



**HAL**  
open science

# La spectroscopie d'ions de recul en Physique Atomique et en Physique Nucléaire: Applications à l'étude des collisions à basse énergie et à la mesure de la corrélation b-v en décroissance b

X. Flécharde

► **To cite this version:**

X. Flécharde. La spectroscopie d'ions de recul en Physique Atomique et en Physique Nucléaire: Applications à l'étude des collisions à basse énergie et à la mesure de la corrélation b-v en décroissance b. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2012. tel-00773700

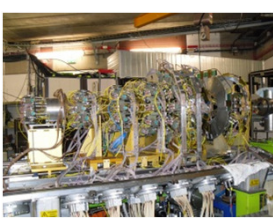
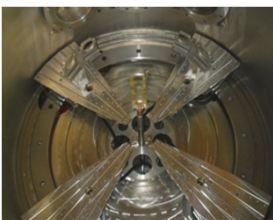
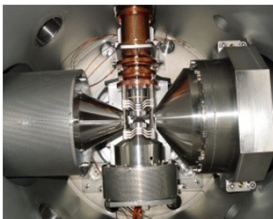
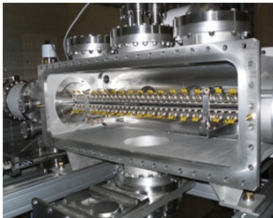
**HAL Id: tel-00773700**

**<https://theses.hal.science/tel-00773700v1>**

Submitted on 14 Jan 2013

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

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



**Mémoire**

présenté par

**Monsieur FLECHARD Xavier**

et

soutenu

le 13 décembre 2012

en vue de l'obtention de l'

**HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES**

**La spectroscopie d'ions de recul en Physique Atomique et en  
Physique Nucléaire:**

**Applications à l'étude des collisions à basse énergie et à la  
mesure de la corrélation  $b-n$  en décroissance  $b$**

**JURY :**

Monsieur G. Ban, Professeur, ENSICAEN, Caen, France

Monsieur B. Blank, Directeur de Recherches CNRS, CENBG, Bordeaux, France

Monsieur A. Cassimi, Ingénieur CEA, CIMAP, Caen, France

Monsieur B. D. DePaola, Professeur, Kansas State University, Etats-Unis

Madame D. Vernhet, Directeur de Recherches CNRS, INSP, Paris, France

**La spectroscopie d'ions de recul en Physique Atomique et en  
Physique Nucléaire:  
Applications à l'étude des collisions à basse énergie et à la mesure  
de la corrélation  $\beta$ - $\nu$  en décroissance  $\beta$**

Xavier Flécharde

*Habilitation à Diriger des Recherches*

## Table des matières

Table des matières .....	2
I Introduction générale .....	4
II Etude du processus d'échange de charge dans les collisions ion-atome à basse énergie .....	7
II.1 Introduction .....	7
II.2 La spectroscopie d'impulsion d'ions de recul : principe et premières expériences .....	8
II.2.1 Cinématique de la collision .....	8
II.2.2 Le jet supersonique .....	10
II.2.3 Le spectromètre d'impulsion d'ions de recul .....	11
II.2.4 Principaux atouts de la spectroscopie d'ions de recul .....	13
II.2.5 Premières expériences au GANIL .....	15
II.3 Evolutions techniques .....	16
II.3.1 Utilisation d'un champ d'extraction inhomogène .....	16
II.3.2 La détection des électrons .....	23
II.4 Couplage à un piège magnéto-optique : la technique MOTRIMS .....	25
II.4.1 Principe et motivations .....	25
II.4.2 Dispositif expérimental et premières expériences .....	26
II.4.3 Dynamique des populations au sein d'un piège magnéto-optique .....	29
II.4.4 Expériences à haute résolution en angle de diffusion .....	31
II.4.5 Echange de charge sur cible orientée .....	36
III Etude de collisions ion-molécule sur cible de dimères de gaz rares .....	44
III.1 Introduction .....	44
III.2 Molécules covalentes versus dimères .....	45
III.3 Méthode expérimentale .....	47
III.3.1 Dispositif .....	47
III.3.1 Méthode d'analyse .....	48
III.4 Multiple capture électronique dans les collisions $\text{Ar}^{9+}$ , $\text{Xe}^{20+}$ et $\text{O}^{3+} + \text{Ar}_2$ .....	51
III.4.1 Asymétrie du processus de capture .....	51
III.4.2 Dépendance à la charge du projectile .....	54
III.4.3 Effets d'orientation de la molécule .....	56
III.5 Conclusion .....	58
IV Mesure du paramètre de corrélation angulaire $\beta$ - $\nu$ .....	60
IV.1 Introduction .....	60
IV.2 Etat des lieux .....	63
IV.2.1 Contraintes sur les couplages exotiques et sur l'élément de matrice $V_{ud}$ .....	63
IV.2.2 La mesure de $a_{\beta\nu}$ .....	65
IV.3 Le dispositif LPCTrap .....	70
IV.3.1 Principe de la mesure .....	71
IV.3.2 Production des ions radioactifs .....	72
IV.3.3 Préparation et piégeage des ions .....	74
IV.4 Décroissance des noyaux ${}^6\text{He}$ .....	76
IV.4.1 Première campagne de mesure .....	76
IV.4.2 Séparation en charge des ions de recul .....	77
IV.5 Décroissance des noyaux ${}^{35}\text{Ar}$ .....	82
IV.5.1 Mesure de la distribution en charge des ions de recul .....	83
IV.5.2 Mesure du paramètre de corrélation $a_{\beta\nu}$ .....	87
V Conclusions et perspectives .....	89
V.1 Mesure du paramètre de corrélation angulaire $\beta$ - $\nu$ .....	90
V.1.1 Avenir du dispositif LPCTrap au GANIL .....	90

V.1.2 Mesures à ISOLDE et au CENPA.....	93
V.2 Interactions ion-molécule et dynamique de fragmentation .....	94
V.2.1 Collisions ion-agrégats de gaz rares .....	94
V.2.2 Formation et étude d'états trilobites .....	95
Références bibliographiques .....	98
Production scientifique.....	105
Annexe II : Sélection d'articles .....	117
[37] Measurement of the $\beta$ - $\nu$ correlation coefficient $a_{\beta\nu}$ in the $\beta$ decay of trapped ${}^6\text{He}^+$ ions Interactions .....	118
[42] First Measurement of Pure Electron Shakeoff in the $\beta$ Decay of Trapped ${}^6\text{He}^+$ Ions ....	120

## I Introduction générale

Il peut sembler surprenant de voir traité, dans un même manuscrit, deux sujets aussi éloignés : d'une part, l'étude du processus d'échange de charge dans des collisions atomiques ou moléculaires et, de l'autre, la mesure précise du paramètre de corrélation  $\beta$ - $v$  en décroissance  $\beta$  nucléaire. Bien que ces thèmes de recherche appartiennent à des domaines de la physique qui n'ont en apparence que bien peu en commun, j'ai consacré à l'un et l'autre une part de mon temps de recherche quasi-équivalente au cours de ces 15 dernières années. J'ai par ailleurs eu un même plaisir à côtoyer les communautés de chercheurs associées à ces deux disciplines, et n'ai pas su me résoudre ici à privilégier l'un des sujets de recherche au détriment du second. Il se trouve, en outre, que les techniques expérimentales employées pour l'ensemble de ce travail sont étonnamment proches. C'est donc le développement de ces techniques expérimentales que j'ai choisi de mettre en avant, et qui constituera le fil conducteur du manuscrit.

Le premier sujet présenté s'attache à l'étude de l'échange de charge, un des processus élémentaires de collision entre un ion de basse énergie et une cible diluée, atomique ou moléculaire. Aux énergies de collisions étudiées, qui sont de l'ordre du keV/A, seuls les électrons du cortège de la cible et du projectile sont actifs, et, bien évidemment, aucune réaction nucléaire n'est envisageable. Le processus d'échange de charge, qui correspond à la capture d'un ou plusieurs électrons de la cible neutre par un projectile chargé, est dans ce domaine d'énergie très largement dominant devant les processus d'ionisation et d'excitation. La capture électronique joue donc un rôle direct important dans divers plasmas, tels que les plasmas de tokamak pour la fusion thermonucléaire ou les plasmas de transition entre une étoile et les régions froides environnantes. Elle intervient également dans la synthèse de molécules interstellaires, et dans les dommages cellulaires induits par impact d'ions. Enfin, elle peut jouer un rôle important dans les expériences de physique nucléaire où, par exemple, des ions radioactifs de basse énergie doivent être refroidis par gaz tampon ou bien neutralisés avant d'être étudiés par spectroscopie laser. Les collisions ion-atome et ion-molécule à basse énergie ont donc été l'objet, et ce depuis plusieurs décades, d'un grand intérêt à la fois théorique et expérimental. Cependant, le traitement complet de la collision, qui nécessite une approche dynamique dans un système à  $n$ -corps en interaction, reste problématique. Les approximations qui doivent alors être effectuées au sein des calculs théoriques ne peuvent être validées que par une confrontation théorie/expérience dans des systèmes collisionnels d'intérêt. J'ai, dans ce cadre, contribué à plusieurs expériences réalisées au GANIL à Caen, au JRM laboratory de Kansas State University, et au LPC CAEN.

Le second sujet de recherche abordé dans ce manuscrit concerne le programme expérimental LPCTrap, qui a pour but de tester certains aspects du modèle standard (MS) décrivant la physique des particules. Le modèle standard s'est avéré être une théorie d'un pouvoir prédictif exceptionnel : la découverte de particules, telles que celles des bosons  $Z^0$ ,

$W^+$  et  $W^-$  ainsi que tout récemment celle du Higgs, sont une démonstration frappante de son succès. Il offre un cadre théorique robuste et sûr aux physiciens des particules, mais il ne s'agit pas pour autant de la « théorie ultime ». Tout d'abord, l'une des interactions fondamentales, la gravitation, n'y trouve pas sa place. D'autre part, certaines hypothèses, telles que le nombre de générations de fermions ainsi que la valeur des masses de l'ensemble des particules élémentaires, n'ont pas de fondement clair. Enfin, un grand nombre de paramètres du modèle sont indéterminés. Tout cela laisse entrevoir la possibilité d'une nouvelle physique, dite « au-delà du modèle standard », faisant intervenir de nouveaux bosons médiateurs. Dans le cas de l'interaction faible, la recherche de ces contributions exotiques ne se limite pas aux expériences menées à haute énergie, qui visent l'observation directe de nouveaux bosons créés par collision. La mesure précise de certains paramètres spécifiques dans la désintégration  $\beta$  nucléaire offre une autre alternative. Dans le cadre du MS, la désintégration  $\beta$  est décrite en termes de couplages courant-courant de type vecteur ( $V$ ) ou axial ( $A$ ). D'autres couplages, de type scalaire ( $S$ ), pseudo-scalaire ( $PS$ ), ou bien tenseur ( $T$ ), sont permis par l'invariance de Lorentz mais interdits par la théorie  $V-A$  [Feynman 1958]. Comme nous le verrons, les contraintes imposées par l'expérience sur les couplages  $S$  et  $T$  restent assez lâches, et nous laissent avec un potentiel de découverte non négligeable. Une contribution éventuelle de ces couplages exotiques est accessible à travers une mesure précise du paramètre de corrélation angulaire  $\beta$ - $\nu$  (noté  $a_{\beta\nu}$ ). Le dispositif LPCTrap a été conçu pour mesurer ce paramètre, dans des transitions  $\beta$  nucléaires choisies, afin de mettre en évidence ou mieux contraindre les contributions de couplages  $S$  et  $T$ . Le dispositif permet également de mesurer les probabilités associées au processus de shake-off. C'est un processus atomique, qui correspond à une ionisation des ions de recul induite par le changement soudain de la charge du noyau au cours de la décroissance  $\beta$  nucléaire. La mesure des probabilités d'ionisation permet de tester les calculs théoriques de physique atomique utilisés pour interpréter ce processus.

Les expériences réalisées dans le cadre de ces deux thèmes de recherche reposent sur d'importants efforts consacrés au développement de nouvelles techniques et de nouveaux instruments. Ces efforts ont principalement porté sur les améliorations possibles dans le domaine de la spectroscopie d'ions de recul, et sur l'utilisation de pièges à particules. Pour les deux thématiques, ces techniques sont à la base des dispositifs expérimentaux réalisés et exploités. Elles constituent donc ici un point commun à deux domaines de recherche pourtant éloignés sur le plan des objectifs scientifiques. La mise en oeuvre et le développement de ces techniques ont représenté une large part de mon travail de recherche, et sont à la source des résultats originaux qui ont été obtenus. L'un des objectifs de ce manuscrit est donc de présenter en détail ces techniques expérimentales ainsi que leurs évolutions, tout en dégagant leurs apports spécifiques dans ces deux thèmes de recherche de physique fondamentale. Le document sera constitué de quatre sections principales. Un premier chapitre sera dédié au développement de la technique de spectroscopie d'impulsion d'ions de recul, et à son application à l'étude des processus d'échange de charge dans les collisions ion-atome. Un

historique des améliorations apportées aux dispositifs expérimentaux sera présenté et illustré par les résultats obtenus dans des expériences auxquelles j'ai participé. Dans un deuxième chapitre, nous passerons à l'application de cette technique à l'étude de collisions ion-molécule, et plus spécifiquement à celle, plus récente, de collisions avec une cible de molécules exotiques: les dimères de gaz rares. Le troisième chapitre sera consacré au dispositif LPCtrap et aux mesures de corrélation angulaire  $\beta$ - $\nu$  effectuées dans la décroissance  $\beta$  des ions  ${}^6\text{He}^+$  et  ${}^{35}\text{Ar}^+$ . Nous y dresserons d'abord un état des lieux des expériences de « nouvelle génération », basées sur l'utilisation de pièges et de la technique de spectroscopie d'ions de recul, puis détaillerons le dispositif développé à Caen et les derniers résultats obtenus. Enfin, dans une dernière partie, les perspectives d'avenir à court et moyen terme seront discutées pour les deux thématiques. Afin d'alléger le texte, nous ferons régulièrement référence à des articles numérotés (la liste figure en fin de manuscrit) tous joints sous la forme d'une annexe électronique. Les plus pertinents seront également donnés en annexe II du manuscrit.

C'est avec un réel plaisir que j'ai pu participer à l'ensemble de ces travaux, qui allient développements technologiques et recherche en physique fondamentale. Dans les trois laboratoires où j'ai séjourné, j'ai été largement aidé pour cela par mes collègues physiciens et techniciens que je remercie chaleureusement. J'ai aussi surtout bénéficié, ces dernières années, de l'engagement des étudiants brillants et volontaires que j'ai eu la chance de co-encadrer. Je tiens donc tout particulièrement à associer Alain Méry, Jérémy Blicck, Philippe Velten, Arnaud Leredde et Claire Couratin à l'ensemble du travail présenté dans ces pages.



## II Etude du processus d'échange de charge dans les collisions ion-atome à basse énergie

### II.1 Introduction

Le traitement théorique d'une collision entre un ion et un atome peut, au premier abord, sembler trivial. Ce n'est cependant pas le cas: la nature de l'interaction entre électrons et noyaux est ici parfaitement connue, mais le traitement dynamique d'un système à *n-corps* en interaction reste problématique si l'on n'effectue pas un certain nombre d'approximations. Pour les collisions ion-atome à basse énergie, c'est-à-dire lorsque la vitesse de l'ion projectile est inférieure à celle des électrons actifs, le processus d'échange de charge est largement dominant devant les processus d'excitation ou d'ionisation. Ces derniers peuvent alors souvent être négligés. Pour l'approche théorique du processus d'échange de charge, plusieurs modèles ont été développés sur la base d'approximations supplémentaires. Les plus connus et les plus utilisés sont sans doute le modèle classique de la barrière coulombienne (COBM) [Niehaus 1986], le modèle de Landau-Zener [Taulbjerg 1986] et le modèle de Demkov [Demkov 1964]. Ces modèles sont relativement simples à mettre en œuvre, mais restent malheureusement peu précis et ne reproduisent généralement pas la dépendance en vitesse de collision observée dans les expériences. Ce sont alors les mesures de sections efficaces d'échange de charge, pour des systèmes de collision choisis, qui permettent de définir les domaines de validité et la précision de ces modèles. L'expérience peut aussi permettre de répondre à certaines questions spécifiques concernant le processus d'échange de charge. L'une d'entre elles concerne l'importance de la corrélation électron-électron dans les processus de double capture (capture de deux électrons). On peut également se demander quel est le rôle des effets « post-collisionnels » qui peuvent conduire au réarrangement électronique du projectile après la collision. Ou bien encore, quelle est la dépendance du processus d'échange de charge à l'état de polarisation de la cible atomique. Une autre approche théorique consiste à effectuer, au cas par cas, un calcul semi-classique dit de « close coupling », en utilisant une base d'états atomiques ou moléculaires la plus complète possible [Harel 1980, Fritsh 1986]. Ce type de calcul est difficile, et son application se limite aux cas de la simple et de la double capture électronique. Mais, comme nous le verrons, il se montre beaucoup plus prédictif. Il présente également l'avantage de fournir toutes les observables de la collision: les sections efficaces correspondant à chaque voie de sortie (les états peuplés sur le projectile diffusé), et les distributions en angle de diffusion qui y sont associées. Pour tester de façon la plus complète possible la qualité de ces calculs, l'idéal est alors de réaliser des expériences donnant accès aux mêmes observables.

Bien qu'étudié depuis plusieurs décennies, l'échange de charge dans les collisions ion-atome est donc un processus fondamental de l'interaction ion-matière dont la modélisation pose encore problème. Au cours des quinze dernières années, le développement de la spectroscopie d'impulsion d'ions de recul a cependant permis de faire quelques pas dans la

compréhension de ce processus. Une partie de ces progrès, qui résulte du travail expérimental effectué à Caen et à Kansas State University, sera présenté dans les sections suivantes de ce chapitre. Afin de mettre en parallèle les innovations techniques et les résultats qui en découlent, les différentes expériences réalisées seront simplement décrites dans un ordre chronologique.

## II.2 La spectroscopie d'impulsion d'ions de recul : principe et premières expériences

Les deux sujets de recherche abordés dans ce manuscrit sont basés sur l'utilisation d'une même technique expérimentale : la spectroscopie d'ions de recul (communément appelée RIMS pour recoil ion momentum spectroscopy). Avec cette technique, les principales informations sur une collision ion-atome ou ion-molécule sont obtenues via la mesure du vecteur impulsion de l'ion de recul (la cible ionisée) ou des fragments moléculaires émis. Il suffit pour cela de les extraire, à l'aide d'un champ électrique, de la zone de collision vers un détecteur fournissant une mesure de temps de vol et de position. Nous montrerons que, à condition de disposer d'une cible froide où la dispersion des vitesses initiales est faible devant le recul induit par la collision, cette technique est particulièrement performante: elle permet la réalisation d'expériences « cinématiquement complètes », et donne accès au processus primaire de la collision. En outre, elle bénéficie à la fois d'une grande efficacité de détection, voisine de  $4\pi$ , et d'une excellente résolution.

La première section de ce chapitre a pour objet de décrire les principes de base de la spectroscopie d'impulsion d'ions de recul, et de son application à l'étude de l'échange de charge dans les collisions ion-atome.

### II.2.1 Cinématique de la collision

Les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie permettent d'obtenir de façon triviale l'information contenue dans la quantité de mouvement de l'ion de recul. Dans les collisions à basse énergie, les principaux processus pouvant survenir (l'ionisation, l'excitation électronique, et l'échange de charge) ont lieu à grand paramètre d'impact (de l'ordre de quelques u.a.). Les transferts d'impulsion induits par la collision sont dans ce cas faibles devant l'impulsion du projectile, et les termes du second ordre peuvent être négligés. Il est alors possible d'exprimer sous des formes simples et indépendantes les bilans de conservation selon les axes transverses et longitudinaux (par rapport à l'axe du faisceau d'ions projectiles). Dans ce qui suit, nous supposons que la cible est au repos avant la collision ( $\vec{P}_R = 0$ ), et que le système comporte une symétrie cylindrique autour de l'axe de collision (axe longitudinal). Nous utiliserons l'unité atomique ( $m_e = 1$ ,  $c = 137$ ,  $\hbar = 1$ ) et nous nous placerons dans le repère du laboratoire.

Selon l'axe longitudinal (parallèle au faisceau projectile), la conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$P'_{R//} = - \left( \Delta P_{P//} + \sum_i P'_{e//}{}^i \right) \quad (\text{II-1})$$

$$\text{avec} \quad \Delta P_{P//} = P'_{P//} - P_{P//} \quad (\text{II-2})$$

$P'_{R//}$ ,  $P'_{P//}$ ,  $\sum_i P'_{e//}{}^i$  sont les composantes longitudinales des vecteurs quantité de mouvement (après la collision) respectivement de l'ion de recul, du projectile, et des électrons capturés ou éjectés dans le continuum.  $P_{P//}$  est celle du projectile avant la collision.

L'énergie transférée étant petite devant l'énergie initiale du projectile, on peut écrire :

$$\Delta P_{P//} = \frac{\Delta E_P}{V_P} \quad (\text{II-3})$$

où  $\Delta E_P$  est la variation d'énergie cinétique du projectile, et  $V_P$  sa vitesse initiale. Dans le cas d'une collision inélastique,  $\Delta E_P$  reflète la variation d'énergie potentielle du système et l'énergie cinétique des électrons (l'énergie des ions de recul peut être négligée) :

$$\Delta E_P = Q - \sum_e E_e{}^i \quad (\text{II-4})$$

où  $Q$  est l'inélasticité de la collision. Le signe du  $Q$  de réaction est choisi de telle manière qu'une inélasticité positive corresponde à un gain d'énergie cinétique du système (collision exothermique). Le second terme de la relation II-4 est l'énergie cinétique des électrons actifs éventuellement émis. Finalement, à l'aide des relations précédentes nous obtenons l'expression :

$$P'_{R//} = - \frac{Q}{V_P} + \sum_i \frac{E_e{}^i}{V_P} - \sum_i P'_{e//}{}^i \quad (\text{II-5})$$

Pour l'ionisation, cette équation montre que la composante longitudinale de l'impulsion de l'ion de recul dépend fortement de l'énergie et de l'impulsion des électrons émis.

Dans le cas particulier d'une pure réaction de capture électronique (pas d'électrons dans le continuum), la relation II-5 devient :

$$P'_{R//} = - \frac{Q}{V_P} - \frac{n_C V_P}{2} \quad (\text{II-6})$$

$n_C$  étant le nombre d'électrons capturés qui acquièrent ainsi la vitesse du projectile.

Le  $Q$  de réaction, qui donne accès à l'état final du système, peut alors être mesuré par l'intermédiaire de  $P'_{R//}$  :

$$Q = -V_p P'_{R//} - \frac{n_C}{2} V_p^2 \quad (\text{II-7})$$

Puisque initialement, les composantes transverses (perpendiculaire à l'axe du faisceau) du vecteur quantité de mouvement de la cible et de celui du projectile sont nulles, on a après la collision :

$$P'_{R\perp} = -(P'_{P\perp} + \sum_i P'_{e\perp}{}^i) \quad (\text{II-8})$$

où  $P'_{R\perp}$ ,  $P'_{P\perp}$  et  $\sum_i P'_{e\perp}{}^i$  sont les composantes transverses des vecteurs quantité de mouvement respectivement de l'ion de recul, du projectile, et des électrons émis dans le continuum. Pour les processus de pure capture électronique (pas d'électrons dans le continuum), on peut déduire de la relation II-8 l'expression de l'angle de diffusion du projectile,  $\theta$ , en fonction de  $P'_{R\perp}$  :

$$\tan \theta = \frac{P'_{R\perp}}{P'_{P//}} \quad (\text{II-9})$$

Le processus de capture intervenant principalement à grand paramètre d'impact ( $b > 1$  u.a.), les angles de diffusion sont ici de l'ordre du mRad. L'angle de diffusion  $\theta$  est une observable qui dépend à la fois du paramètre d'impact, du potentiel d'interaction, et du « chemin » emprunté (si des états transitoires peuvent être peuplés). Cette observable est donc généralement utilisée, lors d'une confrontation théorie/expérience, pour identifier les mécanismes de capture ou tester le potentiel d'interaction utilisé dans le calcul théorique.

## II.2.2 Le jet supersonique

Pour les collisions donnant lieu au processus d'échange de charge, l'impulsion de recul communiquée à la cible est, au plus, de l'ordre de l'unité atomique ( $1.99 \cdot 10^{-24}$  kg.m.s<sup>-1</sup>). Une bonne résolution sur la mesure de l'impulsion de recul ne pourra être obtenue que si, en premier lieu, la dispersion en vitesse des atomes de la cible est faible devant la vitesse de recul induite par la collision. L'impulsion de l'ion de recul étant déduite de son temps de vol et de la position de son point d'impact sur le détecteur, une bonne résolution requiert également une dimension géométrique de la cible faible devant celle du détecteur et la longueur du spectromètre.

La cible est donc un point crucial de cette technique, et l'utilisation de la spectroscopie d'ions de recul ne s'est avérée fructueuse qu'à partir du milieu des années 1990, quand une équipe du CIRIL (actuellement CIMAP), à Caen, proposa l'utilisation d'un jet supersonique en guise de cible froide. J'ai eu la chance d'intégrer cette équipe peu de temps après cette avancée décisive et de participer aux premières expériences dédiées à l'étude de l'échange de

charge. Cette solution a par ailleurs été très vite adoptée par de nombreux groupes a travers le monde, et la technique, dite **COLTRIMS** (pour COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) n'a cessé, depuis, de se développer.

Le principe du jet supersonique consiste en une détente adiabatique du gaz cible au travers d'une tuyère de faible diamètre (5-100  $\mu\text{m}$ ), avec une pression amont de 0.2 à 30 bars. Le schéma du générateur de jet supersonique utilisé au CIRIL est donné par la figure II-1. Deux chambres de pompage différentiel permettent de conserver un vide poussé dans la chambre de collision, et l'ajout d'un collimateur permet de définir un jet de diamètre réduit.

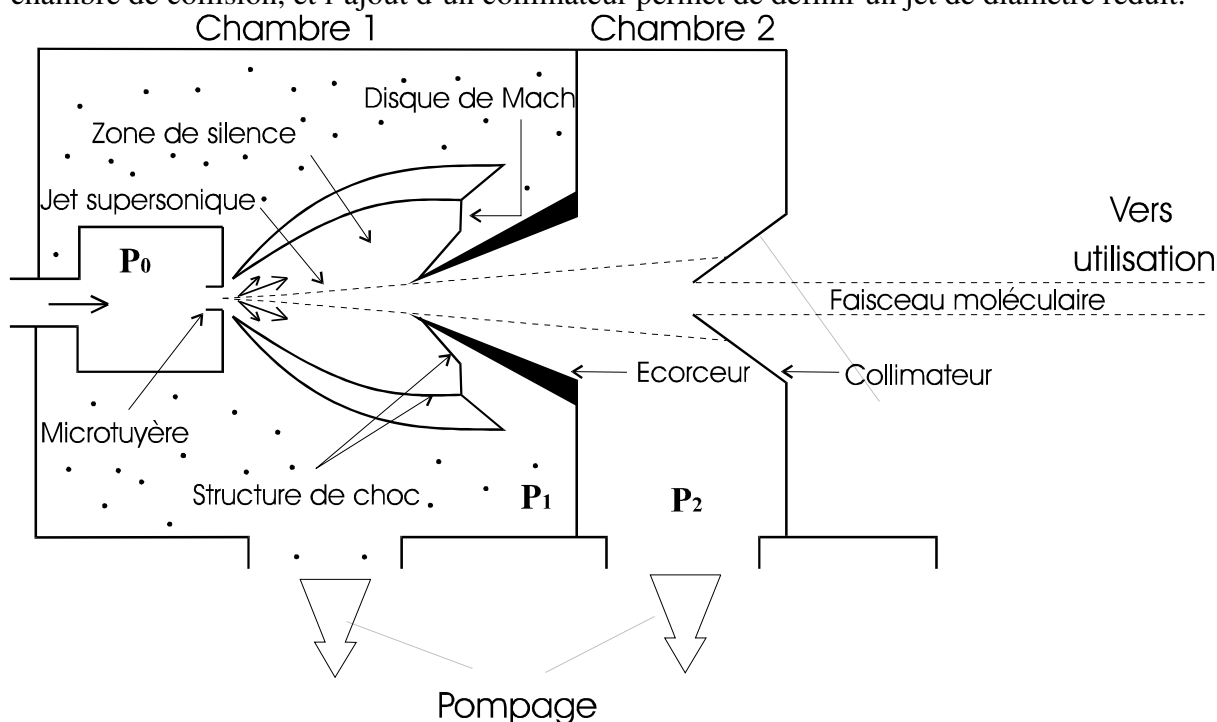


Figure II-1 : Schéma de principe du générateur de jet supersonique.

Avec une température inférieure à 1K, les atomes du jet sont fortement monocinétiques, et leur dispersion en quantité de mouvement devient faible devant celle induite par la collision. Pour une cible d'hélium, on obtient typiquement les caractéristiques suivantes :

- Un diamètre de 1.6 mm (largeur à mi-hauteur de la densité)
- Une densité évaluée à  $10^{12}$  atomes/cm<sup>3</sup>
- Une vitesse longitudinale d'environ 2000 m/s
- Une dispersion en impulsion inférieure à 0.1 u.a.

### II.2.3 Le spectromètre d'impulsion d'ions de recul

Les premiers spectromètres réalisés dans les années 1990 (au CIRIL, à Kansas State University, à l'IKF de Francfort et au GSI de Darmstad) sont tous basés sur un même principe. Lorsqu'un ion projectile capture un ou plusieurs électrons à un atome cible, la cible ionisée (l'ion de recul) est extraite de la zone de collision par un champ électrique, et est collecté sur un détecteur à localisation. Grâce aux mesures conjointes de la position de l'ion de recul sur le

détecteur et de son temps de vol, les trois composantes de son vecteur vitesse après la collision sont déterminées. L'identification de l'état de charge de l'ion de recul est aussi effectuée à l'aide de son temps de vol et donne le nombre d'électrons capturés lors de la collision. Le champ électrique d'extraction est ici choisi selon la gamme d'impulsion à mesurer, de sorte à assurer une efficacité de détection en angle solide de  $4\pi$  stéradians. Il est généralement de l'ordre de 1 V/cm pour des collisions ion-atome. Dans le cas d'expériences dédiées à l'étude de l'échange de charge, les ions projectiles sont, le plus souvent produits, par une source ECR et conduits à travers une ligne de faisceau jusqu'à la chambre de collision. Comme l'illustre la figure II-2, le faisceau est d'abord collimaté à l'entrée du spectromètre, puis croise le jet supersonique d'atomes cibles. Les projectiles diffusés passent ensuite dans le champ électrique d'un déflecteur électrostatique qui opère une séparation en charge. Leur arrivée sur un détecteur à localisation déclenche l'acquisition, et la mesure de leur position selon l'axe Oz de ce détecteur permet d'identifier leur état de charge. C'est le temps écoulé entre la détection du projectile et celle de l'ion de recul qui est alors mesuré. La durée du parcours du projectile de la zone de collision au détecteur étant connue, on déduit de cette mesure le temps de vol de l'ion de recul.

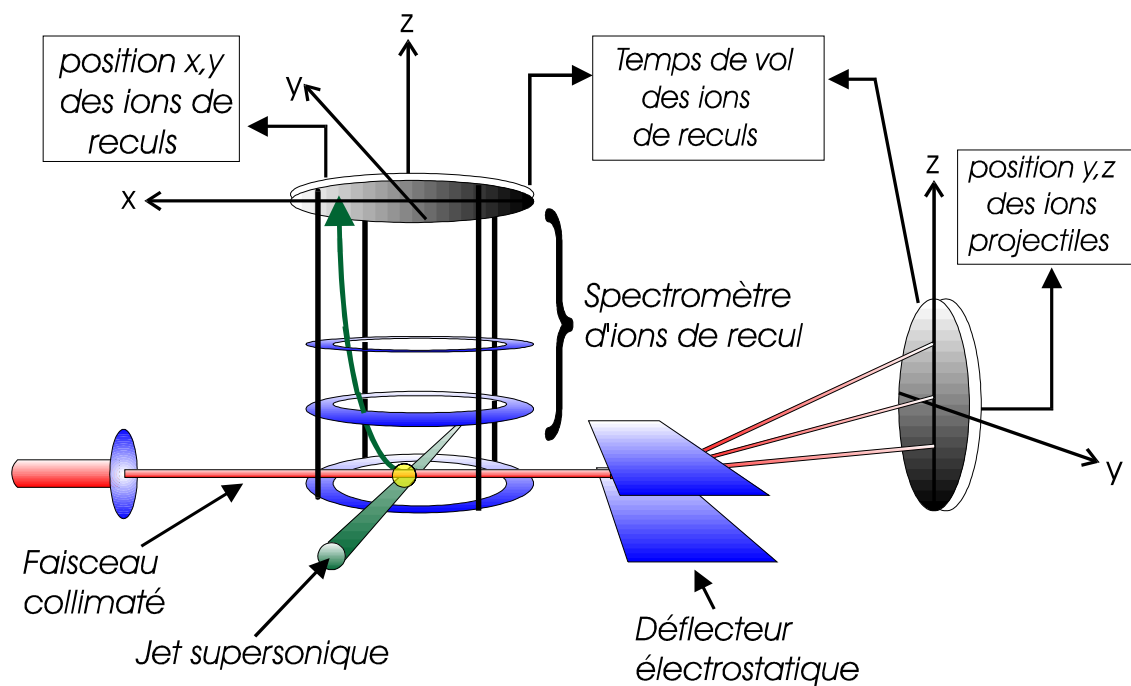


Figure II-2. : Dispositif expérimental typique pour la spectroscopie d'impulsion d'ions de recul.

Avec un champ électrique d'extraction homogène, la résolution sur la mesure de l'impulsion dans le plan du détecteur d'ions de recul est tout simplement liée au rapport entre la dimension du détecteur et celle de la zone de collision (à condition bien sûr que la résolution spatiale du détecteur soit inférieure à la taille de la zone de collision, et que la température de la cible ait une contribution négligeable). Si l'on choisit un champ d'extraction pour la détection d'ions d'impulsion maximale  $\pm P_{max}$  sur un détecteur de diamètre  $D_{det}$ , avec

un diamètre du volume de collision  $d_{col}$ , la résolution dans le plan du détecteur est alors simplement donnée par

$$\Delta P_R = 2P_{\max} \times \frac{d_{col}}{D_{\det}} \quad (\text{II-10})$$

ce qui montre ici l'intérêt de disposer d'un volume d'interaction le plus petit possible et d'un détecteur le plus large possible.

Pour la composante de l'impulsion parallèle à l'axe du spectromètre, la situation est différente. La zone d'extraction est généralement suivie d'une zone de champ nul (zone de vol libre) qui permet d'assurer des conditions de « focalisation en temps de vol ». Ces conditions de focalisation sont remplies pour une longueur de vol libre de l'ordre de deux fois la longueur de la zone d'extraction. Dans ce cas, le temps de vol ne dépend plus, au premier ordre, du point de création de l'ion de recul. La résolution sur la composante de l'impulsion parallèle à l'axe d'extraction n'est plus limitée par la taille de la zone de collision.

On voit sur la figure II-2 que la mise en oeuvre de cette technique requiert un mode d'acquisition des données dit "multi-paramétrique", où l'ensemble des paramètres mesurés (temps de vol, et signaux issus des deux détecteurs) sont enregistrés événement par événement. Dans les années 90, les expériences de spectroscopie d'ion de recul dédiées à l'étude de collisions ion-atome ont donc figuré parmi les premières, en physique atomique, à faire appel à des systèmes d'acquisition inspirés de la physique nucléaire.

#### II.2.4 Principaux atouts de la spectroscopie d'ions de recul

Afin de dégager les principaux atouts de cette technique, nous présenterons tout d'abord en quelques mots les techniques concurrentes.

**La spectroscopie de temps de vol** est en quelque sorte l'ancêtre de la spectroscopie d'ion de recul. Grâce à cette mesure, les différents états de charge des ions de recul sont séparés et identifiés [Cocke 1981, Grandin 1989]. La détection  $4\pi$  des ions de recul rend cette technique particulièrement bien adaptée aux mesures de sections efficaces faibles et à l'emploi de faisceaux peu intenses. Mais cette méthode donne peu d'informations sur la dynamique de la collision : l'inélasticité, et l'angle de diffusion du projectile ne sont pas mesurés.

**La spectroscopie de photons** était également largement utilisée pour l'étude de l'échange de charge : la mesure très précise de la longueur d'onde des photons émis par le projectile après la collision assure l'identification des transitions dont ils sont issus. Il est alors possible d'en déduire les états peuplés sur le projectile lors de la capture. Pour la simple capture, l'excellente résolution propre à cette technique expérimentale ( $\Delta\lambda$  de l'ordre de 0.1 nm) permet d'effectuer des mesures de sections efficaces partielles  $\sigma(n,l)$  associées au peuplement de configurations  $nl$  du projectile. La polarisation des raies observées peut également être étudiée [Laulhé 1997], donnant ainsi des informations sur la nature du couplage responsable de la transition (radial ou rotationnel). Cependant, cette technique ne

donne pas non plus accès à la dépendance en paramètre d'impact, qui requiert une mesure de l'angle de diffusion du projectile. Cette technique est également peu adaptée à l'étude de la capture multiple, où l'interprétation des mesures devient problématique vu la complexité des mécanismes de désexcitation des projectiles diffusés. La détection et l'analyse en charge des ions de recul et des projectiles diffusés doivent alors être effectuées en coïncidence [Martin 1995]. De plus, la désexcitation radiative du projectile est défavorisée au profit de l'autoionisation, ce qui diminue le nombre de photons émis.

**La spectroscopie d'électrons Auger** consiste à détecter et à analyser en énergie les électrons Auger émis après la collision par le projectile. Elle est particulièrement adaptée à l'étude de la double capture : l'énergie des électrons Auger conduit à l'identification des états multiplement excités dont ils sont issus [Bordenave 1984, Stolterfoht 1990, Frémont 1994]. Tout comme la spectroscopie de photons, cette technique bénéficie d'une très bonne résolution (de l'ordre de l'eV ou du dixième d'eV en haute résolution) et permet d'obtenir des sections efficaces partielles  $\sigma(nln'l')$  associées aux états doublement excités. Cependant, là encore l'information reste partielle : on a accès uniquement aux voies de capture conduisant à une émission Auger, et aucune donnée sur le paramètre d'impact.

**La spectroscopie de gain d'énergie** [Barat 1987, Burns 1997] consiste à mesurer directement sur le projectile son gain d'énergie et son angle de diffusion. Une séparation en charge des ions de recul et des projectiles, qui sont détectés en coïncidence, est également effectuée. On identifie ainsi le nombre d'électrons capturés, et la voie de désexcitation empruntée par le projectile (émission d'électrons Auger ou de photons). C'est une méthode complète, qui donne accès à toute la dynamique de la collision : on obtient simultanément le degré de capture (nombre d'électrons capturés), l'angle de diffusion, et le Q de réaction (l'inélasticité de la collision). Cette technique a pu être appliquée, avec succès, à l'étude de collisions sur des cibles atomiques alignées ou orientées à l'aide de lasers [Dowek 1990]. La résolution sur le gain d'énergie (de l'ordre de quelques eV) et la résolution sur l'angle de diffusion (de l'ordre du mRad) dépendent au premier ordre de l'émitance du faisceau. Cette technique nécessite donc l'emploi de faisceaux d'ions très bien résolus en énergie et très peu divergents, ce qui en limite l'usage à l'étude des collisions de très basse énergie ( $E_C \leq 30$  keV). La forte collimation qui doit être appliquée au faisceau incident réduit également l'intensité disponible. Enfin, l'émission d'électrons Auger après la collision modifie la vitesse du projectile et le gain d'énergie mesuré n'est alors plus directement lié à l'inélasticité de la collision, ce qui peut entraîner une dégradation de la résolution.

Ces trois dernières techniques ne permettent une mesure de l'inélasticité de la collision qu'à travers l'étude du projectile, et sont donc tributaires de sa désexcitation. Notamment, la spectroscopie de photons et la spectroscopie d'électrons ne donnent accès qu'à l'état dans lequel se trouve le projectile bien après la collision ( $t > 10^{-14}$  s dans la plupart des cas). En revanche, le dispositif expérimental présenté à la figure II-2 donne accès à toutes les observables pertinentes : pour chaque événement, les états de charge de l'ion de recul et du projectile sont mesurés, ce qui permet de déterminer le nombre d'électrons capturés à la cible,



et le nombre d'électrons Auger éventuellement émis par le projectile. En parallèle, la mesure des composantes de l'impulsion du recul permet d'identifier les états **initialement** peuplés sur le projectile (via le  $Q$  de réaction), et donne accès à l'angle de diffusion du projectile avec une résolution bien supérieure à celle qui résulterait d'une mesure directe de cet angle. On a donc là bien plus d'informations qu'avec la spectroscopie d'électrons Auger ou la spectroscopie de photons, et quelques avantages de poids sur la spectroscopie de gain d'énergie :

- L'ion de recul est insensible aux effets post-collisionnels qui surviennent sur le projectile, il conserve l'empreinte des processus primaires de la collision.
- Une efficacité de détection des ions de recul proche de  $4\pi$  stéradians permet d'utiliser des faisceaux peu intenses.
- La résolution n'est que très faiblement dépendante de la définition en énergie du faisceau incident, ce qui élargit considérablement la gamme en énergie de collision exploitable.

## II.2.5 Premières expériences au GANIL

Lorsque le dispositif de COLTRIMS développé par le CIRIL (initialement pour étudier l'ionisation à haute énergie) fut prêt à être utilisé pour réaliser les premières expériences de spectroscopie d'ions de recul à basse énergie, sur la source ECR du GANIL, le processus d'échange de charge avait déjà été largement étudié à l'aide des autres techniques. Plusieurs questions restaient cependant ouvertes, concernant d'une part le domaine de validité et la précision des modèles, et de l'autre, l'importance respective des interactions électron-noyau et électron-électron dans la double capture électronique. Sur ce dernier point, différentes interprétations antagonistes avaient cours. Notre objectif était donc d'exploiter les avantages de la spectroscopie d'ions de recul et tenter de répondre à ces questions. Pour l'identification des mécanismes de capture associés à l'interaction électron-noyau et à l'interaction électron-électron, la mesure simultanée des  $Q$  de réaction et des angles de diffusion, avec potentiellement une excellente résolution, s'avérait particulièrement prometteuse. Afin de démontrer le potentiel de la spectroscopie d'ions de recul, les premières expériences ont été menées avec des projectiles nus ( $\text{Ar}^{18+}$  et  $\text{Ne}^{10+}$ ), difficiles à produire avec une grande intensité par les sources d'ions existantes. Nous avons également choisi une vitesse de collision élevée (de l'ordre de 0.5 u.a.), difficilement accessible à la spectroscopie de gain d'énergie. L'utilisation d'une cible d'atomes d'hélium fournie par le jet supersonique permettait l'étude de la simple et de la double capture électronique.

Les premiers résultats obtenus concernant le processus de simple capture sont décrits dans un premier article. Le succès de ces premières expériences de spectroscopie d'ions de recul appliquée à l'étude de la capture électronique nous a bien évidemment encouragés, mais il a également contribué à redynamiser la recherche internationale sur le thème des collisions à basse énergie.

L'analyse des résultats obtenus pour le processus de double capture dans les collisions  $\text{Ne}^{10+} + \text{He}$  a également fait l'objet d'une publication. Elle a notamment permis de mettre en

évidence un nouveau mécanisme dit de « transfert-excitation » (TE) qui conduit au peuplement de configurations asymétriques ( $nl, n'l'$ ) du projectile diffusé. Malheureusement, le rôle potentiel de l'interaction électron-électron et celui d'un autre mécanisme invoqué, l'auto transfert vers des états de Rydberg (ATR), n'ont pu être clairement déterminés. Il était clair que pour réaliser cet objectif, il fallait bénéficier à la fois d'une meilleure résolution, d'une meilleure statistique, et d'un calcul théorique de référence.

L'ensemble de ce travail est détaillé dans les articles [1,2] donnés en annexe.

## II.3 Evolutions techniques

### II.3.1 Utilisation d'un champ d'extraction inhomogène

Les résultats précédents ont montré que pour une investigation plus détaillée du processus de double capture, la résolution sur la mesure du  $Q$  de réaction et de l'angle de diffusion devait être améliorée. La solution adoptée a consisté à utiliser une lentille électrostatique dans la zone d'extraction. En remplaçant le champ d'extraction homogène par un champ inhomogène approprié, il est en effet possible d'obtenir les conditions de focalisation en temps de vol évoquées à la section II.2.3 dans les trois dimensions de l'espace. On s'affranchit alors, au premier ordre, de la taille de la zone de collision qui limite la résolution sur la mesure des composantes d'impulsion de l'ion de recul.

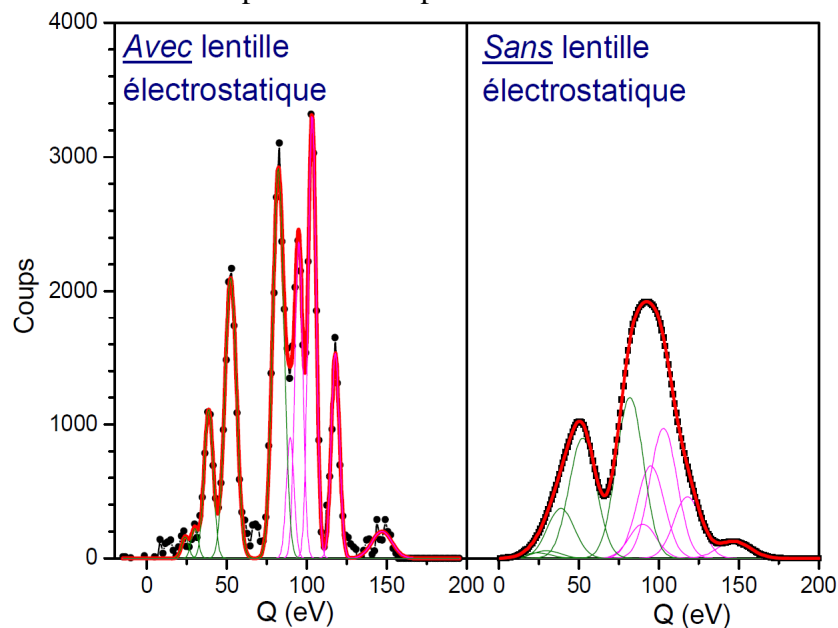


Figure II-3. : Illustration de l'amélioration de la résolution sur le  $Q$  de réaction apportée par l'utilisation d'une lentille électrostatique. Ces spectres correspondent à la double capture auto-ionisante dans la collision  $Ne^{10+} + He$  à 50 keV.

L'effet de lentille électrostatique peut être obtenu en appliquant, sur les électrodes qui génèrent le champ d'extraction, un ensemble de tensions qui conduisent à une géométrie de type champ fort – champ faible – champ fort (géométrie choisie pour ce travail) ou de type champ fort – champ faible. Dans les deux cas, les potentiels à appliquer ne peuvent être

déterminés que par le biais de simulations numériques (à l'aide d'un logiciel tel que SIMION par exemple). Ce travail n'a pas été publié pour le dispositif de COLTRIMS du CIRIL, mais une étude équivalente est détaillée dans la référence [31]. Pour les expériences qui ont suivi, l'ajout de cette lentille et l'utilisation d'un champ d'extraction moins intense ont conduit à une amélioration de la résolution de l'ordre d'un facteur 4, comme le montre la figure II-3. Avec ce nouveau dispositif, nous avons mené en 1997 (pendant ma thèse) une longue campagne de mesure. Pour l'étude de la simple et de la double capture sur cible d'He, des expériences avec des projectiles de  $\text{Ne}^{10+}$ ,  $\text{C}^{6+}$ ,  $\text{C}^{5+}$ ,  $\text{C}^{4+}$  et  $\text{He}^{2+}$  dans une gamme d'énergie de 9 keV à 150 keV (soit des vitesses de collision allant de 0.15 à 0.5 u.a.) ont été réalisées. Une cible de Ne a par la suite été utilisée avec un faisceau de  $\text{N}^{7+}$  à 105 keV pour une étude préliminaire de la capture multiple (plus de deux électrons capturés).

### *II.3.1.1 Processus de simple capture électronique*

Concernant le processus de simple capture, les résultats expérimentaux obtenus pour les projectiles  $\text{Ne}^{10+}$  et  $\text{C}^{6+}$  ont tout d'abord été utilisés pour tester plusieurs calculs théoriques. Ce travail a été détaillé dans ma thèse, et en partie dans la référence [7]. L'utilisation de la spectroscopie d'impulsion d'ions de recul pour l'étude des collisions  $\text{C}^{6+} + \text{He}$  et  $\text{Ne}^{10+} + \text{He}$ , à des vitesses de projectile allant de 0.15 à 0.5 a.u., a permis d'effectuer les mesures précises des sections efficaces partielles relatives (sections efficaces associées aux couches  $n$  peuplées sur le projectile) et des distributions en angle de diffusion associées à chaque voie de capture. Ces mesures ont confirmé la forte sélectivité en  $n$  du processus de simple capture à basse énergie (1 à 2 états principalement peuplés), ainsi qu'un élargissement de la fenêtre de réaction (la gamme en  $Q$  de réaction du processus) avec l'accroissement de la vitesse de collision. Pour ces états les plus peuplés (lorsque le croisement de la voie de sortie avec la voie d'entrée, à un rayon  $R_C$ , n'est ni trop diabatique ni trop adiabatique), les distributions en angle de diffusion obtenues ont montré un maximum proche de l'angle classique  $\theta(b=R_C)$  qui peut être calculé à l'aide d'un potentiel purement coulombien.

Nous avons montré que les résultats obtenus avec un calcul de type Landau-Zener reproduisent dans leur ensemble les sections efficaces relatives expérimentales des états de capture dominants, ainsi que leur distribution en angle de diffusion. Ce calcul a ensuite également permis d'interpréter des oscillations observées sur les spectres expérimentaux en angle de diffusion. Ces oscillations (dites de Stueckelberg) sont dues à l'interférence entre deux mécanismes de peuplement d'une même couche  $n$  du projectile. Cependant, le modèle de Landau-Zener n'est plus valide pour les états faiblement peuplés, dont les rayons de croisement sont trop petits ou trop élevés. Il n'est donc pas en mesure de reproduire correctement l'élargissement de la fenêtre de réaction avec l'énergie de collision.

Concernant les états de capture les moins peuplés, un calcul close-coupling qui utilise les mêmes éléments de couplage que le calcul Landau-Zener a donné de meilleurs résultats. Cependant, pour les états de plus grand nombre quantique principal  $n$ , les distributions en angle de diffusion mesurées suggèrent la présence de deux mécanismes : l'un actif à petit

paramètre d'impact, et l'autre à grand paramètre d'impact. Le mécanisme à petit paramètre d'impact ne pouvait pas être pris en compte par ce calcul.

Pour les collisions  $\text{Ne}^{10+} + \text{He}$ , des calculs de close-coupling plus complets de type ccOEDM [Harel1980] ont été effectués par le LCAB (Laboratoire de Collisions Atomiques de Bordeaux). Ces derniers ont reproduit de façon très satisfaisante les sections efficaces relatives et les distributions en angle de diffusion expérimentales.

D'autre part, un très bon accord a pu être observé entre nos mesures et les sections efficaces relatives obtenues à l'aide d'autres techniques expérimentales, ce qui a conforté la fiabilité de nos résultats. Cet accord concernant la simple capture, qui est le processus dominant dans les collisions étudiées, était indispensable pour appuyer les discussions qui suivront sur le processus de double capture.

### II.3.1.1 Processus de double capture électronique

Parmi les résultats obtenus lors de cette campagne d'expérience, les plus marquants sont certainement ceux qui concernent le processus de double capture dans les collisions  $\text{C}^{6+} + \text{He}$  et  $\text{Ne}^{10+} + \text{He}$ . Ces systèmes avaient déjà préalablement été étudiés, en particulier par spectroscopie d'électron Auger. Mais le rôle joué par les différents mécanismes pouvant être impliqués n'avait pu être clairement défini.

Lorsqu'un projectile multichargé capture deux électrons, ces derniers vont généralement peupler des états doublement excités  $nl, n'l'$ . Comme le montre le diagramme des énergies potentielles de la figure II-4, trois mécanismes peuvent être à l'origine du peuplement de ces états :

- Le mécanisme dit à électrons indépendants (**EI**), qui est un mécanisme en deux pas où seule l'interaction électron-noyau intervient. Après une transition du premier électron sur un état  $n'l'$ , la capture du second conduit à la configuration finale  $nl, n'l'$ . On s'attend à ce que ce processus peuple des configurations à électrons équivalents ( $n \sim n'$ ).
- Le mécanisme **CTE** (pour correlated transfert excitation) est également en deux pas. Après capture d'un premier électron sur un état  $n'l'$ , la capture du second s'accompagne d'une excitation du premier électron, conduisant à la configuration finale  $nl, n'l'$ . C'est alors l'interaction diélectronique (électron-électron) qui est responsable de la promotion du premier électron vers un état  $n'l'$  [Stolterfoht 1990]. On s'attend à ce que ce processus peuple des configurations à électrons *non*-équivalents ( $n \ll n'$ ).
- Le mécanisme **CDC** (correlated double capture) correspond à la transition simultanée de deux électrons au croisement entre la voie d'entrée et la voie de double capture. L'interaction diélectronique est à l'origine de ce mécanisme en un pas [Stolterfoht 1990].

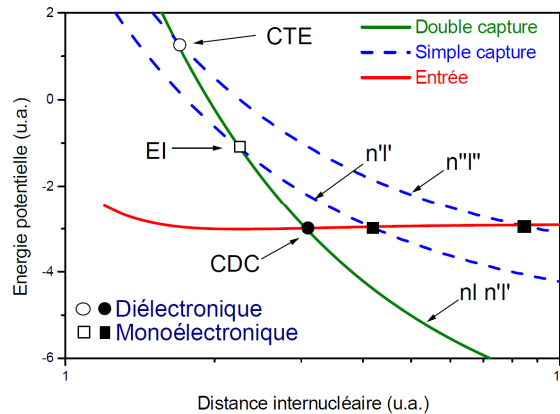


Figure II-4. : Exemple de diagramme des énergies potentielles asymptotiques illustrant les différents mécanismes de double capture. Les processus en un et deux pas sont indiqués respectivement en noir et blanc.

A ces mécanismes mis en jeu pendant la collision, peuvent venir s'ajouter des effets dits « post-collisionnels ». Par exemple, dans le cas de la double capture sur cible d'hélium par un projectile de  $\text{Ne}^{10+}$ , la fenêtre de réaction est centrée sur une valeur de  $Q$  de réaction correspondant au peuplement d'états  $4l,4l'$ . Ces états sont proches, en énergie de configurations de Rydberg  $3l,nl'$  pour  $n > 8$ . En sortie de la collision, le mécanisme **ATR** (auto transfert vers les états de Rydberg) introduit par Bachau [Bachau 1992, Roncin 1993] peut conduire à un transfert des populations  $4l,4l'$  vers ces configurations de Rydberg  $3l,nl'$ . L'interaction de configuration (**CI**) peut également contribuer à ce transfert de populations [Vaeck 1993]. Un calcul de Sanchez et Bachau [Sanchez 1995] prenant en compte ces deux effets a montré que leur rôle est loin d'être négligeable en estimant ici un taux de transfert de 60% à 80%. Un autre effet post-collisionnel, le modèle de **satellisation post-collisionnelle**, a également été proposé [Kazansky 1994]. Il prévoit une augmentation du moment cinétique orbital  $l'$  de l'électron de Rydberg dans le champ des noyaux cible et projectile, avec un effet d'autant plus important que la vitesse de collision est faible.

Bien après la collision (à des temps supérieurs à  $10^{-14}$  s), mais également bien avant leur détection, les projectiles doublement excités se relaxent par émission de photons ou d'électrons Auger. Dans le premier cas, le projectile conserve les deux électrons capturés et on parle alors de double capture stabilisée (**DCS**). Dans le second, on parle de double capture auto-ionisante (**DCAI**). On définit alors le taux de stabilisation radiative

$$T_s = \sigma(\text{DCS}) / (\sigma(\text{DCS}) + \sigma(\text{DCAI})) \quad (\text{II-11})$$

Pour caractériser l'ensemble de ces mécanismes et leur dépendance à la vitesse de collision, les études antérieures n'avaient pu se baser que sur deux types de résultats expérimentaux : d'une part, des mesures de taux de stabilisation [Martin 1995, Chen 1996], et de l'autre, des mesures de spectroscopie Auger combinées à des calculs de taux Auger moyens [Fremont 1994, Chesnel 1996b]. Ces mesures ne donnaient aucune information sur la dynamique de la collision (pas de mesure d'angle de diffusion) et étaient tributaires des effets post-collisionnels pouvant intervenir avant détection. Il était alors impossible de conclure

quant à la prédominance de l'un ou l'autre des mécanismes possibles, et de l'importance de l'interaction diélectronique.

