of electrical discharges in gases of low pressure. *Rev. Mod. Phys.*, 12 :87–174, Apr 1940.
- [35] L. Dunoyer. *Comptes rendus acad. Sc. Paris*, 152 :594, 1911.
- [36] Michael S. Elioff, James J. Valentini, and David W. Chandler. Subkelvin cooling NO molecules via "billiard-like" collisions with argon. *Science*, 302(5652) :1940–1943, 2003.
- [37] Berthold-Georg Englert, Julian Schwinger, and Marlan O. Scully. Is spin coherence like Humpty-Dumpty ? I. Simplified treatment. *Foundations of Physics*, 18 :1045–1056, 1988.
- [38] R Fulton, AI Bishop, MN Shneider, and PF Barker. Controlling the motion of cold molecules with deep periodic optical potentials. *Nature Physics*, 2(7) :465–468, 2006.
- [39] D. Buck U. and Laine G. Scoles, D. Bassi and C. Braun. *Atomic and Molecular Beam Methods : 1*, volume Vol. I of *Atomic and Molecular Beam Methods*. Oxford University Press, Incorporated, 1988.
- [40] O. Gorceix, J. Robert, S. Nic Chormaic, Ch. Miniatura, and J. Baudon. Dispersive and nondispersive phase shifts in atomic Stern-Gerlach interferometry. *Phys. Rev. A*, 50 :5007–5013, Dec 1994.
- [41] R. J. Gordon, Y. T. Lee, and D. R. Herschbach. Supersonic molecular beams of alkali dimers. *The Journal of Chemical Physics*, 54(6) :2393–2409, 1971.
- [42] Koos Gubbels, Gerard Meijer, and Bretislav Friedrich. Analytic wave model of Stark deceleration dynamics. *Phys. Rev. A*, 73 :063406, Jun 2006.
- [43] Homer D. Hagstrum. Theory of Auger ejection of electrons from metals by ions. *Phys. Rev.*, 96 :336–365, Oct 1954.

-
- [44] 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(2) :321–325, 2011.
- [45] R. D. Hight, R. T. Robiscoe, and W. R. Thorson. Nonadiabatic spin transitions in an inhomogeneous magnetic field. *Phys. Rev. A*, 15 :1079–1087, Mar 1977.
- [46] S. D. Hogan, Ch. Seiler, and F. Merkt. Rydberg-state-enabled deceleration and trapping of cold molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 103 :123001, Sep 2009.
- [47] S. D. Hogan, D. Sprecher, M. Andrist, N. Vanhaecke, and F. Merkt. Zeeman deceleration of H and D. *Phys. Rev. A*, 76 :023412, Aug 2007.
- [48] S. D. Hogan, A. W. Wiederkehr, H. Schmutz, and F. Merkt. Magnetic trapping of hydrogen after multistage Zeeman deceleration. *Phys. Rev. Lett.*, 101 :143001, Sep 2008.
- [49] Bailey C. Hsu, Manuel Berrondo, and Jean-François S. Van Huele. Stern-Gerlach dynamics with quantum propagators. *Phys. Rev. A*, 83 :012109, Jan 2011.
- [50] Matthew T. Hummon, Mark Yeo, Benjamin K. Stuhl, Alejandra L. Collopy, Yong Xia, and Jun Ye. 2D magneto-optical trapping of diatomic molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 110 :143001, Apr 2013.
- [51] Nicholas R. Hutzler, Hsin-I Lu, and John M. Doyle. The buffer gas beam : An intense, cold, and slow source for atoms and molecules. *Chemical Reviews*, 112(9) :4803–4827, 2012.
- [52] S. Le Boiteux J. Reinhardt V. Bocvarski J. Robert, Ch. Miniatura and J. Baudon. Atomic interferometry with metastable hydrogen atoms. *Europhysics Letters*, 16(1) :29, 1991.
- [53] W. Just, C. S. Schneider, R. Ciszewski, and C. G. Shull. Refraction of thermal neutrons by shaped magnetic fields. *Phys. Rev. B*, 7 :4142–4145, May 1973.
- [54] Jean-Christophe Karam. *Collision d'un atome métastable de gaz rare sur une surface nano ou micro-structurée et optique atomique*. PhD thesis, Université Paris-Nord-Paris XIII, 2005.
- [55] E.H. Kennard. Zur quantenmechanik einfacher bewegungstypen. *Zeitschrift für Physik*, 44(4-5) :326–352, 1927.
- [56] G. B. Kistiakowsky and William P. Slichter. A high intensity source for the molecular beam. part ii. experimental. *Review of Scientific Instruments*, 22(5) :333–337, 1951.
- [57] Roman Krems, Bretislav Friedrich, and William C Stwalley. *Cold molecules : theory, experiment, applications*. CRC press, 2010.
- [58] A.A. Kruithof and F.M. Penning. Determination of the Townsend ionization coefficient α for pure argon. *Physica*, 3(6) :515 – 533, 1936.

- [59] A.A. Kruithof and F.M. Penning. Determination of the Townsend ionization coefficient α for mixtures of neon and argon. *Physica*, 4(6) :430 – 449, 1937.
- [60] Erich E Kunhardt. Electrical breakdown of gases : The prebreakdown stage. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 8(3) :130–138, 1980.
- [61] Manuel Lara, Benjamin L. Lev, and John L. Bohn. Loss of molecules in magneto-electrostatic traps due to nonadiabatic transitions. *Phys. Rev. A*, 78 :033433, Sep 2008.
- [62] Robert G. Littlejohn and Stefan Weigert. Adiabatic motion of a neutral spinning particle in an inhomogeneous magnetic field. *Phys. Rev. A*, 48 :924–940, Aug 1993.
- [63] Shimon Machluf, Yonathan Japha, and Ron Folman. Coherent Stern-Gerlach momentum splitting on an atom chip. *Nature communications*, 4, 2013.
- [64] Ettore Majorana. Atomi orientati in campo magnetico variabile. *Il Nuovo Cimento*, 9(2) :43–50, 1932.
- [65] R. Mathevet, K. Brodsky, B. J. Lawson-Daku, Ch. Miniatura, J. Robert, and J. Baudon. Atomic interferences in a comoving magnetic field. *Phys. Rev. A*, 56 :2954–2958, Oct 1997.
- [66] John M Meek and John Drummond Craggs. Electrical breakdown of gases. 1978.
- [67] William H. Miller. Theory of Penning ionization. I. atoms. *The Journal of Chemical Physics*, 52(7) :3563–3572, 1970.
- [68] Ch. Miniatura, J. Robert, O. Gorceix, V. Lorent, S. Le Boiteux, J. Reinhardt, and J. Baudon. Atomic interferences and the topological phase. *Phys. Rev. Lett.*, 69 :261–264, Jul 1992.
- [69] Takamasa Momose, Yang Liu, Sida Zhou, Pavle Djuricanin, and David Carty. Manipulation of translational motion of methyl radicals by pulsed magnetic fields. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 15(6) :1772–1777, 2013.
- [70] P Moutard, P Laporte, and H Damany. Etude des propriétés d’un détecteur à galettes de microcanaux équipé d’une photocathode à iodure de césium. *Revue de physique appliquée*, 19(5) :409–413, 1984.
- [71] Edvardas Narevicius and Mark G. Raizen. Toward cold chemistry with magnetically decelerated supersonic beams. *Chemical Reviews*, 112(9) :4879–4889, 2012.
- [72] S. Nic Chormaic, Ch. Miniatura, O. Gorceix, B. Viaris de Lesegno, J. Robert, S. Feron, V. Lorent, J. Reinhardt, J. Baudon, and K. Rubin. Atomic Stern-Gerlach interferences with time-dependent magnetic fields. *Phys. Rev. Lett.*, 72 :1–4, Jan 1994.

- [73] L. Niel and H. Rauch. Acceleration, deceleration and monochromatization of neutrons in time dependent magnetic fields. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, 74(1) :133–139, 1989.
- [74] G. Potel, F. Barranco, S. Cruz-Barrios, and J. Gómez-Camacho. Quantum mechanical description of Stern-Gerlach experiments. *Phys. Rev. A*, 71 :052106, May 2005.
- [75] F. Perales M. Boustimi B. Viaris de Lesegno J. Reinhardt J. Robert R. Mathévet, K. Brodsky and J. Baudon. Some new effects in atom Stern-Gerlach interferometry. *Atomic and Molecular Beams, The state of art 2000*, R. Campargue Editor, Springer 2001, page 81, 2001.
- [76] I. I. Rabi, J. R. Zacharias, S. Millman, and P. Kusch. A new method of measuring nuclear magnetic moment. *Phys. Rev.*, 53 :318–318, Feb 1938.
- [77] Yuri P Raizer, Vitaly I Kisin, and John E Allen. *Gas discharge physics*, volume 1. Springer-Verlag Berlin, 1991.
- [78] Yu Ralchenko, A. E. Kramida, J. Reader, and Nist A. S. D. Team. Nist atomic spectra database (version 3.1.5), 2008.
- [79] Norman Ramsey. *Molecular beams*. Oxford University Press, 1956.
- [80] Norman F. Ramsey. Resonance experiments in successive oscillatory fields. *Review of Scientific Instruments*, 28(1) :57–58, 1957.
- [81] S. A. Rangwala, T. Junglen, T. Rieger, P. W. H. Pinkse, and G. Rempe. Continuous source of translationally cold dipolar molecules. *Phys. Rev. A*, 67 :043406, Apr 2003.
- [82] John S. Rigden. Quantum states and precession : The two discoveries of NMR. *Rev. Mod. Phys.*, 58 :433–448, Apr 1986.
- [83] L. Sanche and G. J. Schulz. Electron transmission spectroscopy : Rare gases. *Phys. Rev. A*, 5 :1672–1683, Apr 1972.
- [84] Nicolas Saquet. *Décélérateur Stark pour atomes et molécules de Rydberg*. These, Université Paris Sud - Paris XI, December 2009. v1 12/01/2010.
- [85] J. Schwinger, M.O. Scully, and B.-G. Englert. Is spin coherence like Humpty-Dumpty ? *Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters*, 10 :135–144, 1988.
- [86] Julian Schwinger. On nonadiabatic processes in inhomogeneous fields. *Physical Review*, 51(8) :648–651, 1937.
- [87] Marlan O. Scully, Willis E. Lamb, Jr., and Asim Barut. On the theory of the Stern-Gerlach apparatus. *Foundations of Physics*, 17(6) :575–583, 1987.
- [88] Marlan O. Scully, R. Shea, and J.D. McCullen. State reduction in quantum mechanics : A calculational example. *Physics Reports*, 43(13) :485 – 498, 1978.

- [89] J. E. Sherwood, T. E. Stephenson, and Seymour Bernstein. Stern-Gerlach experiment on polarized neutrons. *Phys. Rev.*, 96 :1546–1548, Dec 1954.
- [90] Kenji Shinohara, Takatoshi Aoki, and Atsuo Morinaga. Scalar Aharonov-Bohm effect for ultracold atoms. *Phys. Rev. A*, 66 :042106, Oct 2002.
- [91] ES Shuman, JF Barry, and D DeMille. Laser cooling of a diatomic molecule. *Nature*, 467(7317) :820–823, 2010.
- [92] Ian WM Smith. *Low temperatures and cold molecules*. Imperial College Press, 2008.
- [93] C. Sommer, M. Motsch, S. Chervenkov, L. D. van Buuren, M. Zeppenfeld, P. W. H. Pinkse, and G. Rempe. Velocity-selected molecular pulses produced by an electric guide. *Phys. Rev. A*, 82 :013410, Jul 2010.
- [94] G. Sulyok, H. Lemmel, and H. Rauch. Neutrons in a time-dependent magnetic field : Photon exchange and decoherence modeling. *Phys. Rev. A*, 85 :033624, Mar 2012.
- [95] J. Summhammer, L. Niel, and H. Rauch. Focusing of pulsed neutrons by traveling magnetic potentials. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, 62(3) :269–278, 1986.
- [96] John Sealy Edward Townsend. *Electricity in gases*. Clarendon Press, 1915.
- [97] 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.
- [98] O. Stern und W. Gerlach. Der experimentelle nachweis des magnetischen moments des silberatoms. *ZS. f. Phys*, 8 :110, 1922.
- [99] Sebastiaan Y. T. van de Meerakker, Hendrick L. Bethlem, Nicolas Vanhaecke, and Gerard Meijer. Manipulation and control of molecular beams. *Chemical Reviews*, 112(9) :4828–4878, 2012.
- [100] Sebastiaan YT Van De Meerakker, Hendrick L Bethlem, and Gerard Meijer. Taming molecular beams. *Nature Physics*, 4(8) :595–602, 2008.
- [101] Apoorva G. Wagh and Veer Chand Rakhecha. Electromagnetic acceleration of neutrons and its observability. *Phys. Rev. Lett.*, 78 :1399–1403, Feb 1997.
- [102] Alex W. Wiederkehr, Michael Motsch, Stephen D. Hogan, Markus Andrist, Hansjurg Schmutz, Bruno Lambillotte, Josef A. Agner, and Frederic Merkt. Multistage Zeeman deceleration of metastable neon. *The Journal of Chemical Physics*, 135(21) :214202, 2011.
- [103] Pieter Zeeman. XXXII. On the influence of magnetism on the nature of the light emitted by a substance. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 43(262) :226–239, 1897.
- [104] A. Zeilinger and C. G. Shull. Magnetic field effects on dynamical diffraction of neutrons by perfect crystals. *Phys. Rev. B*, 19 :3957–3962, Apr 1979.

- [105] V Zhelyazkova, A Cournol, TE Wall, A Matsushima, JJ Hudson, EA Hinds, MR Tarbutt, and BE Sauer. Laser cooling and slowing of CaF molecules. *arXiv preprint arXiv :1308.0421*, 2013.

Trapping of a supersonic beam in a traveling magnetic wave

A. Trimeche, M.N. Bera, J.-P. Cromières, J. Robert, and N. Vanhaecke^a

Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Bât. 505, Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France

Received 8 February 2011 / Received in final form 19 April 2011

Published online 17 June 2011 – © EDP Sciences, Società Italiana di Fisica, Springer-Verlag 2011

Abstract. Here we report on a new approach to the magnetic deceleration of supersonic beams, based on the generation of a propagating wave of magnetic field. Atoms and molecules possessing a magnetic dipole moment, in so-called low field seeking quantum states, are trapped around a node of the propagating wave. The wave travels at a desired velocity in the direction of the supersonic beam, which can be chosen to match a velocity class populated in the beam. An additional quadrupole guide provides transverse confinement, independently of the decelerator itself. Our technique has been conceived to generate a smooth motion of the magnetic wave, which should optimize the efficiency of the trapping during a future Zeeman deceleration of the beam. We demonstrate the trapping of metastable argon atoms in a magnetic wave traveling at selected, constant velocities.

1 Introduction

During the last decades, outstanding breakthroughs have been achieved in the control of neutral atoms and molecules in the gas phase, both over their internal and external degrees of freedom. A revolution in physics has been initiated by the methods for cooling and trapping of atoms based upon the striking efficiency of laser cooling. The achievements and the prospects opened by atoms in the (ultra-) cold regime cover an impressive range of topics: from precision measurements for fundamental physics, metrology, mesoscopic physics and quantum information to applied physics, such as atom clocks or ultracold ion and electron beams. Cold molecules are expected to reveal even richer physics than cold atoms [1,2]. In contrast to atoms, molecules exhibit a rich rotational and vibrational structure and can also possess additional properties, such as a permanent electric dipole moment or chirality. Samples of ultra-cold, quantum-state selected molecules would enable, for instance, novel precision measurements as stringent tests of modern physics theories [3]. In the cold and ultracold regimes, elastic, inelastic and reactive collisions are governed by tunneling and resonances. State-to-state (reactive) collision studies are now within reach, which makes cold molecules extremely relevant in physical chemistry [4]. Polar molecules are of special interest, as they have tunable, anisotropic, long-range interactions. Moreover, the novel quantum phases that have been predicted to occur at ultra-low temperatures in samples of polar molecules, make them very promising tools for quantum simulation of condensed-matter systems [5].