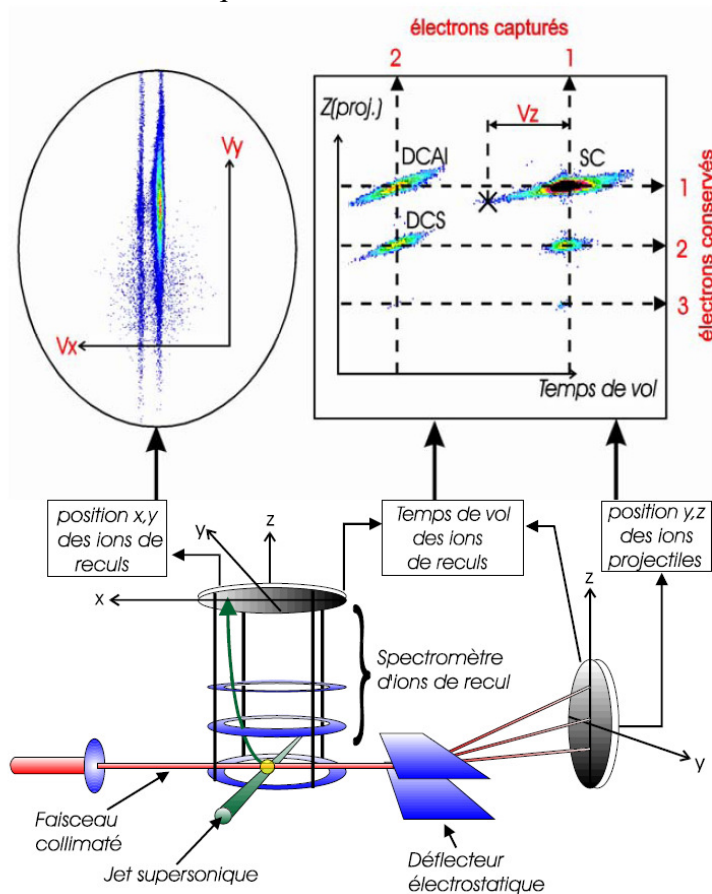


Figure II-5. : Schéma de principe de l'identification des processus DCAI, DCS et SC et de la mesure des composantes de vitesse de l'ion de recul.

Comme nous l'avons mentionné au début de ce chapitre, notre dispositif donne, pour chaque événement, la mesure des états de charge du projectile et de l'ion de recul, ce qui permet d'identifier les processus DCS, DCAI, et SC (simple capture). Cette mesure de charge est associée à la mesure des trois composantes de l'impulsion de l'ion de recul (figure II-5). Pour chaque événement, le  $Q$  de réaction et l'angle de diffusion du projectile sont alors reconstruits à partir de l'impulsion de l'ion de recul. Les résultats obtenus pour la double capture auto-ionisante dans les collisions  $\text{Ne}^{10+} + \text{He}$  à 50 keV sont donnés à titre d'exemple dans la figure II-6.

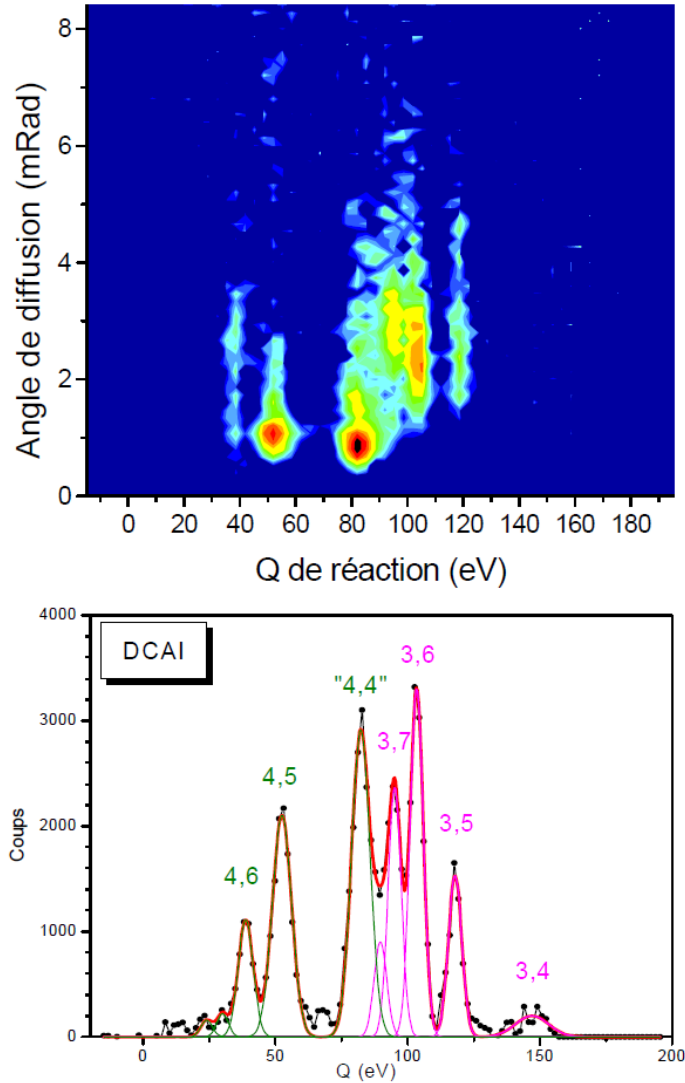


Figure II-6. : Section efficace de double capture auto-ionisante doublement différentielle en  $Q$  de réaction et en angle de diffusion. La projection sur l'axe des abscisses est donnée sur la figure du bas avec une identification des configurations peuplées sur le projectile.

A partir de ces données, il devient tout d'abord possible de déterminer les sections efficaces partielles associées aux configurations peuplées, et à leur taux de stabilisation individuels, et ce, indépendamment de tout autre calcul. La distribution en angle de diffusion associée aux configurations est également cruciale. Le potentiel d'interaction entre la cible et le projectile peut être approximé par des voies coulombiennes répulsives, et les angles de diffusion moyens associés aux mécanismes de capture illustrés sur la figure II-4 peuvent être calculés simplement. Pour chaque configuration, il est alors possible d'identifier le mécanisme mis en jeu initialement, au cours de la collision. Les taux de stabilisation individuels peuvent être ensuite exploités pour discuter l'importance des effets post-collisionnels. Enfin, les résultats obtenus pour les systèmes collisionnels  $\text{Ne}^{10+} + \text{He}$  ont pu être comparés à des calculs complets de type ccOEDM du LCAB, dans lesquels l'interaction

diélectronique pouvait être inhibée ou incluse. Cette analyse est détaillée dans deux articles donnés en annexe [7,9] et je ne donnerai ici que les principales conclusions de ce travail.

Les spectres en Q de réaction ont mis en évidence le peuplement de nombreux états  $nl, n'l'$ . Notamment, la production de configurations à électrons *non*-équivalents ( $n' \gg n$ ), qui ne peut être expliquée par des modèles à électrons indépendants, a été confirmée. Pour ces configurations, une forte dépendance en vitesse de collision est observée : lorsque l'énergie de collision diminue, la section efficace de production des configurations à électrons *non*-équivalents augmente, tandis qu'à l'inverse celle des configurations à électrons *quasi*-équivalent ( $n' \sim n$ ) décroît.

Jusqu'au développement de la spectroscopie d'ions de recul, seules les expériences de spectroscopie d'électrons étaient, pour les systèmes collisionnels que nous avons choisi, en mesure de fournir avec précision des sections efficaces partielles de double capture  $\sigma(n, n')$ . La comparaison de nos résultats avec ceux précédemment obtenus à l'aide de cette technique a montré un bon accord global.

D'autre part, un calcul des sections efficaces de production des états  $nl, n'l'$  dans les collisions  $\text{Ne}^{10+} + \text{He}$  et  $\text{C}^{6+} + \text{He}$  a été effectué au LCAB. Un bon accord avec l'expérience a tout d'abord été constaté pour les sections efficaces partielles  $\sigma(n, n')$ . Pour la première fois, la qualité des distributions en angle de diffusion expérimentales fut telle qu'elles purent être directement comparables aux distributions théoriques. Leurs intensités et leurs structures ont été remarquablement reproduites.

L'un des principaux objectifs de notre travail était d'identifier les différents mécanismes de double capture et d'en caractériser l'importance. A ces fins, nous avons effectué une étude qualitative des distributions en angle de diffusion expérimentales, en nous appuyant sur des courbes d'énergies potentielles asymptotiques et sur un calcul de déflexion classique. En parallèle, des calculs tests du LCAB ont également permis d'identifier les mécanismes responsables du peuplement de certaines configurations. Les deux méthodes d'identification ont, de façon indépendante, donnés des résultats cohérents. Pour les deux systèmes collisionnels  $\text{C}^{6+} + \text{He}$  et  $\text{Ne}^{10+} + \text{He}$ , on a montré clairement une forte contribution des mécanismes CTE et CDC, tous deux gouvernés par l'interaction électron-électron. Les taux de stabilisation  $T_S$  ont fait l'objet d'une attention particulière. En effet, la technique expérimentale a pour avantage de donner un accès direct aux taux de stabilisation partiels  $T_S(n, n')$ . Nos mesures ont confirmé d'une part les fortes valeurs de  $T_S$  observées lors d'expériences antérieures, mais surtout, elles ont permis de déterminer la participation à la stabilisation des différentes configurations. Ainsi pour les collisions  $\text{Ne}^{10+} + \text{He}$ , nous avons montré que les configurations à électrons *non*-équivalents peuplées directement pendant la collision participent au processus DCS à hauteur de 40%, tandis que les effets post-collisionnels ATR et CI contribuent de façon indéniable aux 60% restant. L'influence de la vitesse de collision sur les taux de stabilisation à également été examinée : pour les deux systèmes collisionnels, une forte variation de  $T_S$  fut observée, tandis que les taux de stabilisation partiels  $T_S(n, n')$  restaient sensiblement constants. Nous avons clairement montré



que cette variation de  $T_S$  est liée au peuplement initial en  $n$  et  $n'$  des configurations  $nl, n'l'$  du projectile plutôt, qu'à une augmentation des moments cinétiques orbitaux  $l$  et  $l'$  dans la zone post-collisionnelle, telle que proposée par le modèle de satellisation.

### *II.3.1.1 Processus capture multiple*

Une étude préliminaire consacrée à la capture multiple (plus de deux électrons) a également été effectuée avec une cible de néon. Les résultats de cette étude, qui ont été publiés dans la référence [6], ont montré les limites de la technique utilisée : à partir de la triple capture il devient impossible de résoudre clairement les configurations triplement excitées peuplées sur le projectile. Pour aller plus loin, il devenait nécessaire de mesurer en coïncidence les électrons Auger émis par le projectile, ou même par la cible qui peut être excitée au cours de ce processus. De plus, le nombre de voies menant à la triple capture devient trop important pour qu'un calcul théorique de close-coupling basé sur une approche quasi-moléculaire soit possible. Nos résultats n'ont donc pu être exploités que pour tester le modèle classique de la barrière coulombienne [Niehaus 1986] et un modèle semi-empirique [Selberg 1996]. Cette période a donc constitué un tournant pour les activités du groupe du CIRIL qui a décidé d'orienter son travail vers l'étude de collisions ion-molécule.

### **II.3.2 La détection des électrons**

Au début des années 2000, la technique COLTRIMS avait déjà conquis de nombreux groupes travaillant également sur l'étude de collisions ion-atome à haute énergie ou la photo-ionisation. Un quatrième article de revue sur la spectroscopie d'ion de recul a d'ailleurs été publié en 2000 [Dörner 2000]. Pour l'étude de ces collisions donnant lieu à une ionisation de la cible, il était nécessaire de développer un dispositif capable de mesurer en coïncidence les vecteurs impulsion de l'ion de recul et des électrons. Un premier instrument avait été pour cela réalisé au GSI de Darmstadt [Ullrich 1997]. Cet instrument plus complet, appelé « reaction microscope » permet d'obtenir un angle solide proche de  $4\pi$  ainsi qu'une bonne résolution sur la mesure de l'impulsion aussi bien pour les électrons que pour les ions de recul. Son principe est simple : un champ d'extraction homogène permet de collecter les ions de recul d'un côté du spectromètre tandis que les électrons peuvent être guidés et détectés dans la direction opposée. Le problème qui se posait malgré tout est lié au fait que les énergies de recul sont généralement faibles (une fraction d'eV) tandis que l'énergie des électrons peut atteindre plusieurs dizaines d'eV. On ne pouvait alors pas, à l'aide d'un simple champ électrique, assurer à la fois une bonne résolution sur la mesure de l'impulsion du recul et une bonne efficacité de collection pour les électrons. La solution trouvée a consisté à appliquer un champ magnétique (typiquement de l'ordre de la dizaine de Gauss), orienté selon l'axe du spectromètre et homogène dans l'ensemble de son volume. Comme le montre la figure II-7, ce champ permet de confiner les électrons à l'intérieur du spectromètre tandis que les ions de recul, qui sont plus lourds, ne sont que très faiblement affectés.

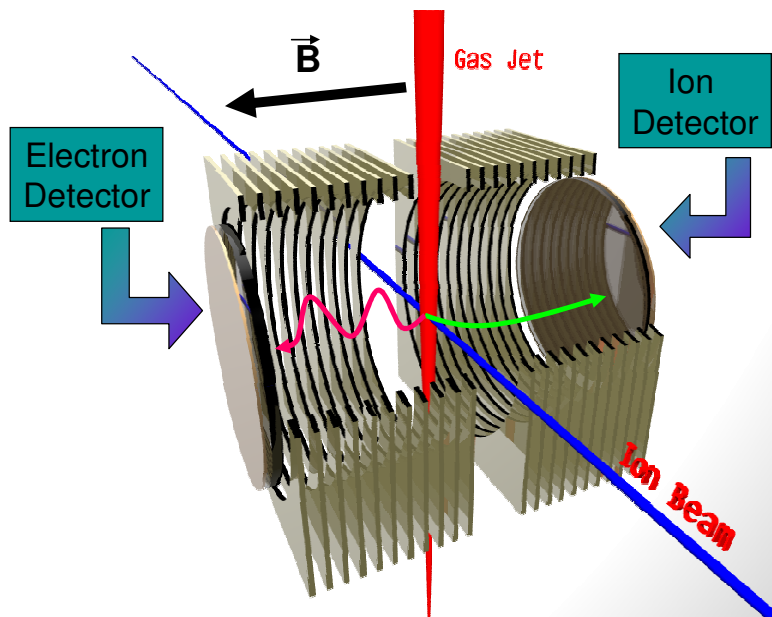


Figure II-7. : Schéma de principe du « reaction microscope ».

En vue d'étudier avec un outil performant les processus d'ionisation induits par collision d'ions lourds, notamment sur cible de molécules, le CIRIL a également développé ce type d'instrument. Pour tester le dispositif, nous avons alors choisi d'utiliser le processus de double capture auto-ionisante, pour lequel les énergies des électrons Auger émis sont bien définies et corrélées à la mesure du  $Q$  de réaction déduit de l'impulsion du recul. Cette expérience a été menée au GANIL en 2002, avec un faisceau d' $O^{6+}$  à basse vitesse de collision et une cible d'hélium. La combinaison des deux méthodes (spectroscopie d'ions de recul et spectroscopie Auger) a permis de déterminer sans ambiguïté les configurations peuplées après la DCAI. Par exemple, des configurations donnant lieu à des énergies Auger de seulement quelques eV ont pu être clairement détectées par cette technique de coïncidence. Cela est impossible avec les techniques de spectroscopie Auger traditionnelles qui souffrent d'un important bruit de fond à basse énergie. De plus, le spectre en énergie Auger permet de résoudre des configurations qui ne sont pas séparées dans le spectre en  $Q$  de réaction déduit de l'impulsion des reculs. La combinaison des deux techniques donne donc accès aux distributions en angle de diffusion spécifiques de ces configurations. L'ensemble de ce travail, qui a par ailleurs confirmé l'interprétation des processus de double capture discutée dans la section précédente, est détaillé dans l'article [13] donné en annexe.

Cette étude a par ailleurs permis de disposer d'électrons d'énergie bien définie, et de calibrer précisément le spectromètre. La validation de la méthode non triviale de reconstruction des trajectoires d'électron nous a encouragés à poursuivre ce travail avec l'étude de systèmes plus complexes. Les expériences suivantes ont alors été dédiées à des collisions ion-molécule à haute énergie, et en particulier à l'étude de l'ionisation de la molécule  $D_2$ . J'ai également participé à ces expériences dont les résultats sont décrits dans l'article [24] mais qui sortent du cadre choisi pour ce mémoire.

## II.4 Couplage à un piège magnéto-optique : la technique MOTRIMS

### II.4.1 Principe et motivations

Dès la fin des années 1990, plusieurs groupes se sont lancés dans des expériences influencées par le principe COLTRIMS, mais où les atomes cibles étaient obtenus par refroidissement laser et piégeage au sein d'un piège magnéto-optique (MOT pour magneto-optical trap). Ainsi un premier dispositif, développé par Wolf et Helm [Wolf 1997], utilisait un MOT de  $^{87}\text{Rb}$  installé au centre d'un spectromètre de temps de vol afin d'étudier la photo-ionisation du Rb par les impulsions d'un laser picoseconde. Avec un dispositif similaire, Huang et al. [Huang 2002] ont étudié l'interaction d'un faisceau d'électrons avec des atomes de  $^7\text{Li}$ . Dans ces expériences, seule l'une des composantes d'impulsion de l'ion de recul était mesuré via son temps de vol, et le principe de la technique COLTRIMS n'était donc pas complètement exploité. Le dispositif de Wolf peut cependant être considéré comme étant la première mise en œuvre de ce que l'on appela plus tard la technique MOTRIMS (pour magneto-optical trap recoil ion momentum spectroscopy). Cette technique est essentiellement basée sur le couplage d'un dispositif de COLTRIMS avec les techniques développées pour le refroidissement et le confinement d'atomes par laser. Elle a été développée simultanément en 2001 par trois groupes, l'un au Danemark [Van der Poël 2001], un second aux Pays-Bas [Turkstra 2001], et le dernier à Kansas State University (KSU), où j'effectuais alors un séjour post-doctoral [8].

Un premier avantage lié à l'utilisation d'une cible fournie par un MOT est la température de la cible, inférieure à 1 mK. Dans certaines expériences de COLTRIMS, la résolution sur la mesure de l'impulsion de recul était limitée par la température du jet supersonique, de l'ordre d'une fraction de K. La technique MOTRIMS permet une amélioration de la résolution, qui n'est alors plus limitée par la température de la cible mais par les performances du spectromètre (principalement la résolution du détecteur et le contrôle du champ d'extraction).

Le second avantage est que de nouvelles espèces atomiques peuvent être utilisées en tant que cible. Ce sont principalement les alcalins, atomes à un seul électron actif, qui peuvent être manipulés par laser, mais qui ne peuvent pas être refroidis à l'aide d'un jet supersonique sans formation de molécules ou d'agrégats. Ces atomes ont de plus l'avantage d'être facilement optiquement préparés. Cela étend l'application de la technique à un ensemble de cibles dont l'état initial peut être choisi, ce qui inclut des cibles alignées ou orientées.

Enfin, comme nous le verrons, la technique peut être utilisée pour étudier les caractéristiques du nuage d'atomes piégés. C'est dans ce cas la collision qui sert de diagnostic.

## II.4.2 Dispositif expérimental et premières expériences

### II.4.2.1 Le piégeage magnéto-optique

En remplacement du jet supersonique, un dispositif MOTRIMS utilise donc un piège magnéto optique qui fournit un nuage d'atomes refroidis et confinés au centre du spectromètre d'ions de recul. Le principe du piégeage magnéto-optique est maintenant décrit dans de nombreux manuels et nous ne donnerons ici que les éléments essentiels. Il nécessite, pour les atomes piégés, la mise en œuvre d'un processus de refroidissement, et d'une force de rappel vers le centre du piège. Pour agir ainsi sur les atomes et les manipuler, il suffit de disposer d'un laser quasi-résonant avec une transition atomique. L'absorption de photons provenant du laser résulte en un recul de l'atome (par conservation de l'impulsion) qui n'est pas compensée par la réémission de photons par émission spontanée. L'idée est alors de rendre la probabilité d'absorber un photon du laser dépendante de la vitesse (pour le refroidissement) et de la position (pour le confinement).

Pour le refroidissement (qu'on appelle ici refroidissement doppler), il suffit de désaccorder la fréquence des lasers vers le rouge par rapport à la transition atomique choisie. Par simple effet doppler, la résonance ne se produit alors que pour des atomes dont la vitesse est orientée en direction opposée à celle du laser, ce qui a pour effet de les ralentir. Avec 3 paires de faisceaux lasers contra-propageant, orientées selon les trois directions de l'espace, on obtient finalement une « force de freinage » qui a pour effet de refroidir les atomes dans le volume commun aux six faisceaux laser.

Le principe du confinement est un peu plus complexe. Il consiste tout d'abord à appliquer un champ magnétique de gradient constant selon chaque direction de l'espace, mais nul au centre du piège. Comme l'illustre de façon très schématique la figure II-8 pour une dimension, la résonance peut alors se faire avec des sous-niveaux Zeeman lorsque l'on s'écarte du point de champ nul. L'astuce consiste ensuite à utiliser des lasers de polarisation circulaire et choisir leur hélicité de sorte à ce que les transitions permises avec chaque laser aient pour effet de repousser l'atome vers la zone de champ magnétique nul.

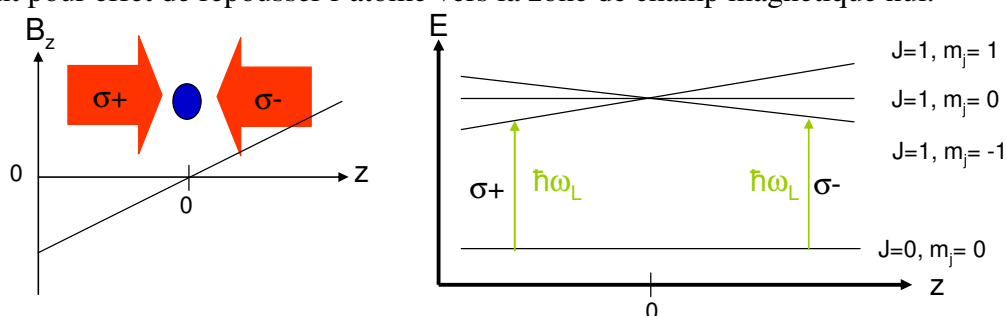
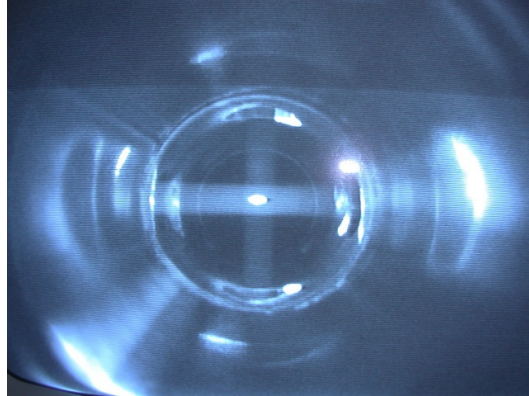


Figure II-8. : Illustration, à une dimension, du confinement magnéto-optique. La figure de gauche indique la variation du champ magnétique en fonction de l'axe  $oz$  et la configuration des faisceaux laser. La figure de droite donne l'énergie des sous-niveaux-Zeeman et montre les points où les deux lasers peuvent entrer en résonance avec les transitions possibles.

Ce principe se généralise à trois dimensions en utilisant un champ magnétique généré par deux bobines en configuration anti-Helmholtz. En pratique, il suffit généralement d'un gradient de champ magnétique de l'ordre de 10 Gauss/cm, et de faisceaux lasers d'une puissance de quelques dizaines de mW pour un diamètre de quelques cm. On peut alors obtenir un nuage d'atomes piégés dont le diamètre est de l'ordre du mm, dont la température est inférieure au mK, et dont la densité peut atteindre  $10^{11}$  atomes/cm<sup>3</sup> (voir figure II-9). Ce nuage constitue une cible idéale pour l'application de la spectroscopie d'ions de recul.



*Figure II-9. : Photographie du nuage d'atomes de Rb piégés au centre du spectromètre du dispositif MOTRIMS réalisé au LPC Caen*

Le principe du piégeage magnéto-optique est simple, mais sa mise en œuvre nécessite un très bon contrôle des lasers. Leur mise en forme, la possibilité de les commuter rapidement, et surtout l'asservissement très précis de leur fréquence, peuvent s'avérer passablement complexe. Ces points techniques sont détaillés dans la référence [31] donnée en annexe. La principale limitation de cette technique est liée à l'existence de transitions adaptées pour un atome donné, et à la disponibilité des lasers requis. Les espèces atomiques pouvant être piégées sont donc principalement les alcalins, les alcalino-terreux, et les gaz rares, à condition de pouvoir au préalable exciter ces derniers dans un état métastable adapté.

#### *III.4.2.1 Premières expériences*

Le développement d'un dispositif MOTRIMS à KSU avait pour premier but l'étude de l'échange de charge dans des collisions de basse énergie entre un ion alcalin simplement chargé et une cible de Rb. Pour ce type de processus, on s'attend à des petits  $Q$  de réaction et à des angles de diffusion très faibles (il n'y a pas de répulsion coulombienne en voie de sortie). Une très bonne résolution sur la mesure de l'impulsion de recul était donc nécessaire, et la technique MOTRIMS semblait être particulièrement adaptée.

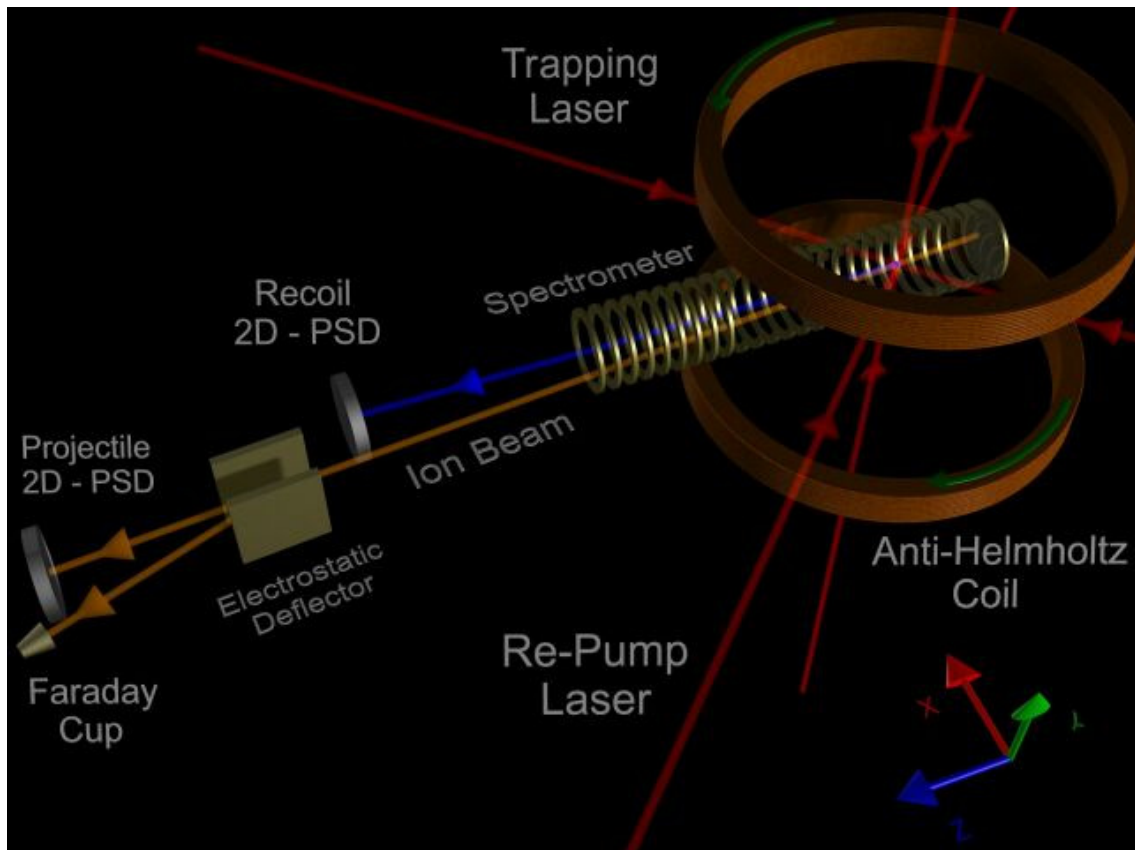


Figure II-10. : Schéma de principe du dispositif MOTRIMS réalisé à KSU. Les six faisceaux lasers permettant le confinement de la cible de  $^{87}\text{Rb}$  sont indiqués en rouge. Les ions projectiles, en orange, viennent croiser la cible au centre du spectromètre et sont ensuite analysés en charge. Les ions de recul, en bleu, sont extraits selon un axe proche de celui des projectiles vers leur détecteur.

La priorité étant d'identifier clairement les états peuplés sur le projectile, nous avons choisi une extraction des ions de recul quasi-longitudinale, c'est-à-dire orientée selon un axe proche de celui des projectiles. Ainsi, la mesure de la composante longitudinale de l'ion de recul, qui donne accès au  $Q$  de réaction, était obtenue par temps de vol, ce qui permettait de bénéficier d'une meilleure résolution. Le schéma de principe du dispositif est donné sur la figure II-10. L'ensemble de ce dispositif est également détaillé dans la référence [16].

La première expérience réalisée à l'aide de ce dispositif s'attachait à l'étude de collisions entre projectiles de  $\text{Cs}^+$  à 6 keV et une cible de  $^{87}\text{Rb}$ . Ce fut un succès, et l'analyse des données a permis de mesurer les sections efficaces partielles de capture pour chaque état peuplé sur le projectile, les sections efficaces différentielles en angle de diffusion associées, et ce, pour deux états de la cible de Rb : l'état fondamental 5s, et l'état 5p peuplé par les transitions liées au piégeage. Ces résultats expérimentaux ont pu, entre autres, être exploités pour tester un calcul théorique basé sur le modèle de Demkov [Demkov 1964] montrant un très bon accord avec l'expérience. Surtout, cette expérience a permis de démontrer les potentialités de cette nouvelle technique. Ce travail est détaillé en annexe dans l'article [8]. D'autres systèmes collisionnels ont par la suite été étudiés et comparés à la théorie [11]. La

possibilité d'exciter la cible a finalement été exploitée pour étudier, à l'aide d'un laser supplémentaire, des collisions sur une cible de  $^{87}\text{Rb}$  dans une combinaison d'états  $5s$ ,  $5p$ , et  $4d$  [22].

En parallèle, le groupe du Danemark exploitait l'excellente résolution dont bénéficie cette technique pour la mesure des angles de diffusion. Ils ont pu mettre en évidence, dans le processus de capture intervenant entre un faisceau de  $\text{Li}^+$  à quelques KeV et une cible de Na, les oscillations en angle de diffusion associées au phénomène de diffraction de Fraunhofer [Van der Poël 2001]. Le processus de capture intervient ici à un paramètre d'impact bien défini, qui donne lieu à la diffraction de l'onde de matière associée au projectile. Les oscillations qui en résultent, d'une période inférieure à 0.01 deg, étaient prédites par la théorie mais n'avaient jusqu'alors pas pu être observées. Le groupe de KVI aux Pays-Bas s'est quant à lui attaché à l'étude de la capture multiple avec une cible de Na, nouvelle espèce accessible à la spectroscopie d'ions de recul grâce à cette nouvelle technique [Turkstra 2001].

### II.4.3 Dynamique des populations au sein d'un piège magnéto-optique

Au cours du travail effectué à KSU, il est rapidement apparu que pour certains systèmes collisionnels, le spectre en  $Q$  de réaction permettait d'identifier clairement les canaux de simple capture correspondant à la capture d'un électron d'un atome de  $^{87}\text{Rb}$  dans un état  $5s$  et ceux correspondant à la capture d'un électron à partir de l'état excité  $5p$ . Afin de relier les sections efficaces relative de capture sur une cible dans son état fondamental à celles obtenues pour l'état excité, il était nécessaire de connaître la « fraction excitée »  $f$ , qui correspond au rapport entre la population d'atomes cibles dans l'état  $5p$  sur le nombre total d'atomes. Cette fraction peut être calculée, à partir de l'intensité de saturation  $I_s$  de la transition, de l'intensité laser au point de collision, et de la fréquence des lasers. Cependant,  $I_s$  n'est connu que pour une polarisation de la lumière bien définie, et la configuration des lasers utilisée pour le piégeage avec ses 6 faisceaux de polarisation circulaire droite ou gauche pose alors problème. Une autre solution consiste à mesurer directement cette fraction excitée, grâce au spectre en  $Q$  de réaction. Pour cela, il suffit de tirer avantage du fait que le mouvement des atomes au sein du piège ne se fait que sur une échelle de temps de l'ordre de la milliseconde, tandis que la désexcitation des atomes n'a lieu, elle, qu'en quelques nanosecondes ou dizaines de nanosecondes. De même, le temps de vol des ions de recul  $\text{Rb}^+$  ne varie que de quelques nanosecondes avec la vitesse de recul induite par la collision. L'instant de la détection des ions  $\text{Rb}^+$ , qui a lieu quelques dizaines de microsecondes après la collision peut donc être précisément relié au moment de la collision. Nous avons alors développé un système de hachage rapide des lasers de piégeage, basé sur l'utilisation d'un modulateur acousto-optique. Grâce à ce dispositif, il était possible d'éteindre périodiquement les lasers de piégeage pendant quelques microsecondes, sans affecter le nuage d'atomes piégés. En corrélant la commande de ce système de hachage au temps de détection des ions de recul, il devenait possible d'identifier les événements de capture issus d'un nuage constitué uniquement d'atomes dans leur état fondamental, et ceux issus d'un nuage constitué d'un mélange

d'atomes dans les états  $5s$  et  $5p$ . Un exemple est donné sur la figure II-11 pour des collisions  $\text{Na}^+ + \text{Rb}$ .

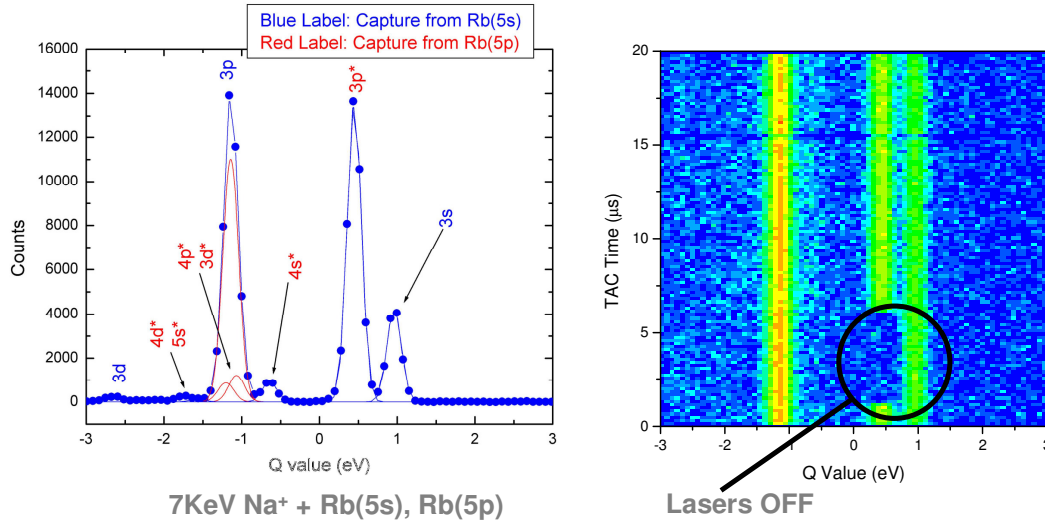


Figure II-11. : La figure de gauche montre le spectre en  $Q$  de réaction obtenu pour le système  $\text{Na}^+ + \text{Rb}$  à 7 keV. Les pics associés à la capture d'un électron  $5s$  ou  $5p$  sont respectivement indiqués en bleu et en rouge. La figure de droite montre le taux de capture en fonction du  $Q$  de réaction et du temps dans le cycle de hachage des lasers.

Dans la période « lasers off » identifiable sur la partie droite de la figure II-11 par la disparition du pic noté  $3p^*$ , tous les atomes cibles sont dans l'état fondamental  $5s$ . Le reste du temps (lasers on), on a une mixture d'atomes dans des états  $5s$  et  $5p$ . Sur cette échelle de temps, les atomes peuvent être considérés comme immobiles. La population  $5p$  disparue pendant la période « lasers off » vient donc renforcer celle du  $5s$ , et la comparaison du taux de capture à partir du  $5s$  (par exemple à l'aide du pic noté  $3s$ ) pour les cas « lasers off » et « lasers on » permet d'obtenir la fraction excitée  $f$ . Ainsi si l'on note respectivement ces taux  $T_{3s}^{off}$  et  $T_{3s}^{on}$  on a simplement :

$$f = \frac{T_{3s}^{off} - T_{3s}^{on}}{T_{3s}^{off}} \quad (\text{II-12})$$

Cette méthode permet donc d'obtenir la fraction excitée indépendamment de tout modèle. On peut ensuite l'utiliser, pour mesurer les rapports de section efficace d'échange de charge obtenus pour une cible excitée ou dans l'état fondamental. C'est ce qui a été fait tout d'abord pour les cibles de  $\text{Rb}(5s)$  et  $\text{Rb}(5p)$  dans l'article [14] donné en annexe. Dans ce même article, nous avons également démontré que la méthode pouvait être généralisée à un système à plusieurs niveaux (plus de deux niveaux excités) à l'aide d'un schéma de hachage laser plus complexe. C'est ce qui a permis, notamment, l'investigation du processus de capture sur une cible de  $\text{Rb}(4d)$  [22]. Enfin, une toute autre application de la méthode est l'étude même de cette fraction excitée et de son évolution dans le temps. Dans l'article [14] cité précédemment ainsi que dans la référence [12], un premier exemple était donné, avec l'évolution temporelle des populations  $5s$  et  $5p$  sous l'effet de l'obturation d'un laser de



repompage. Plus tard, pour un système à trois niveaux, l'emploi de cette technique a permis d'imager dans le temps, avec une résolution de quelques nanosecondes, l'évolution des populations de ces trois niveaux sous l'effet de pulses laser d'une durée d'environ 50 ns [Gearba 2007]. Cette expérience était dédiée à l'étude dynamique de l'effet STIRAP (pour stimulated Raman adiabatic passage). Cet effet permet, à l'aide de deux pulses lasers dont la structure en temps, la fréquence, et l'intensité sont judicieusement choisies, de peupler uniquement le niveau d'énergie le plus élevé. Cette expérience est, je pense, la plus belle illustration de cette utilisation d'un dispositif MOTRIMS et du processus d'échange de charge pour étudier la dynamique des populations au sein d'un MOT. Par ailleurs, la méthode a également été utilisée pour déterminer une « intensité de saturation effective » qui soit applicable au cas du piégeage magnéto-optique du  $^{87}\text{Rb}$  lorsque l'on veut calculer la fraction excitée en fonction des paramètres de piégeage [Shah 2007].

#### II.4.4 Expériences à haute résolution en angle de diffusion

L'objectif de mon recrutement au sein du groupe Interactions Fondamentales du LPC Caen était tout d'abord de renforcer l'équipe travaillant sur la mesure du paramètre de corrélation angulaire  $\beta\text{-}\nu$  dans la désintégration  $\beta$  de  $^6\text{He}$ . Cette mesure était basée sur l'utilisation d'un piège de Paul (un piège à ion), mais la direction du laboratoire souhaitait, en parallèle, initier le développement du piégeage magnéto-optique d'atomes radioactifs. En effet, cette technique de piégeage peut permettre de bénéficier de quelques avantages de poids: un espace de phase réduit du nuage atomique piégé, l'absence de champ radiofréquence, et la possibilité de polariser les noyaux radioactifs. En 2004, avec la perspective de voir prochainement aboutir l'expérience relative à la mesure du paramètre de corrélation angulaire  $\beta\text{-}\nu$  dans la désintégration de  $^6\text{He}$ , j'ai constitué un dossier d'« ACI Jeunes Chercheuses Jeunes chercheurs » pour lancer cette nouvelle thématique en collaboration avec le laboratoire CIMAP. Ce nouveau projet intitulé « Piégeage Magnéto-Optique d'Atomes Radioactifs » a débuté en 2005 grâce au financement qui nous a été attribué. Les mesures de précision qui peuvent être effectuées en utilisant cette technique offrent de nombreuses possibilités, telles que l'étude des effets de non conservation de parité dans les atomes, et celle de certains aspects fondamentaux de la décroissance  $\beta$ , qui incluent la recherche de couplages exotiques et les tests d'invariance par renversement du temps. Cependant, malgré ce potentiel, les faisceaux radioactifs délivrés au GANIL (des gaz rares) n'étaient pas adaptés, et nous n'avions pas pu arrêter notre choix sur un cas physique précis. Le projet a donc été articulé en deux étapes. Dans une première phase, l'objectif était de se doter d'un piège magnéto-optique d'atomes stables, afin d'acquérir au laboratoire l'expérience et les compétences requises pour la mise en œuvre de cette technique. En parallèle, des études de faisabilité devaient être effectuées en vue d'identifier un sujet particulièrement prometteur pour l'utilisation d'atomes radioactifs. La réalisation des expériences sur faisceau radioactif n'interviendrait alors que dans une seconde phase, sur la future installation DESIR prévue dans le cadre de SPIRAL2. Afin d'exploiter au maximum le piège d'atomes stables durant la première étape, un dispositif de type MOTRIMS a été réalisé en couplant le piège à un

spectromètre d'ions de recul. Le but était alors d'aller plus loin dans l'étude de collisions ion-atome, en utilisant une cible polarisée dans nos expériences. De plus, le développement d'un système de commutation rapide du champ magnétique, nécessaire aux mesures de précision envisagées sur faisceau radioactif, devait permettre d'obtenir la meilleure résolution possible sur les trois composantes de l'impulsion de recul.

#### II.4.4.1 Dispositif expérimental

L'espèce atomique piégée n'ayant que peu d'importance pour les expériences visées au cours de la première étape du projet, le piège magnéto-optique a été conçu pour le piégeage du rubidium. Ce choix permettait de bénéficier de lasers et d'éléments d'optiques de moindre coût. Pour les mêmes raisons, et afin de disposer de notre propre source d'ions projectiles, nous avons réalisé un canon à ion pouvant délivrer un faisceau d'ions alcalins mono-chargés.

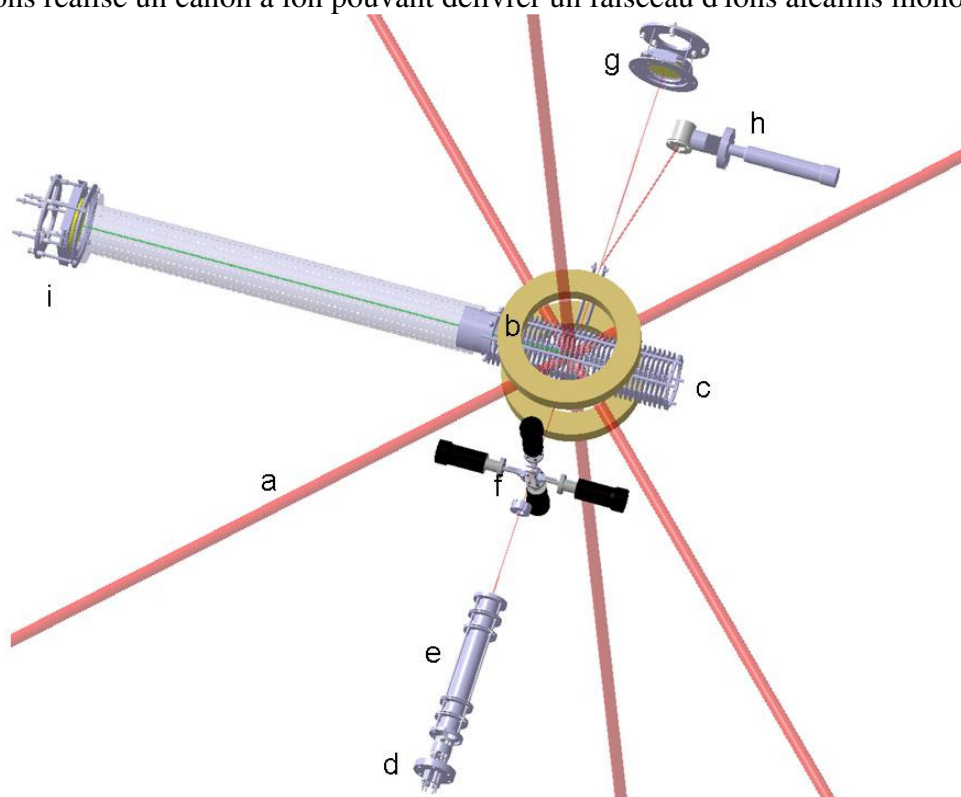


Figure II-12. : Schéma du dispositif expérimental. L'association de six faisceaux laser (a) et d'un champ magnétique, créé par une paire de bobines en configuration anti – Helmholtz (b), piège et refroidit les cibles atomiques au milieu du spectromètre d'ions de recul (c). Une source thermoionique (d) produit le faisceau d'ions projectiles. Après focalisation (e) et collimation (f), il entre dans la chambre de collision, traverse le nuage d'atomes froids piégés, et est analysé en charge à la sortie du spectromètre : les projectiles ioniques ayant capturé un électron sont neutralisés et dirigés vers un détecteur sensible à la position (g), tandis que le faisceau ionique primaire est collecté dans une cage de Faraday après déflection (h). Le spectromètre extrait les ions de recul, résultant du transfert de charge, depuis la zone de collision vers le détecteur sensible à la position des reculs avec une efficacité de 100% (i).

La conception du spectromètre d'ions de recul et de la ligne de faisceau de projectiles, la mise au point de l'ensemble du dispositif expérimental et la caractérisation du nuage d'ions piégés ont été effectuées dans le cadre de la thèse de Jérémy Blicck. Il a ensuite réalisé les premiers tests pour des collisions  $\text{Na}^+ + \text{Rb}$  à 2 keV et 5 keV, afin de comparer les résultats obtenus à ceux, antérieurs, du groupe de KSU. Le dispositif expérimental est donc décrit en détails dans cette thèse [Blicck 2008], ainsi que dans l'article [31] donné en annexe. Comme le montre la figure II-12, le schéma de principe de l'expérience est similaire à celui de KSU. Plusieurs innovations ont cependant été apportées à ce nouveau dispositif. Tout d'abord, un système électronique permettant de commuter rapidement le champ magnétique a été développé. En effet, ce champ de piégeage inhomogène affecte la trajectoire des ions de recul (de faibles énergies), et dégrade la résolution sur la mesure de l'impulsion de recul. La solution consiste alors à alterner de façon cyclique une période champ "on" durant quelques millisecondes, afin de piéger les atomes, puis une période champ "off", durant le temps de la prise de données. Pour notre dispositif, le cycle optimal dure 12 ms, avec 9 ms champ "on" suivies de 3 ms champ "off". Cela demande une commutation rapide, qui fut difficile à mettre en œuvre compte tenu de la forte inductance des bobines (de l'ordre de 1 Henry) et du courant de 2 Ampères qui les parcourent. Le principe de cette électronique ainsi que le gain apporté sur la résolution sont donnés dans la référence [31].

Toujours dans le but d'améliorer la résolution, les simulations dédiées à la conception du spectromètre à focalisation 3D ont été effectuées avec précision, en prenant en considération tous les détails du dispositif. Le Schéma de polarisation du spectromètre a également été choisi de sorte à ce que la zone de collision reste à potentiel nul, et facilite l'utilisation de faisceaux projectiles de basse énergie. En parallèle, nous avons travaillé à l'optimisation de la résolution spatiale du détecteur d'ions de recul, qui devient, avec cette technique, l'élément limitant la résolution obtenue sur l'impulsion des ions de recul.

Contrairement à ce qui fut fait à KSU, nous avons choisi une géométrie d'extraction transverse des ions de recul par rapport à l'axe faisceau. On peut alors bénéficier d'un bien meilleur rapport signal sur bruit, en limitant les fausses coïncidences générées par des projectiles déclenchant accidentellement le détecteur d'ions de recul.

Enfin, un système d'asservissement des lasers particulièrement robuste, basé sur l'utilisation de modulateurs acousto-optiques (AOMs), ainsi que des outils de caractérisation du nuage atomique ont été développés. Ces outils de diagnostic, basés sur l'utilisation d'une caméra CCD rapide et sensible, s'inspirent des techniques utilisées pour la détection de condensats de Bose Einstein et permettent des mesures précises de la taille, de la densité, et de la température du nuage.

Tous ces éléments ainsi que les premiers résultats expérimentaux obtenus pour l'étude des collisions  $\text{Na}^+ + \text{Rb}$  à 2 keV et 5 keV sont détaillés dans la thèse de Jérémy Blicck et dans la référence [31] donnée en annexe.

#### II.4.4.2 Collisions $\text{Na}^+ + {}^{87}\text{Rb}(5s,5p)$

Les premiers résultats expérimentaux que nous avons obtenus pour ce système collisionnel, à 2 keV et 5 keV, ont motivé de nouveaux calculs de "close coupling" (MOCC) effectués par Bernard Pons au CELIA (Bordeaux). Malgré nos efforts sur le plan technique, la résolution obtenue sur les composantes transverses de l'impulsion de recul s'avéra moins bonne qu'attendue, et la comparaison théorie/expérience des sections efficaces différentielles en angle de diffusion était imparfaite. Ce travail initié par Jérémie Blicq a été poursuivi par Arnaud Leredde. Il a, en début de thèse, procédé à un réaligement complet du spectromètre, et déterminé une meilleure géométrie du champ d'extraction en affinant les simulations. La correction d'un décalage de quelques millimètres, entre l'axe du spectromètre et la position de la zone de collision, ainsi qu'une légère modification de la tension de focalisation ont résolu ce problème sur les composantes transverses et donné lieu à une nouvelles prise de données. Les résultats obtenus ont été publiés dans la référence [41] donnée en annexe, qui propose une étude conjointe théorie/expérience. Tout d'abord, le très bon rapport signal sur bruit a permis de mesurer les sections efficaces relatives de voies très minoritaires, comme l'illustre la figure II-13 avec, par exemple, la voie  $3s^*$  (qui correspond à la capture d'un électron 5p de la cible vers un état 3s du projectile). La comparaison théorie/expérience des sections efficaces relatives de capture pour les différentes voies peuplées a montré un excellent accord. Les distributions en angle de diffusion du projectile associées à ces voies de capture ont également fait l'objet d'une comparaison. La très bonne résolution expérimentale sur l'angle de diffusion ( $28 \mu\text{rad}$  et  $42 \mu\text{rad}$  pour respectivement 5 keV et 2 keV d'énergie de collision) a ici permis de résoudre la plus part des structures attendues pour ces distributions. Comme le montre l'ensemble des figures de la référence [41], là encore, un très bon accord théorie expérience a permis de valider les calculs. A titre d'exemple, les spectres en angle de diffusion obtenus pour la voie  $\text{Rb}(5s) \rightarrow \text{Na}(3s)$  à des énergies de collision de 2 keV et 5 keV sont donnés sur la figure II-14.

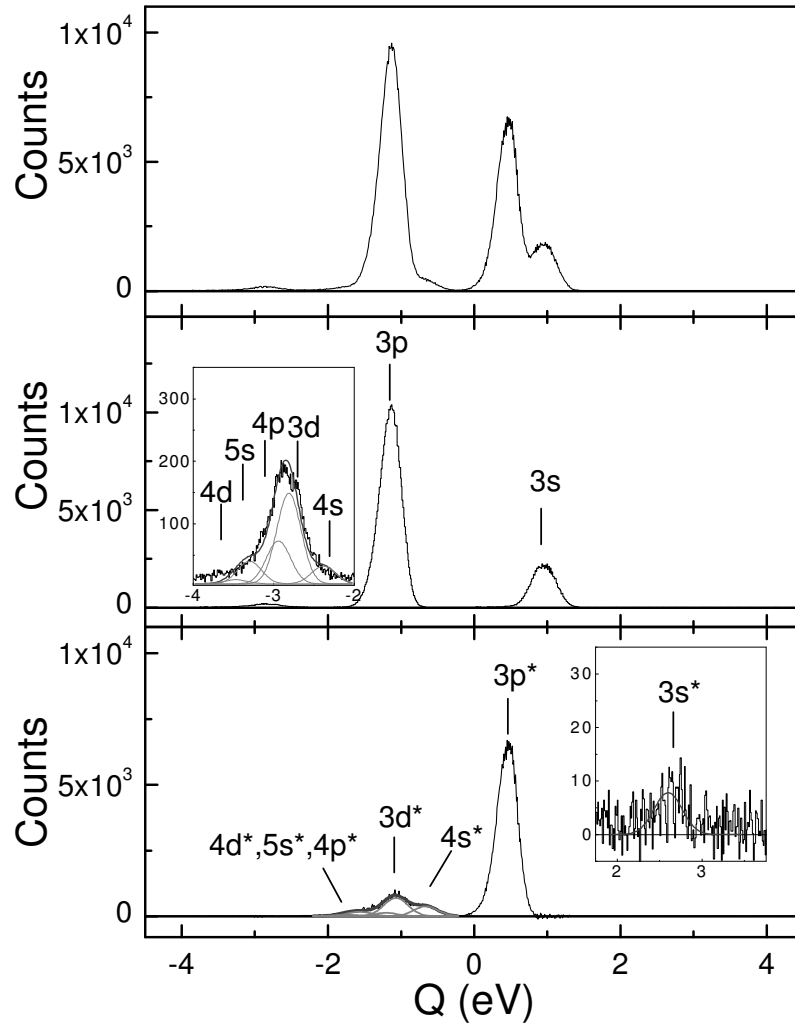


Figure II-13. : Spectres en  $Q$  de réaction pour des projectiles  $\text{Na}^+$  à 5 keV sur cible de  $^{87}\text{Rb}(5s,5p)$  (en haut, avec lasers "on"),  $^{87}\text{Rb}(5s)$  (au milieu, avec lasers "off"), et  $^{87}\text{Rb}(5p)$  (en bas). Le spectre du bas est une combinaison linéaire des deux autres spectres qui élimine la contribution de la cible dans son état fondamental. Les états peuplés sur le projectile sont indiqués, accompagnés d'une astérisque lorsque la cible est dans l'état excité  $^{87}\text{Rb}(5p)$ .

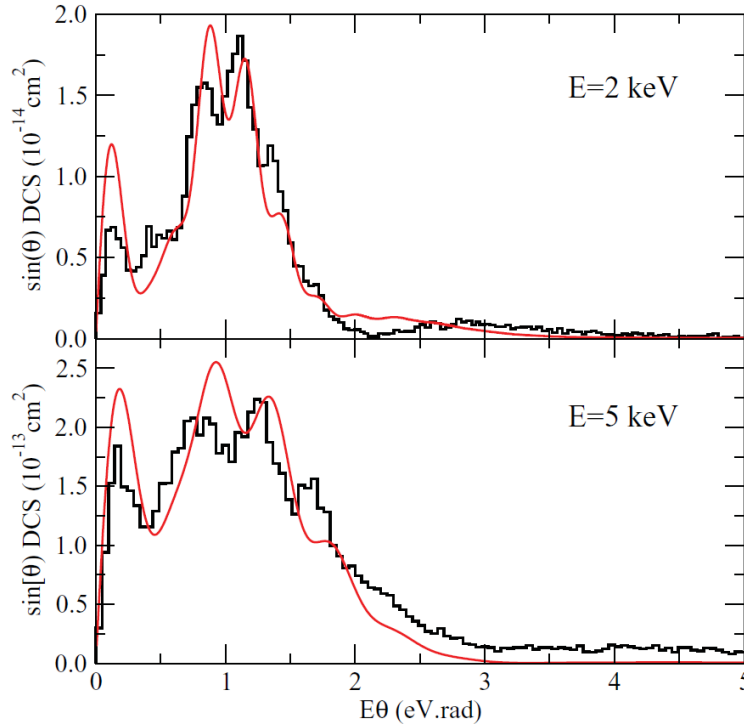


Figure II-14. : Sections efficaces différentielles en angle de diffusion du projectile obtenues pour la voie  $Rb(5s) \rightarrow Na(3s)$ . Les courbes théoriques sont convoluées avec la fonction de réponse du dispositif expérimental. Les spectres expérimentaux sont normalisés aux sections efficaces théoriques.

Les oscillations qui apparaissent ici clairement sur la figure II-14 ont été attribuées sans ambiguïté à la diffraction de l'onde de matière associée au projectile. C'est le processus de capture, effectif pour une gamme restreinte en paramètre d'impact, qui agit ici comme une "fonction pupille" et cause ce phénomène de diffraction de Fraunhofer. C'est la première fois que ce phénomène a pu être mis en évidence pour un système collisionnel tel que  $Na^+ + Rb$ . Ce résultat constitue une nouvelle illustration de la dualité onde corpuscule pour un ion projectile relativement lourd et rapide.

Ces résultats n'ont pu être obtenus que grâce à une excellente résolution sur les trois composantes de l'impulsion du recul (d'environ 0.05 a.u. pour une déviation standard). Cette résolution n'est pas un record, (le dispositif de KSU avait déjà permis d'atteindre  $\sim 0.03$  a.u. sur la composante longitudinale), mais pour la première fois, elle concerne toutes les composantes, et donc les résolutions qui en résultent à la fois sur le  $Q$  de réaction et sur l'angle de diffusion. Pour donner un ordre de grandeur, une impulsion de recul de 0.05 a.u. correspond ici à une énergie cinétique des atomes de Rb de  $0.2 \mu eV$ , ou à une température de la cible de 1.5 mK.

#### II.4.5 Echange de charge sur cible orientée

L'un des avantages évidents de la technique MOTRIMS est la possibilité d'utiliser un laser de longueur d'onde proche de celle du laser de piégeage pour aligner/orienter les atomes

piégés. Il devient ainsi possible de sonder la dépendance du processus de capture à une "préparation" de la cible. Ce type d'étude était d'ailleurs la motivation première du groupe danois de N. Andersen [Van der Poël 2001] lorsqu'ils développèrent leur dispositif: l'application de la technique de spectroscopie d'ions de recul aux collisions sur cible alignée/orientée offrait la perspective d'une résolution bien supérieure à celle obtenue par spectroscopie de gain d'énergie [Dowek 1990, Houver 1992]. Cependant, cette préparation de la cible reste difficile à réaliser. Elle requiert tout d'abord d'éteindre les lasers de piégeage (qui modifieraient la polarisation de la cible) tandis qu'un laser dédié à la polarisation est envoyé sur les atomes du piège. Cette étape doit être effectuée sans dégrader trop fortement la densité du nuage d'atomes piégés. De plus, il est souhaitable d'appliquer un champ magnétique homogène, afin d'imposer aux atomes un axe de quantification contrôlé. Cela demande la suppression du champ magnétique de piégeage quadripolaire du MOT et son remplacement par un champ constant. Suite à ces difficultés techniques, le groupe danois a dû abandonner son projet. En revanche, le dispositif MOTRIMS réalisé à Caen avait, à la base, été conçu avec une partie des éléments nécessaires à la préparation de la cible: une électronique de hachage du champ magnétique de piégeage, et un dispositif de hachage des lasers de piégeage basé sur l'utilisation d'AOMs. L'objectif principal de la Thèse d'Arnaud Leredde a donc été de compléter le système existant pour la production d'une cible atomique orientée.