As a consequence of the complex structure of molecules, in general the laser cooling technique cannot be applied to cool molecules, due to the lack of a (rather)

closed-cycle optical transition. Only very recently, the laser cooling technique has been successfully applied to SrF [6,7]. Although spectacular, this success critically relies on the internal structure of the chosen molecule. That is the reason why over the last decade, several approaches have been developed, which produce cold molecules in the cold and ultra-cold regimes, which do not require molecular laser cooling. One distinguishes two types of methods, which produce samples of cold molecules – the direct methods and the indirect ones. Indirect methods consist in binding ultra-cold atoms together to form molecules, whereas direct methods consist in cooling molecules from room temperature down to the cold regime.

The indirect methods consist in associating cold atoms using laser fields (photo-association [8]) or magnetic fields (Feshbach-Fano association [9]). Once they are bound, the newly formed molecules can be further addressed with laser radiation, which has led to the production of ultra-cold samples of molecules in their rovibronic ground state [10–12], at temperatures in the microkelvin and nanokelvin regimes. It recently enabled a variety of ultra-cold collision studies ranging from the exchange process between so-called Feshbach molecules and atoms, to chemical reactions at ultra-low temperatures [13,14]. Nevertheless, the indirect methods are mostly restricted to alkali(-like) atoms and thus limited in the variety of molecules that they can create.

Among the direct methods, buffer gas cooling of atoms and molecules has proven to be a versatile and powerful technique. The method relies on collisions with a light, cryogenically cooled, inert gas and allows one to produce both magnetically trapped samples and beams [15,16] of various atoms and molecules [17]. Another prominent, direct method relies on the supersonic expansion of a seeded molecular gas, followed by a deceleration of the molecules of the so-formed beam [18], which is done by

^a e-mail: nicolas.vanhaecke@lac.u-psud.fr

subjecting the molecules of the beam to a time-dependent inhomogeneous electromagnetic field. The Stark deceleration technique slows down polar molecules with time-dependent electric fields [19], but also Rydberg atoms and molecules [20], whereas the Zeeman deceleration addresses paramagnetic atoms and molecules [21–24]. The optical Stark deceleration technique uses the quasi-electrostatic field of an intense laser beam to slow down polarizable molecules [25]. All these deceleration techniques have succeeded in bringing atoms or molecules to rest [26–28], which often resulted in a subsequent trapping using static fields [29–32]. After deceleration of the supersonic beam, a molecular cloud at rest at temperatures in the milliKelvin range can be produced. This method has proven to be capable of manipulating a wide variety of molecular species, offering both long interaction times and unprecedented control over the molecules for precision experiments with trapped and decelerated samples [33,34]. The deceleration method can alternatively produce cold samples of molecules at a desired velocity, affording an unsurpassed energy resolution in collision studies with unguided [35,36] and guided beams [37], but also with trapped samples [38,39].

The conventional Stark and Zeeman decelerators toggle between two static configurations of electric and magnetic field, respectively [19,21]. The six-dimensional phase space stability of both decelerators relies on the dynamical stabilization of the trajectories of the manipulated molecules [40,41], as in linear and quadripolar ion Paul traps [42]. Although the phase space stability of the Stark decelerator gave rise to the success of the method, it has been realized that the normal operation of the Stark deceleration leads to losses due to couplings between transverse and longitudinal motions in the decelerator [43]. It required special attention to overcome this effect, which was done by operating the Stark decelerator in an overtone mode [44,45], at the expense of a longer apparatus. In the conventional Zeeman decelerator, fast switching of the magnetic field can induce spin flips (Majorana transitions), leading to losses throughout the deceleration process. This issue can be overcome, but it requires special care and constrains the operation of the Zeeman decelerator [46]. In both conventional Stark and Zeeman decelerations, the transverse divergence of the beam becomes an issue whenever the longitudinal velocity of the molecules becomes very low, e.g., prior to the loading of the molecules into a trap. Specific traps have been designed to overcome this issue [47]. Emerging from the aforementioned considerations, a different concept of decelerator has come to the fore, in which the six-dimensional phase space stability relies on a real-time three-dimensional trapping of the particles throughout the deceleration. It has been experimentally demonstrated first in a miniature trap for polar molecules traveling on top of a chip [48], then in a cylindrically symmetric Stark decelerator [49]. It has been proposed to build a Zeeman decelerator using a series of quadrupole traps [50], in a similar design as the conveyor belt used for ultracold atoms [51]. Following these proposals, Zeeman deceleration of metastable neon atoms

have recently been reported, which uses a series of anti-Helmholtz coils [52].

In the present work, we report on the trapping of paramagnetic atoms in a moving three-dimensional magnetic trap. The atoms in a low-magnetic-field seeking state are trapped around the node of a propagating magnetic wave with controllable velocity. The article is organized as follows. In Section 2 we describe the details of the wire geometry and time dependent currents, which are used to produce a propagating magnetic wave. Section 3 is devoted to the transverse properties of the moving magnetic trap. Section 4 describes the experiment and Section 5 presents the results on the trapping of metastable argon atoms in a moving magnetic trap.

2 A traveling magnetic wave

In this section we describe the geometry of the currents which are used to produce a traveling magnetic wave.

We start by describing how to produce a sinusoidal standing wave of magnetic field. In Figure 1a we schematically depict a periodic arrangement of four wires, of periodicity $\lambda = 11.60$ mm along the Z direction, and comprising a top set and bottom set of wires. The top set consists of two wires which are entangled, wrapped around each other and which cross each other every $\lambda/2$ in the Z direction, as can be seen in Figure 1a. The straight sections of the wires are horizontal, i.e., parallel to the XOZ plane, and form an angle of $\alpha = 72.1^\circ$ with the Z axis. Using wires of diameter $d = 345 \mu\text{m}$, the extension in the Z direction of the wires in the straight section reads therefore $d/\sin(\alpha)$ and fulfills $d/\sin(\alpha) = \lambda/32$.

The bottom wires are deduced from the top wires by a mirror symmetry with respect to the XOZ plane. The arrows describe in which direction the steady currents flow. The current flows possess a perfect mirror antisymmetry with respect to the XOZ plane, whereas they have an approximate mirror antisymmetry with respect to the YOZ plane. The latter antisymmetry is only approximate due to a simple technical reason: since the two top wires must cross each other they cannot be contained in a single horizontal plane, at least at the crossing point (the same reason holds for the bottom set). Consequently, the magnetic field generated on the Z axis by currents flowing according to the directions defined by the arrows of Figure 1a has a vanishing Y component and an approximately vanishing X component. It yields therefore an almost purely longitudinal field on the Z axis. Figure 1b shows the dependence of the Z and X components of the magnetic field generated on the Z axis, as a function of the longitudinal position Z , assuming that a current of 1 A flows in each wire. Both components are λ -periodic, as expected from the λ -translational invariance of the current flows along the Z direction. The amplitude of the X component is found to be only about 3% of the amplitude of the Z component, thanks to the aforementioned approximate mirror antisymmetry. A Fourier analysis of the Z component of the magnetic field on the Z axis shows that the

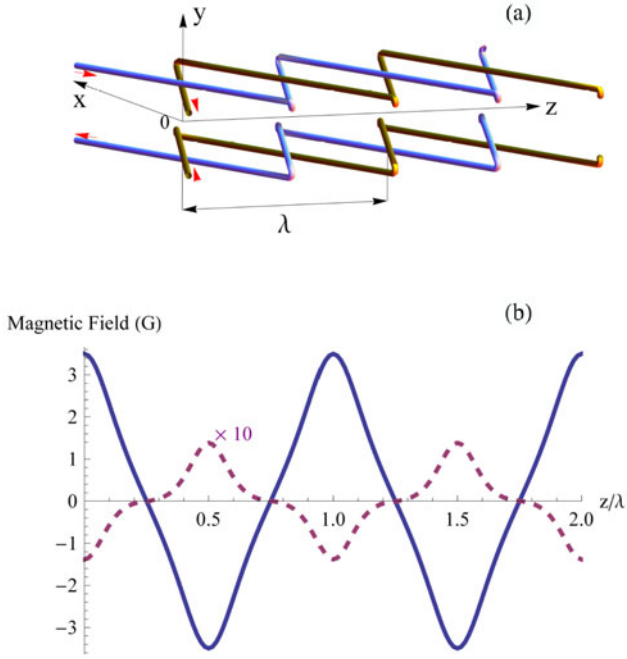


Fig. 1. (Color online) (a) Schematic display of the spatial arrangement of the wires used to generate an axial, λ -periodic magnetic field on the Z axis. The arrows indicate the relative direction of the currents flowing in the four wires. (b) Both horizontal components of the magnetic field on the Z axis (bold line: Z component, dashed line: X component), generated by the four-wire arrangement of Figure 1a, using currents of 1 A.

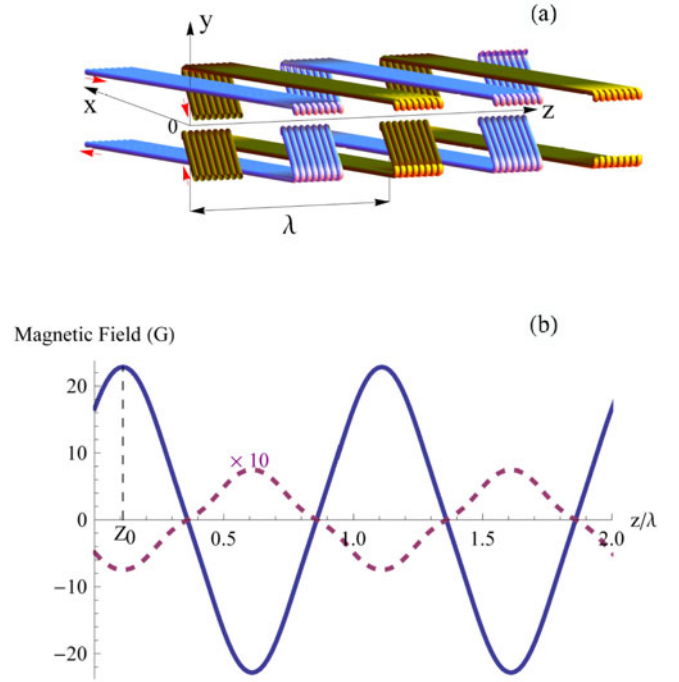


Fig. 2. (Color online) (a) Schematic display of the spatial arrangement of eight sets of wires of the type depicted in Figure 1a. These wires generate an axial, λ -periodic magnetic field on the Z axis. The arrows indicate the relative direction of the currents flowing in the wires. (b) Both horizontal components of the magnetic field on the Z axis (bold line: Z component, dashed line: X component), generated by the arrangement of Figure 2a, using a current of 1 A in each wire (see text).

first non-vanishing harmonics, i.e., the third harmonics, is 13% of the fundamental component.

Now let us consider an arrangement consisting of eight sets of wires of the type depicted in Figure 1a, displaced from each other by $\lambda/32$ along the Z direction. Such an eight-fold arrangement is displayed in Figure 2a. In Figure 2b we show the X and Z components of the field generated on the Z axis by such an arrangement, as a function of the longitudinal position Z . The use of eight sets of four wires changes substantially the shape of both X and Z components. Indeed, it yields a Z component of the magnetic field on the Z axis, with a third Fourier harmonics of only 4% of the fundamental component. The X component reaches a maximum of about 3% of the maximum of the Z component. In conclusion, the arrangement presented in Figure 2a provides an almost axial magnetic field on the Z axis, with a Z component which is almost purely sinusoidal as a function of the longitudinal position Z .

We shall now describe how to produce a wave of magnetic field propagating in the Z direction. Figure 3 shows two arrangements of the type presented in Figure 2, displaced from each other by $\lambda/4$ in the Z direction. The first arrangement, displayed schematically by dark wires in Figure 3, is exactly the one of Figure 2 and produces a magnetic field $\mathbf{B}_1(Z, t)$ on the Z axis. The time-dependence of $\mathbf{B}_1(Z, t)$ is given by the time-dependent current $I_1(t)$ which flows in this first system of wires. As

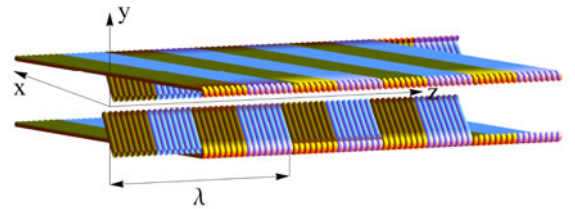


Fig. 3. (Color online) Schematic display of the spatial arrangement of two sets of wires such as depicted in Figure 2a, referred to as the flat coils. The light colored wires are deduced from the dark ones by a $\lambda/4$ translation along the Z axis (see text).

we have seen above, to a very good approximation the magnetic field can be described as

$$\mathbf{B}_1(Z, t) \approx B_1(t) \cos\left(\frac{2\pi(Z - Z_0)}{\lambda}\right) \mathbf{u}_Z, \quad (1)$$

where \mathbf{u}_Z is a unit vector pointing in the Z direction, and $Z_0 = 7/2 d / \sin(\alpha) = 7\lambda/64$. The second arrangement of wires is deduced from the first one by a translation of $\lambda/4$ along the Z axis, displayed schematically by the light colored wires in Figure 3. The field produced on the Z axis

by this second arrangement reads therefore

$$\mathbf{B}_2(Z, t) \approx B_2(t) \cos\left(\frac{2\pi(Z - Z_0)}{\lambda} - \frac{\pi}{2}\right) \mathbf{u}_Z. \quad (2)$$

By setting the time-dependent currents flowing in both sets of wires to be sinusoidal at the frequency ν , shifted in time by $\nu^{-1}/4$, i.e.,

$$I_1(t) = I_0 \cos(2\pi\nu(t - t_0)), \quad (3)$$

$$I_2(t) = I_0 \cos(2\pi\nu(t - t_0) - \pi/2), \quad (4)$$

the setup produces a total magnetic field on the Z axis which reads

$$\mathbf{B}(Z, t) = \mathbf{B}_1(Z, t) + \mathbf{B}_2(Z, t) \quad (5)$$

$$= B_0 \sin\left(\frac{2\pi Z}{\lambda} - 2\pi\nu t\right) \mathbf{u}_Z, \quad (6)$$

by choosing the time origin t_0 properly. Consequently, this provides a traveling sinusoidal magnetic wave propagating in the Z direction. If the frequency ν is chosen to be time-independent, then the wave moves at the constant velocity $\lambda\nu$. With the aforementioned dimensions of our setup, a frequency ν of 40 kHz provides a magnetic wave traveling at 464 m/s. The frequency can also be time-modulated, in which case the velocity reads $\lambda(\nu + \nu't)$, where ν' stands for the time derivative of the instantaneous frequency ν . From now on we shall refer to the wire arrangement depicted in Figure 3 as the flat coils setup.

Let us now consider a neutral molecule (or atom) in a low magnetic field seeking state, i.e., an internal state lying higher in energy in a non-zero magnetic field than in zero field. The flat coils setup provides a series of confining potentials along the Z direction for this particle, i.e., a series of traps moving in the Z direction at the velocity of the traveling wave. Within the sinusoidal approximation of equations (1) and (2), the center of the n th trap reads $Z_n(t) = \lambda\nu t + n\lambda/2$, according to equation (6). In fact, a full calculation shows that the actual center of the trap is never further away than $100\ \mu\text{m}$ from the approximate center $Z_n(t)$ and oscillates around $Z_n(t)$ at the frequency 4ν . Let us emphasize that the actual center remains so close to the approximate one (or the ideal one) because the standing wave produced by each system of wires is extremely close to sinusoidal. The confining force of these traps along the Z direction amounts to 1.0×10^{-23} J/m for a neutral particle with a magnetic moment of one Bohr magneton, assuming that the currents flowing in the wires have a peak-to-peak amplitude of $2I_0 = 2$ A. Practically, the currents used in the experiment are much higher, up to several hundreds of A, e.g., providing a series of 0.46 K-deep traps to a particle with a magnetic moment of one Bohr magneton if $I_0 = 300$ A.