#### II.4.5.1 Préparation de la cible

Le schéma de principe du système optique de piégeage, dont le fonctionnement est détaillé dans la référence [31], est reporté sur la figure II-15.

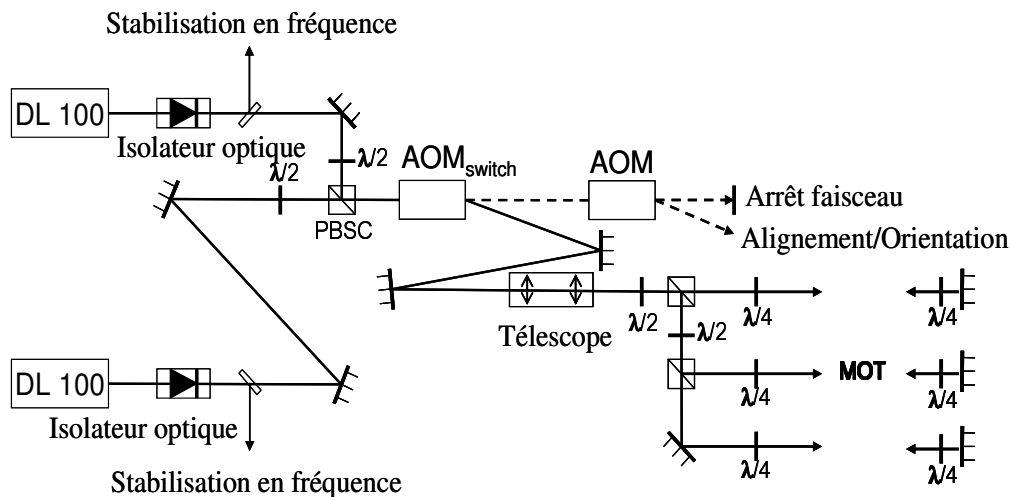


Figure II-15. : Schéma de principe du système optique de piégeage

Nous rappelons que le champ magnétique de piégeage est alternativement "on" pendant 9 ms, puis "off", pendant 3 ms. Lorsque le champ magnétique de piégeage est supprimé, l'AOM noté AOM<sub>switch</sub> n'est plus alimenté. Les lasers sont alors réorientés vers un second AOM, et les six faisceaux assurant le piégeage magnéto-optique sont coupés. Le second AOM

est alors alimenté, durant 2 ms, par une tension radiofréquence permettant d'obtenir la résonance avec la transition entre les niveaux  $5^2S_{1/2}(F=2)$  et  $5^2P_{3/2}(F=3)$ . C'est le faisceau issu du second AOM qui est par la suite mis en forme et polarisé circulaire gauche, ou droite, afin d'obtenir une cible orientée. Tel que le montre la figure II-16, le faisceau est d'abord élargi par un télescope, puis passe au travers d'un couple lame demi-onde / cube polariseur, qui permet d'en régler l'intensité et d'obtenir une polarisation linéaire. Une lame quart d'onde permet ensuite d'obtenir une polarisation circulaire. La lame à cristaux liquides (LC) permet de passer rapidement, et de façon automatique, d'une polarisation circulaire droite à une polarisation circulaire gauche. Cette lame n'a pas été utilisée pendant la prise de données car la polarisation obtenue montrait un caractère trop elliptique. Enfin, un second couple demi-onde / cube polariseur peut être inséré pour mesurer la circularité de la polarisation. Le faisceau laser est rétro-réfléchi à la sortie de l'enceinte de piégeage, de façon à équilibrer au maximum les forces exercés par les lasers sur les atomes de Rb, et à limiter la perte de densité du nuage. Deux bobines de Helmholtz ont été ajoutées au dispositif afin d'imposer un champ magnétique vertical d'orientation bien définie et d'une intensité d'environ 4 Gauss. Pendant les phases de piégeage, lorsque le champ magnétique quadripolaire est appliqué, ce champ constant doit être compensé. Pour cela, il a suffi de déplacer verticalement les bobines de piégeage de quelques millimètres.

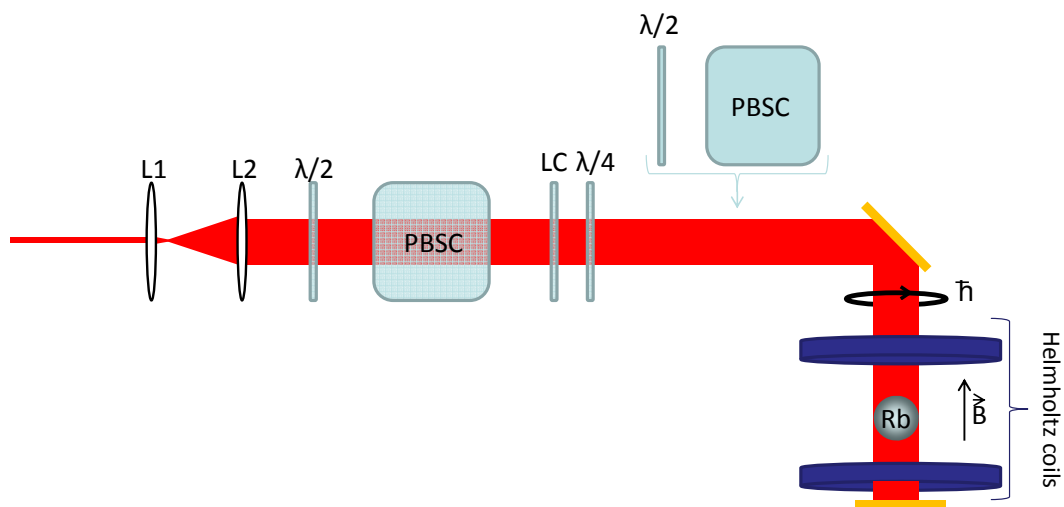


Figure II-16. : Schéma de principe de la mise en forme du laser de polarisation

Ce dispositif de polarisation permet de disposer d'une cible dont le moment cinétique a été orienté selon l'axe du champ magnétique. En choisissant une polarisation circulaire droite, les atomes sont pompés vers les sous niveaux  $5^2S_{1/2}(F=2; mF=+2)$  et  $5^2P_{3/2}(F=3; mF'=+3)$  en quelques microsecondes. Les sous niveaux  $5^2S_{1/2}(F=2; mF=-2)$  et  $5^2P_{3/2}(F=3; mF'=-3)$  sont obtenus avec une polarisation circulaire gauche. En mesurant la polarisation des photons émis dans le plan perpendiculaire au champ magnétique, nous avons pu déterminer le taux de polarisation obtenu (donné par la population d'atomes dans les sous niveaux de  $mF$  maximal), supérieur à 96%. L'étude du taux d'absorption d'un laser sonde supplémentaire, accordé sur la



transition  $5^2S_{1/2}(F=2)$  et  $5^2P_{3/2}(F=2)$ , a également permis de mesurer la vitesse du pompage optique. Elle a montré que le taux de polarisation maximal était atteint en moins de 10  $\mu$ s, conformément aux résultats donnés par des simulations numériques que nous avons effectuées. Ces mesures et les outils utilisés sont détaillés dans la thèse d'Arnaud Leredde. Pour chaque cycle de hachage du champ magnétique (d'une période de 12 ms), nous disposons donc d'une fenêtre de 2 ms pendant laquelle les collisions étudiées concernent une cible atomique orientée à plus de 96%.

#### II.4.5.2 Mesure de " l'asymétrie gauche - droite" de la diffusion des projectiles

Pour les atomes de Rb dans l'état excité  $5^2P_{3/2}(F=3)$ , l'orientation du moment cinétique des atomes cibles selon un axe perpendiculaire à celui du faisceau projectile a pour effet de briser la symétrie cylindrique de la collision. La densité de probabilité de présence de l'électron actif n'est plus isotrope, comme le montre le diagramme de la figure II-17.

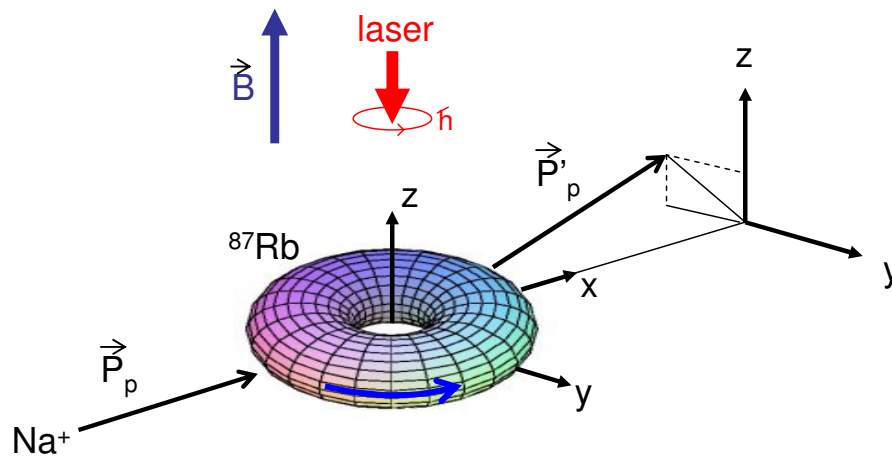


Figure II-17. : Schéma simplifié de l'expérience dédiée à l'étude de l'asymétrie gauche - droite des projectiles diffusés. Sur la figure, la polarisation du laser (circulaire droite selon la convention la plus répandue) conduit au peuplement des sous niveaux  $5^2P_{3/2}(F'=3; mF'=+3)$ .

En plus d'une brisure de symétrie cylindrique de la densité de probabilité de présence, cette orientation fait apparaître une asymétrie droite - gauche (par rapport au plan xOz) de l'impulsion de l'électron de valence. Ceci est également illustré de façon simpliste sur la figure II-17: pour un projectile incident de paramètre d'impact positionné sur la droite de l'atome, la vitesse de l'électron est orientée selon la direction du faisceau projectile, tandis qu'à gauche, elle lui est opposée. On s'attend donc à une probabilité de capture différente selon que le projectile passe à gauche ou à droite de l'atome cible. Cette différence de probabilité peut être étudiée en mesurant les composantes de l'impulsion transverse du projectile diffusé dans le plan yOz. Dans notre cas, ce sont bien entendu les composantes transverses de l'impulsion de l'ion de recul, opposées à celle du projectile, qui sont directement mesurées par le dispositif MOTRIMS.

Une série d'expérience avec des projectiles de  $\text{Na}^+$  aux énergies de 1 keV, 2 keV et 5 keV a été effectuée, en alternant pour chaque système, polarisation circulaire droite et polarisation circulaire gauche. Nous nous sommes ainsi assurés que les asymétries observées n'étaient pas des artefacts liés à des imperfections du dispositif expérimental. A titre d'exemple, la probabilité de capture en fonction des composantes transverses de l'ion de recul obtenue pour la voie  $\text{Rb}(5p) \rightarrow \text{Na}(4s)$  dans des collisions à 1 keV est donnée sur la figure II-18.

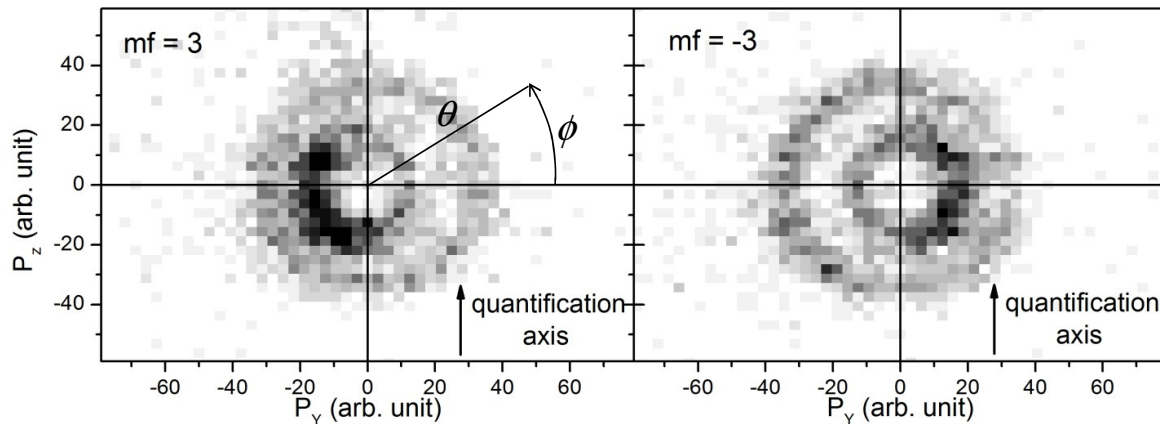


Figure II-18. : Probabilité de capture en fonction de l'impulsion de l'ion de recul dans le plan  $yOz$  pour la voie  $\text{Rb}(5p) \rightarrow \text{Na}(4s)$  dans des collisions  $\text{Na}^+ + \text{Rb}$  à 1 keV. Les spectres de gauche et de droite ont été obtenus respectivement avec un laser de polarisation circulaire droite, et de polarisation circulaire gauche. Les angles  $\theta$  et  $\phi$ , sur la figure de gauche montrent la convention utilisée pour une représentation en coordonnées sphériques.

On observe bien sur cette figure une asymétrie gauche - droite qui est, comme l'on s'y attend, renversée lorsque l'on inverse la polarisation du laser. On rappelle ici que, par conservation de la quantité de mouvement, les composantes transverses de l'impulsion du projectile diffusé sont opposées à celles de l'ion de recul qui sont représentées sur ces spectres.

En parallèle de ce travail expérimental, les calculs théoriques MOCC effectués au CELIA (détaillés dans la référence [41]) ont été adaptés afin d'y inclure l'orientation de la cible. Pour comparer de façon quantitative résultats expérimentaux et calculs théoriques, nous avons reconstruit pour chaque événement l'angle de diffusion  $\theta$  du projectile, et avons sélectionné 2 zones pour l'angle azimutal  $\phi$  défini sur la figure II-18: une zone dite *parallèle* à l'axe de quantification ( $45^\circ < \phi < 135^\circ$  et  $225^\circ < \phi < 270^\circ$ ) et une zone dite *perpendiculaire* à l'axe de quantification ( $-45^\circ < \phi < 45^\circ$  et  $135^\circ < \phi < 225^\circ$ ). Pour la zone *parallèle*,  $\theta$  est alors défini positif pour une impulsion du projectile  $P_{zp} > 0$ , et négatif pour  $P_{zp} < 0$ . Pour la zone *perpendiculaire*, la convention choisie donne  $\theta$  positif lorsque le projectile est diffusé dans la direction qui correspond au côté de l'atome où la vitesse de l'électron de valence et celle du

projectile sont parallèles (de même orientation), et négatif lorsqu'il est diffusé dans la direction opposée. Ainsi, dans l'exemple de la figure II-17, nous obtenons un  $\theta$  négatif. Cette convention a permis de sommer dans un même spectre les données récoltées avec une lumière de polarisation circulaire droite et une lumière de polarisation circulaire gauche.

Pour la voie  $Rb(5p) \rightarrow Na(4s)$ , nous n'avons obtenu une statistique suffisante qu'à l'énergie de collision de 1 keV. Les spectres en angle de diffusion pour les zones *parallèle* et *perpendiculaire* à l'axe de quantification, selon les conventions discutées précédemment, sont comparés aux calculs théoriques sur la figure II-19. Pour la zone *perpendiculaire* à l'axe de quantification, on observe une nette asymétrie, favorisant légèrement les angles de diffusion positifs. Cette asymétrie est bien reproduite par le calcul. On retrouve dans les courbes théoriques toutes les structures observées expérimentalement, avec cependant une faible sous-estimation des pics à plus grand angle de diffusion (autour de  $\pm 4$  eV.rad). Il est intéressant de noter ici le comportement différent des pics à  $\pm 2$  eV.rad, favorisés pour des angles  $\theta$  positifs, de celui des pics à  $\pm 4$  eV.rad, favorisés pour des angles  $\theta$  négatifs.

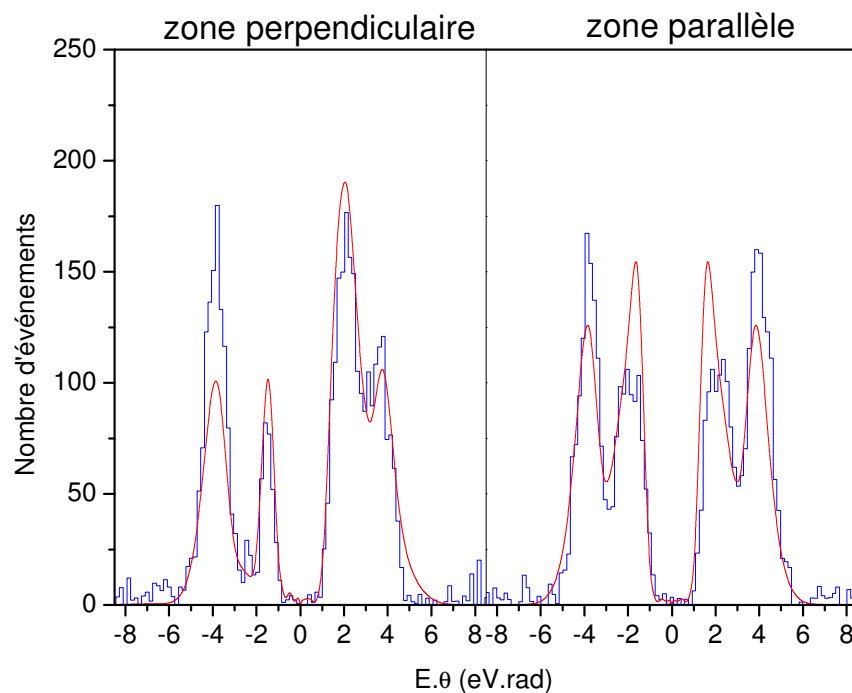


Figure II-19. : Section efficace différentielle en angle de diffusion du projectile pour la voie  $Rb(5p) \rightarrow Na(4s)$  dans des collisions  $Na^+ + Rb$  à 1 keV. Les courbes théoriques, en rouge, ont été normalisées aux données expérimentales.

La même procédure a été appliquées aux données récoltées pour la voie  $Rb(5p) \rightarrow Na(3p)$  aux énergies de collision de 1 keV, 2 keV et 5 keV. Les spectres en angle de diffusion obtenus sont comparés aux calculs MOCC du CELIA sur la figure II-20. On obtient également ici, pour la zone perpendiculaire, une asymétrie droite gauche évoluant avec l'énergie de collision qui est très bien reproduite par le calcul.

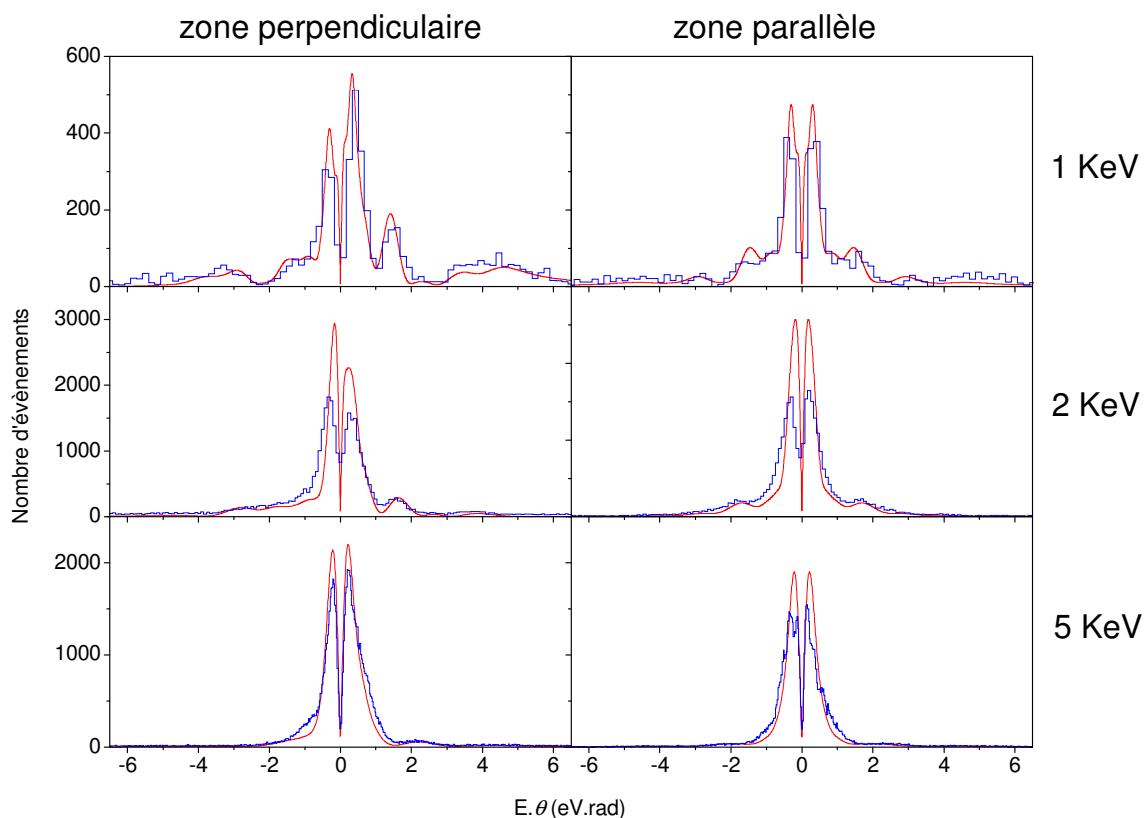


Figure II-19 : Section efficace différentielle en angle de diffusion du projectile pour la voie  $Rb(5p) \rightarrow Na(3p)$  dans des collisions  $Na^+ + Rb$  à 1 keV, 2 keV et 5 keV. Les courbes théoriques, en rouge ont été normalisées aux données expérimentales.

La première conclusion concernant ce travail, est que l'ensemble des méthodes théoriques utilisées pour les calculs MOCC du CELIA sont parfaitement adaptées au traitement de ce type de collision. Un très bon accord avait déjà été obtenu pour les sections efficaces relatives de capture et pour les sections différentielles en angle de diffusion mesurées à haute résolution (section II.4.4). La contrainte supplémentaire imposée via l'orientation du moment cinétique de la cible confirme encore ici la validité du calcul. Le test est d'autant plus sévère que la résolution expérimentale permet d'observer les structures attendues sur les spectres en angles de diffusion du projectile. Les calculs MOCC demandent un travail important, et ce, pour chaque système collisionnel traité (détermination de potentiels modèles, définition d'une base d'états adaptée, résolution des équations couplées...). La comparaison théorie/expérience présentée ici montre que cet investissement s'avère payant.

La dépendance du processus de capture à l'orientation de la cible peut également être interprétée à l'aide de modèles simplifiés, tels que les modèles de "velocity matching" [Kohring 1983] ou de "propensity rules" [Nielsen 1990]. Cependant, pour discuter ce type d'interprétation, il est nécessaire de disposer d'un calcul complet et fiable, donnant notamment l'équivalence entre paramètre d'impact et angle de diffusion. Le potentiel d'interaction peut en effet avoir un caractère globalement attractif ou répulsif, qui fait varier cette correspondance

entre paramètre d'impact et direction de diffusion du projectile. Cette information n'est pas directement accessible via des données expérimentales.

Il est aussi nécessaire de disposer d'une résolution adaptée. Par exemple, les résultats obtenus pour la voie de capture  $\text{Rb}(5p) \rightarrow \text{Na}(4s)$  ont montré deux comportements opposés pour des pics en angle de diffusion séparés par seulement 2 mrad: les pics à  $\pm 2$  eV.rad sont favorisés pour des angles  $\theta$  positifs, ceux à  $\pm 4$  eV.rad sont favorisés pour des angles  $\theta$  négatifs. Une asymétrie *droite-gauche* n'est observée ici que parce que la résolution expérimentale le permet.

Notre étude conjointe théorie/expérience du système  $\text{Na}^+ + \text{Rb}$  remplit ces deux conditions. La confrontation de nos résultats avec le modèle de "velocity matching" et avec celui des "propensity rules" a montré qu'aucun de ces modèles n'est satisfaisant pour les vitesses de collision étudiées ici (la vitesse du projectile est de l'ordre de 0.25 à 0.6 fois celle de l'électron actif). Le calcul MOCC a donc été effectué pour des vitesses de collision supérieures ou égales à celle de l'électron actif. Dans ce cas, les prédictions du "velocity matching" sont en bon accord avec le calcul MOCC tandis que celles des "propensity rules" restent incorrectes.

L'ensemble de ce travail est détaillé dans la thèse d'Arnaud Leredde et fera prochainement l'objet d'une publication conjointe entre le LPC, le CELIA, et le CIMAP.

Il semble aujourd'hui difficile d'aller plus loin dans notre investigation expérimentale et théorique du processus de simple capture entre un projectile mono-chargé de basse énergie et une cible de rubidium. Ces résultats marquent donc ici la fin de la première phase du projet. Notre dispositif sera par la suite exploité, d'une part, comme banc de test pour l'optimisation de techniques de piégeage adaptées à des atomes radioactifs produits en faible quantité, et d'autre part pour des expériences de photo-association du Rb, visant la création et la détection d'états "trilobites" de dimères de Rb. Ces perspectives seront abordées dans le dernier chapitre du manuscrit.

### III Etude de collisions ion–molécule sur cible de dimères de gaz rares

#### III.1 Introduction

Dès la fin des années 1990, la spectroscopie d'ions de recul s'est avérée être un outil très prometteur pour l'étude de la multi-ionisation et celle de la dynamique de fragmentation de molécules. C'est un domaine d'étude très vaste, où l'on peut s'intéresser, d'une part, au processus ionisant (ionisation par un projectile multi-chargé, capture électronique, photoionisation...), mais également à la relaxation de l'ion moléculaire qui en résulte. La fragmentation de l'ion moléculaire est ici souvent la principale source d'informations sur le processus primaire, puisqu'elle donne accès, comme nous le verrons, aux états moléculaires peuplés et à l'orientation de la molécule au moment de son ionisation. La spectroscopie d'ions de recul, associée à la détection d'électrons, tel que décrit dans la section II.3.2, permet de réaliser des expériences dites "à cinématique complète", où les vecteurs impulsion de tous les fragments moléculaires chargés et des électrons émis sont mesurés. Ce type d'expérience n'a d'ailleurs pu voir le jour que suite au développement de nouveaux détecteurs, basés sur l'utilisation de lignes à retard [21], qui permettent la détection et la localisation de fragments moléculaires ou d'électrons, séparés en temps par moins d'une dizaine de nanosecondes.

De très nombreux travaux, basés sur l'utilisation de cette technique, ont été dédiés à l'étude de la photoionisation de molécules, à l'aide de lasers femtoseconde, de sources de rayonnement synchrotron ou, plus récemment, de lasers à électrons libre (voir par exemple [Shoffler 2008, Young 2010, Sansone 2010] et les références incluses).

L'activité du groupe de Caen s'est plus naturellement orientée sur l'étude de collisions ion-molécule, en utilisant les faisceaux d'ions multi-chargés fournis par le GANIL. Les premières expériences, sur cible de CO, et sans détection d'électrons, furent par exemple, dédiées à la dépendance du processus de multi-ionisation à l'orientation de la molécule, ainsi qu'à l'identification des états de l'ion moléculaire peuplés lors de la collision [Caraby 1997, Adoui 1999]. Le dispositif a ensuite été modifié afin d'obtenir la mesure de l'impulsion des électrons émis, ce qui a permis la première étude à "cinématique complète" de l'ionisation dissociative de D<sub>2</sub> par impact d'ions S<sup>15+</sup> à 13 MeV/u. Les résultats de cette expérience, détaillés dans la référence [24], ont notamment permis de révéler les différents mécanismes en compétition (simple ionisation directe, autoionisation d'états doublement excités, excitation-ionisation et double ionisation) et les distributions angulaires correspondantes pour l'émission des électrons. Ce ne sont ici que quelques exemples parmi les nombreux travaux effectués au GANIL dans ce domaine au cours des 15 dernières années, qui comprennent également l'étude de molécules triatomiques telles que CO<sub>2</sub> et H<sub>2</sub>O.

Plus récemment, dans le cadre d'une collaboration entre le CIMAP, le LPC et une équipe de la Tokyo Metropolitan University, nous nous sommes intéressés à un nouveau type de cibles: les dimères de gaz rares, liés par l'interaction de Van der Waals. Ces dimères, permettent en effet d'étudier une situation où les deux centres, séparés par une grande distance internucléaire peuvent se comporter plus comme deux atomes voisins que comme une

molécule covalente. Des expériences récentes de photoionisation [Morishita 2006, Havermeier 2010] ont notamment montré que de nouvelles voies de désexcitation sont possibles pour la relaxation de tels systèmes. Cependant, aucune expérience n'avait encore été menée à l'aide d'ions projectiles multichargés pour étudier, avec ces cibles moléculaires exotiques, les processus de capture et les réarrangements électroniques qui en résultent. Une des difficultés inhérentes à ce type d'expérience vient en partie du fait que la cible de dimères est généralement "noyée" au sein d'une cible d'atomes (monomères) qui sont 100 à 1000 fois plus nombreux. Nous verrons par la suite que cette difficulté peut être contournée grâce à une analyse adaptée des données récoltées par spectroscopie d'ion de recul.

### III.2 Molécules covalentes versus dimères

En première approximation, la collision entre un ion multichargé et une molécule peut être traitée comme un processus en deux étapes. On a tout d'abord une interaction entre la cible et le projectile, qui, à basse vitesse, conduit à la capture d'un ou plusieurs électrons de la cible par le projectile. Survient ensuite la fragmentation de l'ion moléculaire, qui aux énergies de collision étudiées (de l'ordre de quelques keV), se fait sans interaction avec le projectile diffusé. Ces deux étapes sont représentées de façon schématisée sur la figure III-1. Selon l'exemple donné, le processus primaire correspond à la transition verticale (transition de Franck-Condon) indiquée sur la figure. La relaxation de la molécule se fait ensuite généralement via une voie dissociative (indiquée par une flèche rouge de trait plus fin). On notera ici KER (kinetic energy release) l'énergie cinétique communiquée aux fragments au cours de cette dissociation. Les principales observables expérimentales pour l'étude de ces processus sont alors d'une part, la charge des fragments, qui donne accès à l'identification de la voie dissociative empruntée, et leur impulsion dans le repère du centre de masse de l'ion moléculaire, qui permet de mesurer le KER ainsi que l'orientation initiale de la molécule.

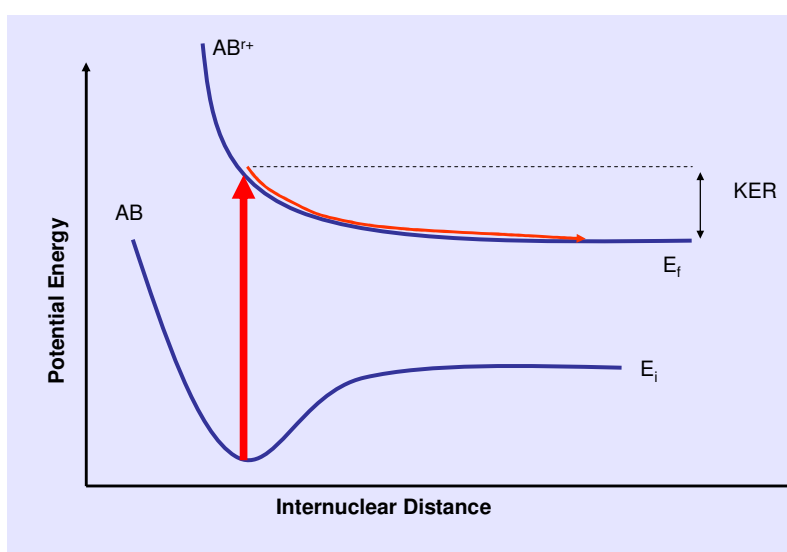


Figure III-1 : Courbes d'énergie simplifiées pour une molécule AB et l'ion moléculaire  $AB^{r+}$  après la collision

Dans le cas d'une molécule covalente, la distance internucléaire est courte (1.09 Å pour N<sub>2</sub>) et les électrons de valence délocalisés autour des deux centres. Il en résulte la présence de nombreux pseudo-croisements entre les différentes voies de dissociation possibles, ce qui conduit à un réarrangement rapide de la charge au sein de l'ion moléculaire. Ce réarrangement donne généralement lieu à une fragmentation dite "symétrique", où le partage de charge entre les deux fragments est très équilibré [Ben-Itzhak 1993, Ehrich 2002]. Ce sont les électrons de valence qui sont capturés de façon très préférentielle par le projectile, et ce, à grand paramètre d'impact. La faible distance internucléaire et la délocalisation des électrons de valence se traduit alors par une très faible dépendance du processus de capture à l'orientation de la molécule (par rapport à l'axe du faisceau projectile) [Werner 1997].

Pour les dimères de gaz rares liés par l'interaction de Van der Waals la situation est toute autre. La distance internucléaire est beaucoup plus grande (3.83 Å pour Ar<sub>2</sub>), et les électrons restent localisés sur leurs centres respectifs. On peut alors s'attendre à un comportement très différent de l'ion moléculaire formé par la collision, avec un réarrangement électronique lent ou inexistant. De façon moins imagée, ce réarrangement limité de la charge s'explique par le faible nombre de pseudo-croisements entre les différentes voies de fragmentation moléculaire possibles. Ces caractéristiques uniques font entrevoir la possibilité d'une investigation du processus primaire d'échange de charge, au moment de la collision, là où dans le cas des molécules covalentes ce processus demeurerait "caché" par la forte mobilité de charge au sein de l'ion moléculaire.

Un premier signe de cette faible mobilité de charge, attendue pour une molécule liée par des liaisons de Van der Waals, avait été obtenu via la mesure des états de charge de fragments moléculaires issus d'agrégats d'argon multi-ionisés par des projectiles de Xe<sup>9+</sup> [Tappe 2002]. Avec une cible d'agrégats formés d'en moyenne 10 atomes d'argon, cette expérience a mis en évidence des voies de fragmentation extrêmement asymétriques: de façon surprenante, elle a permis d'observer de fragments Ar<sup>+</sup> et Ar<sup>n+</sup> détectés en coïncidence avec n allant jusqu'à 7.

En ce qui concerne le processus primaire (la collision), un calcul théorique, basé sur une adaptation du modèle de la barrière coulombienne à une cible de dimères de Ne, avait également prédit une forte dépendance du processus de capture à l'orientation de la molécule [Ohyama-yamaguchi 2003]. Le résultat de ce calcul pour des projectiles de Ar<sup>8+</sup> sur cible de Ne<sub>2</sub>, donné sur la figure III-2, montre de surcroît que cette anisotropie dépend fortement du nombre d'électrons capturés.



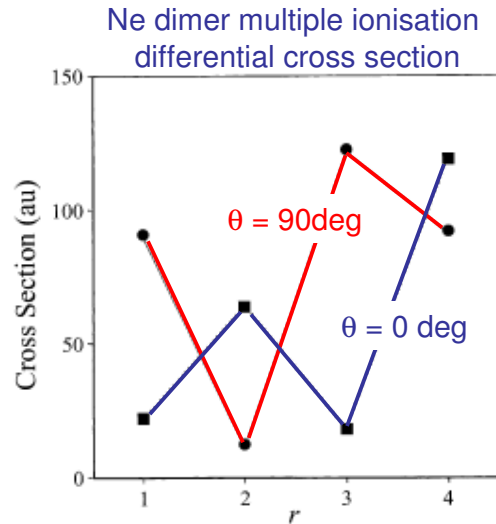


Figure III-2 : Sections efficaces de capture de  $r$  électrons pour une cible de dimères de Ne dont l'axe moléculaire est parallèle (bleu) ou perpendiculaire (rouge) à l'axe du faisceau projectile.

L'ensemble de ces éléments a donc motivé une campagne d'expériences dédiée à l'investigation des collisions à basse énergie entre ions multichargés et cibles de dimères de  $\text{Ar}_2$  et  $\text{Ne}_2$ . Afin d'étudier la dépendance à la charge du projectile, des faisceaux projectiles de  $\text{Ar}^{9+}$ ,  $\text{O}^{3+}$ , et  $\text{Xe}^{20+}$  à 15 qKeV ont été choisis. Les résultats issus des expériences réalisées sur l'installation ARIBE du GANIL en 2010 et 2011 avec des cibles de  $\text{Ar}_2$  sont présentés dans la suite.

### III.3 Méthode expérimentale

#### III.3.1 Dispositif

Le dispositif expérimental que nous avons utilisé est représenté de façon schématique sur la figure III-3. Tout comme pour l'étude des collisions ion-atome, discutée au chapitre précédent, les projectiles diffusés ayant capturé un ou plusieurs électrons servent ici de référence en temps pour la collision.

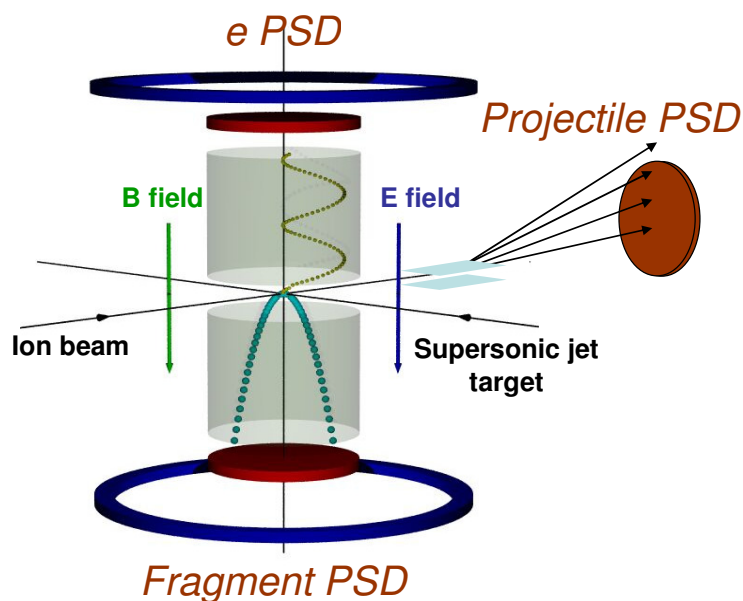


Figure III-3 : Schéma de principe du dispositif expérimental réalisé par le CIMAP.

La cible de dimère d' $\text{Ar}_2$  est produite au sein du jet supersonique par l'injection d'argon à une pression de 4 bars (à température ambiante) au travers d'une tuyère de  $75 \mu\text{m}$  de diamètre. Le jet cible injecté dans la chambre de collision contient alors une fraction d'environ 0.5% de dimères, le reste étant constitué d'atomes d'argon. Avec ces paramètres, nous n'avons pas observé de formation notable d'agrégats de tailles supérieures. Les atomes ionisés et les fragments moléculaires recherchés sont collectés sur un détecteur à l'aide d'un champ électrique homogène de 20 V/cm. Le champ électrique appliqué est ici plus important que pour l'étude de collisions ion-atome, afin de collecter tous les fragments. Ces derniers peuvent en effet être émis avec des énergies de fragmentation de l'ordre de 10 eV, bien supérieures aux énergies de recul induites directement par la collision. Les vecteurs d'impulsion des deux fragments sont ensuite déduits de leurs temps de vols respectifs et de leurs positions sur le détecteur. Le processus d'ionisation étant négligeable aux énergies de collision concernées, le champ magnétique et le second détecteur, dédiés à la collection des électrons, ne sont pas nécessaires.

### III.3.1 Méthode d'analyse

La technique utilisée pour traiter les données est cruciale. Elle n'est généralement pas détaillée dans les publications et il me semble justifié d'en dire quelques mots. Cette méthode permet d'une part, de nettoyer très efficacement l'important bruit de fond dû aux atomes présents dans la cible, et d'autre part, de s'affranchir de la taille de la zone de collision. Ce dernier point conduit à une résolution optimale sur l'impulsion communiquée aux fragments lors de la dissociation de la molécule, malgré l'utilisation d'un champ d'extraction homogène.

La première étape consiste à identifier et isoler les voies de fragmentation d'intérêt. Il suffit pour cela de représenter le temps de vol du deuxième fragment en fonction de celui du premier fragment, tel qu'illustré sur la figure III-4.

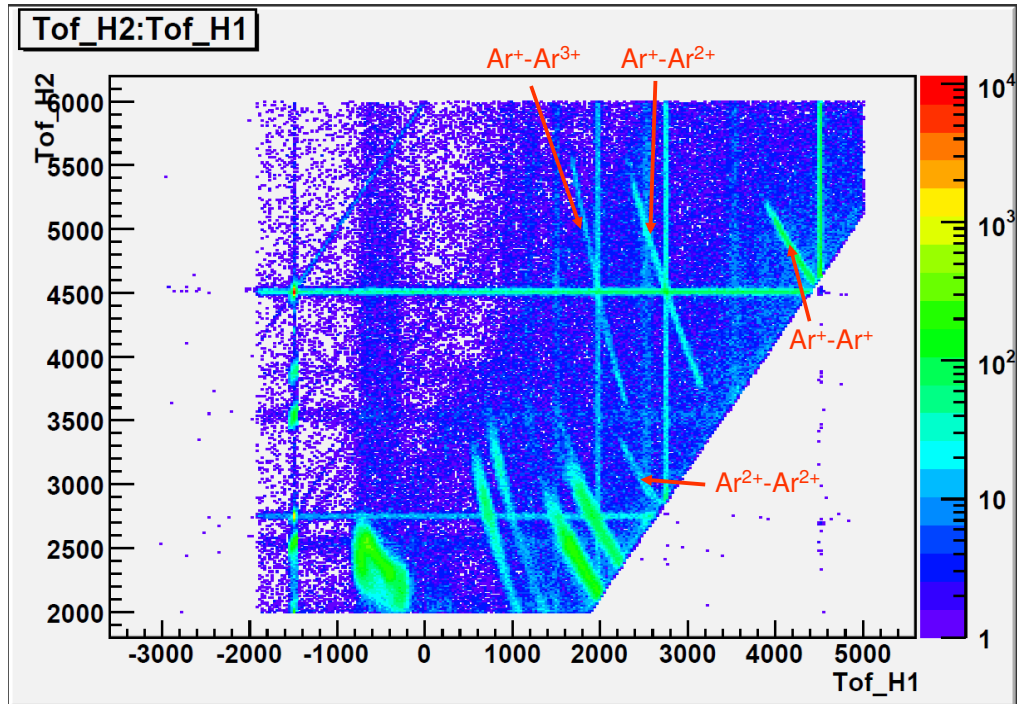


Figure III-4 : Temps de vol du second fragment ( $Tof\_H2$ , en canaux) en fonction de celui du premier ( $Tof\_H1$ , en canaux). Les voies de fragmentation des dimères d'argon sont indiquées sur la figure.

Les voies de fragmentation identifiées apparaissent ici sous la forme de segments. La pente négative de ces segments résulte simplement de la conservation de l'impulsion selon l'axe d'extraction des fragments (rappelons ici que l'énergie communiquée par la collision au centre de masse de la molécule est très faible ( $\ll 1$  eV) devant l'énergie de fragmentation, de l'ordre d'une dizaine d'eV). On voit également sur la figure III-4 d'autres segments, qui correspondent à la fragmentation de molécules présentes à l'état de polluants (principalement  $N_2$  et  $H_2O$ ), ainsi que des lignes verticales et horizontales intenses. Ces dernières sont dues à la détection de fausses coïncidences, où l'un des temps de vol mesuré correspond à celui d'un atome d'argon du jet supersonique ionisé par le projectile détecté, tandis que l'autre "temps de vol" est donné par la détection d'un second ion de recul, indépendant de cette collision. La faible densité de la cible en dimères  $Ar_2$  (seulement  $\sim 0.5\%$ ) par rapport à la densité d'atomes d'Ar explique l'importance de ce bruit de fond. On retrouve bien entendu le même type de bruit de fond réparti sur l'ensemble du spectre lorsque les deux signaux issus du détecteur de fragments sont dé-corrélés de celui issu du détecteur de projectiles. Pour s'affranchir au maximum de ces sources de bruit, l'idée est d'imposer des conditions sur la conservation de l'impulsion dans les trois dimensions de l'espace. On néglige ici l'impulsion du centre de masse de l'ion moléculaire, afin de reconstruire les coordonnées  $(x_0, y_0, z_0)$  du point de fragmentation de la molécule

$$z_0 = \frac{m_1 T_2 z_1 + m_2 T_1 z_2}{m_1 T_2 + m_2 T_1}$$

$$y_0 = \frac{1}{m_1 T_2 + m_2 T_1} \{ m_1 T_2 y_1 + m_2 T_1 y_2 - T_1 T_2 (m_1 + m_2) V_{jet} \}$$

$$x_0 = \frac{1}{2} \left( \frac{T_1 T_2}{m_1 T_2 + m_2 T_1} \right) (q_1 T_1 + q_2 T_2) E_1$$

(III-1)

où  $T$ ,  $z$ ,  $y$ ,  $q$ , et  $m$  correspondent au temps de vol, aux coordonnées de détection, à la charge, et à la masse des fragments tandis que les indices 1 et 2 donnent l'ordre de leur détection. L'axe  $Ox$  est ici l'axe du spectromètre, et  $V_{jet}$  la vitesse moyenne du jet supersonique. Pour une voie de fragmentation donnée, les spectres associés à ces coordonnées reconstruites font apparaître un pic correspondant à la zone de collision, là où la fragmentation est initiée. On opère ensuite une sélection des événements appartenant à l'ensemble de ces pics. L'effet de cette sélection, illustré sur la figure III-5, est drastique: il conduit à une suppression quasi-totale des sources de bruit de fond.

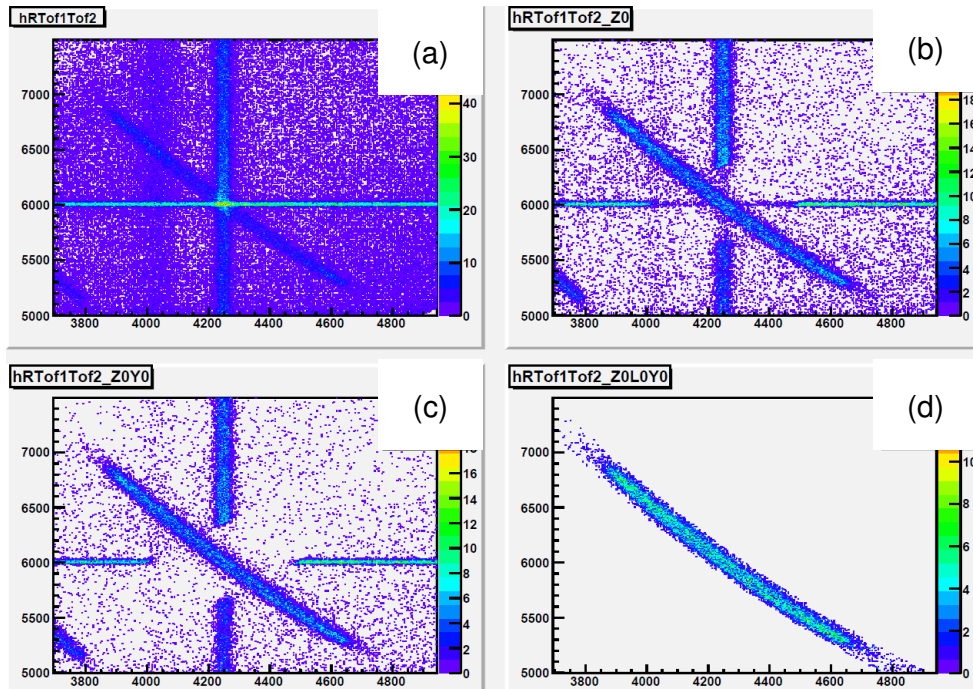


Figure III-4 : Temps de vol du second fragment (en canaux) en fonction de celui du premier (en canaux) pour la voie de fragmentation  $Ar^+ - Ar^{2+}$ . Les spectres (a), (b), (c), et (d) sont obtenus respectivement sans filtre, avec une sélection en  $z_0$ , une sélection supplémentaire en  $y_0$ , et une sélection selon les trois dimensions de l'espace.

Une fois les coordonnées du point de collision reconstruites, on détermine alors les composantes de l'impulsion des deux fragments dans leur centre de masse

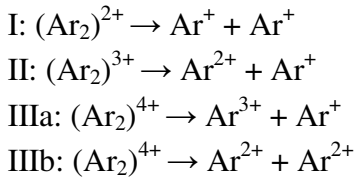
$$\begin{aligned}
P_{1z} = -P_{2z} &= \frac{m_1 m_2 (z_1 - z_2)}{m_1 T_2 + m_2 T_1} \\
P_{1y} = -P_{2y} &= \frac{m_1 m_2}{m_1 T_2 + m_2 T_1} \{ y_1 - y_2 - (T_1 - T_2) V_{jet} \} \\
P_{1x} = -P_{2x} &= \frac{m_1}{T_1} x_0 - \frac{1}{2} q_1 E T_1
\end{aligned} \tag{III-2}$$

où  $E$  est le champ d'extraction appliqué. La résolution n'est plus dans ce cas limitée par la taille de la zone de collision. Le KER, est alors donné par la somme des énergies des deux fragments, et la direction d'émission des fragments donne accès à l'orientation de la molécule à l'instant de la collision.

### III.4 Multiple capture électronique dans les collisions $\text{Ar}^{9+}$ , $\text{Xe}^{20+}$ et $\text{O}^{3+} + \text{Ar}_2$

#### III.4.1 Asymétrie du processus de capture

Lors de la première campagne d'expérience, en 2010, nous nous sommes tout d'abord intéressés au système de collision  $\text{Ar}^{9+} + \text{Ar}$ . Les voies de dissociation qui ont été observées sont:



avec des proportions respectivement de 0.42, 0.30, 0.19, et 0.09. Le résultat le plus marquant de cette étude est ici clairement visible, avec une préférence dans le cas de la quadruple capture pour la voie de dissociation asymétrique IIIa par rapport à la voie symétrique IIIb. Le rapport entre voie asymétrique et voie symétrique, ici d'environ 2, est un ordre de grandeur plus élevé que celui qui avait pu être observé ( $\sim 0.2$ ) pour l'ionisation quadruple de molécules covalentes [Ben-Itzhak 1993]. Ce résultat permet de penser que dans le cas des dimères, la voie de fragmentation conserve en partie la mémoire du processus de capture initial, et en particulier celle du nombre d'électrons capturés sur chacun des centres. Pour une molécule covalente, cette information est perdue, du fait des nombreux croisements présents entre les courbes d'énergie potentielles moléculaires. Comme le montre la figure III-5, pour les ions moléculaires  $(\text{Ar}_2)^{r+}$ , très peu de croisements sont susceptibles de modifier la répartition de la charge sur les deux centres. Seules les voies très asymétriques telles que  $\text{Ar}^{4+} - \text{Ar}$  et  $\text{Ar}^{3+} - \text{Ar}$  peuvent conduire à un réarrangement de la charge vers les voies de fragmentation  $\text{Ar}^{2+} - \text{Ar}^{2+}$  et  $\text{Ar}^{2+} - \text{Ar}^+$ .

L'analyse des spectres en KER associés à ces voies de fragmentation vient corroborer cette possibilité de réarrangement de charge. Pour les trois voies de fragmentation, on observe un pic principal à l'énergie attendue dans le cadre du modèle de l'explosion coulombienne (CE). Dans ce modèle, l'énergie de fragmentation est directement donnée par la répulsion coulombienne entre les deux fragments moléculaires, à une distance internucléaire

correspondant à la transition de Franck Condon (FC), c'est à dire à la distance internucléaire de la molécule neutre. Pour les voies de fragmentation  $\text{Ar}^{2+} - \text{Ar}^{2+}$  et  $\text{Ar}^{2+} - \text{Ar}^+$ , ce pic est prolongé d'une queue à des KERs plus élevés. La queue peut être attribuée aux transitions, à plus petite distance internucléaire, des ions moléculaires  $\text{Ar}^{4+} - \text{Ar}$  et  $\text{Ar}^{3+} - \text{Ar}$  vers des états excités dissociatifs  $\text{Ar}^{2+} - \text{Ar}^{2+}$  et  $\text{Ar}^{2+} - \text{Ar}^+$ . Même lorsque la voie de fragmentation ne reflète pas directement le nombre d'électrons capturés sur chaque centre au cours du processus primaire, cette analyse des KER y donne donc accès. Elle montre que, pour ce système, la capture électronique multiple peut être très asymétrique.

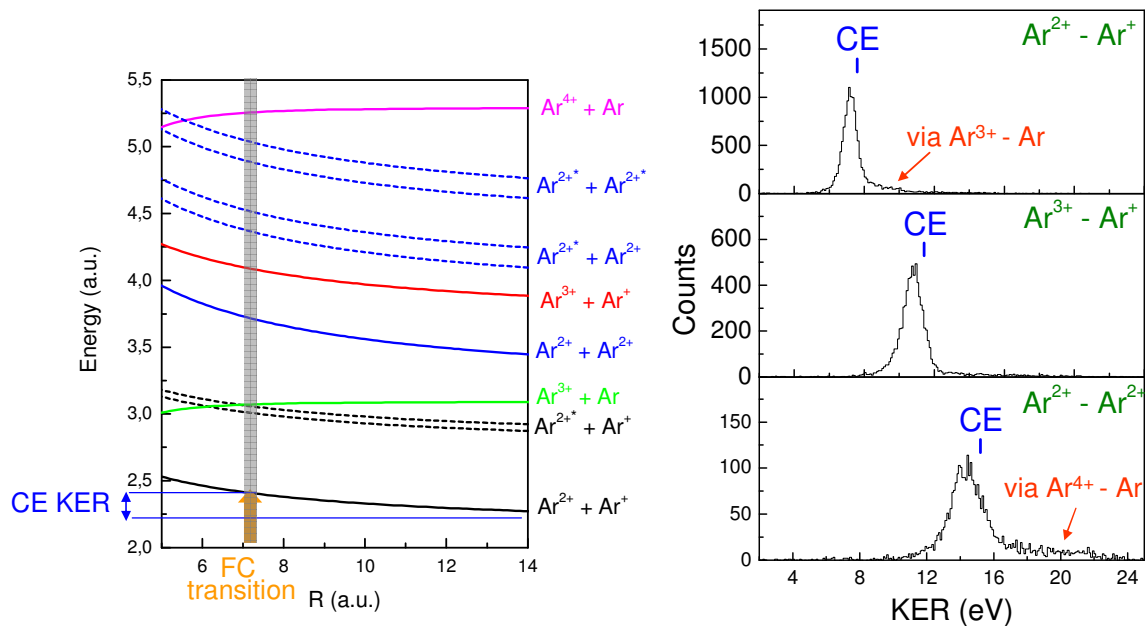


Figure III-5 : Courbes d'énergie potentielles asymptotiques pour les principales voies de fragmentation (gauche) et spectres en KER mesurés pour les voies  $\text{Ar}^{2+} - \text{Ar}^+$ ,  $\text{Ar}^{3+} - \text{Ar}^+$  et  $\text{Ar}^{2+} - \text{Ar}^{2+}$  (droite). Sur la figure de gauche, la région de Franck-Condon est indiquée par une bande grise.

Pour la double capture électronique, qui conduit à la voie de fragmentation symétrique  $\text{Ar}^+ - \text{Ar}^+$ , deux processus primaires sont possibles: la capture dite à *un centre*, de deux électrons sur un même atome du dimère, et la capture à *deux centres*, où un électron est capturé sur chacun des atomes. L'analyse des spectres en KER permet ici de distinguer encore plus nettement ces processus. Le spectre en KER mesuré pour cette voie de fragmentation, présenté sur la figure III-6, montre en effet deux pics. Le premier, centré à une valeur proche de 4 eV, est à la position attendue pour une transition directe vers la voie de fragmentation  $\text{Ar}^+ - \text{Ar}^+$ . Il correspond donc à une double capture symétrique à *deux centres*. Le second pic, qui présente un maximum autour de 5 eV, résulte, lui, d'un mécanisme en deux étapes. Le processus primaire est, dans ce cas, une double capture à *un centre* qui vient peupler les états vibrationnels de l'ion moléculaire  $\text{Ar}^{2+} - \text{Ar}$ . Ces états ne peuvent, par la suite, se relaxer que par échange de charge radiatif (noté RCT pour radiative charge transfer). La durée de vie

radiative de ces états, de l'ordre de la nanoseconde, est bien plus longue que la période vibrationnelle de l'ion moléculaire. Le processus RCT, représenté également sur la figure III-6, est donc favorisé au point de rebroussement du mouvement de vibration moléculaire. Ce point se situe ici à des distances internucléaires plus petites que pour la molécule  $\text{Ar}_2$ , ce qui donne lieu à des valeurs de KER plus élevées que pour le processus CE.