3 Quadrupole guiding

So far we have only investigated the confinement properties of these traps in the Z direction. We now turn to the

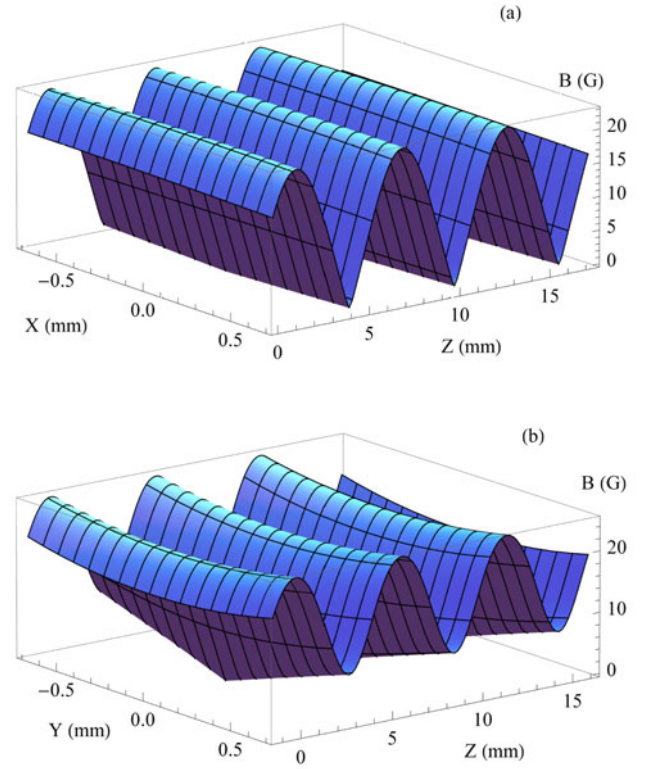


Fig. 4. (Color online) (a) Magnetic field strength as a function of the longitudinal coordinate Z and the horizontal transverse coordinate X , calculated in the XOZ plane. (b) Magnetic field strength as a function of the longitudinal coordinate Z and the vertical transverse coordinate Y , calculated in the YOZ plane. Both in panels (a) and (b) the magnetic field is generated by the wire arrangement of Figure 3.

properties of the magnetic field wave off the Z -axis, i.e., the transverse properties of the series of traps.

In Figure 4 we show the spatial variation of the strength of the magnetic field in both XOZ and YOZ planes. Due to the approximate anti-symmetries of the wire system explained above, the Z component of the magnetic field in the XOZ plane is an approximately even function of X , while the X component is an approximately odd function of X . Therefore, in the region of the XOZ plane delimited by $|X| \leq 0.6$ mm, the Z component of the magnetic field is rather constant, while the X component remains much smaller than the Z component. Consequently, the strength of the magnetic field in the XOZ plane hardly depends on the X coordinate, as can be seen in Figure 4a. Similarly, the Z component of the magnetic field in the YOZ plane is an even function of Y , while the Y component is an odd function of Y . However, the region of the YOZ plane delimited by $|Y| \leq 0.6$ mm extends close enough to the wires of the coils, such that both Y and Z components of the magnetic field varies noticeably in this region. In particular, as expected, the magnetic field strength is higher close to the wires, giving rise to the spatial dependence displayed in Figure 4b.

The setup presented above provides therefore two-dimensional traps, confining in both Y and Z directions.

In order to close these traps such that they can confine atoms and molecules in low magnetic field seeking states in three dimensions, we added an independent system of wires, which are parallel to the Z axis. The currents flowing in these additional wires have a central symmetry around the Z axis, providing therefore a radial magnetic field, i.e., which has no Z component, and which vanishes on the Z axis. In our setup, we use an arrangement of wires parallel to the Z axis, in order to produce a quadrupolar radial magnetic field. Figure 5a shows a cut-through of the flat coils and the longitudinal arrangement of wires, consisting of four sets of five wires. In Figure 5b (resp. (c)) we show the dependence of the resulting total magnetic field strength in the XOZ (resp. YOZ) plane as a function of the coordinates Z and X (resp. Y), using currents of 1 A both in the flat coils and in the quadrupole setup. As expected, the effect of the radial magnetic field is the production of a pronounced local minimum of the strength of the magnetic field, generating thereby a tridimensional magnetic trap for molecules and atoms in a low-field seeking state. As can be clearly seen in Figure 5c, the n th trap and the $(n + 1)$ th trap are affected differently by the additional radial magnetic field. Indeed, the magnetic field produced by the flat coils described in Section 2 is reversed under a translation of $\lambda/2$ along the Z axis, while the radial magnetic field is invariant under the same translation.

In conclusion, the dual setup of independent flat coils and quadrupole coils allows us to tune the transverse properties of the traps, independently of their longitudinal properties, i.e., independently of the acceleration and velocity properties of the traveling magnetic wave.

4 Experimental setup

The experimental setup consists of an atomic beam machine comprising three successive sections: the atomic beam production chamber, a second section in which the traveling magnetic wave acts on the atoms of the beam, and a detection chamber. Figure 6 shows a schematic representation of the experimental apparatus, and labels the essential elements of the setup. A pulsed, supersonic beam of metastable argon atoms is produced by expanding argon through a solenoid valve (V: General Valve Series 99) in vacuum, using a pulsed electric discharge nozzle [53]. The solenoid valve is operated at a temperature of 100 K, with argon at a pressure of 2 bars (Messer Argon 5.0) and produces gas pulses which last about $100 \mu\text{s}$. Just before its expansion, the gas passes through two hollow copper electrodes, separated by 1 mm, and isolated from each other and from the solenoid valve by PTFE spacers. The upstream electrode is kept at ground voltage while the downstream electrode is pulled to a negative voltage (typically of -0.6 kV). The application of the voltage is controlled by a high-voltage switch (Behlke GHTS 30), which allows us to produce electric discharges as short as $2 \mu\text{s}$. The beam passes through a copper skimmer (S: Molecular Beams, 2 mm diameter) located 20 mm downstream from the nozzle, and subsequently enters a thin glass tube (T) of 1.2 mm inner diameter, and 3 mm outer diameter. The

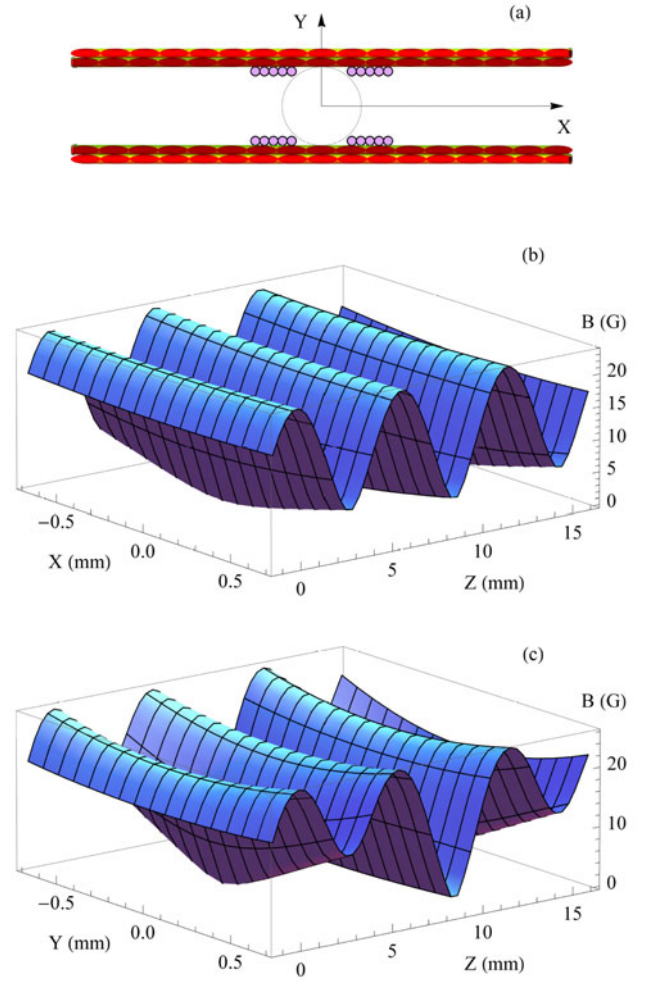


Fig. 5. (Color online) (a) Schematic representation of a XY cut-through of the flat coils together with the longitudinal quadrupole coils (four sets of five wires each). The gray circle in the middle represents the outer side of the glass tube (see text Sect. 4). (b) Total magnetic field strength as a function of the longitudinal coordinate Z and the horizontal transverse coordinate X , calculated in the XOZ plane. (c) Total magnetic field strength as a function of the longitudinal coordinate Z and the vertical transverse coordinate Y , calculated in the YOZ plane. Both in panels (b) and (c) the magnetic field is generated by the wire arrangement of Figure 3, using currents of amplitude $I_0 = 1 \text{ A}$, at the time $t = t_0$. Time-independent currents of 1 A are assumed in each wire of the quadrupole coils.

beam passes through this 400 mm-long glass tube, which has been carefully aligned on the atomic beam axis. The end of the glass tube gives access to a second vacuum chamber, which is the detection chamber. The metastable argon atoms are detected by impinging on micro-channel plates (MCP, Hamamatsu 1094-074, two stages), while ground-state argon atoms do not give rise to any signal on the MCP detector. We record and average the time of flight profile of the metastable atomic beam arriving

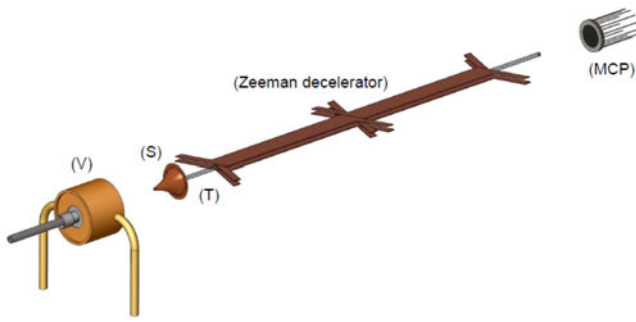


Fig. 6. (Color online) Schematic representation of the experimental setup. The production chamber contains the valve (V) and the skimmer (S) while the detection chamber hosts the detector (MCP). The beam passes from the production chamber to the detection chamber through a 400 mm-long glass tube (T). The coils (Zeeman decelerator), i.e., the flat coils and the quadrupole coils, are mounted outside vacuum, around the tube (T).

on the MCP detector, which is located 21 cm downstream from the end of the decelerator.

In the second section of the setup, the vacuum chamber consists of the glass tube itself. The quality of the vacuum in the glass tube is only ensured by pumping through both ends of the tube. At repetition rates of the supersonic beam below 5 Hz, no evidence of a locally degraded vacuum in the tube can be observed, which we have checked experimentally by observing the transmission of the beam through the tube. Thanks to the thin glass tube, both the flat coils and the quadrupole coils, which we refer to as the Zeeman decelerator, can be located very close to the supersonic beam axis, nevertheless outside vacuum. In the cut-through of Figure 5a, we represent the outer side of the glass tube as a gray circle, centered on the Z -axis. Both the flat coils and the quadrupole coils are held by non-metallic mountings (not shown), in order to avoid any eddy current, thereby affording a better control of the applied magnetic field. In order to minimize both the electronic power required in order to flow a given current in the flat coils, and the power dissipation in the flat coils themselves, the Zeeman decelerator consists of two subsequent sections of flat coils, as can be seen in Figure 6. Each section is 139.2 mm long, i.e. consists of 12 periods of the wire arrangement shown in Figure 3. The coil mountings and the currents flowing in these two sections have been designed to provide the atoms a continuous traveling wave, including at the junction between the two sections.

In order to accurately control the currents in the flat coils, we have designed and constructed a series of high current generators. Based on a full H-bridge circuit, and using a pulse width modulation (PWM) technique operating at 200 kHz, our generators can provide arbitrary current signals lasting up to a few milliseconds, and up to 1.1 kA peak-to-peak [54]. In the frame of the work presented here, we generate sinusoidal signals of variable amplitude at a desired, fixed frequency ν . In addition, our generators offer diagnostics on the actual applied current, paving the way for feedback control and self-learning al-

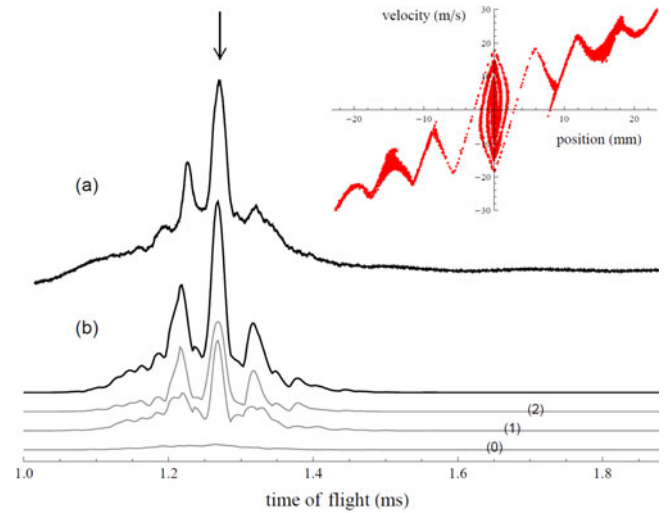


Fig. 7. (Color online) (a) Experimental time of flight of a beam of metastable argon atoms subject to a magnetic wave traveling at 464 m/s. The pronounced peak at 1.270 ms consists of atoms which have been trapped at a node of the traveling wave. (b) Three-dimensional simulation of the experiment. The curve (0) (resp. (1), (2)) represents the contribution to the time of flight profile by the atoms in the $M_J = 0$ (resp. $M_J = 1$, $M_J = 2$) magnetic sublevel of the 3P_J state. The inset displays a snapshot of the phase-space distribution of the atoms of the beam, taken 800 μ s after the atom cloud has left the nozzle.

gorithms in order to further optimize the time shape of the current. It could compensate for effects such as mutual inductances between coils, or even eddy currents if metallic parts were used.

5 Results and discussion

Both the longitudinal mean velocity and the longitudinal velocity spread of the beam are characterized by a time of flight experiment done with the quadrupole coils only, operated with a DC current of 130 A. The mean velocity of the beam can be slightly adjusted by tuning the applied voltage of the discharge nozzle. By operating the discharge nozzle at 560 V, a beam of metastable argon atoms with a mean velocity of 465 m/s is produced. Under these conditions, the velocity spread amounts to 25 m/s (root mean square), which corresponds to a longitudinal temperature of 3.1 K, and which results in a 160 μ s-broad time of flight profile (full width at half maximum). The electric discharge lasts 2.5 μ s and produces argon atoms in the metastable 3P_J states, where $J = 0$ and $J = 2$, in which all the Zeeman sublevels are equally populated.

Figure 7 presents the results of a time of flight experiment, using a beam subject to a traveling wave of magnetic field moving at a velocity of 464 m/s. The wave is generated with the aforementioned setup, using currents of 500 A peak-to-peak in the flat coils, at a frequency of 40.00 kHz. The quadrupole operates at a DC current of

130 A. The upper curve (a) of Figure 7 shows the experimental time of flight profile detected by the MCP. The pronounced peak centered on the arrival time 1.270 ms (see vertical arrow) features atoms which have been kept together around a node of the traveling well, confined in a Zeeman potential due to the spatial shape of the magnetic field strength as shown in Figure 5. Since the metastable atoms are produced during only $2.5 \mu\text{s}$ by the electric discharge, the atom cloud is narrow enough in the Z direction at the entrance of the decelerator, so that only one moving magnetic trap is filled with atoms.