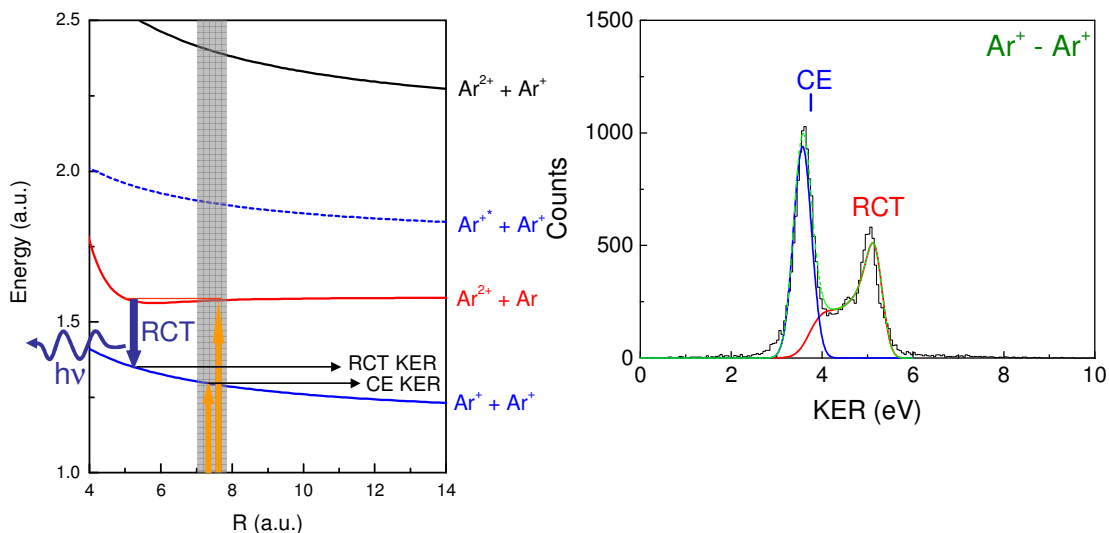


Figure III-6 : Courbes d'énergie potentielles asymptotiques pour les principales voies de fragmentation (gauche) et spectres en KER obtenus pour la voies  $\text{Ar}^+ - \text{Ar}^+$  (droite). Les courbes de couleur correspondent aux distributions en KER théoriques, la courbe noire au spectre expérimental. Les processus CE et RCT sont schématisés sur la figure de gauche. La région de Franck-Condon y est indiquée par une bande grise.

Afin de valider cette interprétation, les distributions théoriques correspondant à ces deux processus ont été calculées (ce travail est détaillé dans l'article [36] donné en annexe). Ces distributions théoriques ont d'abord été convoluées avec la fonction de réponse de notre dispositif, puis ajustées sur le spectre en KER expérimental (figure III-6). Cet ajustement montre que 50% du processus de double capture résulte d'une capture asymétrique à *un centre*. L'ensemble de ces résultats, publiés dans la référence [36], a montré que l'utilisation d'une cible de dimères offre une nouvelle approche pour l'investigation des processus de capture sur des systèmes diatomiques. Il devient en effet possible, avec ce type de molécules, d'étudier la préférence pour des voies symétriques ou asymétriques de capture pendant la collision, au cours du processus primaire. Pour aller plus loin dans la compréhension de ce processus primaire, une seconde campagne d'expérience, utilisant des projectiles de charges différentes a été menée en 2011. Les résultats obtenus au cours de cette campagne, qui n'ont pas encore été publiés, sont présentés dans la suite.



### III.4.2 Dépendance à la charge du projectile

Les spectres en KER obtenus pour la voie de fragmentation  $Ar^+ - Ar^+$  pour des projectiles de  $Xe^{20+}$ ,  $Ar^{9+}$ , et  $O^{3+}$  sont présentés dans la figure III-7. On observe sur cette figure une forte dépendance à la charge du projectile, des proportions entre double capture à deux centres (courbes bleues) et double capture à un centre (courbes rouges). La double capture à un centre, qui représente environ 20% de la double capture totale pour des projectiles de  $Xe^{20+}$ , passe à 50% pour une charge  $q = 9$ , puis 70% pour une charge  $q = 3$ .

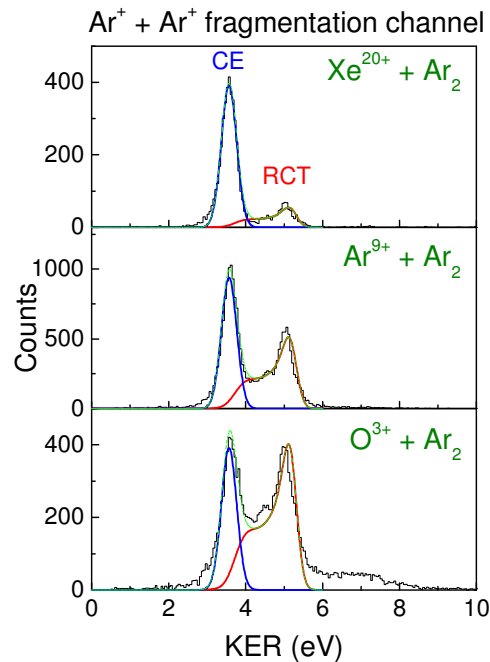


Figure III-7 : Spectres en KER obtenus pour la voies  $Ar^+ - Ar^+$  (droite) pour différents projectiles. Les courbes de couleur correspondent aux distributions en KER théoriques, la courbe noire au spectre expérimental.

Pour discuter ces résultats, il est très difficile ici, de disposer d'un calcul complet, tel que celui utilisé au chapitre précédent pour l'étude de la simple capture électronique dans les collisions  $Na^+ + Rb$ . Il nous faudrait en effet une méthode théorique capable de traiter de façon quantique le cas de deux électrons actifs dans un système à trois centres. On peut cependant s'appuyer sur des modèles plus simples, tels que le modèle de la barrière coulombienne (modèle COBM, pour coulombic over-barrier model) [Niehaus 1986]. Ce modèle permet de déterminer, en fonction de la charge du projectile et des potentiels d'ionisation d'un atome cible, un rayon de capture,  $r_c$ , pour lequel un électron de la cible peut être "molécularisé". La probabilité de capture est ensuite calculée en voie de sortie de la collision, à partir de la densité d'états disponibles sur la cible ou le projectile. Les rayons de simple capture (SC) et de double capture (DC) obtenus avec ce modèle pour une cible atomique d'argon et des projectiles de charge  $q = 3, 9, \text{ et } 20$  sont donnés dans le tableau ci-dessous:



Projectiles	SC radius (Å)	DC radius (Å)
O <sup>3+</sup>	4.1	3.6
Ar <sup>9+</sup>	6.4	5.8
Xe <sup>20+</sup>	9.1	8.2

Tableau III-1 : Rayons de capture donnés par le modèle COBM pour la simple capture et la double capture sur cible d'argon avec différents projectiles.

Ces rayons de capture sont à comparer avec la distance internucléaire des dimères d'argon, qui est de 3.83 Å. Avec une approche purement géométrique, il est alors aisé d'interpréter, de façon certes très qualitative, les résultats que nous avons obtenus. Dans le cas de projectiles O<sup>3+</sup>, le rayon de simple capture est à peine plus grand que la distance internucléaire, et le rayon de double capture est, lui, légèrement inférieur. La probabilité, pour le projectile, d'interagir avec les deux centres est donc faible devant celle d'une interaction à *un centre*. Dans le cas du Xe<sup>20+</sup>, on est dans une situation opposée, où une interaction avec les deux centres est favorisée.

Cette dépendance à la charge du projectile a été confirmée pour les voies de fragmentation issues d'une triple ou d'une quadruple capture d'électrons. Les queues de distribution à grand KER obtenues pour les voies de fragmentation Ar<sup>2+</sup> - Ar<sup>2+</sup> et Ar<sup>2+</sup> - Ar<sup>+</sup> avec des projectiles Ar<sup>9+</sup> (Figure III-5) sont presque inexistantes avec un faisceau de projectiles Xe<sup>20+</sup>. L'utilisation de projectiles de charge plus élevée défavorise donc là aussi les voies de capture les plus asymétriques, puisque ces queues, rappelons le, résultent des voies de capture initiales Ar<sup>4+</sup> - Ar et Ar<sup>3+</sup> - Ar.

Ces résultats, qui montrent une certaine cohérence avec l'approche géométrique discutée plus haut, ont motivé de nouveaux calculs effectués T. Ohyama-Yamaguchi et A. Ichimura [Ohyama-Yamaguchi 2011]. Ces calculs sont basés sur une adaptation du modèle COBM à un problème à trois centres, où la molécule est simplement traitée comme deux atomes indépendants fixés dans l'espace. Un coefficient d'écrantage  $\gamma$  est introduit pour traiter la charge d'un des centres de la molécule vu par l'autre centre, en fonction du nombre d'électrons issus du premier centre qui sont déjà molécularisés par le projectile. Ainsi, dans ce modèle, pour une molécule constituée des centres B et C, l'influence du centre B sur le potentiel vu par C est déterminé en attribuant au centre B une charge  $n_B(1-S)$ , où  $n_B$  est le nombre d'électrons molécularisés entre le projectile et le centre B, et S le coefficient d'écrantage appliqué. La figure III-8 montre, pour des collisions entre un projectile Ar<sup>9+</sup> et une molécule Ar<sub>2</sub>, la comparaison entre théorie et expérience pour différentes valeurs du coefficient S.

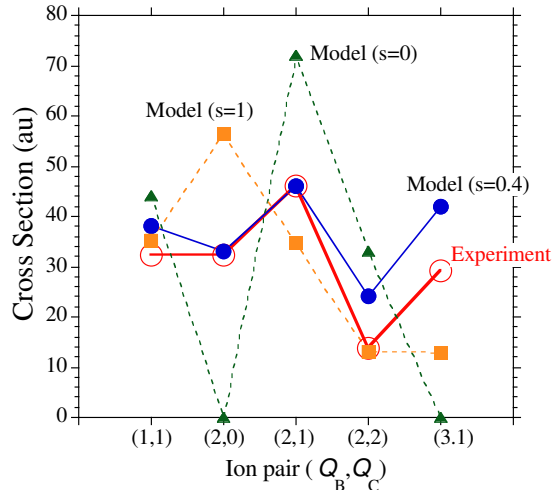


Figure III-8 : Sections efficaces de capture pour différentes multiplicités de capture sur chacun des centres du dimère  $Ar_2$ . Les résultats théoriques sont donnés pour trois valeurs du coefficient  $S$ . Les résultats expérimentaux sont normalisés à la théorie en utilisant la section efficace obtenue pour la combinaison (2,1) et le coefficient  $S=0.4$ .

L'accord obtenu pour  $S=0.4$  est ici très bon, mais on note une grande sensibilité du calcul à ce coefficient  $S$ . Il serait très intéressant de vérifier si ce modèle, relativement simple, donne d'aussi bons résultats pour d'autres charges de projectiles et un même coefficient d'écrantage. Nous sommes actuellement dans l'attente de tels calculs pour des projectiles de  $Xe^{20+}$  et  $O^{3+}$ , afin de les confronter à nos résultats expérimentaux.

### III.4.3 Effets d'orientation de la molécule

Pour l'étude des processus conduisant à l'ionisation et à la fragmentation de molécules, l'un des avantages de la technique de spectroscopie d'ions de recul est qu'elle permet de connaître l'orientation de ces molécules au moment où se produit l'ionisation. A l'exception de cas très spécifiques, où, par exemple, un état métastable de l'ion moléculaire est peuplé, la fragmentation est très rapide devant la vitesse de rotation de la molécule. Pour le processus de capture, l'impulsion des fragments détectés donne alors directement accès à l'orientation de l'axe moléculaire par rapport à l'axe du faisceau projectile, au moment de la collision.

Le premier calcul de T. Ohyama-Yamaguchi et A. Ichimura pour des dimères de néon (figure III-2) prédit une forte dépendance à l'orientation de la molécule, qui contraste avec les résultats obtenus, de façon générale, pour des molécules diatomiques covalentes. Nos résultats préliminaires, pour les collisions  $Ar^{9+} + Ar_2$ , donnés sur la figure III-9, montrent une légère dépendance angulaire, mais beaucoup plus faible que celle donnée par ce calcul.

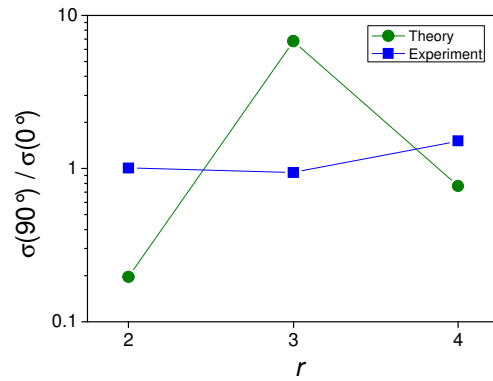


Figure III-9 : Rapports des sections efficaces de capture pour une orientation de la molécule à  $90^\circ$  et  $0^\circ$  par rapport au faisceau projectile, en fonction du nombre d'électrons capturés. Les résultats expérimentaux ont été obtenus pour le système  $\text{Ar}^{9+} + \text{Ar}_2$ , le calcul théorique a été effectué pour le système  $\text{Ar}^{8+} + \text{Ne}_2$ .

Bien que proches, les molécules cibles utilisées pour le calcul et l'expérience sont ici différentes, et l'écrantage (discuté dans la section précédente) pris en compte dans ce calcul est total. Pour pouvoir discuter réellement la validité du modèle théorique, il serait donc là encore souhaitable de disposer de nouveaux calculs pour des cibles  $\text{Ar}_2$  et d'étudier l'effet du coefficient d'écrantage.

Dans notre investigation de la collision, nous avons tenté d'exploiter une autre observable : l'angle de diffusion du projectile. Comme dans le cas d'une collision ion-atome, ce dernier peut être déterminé à l'aide de l'impulsion des fragments moléculaires. Il suffit simplement de remplacer le vecteur impulsion de l'ion de recul (qui est utilisé avec une cible atomique) par l'impulsion du centre de masse de l'ion moléculaire. Concernant l'angle de diffusion, nous ne disposons pas ici de calculs théoriques auxquels confronter nos résultats. Nous nous sommes cependant intéressés à la corrélation entre la direction de diffusion du projectile et celle de l'émission des fragments moléculaires. Pour ce faire, nous avons, pour les voies de fragmentation asymétriques, reconstruit les angles azimutaux  $\phi_{\text{frag}}$  et  $\phi_{\text{projectile}}$  dans le plan transverse à l'axe du faisceau, tels que représentés sur la figure III-10.

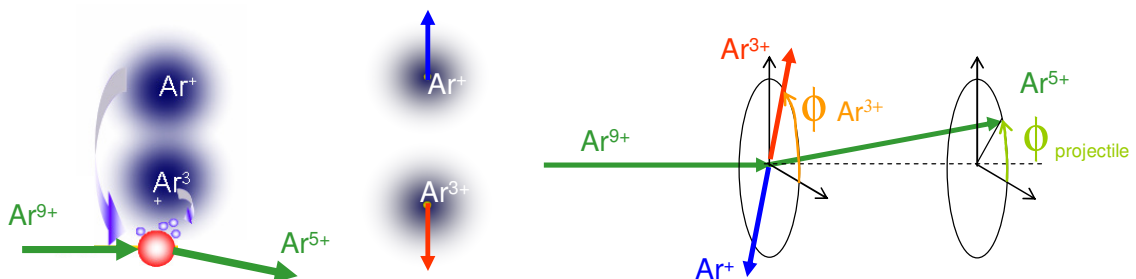


Figure III-10 : Vue « d'artiste » schématisant le processus de capture quadruple et la fragmentation de l'ion moléculaire (gauche), et convention utilisée pour la reconstruction des angles azimutaux  $\phi_{\text{frag}}$  (du fragment le plus chargé) et  $\phi_{\text{projectile}}$  (droite).

La distribution des événements en fonction de ces deux angles est donnée sur la figure ci-dessous, pour différents projectiles, et pour les deux voies de fragmentation asymétriques.

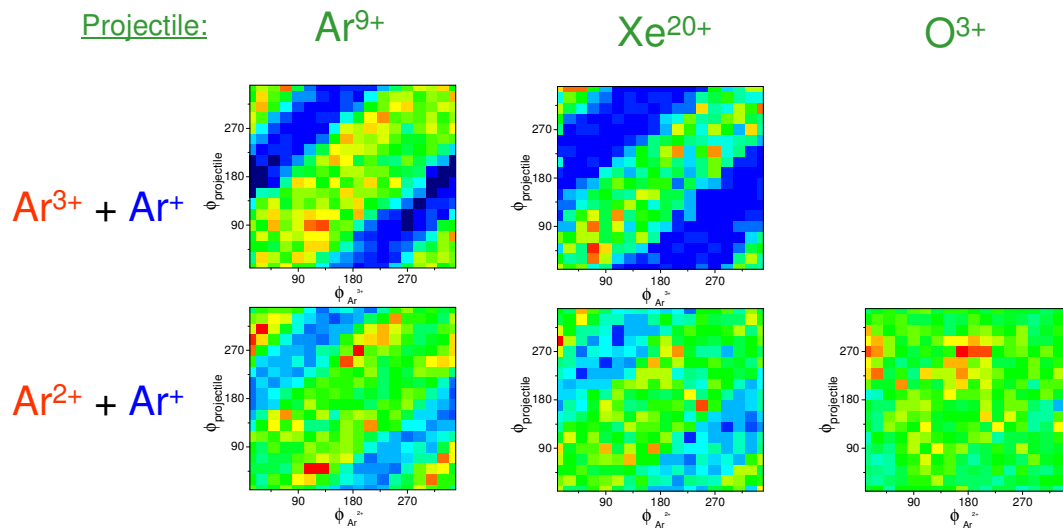


Figure III-11 : Spectres de corrélation entre l'angles  $\phi_{frag}$  (du fragment le plus chargé) et l'angle  $\phi_{projectile}$  obtenus pour les deux voies de fragmentation asymétriques avec les projectiles  $Xe^{20+}$ ,  $Ar^{9+}$ , et  $O^{3+}$ .

On observe, avec les projectiles  $Xe^{20+}$  et  $Ar^{9+}$ , une très nette corrélation qui montre que le projectile est préférentiellement diffusé dans la même direction que le fragment le plus chargé. Cette préférence est d'autant plus marquée que la capture est asymétrique. Ce résultat est en accord avec l'image simpliste de la collision proposée sur la figure III-10, où le projectile capture un plus grand nombre d'électrons au centre le plus proche avant d'être diffusé par un potentiel globalement répulsif. Cette corrélation n'apparaît pas pour les projectiles  $O^{3+}$ . Dans le cas de l' $O^{3+}$ , une étude préliminaire semble indiquer que lorsque la molécule est perpendiculaire à l'axe du faisceau, le projectile est diffusé préférentiellement avec un angle de 90° ou plus, entre  $\phi_{frag}$  et  $\phi_{projectile}$ . Ce résultat pourrait s'expliquer par le fait que, pour capturer trois électrons, ce projectile faiblement chargé doit être proche des deux centres. Cela correspond à une configuration où le paramètre d'impact n'est éloigné, ni du plan médian de la molécule, ni de l'axe moléculaire. Ces résultats, qui sont en cours d'analyse, pourraient montrer que pour les projectiles  $O^{3+}$  les angles d'émission  $\phi_{frag} - \phi_{projectile}$  proches de 180° sont la signature d'un processus de capture intervenant sur l'axe de la molécule, « entre » les deux centres atomiques.

### III.5 Conclusion

L'étude expérimentale de collisions à basse énergie entre ions multichargés et dimères d'argon s'est montrée plus riche en résultats que nous ne nous y attendions. Tout d'abord, une très faible mobilité de charge au sein de l'ion moléculaire a été mise en évidence. Cette faible mobilité de charge permet d'obtenir des informations sur le processus de capture qui restaient

inaccessibles avec des cibles covalentes. Cette caractéristique des cibles de dimères offre de nouvelles perspectives d'investigation qui devraient déclencher un intérêt nouveau pour la modélisation des collisions sur cibles diatomiques. Comme nous l'avons vu, de nombreuses observables, telles que la multiplicité de capture sur chacun des centres, la dépendance des sections efficaces à l'orientation de la molécule, et la corrélation entre diffusion du projectile et émission des fragments peuvent être exploités.

Les sections efficaces relatives obtenues pour différentes multiplicités de capture ont par ailleurs permis de valider les calculs théoriques basés sur une adaptation du modèle COBM. Ce résultat montre que, pour le processus de capture, ce type de cible moléculaire peut être considéré comme la simple association de deux atomes d'argon. Il devra cependant être confirmé par des calculs complémentaires effectués pour d'autres cibles (des données expérimentales avec une cible de  $\text{Ne}_2$  sont en cours d'analyse), et surtout pour d'autres charges de projectile. Ce travail théorique et expérimental doit donc être poursuivi, avec notamment, une étude plus complète de la dépendance des processus à l'orientation de la molécule. Il constituera, pour la partie caennaise, le principal objectif de thèse de Wael Iskandar.

## IV Mesure du paramètre de corrélation angulaire $\beta$ - $\nu$

### IV.1 Introduction

L'étude des transitions  $\beta$  nucléaires a joué un rôle crucial dans le développement de la théorie de l'interaction faible. Deux des principales hypothèses qui ont constitué les fondations du modèle standard, la violation maximale de la parité et le caractère vecteur axial-vecteur de l'interaction faible, résultent d'études détaillées du processus de décroissance  $\beta$  nucléaire. Dans la généralisation de la théorie de Fermi, cinq contributions invariantes par transformation de Lorentz peuvent, à priori, apparaître dans l'Hamiltonien du processus de décroissance  $\beta$  nucléaire. Ce sont les interactions de type scalaire ( $S$ ), vecteur ( $V$ ), tenseur ( $T$ ), axial-vecteur ( $A$ ), et pseudo scalaire ( $P$ ). L'interaction pseudo scalaire peut être négligée dans une description non-relativiste des nucléons, mais les couplages associés aux autres interactions  $C_i$  et  $C_i'$  ( $i = S, V, A, T$ ) doivent être déterminés par l'expérience. L'existence de deux termes,  $C_i$  et  $C_i'$ , est ici liée aux propriétés de transformation par l'opérateur de parité, et l'hypothèse de violation maximale de parité impose  $|C_i| = |C_i'|$ . Dès la fin des années 1940, Hamilton calcule, pour chaque type d'interaction, la corrélation angulaire attendue entre la direction d'émission du  $\beta$  et celle du neutrino [Hamilton 1947]. Il démontre ainsi qu'une mesure de la corrélation beta-neutrino est un moyen à la fois direct et très sensible pour déterminer la forme de l'interaction. Dans un formalisme plus récent [Jackson 1957], on montre que pour des transitions permises et des noyaux non polarisés, le paramètre de corrélation angulaire,  $a_{\beta\nu}$ , peut être déduit de la distribution des événements en fonction de l'énergie de l'électron, de la direction du neutrino, et de celle de l'électron :

$$\omega(E_e, \Omega_e, \Omega_\nu) = \frac{F(\pm Z, E_e)}{(2\pi)^5} p_e E_e (E_0 - E_e)^2 \frac{1}{2} \xi \left( 1 + a_{\beta\nu} \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m}{E_e} \right) \quad (\text{IV-1})$$

où  $E_e, \vec{p}_e$  et  $\Omega_e$  sont respectivement l'énergie totale, l'impulsion, et les coordonnées angulaires de la particule  $\beta$  (avec une notation équivalente pour le neutrino).  $F(\pm Z, E_e)$  est la fonction de Fermi (le signe  $\pm$  faisant référence aux décroissances  $\beta^-$  et  $\beta^+$ ),  $E_0$  est l'énergie totale disponible dans la transition, et  $m$  est la masse de l'électron. Le facteur commun  $\xi$ , le paramètre  $a_{\beta\nu}$ , et le terme d'interférence de Fiertz  $b$  sont donnés par les constantes de couplage  $C_i$  et  $C_i'$  ( $i = S, V, A, T$ ) et les éléments de matrice nucléaire de Fermi ( $M_F$ ) et de Gamow-Teller ( $M_{GT}$ ) :

$$\xi = |M_F|^2 (|C_S|^2 + |C_V|^2 + |C'_S|^2 + |C'_V|^2) + |M_{GT}|^2 (|C_T|^2 + |C_A|^2 + |C'_T|^2 + |C'_A|^2) \quad (\text{IV-2})$$

$$a_{\beta\nu} \xi = |M_F|^2 \left[ |C_V|^2 + |C'_V|^2 - |C_S|^2 - |C'_S|^2 \mp 2 \frac{\alpha Z m}{p_e} \text{Im}(C_S C_V^* + C'_S C_V'^*) \right] + \frac{|M_{GT}|^2}{3} \left[ |C_T|^2 + |C'_T|^2 - |C_A|^2 - |C'_A|^2 \pm 2 \frac{\alpha Z m}{p_e} \text{Im}(C_T C_A^* + C'_T C_A'^*) \right] \quad (\text{IV-3})$$

et

$$b \xi = \pm 2 \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2} \text{Re} \left[ |M_F|^2 (C_S C_V^* + C'_S C_V'^*) + |M_{GT}|^2 (C_T C_A^* + C'_T C_A'^*) \right] \quad (\text{IV-4})$$

Notons ici que le paramètre  $a_{\beta\nu}$  dépend des couplages  $C_S, C_S', C_V, C_V'$  dans une transition pure Fermi, et des couplages  $C_T, C_T', C_A, C_A'$  dans une transition pure Gamow-Teller. On a alors pour une transition de type pure Fermi ( $F$ ):

$$a_{\beta\nu} = \frac{|C_V|^2 + |C_V'|^2 - |C_S|^2 - |C_S'|^2}{|C_V|^2 + |C_V'|^2 + |C_S|^2 + |C_S'|^2} \quad (\text{IV-5})$$

et les valeurs de  $a_{\beta\nu}$  associées à des couplages de type soit  $S$  soit  $V$  sont respectivement -1 et +1.

Pour une transition de type pure Gamow-Teller ( $GT$ ):

$$a_{\beta\nu} = \frac{1}{3} \frac{|C_T|^2 + |C_T'|^2 - |C_A|^2 - |C_A'|^2}{|C_T|^2 + |C_T'|^2 + |C_A|^2 + |C_A'|^2} \quad (\text{IV-6})$$

Les valeurs de  $a_{\beta\nu}$  associées aux couplages de type  $A$  ou  $T$  sont alors respectivement -1/3 et +1/3.

Au cours des années 1950, plusieurs expériences sont menées afin de mesurer ce paramètre  $a_{\beta\nu}$  dans des transitions de type  $F$ ,  $GT$  ou mixte, et déterminer ainsi le caractère de l'interaction. Pour cette mesure de  $a_{\beta\nu}$ , le neutrino ne peut être détecté avec une efficacité suffisante pour accéder directement à l'angle d'émission entre électron et neutrino. Cependant, dans cette cinématique à trois corps, la distribution en énergie de recul du noyau fils est très sensible à la valeur de  $a_{\beta\nu}$ . C'est donc cette distribution qui est mesurée. Les principales difficultés inhérentes à ce type d'expériences sont alors liées à la faible énergie du recul, généralement de l'ordre de la centaine d'eV. Ce point interdit l'implantation des noyaux radioactifs dans un milieu solide, qui altérerait l'énergie et la trajectoire des noyaux fils avant leur détection. De plus, aucun détecteur de type calorimètre ne présente les caractéristiques adéquates pour une mesure directe de cette énergie. Les premières expériences réalisées sont alors contraintes à l'utilisation de radioéléments sous forme gazeuse, avec un volume source difficile à délimiter. L'énergie de recul doit aussi être mesurée de façon indirecte, à l'aide de déflecteurs électrostatiques ou via une mesure de temps de vol (qui demande la détection en coïncidence de la particule  $\beta$ ). Ces expériences, difficiles à mettre en œuvre avec les moyens disponibles à l'époque, ont d'abord donné lieu à des résultats contradictoires. Une première mesure dans la décroissance de l' $^6\text{He}$ , qui est une transition pure Gamow-Teller, semble tout d'abord indiquer une interaction de type  $A$  [Allen 1949]. Toujours pour le noyau  $^6\text{He}$ , Rustad et Ruby concluent quelques années plus tard à une prédominance du type  $T$  [Rustad 1953]. L'analyse de cette dernière expérience semble alors suffisamment solide pour que son résultat soit ensuite pris comme référence. Une seconde série d'expériences avec le noyau  $^{19}\text{Ne}$ , qui présente une transition mixte  $F$ - $GT$ , donne pour  $a_{\beta\nu}$  une valeur proche de zéro [Alford 1957], en accord avec une forme de l'interaction de type  $ST$  ( $T$  pour la part Gamow Teller et  $S$  pour la part Fermi). La valeur de  $a_{\beta\nu}$  obtenue dans la décroissance du neutron libre [Robson's 1955] est également cohérente avec cette interprétation. La situation est perturbée un peu plus

tard par la mesure obtenue dans la décroissance de l' $^{35}\text{Ar}$ , proche d'une pure Fermi, qui est surtout sensible aux formes  $S$  et  $V$  de l'interaction [Hermannsfeldt 1957]. Elle donne pour  $a_{\beta\nu}$  une valeur proche de +1, en faveur de la forme  $V$  dans le cas d'une transition de type Fermi. Dans l'hypothèse d'une interaction de type  $V$  pour les pures Fermi, les mesures effectuées avec le neutron et le  $^{19}\text{Ne}$  ne deviennent compatibles qu'avec une interaction de type  $A$  pour les transitions Gamow-Teller. L'hypothèse d'une interaction de type  $V$  et  $A$ , par ailleurs postulée par Feynman and Gell-Man en 1958 [Feynman 1958], est finalement confirmée peu de temps après par les expériences d'Allen pour quatre noyaux ( $^6\text{He}$ ,  $^{19}\text{Ne}$ ,  $^{23}\text{Ne}$ , et  $^{35}\text{Ar}$ ) [Allen 1959]. Rustad corrigera quelques années plus tard le résultat erroné de l'expérience réalisée en 1953 [Ruby 1963].

Dans le cadre de la théorie  $V-A$  du modèle standard des particules élémentaires, les formes d'interactions  $S$  et  $T$  sont alors exclues, ce qui donne  $a_{\beta\nu} = 1$  pour une transition pure Fermi, et  $a_{\beta\nu} = -1/3$  pour une transition pure Gamow-Teller.

Pour les transitions mixtes, le paramètre de corrélation  $\beta-\nu$  peut être donné par

$$a_{\beta\nu} = \frac{1 - \rho^2 / 3}{1 + \rho^2} \quad (\text{IV-7})$$

où  $\rho$  est le rapport de mélange

$$\rho = \frac{C_A M_{GT}}{C_V M_F} \quad (\text{IV-8})$$

Malgré l'acceptation de cette situation simple et cohérente, où seules les formes  $V$  et  $A$  coexistent au sein de l'interaction faible, les contraintes expérimentales sur les couplages exotiques de type  $S$  et  $T$  restent assez lâches. Une analyse globale de l'ensemble des données obtenues dans la décroissance de noyaux radioactifs et du neutron [Severijns 2011] donne  $|C_S^0 / C_V| < 0.07$  et  $|C_T^0 / C_A| < 0.09$  (95.5% C.L.). Les contraintes actuelles nous laissent donc un potentiel de découverte non négligeable de contributions de type  $S$  et  $T$ . Ces interactions exotiques apparaissent d'ailleurs dans différents modèles « au-delà du modèle standard », où elles peuvent être induites par de nouvelles particules telles que le boson de Higgs chargé, ou par l'échange de leptoquarks. Pour la recherche de ces nouvelles particules, les mesures de précision du paramètre  $a_{\beta\nu}$  restent compétitives par rapport aux expériences de collisions à haute énergie. Par exemple, la limite en masse d'un éventuel leptoquark obtenue à partir d'une mesure de  $a_{\beta\nu}$  avec une précision de 0.5% dans la décroissance d' $^{32}\text{Ar}$  est de l'ordre de 400 GeV [Adelberger 1999] contre 256 GeV via une recherche de production directe à haute énergie [Yao 2006]. Dans la recherche de physique « au-delà du modèle standard », les mesures de précision en décroissance  $\beta$  nucléaire ont donc encore un bel avenir.

Au cours des 15 dernières années, le développement de nouvelles sources de production de faisceaux radioactifs a relancé l'intérêt des expérimentateurs pour ces mesures. Grâce aux progrès effectués, notamment dans le domaine des techniques de manipulation d'ions ou d'atomes, des expériences de nouvelle génération, basées sur le piégeage des noyaux radioactifs et la spectroscopie d'impulsion d'ions de recul, ont été développées. C'est dans ce contexte qu'a été initié à Caen le projet LPCTrap, avec comme premier objectif, une mesure



de  $a_{\beta\nu}$  dans la décroissance de noyaux  ${}^6\text{He}$  confinés dans un piège de Paul. Dans cette transition pure  $GT$ , la mesure de  $a_{\beta\nu}$  avec une précision relative de l'ordre de 0.5% doit permettre d'améliorer de façon notable les contraintes sur les couplages de type  $T$ .

Nous nous sommes également intéressés à la transition miroir de  ${}^{35}\text{Ar}$ , qui a une forte composante de Fermi, et est donc sensible aux couplages exotiques de type  $S$ . Comme l'a montré une analyse récente de Naviliat et Severijns, les mesures de corrélation dans les transitions miroirs peuvent être utilisées pour déterminer précisément le rapport de mélange  $\rho$  donné dans la formule IV-8. Combiné à d'autres mesures (temps de vie,  $Q$  de réaction, et rapports de branchement), le rapport de mélange permet alors de calculer le terme  $V_{ud}$  de la matrice CKM de mélange des quarks [Naviliat 2009]. Une mesure de  $a_{\beta\nu}$  avec une précision de 0.5% conduirait donc à la fois, à une amélioration des contraintes sur les couplages de type  $S$ , et à une meilleure précision sur la valeur de  $V_{ud}$  obtenue dans les transitions miroirs.

Enfin, nous verrons que ces mesures dans la décroissance  $\beta$  à l'aide du dispositif LPCTrap donnent accès à d'autres processus, du domaine de la physique atomique. La décroissance  $\beta$  modifie, de façon soudaine, le potentiel coulombien vu par les électrons du cortège atomique. Le réarrangement qui en résulte peut conduire à l'excitation ou à l'éjection des électrons dans le continuum (shake-up ou shake-off). Mesurer la distribution en état de charge des ions de recul permet alors de tester les outils théoriques utilisés pour prédire ce réarrangement.

Dans ce chapitre, nous dresserons tout d'abord un état des lieux sur les mesures de  $a_{\beta\nu}$  obtenues jusqu'à présent, et présenterons les différentes techniques de mesure utilisées. Après avoir décrit le dispositif expérimental LPCTrap, nous donnerons un bref historique des expériences réalisées à Caen avec les noyaux  ${}^6\text{He}$  et  ${}^{35}\text{Ar}$  et discuterons les résultats obtenus.

## IV.2 Etat des lieux

### IV.2.1 Contraintes sur les couplages exotiques et sur l'élément de matrice $V_{ud}$

Les limites actuelles sur les couplages exotiques  $|C_S^{(0)}/C_V| < 0.07$  et  $|C_T^{(0)}/C_A| < 0.09$  (95.5% C.L.) sont tirées d'une l'analyse globale des mesures de corrélation angulaire effectuées dans la décroissance du neutron libre et de 7 noyaux (figure IV.1). Notons ici que ces limites sont restées inchangées malgré les 5 années qui séparent les deux derniers articles de revue dont elles sont issues [Severijns 2011, Severijns 2006]. Cela donne une idée de la vitesse à laquelle progresse ce domaine et de la difficulté à améliorer la précision des mesures. Dans leur analyse, N. Severijns et ses collaborateurs ont fait le choix de ne conserver que les mesures dont la précision relative est meilleure que 10%. On trouve encore parmi celles ci les résultats d'Allen pour  ${}^{35}\text{Ar}$  et le  ${}^{23}\text{Ne}$  [Allen 1959].

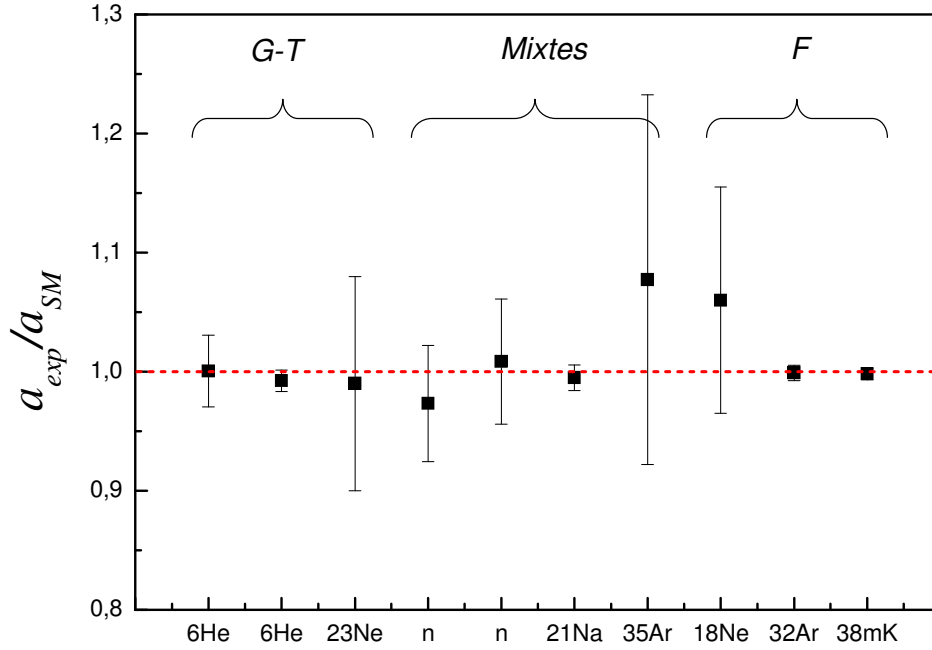


Figure IV.1 : Mesures de  $a_{\beta\nu}$  prises en compte dans le travail de revue [Severijns 2011]. De gauche à droite:  ${}^6\text{He}$  [37],  ${}^6\text{He}$  [Johnson 1963],  ${}^{23}\text{Ne}$ [Allen 1959],  $n$  [Stratowa 1978],  $n$  [Byrne 2002],  ${}^{21}\text{Na}$ [Vetter 2008],  ${}^{35}\text{Ar}$ [Allen 1959],  ${}^{18}\text{Ne}$ [Egorov 1997],  ${}^{32}\text{Ar}$ [Adelberger 1999],  ${}^{38m}\text{K}$ [Gorelov 2005].

On voit sur la figure VI.1 que l'ensemble des résultats est en parfait accord avec les prédictions du modèle standard. Les mesures les plus anciennes réalisées par Allen et Johnson sont des mesures directes inclusives. Dans ces mesures, seul l'ion de recul est détecté et la valeur de  $a_{\beta\nu}$  est déduite de la distribution en énergie de ce dernier. La mesure de Johnson dans une transition pure Gamow-Teller est encore aujourd'hui, avec une précision relative de 1%, celle qui impose les contraintes les plus sévères sur les couplages de type tenseur. Les expériences qui ont suivies se sont d'ailleurs naturellement focalisées sur les transitions de Fermi, avec tout d'abord les mesures indirectes de Egorov et Adelberger, à la fin des années 1990, puis celle de Gorelov en 2005. Cette dernière mesure a été effectuée à l'aide d'un piège magnéto-optique, en détectant en coïncidence des ions de recul et des particules  $\beta$ . Un dispositif de même type a été utilisé pour la mesure de Vetter dans la transition mixte du  ${}^{21}\text{Na}$ . Enfin, le premier résultat obtenu avec le dispositif LPCTrap, basé sur le piégeage d'ions  ${}^6\text{He}^+$  dans un piège de Paul et la détection en coïncidence des ions de recul et des  $\beta$ , a permis de confirmer, avec une précision moindre, celui obtenu précédemment par Johnson. Ces différentes techniques de mesure seront brièvement discutées dans la suite.

Comme nous l'avons déjà évoqué en introduction, les mesures de corrélation dans des transitions miroirs peuvent être aussi utilisées afin de déterminer précisément le rapport de mélange  $\rho$  (équation IV-8). En combinant ce rapport à la période comparée "ft" de la transition, on a accès à la composante de Fermi de l'interaction et finalement au terme  $V_{ud}$  de la matrice CKM. Idéalement, on obtient :

$$V_{ud}^2 = \frac{2C_V^2}{G_F^2} = \frac{4.81410^{-5}}{G_F^2 |M_F|^2 (1+\rho^2)(ft)} \quad (\text{IV-9})$$

En pratique, des corrections doivent être apportées sur différents termes pour tenir compte des effets radiatifs ( $\delta_R$ ,  $\Delta_R$ ), de structure ( $\delta_{NS}$ ), de brisure de symétrie d'isospin ( $\delta_C$ ) et de correction de forme lorsque l'approximation permise est relâchée (intégrale de Fermi :  $f_A \neq f_V$ ) [Severijns 2008, Naviliat 2009a-2009b]:

$$V_{ud}^2 = \frac{4.81410^{-5}}{G_F^2 |M_F^0|^2 (1+\Delta_R)(1+\frac{f_A}{f_V}\rho^2)(Ft)} \quad (\text{IV-10})$$

où  $F = f_V (1 + \delta_R)(1 + \delta_{NS} - \delta_C)$ ;

$$|M_F^0| = 1;$$

$$G_F = 8.9618 \cdot 10^{-5} \text{ MeV fm}^3.$$

Severijns *et al.* ont tout d'abord effectué une compilation exhaustive des paramètres expérimentaux connus (temps de vie, rapports de branchement, et  $Q$  de réaction) et des paramètres de corrections théoriques nécessaires à la détermination de  $(Ft)$ , jusqu'au  $^{45}\text{V}$  [Severijns 2008]. Une analyse de la situation actuelle, combinant ces données aux valeurs de  $\rho$  déduites des mesures de corrélation existantes, a ensuite été réalisée par Naviliat *et al.* [Naviliat 2009a-2009b]. Selon les décroissances et les données disponibles, la valeur de  $\rho$  est déterminée par la valeur du coefficient de corrélation angulaire  $\beta-\nu$  ( $a_{\beta\nu}$ ), du paramètre d'asymétrie  $\beta$  ( $A_\beta$ ) ou du paramètre d'asymétrie du  $\nu$  ( $B_\nu$ ). L'analyse effectuée sur cinq noyaux ( $^{19}\text{Ne}$ ,  $^{21}\text{Na}$ ,  $^{29}\text{P}$ ,  $^{35}\text{Ar}$ , et  $^{37}\text{K}$ ) pour lesquels un de ces paramètres a été mesuré a conduit au résultat suivant :

$$|V_{ud}| = 0.9719 \quad (17) \quad (\text{IV-11})$$

La précision obtenue est un facteur dix inférieur à celle obtenue avec les transitions super permises ( $|V_{ud}| = 0.97425$  (22)), mais elle est déjà du même ordre de grandeur que celle issue de l'étude de la décroissance du neutron ( $|V_{ud}| = 0.9746$  (19)). Il est donc envisageable que l'on puisse améliorer sensiblement le résultat lié aux décroissances miroirs en mesurant précisément les coefficients de corrélation angulaire dans ce type de transitions. Avec cet objectif en vue, E. Liénard a récemment effectué un travail de prospective pour identifier les principaux noyaux d'intérêt [Liénard 2010].

## IV.2.2 La mesure de $a_{\beta\nu}$

### IV.2.2.1 Mesures directes

L'expression "mesure directe" est quelque peu abusive ici, puisqu'il ne s'agit bien évidemment pas de mesurer *directement* l'angle entre la particule  $\beta$  et le neutrino. Le paramètre de corrélation angulaire  $a_{\beta\nu}$  est déduit du spectre en énergie du noyau de recul, et on parle de mesure directe lorsque l'énergie de recul est mesurée via le dispositif de détection du noyau fils. La conservation de la quantité de l'impulsion dans la décroissance  $\beta$  impose

$\vec{p}_e + \vec{p}_\nu + \vec{p}_r = \vec{0}$  où  $\vec{p}_r$  est l'impulsion du noyau de recul. Dans l'équation IV-1, on peut alors remplacer le produit scalaire  $\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu$  par  $\frac{p_r^2 - p_e^2 - p_\nu^2}{2}$ . On voit déjà qu'une valeur de  $a_{\beta\nu}$  positive va favoriser les décroissances pour lesquelles ce terme est positif et donc où  $p_r$  est grand. A l'inverse un paramètre de corrélation angulaire négatif favorisera les décroissances pour lesquelles  $p_r$  est plus faible. La conservation de l'énergie  $Q = T_e + T_r + T_\nu$ , où  $Q$  est l'énergie cinétique disponible dans la réaction et  $T_e$ ,  $T_r$ ,  $T_\nu$  sont respectivement les énergies cinétiques de l'électron, du noyau de recul et du neutrino, permet de déterminer le taux de décroissance en fonction de  $p_r$ . Dans le cas où seul le noyau de recul est détecté (pas de sélection des événements liée à l'énergie ou à la direction de la particule  $\beta$ ), la distribution en  $p_r$  peut être calculée de façon analytique [Liénard 2010]. La figure IV.2 montre à titre d'exemple la distribution attendue pour des valeurs de  $a_{\beta\nu}$  correspondant aux couplages de type A et T dans la transition pure GT du noyau  ${}^6\text{He}$ .

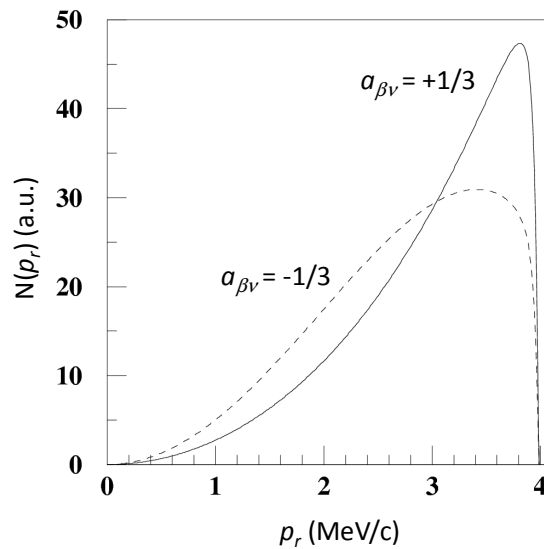


Figure IV.2 : Taux d'événements en fonction de l'impulsion du noyau de recul calculé pour  $a_{\beta\nu} = -1/3$  et  $a_{\beta\nu} = +1/3$  dans la décroissance  $\beta$  de  ${}^6\text{He}$ .

On voit sur cette figure que la forme du spectre en impulsion des noyaux de recul dépend fortement du paramètre de corrélation angulaire. Par ailleurs, on peut aisément montrer que si seule la particule  $\beta$  est détectée, son spectre en énergie est, lui, totalement insensible à la valeur de  $a_{\beta\nu}$  [Liénard 2010]. Les mesures de  $a_{\beta\nu}$  sont donc toutes basées sur l'utilisation d'un dispositif donnant accès à la distribution en énergie (donc en impulsion) des ions de recul, puis sur un ajustement de la distribution obtenue avec la distribution théorique attendue pour différentes valeurs de  $a_{\beta\nu}$ .

## Mesures inclusives

La faible énergie de recul du noyau fils (de l'ordre de quelques centaines d'eV) interdisant toute implantation dans la matière, les premières mesures, réalisées dans les années 1950 et 1960, ont utilisé des sources radioactives gazeuses [Allen 1959, Johnson 1963]. Afin de bénéficier de taux de comptages importants, seul l'ion de recul était détecté, et la mesure de son énergie était effectuée à l'aide d'un spectromètre électrostatique. Cette technique a pour principal avantage de fournir rapidement une bonne statistique, mais elle ne donne accès qu'au seul spectre de recul. L'étude des sources d'erreurs systématiques peut dans ce cas s'avérer difficile, et le bruit de fond n'est pas limité par une détection en coïncidence de la particule  $\beta$ . Les mesures pionnières de Allen et surtout, de Johnson, ont cependant permis d'atteindre des précisions qui restent compétitives avec les expériences les plus récentes.

Un groupe de Leuven (Belgique) avec lequel nous collaborons prépare actuellement une expérience dédiée à la mesure de  $a_{\beta\nu}$  dans la décroissance de  $^{135}\text{Ar}$  à ISOLDE-CERN. Leur dispositif, WITCH (Weak Interaction Trap for CHarged particles), est constitué de deux pièges de Penning couplés avec un spectromètre magnétique à potentiels de retardation. Le premier piège est utilisé pour le refroidissement des ions, l'autre pour leur stockage. Les noyaux de recul issus du piège de stockage qui sont émis dans la direction du spectromètre voient leur vecteur vitesse aligné selon l'axe du spectromètre par un gradient de champ magnétique. Leur énergie est ensuite analysée via l'application d'un potentiel de retardation qui arrête ou laisse passer les ions avant détection (figure IV.3).

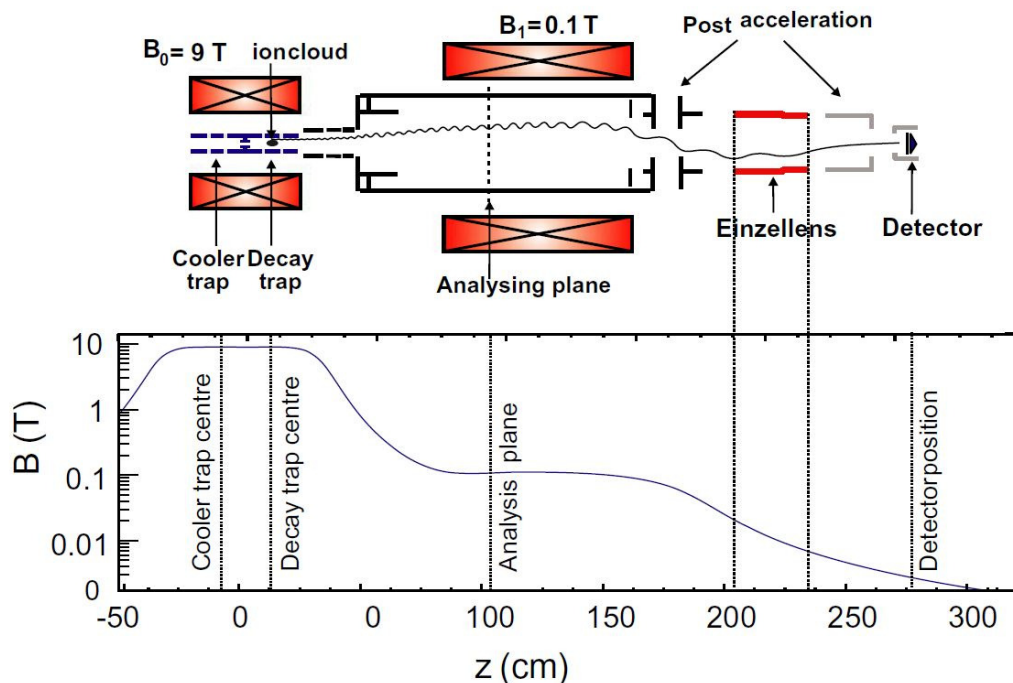


Figure IV.3 : Principe de l'expérience WITCH. La position du nuage d'ions piégés, le plan d'analyse du spectromètre à retardation et le détecteur des ions de recul sont indiqués. Le profil du champ magnétique selon l'axe du spectromètre est également donné.

Ce dispositif, déjà testé avec succès il y a quelques années [Kozlov 2008], a permis d'obtenir une première preuve de principe [Beck 2011]. La prochaine expérience, programmée en novembre 2012 doit permettre d'obtenir une statistique suffisante pour mesurer  $a_{\beta\nu}$  avec une précision statistique relative inférieure à 0.5%. Il est cependant difficile aujourd'hui d'estimer l'erreur systématique qui sera associée à cette mesure. D'une part, la mesure est polluée par un bruit de fond important qui résulte de pièges de Penning parasites se formant au sein du spectromètre, et de l'implantation d'ions radioactifs sur le détecteur. D'autre part, le spectre de retardation qui est mesuré comprend plusieurs distributions associées aux différents états de charge du noyau fils  $^{35}\text{Cl}$ . La proportion de ces différents états de charge doit ici être mesurée indépendamment et précisément afin d'être incluse dans l'analyse des données.

### *Mesures en coïncidence*

Les premières mesures utilisant la détection en coïncidence de l'ion de recul et de la particule  $\beta$  [Ridley 1961, Vise 1963] ont été réalisées à l'aide d'une source gazeuse d' $^6\text{He}$  sous la forme d'un jet effusif. Dans ces expériences, l'impulsion des noyaux recul est déduite de leur temps de vol, la détection du  $\beta$  donnant l'instant de la décroissance. La détection en coïncidence des deux particules permet de réduire le bruit de fond de façon notable, et la mesure de l'énergie des particules  $\beta$  permet d'effectuer une analyse plus complète.

C'est cette technique qui a récemment été choisie par les équipes de Berkeley (Californie) et de TRIUMF (Vancouver, Canada) en utilisant pour le confinement des noyaux radioactif un piège magnéto-optique (MOT). La première mesure de ce type, a été effectuée à l'aide du dispositif TRINAT, à TRIUMF, dans la décroissance de  $^{38\text{m}}\text{K}$  [Gorelov 2005]. Un dispositif à double MOT y est utilisé : une première enceinte pour le piégeage efficace des atomes, l'autre pour l'observation des décroissances dans un vide plus poussé. Le deuxième MOT comprend un spectromètre d'ions de recul similaire à ceux des dispositifs MOTRIMS discutés au chapitre I de ce manuscrit (figure IV.4). Le spectromètre permet ici de mesurer les trois composantes de l'impulsion du noyau de recul, tout en bénéficiant d'une efficacité de collection de  $4\pi$ . Cette mesure est actuellement la plus précise pour une transition pure Fermi. Le groupe de TRINAT travaille encore aujourd'hui à son amélioration, en développant un nouveau dispositif qui comprend notamment un détecteur d'ions de recul de plus grand diamètre. Leur objectif est d'atteindre une précision relative sur  $a_{\beta\nu}$  de l'ordre de 0.1%.

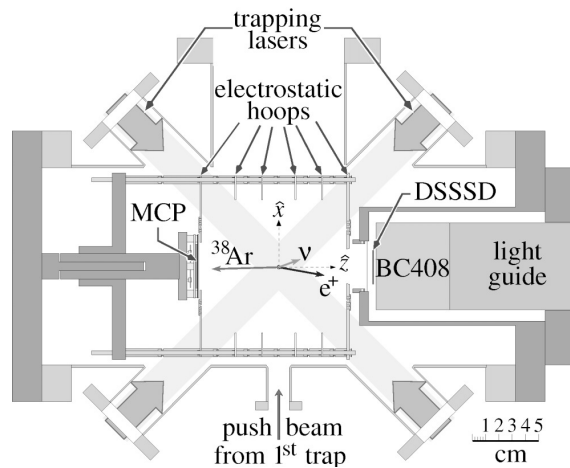


Figure IV.4 : Principe de l'expérience TRINAT. La détection du positron donne l'instant de la décroissance, l'impulsion du noyau de recul est déduite de son temps de vol.

L'équipe de Berkeley a utilisé un dispositif similaire pour la mesure de  $a_{\beta\nu}$  dans la transition miroir du noyau  $^{21}\text{Na}$ . Les atomes sont ici injectés dans le MOT de mesure à l'aide d'un ralentisseur Zeeman qui permet un piégeage efficace. La première mesure publiée par cette équipe [Scielzo 2004] a tout d'abord montré un écart de  $3.5 \sigma$  par rapport aux prédictions du modèle standard, mais cette déviation a par la suite pu être attribuée à la formation de molécules de  $\text{Na}_2$  au sein du MOT [Vetter 2008].

L'expérience LPCTrap appartient à cette même famille, utilisant la détection en coïncidence de l'ion de recul et de la particule  $\beta$  ainsi qu'un piège pour le confinement des noyaux radioactifs. Nous avons cependant choisi d'utiliser un piège à ion (un piège de Paul), qui offre la possibilité de piéger les noyaux radioactifs avec une bonne efficacité, quelle que soit l'espèce atomique choisie. C'est un avantage certain sur les MOTs, dont l'application est limitée au piégeage des alcalins et de quelques autres éléments du tableau périodique. Le piégeage magnéto-optique des gaz rares est possible, mais avec une efficacité très faible, liée à la nécessité d'exciter au préalable les atomes dans des états métastables. Le dispositif LPCTrap est donc a priori mieux adapté aux mesures de  $a_{\beta\nu}$  dans la décroissance des noyaux  $^6\text{He}$  et  $^{35}\text{Ar}$ . Ce dispositif et les mesures que nous avons réalisées seront présentés en détail dans la suite de ce manuscrit.

Un projet de mesure de  $a_{\beta\nu}$  dans la décroissance d'atomes  $^6\text{He}$  confinés dans un MOT est néanmoins en cours de développement au CENPA de Seattle. La faible efficacité de piégeage d'un MOT pour le confinement des atomes est ici compensée par une forte production d'atomes d' $^6\text{He}$  [43]. Ce projet, auquel nous participons, sera présenté dans les perspectives.

#### IV.2.2.2 Mesures indirectes

Lorsque la transition passe par un état excité du noyau fils, la valeur de  $a_{\beta\nu}$  peut être obtenue de façon indirecte, en étudiant les caractéristiques cinématiques des particules secondaires émises pendant le recul des noyaux fils [Boot 1959, Adelberger 1999]. L'avantage

est souvent double : il n'est pas nécessaire de détecter l'ion de recul, et, si le temps de vie du niveau atteint est suffisamment court, les noyaux radioactifs peuvent être implantés dans une cible solide [Egorov 1997]. Les mesures de  $a_{\beta\nu}$ , dans les transitions pures Fermi du  $^{18}\text{Ne}$  et de  $^{32}\text{Ar}$ , ont été effectuées à l'aide de cette technique. Dans le cas de  $^{32}\text{Ar}$ , c'est l'élargissement cinématique de protons retardés émis par le noyau fils qui donne accès à  $a_{\beta\nu}$  [Adelberger 1999]. Dans la décroissance  $\beta$  du  $^{18}\text{Ne}$ ,  $a_{\beta\nu}$  est déduit du décalage Doppler des gammas émis par le noyau de recul [Egorov 1997].

Une nouvelle mesure indirecte de  $a_{\beta\nu}$  dans la transition pure  $GT$  du  $^8\text{Li}$  est actuellement préparée par une équipe d'Argonne. Le piégeage d'ions  $^8\text{Li}^+$  dans un piège de Paul linéaire est ici prévu afin de détecter en coïncidence la particule  $\beta$  émise lors de la décroissance et les deux  $\alpha$  émis par le noyau de recul de  $^8\text{Be}$ .

La décroissance du noyau  $^8\text{He}$  semble également prometteuse pour ce type de mesure : pour cette transition, le décalage Doppler des gammas de 981 keV émis par le noyau de recul est fortement amplifié par la cinématique de la décroissance. Des projets d'expérience, basés sur l'implantation d'un faisceau d' $^8\text{He}^+$  dans une cible solide, sont en préparation à NSCL-MSU (Michigan) et au LPC Caen [Liénard 2010].

### IV.3 Le dispositif LPCTrap

Le projet LPCTrap a débuté à la fin des années 1990, lorsque la décision fut prise de réaliser auprès de la source SPIRAL, au GANIL, une ligne d'ions radioactifs de basse énergie. C'est à cette période, sous l'impulsion de Ch. Lebrun et B. Tamain, que le LPC a initié un premier travail de prospective sur la faisabilité de mesures de corrélation angulaire  $\beta$ - $\nu$  dans la décroissance  $\beta$  de noyaux exotiques produits sur SPIRAL. Les taux de production élevés attendus pour un certain nombre de noyaux (de  $10^7$  à quelques  $10^8$  particules par seconde) offraient alors la perspective de piéger un grand nombre d'ions dans un piège de Paul afin de détecter en coïncidence l'ion de recul et la particule  $\beta$  émis au cours de la décroissance. Dès 1998, Etienne Liénard a sélectionné les principaux noyaux présentant les transitions adéquates et produits en quantité suffisantes pour ce type de mesure [Liénard 2010]. Le noyau  $^6\text{He}$  s'est rapidement imposé comme candidat le plus prometteur, avec une transition de type pure  $GT$ , et un taux de production particulièrement élevé.

Le développement d'un dispositif expérimental dédié au piégeage d'ions  $^6\text{He}^+$  produits par SPIRAL a ensuite nécessité plusieurs années. Ce travail a fait l'objet de trois thèses: une première thèse sur la simulation de l'expérience et du piège de mesure [Delahaye 2002], une seconde sur la mise au point et la caractérisation d'un refroidisseur – regroupeur [Darius 2004], et une troisième portant sur le piège de mesure, les caractéristiques globales du dispositif, et l'analyse des premiers résultats physiques [Méry 2007]. L'ensemble du dispositif LPCTrap a été installé sur la ligne de basse énergie LIRAT du GANIL fin 2004, et les premiers ions  $^6\text{He}^+$  furent piégés en 2005. De 2005 à 2010, le dispositif a été continuellement optimisé et testé sur faisceau radioactif d' $^6\text{He}^+$  au cours de trois expériences en 2006, 2008 et 2010. Les détails du dispositif LPCTrap et ses performances ayant été publiés régulièrement



[15, 17, 19-21, 25, 30, 37, 42], je n'en donnerai ici qu'une description assez sommaire. Le principe du piège de Paul, qui ne sera présenté dans ce manuscrit, est détaillé dans la référence [25].

### IV.3.1 Principe de la mesure

Les ions  ${}^6\text{He}^+$  sont confinés dans un volume de quelques  $\text{mm}^3$ , dans le vide, à l'aide d'un piège de Paul tridimensionnel constitué de six anneaux. Le principe de la mesure du paramètre de corrélation angulaire  $a_{\beta\nu}$  est basé sur la détection en coïncidence des particules  $\beta$  et des ions de recul issus de la désintégration des noyaux radioactifs. L'impulsion de l'ion de recul peut ainsi être déduite de son temps de vol et de ses coordonnées de détection. La configuration du système est schématisée à la figure IV.5. La géométrie choisie, qui consiste à placer le détecteur de la particule  $\beta$  et le détecteur des ions de recul en vis à vis, est celle qui permet d'obtenir la meilleure sensibilité sur  $a_{\beta\nu}$  [Delahaye 2002].

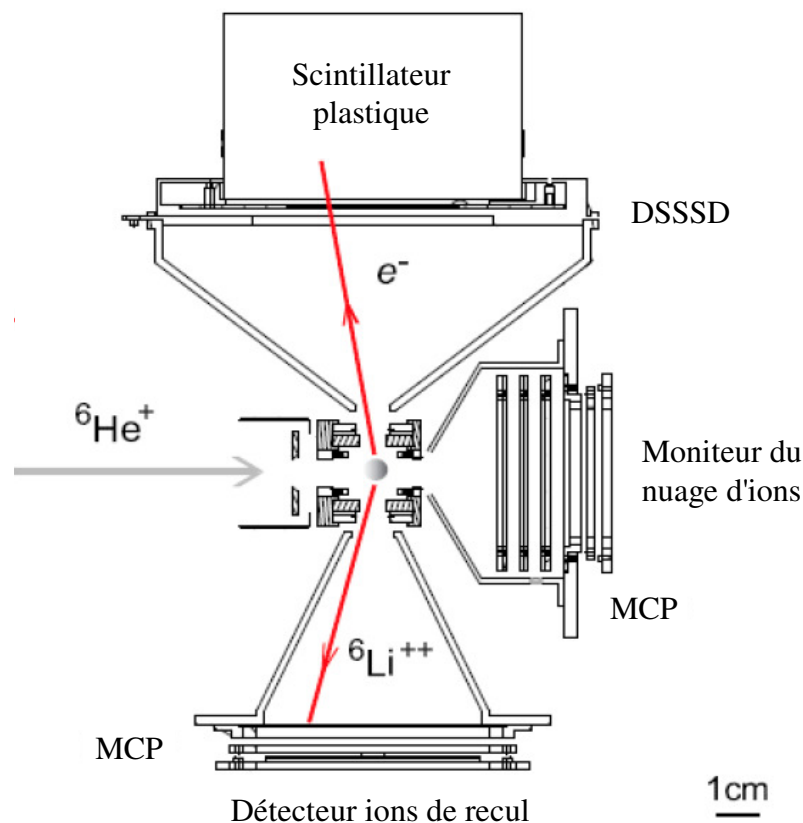


Figure IV.5 : Principe de la mesure de  $a_{\beta\nu}$  avec LPCTrap.

Le détecteur des  $\beta$ , placé à 10 cm du centre du piège est un télescope à deux étages. Le premier étage est une diode silicium à pistes de  $300 \mu\text{m}$  d'épaisseur fonctionnant en  $\Delta E$  (DSSSD). Elle est constituée de 60 pistes horizontales et 60 pistes verticales de 1 mm de large. Le traitement analogique du signal est réalisé au plus près du détecteur grâce à des cartes électroniques embarquées (puce VA-Rich). Les 60 signaux d'une face du détecteur sont multiplexés par une carte et envoyés vers un convertisseur en standard VME (CAEN V550)

couplé à un séquenceur (CAEN V551). Ce détecteur permet à la fois de signer le passage d'une particule  $\beta$  et de déterminer sa position d'impact. Le détecteur  $\Delta E$  est suivi par un scintillateur plastique de type BC400. Il s'agit d'un cylindre de diamètre 110 mm et d'épaisseur 70 mm. Un guide de lumière couple le plastique à un tube photomultiplicateur (PM). Ce second détecteur arrête les  $\beta$  et permet donc d'obtenir l'énergie totale de ces particules. Le signal rapide donné par le PM ( $\sigma_t \sim 200$  ps) fournit le "trigger" de l'acquisition des données. La constitution du télescope  $\beta$  est incompatible avec la qualité du vide qu'il faut conserver dans la chambre du piège. Le détecteur est donc placé dans une chambre secondaire séparée de l'enceinte principale par une fine feuille de mylar aluminisé (1.5  $\mu\text{m}$ ). Un vide primaire est assuré dans cette seconde chambre.

A 10 cm de l'autre côté du piège, les ions de recul sont détectés par un dispositif à localisation constitué de deux galettes de micro-canaux montées en chevron et suivies par deux lignes à retard croisées fournissant la position de la particule. Les galettes ont un diamètre de 80mm (DLD80). L'étude détaillée de ce détecteur a donné lieu à une publication [21] fournie en annexe. La face avant du détecteur est polarisée à -4 kV et une grille (90% de transmission) à la masse placée 4 mm en amont permet de créer une zone de post-accélération qui assure une efficacité de détection indépendante de l'énergie initiale des ions. Cette efficacité vaut 52.3(0.3)%. Le signal rapide des galettes ( $\sigma_t \sim 200$ ps) fournit le temps de vol de l'ion par rapport au signal du PM du plastique scintillateur. Il donne aussi un temps de référence pour les signaux des lignes à retard. La position d'une particule est obtenue en calculant la différence de temps entre les signaux délivrés par les deux extrémités d'une ligne à retard. La résolution est de 110(26)  $\mu\text{m}$ .

L'efficacité totale de l'ensemble de détection est de 0.28%, en tenant compte de l'anisotropie de la distribution des événements dans la décroissance  $\beta$  de l' $^6\text{He}$ . Enfin, des collimateurs coniques placés devant les détecteurs (figure IV.5) permettent de réduire le bruit de fond en limitant le volume de la source globale vue par les détecteurs. Pour chaque événement valide, on a accès aux positions respectives de l'ion de recul et de la particule  $\beta$  sur leurs détecteurs, (et donc à leurs angles d'émission), à l'énergie du  $\beta$ , et, via son temps de vol, à celle de l'ion de recul. Comme nous le verrons dans la section IV.4, c'est le spectre en temps de vol des ions de recul qui est directement utilisé pour déterminer la valeur de  $a_{\beta\nu}$ : la valeur de  $a_{\beta\nu}$  est déduite de l'ajustement du spectre expérimental par des spectres simulés en utilisant différents paramètres de corrélation. Les autres observables sont néanmoins exploitées afin d'étudier les sources d'erreur systématique, de réduire la contribution du bruit de fond, et de valider les simulations. Deux paramètres supplémentaires sont enregistrés à ces fins: le temps de la décroissance au sein du cycle de piégeage (depuis le moment de l'injection des ions dans le piège), et la phase de la tension radiofréquence du piège de Paul au moment de la décroissance.

### IV.3.2 Production des ions radioactifs

SPIRAL (au GANIL) est une installation de production de faisceaux radioactifs utilisant la méthode ISOL (Isotopic Separation On Line). Les noyaux d' $^6\text{He}$  sont issus de la

fragmentation d'un faisceau primaire de  $^{13}\text{C}$  accéléré à une énergie de 75 MeV/A par les cyclotrons CSS1 et CSS2 de GANIL, dans une cible épaisse de carbone graphite. La géométrie de la cible de production a été étudiée pour d'une part soutenir toute la puissance du faisceau primaire (3 kW,  $I(^{13}\text{C}) \sim 3 \mu\text{A}$ ) et, d'autre part, faciliter la diffusion à l'extérieur des gaz radioactifs produits. Les gaz issus de la cible diffusent vers une source d'ionisation de type ECR. Ces sources présentent une grande efficacité ( $\sim 30\%$ ), mais elles ne sont pas sélectives. Le faisceau d'ions  $^6\text{He}$  extraits de la source dans l'état de charge 1+ est donc pollué par un nombre important d'ions  $^{12}\text{C}$ , constituant principal de la cible, dans un état de charge 2+. La séparation des deux faisceaux nécessite une résolution de  $M/\Delta M = 320$ , supérieure à celle de la ligne de guidage du faisceau vers LIRAT (Ligne d'Ions Radioactifs A Très basse énergie, figure IV.6),  $M/\Delta M = 250$  (dipôle ICD1).

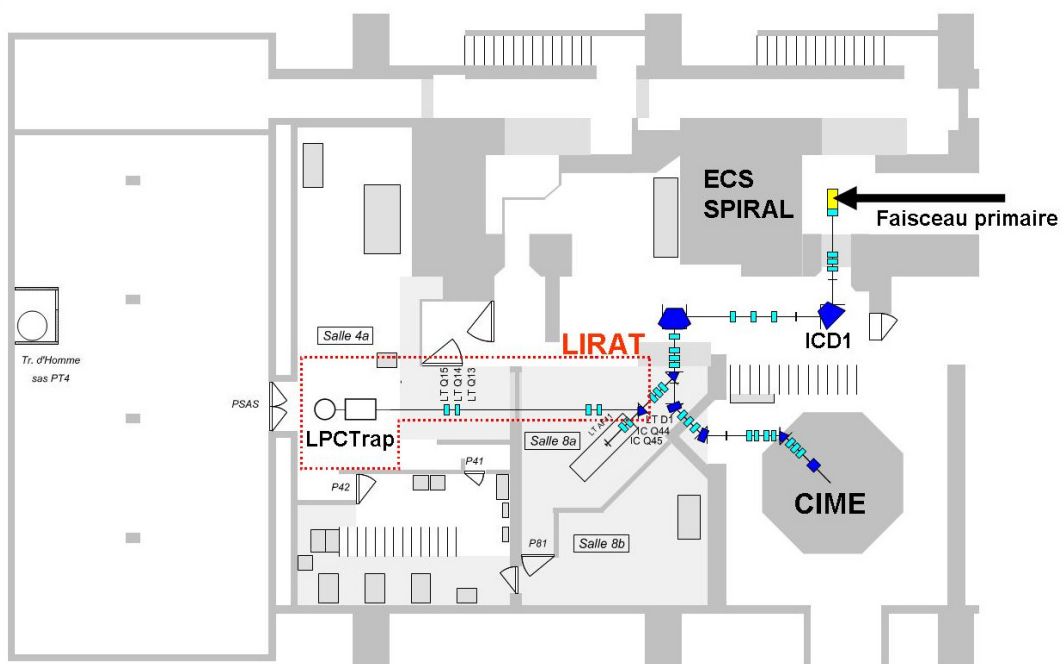


Figure IV.6 : Ligne de guidage des faisceaux radioactifs de basse énergie dans l'installation SPIRAL

Typiquement, les intensités de faisceaux obtenues à l'entrée du dispositif LPCTrap sont de 10 nA de  $^{12}\text{C}^{2+}$  pour 30 pA de  $^6\text{He}^{1+}$  ( $\sim 2 \cdot 10^8$  pps). Cette grande quantité de carbone peut poser un problème de charge d'espace dans le dispositif de préparation du faisceau pour le piégeage. Un réglage optimal de la ligne de guidage et des fentes de sortie du dipôle ICD1 permet de diminuer l'intensité de carbone à 1% de sa valeur initiale, tout en limitant la perte d' $^6\text{He}$  à un facteur deux. Il s'est avéré que le  $^{12}\text{C}^{2+}$  avait des effets limités dans le dispositif LPCTrap, et la fente est réglée de façon à minimiser les pertes d' $^6\text{He}$  ( $\sim -30\%$ ), ce qui permet de réduire la quantité du contaminant d'un facteur vingt environ. Avec ces réglages, la contamination en ions  $^{12}\text{C}^{2+}$  finalement injectés dans le piège de Paul ne représente que quelques pourcents. Les ions  $^6\text{He}^{1+}$  sont extraits de la source avec une énergie d'environ 10 keV. Cette valeur est adaptée au réglage optimal du dispositif LPCTrap, qui est effectué au

préalable à l'aide d'une source d'ions indépendante produisant un faisceau de  ${}^6\text{Li}^+$ . Les fentes de sortie de la source SPIRAL sont complètement ouvertes, ce qui confère au faisceau une émittance de l'ordre de  $100 \pi \text{ mm mrad}$ , caractéristique de la ligne de basse énergie LIRAT.

### IV.3.3 Préparation et piégeage des ions

Un faisceau continu à 10 keV et de grande émittance n'est bien entendu pas adapté à une injection efficace des ions radioactifs dans le piège de Paul de la figure IV.5. Une ligne de préparation des ions, dont l'élément principal est un refroidisseur regroupueur quadripolaire à radiofréquence (RFQ), a donc été réalisée pour refroidir et "mettre en paquets" les ions  ${}^6\text{He}^{1+}$  délivrés par LIRAT. Une vue d'ensemble du dispositif LPCTrap, comprenant cette ligne de préparation des ions, est montrée sur la figure IV.7.

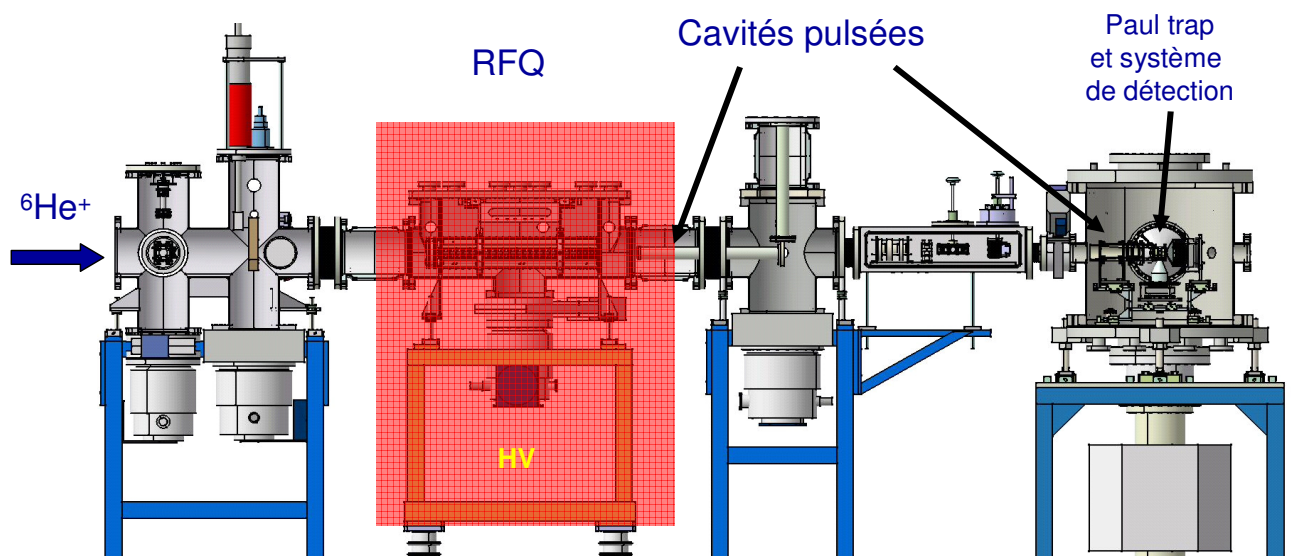


Figure IV.7 : LPCTrap et sa ligne de préparation (voir le texte).

Au sein du quadripôle radiofréquence (RFQ), le refroidissement des ions est assuré par collision sur un gaz tampon. Pour des ions  ${}^6\text{He}^+$ , un gaz de  $\text{H}_2$  doit être utilisé. Afin que le processus de refroidissement soit efficace, il est également nécessaire que les ions évoluent dans le système avec une énergie inférieure à quelques dizaines d'électronvolts. Le RFQ est donc monté sur une plateforme haute-tension dont la tension de polarisation est ajustée environ 100 V en dessous de la tension de la source SPIRAL. Un système de lentilles à l'entrée du dispositif permet d'optimiser l'injection du faisceau dans le RFQ. La décélération brutale rendant le faisceau très divergent, une tension radiofréquence est appliquée sur les barreaux formant le quadripôle afin de confiner les ions radialement. Ces barreaux sont segmentés, ce qui permet de superposer un champ longitudinal qui guide les ions jusqu'à l'extrémité du dispositif, où ils sont finalement accumulés dans un puit de potentiel électrostatique. En commutant rapidement les tensions appliquées aux derniers segments, on peut changer ce puit de potentiel en rampe d'extraction afin d'éjecter les paquets d'ions qui y

sont formés. Les caractéristiques et le principe de fonctionnement de ce RFQ sont détaillés dans les références suivantes [Ban 2003, Darius 2004, 17, 25].

Le temps pendant lequel les ions sont confinés dans le regroupeur définit le cycle total de la mesure. Pour nos mesures le cycle optimal est de l'ordre de 100 à 200 ms. La remise à zéro de ce cycle coïncide avec l'extraction des paquets d'ions du regroupeur vers le piège de mesure. Deux électrodes de forme cylindrique (cavités pulsées), dont le potentiel est commuté rapidement (temps de commutation < 200 ns) lorsque les ions les traversent, sont utilisées pour contrôler l'énergie cinétique des ions. Pour extraire ceux-ci du RFQ, la première cavité (PD1) est d'abord placée à un potentiel correspondant à celui de la plateforme haute-tension moins environ 1 kV, de manière à fournir aux ions une énergie cinétique correspondant à cette différence de potentiel. Lorsque les ions se trouvent à l'intérieur de la cavité PD1, son potentiel est rapidement commuté à la masse. Il en résulte qu'à la sortie de cette électrode, ils ont une énergie cinétique de 1 keV (et une énergie potentielle nulle). Les ions sont ensuite guidés vers la seconde cavité se trouvant dans la chambre du piège de mesure (PD2) qui fonctionne sur le même principe, diminuant cette fois leur énergie cinétique à environ 120 eV. Cette énergie est adaptée au système d'injection des ions dans le piège de Paul dédié à la mesure.

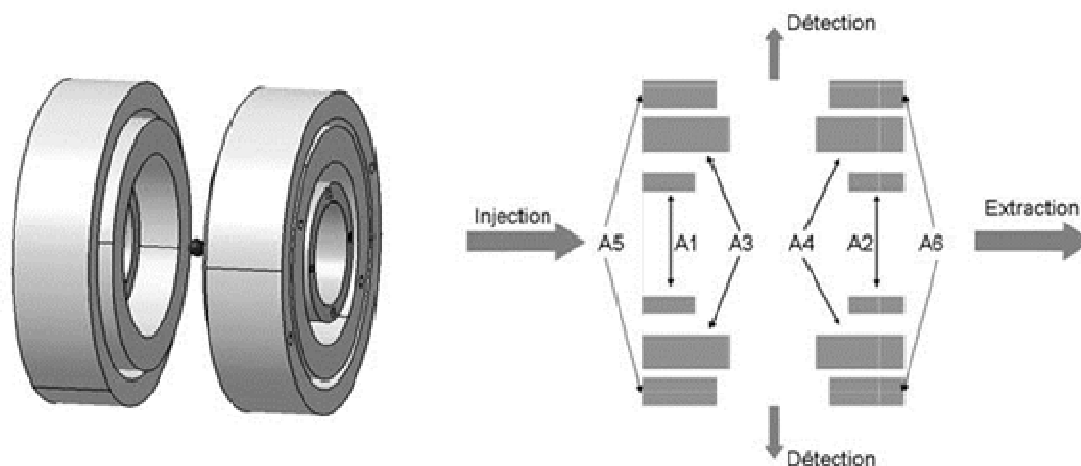


Figure IV.8 : Vue 3D (gauche) et coupe axiale (droite) du piège de Paul à anneaux

Le piège de mesure est constitué de six anneaux. Cette géométrie permet d'obtenir un champ quadripolaire parfait au centre du piège, tout en offrant un grand angle d'ouverture pour la détection des produits de décroissance (figure IV.8). Après passage dans l'électrode PD2, les ions sont arrêtés au centre du piège en appliquant des tensions de décélération sur les anneaux 3 et 4 du piège. Ces tensions sont ensuite commutées à zéro et la tension RF de piégeage (120 V<sub>pp</sub> à 1.15 MHz pour les ions <sup>6</sup>He<sup>+</sup>) est appliquée sur les anneaux 1 et 2. Les anneaux 5 et 6 servent à appliquer des tensions de correction (de l'ordre de 10 V) pour optimiser l'injection et augmenter le temps de piégeage des ions. A la fin du cycle, les ions

sont extraits du piège par l'application d'une tension positive sur l'anneau 3, et un échantillon est recueilli sur un détecteur à localisation constitué de galettes de micro-canaux. Ce détecteur permet de qualifier en ligne les caractéristiques du nuage piégé (nombre d'ions piégés et température du nuage [38]). Un nouveau paquet d'ions peut alors être injecté. Un gaz tampon maintenu à basse pression (de l'ordre de  $10^{-5}$  mbar) dans le piège permet de refroidir les ions pendant leur confinement. Le refroidissement demande 10 à 50 ms, selon la pression de gaz choisie.

#### IV.4 Décroissance des noyaux ${}^6\text{He}$

Au lancement du projet LPCTrap, c'est le noyau  ${}^6\text{He}$  qui a tout d'abord été choisi pour une mesure de  $a_{\beta\nu}$ . Le premier argument pris en considération est le type pure Gamow-Teller de la transition. En effet, la mesure très précise de Adelberger [Adelberger 1999] dans l' ${}^{32}\text{Ar}$  et l'expérience TRINAT avec le noyau  ${}^{38\text{m}}\text{K}$  concernaient des transitions de type Fermi. La recherche de couplages de type tenseur était alors le domaine le moins concurrentiel. Le temps de vie de ce noyau est également parfaitement adapté (figure IV.9). De l'ordre de la seconde, il permet à la fois une préparation des ions dans le RFQ sans perte importante et un taux de décroissance élevé dans le piège de mesure. La transition se fait entre états fondamentaux, et le recul du noyau fils n'est donc pas affecté par l'émission de particules secondaires. Enfin, un  $Q_{\beta}$  élevé associé à la faible masse du noyau de recul  ${}^6\text{Li}$  conduit à des énergies de recul de l'ordre du keV. Une énergie de recul élevée permet ici de limiter l'effet des potentiels RF de piégeage sur la trajectoire des ions, et réduit cette source d'erreur systématique.

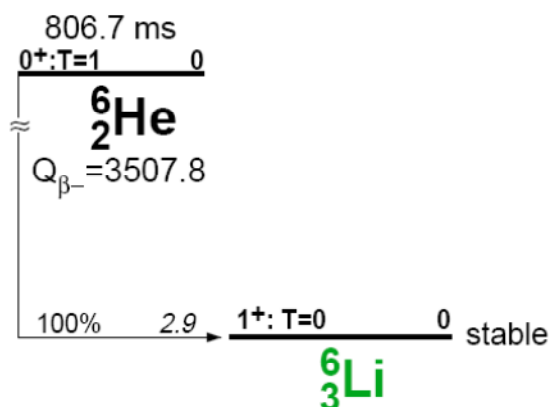


Figure IV.9 : Schéma de décroissance de l' ${}^6\text{He}$

##### IV.4.1 Première campagne de mesure

La première campagne de mesure a eu lieu en 2006. Avec la collection d'environ  $5 \cdot 10^4$  « bons événements », pour lesquels l'ion de recul et la particule  $\beta$  sont détectés en coïncidence, cette expérience a validé les performances du dispositif LPCTrap. Une analyse assez préliminaire des données, a tout d'abord démontré la faisabilité d'une mesure précise du

paramètre  $a_{\beta\nu}$  à l'aide de cette technique. Ces résultats ont fait l'objet d'un premier article publié en 2008 [32] qui est donné en annexe. Un important travail de simulation, de calibration des détecteurs, et d'étude des effets systématiques a ensuite du être effectué afin d'extraire de ces données une valeur de  $a_{\beta\nu}$  et son incertitude. Une large partie de ce travail, qui concerne la simulation des trajectoires des particules  $\beta$  au sein du dispositif expérimental, a été réalisé dans le cadre de la thèse de Ph. Velten [Velten 2011]. Pour une description détaillée des conditions expérimentales, de la méthode d'analyse, et des résultats obtenus j'invite fortement le lecteur à parcourir l'article [37]. Cet article est donné en annexe II, à la fin du manuscrit. Il figure parmi les 10 articles de physique nucléaire sélectionnés par la revue J. Phys. G pour l'année 2011. La mesure de  $a_{\beta\nu}$  qui y est publiée est la mesure « en coïncidence » la plus précise qui ait été effectuée dans une transition pure  $GT$ . La valeur obtenue

$$a_{\beta\nu} = -0.3335 (73)_{stat}(75)_{syst} \quad (IV-12)$$

est en accord avec les prédictions du Modèle Standard. La figure IV.10 montre le spectre de temps de vol expérimental et l'ajustement qui conduit à ce résultat.

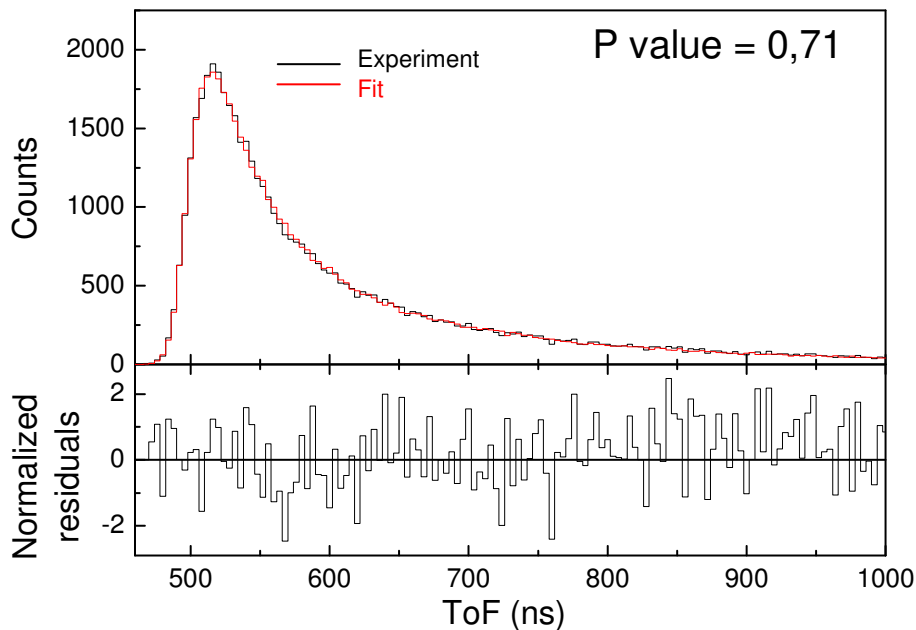


Figure IV.10 : Spectre en temps de vol expérimental (noir) ajusté à l'aide d'une combinaison de spectres simulés pour  $a_{\beta\nu} = -1/3$  et  $a_{\beta\nu} = 1/3$  (rouge). Les résidus normalisés sont donnés dans le graphique du bas.

## IV.4.2 Séparation en charge des ions de recul

### IV.4.2.1 Le nouveau système de détection

L'analyse des données de 2006 a rapidement montré que la précision obtenue sur le paramètre  $a_{\beta\nu}$  était limitée par la statistique. En vue d'une expérience ultérieure, un travail d'optimisation a donc été effectué afin d'améliorer l'efficacité de piégeage du dispositif [30].

En modifiant les optiques d'injection du RFQ et l'électronique de la cavité pulsée PD1, ainsi qu'en optimisant les paramètres d'injection des paquets d'ions dans le piège de mesure, nous avons obtenu un gain de l'ordre d'un facteur 10 sur l'efficacité globale du dispositif de piégeage. L'angle solide de détection des particules  $\beta$  a également pu être doublé via une modification du collimateur associé au détecteur de ces particules. En nous appuyant sur ces améliorations, nous avons obtenu auprès du PAC (Program Advisory Commity) du GANIL une nouvelle semaine de faisceau programmée en 2008. Cette seconde expérience a permis de récolter  $1.5 \cdot 10^6$  événements en coïncidence, c.à.d. environ 30 fois plus qu'en 2006. Malheureusement, un disfonctionnement du détecteur des ions de recul a rendu ces données inutilisables [Velten 2011].

Pour la proposition d'expérience suivante, nous avons choisi de mettre en avant la possibilité d'une mesure simultanée du paramètre  $a_{\beta\nu}$  et de la distribution en état de charge des noyaux fils de  ${}^6\text{Li}$ . En effet, lors de la décroissance  $\beta$ , la modification soudaine du nombre de protons peut conduire à l'ionisation de l'ion de recul. Dans le cas de la décroissance d'ions  ${}^6\text{He}^+$ , cet effet, appelé shake-off de l'électron, a pour conséquence la présence d'ions de recul  ${}^6\text{Li}^{3+}$  en plus des ions  ${}^6\text{Li}^{2+}$ . La trajectoire de ces ions n'est bien évidemment pas affectée de la même manière par le champ RF du piège de Paul, et le spectre de temps de vol des ions de recul qui est mesuré comprend les contributions des deux états de charge. Avec le dispositif utilisé en 2006 et en 2008, ces contributions sont trop semblables pour être isolées. Comme expliqué dans la référence [37], on utilise alors une probabilité d'ionisation issue d'un calcul théorique pour tenir compte de cet effet de shake-off dans les simulations qui permettent d'extraire  $a_{\beta\nu}$ . Dans le cas de l' ${}^6\text{He}$ , cette probabilité est faible (environ 2.3%), et l'erreur systématique sur  $a_{\beta\nu}$  qui y est associée ne représente que 10% de l'erreur systématique totale [37]. En revanche, cet effet peut s'avérer rédhibitoire pour des ions radioactifs tels que  ${}^{35}\text{Ar}^+$  ou  ${}^{19}\text{Ne}^+$ , qui sont d'autres candidats intéressants pour une mesure du paramètre  $a_{\beta\nu}$  avec LPCTrap. Ces ions comportent beaucoup d'électrons, et les probabilités d'ionisation simple ou multiple sont importantes. De plus, les méthodes théoriques à mettre en œuvre pour calculer ces probabilités sont plus complexes et doivent tenir compte de cascades Auger. Ces calculs, s'ils sont utilisés, doivent donc être au préalable confrontés à des mesures fiables et précises.

L'idéal est donc de disposer d'un dispositif expérimental permettant de mesurer l'impulsion des ions de recul (pour être sensible au paramètre  $a_{\beta\nu}$ ), tout en séparant les événements associés aux différents états de charge des ions de recul. Le dispositif TRINAT [Gorelov 2005] et celui de l'expérience menée au LBNL [Vetter 2008], sont basés sur la technique MOTRIMS et bénéficient d'une séparation en charge grâce au champ électrique de collection au sein duquel ont lieu les décroissances [Scielzo 2003]. Le piège de Paul ne permet pas l'utilisation d'un tel champ d'extraction, mais il est possible d'obtenir une séparation en charge par temps de vol en post-accélérant les ions entre le piège et une zone de vol libre suffisamment longue. Cette géométrie, illustrée sur la figure IV.11, a été simulée et optimisée par C. Couratin, actuellement en thèse dans notre groupe. Les ions de recul sont ici post-accélérés par une différence de potentiel de 2 kV entre deux grilles transparentes (90%



de transmission) montées sur des collimateurs. Une zone de vol libre de 50 cm, portée au potentiel d'accélération de -2 kV, permet ensuite la séparation en charge par temps de vol. Cette zone comprend une lentille électrostatique qui assure la collection de tous les ions passant le premier collimateur.

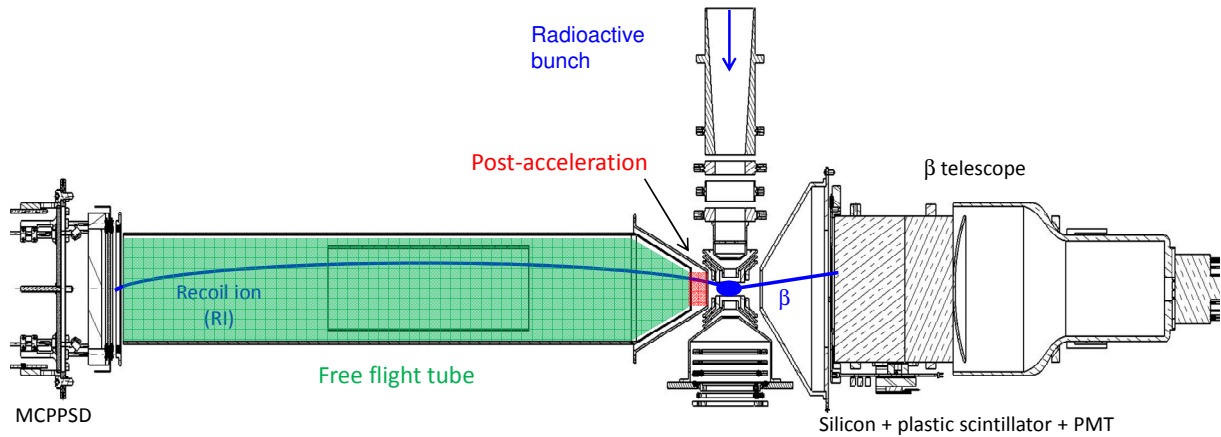


Figure IV.11 : Coupe du dispositif de détection permettant la séparation en charge des ions de recul par mesure de temps de vol.

En 2009, une proposition d'expérience dédiée à la mesure de la probabilité de shake-off dans la décroissance de  ${}^6\text{He}^+$  a été acceptée par le PAC du GANIL. La période de quatre jours de faisceau demandée a par la suite été programmée en novembre 2010. L'objectif était également d'acquérir de nouvelles données, afin d'améliorer la précision sur le paramètre de corrélation  $a_{\beta\nu}$  donnée par l'expérience de 2006. Enfin, cette expérience devait permettre de tester le nouveau dispositif de détection dans son ensemble en vue d'une application potentielle à d'autres noyaux.

#### IV.4.2.2 Mesure de la probabilité de shake-off de l'électron

Grâce aux très bonnes performances du dispositif, l'expérience de 2010 a permis de collecter  $1.2 \cdot 10^6$  « bons événements », en moins de quatre jours, avec un faisceau incident d'une intensité de  $1 \cdot 10^8$  pps. Nous pouvons considérer cela comme un franc succès. La première analyse de ces données a été réalisée dans le but d'extraire, avec une grande précision, la probabilité d'ionisation par shake-off du noyau fils  ${}^6\text{Li}^{2+}$ . Pour cela, on impose pour la valeur de  $a_{\beta\nu}$  celle donnée par le Modèle Standard (avec l'incertitude associée aux contraintes actuelles) et on ajuste le spectre de temps de vol expérimental avec les distributions en temps de vol attendues pour les deux états de charge de l'ion de recul. Cette analyse est en tout autre point similaire à celle effectuée précédemment pour les données de 2006. Elle a conduit à la valeur expérimentale

$$P_{so}^{\text{exp}} = 0.02339 \pm 0.00036. \quad (\text{IV-13})$$

L'originalité de ce résultat réside dans sa précision, dans la simplicité du système (un seul électron actif), et l'extrême brièveté du processus de décroissance  $\beta$  pour le cortège atomique. L'ionisation de l'ion  ${}^6\text{Li}^{2+}$  est ici due au changement très rapide du potentiel central vu par l'électron. En physique atomique, cette probabilité peut être calculée dans le cadre de

l'approximation soudaine, et le calcul est d'autant plus précis que la modification du potentiel est rapide. C'est le cas ici avec une durée du processus inférieure à  $10^{-18}$  s. Le caractère hydrogénoïde des ions  ${}^6\text{He}^+$  et  ${}^6\text{Li}^{2+}$  rend également le calcul quantique très simple: l'expression des fonctions d'ondes est connue, il n'y a pas d'interaction électron-électron, ni de possibilité d'ionisation secondaire par effet Auger. Ces caractéristiques font du processus étudié un "cas d'école", permettant d'illustrer et tester l'application de l'approximation soudaine.

Notre résultat (eq. IV-13) est en parfait accord avec le calcul théorique qui donne :

$$P_{so} = 0.02322. \quad (\text{IV-14})$$

Le spectre de temps de vol dont est extrait le résultat expérimental est montré dans la figure IV.12 où l'on observe clairement les contributions associées aux ions  ${}^6\text{Li}^{3+}$  (à gauche) et  ${}^6\text{Li}^{2+}$  (à droite). Les détails de l'analyse des données conduisant à ce résultat très précis, et la méthode de calcul théorique utilisée, sont donnés dans la référence [42] jointe en annexe II du manuscrit. Cette publication, sur un sujet frontière entre physique atomique et physique nucléaire, a par ailleurs été bien accueillie par une partie la communauté scientifique concernée ("Highlight" de la revue PRL, nouvelles de l'in2P3, et "faits marquants 2012" de l'IRAMIS au CEA).

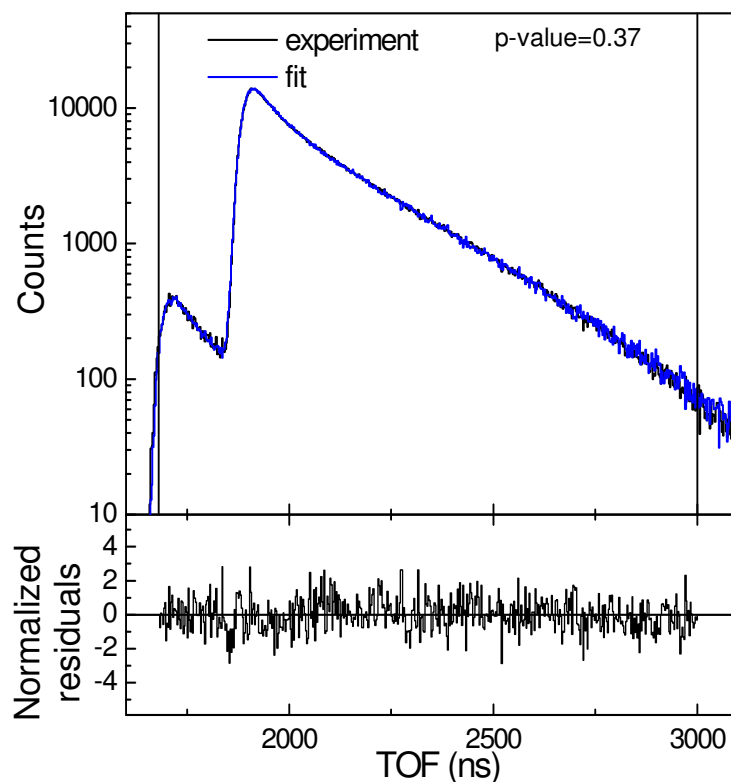


Figure IV.12 : Spectre en temps de vol expérimental (noir) ajusté à l'aide d'une combinaison de spectres simulés pour des ions de recul  ${}^6\text{Li}^{3+}$  et  ${}^6\text{Li}^{2+}$  (bleu). Les résidus normalisés sont donnés dans le graphique du bas. Les bornes du fit sont indiquées par des barres verticales.

#### IV.4.2.3 Mesure du paramètre de corrélation $a_{\beta\nu}$

Une analyse minutieuse de ces données est en cours, afin d'en extraire une nouvelle mesure de  $a_{\beta\nu}$ . Cette analyse nécessite, entre autres, le développement de nouvelles simulations GEANT4 prenant en compte les modifications du dispositif de mesure pour la propagation des particules  $\beta$ . C'est là le principal travail de thèse de C. Couratin, qui devrait aboutir à un résultat fin 2012 ou début 2013.

Une analyse préliminaire, qui n'inclue pas d'estimation des erreurs systématiques, a cependant déjà été effectuée. Dans cette analyse, la statistique des événements simulés est plus faible (d'environ un facteur trois) que celle des données expérimentales. Dans cette situation non idéale, l'erreur statistique est donc limitée par les simulations. De plus, certaines approximations sont effectuées.

Tout d'abord, les événements simulés, pour lesquels les particules  $\beta$  sont diffusées sur les structures du piège ou les collimateurs, sont générés avec le code de simulation de l'expérience de 2006. La géométrie de la chambre de détection ayant été modifiée, ce traitement des diffusions n'est pas exact. Je rappelle que les événements avec diffusion représentent environ 5% des coïncidences détectées [37].

La seconde approximation est liée à la température du nuage prise en compte dans les simulations. Dans l'ajustement du paragraphe précédent, la température du nuage est un des paramètres libre. Ici, les simulations n'ont été faites que pour une seule température du nuage d'ion. Cette température se trouve être légèrement plus élevée (d'environ 4%) que celle obtenue précédemment en imposant la valeur de  $a_{\beta\nu}$  à  $-1/3$ . Cet écart doit conduire à une sous-estimation de  $a_{\beta\nu}$  d'environ 0.004 (en considérant que la dépendance de  $a_{\beta\nu}$  à la température du nuage est semblable à celle obtenue lors de l'analyse des données de 2006).

Finalement, l'ajustement du spectre de temps de vol a été effectué avec pour paramètres libres, la probabilité de shake-off, la valeur de  $a_{\beta\nu}$  et la distance exacte entre le détecteur et le centre du nuage. Le résultat obtenu conduit à :

$$P_{so}^{\text{exp}} = 0.02346(30)_{\text{stat}}, \quad (\text{IV-15})$$

en parfait accord avec la valeur précédemment obtenue (eq. IV-13),

et

$$a_{\beta\nu} = -0.3338(26)_{\text{stat}} \quad (\text{IV-16})$$

où une correction de + 0.004 liée à la température a été apportée.

Le  $\chi^2$  réduit associé à cet ajustement est de 1.35, pour 325 degrés de liberté, ce qui montre bien que les approximations effectuées dans le modèle de simulation ne permettent pas de reproduire de façon satisfaisante les données expérimentales. Le résultat reste cependant en parfait accord avec le Modèle Standard, avec une précision statistique comparable à celle de l'expérience de Johnson [Johnson 1963]. L'analyse finale, qui sera effectuée avec une statistique d'événements simulés très supérieure à celle des données expérimentales, doit conduire à une erreur statistique  $\Delta a_{\text{stat}} = 0.0015$  pour  $1.2 \cdot 10^6$  événements expérimentaux. En comparant cette erreur à l'erreur statistique  $\Delta a_{\text{stat}} = 0.0073$  obtenue pour

les  $5 \cdot 10^4$  événements collectés avec l'ancien dispositif, on constate qu'il n'y a pas de baisse de sensibilité notable sur la mesure de  $a_{\beta\nu}$  due au nouveau dispositif.

L'analyse des données de 2006 a montré que la majorité des sources d'erreur systématique peuvent être extraites des données expérimentales. Elles dépendent donc aussi de la statistique disponible [37]. L'erreur systématique devrait donc ici rester comparable à l'erreur statistique, et conduire à une erreur totale de l'ordre de  $\Delta a = 0021$ . Un tel résultat permettra d'améliorer les contraintes actuelles sur une éventuelle contribution de couplages de type tenseur dans l'interaction faible.

#### IV.5 Décroissance des noyaux $^{35}\text{Ar}$

L'expérience de 2010 ayant démontré qu'une mesure simultanée du paramètre de corrélation angulaire  $a_{\beta\nu}$  et des distributions en état de charge des ions de reculs est réalisable, nous nous sommes intéressés à la possibilité d'étudier d'autres noyaux. Pour des raisons historiques, seuls les noyaux  $^6\text{He}$ ,  $^{19}\text{Ne}$ ,  $^{32}\text{Ar}$ , et  $^{35}\text{Ar}$  sont autorisés sur la ligne LIRAT. Notre choix était donc limité... L  $^{32}\text{Ar}$  n'est pas un candidat adapté à une mesure directe, car le noyau fils décroît via l'émission d'un proton retardé qui altère son spectre en énergie [adelberger 1999]. Le cas du  $^{19}\text{Ne}$  n'est pas non plus idéal, car il s'agit d'une transition mixte avec une valeur théorique de  $a_{\beta\nu}$  proche de 0, et donc seulement sensible à l'existence d'une combinaison de couplages de type  $T$  ou  $S$ . La durée de vie élevée de ce noyau ( $\sim 17$  s) est également un handicap pour acquérir une bonne statistique en un temps raisonnable.

Reste l' $^{35}\text{Ar}$ , qui est par ailleurs le noyau choisi pour l'expérience WITCH à ISOLDE. Ce noyau décroît à 98% vers l'état fondamental du  $^{35}\text{Cl}$ , via une transition miroir à composante de Fermi très majoritaire (figure IV-13).

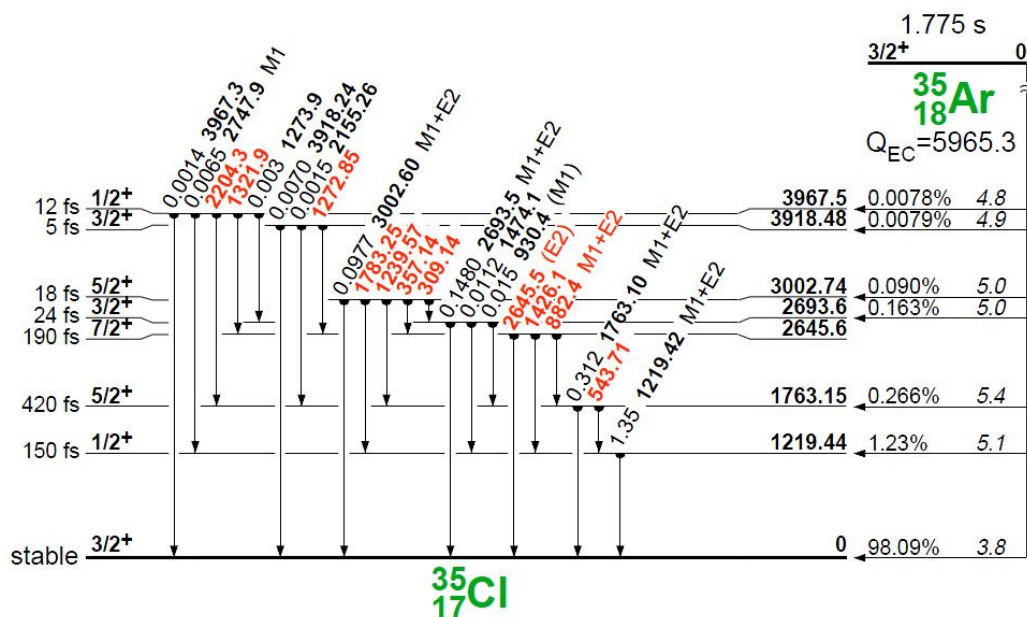


Figure IV.13 : Schéma de décroissance de  $^{35}\text{Ar}$ .

Comme nous l'avons vu en introduction de ce chapitre, une mesure de  $a_{\beta\nu}$  dans cette décroissance permet à la fois, la recherche de couplages exotiques de type  $S$ , et la mesure du rapport de mélange  $\rho$ . Nous rappelons que le rapport de mélange de cette transition peut être combiné à d'autres mesures (temps de vie, rapports de branchement, et  $Q$  de réaction) afin d'améliorer la précision sur la mesure de  $V_{ud}$  dans les transitions miroirs [Naviliat 2009a Naviliat 2009b]. Concrètement, une précision de 0.5 % sur la mesure de  $a_{\beta\nu}$  dans cette décroissance fournirait tout d'abord une nouvelle mesure compétitive avec celles de Adelberger et Gorelov pour la recherche de couplages de type scalaire [Adelberger 1999, Gorelov 2005]. D'autre part, cette mesure conduirait à une amélioration de 20% sur la précision de la valeur de  $V_{ud}$  issue des transitions miroirs. Enfin, la mesure conjointe de la distribution des états de charge des noyaux fils  $^{35}\text{Cl}$  permet de tester les méthodes théoriques de physique atomique pouvant être appliquées au processus de shake-off.

#### IV.5.1 Mesure de la distribution en charge des ions de recul

En juin 2011, deux jours de faisceau d' $^{35}\text{Ar}^+$  nous ont été alloués par la direction du GANIL afin de tester notre dispositif et la source SPIRAL avec ce nouveau noyau. Le faisceau délivré à 10 keV par la ligne LIRAT comprenait typiquement  $1.0$  à  $1.5 \cdot 10^7$  ions  $^{35}\text{Ar}^+$ /s avec une contamination d'environ  $3.5 \cdot 10^8$  ions de même rapport q/m. La nature de ce polluant n'a pas encore pu être déterminée clairement, même si l'hypothèse du  $^{35}\text{Cl}^+$  a pu être éliminée. Les noyaux  $^{35}\text{Ar}$  délivrés par SPIRAL sont ici produits à l'aide d'un faisceau primaire d' $^{36}\text{Ar}$  à 80 MeV/A impactant une cible de graphite.

Sur le dispositif LPCtrap, les conditions expérimentales sont restées très proches de celles de 2010. Les seuls changements concernent la nature du gaz tampon utilisé (de l'hélium au lieu du dihydrogène), la fréquence RF appliquée au RFQ et au piège de mesure, et les séquences en temps choisies pour l'injection des paquets issus du RFQ dans le piège de mesure. Un déséquilibre de l'amplitude RF appliquée sur certains segments du RFQ, qui n'avait pas pu être diagnostiqué juste avant l'expérience, a malheureusement affecté sa transmission. Elle a été estimée à environ 1.5 %. Au lieu des 10 à 15% attendus. Rappelons également ici que notre dispositif de détection des ions de recul n'est pas sensible aux atomes  $^{35}\text{Cl}$  neutres issus de la transition lorsqu'il n'y a pas d'ionisation par shake-off. Le taux de coïncidences détectées est donc réduit par environ un facteur 4.

Malgré le problème de transmission du RFQ,  $4 \cdot 10^4$  « bons événements » ont pu être enregistrés en 32 heures de prise de données. La faible statistique obtenue ici ne peut conduire à une mesure de  $a_{\beta\nu}$  compétitive, mais elle est suffisante pour estimer précisément la distribution en charge des ions de recul. Pour cela, nous avons effectué une analyse similaire à celle utilisée pour la mesure de shake-off dans  $^6\text{He}^+$ . Après avoir calibré précisément l'ensemble du système de détection, et soustrait dans les données la contribution du bruit de fond, une simulation de la décroissance des ions  $^{35}\text{Ar}^+$  a été effectuée en prenant pour valeur de  $a_{\beta\nu}$  celle prédite par le Modèle Standard  $a_{\beta\nu} = 0.9004$ . Nous avons utilisé 4 états de charge possible pour l'ion de recul  $^{35}\text{Cl}$  (du 1+ au 4+). Les ingrédients qui ont pu être inclus de façon correcte et précise sont:

- Une cinématique de la décroissance incluant la fonction de Fermi;
- Les fonctions de réponse des détecteurs;
- La propagation des ions de recul dans le champ RF du piège;
- La rétro - diffusion des particules  $\beta$  sur le DSSSD.

Les éléments non (ou mal) pris en compte dans cette simulation sont:

- Les transitions vers les états excités du  $^{35}\text{Cl}$  qui décroissent ensuite avec émission d'un  $\gamma$ ;
- La diffusion des  $\beta$  sur les structures du piège;
- La taille et la température du nuage d'ions piégés, qui sont ici celles précédemment obtenues pour les ions  $^6\text{He}^+$ .

Ces imperfections de la simulation n'ont, comme nous le verrons, que très peu d'impact sur la détermination de la distribution en état de charge des ions de recul. Le résultat de l'ajustement du spectre de temps de vol expérimental avec les simulations est montré sur la figure IV-14. Les paramètres libres du fit sont ici les quantités d'événements associées aux différents états de charge de l'ion de recul.

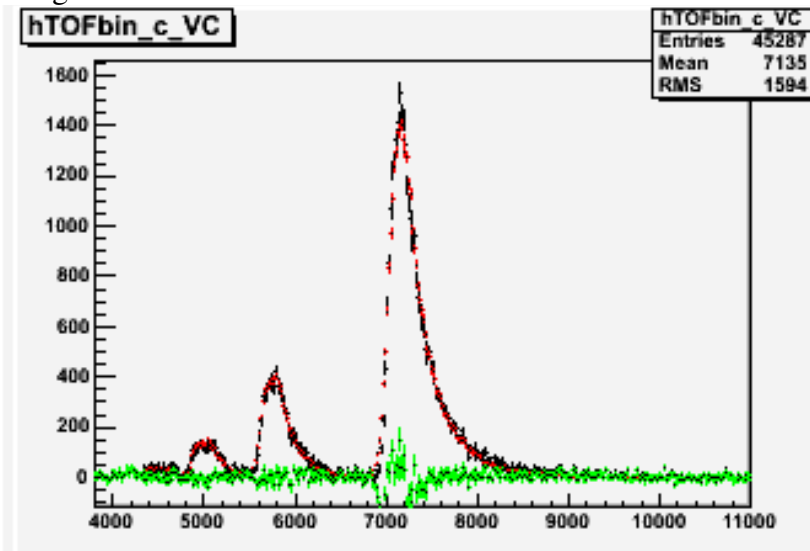


Figure IV.14 : Ajustement du spectre en temps de vol des ions  $^{35}\text{Cl}^{q+}$  ( $q=1,2,3,4$ ). Les données expérimentales sont en noir, le résultat de l'ajustement en rouge, et les résidus en vert.

On voit sur la courbe des résidus que pour les états de charge 4+ à 2+ (les trois pics de gauche), l'ajustement est très bon. En revanche, pour le pic le plus grand qui correspond ici à l'état de charge 1+, le front de montée n'est pas parfaitement reproduit. Cela s'explique simplement par une modélisation du nuage d'ions piégés trop approximative. Ce désaccord n'apparaît pas pour les pics des autres états de charge car leur front de montée est moins franc. Cela est dû à l'effet du champ RF de piégeage qui affecte plus fortement les ions les plus chargés. Nous avons également trouvé un bon accord général entre expérience et simulation

pour les autres observables (énergie déposée dans le scintillateur et profils des événements sur les détecteurs).

La méthode employée pour extraire la contribution des états de charge consiste dans un premier temps à n'utiliser que les données expérimentales. Les pics du spectre de temps de vol sont tout d'abord intégrés dans les intervalles montrés sur la figure IV.15. Ainsi, l'erreur sur cette intégration est purement statistique, et indépendante de la simulation.

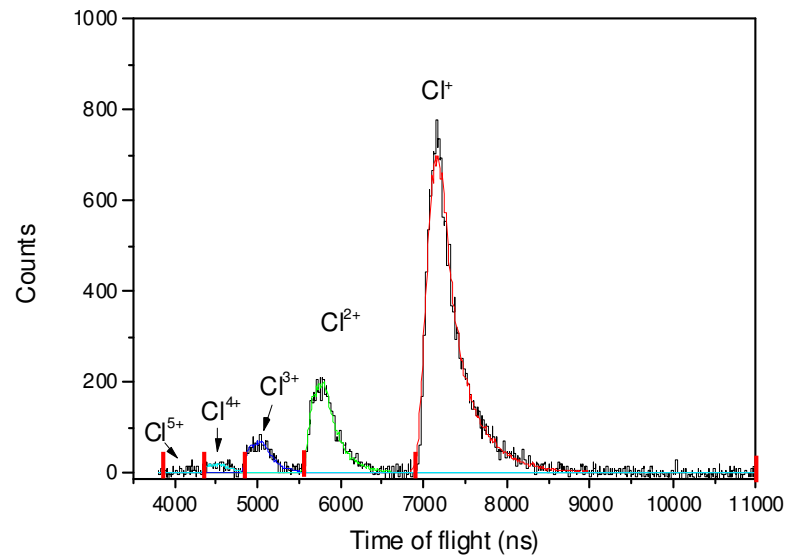


Figure IV.15 : Spectre en temps de vol des ions  $^{35}\text{Cl}^{q+}$  ( $q=1,2,3,4,$  et  $5$ ). Les données expérimentales sont en noir, les contributions de chaque état de charge issues de la simulation en couleur. Les bornes utilisées pour l'intégration des pics sont indiquées en rouge.