The lower curve (b) of Figure 7 shows the calculated time of flight profile resulting from a three dimensional trajectory simulation. The three curves underneath display the contribution to the time of flight of each contributing Zeeman sublevel, i.e., $M_J = 0$ (0), $M_J = 1$ (1), $M_J = 2$ (2). All high magnetic field seeking states ($M_J = -1$ and $M_J = -2$ sublevels) do not contribute at all to the time of flight profile. Indeed, the atoms in high field seeking states are efficiently defocussed by the magnetic force and are lost after collision with the walls of the glass tube. As expected, the atoms in the $M_J = 0$ sublevels ($J = 0, 2$) hardly contribute to the signal, and only contribute if they fly very collinearly with the atomic beam axis. Indeed, the exit of the glass tube acts as a 1.2 mm-diameter diaphragm located 45 cm downstream from the nozzle. Atoms in low field seeking states, i.e., $M_J = 1$ and $M_J = 2$ sublevels, both contribute to the signal of trapped atoms, since they experience a 1.15 K-deep magnetic trap and a 0.58 K-deep magnetic trap, respectively. This corresponds to a maximum captured velocity of 15.5 m/s (resp. 11 m/s) for the atoms in the $M_J = 2$ (resp. $M_J = 1$) state.

The inset of Figure 7 depicts the longitudinal phase-space distribution of the atoms in the beam in the $M_J = 2$ Zeeman sublevel just after the second module of the decelerator has been switched off, i.e., $800 \mu\text{s}$ after the atoms have left the nozzle. The inset uses the coordinates of an adapted moving frame, which moves at 464 m/s along the beam axis in the laboratory frame. The space origin of the moving frame matches with the center of the chosen (populated) trap, whenever the trap is on. The trapped atoms are clearly visible at the center of the inset, extended in position over about 6 mm, which agrees with the spatial extension of the traps along the Z direction, since $\lambda/2 = 5.8 \text{ mm}$. The atoms which are not trapped move away from the center of the moving trap, but are still subject to the magnetic potential. They thereby give rise to oscillatory structures in the phase-space distribution, as can be seen in the inset of Figure 7, which are visible on the time of flight profile as secondary peaks, e.g., at 1.225 ms and 1.320 ms.

Figure 8 presents the results of a second time of flight experiment, using a traveling wave of magnetic field moving at a velocity of 430 m/s, while the mean velocity of the atomic beam is still 465 m/s. The magnetic wave is generated by setting the frequency ν to be 37.07 kHz in our current generators. Such a wave selects atoms of the beam from the slow wing of the initial velocity distribution of the beam. As in the previously described experiment, the

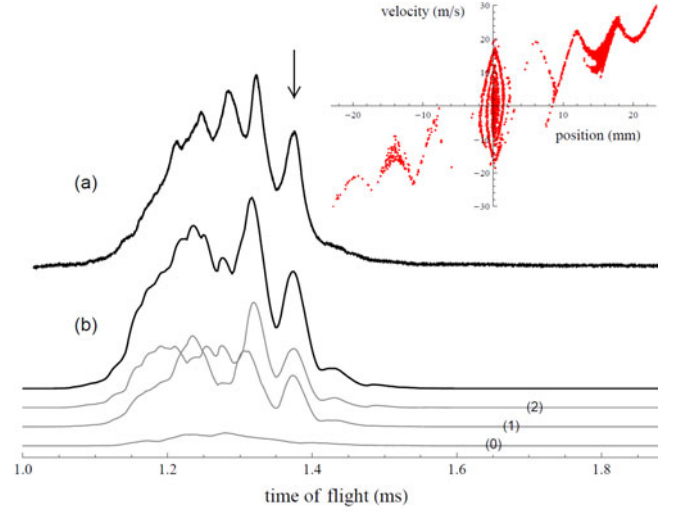


Fig. 8. (Color online) (a) Experimental time of flight of a beam of metastable argon atoms subject to a magnetic wave traveling at 430 m/s. The trapped atoms give rise to the pronounced peak at 1.374 ms. (b) Three-dimensional simulation of the experiment. The curve (0) (resp. (1), (2)) represents the contribution to the time of flight profile by the atoms in the $M_J = 0$ (resp. $M_J = 1$, $M_J = 2$) magnetic sublevel of the 3P_J state. The inset displays the phase-space distribution of the atoms of the beam in the $M_J = 2$ magnetic sublevel, $840 \mu\text{s}$ after the electric discharge.

trapped atoms give rise to a pronounced peak in the time of flight, featured at an arrival time of 1.374 ms and visible both on the experimental curve (a) and on the simulated curve (b) (see vertical arrow).

Beside the peaks corresponding to the trapped atoms, the time of flight profiles presented in Figures 7 and 8 exhibit secondary peaks. They are due to the oscillations of the phase space distribution of the manipulated beams, as can be seen in both insets. The exact time of flight profile of these secondary peaks is much more difficult to reproduce than the time of flight profile of the trapped cloud. Indeed, these structures are very sensitive to the dynamics of the atoms on unbound trajectories in the moving frame. On the contrary, the peak arising from the trapped atoms is quite insensitive to the dynamics of the atoms in the moving trap, i.e., to the exact phase space distribution in the trapped region. Moreover, in the trapping experiment at 430 m/s reported in Figure 8, the secondary structures are exaggerated with respect to the trapped peak: the trap moving at 430 m/s selects a velocity class that is poorly populated in the initial beam, while most atoms of the beam move on unbound trajectories in the moving frame. We emphasize that these secondary peaks are very visible in our experiment because of the short length of our decelerator. Indeed, the atoms giving rise to these structures are untrapped atoms. Therefore, in a longer setup, these structures in the time of flight profile would spread over time, while the peak corresponding to the trapped atoms would not.

6 Conclusion

We have presented a time dependent magnetic field geometry which consists of a traveling wave with controllable velocity. An experimental setup to generate such a magnetic wave has been developed and constructed, including arbitrary waveform current generators. We have experimentally demonstrated the trapping of atoms of a supersonic beam in a three dimensional magnetic trap which moves at a desired constant velocity. Our experimental data agree well with the three dimensional trajectory simulation of the experiment.

In the near future, the traveling wave will be implemented even more precisely. So far we have applied two time-dependent currents in two sets of wires, which we have set out of phase as presented in Section 2. We plan to divide all wires into eight sets, and to apply eight different currents in these sets, which by construction will cancel all Fourier harmonics of the Z -dependence of the magnetic field traveling wave up to the 15th harmonics. This capability has been considered in the conception of our current generators and is therefore already implemented. Practically, this will reduce all possible distortion of the moving traps. Shortly we will sweep the frequency of the currents which flow in the decelerator coils, e.g., a negative chirp will result in slowing the magnetic trap down to a desired velocity. As in all other decelerators, the acceptance of the trap will thereby be reduced by the fictitious acceleration/deceleration force.

Consequently, an extended version of this apparatus will be needed to decelerate atoms and molecules of a supersonic beam to a any desired velocity, and even bring them to rest. Based on the quality of the magnetic wave, i.e., the very smooth operation of the magnetic trap, we think this setup will reliably produce cold clouds of paramagnetic molecules for various experiments. For example, it can serve as a source of velocity-controlled cold paramagnetic molecules, e.g., for scattering experiments. In addition, the traveling wave provides a quadrupole trap to the atoms or molecules in low field seeking states, which should ideally phase-space match with a static quadrupole magnetic trap at the end of the decelerator. In the future, this setup could constitute a source of trapped paramagnetic molecules at rest in the laboratory frame, for instance to further laser cool such molecules to ultra-cold temperatures.

This work has been partly funded by the “Institut Francilien de Recherche sur les Atomes Froids” (IFRAF). The Laboratoire Aimé Cotton belongs to the “Fédération de recherche lumière et matière”.