Après avoir intégré les pics associés aux différents états de charge, une correction doit être apportée pour tenir compte du faible recouvrement des pics au sein de chaque intervalle d'intégration. On utilise les distributions issues des simulations et leur ajustement aux données expérimentales pour estimer ces recouvrements. Compte tenu des approximations faites dans la simulation, une erreur de 10% est attribuée à ces corrections.

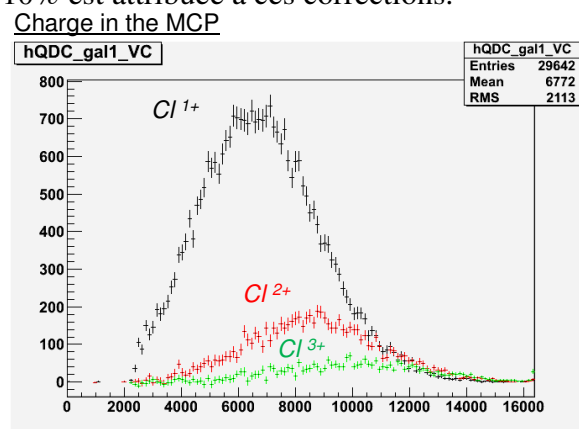


Figure IV.16 : Spectres de la charge collectée sur la face arrière des galettes à microcanaux pour les ions  $^{35}\text{Cl}^{1+}$ ,  $^{35}\text{Cl}^{2+}$  et  $^{35}\text{Cl}^{3+}$ .

Une autre correction doit être apportée du fait de la légère dépendance de l'efficacité des galettes à la charge de l'ion de recul. Cette différence d'efficacité peut être déterminée en estimant, pour chaque état de charge, la fraction du spectre en charge des galettes à micro-canaux se trouvant sous le seuil de détection (figure IV.16). La distribution en charge du détecteur, pour un état de charge  $q$  donné de l'ion de recul, est obtenue avec un filtre sur le temps de vol. L'estimation de la perte est ensuite effectuée à l'aide d'un fit gaussien des distributions en charge. Les défauts d'efficacité obtenus sont de 2.2% pour la charge 1+, 0.36% pour la charge 2+ et 0.13% pour la charge 3+. Ce défaut a été considéré comme négligeable pour les charges 4+ et 5+. Après avoir tenu compte de ces corrections, les proportions correspondant à chaque état de charge sont :

$$\begin{aligned} &0.7475 \pm 0.0107 \text{ pour } {}^{35}\text{Cl}^+ \\ &0.1724 \pm 0.0043 \text{ pour } {}^{35}\text{Cl}^{2+} \\ &0.0571 \pm 0.0027 \text{ pour } {}^{35}\text{Cl}^{3+} \\ &0.0158 \pm 0.0021 \text{ pour } {}^{35}\text{Cl}^{4+} \\ &0.0071 \pm 0.0018 \text{ pour } {}^{35}\text{Cl}^{5+} \end{aligned}$$

Ces probabilités d'ionisation sont dorénavant et déjà utilisées dans l'analyse des données de l'expérience WITCH pour extraire la valeur de  $a_{\beta\nu}$  du spectre en énergie des ions de recul (voir paragraphe IV.2.2.1).

Il nous faut également estimer la proportion des  ${}^{35}\text{Cl}$  neutres pour lesquels, il n'y a pas eu d'ionisation par shake-off. Pour cela, la simulation est utilisée afin de connaître la proportion de coïncidence  $\beta$ - ion de recul attendue pour un nombre donné de particules  $\beta$  détectées. En effet, si notre dispositif n'est pas sensible aux reculs neutres, il est cependant en mesure de détecter les particules  $\beta$  qui y sont associées. Le nombre de particules  $\beta$  qui ont été détectées en « single » (sans condition sur le recul) nous donne ainsi le nombre total de reculs attendus, neutres inclus. En comparant ce nombre total au nombre de coïncidences que nous avons mesuré, on en déduit la proportion des  ${}^{35}\text{Cl}$  neutres qui n'ont pu être détectés. On obtient ainsi la fraction des événements pour lesquels l'atome  ${}^{35}\text{Cl}$  reste neutre:

$$f_{\text{Cl}^0}^{\text{exp}} = 0.722 \pm 0.098 \quad (\text{IV-17})$$

L'incertitude est ici plus importante, car l'estimation du bruit de fond pour les événements où seul le  $\beta$  est détecté s'avère moins précise, et parce que les efficacités de détection absolues du dispositif doivent être prises en compte.

En parallèle avec notre analyse, un travail théorique a été effectué au laboratoire CELIA (Bordeaux) pour calculer cette distribution en état de charge des noyaux de recul issus de la décroissance de  ${}^{35}\text{Ar}^+$ . Nous ne détaillerons pas ici ce calcul, effectué dans le cadre de l'approximation soudaine. Les fonctions d'onde sont obtenues par la méthode Hartree-Fock et l'excitation des électrons dans les transitions mono-électroniques a été négligée. Les probabilités Auger sont tirées de Kaastra et Mewe [Kaastra 1993]. Le calcul donne une fraction d'atomes  ${}^{35}\text{Cl}$  neutres de

$$f_{\text{Cl}^0} = 0.744, \quad (\text{IV-18})$$



en parfait accord avec notre mesure (eq. IV-17).

Pour les ions de recul chargés, les proportions correspondant à chaque état de charge obtenues *avec* et *sans* prise en compte de l'effet sont comparées à nos mesures sur la figure (IV-17).

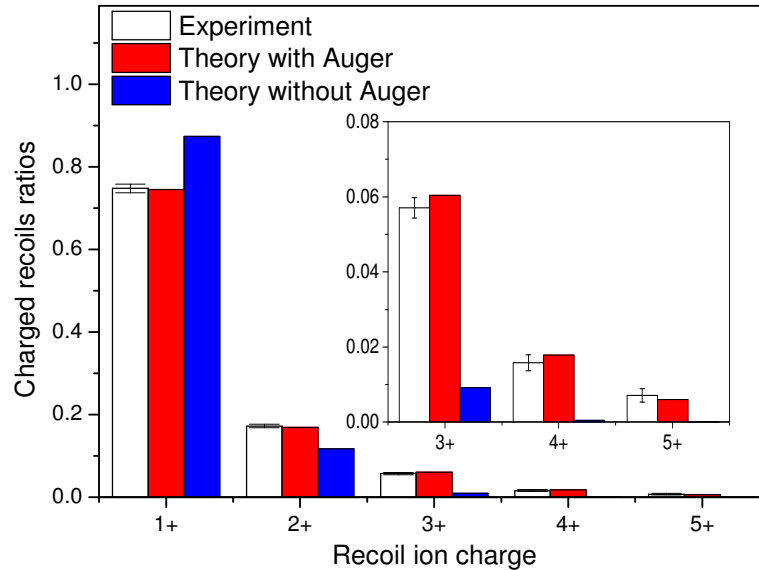


Figure IV.16 : Fractions des ions de recul  $^{35}\text{Cl}^{q+}$  dans les états de charge 1+ à 5+ issus de la décroissance  $\beta$  des ions  $^{35}\text{Ar}^+$ . Les résultats expérimentaux, en blanc, sont donnés avec leurs barres d'erreur. Le calcul est donné avec (rouge) et sans (bleu) effet Auger.

Lorsque l'effet Auger est pris en compte, on voit que le calcul est en excellent accord avec nos mesures, mêmes pour les états de charge élevés 4+ et 5+. Sans effet Auger, le calcul surestime la proportion de  $^{35}\text{Ar}^+$  d'environ 10%, et sous-estime celle en  $^{35}\text{Ar}^{2+}$  de 25%. L'écart devient dramatique pour les états de charge suivants, très largement sous-estimés par le calcul. Contrairement à ce qui a pu être observé récemment dans la décroissance du  $^{21}\text{Na}$  [Scielzo 2003], l'effet Auger joue donc ici un rôle très important. Nous travaillons maintenant, conjointement avec le CELIA, à la rédaction d'un article sur ces résultats théoriques et expérimentaux.

#### IV.5.2 Mesure du paramètre de corrélation $a_{\beta\nu}$

Nous avons également effectué une analyse très préliminaire de ces données afin d'estimer l'erreur statistique attendue sur la mesure du paramètre de corrélation angulaire de  $a_{\beta\nu}$ . Pour cette analyse, nous avons utilisé dans les simulations les approximations détaillées au paragraphe précédent, en négligeant de surcroît l'effet du champ radiofréquence du piège. Des simulations ont été effectuées avec des valeurs de  $a_{\beta\nu}$  de -1 (couplage de type scalaire) et +1 (couplage de type vecteur), pour des états de charge 1+ à 4+ de l'ion de recul. Le spectre de temps de vol expérimental a ensuite été ajusté par une combinaison des spectres issus des

simulations, avec pour paramètres libres, la valeur de  $a_{\beta\nu}$  et la répartition en état de charge des ions de recul. Au vu des nombreuses approximations utilisées pour les simulations, la valeur de  $a_{\beta\nu}$  donnée par cet ajustement n'est évidemment pas exploitable, mais l'erreur statistique qui y est associée reste correcte. Cette analyse préliminaire a donné pour l'erreur statistique  $\Delta a_{stat} = 0.011$ , soit une erreur relative de seulement 1.2%.

Ce résultat a confirmé qu'avec une semaine de temps de faisceau et une amélioration sensible de la transmission du RFQ, il était possible de mesurer  $a_{\beta\nu}$  avec la précision recherchée, de l'ordre de 0.5%. Cela nous a permis d'obtenir en juin 2012 une nouvelle période d'expérience de 24 UT (8 jours de faisceau). Pour cette expérience, le problème de transmission du RFQ avait pu être résolu, et la production d' $^{35}\text{Ar}$  par SPIRAL améliorée. Le faisceau délivré par LIRAT comprenait cette fois 3 à 4  $10^7$  ions  $^{35}\text{Ar}^+$ /s pour seulement 2.5  $10^8$  contaminants/s, et la transmission du RFQ a été évaluée à environ 15%. Dans ces conditions, le piège de mesure s'est trouvé presque saturé, avec de l'ordre de 1.5  $10^5$  ions piégés à chaque injection, dont 2 à 3  $10^4$  ions d' $^{35}\text{Ar}^+$ . Nous avons également atteint les limites du système d'acquisition des données, avec une perte d'événements de 30 à 50% due au temps mort. Finalement, 1.5  $10^6$  événements en coïncidence ont pu être collectés. La validité des données enregistrées, ainsi que le bon fonctionnement des détecteurs tout au long de l'expérience ont été vérifiés. Le spectre de temps de vol des ions de recul qui a été obtenu est montré sur la figure IV.17.

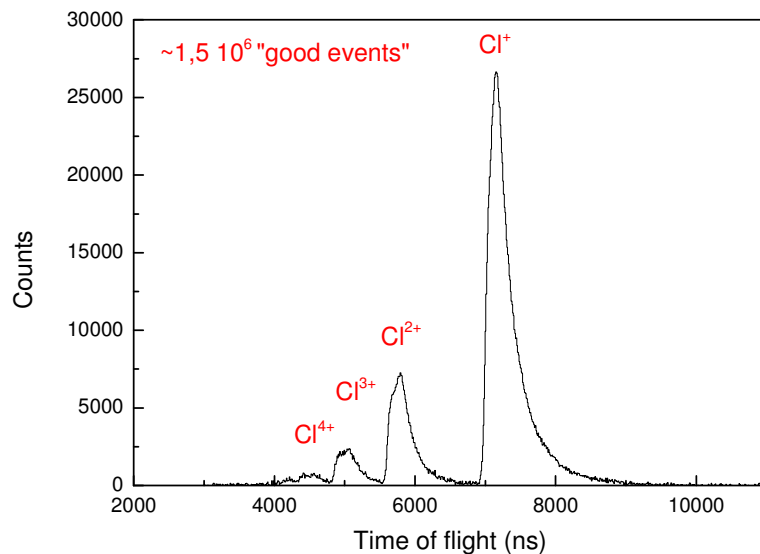


Figure IV.17 : Spectre en temps de vol des ions de recul obtenu en juin 2012.

En nous basant sur l'erreur statistique sur  $a_{\beta\nu}$  donnée par l'analyse des données de 2011, nous attendons avec cette expérience  $\Delta a_{stat} < 0.002$ . Si, à ce niveau de précision, les erreurs systématiques restent comparables à l'erreur statistique, ces données fourniront la valeur de  $a_{\beta\nu}$  la plus précise obtenue jusqu'à présent pour la recherche de couplages exotiques de type scalaire. L'analyse complète de cette expérience, qui demande la réalisation de simulations adaptées et une étude minutieuse des effets systématiques, constituera le principal travail de thèse de Xavier Fabian, qui vient de rejoindre notre équipe.

## V Conclusions et perspectives

Dans les trois thèmes de recherche qui ont été abordés, les principaux résultats expérimentaux sont déduits d'une mesure de l'impulsion et de la charge des ions de recul. Même si la gamme en énergie de recul est très éloignée d'un processus à l'autre (de l'ordre du meV pour les collisions ion-atome, de l'eV pour la fragmentation moléculaire, et de la centaine d'eV pour la décroissance  $\beta$ ), la technique utilisée reste semblable. La spectroscopie d'ions de recul, qui donne accès à l'impulsion de l'ion de recul via une mesure de son temps de vol et de sa position de détection, se révèle être dans chaque cas un outil performant.

Les travaux de recherche présentés dans ce manuscrit ne constituent que quelques exemples d'application de la spectroscopie d'ions de recul. Comme évoqué au long des deux premiers chapitres, de nombreuses équipes utilisent aujourd'hui cette technique dans le domaine des collisions sur cible atomique et moléculaire. Plusieurs revues lui ont été consacrées [Dörner 2000, Ullrich 2003, DePaola 2008], et une session ou un exposé de revue lui sont régulièrement dédiés dans les conférences internationales. Les dispositifs de spectroscopie d'ions de recul n'ont cessé d'évoluer au cours des 15 dernières années, avec notamment l'apparition de nouvelles cibles produites par un piège magnéto-optique (la technique MOTRIMS) et la mesure simultanée de l'impulsion des électrons émis au cours de la collision. Le dispositif conçu récemment au MPIK par D. Fisher, qui couple ces deux techniques en vue d'étudier la triple ionisation du lithium, représente sans doute l'état de l'art dans ce domaine [Fisher 2012]. Grâce à ces continuelles innovations, de nombreux résultats scientifiques (plusieurs dizaines de publications) sont produits chaque année. Ils sont issus d'expériences de plus en plus précises et complètes, souvent menées auprès de grands instruments comme le GANIL[36], le TSR du MPIK [Fisher 2012], de sources laser femtosecondes [Ullrich 2010, Sayler 2012], de sources de rayonnement synchrotron [Sisourat 2010, Schoffler 2008] et de lasers à électrons libres tels que le LCLS et FLASH [Young 2010, Zhu 2009]. Au delà des résultats scientifiques présentés dans ce manuscrit, la contribution des équipes caennaises au développement de cette technique est donc probablement le fait le plus marquant.

Le choix de la spectroscopie d'ions de recul pour mesurer le paramètre de corrélation angulaire  $a_{\beta\nu}$  en décroissance  $\beta$  s'est également montré particulièrement judicieux. L'expérience pionnière de Gorelov l'a démontré en donnant la mesure la plus précise pour une transition de type Fermi pure dans la décroissance d'atomes  $^{38m}\text{K}$  [Gorelov 2005]. Le dispositif LPCTrap, conçu pour une mesure de  $a_{\beta\nu}$  dans les décroissances des ions  $^6\text{He}^+$  et  $^{35}\text{Ar}^+$  confinés par un piège de Paul, est basé un principe similaire. L'analyse finale des données que nous avons obtenues devrait fournir, dans un proche avenir, les meilleures contraintes sur les couplages exotiques de type tenseur et scalaire. Dans ces expériences, la mesure simultanée de l'impulsion et de l'état de charge des ions de recul permet également d'étudier le processus de shake-off de l'électron, et de tester les méthodes théoriques de physique atomique adaptées [42].

## V.1 Mesure du paramètre de corrélation angulaire $\beta$ - $\nu$

### V.1.1 Avenir du dispositif LPCTrap au GANIL

L'analyse des dernières données obtenues dans la décroissance de  $1^6\text{He}^+$  sera complétée dans les prochains mois, dans le cadre de la thèse de C. Couratin. L'objectif initial fixé pour le projet LPCTrap aura alors été atteint: une mesure de  $a_{\beta\nu}$  dans une transition pure Gamow-Teller, avec une précision relative de l'ordre de 0.5%. Les techniques de préparation et de confinement des ions qui sont utilisées ici sont en quelque sorte universelles, puisqu'elles sont adaptées à tout ion simplement chargé. L'expérience menée avec  $1^{35}\text{Ar}^+$  a également démontré que le problème lié à l'ionisation par shake-off des noyaux de  $Z$  élevé pouvait être contourné. Le principe de la mesure peut alors être appliqué à la décroissance  $\beta$  de nombreux noyaux pour lesquels la transition vers l'état fondamental est dominante.

Une prochaine mesure est envisagée dans la décroissance du  $1^9\text{Ne}$ . Parmi les noyaux actuellement autorisés sur la ligne LIRAT, c'est en dehors de  $1^6\text{He}$  et de  $1^{35}\text{Ar}$  le seul candidat adapté, avec une transition miroir à 99.99% vers l'état fondamental. Son temps de vie d'environ 17 s est un handicap, car le taux de décroissance attendu au sein du piège de mesure est dix fois plus faible qu'avec  $1^{35}\text{Ar}$ . Cependant, le taux de production sur SPIRAL est assez élevé (de l'ordre de  $1.5 \cdot 10^8$  pps) et nous estimons que  $9 \cdot 10^5$  événements en coïncidence peuvent être enregistrés sur une période d'une semaine. Avec cette statistique, la mesure de  $a_{\beta\nu}$  peut être obtenue avec une erreur absolue de 0.0033, ce qui représente un gain en précision d'environ un facteur 25 par rapport à la valeur précédemment mesurée 0.00(8) [Allen 1959]. Dans cette transition miroir, la mesure de  $a_{\beta\nu}$  est sensible à la fois aux types couplage de type  $S$  et  $T$ . Dans une analyse globale telle que celle effectuée par Severijns et Naviliat [Severijns 2011], cette mesure contribuerait aux nouvelles limites imposées sur les couplages exotiques. En revanche, la précision atteinte ne sera pas suffisante pour obtenir, selon la méthode décrite au paragraphe IV.2.1, une mesure de  $V_{ud}$  compétitive avec celle actuellement déduite de la mesure du paramètre d'asymétrie  $\beta$ . La mesure de la distribution en charge des noyaux fils issue de la réaction est également ici particulièrement intéressante: cette distribution a déjà été calculée par B. Pons du CELIA, à l'aide des mêmes méthodes théoriques que celles utilisées pour le calcul de shake-off dans la décroissance de l'ion  $^{35}\text{Ar}^+$ . L'effet Auger y apparaît beaucoup moins important, et ce point pourrait donc être confirmé ou infirmé par l'expérience. Une proposition d'expérience pour étudier la décroissance de ce noyau avec le dispositif LPCTrap sera présentée au prochain PAC du GANIL. Notre demande inclut, avant l'expérience finale d'une durée d'une semaine, une période de faisceau stable ( $^{18}\text{OH}^+$  et  $^{20}\text{Ne}^+$ ) et une courte période (deux jours) de  $^{19}\text{Ne}^+$ . En effet, une contamination importante en  $^{18}\text{OH}^+$  est attendue (quelques nA). Il s'agira donc tout d'abord d'étudier différents moyens de s'en prémunir. Cette contamination peut être réduite, en jouant sur les paramètres de la source, ou même être totalement éliminée en sélectionnant l'état de charge  $2+$ . Dans le second cas, les ions  $^{19}\text{Ne}^{2+}$  doivent capturer un électron sur le gaz tampon, dès l'entrée du RFQ, avant d'y être confiné. Cette technique, a déjà été testée avec de  $1^{40}\text{Ar}^{2+}$ . Pour ces ions, elle a conduit à une réduction d'un facteur trois sur la transmission du RFQ. Une

autre solution consiste à utiliser un gaz tampon d'H<sub>2</sub>, dont le potentiel d'ionisation est très proche de celui de <sup>18</sup>OH. Dans ce cas, les contaminants <sup>18</sup>OH<sup>+</sup> pourraient être neutralisés au sein du RFQ par échange de charge. Cette méthode conduirait également, mais dans une moindre mesure, à la perte d'ions <sup>19</sup>Ne<sup>+</sup>. Ces possibilités seront testées début 2013.

Dans le cadre de SPIRAL1-upgrade, de nouvelles sources d'ions sont en cours de développement. D'autres noyaux radioactifs seront donc bientôt disponibles sur la ligne basse énergie LIRAT. La liste des noyaux d'intérêt pour la mesure de  $a_{\beta\nu}$  est donnée ci-dessous:

Isotope	Intensité (pps)	Situation	Transition	$a_{SM}$	Fermi Fraction
<sup>6</sup> He	$2 \times 10^8$	Disponible	Pure GT	-1/3	0
<sup>19</sup> Ne	$1.5 \times 10^8$	Disponible	Miroir	0.0435	0.28
<sup>21</sup> Na	$7.3 \times 10^8$	En test	Miroir	0.5587	0.67
<sup>23</sup> Mg	$> 2.7 \times 10^7$	En test	Miroir	0.6967	0.77
<sup>33</sup> Cl	$\sim 10^7$	En test	Miroir	0.8848	0.91
<sup>34</sup> Cl	$4.1 \times 10^7$	En test	Pure F	1	1
<sup>35</sup> Ar	$4 \times 10^7$	Disponible	Miroir	0.9004	0.93
<sup>37</sup> K	$1.2 \times 10^8$	En test	Miroir	0.658	0.74

Table V.1: Intensités et type de transition pour les isotopes d'intérêt disponibles à SPIRAL et prévus dans le cadre de SPIRAL1-upgrade.

Cinq nouveaux noyaux devraient pouvoir être produits à partir de fin 2013. Parmi eux, on trouve le <sup>34</sup>Cl qui, avec une transition Fermi pure, est parfaitement adapté à la recherche de couplages exotiques de type scalaire. Les autres noyaux présentent tous des transitions miroirs. Pour ces derniers, la mesure précise de  $a_{\beta\nu}$  viendrait donc compléter la base de données utilisée pour déterminer l'élément  $V_{ud}$  dans ce type de transitions. Le dispositif LPCTrap, efficace quelle que soit la nature chimique de l'élément, peut être utilisé pour l'ensemble de ces noyaux.

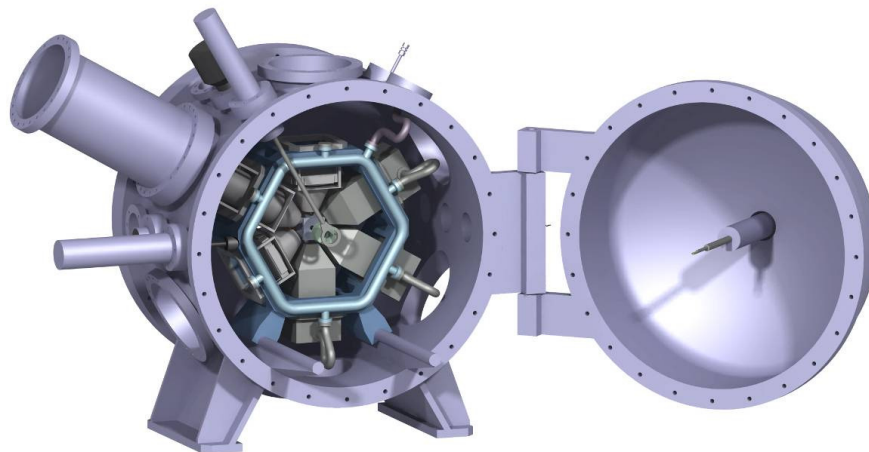


Figure V.1: Etude préliminaire du nouveau dispositif de détection. Sa structure modulaire permet l'installation de 6 détecteurs (pour le recul ou le  $\beta$ ) autour du piège, dans différentes configurations.

Cette opportunité nous a encouragés à proposer, dans le cadre d'une demande ANR, un projet visant à améliorer les performances de notre dispositif. Ce projet, porté par E.

Liénard (LPC), est une collaboration entre le LPC, le GANIL, le CENBG, le CELIA et l'université de Greifswald. L'objectif est tout d'abord d'obtenir pour l'ensemble de ces noyaux une précision sur la mesure de  $a_{\beta\nu}$  de l'ordre de  $10^{-3}$ . Pour cela, un nouveau système de détection associé à une nouvelle acquisition (FASTER) doit permettre le gain d'un facteur environ 10 sur l'angle solide de détection (figure V.1). Pour limiter les pertes dans la phase de préparation du faisceau et éliminer les contaminants, le RFQ sera également complété par deux nouveaux éléments: un MR-TOF-MS (multi reflection time of flight mass spectrometer) et un second RFQ (figure V.2).

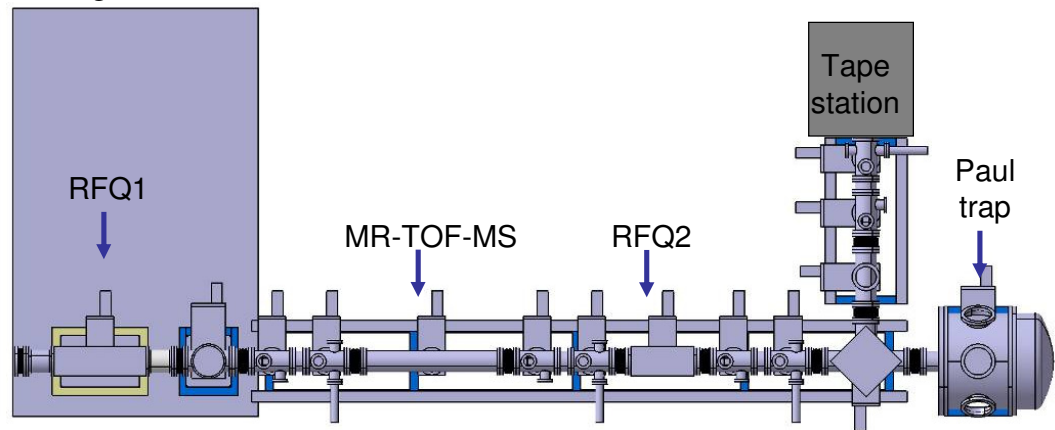


Figure V.2: Schéma de la nouvelle ligne de préparation des ions comportant deux RFQ, le MR-TOF-MS, le piège de Paul et un dérouleur de bande.

Le MR-TOF-MS atteint un pouvoir de séparation de l'ordre de  $2.5 \cdot 10^4$ , pour des temps de transit de 5 ms [Wolf 2012]. Les paquets ne sont donc accumulés dans le premier RFQ (RFQ1) que durant 5 ms (au lieu de 200 ms), ce qui limite les pertes dues à une charge d'espace trop élevée et à l'échange de charge avec le gaz résiduel. Les paquets d'ions "nettoyés" issus du MR-TOF-MS sont ensuite accumulés dans le second RFQ (RFQ2) sur des cycles plus longs de l'ordre de 200 ms. Les ions ayant été refroidis au préalable au sein du RFQ1, une pression de gaz tampon 10 à 100 fois plus faible peut y être utilisée, ce qui limite ici encore les pertes. Enfin, la ligne est complétée par un déflecteur électrostatique qui permet d'envoyer alternativement les ions dans l'enceinte de piégeage ou vers une chambre à dérouleur de bande. Le dérouleur de bande a ici pour fonction de mesurer les temps de vie et les rapports de branchement des transitions étudiées. Nous rappelons que ces mesures doivent être associées aux mesures de  $a_{\beta\nu}$  pour la détermination  $V_{ud}$ . Le cycle utilisé pour ces mesures étant généralement assez long (plus de dix fois la durée de vie du noyau), une faible fraction des paquets issus du RFQ2 peut être envoyée vers ce dispositif, tandis que le reste est utilisé pour la mesure de  $a_{\beta\nu}$ .

Notre priorité est de réaliser le nouveau dispositif de détection. Cela permettrait d'effectuer des mesures plus précises avec les faisceaux déjà disponibles, pendant la période de test de la nouvelle source et du MR-TOF-MS. Le reste de la ligne serait ensuite testé et exploité sur LIRAT pour bénéficier des nouveaux faisceaux, avant d'être finalement installé dans le hall DESIR, dédié aux faisceaux de basse énergie dans la cadre de la future

installation SPIRAL2. Ce projet ANR n'a malheureusement été classé que 10<sup>ème</sup> sur liste complémentaire. Le rapport qui nous a été rendu est cependant très positif, avec seulement quelques questions concernant notamment les performances du MR-TOF-MS et la capacité du second RFQ. Nous sommes en mesure de répondre à ces questions, et nous soumettrons donc à nouveau ce projet fin 2012.

### V.1.2 Mesures à ISOLDE et au CENPA

Nous collaborons étroitement avec l'équipe de Leuven (Belgique) à l'expérience WITCH (voir paragraphe IV.2.2) installée à ISOLDE-CERN. Son objectif principal est la mesure de  $a_{\beta\nu}$  dans la décroissance d'ions  $^{35}\text{Ar}^+$ . Cette expérience est maintenant dans un mode de production, et elle devrait apporter les premiers résultats au cours du prochain run programmé fin novembre 2012. C'est ici la dernière opportunité d'effectuer une mesure précise de  $a_{\beta\nu}$  avant l'arrêt d'ISOLDE qui se prolongera jusqu'à mi 2014. Notre groupe participera à cette prise de donnée, ainsi qu'aux simulations du dispositif devant être utilisées dans l'analyse.

Le groupe de P. Mueller de l'ANL (Argonne), en collaboration avec le CENPA (Seattle), MSU (Michigan) et notre équipe du LPC, a initié il y a quelques années un projet de mesure du paramètre  $a_{\beta\nu}$  dans la décroissance d'atomes  $^6\text{He}$ . Ce groupe avait tout d'abord développé le piégeage d'atomes  $^6\text{He}$  et  $^8\text{He}$  afin de mesurer leur rayon de charge nucléaire via le shift isotopique d'une transition atomique [Mueller 2007]. Le piégeage d'atomes  $^6\text{He}$  dans un MOT (piège magnéto-optique) est particulièrement difficile, car les atomes doivent être excités dans un état métastable avant de pouvoir interagir avec les lasers de piégeage. Ce passage dans l'état métastable peut être effectué à l'aide de décharges radiofréquence, mais le processus est très peu efficace (de l'ordre de  $10^{-4}$ ). Comme nous l'avons vu, la mesure précise de  $a_{\beta\nu}$  requiert le confinement d'un grand nombre d'atomes. Une source d' $^6\text{He}$  très intense est alors nécessaire pour compenser la faible efficacité de piégeage du MOT. Une telle source a pu être développée au CENPA en utilisant la réaction  $^7\text{Li}(^2\text{H}, ^3\text{He})^6\text{He}$  sur une cible de  $^7\text{Li}$ . Elle délivre actuellement une intensité de  $\sim 10^{10}$  atomes  $^6\text{He}$  par seconde, suffisante pour avoir jusqu'à 1000 atomes d' $^6\text{He}$  piégés au sein d'un MOT. Un dispositif expérimental basé sur un double MOT, très proche de celui utilisé pour la mesure effectuée dans le  $^{38\text{m}}\text{K}$  [Gorelov 2005], est maintenant en cours de construction. Les détails concernant ce dispositif et la production d' $^6\text{He}$  sont présentés dans la référence [43] donnée en annexe. Dans ce projet, notre contribution principale concerne la mise au point du système de détection des ions de recul et son système d'acquisition. Ces éléments seront montés et testés sur le dispositif final début 2013. Nous participerons également aux simulations et à l'analyse des données, domaine dans lequel nous bénéficions déjà d'une bonne expérience.

Je pense que ce projet est celui qui dispose actuellement des meilleurs atouts pour fournir, dans les cinq prochaines années, la mesure du paramètre  $a_{\beta\nu}$  la plus précise. Tout d'abord, une excellente statistique est attendue, avec la détection d'environ  $5 \cdot 10^5$  coïncidences/jour. Par ailleurs, le nuage d'atome piégé peut être caractérisé directement à l'aide d'une CCD, ce qui permettra de limiter l'erreur systématique liée à la définition du

vertex de décroissance. Enfin, et surtout, cette expérience pourra bénéficier d'un temps de faisceau très important pour étudier l'ensemble des sources d'erreurs systématiques avec une statistique suffisante.

## V.2 Interactions ion-molécule et dynamique de fragmentation

### V.2.1 Collisions ion-agrégats de gaz rares

L'analyse des données que nous avons obtenues dans l'étude de collisions entre des projectiles de  $\text{Xe}^{20+}$ ,  $\text{Ar}^{9+}$ , et  $\text{O}^{3+}$  et des dimères de  $\text{Ne}_2$  doit maintenant être finalisée. Ce sera là le premier travail de thèse de W. Iskandar qui vient de joindre notre collaboration. Ces résultats devront ensuite être confrontés à de nouveaux calculs basés sur le modèle COBM, selon le principe proposé par T. Ohyama-Yamaguchi et A. Ichimura pour les dimères d'argon [Ohyama-Yamaguchi 2011]. Ce calcul a montré un très bon accord concernant les collisions  $\text{Ar}^{9+} + \text{Ar}_2$ , en utilisant un paramètre d'écrantage ajustable. Il s'agira tout d'abord de vérifier si le modèle donne d'aussi bons résultats avec une nouvelle cible et d'autres états de charge du projectile. Dans ce modèle, il devrait être assez aisé d'obtenir la direction de diffusion du projectile dans le plan azimutal (perpendiculaire à l'axe du faisceau). Cette information supplémentaire aiderait alors à interpréter la forte corrélation observée entre l'orientation de l'ion moléculaire formé par la collision et la direction dans laquelle est diffusé le projectile (paragraphe III.4.3).

L'analyse préliminaire déjà effectuée avec les cibles de  $\text{Ne}_2$  a montré, sur les spectres en KER de la voie de fragmentation  $\text{Ne}^+-\text{Ne}^+$ , un épaulement qui n'est pas observé dans le cas des cibles de  $\text{Ar}_2$ . Cet épaulement peut être attribué au mécanisme ICD (inter-atomic coulombic decay), découvert il y a quelques années dans des expériences de photo ionisation [Morishita 2006]. Dans ce mécanisme, l'ionisation en couche interne d'un des centres conduit à l'émission d'un électron de la couche de valence du second centre, selon un procédé proche de l'effet Auger mais agissant à longue distance. Une analyse plus détaillée de nos données doit être effectuée pour préciser le rôle de ce processus ICD dans les systèmes étudiés.

L'étude de la fragmentation moléculaire est, dans certaines conditions, un moyen unique pour accéder à la fonction de probabilité de la distance internucléaire (la fonction d'onde vibrationnelle). Un très bel exemple est donné par la mesure effectuée récemment avec des ions moléculaires  $\text{H}_2^+$  neutralisés par une cible d'He [Schmidt 2012]. Une mesure similaire a pu être réalisée pour les ions moléculaires  $\text{He}_2^+$  [Havermeyer 2010, Sisourat 2010]. Dans ce cas, l'ion moléculaire produit par photo ionisation relaxe via le processus ICD avant de fragmenter dans une voie dissociative  $\text{He}^+-\text{He}^+$ . Le KER obtenu dans la dissociation donne alors accès à la distance internucléaire. Cependant, le processus ICD est parfois plus court (20 fs) que la période vibrationnelle de l'ion moléculaire (300 fs). L'information donnée par la mesure du KER doit donc être corrigée de cette dépendance du processus ICD à la distance entre les deux centres.

L'étude de la double capture à *un centre* sur cible de dimère d'He ne souffrirait pas de ces limitations. Tout d'abord, seuls les deux états intermédiaires  $^1\Sigma_u$  et  $^1\Sigma_g$  corrélés



asymptotiquement à l'état  $\text{He}(^1\text{S})\text{-He}^{2+}$  seraient peuplés. L'étude du processus RCT (radiative charge transfer), qui conduit à la seule voie dissociative  $\text{He}^+(^2\text{S})\text{-He}^+(^2\text{S})$ , donne alors accès à la fonction d'onde vibrationnelle pour ces deux états. Le processus RCT étant beaucoup plus lent que l'ICD, l'ion moléculaire survit à de nombreuses périodes vibrationnelles et la mesure du KER donne une empreinte beaucoup plus proche de la fonction de probabilité de la distance internucléaire. Cette mesure pourrait être prochainement effectuée sur la ligne basse énergie ARIBE au GANIL. La production de dimères d'He nécessitant un système cryogénique à l'hélium liquide pour refroidir la tuyère du jet supersonique, cette expérience serait réalisée avec l'équipe de R. Dörner, qui a déjà collaboré avec le CIMAP et qui dispose d'un tel équipement.

## V.2.2 Formation et étude d'états trilobites

Ce dernier projet est une proposition de collaboration de B.D. DePaola (KSU). L'objectif est de former, par photo association, des molécules de  $\text{Rb}_2$  dans des états dits "trilobites", et d'étudier ces états via la fragmentation de la molécule. Ces états, dont l'existence n'est à l'heure actuelle que *prédite* par la théorie, résultent de l'association d'un atome  $\text{Rb}(5s)$  avec un second atome de Rb dans un état de Rydberg  $\text{Rb}(nl)$  de nombre quantiques  $n$  et  $l$  élevés. Le pseudo potentiel d'interaction à l'origine de la liaison de ces molécules est alors du à la diffusion à basse énergie de l'électron de Rydberg par le second atome dans l'état fondamental. Pour ces molécules, la représentation de la densité de probabilité de présence de l'électron de Rydberg dans un plan passant par l'axe internucléaire ressemble étrangement à des fossiles de trilobites, d'où cette appellation exotique.

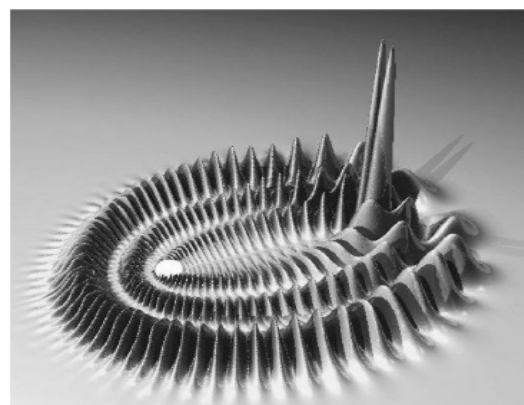
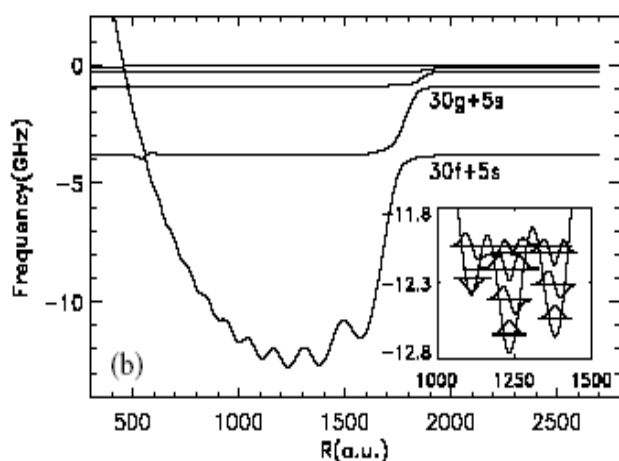


Figure V.3: à gauche: Courbe d'énergie potentielle calculée pour la molécule  $\text{Rb}_2(5s,30f)$  [Greene 2000]. Figure de droite: Représentation de la densité de probabilité de présence de l'électron de Rydberg dans un plan passant par l'axe internucléaire.

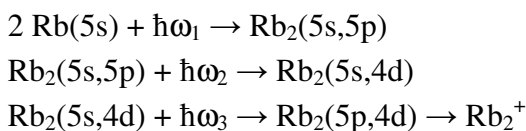
Les propriétés de ces molécules qui sont prédites par le calcul de Greene sont assez surprenantes [Greene 2000]:

- Une extension spatiale très grande, supérieure à 1000 u.a. (~50 nm);
- Un énorme moment électrique dipolaire (~800 u.a.);
- Une durée de vie radiative très longue, de l'ordre de 10 à 100 ms.

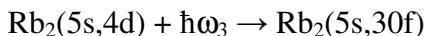
L'étude de ces états trilobites semble donc particulièrement intéressante. Tout d'abord, d'un point de vue purement fondamental, il serait remarquable de confirmer l'existence de tels objets et de leurs propriétés. Si ces dernières sont confirmées, ces molécules pourraient s'avérer de bons candidats dans le domaine de l'informatique quantique, où de longues durées de vie et un grand moment électrique dipolaires sont d'excellents atouts.

Des molécules "cousines" de ces trilobites ont déjà pu être formées par photo association d'atomes ultra-froids [Bendkowsky 2009]. Ces molécules, associées à l'aide de deux photons, sont des états sphériques  $Rb_2(5s,ns)$ , et n'ont pas les propriétés attendues pour les états trilobites.

Nous proposons un schéma de photo association différent, basé sur l'utilisation de trois photons. Un tel schéma a déjà été utilisé par l'équipe de B. D. DePaola pour la création, au sein d'un MOT, de molécules doublement excitées  $Rb_2(5p,4d)$  relaxant par auto ionisation:



La photo association qui intervient ici dans la première étape se fait à une distance internucléaire d'environ 1250 u.a., ce qui est une distance particulièrement favorable pour la production de trilobites. Il suffirait donc ici de remplacer la dernière étape par:



Pour détecter les trilobites, une première méthode consiste à utiliser l'ionisation par effet de champ (SFI, pour strong field ionization). Il suffit alors de scanner les différentes fréquences laser pour distinguer ces molécules des atomes de Rydberg ordinaires [Bendkowsky 2009]. Cette technique SFI est très efficace et ne demande qu'un champ électrique de l'ordre d'une fraction de kV/cm. Mais elle repose sur un calcul précis des niveaux d'énergie, et n'apporte pas plus d'information sur la molécule. Un autre moyen consiste à provoquer une double ionisation. L'ion moléculaire va alors fragmenter, et la mesure du KER donne accès à la distance internucléaire. Cette seconde technique permet non seulement de signer sans ambiguïté la formation d'états trilobites, mais également d'étudier leur fonction d'onde vibrationnelle. Même si les KER attendus sont très faibles, le dispositif MOTRIMS conçu à Caen bénéficie d'une résolution suffisante pour mesurer précisément les distances internucléaires associées. Les moyens les plus simples pouvant conduire à une double ionisation sont le processus de double capture et le processus de capture-ionisation. La double capture nécessite des projectiles multichargés, et donc, une installation de l'expérience auprès d'une source ECR. Pour le processus de capture-ionisation, le canon à ion monté sur notre dispositif MOTRIMS délivrant des ions simplement chargés peut être utilisé. Dans ce

cas, il suffit d'effectuer une simple capture de l'électron 5s de l'un des centres de la molécule. L'électron de Rydberg, très peu lié, a alors une grande probabilité d'être ionisé par le champ généré par l'ion projectile incident.

Nous disposons donc d'ores et déjà d'un dispositif presque complet pour nous atteler à cette étude. Les lasers de piégeage du MOT peuvent être utilisés pour générer la fréquence  $\omega_1$  nécessaire à la première étape du schéma d'excitation. Le laser délivrant la fréquence  $\omega_2$  nous sera fourni par le groupe de B. D. DePaola à KSU. Il ne manque actuellement que le troisième laser, qui devrait pouvoir être conçu à l'aide d'une diode laser montée en cavité externe. Dans un premier temps, l'objectif sera la recherche d'un signal correspondant à la production de trilobites avec la technique SFI. Ensuite, nous utiliserons le processus de capture-ionisation à l'aide de notre source d'ions mono chargés. Une estimation du taux de comptage attendu a été effectuée par B. D. DePaola. En prenant comme section efficace de capture celle calculée pour les collisions  $\text{Na}^+ + \text{Rb}(5s)$  et en considérant une intensité du troisième laser de  $10 \text{ mW/cm}^2$ , cette estimation prédit la détection de 300 événements par seconde. Même si cette estimation s'avère être optimiste, cela nous laisse une large marge pour notre étude. Ce travail doit commencer début 2013 dans le cadre d'une collaboration entre le LPC, KSU, et le CIMAP.

## Références bibliographiques

- [Adoui 1999] L. Adoui *et al.*, J. Phys. B **32** (1999) 631
- [Adelberger 1999] A.G. Adelberger *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 1299
- [Alford 1957] W.P. Alford and D. R. Hamilton, Phys. Rev. **105** (1957) 673
- [Allen 1949] J. S. Allen, H. R. Paneth, and A. H. Morrish, Phys. Rev. **75** (1949) 570
- [Allen 1959] J. S. Allen, R. L. Burman, W. B. Herrmannsfeldt, P. Stähelin and T. H. Braid Phys. Rev. **116** (1959) 134
- [Bachau 1992] H. Bachau *et al.*, J. Phys. B **25** (1992) L109
- [Ban 2003] G. Ban, Habilitation à diriger des recherches (2010), accessible sur <http://tel.archives-ouvertes.fr/>
- [Barat 1987] M. Barat *et al.*, J. Phys. B, **87** (1987) 5771
- [Beck 2011] M. Beck *et al.*, Eur. Phys. J. A, **47** (2011) 45
- [BendKowsky 2009] BendKowsky *et al.*, Nature **458** (2009) 1005
- [Ben-Itzhak 1993] I. Ben-Itzhak *et al.*, Phys. Rev. A **47** (1993) 2827
- [Blieck 2008] J. Blieck, Thèse de Doctorat, UCBN (2008) accessible sur le site TEL: <http://tel.archives-ouvertes.fr/>
- [Bordenave 1984] A. Bordenave-Montesquieu *et al.*, J. Phys. B, **17** (1984) L127
- [Burns 1997] D. Burns *et al.*, J. Phys. B, **30** (1997) 4559
- [Byrne 2002] J. Byrne *et al.*, J. Phys. G **28** (2002) 1325
- [Caraby 1997] C. Caraby *et al.*, Phys. Rev. A **55** (1997) 2450
- [Chen 1996] L. Chen *et al.*, Phys. Rev. A **54** (1996) 3049
- [Chesnel 1996] J.Y. Chesnel *et al.*, Phys. Rev. A **53** (1996) 2337
- [Cocke 1981] C.L. Cocke, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 1671
- [Darius 2004] G. Darius, Thèse de Doctorat, UCBN (2004) accessible sur le site TEL: <http://tel.archives-ouvertes.fr/>
- [Delahaye 2002] P. Delahaye, Thèse de Doctorat, UCBN (2002) accessible sur le site TEL: <http://tel.archives-ouvertes.fr/>
- [Demkov 1964] Yu.N. Demkov, Sov. Phys. JETP **18** (1964) 138
- [DePaola 2008] B. D. DePaola *et al.*, Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics, **55** (2008) 139
- [Dörner 2000] R. Dörner *et al.*, Phys.Rep. **330** (2000) 95
- [Dowek 1990] D. Dowek *et al.*, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 1713
- [Egorov 1997] V. Egorov *et al.*, Nucl. Phys. A **621** (1997) 745
- [Ehrich 2002] Ehrich *et al.*, Phys. Rev. A **65** (2002) 20702
- [Feynman 1958] R. P. Feynman and M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109** (1958) 193
- [Fisher 2010] D. Fisher *et al.*, Phys. Rev. Lett. PRL **109** (2012) 113202
- [Fremont 1994] F. Frémont *et al.*, Phys. Rev. A **50** (1994) 3117
- [Fritsh 1986] W. Fritsch and C. D. Lin, J. Phys. B, **19** (1986) 2683
- [Gearba 2007] M. A. Gearba *et al.*, Phys. Rev. A **76** (2007) 013406
- [Gorelov 2005] A. Gorelov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 142501
- [Grandin 1989] J. P. Grandin *et al.*, Radiation Effects and Defects in Solids **110** (1989) 145

- [Greene 2000] C.H. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2458
- [Hamilton 1947] D. R. Hamilton, Phys. Rev. **71** (1947) 456
- [Harel 1980] C. Harel and A. Salin, J. Phys. B, **13** (1980) 785
- [Havermeier 2010] T. Havermeier *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 133401
- [Hermansfeldt 1957] W. B. Hermansfeldt *et al.*, Phys. Rev. **107** (1957) 641
- [Houver1992] J. C. Houver *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 162
- [Huang 2002] M.-T. Huang *et al.*, Phys. Rev. A **66** (2002) 012715
- [Jackson 1957] J. D. Jackson *et al.*, Phys. Rev. **106** (1957) 517
- [Johnson 1963] C.H. Johnson *et al.*, Phys. Rev. **132** (1963) 1149
- [Kaastra 1993] Kaastra et Mewe, Astronomy&Astrophysics, Supp. Ser. **97** (1993) 443
- [Kazansky 1994] A.K. Kazansky and P.Roncin, J. Phys. B **27** (1994) 5537
- [Kohring 1983] G.A. Kohring, A.E. Wetmore and R.E. Olson, Phys. Rev. A **28** (1983) 2526
- [Kozlov 2008] V. Kozlov *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Sect. B, **266** (2008) 4515
- [Laulhé 1997] C. Laulhé *et al.*, J. Phys. B, **30** (1997) 2899
- [Liénard 2010] E. Liénard, Habilitation à diriger des recherches (2010), accessible sur <http://tel.archives-ouvertes.fr/>
- [Martin 1995] S. Martin *et al.*, Phys. Rev. A **52** (1995) 1218
- [Méry 2007] A. Méry, Thèse de Doctorat, UCBN (2007) accessible sur le site TEL: <http://tel.archives-ouvertes.fr/>
- [Morishita 2006] Y. Morishita *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 243402
- [Mueller 2007] P. Mueller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 252501
- [Naviliat 2009a] O. Naviliat-Cuncic and N. Severijns, Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 142302.
- [Naviliat 2009b] O. Naviliat-Cuncic and N. Severijns, Eur. Phys. J. A **42** (2009) 327.
- [Niehaus 1986] A. Niehaus, J. Phys. B **19**, (1986) 2925
- [Nielsen 1990] S.E. Nielsen, J.P. Hansen and A. Dubois, J. Phys. B **23** (1990) 2595
- [Ohyama-yamaguchi 2003] T. Ohyama-yamaguchi and A. Ichimura, Nucl. Instrum. Methods Sect. B, **205** (2003) 620
- [Ohyama-Yamaguchi 2011] T. Ohyama-yamaguchi and A. Ichimura, Phys. Scr., **144** (2011) 014028
- [Ridley 1961] B. W. Ridley, Nuclear Physics **25** (1961) 483
- [Robson's 1955] J. M. Robson's, Phys. Rev. **100** (1955) 933
- [Roncin 1993] P.Roncin *et al.*, J. Phys. B **26** (1993) 4181
- [Rustad 1953] B. M. Rustad and S.L. Ruby, Phys. Rev. **89** (1953) 880
- [Sanchez 1995] I. Sanchez and H. Bachau, J. Phys. B **28** (1995) 795
- [Sansone 2010] G. Sansone *et al.*, Nature **465** (2010) 763
- [Sayler 2012] A. M. Sayler, *et al.*, Phys. Rev. A **86** (2012)
- [Schmidt 2012] L. Ph. H. Schmidt *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 073202
- [Scielzo 2003] N.D. Scielzo *et al.*, Phys. Rev. A **68** (2003) 022716
- [Scielzo 2004] N. D. Scielzo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 102501
- [Selberg 1996] N. Selberg, C. Biedermann and H. Cederquist, Phys. Rev. A **54** (1996) 4127
- [Severijns 2006] N. Severijns *et al.*, Rev. Mod. Phys. **78** (2006) 991

- [Severijns 2011] N. Severijns and O. Naviliat-Cuncic, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **61** (2011) 23
- [Shah 2007] M.H. Shah *et al.*, *Phys. Rev. A* **75** (2007) 053418
- [Shoffler 2008] M.S. Shoffler *et al.*, *Science* **320** (2008) 920
- [Sisourat 2010] N. Sisourat *et al.*, *Nature* **6** (2010) 508
- [Stolterfoht 1990] N. Stolterfoht *et al.*, *Phys. Rev. A* **42** (1990) 5396
- [Stratowa 1978] C. Stratowa *et al.*, *Phys. Rev. D* **18** (1978) 3970
- [Taulbjerg 1986] K. Taulbjerg, *J. Phys. B*, **19** (1986) L367
- [Turkstra 2001] J.W. Turkstra, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 123202
- [Ullrich 1997] J. Ullrich *et al.*, *J. Phys. B* **30** (1997) 2917
- [Ullrich 2003] J. Ullrich *et al.*, *Rep. Prog. Phys.* **66** (2003) 1463
- [Ullrich 2010] B. Ullrich *et al.*, *Phys. Rev. A* **82** (2010) 013412
- [Vaeck 1993] N. Vaeck, J.E. Hansen, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **26** (1993) 2977
- [Van der Poel 2001] M. van der Poel, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 123201
- [Velten 2011] Ph. Velten, Thèse de Doctorat, UCBN (2011) accessible sur le site TEL: <http://tel.archives-ouvertes.fr/>
- [Vetter 2008] P.A. Vetter *et al.*, *Phys. Rev. C* **77** (2008) 035502
- [Vise 1963] J. B. Vise and B. M. Rustad, *Phys. Rev.* **132** (1963) 2573
- [Werner 1997] U. Werner *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1997) 1662
- [Wolf 1997] S. Wolf and H. Helm, *Phys. Rev. A* **56** (1997) 4385
- [Wolf 2012] R. N. Wolf *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Sect. A*, **686** (2003) 82
- [Yao 2006] W. M. Yao *et al.*, *J. Phys. G*, **33** (2006) 1
- [Young 2010] L. Young *et al.*, *Nature* **466** (2010) 56
- [Zhu 2009] G. Zhu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 103008

## **Xavier Fléchar**

Chargé de Recherche 1<sup>ère</sup> classe au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen

### **Etat Civil :**

Français  
Né le 17/04/1972  
Marié, deux enfants

### **Adresse professionnelle :**

Laboratoire de Physique Corpusculaire  
ENSICAEN - 6, bd du Maréchal Juin,  
14050 Caen Cedex  
tel : 33 (0) 2 31 45 25 42  
fax : 33 (0) 2 31 45 25 49  
email : [flechar](mailto:flechard@caelav.in2p3)

### **Adresse personnelle :**

5 rue de la Pérelle  
14610 Anisy  
tel : 33 (0) 2 31 95 57 07

### **FORMATION ET DIPLOMES**

- **1995-1999 Doctorat** de l'Université de Caen
- **1994-1995 DEA** Matière et Rayonnements (Université de Caen)
- **1993-1994 Maîtrise** de Physique (Université de Caen)
- **1993-1994 License** de Physique (Université de Caen)

### **EXPERIENCE PROFESSIONNELLE**

- **CR1, depuis le 31/01/2006** au Laboratoire de Physique Corpusculaire CAEN – UMR6534/CNRS
- **CR2, affecté le 26/11/2001** au Laboratoire de Physique Corpusculaire CAEN – UMR6534/CNRS
- **2000-2001 Position post-doct.** Au laboratoire J.R. Macdonald, Manhattan, KS, Etats Unis

## RECHERCHE SCIENTIFIQUE

- **1995-1999** : Thèse effectuée au Laboratoire de Spectroscopie Atomique de Caen (laboratoire intégré par la suite au CIRIL puis au CIMAP)  
Sujet principal : Etude des processus de capture électronique par spectroscopie d'impulsion d'ions de recul pour les systèmes collisionnels  $C^{6+} + He$  et  $Ne^{10+} + He$  à basse énergie (5 publications dans des revues à comité de lecture).
- **2000-2001** : **Post-doc** au laboratoire J.R. MacDonald de Kansas State University  
Sujet principal : Mise au point d'un piège magnéto-optique couplé à un spectromètre d'impulsion d'ions de recul pour l'étude de collisions ion-atome (7 publications dans des revues à comité de lecture).
- **2001-2012** : **CR au LPC CAEN**

### *Sujets principaux :*

- Test du Modèle Standard via la mesure de la corrélation angulaire  $\beta$ - $v$  dans la décroissance beta d'ions  ${}^6He^+$  et  ${}^{35}Ar^+$  confinés dans un piège de Paul transparent (16 publications dans des revues à comité de lecture, **collaboration** avec le GANIL, l'Université de Grenade, le CIMAP de Caen, et l'IKS Leuven). Nous collaborons également à un projet similaire porté par Argonne National Lab.
- Piégeage d'atomes radioactifs / Etude des collisions ion-atomes sur cible préparée (3 publications, collaborations avec le CIMAP de Caen et le CELIA de Bordeaux).
- Etude des collisions ion-molécules et de la dynamique de fragmentation d'ions moléculaires (6 publications dans des revues à comité de lecture, **collaboration** avec le CIMAP et Tokyo Metropolitan University).

### *Sujets de recherche annexes :*

- Développement d'un détecteur de neutrons ultra-froids (1 publication dans des revues à comité de lecture, **collaboration** nEDM).
- Mesure de la durée de vie du noyau  ${}^8Li$  (1 publication dans des revues à comité de lecture, **collaboration** avec l'Université de Grenade).
- Développement du refroidisseur haute intensité de SPIRAL2 (**collaboration** avec le CSNSM d'Orsay).

## ENSEIGNEMENT - FORMATION

- **1995-1999** : Travaux dirigés de physique générale (L1), et travaux pratiques de physique atomique (M1).
- **2009-2012** : Intervention annuelle de 1h30 en M2 sur le piégeage magnéto-optique et ses applications en physique nucléaire.
- **2006-2012** : Cours de sensibilisation à la radioprotection dispensés à l'ensemble du personnel technique du laboratoire (quelques séances d'environ 2h30 à renouveler tous les trois ans).