References

- Special issue on ultracold polar molecules, *Eur. Phys. J. D* **31** (2004)
- Special issue on cold molecules, *J. Phys. B* **39** (2006)
- L.D. Carr, D. DeMille, R.V. Krems, J. Ye, *New J. Phys.* **11**, 055049 (2009)
- M. Schnell, G. Meijer, *Angew. Chemie Int. Ed.* **48**, 6010 (2009)
- I. Bloch, J. Dalibard, W. Zwerger, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 885 (2008)
- E.S. Shuman, J.F. Barry, D. DeMille, *Nature* **467**, 820 (2010)
- E.S. Shuman, J.F. Barry, D.R. Glenn, D. DeMille, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 223001 (2009)
- A. Fioretti, D. Comparat, A. Crubellier, O. Dulieu, F. Masnou-Seeuws, P. Pillet, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4402 (1998)
- E.A. Donley, N.R. Claussen, S.T. Thompson, C.E. Wieman, *Nature* **417**, 529 (2002)
- M. Viteau, A. Chotia, M. Allegrini, N. Bouloufa, O. Dulieu, D. Comparat, P. Pillet, *Science* **321**, 232 (2008)
- J.G. Danzl, E. Haller, M. Gustavsson, M.J. Mark, R. Hart, N. Bouloufa, O. Dulieu, H. Ritsch, H.-C. Nägerl, *Science* **321**, 1062 (2008)
- K.-K. Ni, S. Ospelkaus, M.H.G. de Miranda, A. Pe’er, B. Neyenhuis, J.J. Zirbel, S. Kotochigova, P.S. Julienne, D.S. Jin, J. Ye, *Science* **322**, 231 (2008)
- K.-K. Ni, S. Ospelkaus, D. Wang, G. Quemener, B. Neyenhuis, M.H.G. de Miranda, J.L. Bohn, J. Ye, D.S. Jin, *Nature* **464**, 1324 (2010)
- S. Ospelkaus, K.-K. Ni, D. Wang, M.H.G. de Miranda, B. Neyenhuis, G. Quemener, P.S. Julienne, J.L. Bohn, D.S. Jin, J. Ye, *Science* **327**, 853 (2010)
- J.D. Weinstein, R. deCarvalho, T. Guillet, B. Friedrich, J.M. Doyle, *Nature* **395**, 148 (1998)
- S.E. Maxwell, N. Brahms, R. deCarvalho, D.R. Glenn, J.S. Helton, S.V. Nguyen, D. Patterson, J. Petricka, D. DeMille, J.M. Doyle, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 173201 (2005)
- W.C. Stwalley, R.V. Krems, B. Friedrich, *Cold molecules: Theory, experiment, applications* (CRC Press, 2009)
- S.Y.T. van de Meerakker, H.L. Bethlem, G. Meijer, *Nature Phys.* **4**, 595 (2008)
- H.L. Bethlem, G. Berden, G. Meijer, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1558 (1999)
- E. Vliegen, S.D. Hogan, H. Schmutz, F. Merkt, *Phys. Rev. A* **76**, 023405 (2007)
- N. Vanhaecke, U. Meier, M. Andrist, B.H. Meier, F. Merkt, *Phys. Rev. A* **75**, 031402 (2007)
- E. Narevicius, C.G. Parthey, A. Libson, J. Narevicius, I. Chavez, U. Even, M.G. Raizen, *New J. Phys.* **9**, 358 (2007)
- H.L. Bethlem, *Physics* **1**, 25 (2008)
- M.G. Raizen, *Science* **324**, 1403 (2009)
- R. Fulton, A.I. Bishop, P.F. Barker, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 243004 (2004)
- E. Narevicius, A. Libson, C.G. Parthey, I. Chavez, J. Narevicius, U. Even, M.G. Raizen, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 093003 (2008)
- E. Narevicius, A. Libson, C.G. Parthey, I. Chavez, J. Narevicius, U. Even, M.G. Raizen, *Phys. Rev. A* **77**, 051401 (2008)
- A.I. Bishop, L. Wang, P.F. Barker, *New J. Phys.* **12**, 073028 (2010)
- H.L. Bethlem, G. Berden, F.M.H. Cromptoets, R.T. Jongma, A.J.A. van Roij, G. Meijer, *Nature* **406**, 491 (2000)
- S.D. Hogan, Ch. Seiler, F. Merkt, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 123001 (2009)
- S.D. Hogan, A.W. Wiederkehr, H. Schmutz, F. Merkt, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 143001 (2008)

32. A.W. Wiederkehr, S.D. Hogan, B. Lambillotte, M. Andrist, H. Schmutz, J. Agner, Y. Salathé, F. Merkt, *Phys. Rev. A* **81**, 021402 (2010)
33. E.R. Hudson, H.J. Lewandowski, B.C. Sawyer, J. Ye, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 143004 (2006)
34. S. Hoekstra, J.J. Gilijamse, B. Sartakov, N. Vanhaecke, L. Scharfenberg, S.Y.T. van de Meerakker, G. Meijer, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 133001 (2007)
35. J.J. Gilijamse, S. Hoekstra, S.Y.T. van de Meerakker, G.C. Groenenboom, G. Meijer, *Science* **313**, 1617 (2006)
36. L. Scharfenberg, J. Kłos, P.J. Dagdigian, M.H. Alexander, G. Meijer, S.Y.T. van de Meerakker, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **12**, 10660 (2010)
37. B.C. Sawyer, B.K. Stuhl, M. Yeo, T.V. Tscherbul, M.T. Hummon, Y. Xia, J. Kłos, D. Patterson, J.M. Doyle, J. Ye, *Cold heteromolecular dipolar collisions* (2010)
38. B.C. Sawyer, B.K. Stuhl, D. Wang, M. Yeo, J. Ye, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 203203 (2008)
39. M.T. Hummon, T.V. Tscherbul, J. Kłos, H.-I. Lu, E. Tsikata, W.C. Campbell, A. Dalgarno, J.M. Doyle, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 053201 (2011)
40. H.L. Bethlem, F.M.H. Crompvoets, R.T. Jongma, S.Y.T. van de Meerakker, G. Meijer, *Phys. Rev. A* **65**, 053416 (2002)
41. A.W. Wiederkehr, S.D. Hogan, F. Merkt, *Phys. Rev. A* **82**, 043428 (2010)
42. W. Paul, *Rev. Mod. Phys.* **62**, 531 (1990)
43. S.Y.T. van de Meerakker, N. Vanhaecke, H.L. Bethlem, G. Meijer, *Phys. Rev. A* **73**, 023401 (2006)
44. S.Y.T. van de Meerakker, N. Vanhaecke, H.L. Bethlem, G. Meijer, *Phys. Rev. A* **71**, 053409 (2005)
45. L. Scharfenberg, H. Haak, G. Meijer, S.Y.T. van de Meerakker, *Phys. Rev. A* **79**, 023410 (2009)
46. S.D. Hogan, D. Sprecher, M. Andrist, N. Vanhaecke, F. Merkt, *Phys. Rev. A* **76**, 023412 (2007)
47. J.J. Gilijamse, S. Hoekstra, N. Vanhaecke, S.Y.T. van de Meerakker, G. Meijer, *Eur. Phys. J. D* **57**, 33 (2010)
48. S.A. Meek, H.L. Bethlem, H. Conrad, G. Meijer, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 153003 (2008)
49. A. Osterwalder, S.A. Meek, G. Hammer, H. Haak, G. Meijer, *Phys. Rev. A* **81**, 051401 (2010)
50. E. Narevicius, C.G. Parthey, A. Libson, M.F. Riedel, U. Even, M.G. Raizen, *New J. Phys.* **9**, 96 (2007)
51. M. Greiner, I. Bloch, T.W. Hänsch, T. Esslinger, *Phys. Rev. A* **63**, 031401 (2001)
52. E. Lavert-Ofir, S. Gersten, A.B. Henson, I. Shani, L. David, J. Narevicius, E. Narevicius, *A Moving Magnetic Trap Decelerator: a New Source for Cold Atoms and Molecules* (2010)
53. Y. Ohshima, Y. Endo, *J. Mol. Spectrosc.* **153**, 627 (1992)
54. J.-P. Cromières, N. Vanhaecke, in preparation