## ENCADREMENT

### • Thèses :

- J'ai fortement participé à l'encadrement de la thèse d'Alain Méry, qui a soutenu en juillet 2007 sur le sujet « mesure du paramètre de corrélation angulaire  $\beta$ - $\nu$  dans la désintégration  $\beta$  de l' $^6\text{He}$  ». Alain Méry est maintenant Maître de Conférences au CIMAP.
- J'ai également encadré Jérémy Blicck tout au long de sa thèse sur son sujet « Couplage entre un piège magnéto-optique et un spectromètre d'impulsion d'ions de recul : application aux collisions ions-atomes ». Jérémy Blicck est aujourd'hui ingénieur docteur dans le groupe AREVA.
- J'ai participé activement à l'encadrement de Philippe Velten, qui a pris la suite d'Alain Méry sur le projet de mesure du paramètre de corrélation angulaire  $\beta$ - $\nu$  dans la désintégration  $\beta$  de l' $^6\text{He}$ . Son travail principal concernait l'analyse des données obtenues fin 2008, ainsi que la simulation complète de l'expérience à l'aide du code Géant4. Il est actuellement en post-doc au CERN.
- J'encadre depuis plus de deux ans Arnaud Leredde qui travaille sur l'étude de collisions ion-atome à basse énergie à l'aide notre dispositif MOTRIMS. Il a terminé l'analyse des expériences réalisées dans le cadre de sa thèse et rédige maintenant son manuscrit.
- Enfin, je participe fortement à l'encadrement de Claire Couratin qui a commencé sa thèse en septembre 2010. Son travail de thèse est partagé entre le développement de nouvelles sources d'ions exotiques sur SPIRAL au GANIL, et l'analyse des données obtenues fin 2010 pour la mesure de  $a_{\beta\nu}$  dans la désintégration  $\beta$  de l' $^6\text{He}$ . Elle contribuera également à de nouvelles expériences sur faisceau d' $^{35}\text{Ar}$  programmées au GANIL en Juin 2012.

### • Stages :

J'encadre régulièrement des stagiaires de M2 et de M1, ainsi que des stagiaires Janus de niveau L1 ou L2 pendant juin ou juillet. Le groupe accueille également des stagiaires volontaires de tous niveaux pendant les mois de juillet à septembre. Les stages encadrés ou co-encadrés **au cours des 5 dernières années** sont donnés ci-dessous.

- Tests et calibration de la composante « mesure de l'énergie » d'un télescope bêta  
Stage Janus Juin-Juillet 2007, Kevin Fossez et Victor Hélaine
- Code de simulation d'atomes au sein d'un piège magnéto-optique  
Stage volontaire Juin-Juillet 2007, Sylvain Maclot et Claire couratin
- Simulation d'un spectromètre d'impulsion d'ions de recul.  
Stage de M1 2008, Jérémy Foll
- Mesure du shake-off de l'électron dans la désintégration  $\beta$  de l' $^6\text{He}^+$   
Stage de M1 2008, Claire Couratin
- Simulation du shake-off de l'électron dans la désintégration  $\beta$  de l' $^6\text{He}^+$ , l' $^{35}\text{Ar}^+$ , et le  $^{19}\text{Ne}^+$   
Stage volontaire, septembre 2008, Claire Couratin
- Simulation d'une double grille de post-accélération pour détecteur à MCP  
Stage volontaire, avril 2009, Jérémy Foll
- Etude des collisions  $\text{Ar}^{9+}$  sur dimères d'Argon à basse énergie  
Stage de M2, mars 2009, Arnaud Leredde
- Caractérisation d'un piège de Paul pour l'étude de la corrélation  $\beta$ - $\nu$  dans la décroissance de l' $^6\text{He}$   
Stage Janus, Juin-Juillet 2009, Fleury Guillaume et Mellet Alain

- Test de détecteurs pour l'étude de la corrélation  $\beta$ - $\nu$  dans la décroissance de l'  ${}^6\text{He}$   
Stage Janus, juin-juillet 2010, Peres Bastien et Rey Anthony
- Mise en place de l'instrumentation permettant la polarisation ou l'alignement des atomes cibles pour l'étude de collisions sur cibles polarisées.  
Stage M1 2011, Mamadou Diallo

### **RESPONSABILITES SCIENTIFIQUES ET ADMINISTRATIVES**

- **2004-2009** : Membre de la commission de spécialistes en 29<sup>ème</sup> section, membre de comités de sélection en 29<sup>ème</sup> et 30<sup>ème</sup> section
- **Depuis 2004** : Responsable de l'activité « Piégeage magnéto-optique d'atomes radioactifs - Etude des collisions ion-atomes sur cible préparée » ; Porteur de projet de l'ACI jeunes chercheurs associée à cette thématique (75 k€)
- **Depuis 2006** : Responsable local du groupe LPCTrap sur les mesures de corrélation angulaire  $\beta$ - $\nu$  en décroissance  $\beta$
- **Depuis 2006** : PCR du laboratoire (Responsable de la radioprotection)
- **2011** : Membre du comité local d'organisation d'ISIAC 2011 (international symposium on ions atom collisions)
- **Depuis 2011** : Coordinateur scientifique LPC Caen de l'EQUIPEX DESIR (9 M€)
- **Depuis 2012** : Membre élu du conseil de laboratoire
- **Depuis 2012** : Coordinateur technique du projet ANR PREMS (725 k€ demandés)

### **TACHES DE RECONNAISSANCE SCIENTIFIQUE**

- **Rapporteur** d'articles scientifiques et de comptes-rendus de conférences internationales
- **Membre des jurys de thèse** de Guillaume Laurent (UCBN, 2002), Jérémy Blicq (UCBN, 2008), Anas Hajaji (UCBN, 2008), Simon Van Gorp (Université de Leuven KUL, 2012), Arnaud Leredde (UCBN, 2012).

## Production scientifique

### Communications orales invitées

#### **1) La spectroscopie d'impulsion d'ions de recul : application à l'étude des processus de capture électronique à basse vitesse dans les collisions $\text{Ne}^{10+}$ et $\text{C}^{6+}$ sur hélium**

X.Flechard, S.Duponchel, L.Adoui, A.Cassimi, P.Roncin, A.Lepoutre, D.Hennecart

Exposé invité au colloque sur « la Dynamique des Ions, des Atomes et des Molécules » (DIAM), Juillet 1998, Reims, France

#### **2) MOTRIMS: Magneto Optically Trapped-target Recoil Ion Momentum Spectroscopy in Atomic Collisions**

X. Flechard, H. Nguyen, J. Gu, E. Wells, B.D. DePaola, and C.L. Cocke

Exposé invité présenté au “meeting of the Division of Atomic, Molecular, and Optical Physics of the American Physical Society and the Division of Atomic and Molecular Physics of the Canadian Association of Physicists” (DAMOP/DAMP) 16-19 mai 2001, London, Ontario, Canada

#### **3) Low energy alkali ion collisions with ground and excited state Rb, investigated using MOTRIMS**

X. Flechard, H. Nguyen, M. Stauffer, S.L. Lundeen, and B.D. DePaola

Exposé invité présenté au XVII “International symposium on ion-atom collisions” (ISIAC) 26-27 juillet 2001, Hotel Real Del Mar, Baja California, Mexique.

#### **4) Tests of the Standard Model with Trapped and cooled radioactive ions using a transparent Paul trap**

X. Flechard, G. Ban, D. Durand, M. Herbane, M. Labalme, E. Lienard, F. Mauger, A. Mery, O. Naviliat-Cuncic, D. Rodriguez, and J.C. Thomas

Exposé invité présenté au « 20th International Symposium on Ion-Atom Collisions » (ISIAC) 1 au 4 aout 2007, Agios Nikolaos, Crete, Grece

#### **5) The LPC -Trap**

Xavier Flécharde, Gilles Ban, Dominique Durand, Mustapha Herbane, Marc Labalme, Etienne Liénard, François Mauger, Alain Mery, Oscar Naviliat-Cuncic, Daniel Rodríguez and JC Thomas

Exposé invité au Workshop international "SPARC in Paris", 12-15 Février 2007, Paris, France

#### **6) Recent results with the LPC Trap facility**

Flécharde X., Exposé invité présenté au XVI Colloque GANIL, Giens, France, 06 septembre -11 septembre 2009

#### **7) Asymmetry in Multiple-Electron Capture Revealed by Radiative Charge Transfer in Ar Dimers**

Matsumoto J., Leredde A., Flechard X., Hayakawa K., Shiromaru H. et al,

Exposé invité pour la XVII International conference on Photonic, Electronic, and Atomic Collision (ICPEAC), 27 juillet -2 aout 2011, Belfast Irlande du Nord

#### **8) Measurement of the beta-neutrino angular correlation in the beta decay of noble gas ${}^6\text{He}$ and ${}^{35}\text{Ar}$ nuclei**

Xavier Flécharde

Exposé invité, International Workshop on low-energy fundamental-interactions physics at ISOL@MYRRHA, October 3-5, 2011, Mol, Belgique

#### **9) First measurement of a pure electron shake-off process in the beta decay of trapped ${}^6\text{He}^+$ ions**

Xavier Flécharde

Exposé invité, Joint Symposium on Collision Processes of Highly-Charged Ions and Related Topics, February 3 2012, Tokio Metropolitan University

#### **10) Correlation measurements in nuclear beta decay @ GANIL**

Xavier Flécharde

Exposé invité, “Fundamental Interactions with Atom and Ion Traps”, December 2-6 2012, Weizmann Institute, Rehovot, Israel.

## **Publications (revues à comité de lecture)**

- 1) State-selective electron capture in low velocity multiply charged ion-helium collisions**  
A.Cassimi, S.Duponchel, X.Flechard, P.Jardin, P.Sortais, R.E.Olson, D.Hennecart  
Phys. Rev. Lett., 76 (1996) 3679
- 2) State-selective double electron capture in low-velocity  $\text{Ne}^{10+} + \text{He}$  collisions studied by recoil-ion momentum spectroscopy**  
X.Flechard, S.Duponchel, L.Adoui, A.Cassimi, P.Roncin, D.Hennecart  
J.Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 30 (1997) 3697-3708
- 3) State selective electron capture in low velocity  $\text{Ar}^{18+}$ ,  $\text{Ne}^{10+} - \text{He}$  collisions**  
S.Duponchel, A.Cassimi, X.Flechard, D.Hennecart, L.Adoui, P.Jardin, P.Sortais, R.E.Olson  
Phys. Scr., T73 (1997) 199-201
- 4) State-selective electron capture in collisions with slow multicharged ions by recoil-ion momentum spectroscopy**  
D.Hennecart, X.Flechard, F.Fremont, A.Lepoutre, S.Duponchel, L.Adoui, A.Cassimi  
XX<sup>th</sup> Int. Conf. on « the Physics of Electronic and Atomic Collisions » (ICPEAC), 23-29 Juillet 1997, Vienne, Autriche  
World Scientific (Singapore), ISBN 981-02-3425-2 (1998) 557
- 5) Experimental investigations of state-selective single and double electron capture in slow  $\text{C}^{5+} - \text{He}$  collisions.**  
H.Zhang, X.Flechard, A.Cassimi, L.Adoui, F.Fremont, D.Lecler, G.Cremer, L.Guillaume, D.Lelievre, A.Lepoutre, D.Hennecart  
Phys. Rev. A, 60 (1999) 3694-3701
- 6) Experimental study of single, double, and multiple electron capture in slow  $^{15}\text{N}^{7+} + \text{Ne}$  collisions using recoil-ion momentum spectroscopy**  
Hualin Zhang, X. Flechard, A. Cassimi, L. Adoui, G. Cremer, F. Fremont, And D. Hennecart  
Phys. Rev. A, 64 (2001) 012704-012712
- 7) Single and Double Capture in Collisions at the KeV/amu Impact Energy Range**  
X. Flechard, C. Harel, H. Jouin, B. Pons, L. Adoui, F. Fremont, A. Cassimi And  
D. Hennecart  
J.Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 34 (2001) 2759
- 8) Kinematically complete charge exchange experiment in the  $\text{Cs}^+ + \text{Rb}$  collision system using a MOT target.**  
X. Flechard, H. Hguyen, E. Wells, I. Ben-Itzhak, And B.D. Depaola  
Phys. Rev. Lett., 87 (2001) 123203
- 9) Electron capture in collisions of slow highly charged ions with an atom and a molecule: processes and fragmentation dynamics**  
F. Fremont, G. Laurent, J. Rangama, P. Sobocinski, M. Tarisien, L. Adoui, A. Cassimi, J-Y. Chesnel, X. Flechard, D. Hennecart, And X. Husson  
Int.J.Mol.Sci. (2002) 1
- 10) Stark-induced x-ray emission from high Rydberg states of H-like and He-like silicon ions**  
M. A. Gearba, R. A. Komara, S. R. Lundeen, W. G. Sturru, C. W. Fehrenbach, B. D. DePaola, and X. Flechard  
Phys. Rev. A, 66 (2002) 032705
- 11) Differential charge-transfer cross sections for  $\text{Na}^+$  with Rb collisions at low energies.**  
T. G. Lee, H. Nguyen, X. Flechard, B. D. DePaola, and C. D. Lin.  
Phys. Rev. A, 66 (2002) 042701
- 12) MOTRIMS as a Generalized Probe of AMO Processes**  
R. Bredy, H. Nguyen, H. Camp, X. Flechard, and B. D. DePaola  
Nucl. Instr. and Meth. In Phys. B 205 (2003) 191

**13) Coincident Auger electron and recoil ion momentum spectroscopy for low-energy ion-atom collisions**

G.Laurent, M.Tarisien, X.Fléchar, P.Jardin, L.Guillaume, P.Sobocinski, L.Adoui, A.Bordenave-Montesquieu, D.Bordenave-Montesquieu, J.Y.Chesnel, F.Frémont, D.Hennecart, E.Liénard, L.Maunoury, P.Moretto-Capelle, A.Cassimi.  
Nucl. Instr. and Meth. B 205 (2003) 546

**14) State selective charge transfer cross sections for Na<sup>+</sup> with excited rubidium: A unique diagnostic for MOT dynamics**

X. Flechard, H. Hguyen, S.R. Lundeen, M. Stauffer, H.A. Camp, C.W. Fehrenbach, And B.D. DePaola  
Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 243005

**15) Transport and cooling of singly charged noble gas ion beams**

G. Ban, G. Darius, D. Durand, X. Flechard, M. Herbane, M. Labalme, E. Lienard, F. Mauger, O. Navilliat-Cuncic, C. Guénaut, C. Bachelet, P. Delahaye, A. Kellerbauer, L. Maunoury, J.Y. Pacquet  
Nucl. Instr. and Meth. A. 518 (2004) 712

**16) Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy Using Magneto-Optically trapped Atoms**

H. Nguyen, X. Flechard, R. Bredy, H.A. Camp, And B.D. DePaola  
Rev. Sci. Instrum., 75 (2004) 2638

**17) A linear radiofrequency quadrupole for the cooling and bunching of radioactive ion beams**

G. Darius, G. Ban, J. Brégeault, P. Delahaye, Ph. Desrues, D. Durand, X. Fléchar, M. Herbane, M. Labalme, Ch. LeBrun, E. Liénard, F. Mauger, Y. Merrer, A. Méry, O. Navilliat-Cuncic, J. Szerypo, Ph. Vallerand, Ch. Vandamme  
Rev. Sci. Instrum., 75 (2004) 4804

**18) First tests of <sup>6</sup>Li doped glass scintillators for ultra cold neutron detection**

G.Ban, X.Fléchar, M. Labalme, T. Lefort, E. Liénard, O. Naviliat-Cuncic, P. Fierlinger, K. Kirch, K. Bodek, P. Gelterbort.  
J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol 110 (2005) 283

**19) Measurement of the  $\beta v$  angular correlation in nuclear  $\beta$ -decay**

G. Ban, G. Darius, P. Delahaye, D. Durand, X. Fléchar, M. Herbane, M. Labalme, E. Liénard, F. Mauger, A. Méry, O. Navilliat-Cuncic, and D. Rodriguez  
Nuclear Physics A 752 (2005) 67

**20) The LPCTrap for the measurement of the  $\beta$ - $v$  correlation in <sup>6</sup>He**

D. Rodríguez, A. Méry, G. Darius, M. Herbane, G. Ban, P. Delahaye, D. Durand, X. Fléchar, M. Labalme, E. Liénard, F. Mauger, and O. Naviliat-Cuncic  
Eur. Phys. J. A 25, s01 (2005) 705-707

**21) Performance of a Micro-channel Plates Position Sensitive Detector**

E. Liénard, M. Herbane, G. Ban, G. Darius, P. Delahaye, D. Durand, X. Fléchar, M. Labalme, F. Mauger, A. Mery, O. Naviliat-Cuncic and D. Rodriguez  
Nucl. Instr. and Meth. A. 551 (2005) 375

**22) Charge transfer cross sections from Rb (4d)**

M. H. Shah, H. A. Camp, M. L. Trachy, X. Fléchar, M. A. Gearba, H. Nguyen, R. Bredy, S. R. Lundeen, and B. D. Depaola  
Phys. Rev. A 72 024701 (2005)

**23) Swift Heavy Ion-Induced Small Molecule Fragmentation Dynamics**

L.Adoui, T.Muranaka, M.Tarisien, S.Legendre, G.Laurent, A.Cassimi, J.-Y.Chesnel, X.Fléchar, F.Frémont, B.Gervais, E.Giglio, D.Hennecart  
Nucl. Instr. and Meth. B 245 94 (2006)

**24) Kinematically Complete Study of Dissociative Ionization of D<sub>2</sub> by ion impact** G. Laurent, J. Fernández, S. Legendre, M. Tarisien, L. Adoui, A. Cassimi, X. Fléchar, F. Frémont, B. Gervais, E. Giglio, J. P. Grandin, and F. Martín Phys. Rev. Lett. 96, 173201 (2006)

**25) The LPCTrap facility: a novel transparent Paul trap for high-precision experiments**

D. Rodriguez, A. Méry, G. Ban, J. Brégeault, G. Darius, D. Durand, X. Fléchar, M. Herbane, M. Labalme, E. Liénard, F. Mauger, Y. Merrer, O. Navilliat-Cuncic, J.C. Thomas, C. Vandamme, SPIRAL Collaboration  
Nucl. Instr. and Meth. A 565 876 (2006)

**26) The LPCTrap experiment: Measurement of the  $\beta$ - $\nu$  correlation in  ${}^6\text{He}$  using a transparent Paul trap**

E. Lienard, G. Ban, J. Blicke, D. Durand, F. Duval, X. Flechard, M. Herbane, M. Labalme, Y. Lemièrre, F. Mauger, A. Mery, O. Naviliat-Cuncic, D. Rodriguez and J.C. Thomas

Hyp. Inter. 172, 29 (2006)

**27) Search for tensor couplings in the weak interaction**

A. Mery, G. Ban, J. Blicke, D. Durand, F. Duval, X. Flechard, M. Herbane, M. Labalme, Y. Lemièrre, E. Lienard, F. Mauger, O. Naviliat-Cuncic, D. Rodriguez, and J.C. Thomas

The European Physical Journal Special Topics 150 (2007) 385

**28) The LPCTrap facility: A transparent Paul Trap for the search of exotic couplings in the  $\beta$  decay of  ${}^6\text{He}^+$  ions.**

X. Flechard, G. Ban, J. Blicke, D. Durand, F. Duval, M. Herbane, M. Labalme, Y. Lemièrre, E. Lienard, F. Mauger, A. Mery, O. Naviliat-Cuncic, D. Rodriguez, and J.C. Thomas

Journal of Physics, Conf. Series 58, 431 (2007)

**29) The LPCTrap facility for in-trap decay experiments**

D. Rodriguez, G. Ban, D. Durand, F. Duval, X. Flechard, M. Herbane, M. Labalme, E. Lienard, F. Mauger, A. Mery, O. Naviliat-Cuncic and J.C. Thomas

Hyp. Inter. 174, 15 (2007)

**30) Status of the LPCTrap facility at GANIL**

F. Duval, A. Mery, G. Ban, D. Durand, X. Flechard, M. Labalme, E. Lienard, F. Mauger, O. Naviliat-Cuncic, D. Rodriguez-Rubiales, J.C. Thomas

Nucl. Instr. and Meth. B 266, 4537 (2008)

**31) A new MOTRIMS apparatus for ion-atom collisions and trapped atoms studies**

J. Blicke, X. Fléchar, A. Cassimi, H. Gilles, S. Girard and D. Hennecart

Rev. Sci. Instrum., 79 (2008) 103102

**32) Paul Trapping of radioactive  ${}^6\text{He}^+$  ions and direct observation of their  $\beta$ -decay**

X. Flechard, E. Lienard, A. Mery, D. Rodriguez, G. Ban, D. Durand, F. Duval, M. Herbane, M. Labalme, F. Mauger, O. Naviliat-Cuncic, J.C. Thomas, and Ph. Velten

Phys. Rev. Lett. 101, 212504 (2008)

**33) A new MOTRIMS apparatus for high resolution measurements in ion-atom collisions and trapped atoms studies**

J. Blicke, X. Fléchar, A. Cassimi, H. Gilles, S. Girard and D. Hennecart.,

J. Phys.: Conf. Ser. 163 (2009) 012070

**34) Geant4 Monte Carlo simulations for the LPCTrap setup**

Rodriguez D., Ban G., Durand D., Duval F., Fléchar X., Liénard E., Mauger F., Méry A., Naviliat-Cuncic O., Thomas J.-C., Velten Ph.,

The European Physical Journal A, vol 42, Number 3, (2009)

**35) Measurement of the  ${}^8\text{Li}$  half-life**

Flechard X., Lienard E., Naviliat-Cuncic O., Rodriguez D., Alvarez M.A.G. et al

Physical Review C 82 (2010) 027309

**36) Asymmetry in Multiple-Electron Capture Revealed by Radiative Charge Transfer in Ar Dimers**

Matsumoto J., Leredde A., Flechard X., Hayakawa K., Shiromaru H. et al, Physical Review Letters 105 (2010) 263202

**37) Measurement of the  $\beta$ - $\nu$  correlation coefficient  $a_{\beta\nu}$  in the  $\beta$  decay of trapped  ${}^6\text{He}^+$  ions**

X. Fléchar, Ph. Velten, E. Liénard, A. Méry, D. Rodríguez, G. Ban, D. Durand, F. Mauger, O. Naviliat-Cuncic, and J.C. Thomas

J. Phys. G 38 (2011) 055101

**38) Temperature measurement of  ${}^6\text{He}^+$  ions confined in a transparent Paul trap**

X. Fléchar, G. Ban, D. Durand, E. Liénard, F. Mauger, A. Méry, O. Naviliat-Cuncic, D. Rodríguez and P. Velten

Hyperfine Interactions 199 (2011) 21

**39) The LPCTrap experiment: measurement of the beta-neutrino angular correlation in  $6\text{He}^+$  decay using a transparent Paul trap**

P. Velten, G. Ban, D. Durand, E. Liénard, X. Fléchard, F. Mauger, A. Méry, O. Naviliat-Cuncic, D. Rodríguez, and J-C. Thomas

Hyperfine Interactions 199 (2011) 29-38

**40) Multiple-ionization and dissociation dynamics of rare gas dimer induced by highly charged ion impact**

J. Matsumoto, A. Leredde, X. Flechard, K. Hayakawa, H. Shiromaru, J. Rangama, C. L. Zhou, D. Hennecart, T. Muranaka, A. Mery, B. Gervais, A. Cassimi

Phys. Scr. T144 (2011) 014016

**41) Atomic Matter wave diffraction evidenced in low energy  $\text{Na}^+$  + Rb charge exchange collisions**

A. Leredde, A. Cassimi, X. Flechard, D. Hennecart, H. Jouin, and B. Pons Phys.

Phys. Rev. A 85 (2012) 032710

**42) First Measurement of Pure Electron Shakeoff in the  $\beta$  Decay of Trapped  $^6\text{He}^+$  Ions**

C. Couratin, P. Velten, X. Fléchard, E. Liénard, G. Ban, A. Cassimi, P. Delahaye, D. Durand, D. Hennecart, F. Mauger, A. Méry, O. Naviliat-Cuncic, Z. Patyk, D. Rodríguez, K. Siegien-Iwaniuk, and J-C. Thomas

Phy. Rev. Lett. 108 (2012) 243201

**43) Weak Interaction Studies with  $6\text{He}$**

Authors: A. Knecht, Z. T. Alexander, Y. Bagdasarova, T. M. Cope, B. G. Delbridge, X. Flechard, A. Garcia, R. Hong, E. Lienard, P. Mueller, O. Naviliat-Cuncic, A. S. C. Palmer, R. G. H. Robertson, D. W. Storm, H. E. Swanson, S. Utsuno, W. Williams, C. Wrede, D. W. Zumwalt,

arXiv:1208.6433v1

## Séminaires-workshops

### **1) Double capture dans la collision $\text{Ne}^{10+}$ He à 150 keV par spectroscopie d'impulsion d'ion de recul.**

X.Flechard, S.Duponchel, P.Jardin, A.Cassimi, L.Adoui, D.Hennecart

Exposé présenté au Workshop franco-belge sur les IMC, Septembre 1996, Toulouse, France.

### **2) Experimental Study of Charge Transfer in Alkali Ions - Rb Atoms Collisions using MOTRIMS**

X. Flechard, H. Nguyen, J. Gu, E. Wells, B.D. Depaola, And C.L. Cocke

Atomic Physics Seminar, Avril 2001, Kansas State University

### **3) Ralentissement et piégeage sur SPIRAL: tests du Modèle Standard et futures oportunités en Physique Atomique**

X. Flechard, G. Darius, G. Ban, D. Durand, P. Delahaye, M. Labalme, E. Lienard, M. Herbane F. Mauger, and O. Naviliat.

Séminaire présenté au CIRIL, Caen, Fevrier 2003

### **4) Status Report on the LPC -Paul Trap**

Gilles Ban, Guillaume Darius, Pierre Delahaye, Dominique Durand, Xavier Fléchard, Mustapha Herbane, Marc Labalme, Etienne Liénard, François Mauger, Alain Mery, Oscar Naviliat, Daniel Rodríguez

"Trap Assisted Spectroscopy" Workshop, 30-31 mars 2004, LPC, Caen, France



## **Communications dans des congrès, symposiums**

*(Les communications orales sont marquées d'un \*, l'orateur est souligné)*

### **Double capture dans la collision $\text{Ne}^{10+} + \text{He}$ à 150keV par spectroscopie d'impulsion d'ions de recul.**

X.Flechard, S.Duponchel, P.Jardin, A.Cassimi, L.Adoui, D.Hennecart

Poster présenté au colloque sur « la Dynamique des Ions, des Atomes et des Molécules » (D.I.A.M.), 16-18 Juillet 1996, Bourges, France

### **State selective electron capture in low velocity collisions studied by recoil ion momentum spectroscopy.**

X.Flechard, S.Duponchel, L.Adoui, A.Cassimi, P.Roncin, D.Hennecart

Poster présenté à la XX<sup>th</sup> Int. Conf. on « the Physics of Electronic and Atomic Collisions » (ICPEAC), 23-29 Juillet 1997, Vienne, Autriche

### **An experimental investigation for state-selective single and double electron capture in slow $\text{C}^{5+} - \text{He}$ collisions.**

H.Zhang, X.Flechard, A.Cassimi, L.Adoui, F.Fremont, D.Leclerc, G.Cremer, L.Guillaume, D.Lelievre, A.Lepoutre, D.Hennecart

Poster présenté à « European Group for Atomic Spectroscopy » Conf. (EGAS), 5-9 Juillet 1999, Marseille, France

### **Mechanisms in the double electron capture process at low collision energy: theory and experiment.**

X.Flechard, C.Harel, H.Jouin, B.Pons, L.Adoui, F.Fremont, A.Cassimi, D.Hennecart

Poster à X<sup>th</sup> Int. Conf. on « the physics of Highly Charged Ions »(HCI), 29 Juillet au 3 Août 2000, Berkeley, USA.

### **Using Trapped Atoms as a Cold Target for Recoil Ion Momentum Spectroscopy Measurements of Atomic Collisions.**

X. Flechard, H. Nguyen, J. Gu, E. Wells, B.D. DePaola, And C.L. Cocke

Poster à la XVI<sup>th</sup> Int. Conf. on the « Application of Accelerators in Research and Industry » (CAARI 2000), 1-4 Novembre 2000, Denton, U.S.A.

### **Double electron capture process at low energy: mechanisms and stabilization ratios.**

X.Flechard, C.Harel, H.Jouin, B.Pons, F.Fremont, A.Cassimi, D.Hennecart

Poster à la XVI<sup>th</sup> Int. Conf. on the « Application of Accelerators in Research and Industry » (CAARI 2000), 1-4 Novembre 2000, Denton, U.S.A.

### **Stark-induced X-Ray emission from Rydberg states of H-like and He-like silicon.**

S.R. Lundeen, R.A. Komara, C.W. Fehrenbach, X. Flechard, And B.D. DePaola

Poster présenté à la XXII<sup>th</sup> Int. Conf. on « the Physics of Electronic and Atomic Collisions » (ICPEAC), 18-24 Juillet 2001, Santa Fe, New Mexico, USA

### **State selective single and multiple electron capture in 105 keV $^{15}\text{N}^{7+} + \text{Ne}$ collision.**

Hualin Zhang, X. Flechard, A. Cassimi, L. Adoui, G. Cremer, F. Fremont, And D. Hennecart

Poster présenté à la XXII<sup>th</sup> Int. Conf. on « the Physics of Electronic and Atomic Collisions » (ICPEAC), 18-24 Juillet 2001, Santa Fe, New Mexico, USA

### **First results with the KSU MOTRIMS: Charge transfer in $\text{Cs}^+ + \text{Rb}(5s)$ , $\text{Rb}(5p)$ and $\text{Na}^+ + \text{Rb}(5s)$ , $\text{Rb}(5p)$ low energy collisions.**

X. Flechard, H. Nguyen, H.A. Camp, C.W. Fehrenbach, C.L. Cocke, And B.D. DePaola

Poster présenté à la XXII<sup>th</sup> Int. Conf. on « the Physics of Electronic and Atomic Collisions » (ICPEAC), 18-24 Juillet 2001, Santa Fe, New Mexico, USA

### **Low energy alkali ion collisions with ground and excited state Rb, investigated using MOTRIMS.\***

X. Flechard, H. Nguyen, M. Stauffer, S.L. Lundeen, And B.D. DePaola

Exposé invité présenté au XVII «International symposium on ion-atom collisions» (ISIAC) 26-27 juillet 2001, Hotel Real Del Mar, Baja California, Mexique.

### **Stark-induced X-ray emission from high Rydberg states of H-like and He-like Silicon.**

M.A. Gearba, R.A. Komara, S.R. Lundeen, W.G. Sturuss, C.W. Fehrenbach, X. Flechard, B.D. DePaola.

Poster présenté au joint meeting of the Division of Atomic, Molecular, and Optical Physics of the American Physical Society (DAMOP), mai 2002, Williamsburg, Virginia.

**Differential charge-transfer cross sections for Na<sup>+</sup> with Rb collisions at low energies**

Teck Ghee Lee, Hai Nguyen, Flechard Xavier, Brett Depaola, Chii Dong Lin.

Poster présenté au joint meeting of the Division of Atomic, Molecular, and Optical Physics of the American Physical Society (DAMOP), mai 2002, Williamsburg, Virginia, USA.

**Absolute Photo-Ionization Rate Measurements Using Ion Imaging Techniques**

B.D. Depaola, H Nguyen, R. Bredy, H.A. Camp, X. Flechard, and Z. Chang.

Poster présenté à la Eighteenth International Conference on Atomic Physics (ICAP), July 28 to August 2, 2002, Cambridge, Massachusetts, USA.

**Ion – Atom Collisions as a Probe of Population Dynamics in a MOT**

B.D. Depaola, R. Bredy, H Nguyen, H.A. Camp, and X. Flechard.

Poster présenté à la Eighteenth International Conference on Atomic Physics (ICAP), July 28 to August 2, 2002, Cambridge, Massachusetts, USA.

**Charge Transfer in Low Energy Collisions Between Alkali Ions and Cold Rubidium**

**Target Atoms Studied by the MOTRIMS Technique**

R. Brédy, H. Nguyen, H. A. Camp, X. Flechard and B. D. DePaola

Poster présenté à la Eleventh International Conference on the Physics of Highly Charged Ions (HCI), September 1 -6, 2002, Caen.

**Coincident Auger electron and recoil ion momentum spectroscopy for low-energy ion-atom collisions**

G.Laurent, M.Tarisien, X.Fléchard, P.Jardin, L.Guillaume, P.Sobocinski, L.Adoui, A.Bordenave-Montesquieu, D.Bordenave-Montesquieu, J.Y.Chesnel, F.Frémont, D.Hennecart, E.Liénard, L.Maunoury, P.Moretto-Capelle, A.Cassimi.

Poster présenté à la Eleventh International Conference on the Physics of Highly Charged Ions (HCI), September 1 -6, 2002, Caen.

**A Radio Frequency Quadrupole Cooler Buncher for the transport of Light Radioactive Ions**

G. Darius, G. Ban, D. Durand, P. Delahaye, E. Lienard, F. Mauger, X. Flechard, and O. Naviliat.

Poster présenté à la Eleventh International Conference on the Physics of Highly Charged Ions (HCI), September 1 -6, 2002, Caen.

**A new paul trap geometry for a measurement of  $\beta$  -  $\nu$  angular correlation in <sup>6</sup>He decay**

G. Darius, G. Ban, D. Durand, P. Delahaye, E. Lienard, F. Mauger, X. Flechard, and O. Naviliat.

Poster présenté à la Eleventh International Conference on the Physics of Highly Charged Ions (HCI), September 1 -6, 2002, Caen.

**Ultra-cold Neutrons at PSI**

K.Kirch, E. Aleksandrov, F. Atchinson, M. Balabas, G. Ban, G. Bison, K. Bodek, Yu. Borisov, B. Van den Brandt, T. Brys, M. Daum, S. Dimitriev, N. Dovator, P. Fierlinger, X. Fléchard, A. Fomin, P. Geltenbort, M. Gierch, W. Gloor, St. Gröger, P. Hautle, G. Heidenreich, R. Henneck, A. Ivanov, S. Joray, S. Kalcheva, V. Kartochkin, M. Karuzin, A. Kharitonov, S. Kistryn, K. Kohlik, J. A. Konter, I. Krasnosheikova, G. Kühne, V. Kulyasov, M. Labalme, M. Lasakov, T. Lefort, E. Liénard, A. Magiera, S. Mango, V. Marchenkov, V. Mityukhlyaev, A. Murashkin, O. Naviliat, H. Obermeier, A. Pazgalev, Ch. Perret, A. Pichlmeier, I. Potapov, U. Rorher, M. Sazhin, U. Schmidt, A. Serebrov, G. Shmelev, I. Shoka, V. Shustov, E. Siber, R. Taldaev, H.J. Temnizer, D. Tytz, V. Varlamov, A. Vasiliev, A. Weis, R. Wynands, A. Zakharov, J. Zejma and J. Zmeskal

Int. Workshop on Exotic Atoms – Future Perspectives (EXA2002), Vienne, novembre 2002

**Test of a Radio frequency Quadrupole Cooler and Buncher for the transport of Light Radioactive ions**

G. Ban, G. Darius, P. Delahaye, D. Durand, X. Flechard, M. Herbane, M. Labalme, E. Lienard, F. Mauger, A. Méry, and O. Naviliat

NIPNET/HITRAP/IONCATCHER Joint Meeting, La Londe-Les-Maures, mai 2003

**Electron emission following fast ion – D<sub>2</sub> collisions**

G. Laurent, M. Tarisien, S. Legendre, X. Flechard, L. Adoui, A. Cassimi, B. Gervais, L. Maunoury, M. Galassi, P. Fainstein, R. Rivarola

Poster présenté a la XXIII<sup>th</sup> Int. Conf. on « the Physics of Electronic and Atomic Collisions » (ICPEAC), 23-29 Juillet 2003, Stockholm, Sweden

**A new trapping facility for precision experiments on low energy beam**

G. Ban, B. Ban, G. Darius, P. Delahaye, D. Durand, X. Flechard, M. Herbane, M. Labalme, E. Lienard, F. Mauger, and O. Naviliat

Poster présenté a la XXIII<sup>th</sup> Int. Conf. on «the Physics of Electronic and Atomic Collisions» (ICPEAC), 23-29 Juillet 2003, Stockholm, Sweden

**Guiding ions through a rfq cooler-buncher: model simulations versus experimental results and charge exchange cross sections measurement at thermal collision energy**

G. Ban, B. Ban, G. Darius, P. Delahaye, D. Durand, X. Flechard, M. Herbane, M. Labalme, E. Lienard, F. Mauger, and O. Naviliat

Poster présenté a la XXIII<sup>th</sup> Int. Conf. on «the Physics of Electronic and Atomic Collisions» (ICPEAC), 23-29 Juillet 2003, Stockholm, Sweden

**Search for Exotic Couplings in Nuclear Beta Decay**

G. Ban, G. Darius, D. Durand, X. Flechard, M. Herbane, M. Labalme, E. Lienard, F. Mauger, and O. Naviliat

Int. Workshop on Physics with AGATA, mars 2004, Orsay

**First tests of <sup>6</sup>Li doped glass scintillators for ultra cold neutron detection**

G. Ban, X. Fléchar, M. Labalme, T. Lefort, E. Liénard, O. Naviliat-Cuncic, P. Fierlinger, K. Kirch, K. Bodek, P. Gelterbort.

Precision measurements with Slow Neutrons Conference, 5-7 avril 2004, NIST, Gaithersburg Mariland, Etats Unis

**Multi-chamber EDM spectrometer**

A. Serebrov, E. Aleksandrov, M. Balabas, G. Ban, G. Bison, K. Bodek, Yu. Borisov, T. Brys, M. Daum, S. Dimitriev, N. Dovator, O. Dymshits, P. Fierlinger, X. Fléchar, A. Fomin, P. Geltenbort, St. Gröger, R. Henneck, A. Ivanov, V. Kartochkin, M. Karuzin, A. Kharitonov, K. Kirch, S. Kistryn, I. Krasnosheikova, G. Kühne, V. Kulyasov, M. Labalme, M. Lasakov, T. Lefort, E. Liénard, A. Magiera, A. Murashkin, O. Naviliat, A. Pazgalev, A. Pichlmeier, M. Sazhin, U. Shmidt, A. Shashkin, G. Shmelev, I. Shoka, E. Siber, R. Taldaev, V. Varlamov, A. Vasiliev, A. Weis, R. Wynands, J. Zejma and J. Zmeskal

Precision measurements with Slow Neutrons Conference, 5-7 avril 2004, NIST, Gaithersburg Mariland, Etats Unis

**Tests of <sup>6</sup>Li doped glass scintillators for the detection of UCN**

G. Ban, X. Fléchar, M. Labalme, T. Lefort, E. Liénard, O. Naviliat-Cuncic, P. Fierlinger, K. Kirch, P. Gelterbort, and K. Bodek,

Prospective Workshop The Neutron, a tool and an object for fundamental and nuclear physics applications, Grenoble, mai 2004

**A new trapping facility at LIRAT/SPIRAL/GANIL Low Energy Area**

G. Darius, A. Mery, M. Herbane, D. Rodriguez, G. Ban, P. Delahaye, D. Durand, X. Flechard, M. Labalme, E. Lienard, F. Mauger, and O. Naviliat

Poster présenté au XIV<sup>ème</sup> Colloque GANIL, 6-10 Juin 2004, Giens, France

**Application of Ion Traps in Nuclear and Weak Interaction Physics**

P. Delahaye, F. Ames, G. Ban, K. Blaum, X. Fléchar, F. Herfurht, A. Kellerbauer, H.J. Kluge, A. Méry, O. Naviliat-Cuncic, and F. Wenander

Int. Nuclear Physics Conference (INPC04), juin 2004, Göteborg

**Search for Exotic Currents in the  $\beta$  decay of <sup>6</sup>He<sup>+</sup> ions using a transparent Paul Trap**

X. Flechard, G. Ban, G. Darius, P. Delahaye, D. Durand, M. Herbane, M. Labalme, E. Lienard, F. Mauger, A. Mery, O. Naviliat, and D. Rodriguez

Poster présenté à la VIII<sup>ème</sup> European Conférence on Atomic and Molecular Physics (ECAMP), 6-10 Juillet 2004, Rennes, France

**Search for Exotic Currents in  $\beta$  decay of <sup>6</sup>He<sup>+</sup> ions using a transparent Paul Trap**

X. Flechard, G. Ban, G. Darius, P. Delahaye, D. Durand, M. Herbane, M. Labalme, E. Lienard, F. Mauger, A. Mery, O. Naviliat, and D. Rodriguez

Euro School on Exotic Beams, août 2004, Guildford

**Measurement of the  $\beta$ - $\nu$  correlation in <sup>6</sup>He using a transparent Paul Trap**

D. Rodriguez, A. Mery, M. Herbane, G. Darius, G. Ban, P. Delahaye, D. Durand, X. Flechard, M. Labalme, E. Lienard, F. Mauger, and O. Naviliat

Poster présenté à la Fourth International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM), 12-16 Septembre 2004, Callaway Gardens, Georgia, Etats Unis

**Tests of  ${}^6\text{Li}$  doped glass scintillators for the detection of UCN**

G. Ban, X. Fléchar, M. Labalme, T. Lefort, E. Liénard, O. Naviliat-Cuncic, P. Fierlinger, K. Kirch, P. Gelterbort, and K. Bodek,

Nuclear Science Symp., Medical Imaging Conf., Symp. On Nuclear Power Systems and XIV Int. Workshop on Room Temperature Semiconductor, X – and Gamma-ray Detectors, octobre 2004, Rome

**Measurement of Excited State Fraction in aMOT versus Laser Detuning**

M. A. Gearba, H. A. Camp, M. H. Shah, M. L. Trachy, H. Nguyen, R. Bredy, X. Fléchar, and B. D. Depaola

2005 joint meeting of the Division of Atomic, Molecular, and Optical Physics of the American Physical Society (DAMOP), Mai 2005, Lincoln, Nebraska

**Charge transfer cross Section measurement in  $\text{Na}^+ + \text{Rb}$  (4d)**

M. H. Shah, H. A. Camp, M. L. Trachy, X. Fléchar, M. A. Gearba, H. Nguyen, R. Bredy, S. R. Lundeen, and B. D. Depaola

2005 joint meeting of the Division of Atomic, Molecular, and Optical Physics of the American Physical Society (DAMOP), Mai 2005, Lincoln, Nebraska

**Ion-induced triatomic molecular fragmentation dynamics**

T. Muranaka, S. Legendre, M. Tarisien, X. Flechar, L. Adoui, D. Hennecart, E. Giglio, B. Gervais and A. Cassimi

The Sixth International Symposium on Swift Heavy Ions in Matter (SHIM2005) May 28 - 31, 2005, Aschaffenburg (Bavaria), Allemagne

**Ion-induced triatomic molecular fragmentation dynamics**

T. Muranaka, S. Legendre, M. Tarisien, X. Flechar, L. Adoui, D. Hennecart, E. Giglio, B. Gervais and A. Cassimi

XXIV International Conference on Photonic, Electronic and Atomic Collisions (ICPEAC), 20-26 juillet 2005, Rosario, Argentine

**Measurement of the  $\beta$ -v correlation in  ${}^6\text{He}$  using a transparent Paul trap**

E. Liénard, G. Ban, G. Darius, D. Durand, X. Fléchar, M. Herbane, M. Labalme, F. Mauger, A. Mery, O. Naviliat-Cuncic and D. Rodriguez

Frontiers in Nuclear Structure, Astrophysics, and Reactions : FINUSTAR, 12-17 September 2005, Isle of Kos, Greece

**Measurement of the electron-neutrino angular correlation in  ${}^6\text{He}$  decay\***

O. Naviliat-Cuncic, G. Ban, D. Durand, F. Duval, X. Flechar, M. Herbane, M. Labalme, E. Lienard, F. Mauger, A. Mery and D. Rodriguez-Rubiales

Conference on the Intersection of Particle and Nuclear Physics (CIPANP2006), 30 mai - 3 juin 2006, Westin Rio Mar Beach, Puerto Rico

**Search for tensor couplings in the weak interaction\***

A. Mery, G. Ban, J. Blic, D. Durand, F. Duval, X. Flechar, M. Herbane, M. Labalme, Y. Lemiere, E. Lienard, F. Mauger, , O. Naviliat-Cuncic, J.C. Thomas, and D. Rodriguez

The Seventh International Conference on Radioactive Nuclear Beams (RNB7) Cortina d'Ampezzo, Italy July 3 - 7, 2006

**The LPCTrap facility: A transparent Paul Trap for the search of exotic couplings in the  $\beta$  decay of  ${}^6\text{He}^+$  ions.\***

X. Flechar, G. Ban, J. Blic, D. Durand, F. Duval, M. Herbane, M. Labalme, Y. Lemiere, E. Lienard, F. Mauger, A. Mery, O. Naviliat-Cuncic, J.C. Thomas, and D. Rodriguez

13th International Conference on the Physics of Highly charged ions (HCI2006) 28 août – 1<sup>er</sup> septembre 2006, Queen's University, Belfast, Royaume Uni

**A new MOTRIMS setup for high resolution measurements in ion-atom collisions**

X. Flechar, J. Blic, A. Cassimi, J. Delaubert, H. Gilles, S. Girard, and D. Hennecart

13th International Conference on the Physics of Highly charged ions (HCI2006) 28 août – 1<sup>er</sup> septembre 2006, Queen's University, Belfast, Royaume Uni.

**Quadrupole and dipole excitation in RFQ Traps for light ion beams**

F. Duval, D. Rodriguez, G. Ban, D. Durand, X. Flechar, M. Labalme, E. Lienard, F. Mauger, A. Mery, O. Naviliat-Cuncic and J.C. Thomas

International Conference on Trapped Charged Particles and Fundamental Physics (IPC06), 3 – 8 septembre 2006, Parksville, BC – Canada

**The LPCTrap facility for in-trap decay experiments\***

D. Rodriguez, G. Ban, D. Durand, F. Duval, X. Flechard, M. Herbane, M. Labalme, E. Lienard, F. Mauger, A. Mery, O. Naviliat-Cuncic and J.C. Thomas

International Conference on Trapped Charged Particles and Fundamental Physics (IPC06), 3 – 8 septembre 2006, Parksville, BC – Canada

**Measurement of the  $\beta$ -v correlation in  ${}^6\text{He}$  using a transparent Paul trap\***

E. Lienard, G. Ban, J. Blicke, D. Durand, F. Duval, X. Flechard, M. Herbane, M. Labalme, Y. Lemière, F. Mauger, A. Mery, O. Naviliat-Cuncic, D. Rodriguez and J.C. Thomas

International Conference on Trapped Charged Particles and Fundamental Physics (IPC06), 3 – 8 septembre 2006, Parksville, BC – Canada

**Ion-atom collisions using the MOTRIMS technique**

J. Blicke and X. Flechard

International Conference on Photonic, Electronic and Atomic Collisions (ICPEAC2007), 25-31 juillet 2007, Freiburg, Allemagne

**Tests of the Standard Model with trapped and cooled radioactive ions using a transparent Paul Trap**

X. Flechard, G. Ban, D. Durand, M. Herbane, M. Labalme, E. Lienard, F. Mauger, A. Mery, O. Naviliat-Cuncic, D. Rodriguez and J.C. Thomas

International Conference on Photonic, Electronic and Atomic Collisions (ICPEAC2007), 25-31 juillet 2007, Freiburg, Allemagne

**Tests of the Standard Model with Trapped and cooled radioactive ions using a transparent Paul trap**

X. Flechard, G. Ban, D. Durand, M. Herbane, M. Labalme, E. Lienard, F. Mauger, A. Mery, O. Naviliat-Cuncic, D. Rodriguez, and J.C. Thomas

20th International Symposium on Ion-Atom Collisions (ISIAC) 1 - 4 aout 2007, Agios Nikolaos, Crete, Grece

**Status of the LPCTrap facility at GANIL\***

F. Duval, A. Mery, G. Ban, D. Durand, X. Flechard, M. Labalme, E. Lienard, F. Mauger, O. Naviliat-Cuncic, D. Rodriguez-Rubiales, J.C. Thomas

XV<sup>th</sup> International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications (EMIS2007), 24-29 juin 2007, Deauville, France

**A new MOTRIMS apparatus for high resolution measurements in ion-atom collisions and trapped atoms studies**

J. Blicke, X. Fléchar, A. Cassimi, H. Gilles, S. Girard and D. Hennecart.,

14<sup>th</sup> International Conference on the Physics of Highly Charged Ions (HCI2008), 1-5 septembre 2008, Chofu, Tokyo, Japon.

**Electron shake off in the  $\beta$  decay of trapped  ${}^6\text{He}^+$  ions**

X. Fléchar, G. Ban, C. Couratin, D. Durand, E. Liénard, F. Mauger, A. Mery, O. Naviliat-Cuncic, D. Rodríguez and P. Velten,

14<sup>th</sup> International Conference on the Physics of Highly Charged Ions (HCI2008), 1-5 septembre 2008, Chofu, Tokyo, Japon.

**Precision measurements in  $\beta$  decay trapped and cooled radioactive ions\***

Ban G., Durand D., Fléchar X., Liénard E., Mauger F., Méry A., Navilliat O., Rodriguez D., Thomas J.C., Velten Ph., EURORIB'08 Giens France 2008-06-09 2008-06-13

**Beta Neutrino Correlation Measurement with Trapped Radioactive Ions\***

Velten P., Mery A., Ban G., Durand D., Flechard X., Lienard E., Mauger F., Naviliat-Cuncic O., Rodriguez D., Thomas J.C., () PANIC 2008 Eilat Israël 2008-11-09 2008-11-14

**Correlation measurement in the beta decay of trapped  ${}^6\text{He}^+$  ions\***

Liénard E., Ban G., Durand D., Fléchar X., Mauger F., Méry A., Naviliat-Cuncic O., Rodríguez D., Thomas J.-C., Velten P., SPIRAL () 8th International Conference on Radioactive Nuclear Beams (RNB8) Grand Rapids États-Unis d'Amérique 2009-05-26 2009-05-30

**Beta Neutrino Correlation Measurement with Trapped Radioactive Ions**

Velten Ph., Mery A., Ban G., Durand D., Flechard X., Lienard E., Mauger F., Naviliat-Cuncic O., Rodriguez D., Thomas J.C.

International Symposium on Exotic Nuclei “EXON-2009” Sochi, 28 September - 2 October 2009

**Charge Mobility in Rare Gas Clusters**

J.Matsumoto, A.Leredde, K.Hayakawa, H.Shiromaru, X.Fléchard, J.Rangama, D.Hennecart, T.Muranaka, A.Cassimi

International symposium on ion-atom collisions “XXI ISIAC 2009”, July 17-20 2009 Old Dominion, University Norfolk, Virginia, USA

**Temperature measurement of  ${}^6\text{He}^+$  ions confined in a transparent Paul trap**

X. Fléchar<sup>1</sup>, G. Ban<sup>1</sup>, D. Durand<sup>1</sup>, E. Liénard<sup>1</sup>, F. Mauger<sup>1</sup>, A. Méry<sup>2</sup>, O. Naviliat-Cuncic<sup>1</sup>, D. Rodríguez<sup>3</sup> and P. Velten<sup>1</sup>

International conference Trapped Charged Particles “TCP2010”, 12-16 avril 2010, Saariselka, Finlande

**The LPCTrap experiment: measurement of the beta-neutrino angular correlation in  ${}^6\text{He}^+$  decay using a transparent Paul trap**

P. Velten<sup>1</sup>, G. Ban<sup>1</sup>, D. Durand<sup>1</sup>, E. Liénard<sup>1</sup>, X. Fléchar<sup>1</sup>, F. Mauger<sup>1</sup>, A. Méry<sup>2</sup>, O. Naviliat-Cuncic<sup>1</sup>, D. Rodríguez<sup>3</sup>, and J-C. Thomas

International conference Trapped Charged Particles “TCP2010”, 12-16 avril 2010, Saariselka, Finlande

**Measurement of the  $\beta$ - $\nu$  angular correlation in the decay of trapped  ${}^6\text{He}^+$  ions\***

Physics of fundamental symmetries and interactions-PSI2010 Workshop, Villigen, Suisse (2010)

X. Fléchar

## **Annexe II : Sélection d'articles**

**[37] Measurement of the  $\beta$ - $\nu$  correlation coefficient  $a_{\beta\nu}$  in the  $\beta$  decay of trapped  ${}^6\text{He}^+$  ions Interactions**



# Measurement of the $\beta$ - $\nu$ correlation coefficient $a_{\beta\nu}$ in the $\beta$ decay of trapped ${}^6\text{He}^+$ ions

X Flécharde<sup>1</sup>, Ph Velten<sup>1</sup>, E Liénard<sup>1</sup>, A Méry<sup>2</sup>, D Rodríguez<sup>3</sup>, G Ban<sup>1</sup>,  
D Durand<sup>1</sup>, F Mauger<sup>1</sup>, O Naviliat-Cuncic<sup>1,4</sup> and J C Thomas<sup>5</sup>

<sup>1</sup> LPC Caen, ENSICAEN, Université de Caen, CNRS/IN2P3, Caen, France

<sup>2</sup> CIMAP, CEA/CNRS/ENSICAEN, Université de Caen, Caen, France

<sup>3</sup> Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad de Granada, 18071, Granada, Spain

<sup>4</sup> NSCL and Department of Physics and Astronomy, Michigan State University, East-Lansing, MI, USA

<sup>5</sup> GANIL, CEA/DSM-CNRS/IN2P3, Caen, France

E-mail: [flecharde@lpccaen.in2p3.fr](mailto:flecharde@lpccaen.in2p3.fr)

Received 7 December 2010

Published 18 March 2011

Online at [stacks.iop.org/JPhysG/38/055101](http://stacks.iop.org/JPhysG/38/055101)

## Abstract

We have measured the  $\beta$ - $\nu$  angular correlation in the  $\beta$  decay of  ${}^6\text{He}^+$  ions using a transparent Paul trap. The  ${}^6\text{He}^+$  ions, produced at GANIL, were first cooled and bunched before being injected in the LPCTrap setup. The angular correlation was inferred from the time of flight of recoil nuclei detected in coincidence with the  $\beta$  particles. The detection system gives access to the full  $\beta$  decay kinematics, providing means to check the data reliability and to reject a large fraction of background. We find  $a_{\beta\nu} = -0.3335(73)_{\text{stat}}(75)_{\text{sys}}$ , in agreement with the standard model prediction for a pure Gamow–Teller transition.

(Some figures in this article are in colour only in the electronic version)

## 1. Introduction

The generalization of Fermi's original theory of the  $\beta$  decay allows for five different Lorentz invariant contributions to the  $\beta$  decay Hamiltonian. These are the scalar ( $S$ ), vector ( $V$ ), tensor ( $T$ ), axial-vector ( $A$ ) and pseudoscalar ( $P$ ) interactions. The  $P$  interaction can be neglected in the non-relativistic description of nucleons, but the respective coupling constants  $C_i$  and  $C'_i$  ( $i = S, V, A, T$ ) had to be determined from experiments. The existence of both,  $C_i$  and  $C'_i$  couplings, is related to transformation properties under parity, with  $|C_i| = |C'_i|$  corresponding to maximum parity violation. The  $V$  and  $A$  character of the weak interaction, postulated by Feynman and Gell-Man [1], was experimentally established 50 years ago [2]. Within the  $V$ - $A$  theory embedded in the standard model (SM),  $S$ - and  $T$ -type interactions are excluded.

However, the experimental constraints on these couplings (in particular assuming right-handed couplings in the scalar and tensor sector) remain strikingly loose. A global analysis of data from both neutron and nuclear  $\beta$  decay experiments [3] yielded  $|C_S/C_V| < 0.07$  and  $|C_T/C_A| < 0.08$  (95.5% C.L.), which still allows sizeable scalar and tensor contributions.

The precise measurement of the beta–neutrino angular correlation coefficient,  $a_{\beta\nu}$ , in the nuclear  $\beta$  decay is a direct and sensitive tool to search for  $S$  and  $T$  exotic contributions. For allowed transitions and non-oriented nuclei, the angular correlation coefficient  $a_{\beta\nu}$  can be inferred from the distribution in the electron and neutrino directions and in the electron energy [4]

$$\omega(E_e, \Omega_e, \Omega_\nu) = \frac{F(\pm Z, E_e)}{(2\pi)^5} p_e E_e (E_0 - E_e)^2 \frac{1}{2} \xi \left( 1 + a_{\beta\nu} \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m}{E_e} \right), \quad (1)$$

where  $E_e$ ,  $\vec{p}_e$  and  $\Omega_e$  denote the total energy, momentum and angular coordinates of the  $\beta$  particle, respectively, and similarly for the neutrino.  $F(\pm Z, E_e)$  is the Fermi function ( $\pm$  sign referring to  $\beta^-$  and  $\beta^+$  decays),  $E_0$  is the total energy available in the transition and  $m$  is the electron rest mass. The common factor  $\xi$ ,  $a_{\beta\nu}$ , and the Fierz interference term  $b$  are determined by the fundamental weak coupling constants  $C_i$  and  $C'_i$  ( $i = S, V, A, T$ ), and by the Fermi (Gamow–Teller) nuclear matrix elements  $M_F$  ( $M_{GT}$ ):

$$\xi = |M_F|^2 (|C_S|^2 + |C_V|^2 + |C'_S|^2 + |C'_V|^2) + |M_{GT}|^2 (|C_T|^2 + |C_A|^2 + |C'_T|^2 + |C'_A|^2) \quad (2)$$

$$a_{\beta\nu} \xi = |M_F|^2 \left[ |C_V|^2 + |C'_V|^2 - |C_S|^2 - |C'_S|^2 \mp 2 \frac{\alpha Z m}{p_e} \text{Im}(C_S C_V^* + C'_S C'_V) \right] \\ + \frac{|M_{GT}|^2}{3} \left[ |C_T|^2 + |C'_T|^2 - |C_A|^2 - |C'_A|^2 \pm 2 \frac{\alpha Z m}{p_e} \text{Im}(C_T C_A^* + C'_T C'_A) \right] \quad (3)$$

and

$$b = \pm 2 \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2} \text{Re} [ |M_F|^2 (C_S C_V^* + C'_S C'_V) + |M_{GT}|^2 (C_T C_A^* + C'_T C'_A) ] \xi^{-1}. \quad (4)$$

We note that the  $a_{\beta\nu}$  coefficient depends on the  $C_S$  and  $C'_S$  couplings in a pure Fermi transition, and on the  $C_T$  and  $C'_T$  couplings in a pure Gamow–Teller transition. In the SM, assuming maximal parity violation and neglecting effects due to  $CP$  violation in the light quark sector,  $C_i = C'_i$  and  $\text{Im}(C_i) = \text{Im}(C'_i) = 0$  for  $i = V, A$  and  $C_i = C'_i = 0$  for  $i = S, T$ . The beta–neutrino angular correlation  $a_{\beta\nu}$  is then given by

$$a_{\beta\nu} = \frac{1 - \rho^2/3}{1 + \rho^2}, \quad (5)$$

where  $\rho$  is the mixing ratio

$$\rho = \frac{C_A M_{GT}}{C_V M_F} \quad (6)$$

leading to  $a_{\beta\nu} = 1$  for a pure Fermi transition, and  $a_{\beta\nu} = -1/3$  for a pure Gamow–Teller transition. Since neutrinos are too difficult to detect, the most sensitive observable for an angular correlation measurement is the energy of the recoiling daughter nucleus.

In the past two decades, several precise measurements of the  $\beta$ – $\nu$  angular correlation in pure Fermi transitions were performed by measuring the Doppler shift of gamma rays following the  $\beta$  decay of  $^{18}\text{Ne}$  [5] or the kinematic shifts of protons in the  $^{32}\text{Ar}$  decay [6]. More recently, measurements used the confinement of  $^{38}\text{K}^m$  radioactive atoms in a magneto-optical trap (MOT) [7]. In that experiment, the atomic sample was held nearly at rest in high vacuum. The  $\beta$  particles and recoil ions were detected in coincidence with minimal

disturbance from the environment, and the recoil ion energy was inferred from their time of flight (TOF). This experiment yielded a relative precision of 0.46%. Vetter *et al* [8] used a similar technique to measure  $a_{\beta\nu}$  in the mixed transition of  $^{21}\text{Na}$  which resulted in a relative precision at the level of 1%. All these measurements, mainly probing the existence of scalar currents, were found in agreement with the SM predictions.

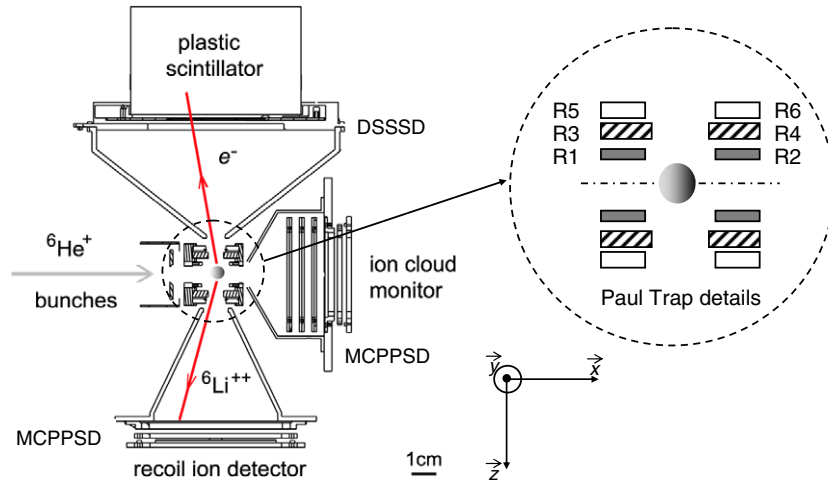
For pure Gamow–Teller transitions, the last experiments were performed nearly 50 years ago in the  $\beta$  decay of  $^6\text{He}$  [9–11] and  $^{23}\text{Ne}$  [2, 12]. Only one measurement in the decay of  $^6\text{He}$  [9] was performed with a relative precision at the level of 1%, yielding  $a_{\beta\nu} = -0.3308(30)$  after inclusion of radiative and induced second-class current corrections [13]. To search for (or better constrain) tensor coupling contributions, new experiments using modern trapping techniques coupled to radioactive beams with high production rates are very promising. They provide new independent measurements, reduce instrumental effects such as the scattering of electrons in matter, and allow the detection of the  $\beta$  particles and recoil ions in coincidence, thus providing a better control of systematic effects. Even if MOTs have successfully been used with radioactive noble gas atoms in precision experiments [14, 15], they are efficiency limited for correlation measurements. This is not the case for ion traps [16, 17] which are suitable for any kind of singly charged ions. In this context, the WITCH setup being developed at ISOLDE-CERN to measure  $a_{\beta\nu}$  in the  $\beta$  decay of  $^{35}\text{Ar}$  is based on a Penning trap coupled to a retardation spectrometer [18, 19], and the LPCTrap installed at GANIL is a transparent Paul trap dedicated to correlation measurements [20, 21].

Concerning the nuclei of interest for such studies, the  $^6\text{He}$  nucleus is particularly suitable for a  $\beta$ – $\nu$  angular correlation measurement: (1) it has a pure Gamow–Teller transition, (2) the decay involves a single branch to the  $^6\text{Li}$  ground state, (3) its half-life,  $T_{1/2} = 807$  ms, is in the range required for efficient trapping and (4) a high production rate can be achieved by the SPIRAL source at GANIL. The LPCTrap setup was thus designed to allow an efficient trapping of light ions such as  $^6\text{He}^+$ .

## 2. The LPCTrap experimental setup

The experimental setup, installed at the low-energy beamline LIRAT of the GANIL-SPIRAL facility, has already been described in detail elsewhere [20–22]. The radioactive  $^6\text{He}^+$  ions were produced by a primary  $^{13}\text{C}$  beam at  $75\text{ MeV A}^{-1}$  bombarding a graphite target coupled to an ECR ion source. The beam was mass separated by a dipole magnet having a resolving power of  $M/\Delta M \sim 250$  and delivered to the LPCTrap at  $10\text{ keV}$  through the LIRAT beamline. Even after mass separation, the largest fraction of the  $\sim 10\text{ nA}$  ion beam was composed of stable  $^{12}\text{C}^{2+}$  ions. The typical  $^6\text{He}^+$  intensity in the incident ion beam was  $1.5 \times 10^8\text{ s}^{-1}$ , as measured by implanting a calibrated fraction of the beam on a retractable silicon detector.

The LPCTrap comprises a radio frequency cooler and buncher (RFQCB) for beam preparation [23], a short transport line with beam optics and diagnostics and the detection chamber containing the transparent Paul trap. The incident  $^6\text{He}^+$  ions are first decelerated below  $50\text{ eV}$  by the high voltage applied to the RFQCB platform; they are then cooled down with a  $7 \times 10^{-3}\text{ mbar}$  pressure of  $\text{H}_2$  buffer gas, and bunched close to the exit of the quadrupole. During this process, the  $^{12}\text{C}^{2+}$  ions undergo singly charge exchange with  $\text{H}_2$  molecules and are eventually lost on the walls of the RFQCB. The  $^6\text{He}^+$  bunches are extracted from the RFQ at a repetition rate of  $10\text{ Hz}$ , and reaccelerated up to  $1\text{ keV}$  using a first pulsed cavity located at the entrance of the transport beamline. A second pulsed cavity reduces the kinetic energy of the ions down to  $100\text{ eV}$  for an efficient injection into the Paul trap. The Paul trap, shown in figure 1, is made of six stainless steel rings. This trap geometry allows the application of suitable voltages for an efficient injection, and for the extraction of ions towards a

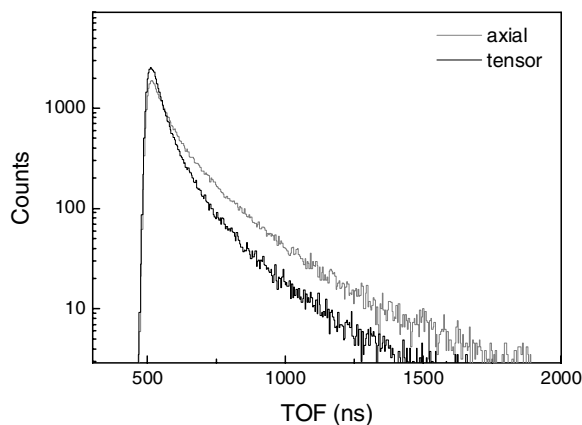


**Figure 1.** Top view of the detection chamber (see the text). An enlarged view of the Paul trap is shown in the zoom. The six rings are labelled R1–R6.

micro-channel plate position sensitive detector (MCPSPD) dedicated to the ion cloud monitoring [20].

In the run described in this paper, an average of 700 ions were successfully trapped for each injection of an ion bunch, and the storage time of the ions in the trap was found to be  $\sim 240$  ms, after accounting for the losses due to the  $\beta$  decay. The RF voltage applied to the rings R1 and R2 was set to  $120 V_{pp}$  at 1.15 MHz. During the first 25 ms of the trapping cycle, the ions confined in the transparent trap were further cooled down by elastic collisions with  $H_2$  buffer gas at low pressure (typically  $2 \times 10^{-6}$  mbar). Once the thermal equilibrium is reached, the ion cloud has a final thermal energy  $kT \sim 0.1$  eV and a diameter of  $\sim 2.4$  mm (FWHM). After a 95 ms trapping duration dedicated to the  $\beta$  decay measurement, the ions were extracted towards the ion cloud monitor and replaced 5 ms later by a new bunch coming from the RFQCB.

A telescope for  $\beta$  particle detection and a second MCPSPD are located 10 cm away from the trap centre in a back-to-back geometry. To prevent the detection of particles emitted by the  ${}^6\text{He}$  atoms leaking from the RFQCB, thick stainless steel collimators are located in front of each detector. For ions decaying inside the Paul trap, the collimators also limit the detection efficiency of a full coincidence event to 0.15%. In order to avoid that the detection efficiency of the recoil ion detector depends on the ion incident angle and energy, the MCPSPD comprises a 90% transmission grid located 6 mm in front of the active surface of the detector. This grid is connected to the ground and, by applying a  $-4$  kV voltage to the front face of the MCP, an additional kinetic energy of 8 keV is provided to the  ${}^6\text{Li}^{2+}$  ions that are thus all detected with maximal efficiency. The performances of this detector are detailed in [24]. The  $\beta$  telescope is composed of a  $60 \times 60$  mm<sup>2</sup> 300  $\mu\text{m}$  thick double-sided silicon strip detector (DSSSD) for position readout, followed by a plastic scintillator coupled to a photomultiplier for the  $\beta$  particle energy measurement. This detector provides the trigger of an event and generates a start signal for the recoil ion TOF measurement between the centre of the trap and the recoil ion MCPSPD. For each coincidence event, one records the positions of both particles, the recoil ion TOF and the  $\beta$  particle energy. With the combination of these observables, the kinematics is over-determined, which makes possible the reconstruction of the antineutrino



**Figure 2.** Monte Carlo simulations of the time of flight spectra expected under the conditions of this experiment (including, among others, the detection of the recoil ion in coincidence with the  $\beta$  particle) for pure axial ( $a_{\beta\nu} = -1/3$ ) and pure tensor ( $a_{\beta\nu} = +1/3$ ) couplings.

rest mass. As shown in section 4, appropriate cuts in the antineutrino mass spectrum provide a means to reduce background contributions in the TOF spectrum and the shape of the neutrino mass spectrum enables additional control of instrumental effects. Two additional parameters were also recorded for each detected event: the RF phase of the Paul trap for the off-line study of the RF field influence, and the time within the trapping cycle to select decay events from trapped ions already cooled down and at thermal equilibrium. The data presented here were collected at GANIL in 2006. A total of about  $10^5$  coincidence events have been recorded within 49 runs of typically 20 min duration. Preliminary results from this experiment have previously been reported [21].

### 3. Data analysis

Since the recoil ion energy distribution is the most sensitive observable to the  $\beta$ - $\nu$  angular correlation, we used the TOF spectrum of the recoil ions to extract  $a_{\beta\nu}$ . The analysis is based on the comparison between the experimental TOF spectrum and those obtained for two sets of realistic Monte Carlo (MC) simulations considering pure axial ( $a_{\beta\nu} = -1/3$ ) and pure tensor ( $a_{\beta\nu} = +1/3$ ) couplings. In a first step, the experimental data are calibrated and corrected for the identified sources of background, also included in the MC simulations. Then,  $a_{\beta\nu}$  is deduced from an adjustment of the experimental TOF spectrum with a linear combination of the two sets of simulated decays obtained for axial and tensor couplings (figure 2).

All the relevant instrumental effects, including the detectors response function and geometry, the trap RF field influence, the ion cloud space and velocity distributions, the shake-off ionization of the recoil ion and the scattering of the  $\beta$  particles, are implemented in the simulations. Finally, the uncertainties on each parameter of the simulations and calibrations are evaluated as well as their associated contribution to the determination of  $a_{\beta\nu}$ .

#### 3.1. Monte Carlo simulations

The MC simulations performed for this analysis include the following modules: (1) an event generator for the  $\beta$  decay kinematics considering pure axial and pure tensor couplings, (2)

a realistic simulation of the trapped ion cloud, (3) propagators for the  $\beta$  particles and recoil ions, (4) the response functions of the detectors and (5) event generators for the sources of background.

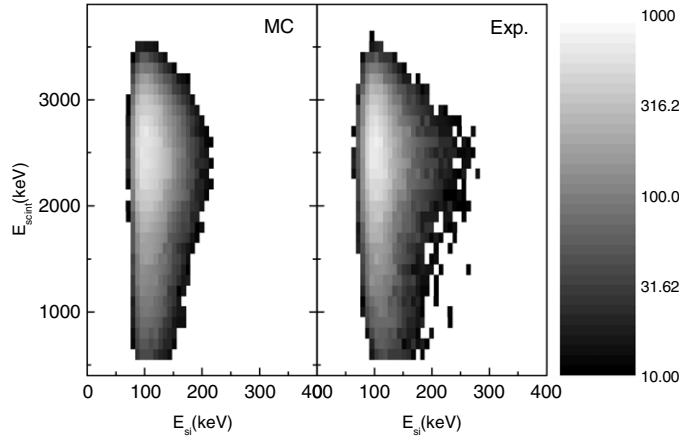
*3.1.1.  $\beta$  decay dynamics.* The evaluation of the angular correlation parameter takes into account radiative corrections [13, 25]. We have used the formalism described by Gluck [13], based on the work of Sirlin [26] to calculate, to first order in  $\alpha$  and on an event by event basis, the change in the kinematics due to the virtual and real photon emission during the decay process. The implementation of such corrections in the data analysis has been checked by comparing our results with those of table 1 in [13]. It turns out that such corrections are at the 1% level on the value of the correlation parameter. In view of the limited statistics of this run, no explicit sensitivity on radiative corrections was observed. Other recoil-order corrections in the beta–neutrino correlation distribution [27, 28] were found at the 0.1% level [13] for Johnson’s experiment [9]. These were thus neglected in this work. It was also assumed that the Fierz parameter  $b$  of equation (1) is equal to zero. However, if this condition is relaxed, this leads to a renormalization of  $a_{\beta\nu}$  that makes it slightly dependent on  $E_e$ . The actual quantity that is determined experimentally is then

$$\tilde{a}_{\beta\nu} = a_{\beta\nu} / \left( 1 + \left\langle b \frac{m}{E_e} \right\rangle \right) \quad (7)$$

where the brackets  $\langle \rangle$  stand for a weighted average over the observed part of the  $\beta$  spectrum.

The shake-off ionization of the recoil ions has also been taken into account in the MC simulations. This ionization is mainly caused by the sudden change of the electric charge of the nucleus following the  $\beta$  decay and results in  ${}^6\text{Li}^{3+}$  ion production. The effect of the RF electric field of the Paul trap and of the MCPPSD post-acceleration field is slightly different for  ${}^6\text{Li}^{3+}$  ions than for  ${}^6\text{Li}^{2+}$  ions. For  ${}^6\text{Li}^{3+}$  ions, the leading edge of the TOF spectrum is shifted towards shorter TOF values by a few ns, and the rising time is enlarged by a few percent. For the present analysis, the shake-off ionization probability of  ${}^6\text{Li}^{2+}$  ions has been calculated in the sudden approximation limit, and found to be  $0.023\,34 + 0.000\,04 \times E_{\text{RI}}$  [29] where  $E_{\text{RI}}$  is the ion recoil energy in keV. The maximum recoil energy being 1.4 keV, the energy-dependent term can be neglected here. This ionization probability is in perfect agreement with previous calculations of Wauters and Vaeck [30]. To account for the shake-off ionization process, we included a production of 2.3% of  ${}^6\text{Li}^{3+}$  ions in the MC simulation.

*3.1.2. Trapped ion cloud.* It has previously been shown [31] that the TOF spectrum of recoil ions strongly depends on the size of the ion cloud. Simulations of the trapped ion trajectories in the Paul trap have thus been performed using the SIMION8 software package [32]. The geometry of the electrodes and of the surrounding elements was included, and the RF trapping voltages applied in the simulations were those recorded during the experiment using an oscilloscope probe. The collisions between the trapped ions and the  $\text{H}_2$  buffer gas molecules were also described at the microscopic level using realistic interaction potentials [33]. The position and velocity distributions at thermal equilibrium as a function of the RF phase were then extracted from the simulation of the ion motion. The mean thermal energy of the ion cloud averaged over a full RF period as given by this simulation is  $kT_{\text{sim}} = 0.09$  eV. To consider possible cloud temperatures slightly different than the one predicted by the simulation, the reduced mean square (RMS) of the cloud space and velocity distributions obtained for a given RF phase can be scaled by an arbitrary factor,  $\alpha_T$ . By varying this scaling factor in the analysis, it is thus possible to use the cloud temperature given by independent measurements and to estimate the systematic error on  $a_{\beta\nu}$  due to the uncertainty on the ion



**Figure 3.** Energy deposited in the scintillator versus the energy deposited in the silicon detector for simulated coincidence events (left panel) and experimental data (right panel). The MC simulation is normalized to the experimental data.

cloud temperature measurement. We used the thermal energy value  $kT_{\text{sim}} = 0.107(7)$  eV, provided by off-line measurements [31]. These measurements, performed for different ion cloud densities in the Paul trap, have also shown that space charge effects could be neglected in the simulation.

*3.1.3. Decay particle trajectories and detection.* In the MC simulations, the initial RF phase at the decay time is randomly sampled. The initial ion position and velocity are sampled accordingly to this RF phase and to the chosen cloud temperature. The recoil ion trajectories are then simulated using SIMION8 within the oscillating RF field of the Paul trap, from the decay vertex, up to a plane located 40 mm beyond the entrance of the collimator. The ions are then in a free-field region and the ion trajectories can be extrapolated onto the plane corresponding to the post-acceleration grid of the MCPPSD. The additional TOF between the post-acceleration grid and the front face of the micro-channel plate assembly is calculated analytically. The time and position resolutions of the MCPPSD [24] are about one order of magnitude smaller than the bin widths chosen for the TOF and the recoil ion position spectra (respectively 4 ns and 1 mm). They have been neglected here.

The associated  $\beta$  particle is not affected by the RF field and is therefore analytically propagated from the decay vertex up to the DSSSD, with the only condition that the particle can enter the collimator. For the energy range of the  $\beta$  particles selected for the analysis (from 500 to 3508 keV), the energy deposited in the silicon detector  $E_{\text{si}}$  is weakly dependent on the incident energy, as seen in figure 3. In the simulation,  $E_{\text{si}}$  is randomly sampled according to an arbitrary probability function adjusted on the experimental results:

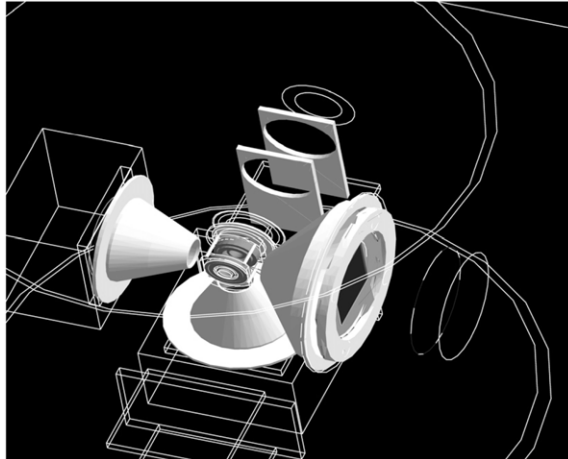
$$P(E_{\text{si}}) = A_0 \times \exp^{-\frac{(Z + \exp^{-Z} - 1)}{A_3}} \quad (8)$$

with

$$Z = \frac{(E_{\text{si}} - A_1)}{A_2} \quad (9)$$

where the parameter  $A_1$  corresponds to the energy deposited with maximal probability, and  $A_2$  and  $A_3$  are shape parameters. The use of this distribution avoids the integration needed in





**Figure 4.** Example of a GEANT4 visualization of the detection chamber.

a Landau distribution, and nicely reproduces the experimental data. The weak dependence on the incident energy, yielding a shift of about 10 keV for the lowest values of  $E_{\text{scint}}$ , is neglected here. However, the variable average thickness of silicon associated with the incident angle of the particle is taken into account using a linear scaling.

The response function of the plastic scintillator included in the simulation follows a normal distribution. According to the statistics of electrons produced by the cathode of a photomultiplier, the resolution on the energy deposited  $E_{\text{scint}}$  can be expressed as

$$\sigma(E_{\text{scint}}) = \sqrt{\sigma_{\text{elec}}^2 + \sigma_{\text{ph}}^2 \times E_{\text{scint}}}, \quad (10)$$

$\sigma_{\text{elec}}$  being the RMS of the electronic noise, and  $\sigma_{\text{ph}}$  the RMS due to the photo-electron statistics at 1 MeV. The time resolution of the detector, smaller than 1 ns, is neglected in the analysis.

In the simulation, the telescope and the MCPPSD can both be moved around their nominal positions and orientations to study the associated systematic effects. The backscattering of  $\beta$  particles on the detectors and on other structures of the detection chamber are treated independently.

**3.1.4.  $\beta$  scattering.** The  $\beta$  scattering can be a significant source of systematic errors. The backscattering probability on the silicon detector depends on the  $\beta$  incident energy which then affects the  $\beta$  energy distribution of the detected events and thus the TOF distribution of the recoil ions. In a similar way,  $\beta$  particles emitted in another direction can be scattered towards the detector by the electrodes of the Paul trap. To account for these effects, MC simulations using the GEANT4 toolkit [34] have also been performed. The geometry of the detection chamber has been simulated including the most relevant volumes and materials (figure 4). The  $\beta$  scattering is natively included in GEANT4. The dynamic electric field from the RF trap has been implemented [35] using the potential maps provided by SIMION8.

The backscattering probability on the DSSSD, as a function of the incident energy and angle of the  $\beta$  particle, was determined in a first step. To account for missing events due to backscattering, this probability function was embedded in the  $\beta$  telescope response function.



A second simulation was dedicated to estimate the yields and characteristics of detected events tagged with at least one scattering process in the detection chamber ('scattered' events). In this simulation, the  $\beta$  particles were emitted from the Paul trap in a  $4\pi$  solid angle, and the decay kinematics was sampled assuming a pure axial coupling. In the analysis, the 'scattered' events obtained in the simulation are treated as a source of background and subtracted from the experimental data.

*3.1.5. Background simulation.* Within the 100 ms trapping cycle, the ions were kept confined in the trap during 95 ms. The remaining time after the ion cloud extraction was too short to record a sufficiently large fraction of background events and those had then to be simulated for this run.

The main source of background is due to false coincidences ('accidentals'), corresponding to the detection of uncorrelated particles on the  $\beta$  telescope and on the MCPPSD. This background appears as a flat contribution in the TOF spectrum and can easily be subtracted. However, it is valuable to perform a full simulation of such events, to correct for their contributions to other observables such as, for instance, the particle positions and the energy deposited in the  $\beta$  telescope. During the experiment, the triggering of the MCPPSD was largely dominated by hot  $\text{H}_2$  molecules leaking from the RFQCB, as established by run tests performed without the  ${}^6\text{He}^+$  beam for different  $\text{H}_2$  buffer gas pressures. This background is thus uniformly distributed on the entire surface of the detector. By comparing the counting rate of the  $\beta$  telescope with the number of trapped ions, it was deduced that about 90% of the  $\beta$  particles detected as singles (without any condition on the MCPPSD) were originating from neutral  ${}^6\text{He}$  atoms, also leaking from the RFQCB. On the  $\beta$  telescope, the position and the energy deposited are thus obtained by simulating the decays of  ${}^6\text{He}$  atoms uniformly distributed over the whole volume of the detection chamber. The TOF corresponding to the 'accidentals' is randomly sampled over the coincidence time window.

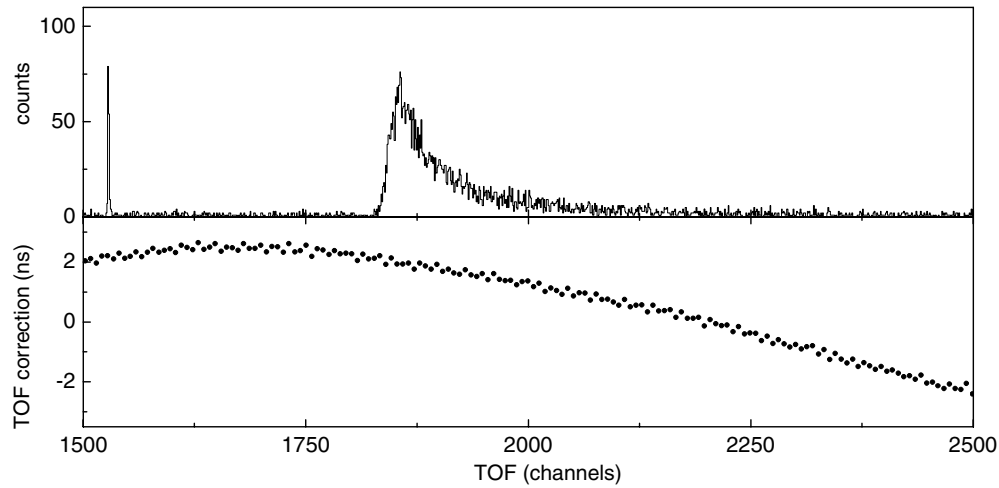
For a small fraction of the  ${}^6\text{He}$  atoms decaying in the chamber volume, the recoil ion can be detected on the MCPPSD, in coincidence with its associated  $\beta$  particle. This constitutes another source of background events labelled 'out-trap' events in the following. Their contribution to the TOF spectrum in the region of the fit can bias the measurement. They were included in the simulation, assuming a decay process with pure axial coupling.

A third source of background is due to  ${}^6\text{He}$  atoms, trapped in the micro-channels of the recoil ion detector due to their large length to diameter ratio [24]. The recoil ions produced inside the micro-channels can be detected with detection efficiencies up to 25% for recoil energies larger than 1 keV, and the  $\beta$  particles emitted with an appropriate angle can be detected by the  $\beta$  telescope. These events are identified by a TOF peaked close to zero, and they can easily be isolated from the  $\beta$  decay data.

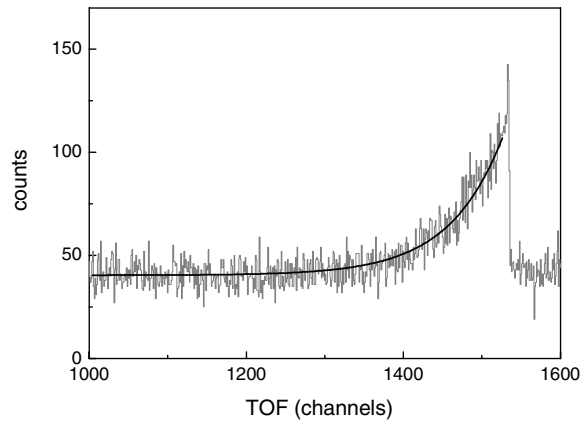
### *3.2. Detector calibrations*

*3.2.1. TOF and recoil ion detector.* A careful calibration of the time digitalization chain (a time-to-amplitude converter coupled to an amplitude-to-digital converter) was performed to correct for linearity defects. The calibration curve was obtained using a time calibrator (TC) (model 462 from ORTEC) providing periodic stop pulses separated by 10 ns over a  $10.24 \mu\text{s}$  time window. The TC absolute accuracy for the full scale is 0.5 ns.

The deviation from a linear fit of the calibration data points, within the time window of interest, is shown in figure 5 and was accounted for in the analysis. To check the results obtained with the TC, two desynchronized clocks have been set up to generate start and stop signals randomly. This should ideally result in a uniform time distribution. The time spectrum



**Figure 5.** Top: raw TOF spectrum for a typical run. Bottom: TOF deviation from a linear fit of the calibration points obtained with the time-calibrator. On the horizontal scale, 1 channel corresponds to 1.569 ns.



**Figure 6.** Time spectrum of coincidences between  $\alpha$  particles and 59.5 keV  $\gamma$  rays emitted by an  $^{241}\text{Am}$  calibration source. The fit of the data by an exponential decay curve corresponds to a half-life of 69.4(2.5) ns for the excited level in the  $^{237}\text{Np}$  daughter nucleus, in perfect agreement with the reference data [36].

provided by these clocks was normalized to 1 count per channel and compared to the relative variation of the calibration slope obtained with the time calibrator. Both calibration techniques were found in good agreement.

An  $^{241}\text{Am}$  calibration source was inserted right after the experiment at the centre of the Paul trap. Coincidences between  $\alpha$  particles emitted towards the MCPSPD and 59.5 keV  $\gamma$  rays detected by the plastic scintillator were recorded during a few hours. The time interval between the  $\gamma$  detection and the electronically delayed detection of the  $\alpha$  particle was measured under the same running conditions than for the  $^6\text{Li}$  ion TOF measurement. The time spectrum of these coincidence events (figure 6) allowed an accurate determination of the absolute time reference corresponding to the simultaneous triggering of the  $\beta$  telescope and of the MCPSPD.

The sharp peak near channel 1500 in the TOF raw spectrum (figure 5, upper panel) was then unambiguously attributed to ‘simultaneous’ triggers of both detectors. Using the information given by the DSSSD position and the energy deposited in the  $\beta$  telescope, these events were identified as due to  ${}^6\text{He}$  atoms decaying in the recoil detector MCPs. The position of this peak has been fitted for each run in order to control the stability of the system and to correct for slow drifts which remained below 1.5 ns for the duration of the experiment. The TOF resolution of  $\sigma = 0.8$  ns could also be deduced from the RMS of this peak.

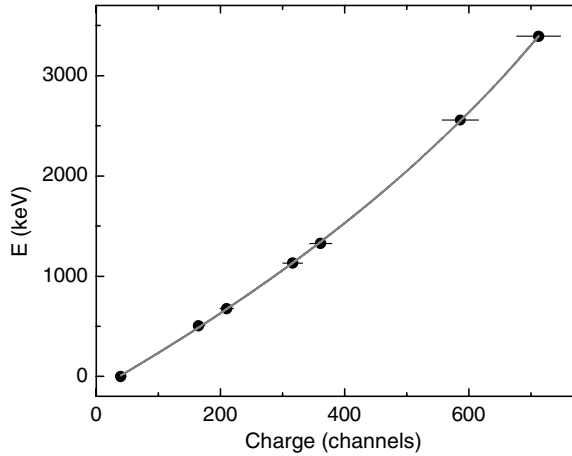
The MCPPSD readout involves six parameters: the charge and time of the signal collected on the cathode of the MCPs, and the time difference between this signal and the four signals collected on the two delay line anodes. For a proper reconstruction of the position, several conditions were applied, like a minimal charge collected on the MCPs, and filters on the sum of time differences for each delay line [24]. The position calibration of the MCPPSD was then performed by adjusting the reconstructed position of the uniform background, due to  $\text{H}_2$  molecules, to the nominal active diameter of the detector. Since the spatial distribution of the recoil ions collected by the detector is very weakly sensitive to the value of  $a_{\beta v}$  (see figure 15), this calibration in position of the MCPPSD was then refined by fitting the experimental position spectra with the simulated ones. The detector spatial resolution of  $110 \mu\text{m}$  and the position reconstruction accuracy of about  $240 \mu\text{m}$  were measured in a previous study of the detector [24].

*3.2.2. The  $\beta$  telescope.* The plastic scintillator has first been roughly calibrated using the Compton edges obtained with  ${}^{22}\text{Na}$ ,  ${}^{137}\text{Cs}$  and  ${}^{54}\text{Mn}$  calibration sources, and the Compton edges of  ${}^{40}\text{K}$  and  ${}^{208}\text{Tl}$  background present in the experimental area. The corresponding energies cover a range between 340 and 2380 keV, with a relative uncertainty of about 5% on the deposited charge associated with each Compton edge. With this coarse calibration, the energy resolution at 1 MeV was found to be about 10% RMS and the response of the detector was found to be nonlinear. Since no calibration point is available above 2380 keV with conventional calibration sources, the end point of the  $\beta$  energy spectrum in the  ${}^6\text{He}$  decay has been included. The calibration curve of the detector was then obtained by fitting the calibration points with a rational function

$$E_{\text{scint}} = \frac{P_1 Q^2 + P_2 Q + P_4}{Q - P_3} \quad (11)$$

where  $Q$  is the charge collected on the photo-multiplier anode and  $P_{1,2,3,4}$  are free parameters of the fit. This function reproduces both, the almost linear behaviour of the detector for the low energy part and the charge saturation occurring for signals of higher amplitude (figure 7).

In order to obtain a more precise calibration, we used the  $\beta$  energy spectrum provided by the simulation for coincidence events (assuming pure axial coupling), and compared it to the calibrated experimental one using a chi-square test. In the procedure, three parameters could be adjusted: (i) the charge corresponding to the five Compton edges could be altogether varied in a range of  $\pm 5\%$ , (ii) the charge corresponding to the end point of the  ${}^6\text{He}$   $\beta$  energy spectrum was left free and (iii) the detector resolution  $\sigma_{\text{ph}}$  (RMS at 1 MeV due to photo-electron statistics) could be adjusted between 8.5% and 11.5% by steps of 0.5%. Each combination of calibration points resulting from the adjustment of the first two parameters (points (i), and (ii)) was fitted with equation (11) to build an experimental spectrum of the energy deposited in the scintillator ( $E_{\text{scint}}$ ). These experimental spectra were then compared to a set of seven simulated ones with detector resolutions at 1 MeV,  $\sigma_{\text{ph}}$ , ranging from 8.5% to 11.5%. The best chi-square was obtained using the calibration curve displayed in figure 7 and a detector



**Figure 7.** Calibration points of the energy deposited in the plastic scintillator (black dots) adjusted with a rational function (gray line).

resolution  $\sigma_{\text{ph}} = 10\%$ . Finally, to check for a possible bias of this method due to the pure axial coupling assumption in the simulation, the values of  $a_{\beta v}$  were varied by 10% to  $(-1/3) \times 1.1$ , and  $(-1/3) \times 0.9$ . For the three values of  $a_{\beta v}$ , the best chi-square has been obtained with the same set of parameters, which demonstrates that the calibration method is not sensitive to  $a_{\beta v}$ . The comparison between the experiment and the simulation with  $a_{\beta v} = -1/3$  is shown figure 8 (top panel). For each bin, the normalized residuals

$$\chi = (n_{\text{exp}} - n_{\text{fit}}) / \sqrt{n_{\text{exp}}} \quad (12)$$

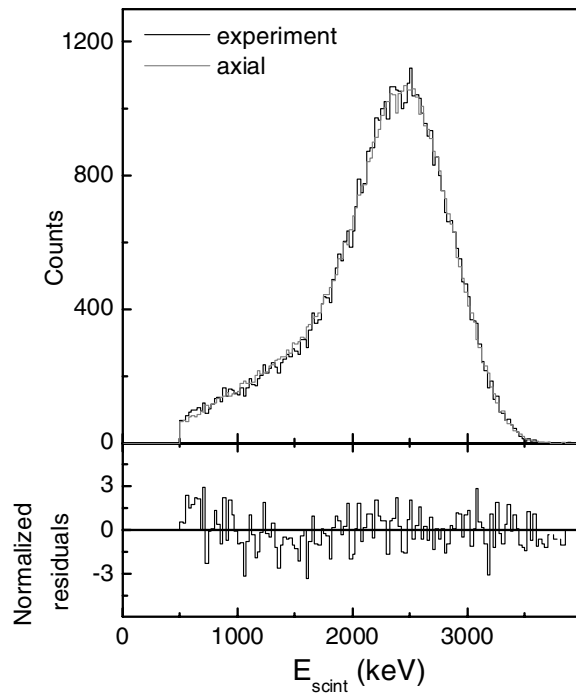
are displayed in the lower panel.

Each of the 120 strips of the DSSSD was calibrated independently, and the procedure was done run by run to account for small drifts of the charge pedestals. For this, we first used events in singles (no recoil ion detection required) to obtain a significant statistics. Three filters were applied: 1 MeV deposited in the scintillator, a minimal charge deposited in a strip (to reject electronic noise signals) and no charge deposited in the closest neighbours. This provided a relative energy calibration of each strip. In a second step, the absolute calibration in energy was done by comparing the mean collected charge with the mean energy deposited obtained with a GEANT4 simulation using events in coincidence. To obtain the mean collected charge, a more complex validation procedure was applied: a minimal charge threshold for each channel, a clustering of adjacent hits for each side, a second minimal charge threshold for the clusters and a minimal difference between the charges collected on the two sides of the DSSSD.

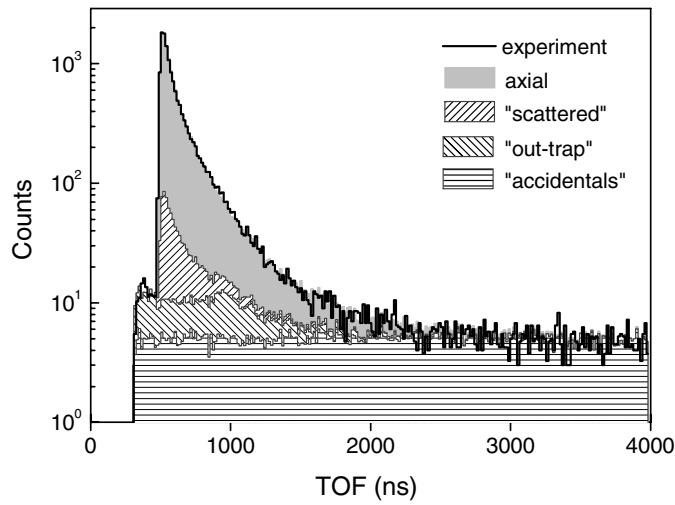
## 4. Results

### 4.1. Reliabilities of background subtraction and simulation

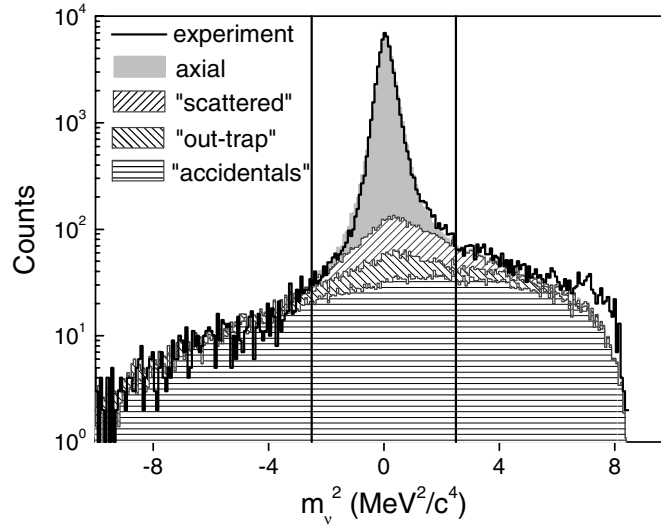
The TOF spectrum obtained for valid coincidence events is displayed in figure 9. The selected events are conditioned by a 500 keV energy threshold on the energy deposited in the scintillator, a time within the trapping cycle between 25 and 95 ms and a valid reconstruction of the positions in both the DSSSD and the MCPPSD. The simulation of the ‘accidentals’



**Figure 8.** Top panel: energy deposited in the scintillator. The black line corresponds to the calibrated experimental spectrum, and the gray curve to the simulated one using  $a_{\beta\nu} = -1/3$ . Low panel: normalized residuals between the two spectra.



**Figure 9.** Experimental time of flight spectrum (black line) compared to the simulated one (grey area) in the pure axial case, including the different simulated background contributions after normalization (see the text for details).



**Figure 10.** Antineutrino invariant mass spectra for the experimental data, the simulation in the pure axial case and the simulation of background events.

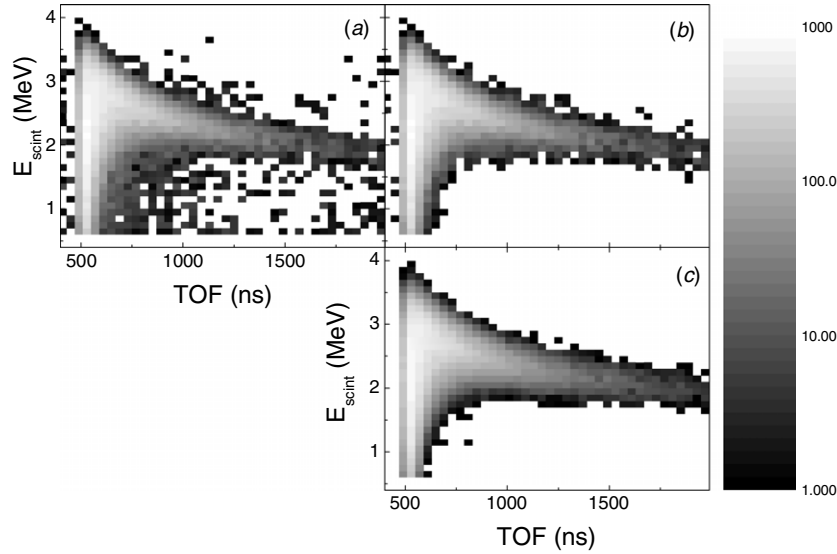
background contribution was normalized by integrating the experimental spectrum between 3 and 4  $\mu\text{s}$ . The simulation of the ‘out-trap’ contribution was then normalized using the counts in excess above the accidentals, observed just before the leading edge of the TOF spectrum. It is to be noted that measurements of the background performed later in a new run, nicely confirmed that the shape of the ‘out-trap’ events was properly described in the simulation. The yield of ‘scattered’ events is provided by the GEANT4 simulation. In the TOF window up to 4  $\mu\text{s}$ , the ‘scattered’, ‘out-trap’ and ‘accidentals’ events represent respectively, 4.5%, 2.6%, and 7.3% of the total number of events. These background contributions and the TOF obtained for  $a_{\beta\nu} = -1/3$  are summed and compared to the experimental spectrum in figure 9.

By considering the  $\beta$  decay vertex as a point-like source at the centre of the Paul trap, the recoil ion TOF and position can be used to determine the three components of the recoil ion momentum. The full momentum vector of the  $\beta$  particle can be, in a similar way, deduced from the energy deposited in the  $\beta$  telescope and the position on the DSSSD. This provides the possibility of reconstructing the antineutrino invariant mass:

$$m_\nu^2 = E_\nu^2 - p_\nu^2. \quad (13)$$

As mentioned in section 3.1, the background sources are fully simulated in order to generate all the parameters recorded in the real experiment. The reconstruction of the antineutrino mass can therefore be applied to the simulated background events. Figure 10 shows the antineutrino invariant mass spectra obtained for the experimental and simulated events. The main peak is well reproduced by the simulations. The shape and position of this peak depend on all the inputs included in the simulations (background, detector response functions, geometries, size of the ion cloud, trap RF field, etc), and the good agreement obtained here provides a high level of confidence in the analysis procedure.

For  $|m_\nu^2| > 2.5 \text{ MeV}^2/c^4$ , where only the background events contribute, the experiment and the simulations are also in good agreement. This shows that the relevant background sources have been well identified and properly taken into account. The small discrepancy above 6  $\text{MeV}^2/c^4$  is due to an excess of experimental ‘accidentals’ with a very low energy



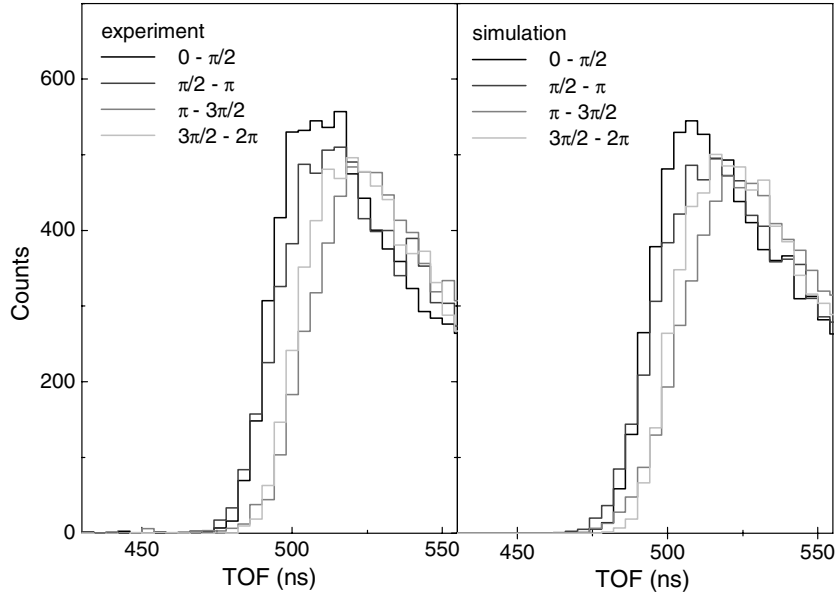
**Figure 11.** Event distributions as a function of the recoil ion TOF and deposited energy in the scintillator  $E_{\text{scint}}$ . Experimental data without (a) and with (b)  $m_\nu^2$  filter compared to the simulation (c).

deposited in the scintillator and in the DSSSD. They are most likely caused by electronic noise triggering the  $\beta$  telescope. These events, as well as 40% of the total background, are suppressed by applying a cut between  $-2.5$  and  $2.5 \text{ MeV}^2/c^4$ . The effect of the  $m_\nu^2$  cut is clearly seen in figure 11 which shows event distributions as a function of the recoil ion TOF and of the energy deposited in the scintillator after background subtraction. The two experimental spectra built with and without the  $m_\nu^2$  cut are compared to the simulation with axial coupling. The same correlation between the recoil ion TOF and the energy deposited in the scintillator can be observed in the simulation and the experimental data. The statistical fluctuations due to background subtraction observed (figure 11(a)) in the region forbidden by the three-body decay kinematics are strongly reduced using the  $m_\nu^2$  filter (figure 11(b)).

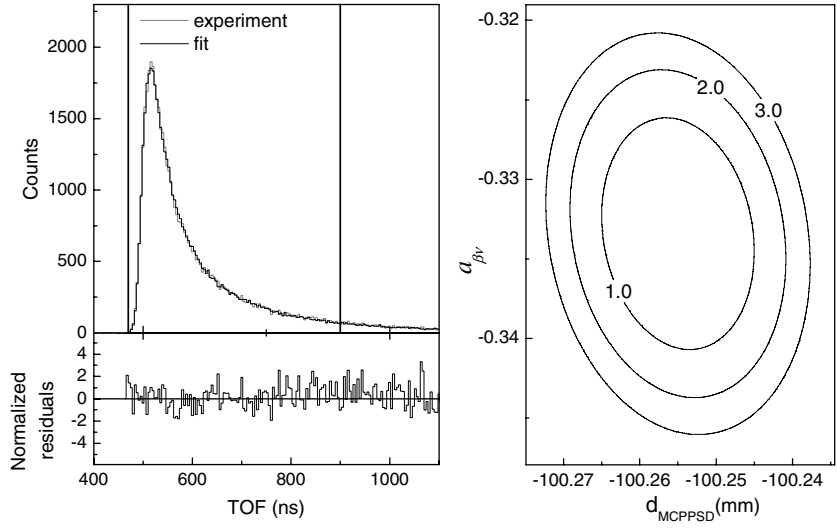
A relevant input in the simulation is the propagation of the recoil ions in the presence of the trap RF field. It is, however, difficult to obtain an independent quantitative test of the quality of the simulations, in particular because the trapping conditions were not changed during this run. The effect of the RF field on the ion trajectories can be evidenced by looking at the leading edge of the TOF spectra obtained for different selections of the RF phase (figure 12). The simulations were carried out assuming that the ion cloud thermal energy was  $kT_{\text{sim}} = 0.107(7) \text{ eV}$  (see below) and the neutrino mass filter described here above was applied to the experimental data. The comparison with the experiment shows that the effect of the RF field is properly reproduced by the simulation. Although such comparison is qualitative, it provides additional confidence on the simulation. A similar comparison, looking also at the leading edge of the TOF spectra, but using higher statistics from a new run [37], showed that the simulation properly reproduces fine effects in the differences between the leading edges.

#### 4.2. Statistical error

After applying an event selection for  $|m_\nu^2| < 2.5 \text{ MeV}^2/c^4$  and after background subtraction, the experimental TOF spectrum is adjusted with a linear combination of the TOF spectra simulated using pure axial and pure tensor couplings (figure 13, left panel). Three parameters



**Figure 12.** Leading edge of the TOF spectrum sorted as a function of the trap RF phase for experimental data (left) and simulations (right). The  $m_\nu^2$  filter and the background subtraction were previously applied to the data.



**Figure 13.** Left panel: fit of the experimental spectrum (upper panel). The range of the fit function is indicated by vertical lines. The normalized residuals are plotted in the lower panel. Right panel: projection on the plane of parameters  $d_{\text{MCPPSD}}$  and  $a_{\beta\nu}$  of the computed contours for  $(\chi^2 - \chi^2_{\text{min}})$  values = 1, 2 and 3.

were left free in the fit: the value of  $a_{\beta\nu}$ , the total number of events and the distance  $d_{\text{MCPPSD}}$  between the MCPPSD detection plane and the centre of the Paul trap. The range in TOF



**Table 1.** Dominant sources of systematic error, systematic uncertainties and impact on the error of  $a_{\beta v}$ . The last column indicates the method used to estimate the parameters.

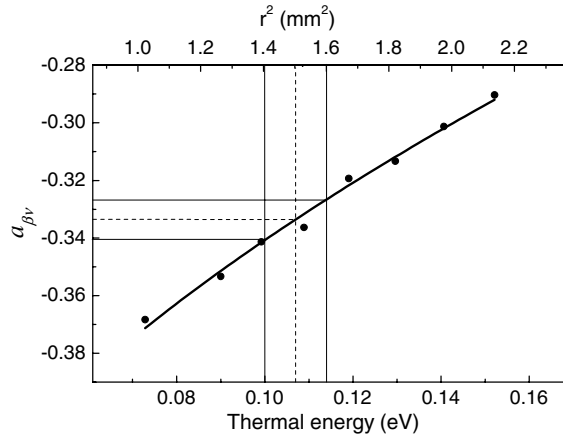
Source	Uncertainty	$\Delta a_{\beta v} (\times 10^{-3})$	Method
Cloud temperature	6.5%	6.8	Off-line measurement
$\theta x_{\text{MCPPSD}}$	0.003 rad	0.1	Present data
$\theta y_{\text{MCPPSD}}$	0.003 rad	0.1	Present data
MCPPSD offset ( $x, y$ )	0.145 mm	0.3	Present data
MCPPSD calibration	0.5%	1.3	Present data
$d_{\text{DSSSD}}$	0.2 mm	0.3	Present data
$E_{\text{scint}}$	see text	0.8	Present data
$E_{\text{si}}$	10%	0.8	GEANT4
'Accidentals' and 'out trap'	See the text	0.9	Present data
$\beta$ scattering	10%	1.9	GEANT4
Shake-off	0–0.05	0.6	Theoretical calculation
$V_{\text{RF}}$	2.5%	1.7	Off-line measurement
Total		7.5	

selected for the fit is indicated by the vertical lines. The experimental data have first been split randomly in four independent sets, and the corresponding TOF spectra fitted by changing the upper limit of the fitting range. No significant dependence has been found. Contours of constant  $\chi^2$  in the plane of parameters  $d_{\text{MCPPSD}}$  and  $a_{\beta v}$  are shown in the right panel of figure 13. The result from the fit leads to  $a_{\beta v} = -0.3335 \pm 0.0073$ , and  $d_{\text{MCPPSD}} = 100.255 \pm 0.011$  mm. The nominal value for this distance is 100.0 mm with a positioning uncertainty of 0.5 mm. The minimum chi-square  $\chi^2_{\text{min}} = 96.6$  for 105 degrees of freedom corresponds to a  $P$ -value of 0.71 which indicates very good agreement between the data and the fitted function. The error is purely statistical. The data have also been split in four successive sets of equivalent statistics and independently analyzed. The results obtained for the four sets are statistically consistent, and their weighted mean value is the same as the value obtained by fitting the sum of all the data.

#### 4.3. Systematic uncertainties

To estimate the systematic uncertainty, the contributions from all effects listed in table 1 have been studied. For most of the sources, the label 'present data' in the column 'method' of table 1 indicates that the parameters and their uncertainties were determined by fitting the experimental data with the MC simulation (assuming a pure axial coupling). In each case, it was verified that the sensitivities of these parameters to the value of  $a_{\beta v}$  taken as input were negligible at our level of precision. The associated uncertainties on  $a_{\beta v}$  were then deduced from the changes in the  $a_{\beta v}$  values resulting from the fit of the experimental TOF spectrum while varying the parameters in the MC simulation.

It was found that the  $a_{\beta v}$  value resulting from the fit strongly depends on the trapped ion cloud size and temperature used in the MC simulation (figure 14). This motivated an independent measurement of the ion temperature using an off-line source of  ${}^6\text{Li}^+$  [31], performed under identical running conditions as those in the  ${}^6\text{He}^+$  experiment in terms of trap RF voltage, gas pressure in the trap chamber and number of trapped ions. A relative precision of 6.5% was obtained which constitutes the dominant contribution to the systematic error on the value of  $a_{\beta v}$ . It is to be noted that the temperature of the ion cloud can also be included as



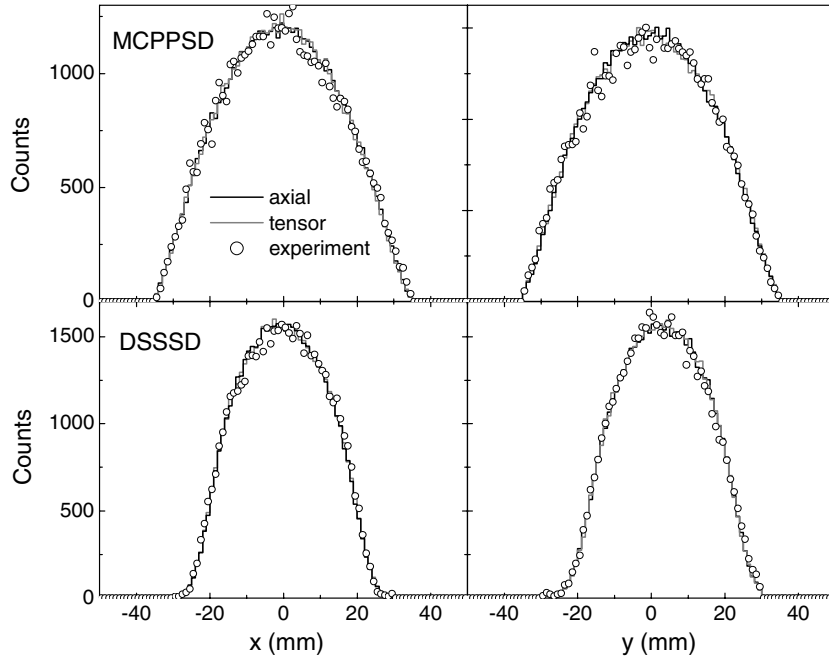
**Figure 14.** Values of the correlation coefficient resulting from the fit procedure as a function of the ion cloud thermal energy,  $kT$ , and of the ion cloud square radius,  $r^2$ , where  $r$  is the RMS of the spatial distribution in the Paul trap radial plane. The dashed and solid lines correspond respectively to the central value and the  $1\sigma$  uncertainty of the off-line temperature measurement.

a free parameter of the TOF spectrum fit function, as shown in [37]. With the limited statistics of the present data, such a procedure leads to an uncertainty on  $a_{\beta v}$  comparable to the one obtained using off-line measurements and was therefore not followed here. However, for runs of larger statistics, this would allow us to improve the precision on both the cloud temperature and  $a_{\beta v}$ .

In order to precisely determine the orientation of the MCPPSD, four sets of events corresponding to recoil ions detected respectively on the right side, left side, upper side and lower side of the MCPPSD were selected to build the associated TOF spectra. The tilt angles around the  $ox$  and  $oy$  axes,  $\theta_{x\text{MCPSSD}}$ ,  $\theta_{y\text{MCPSSD}}$ , and their uncertainties given in table 1 were obtained by fits of the leading edge of these TOF spectra with four sets of simulated events, sorted with the same selection filters. The chi-square minimization was performed for TOF shorter than 520 ns.

The positions of the DSSSD and of the MCPPSD in their detection planes were determined by fitting the  $x$  (horizontal position) and  $y$  (vertical position) experimental profiles. The best fits shown in figure 15 provide the detector offsets in the detection planes, the refined calibration in  $x$  and  $y$  of the MCPPSD and the distance  $d_{\text{DSSSD}}$  between the silicon detector and the centre of the Paul trap. The systematic error on  $a_{\beta v}$  due to the uncertainties on the DSSSD position in the detection plane was found to be negligible.

To determine the plastic scintillator response function and reproduce the experimental energy spectrum (section 3.2.2), a value of  $a_{\beta v}$  was also provided for each tested case (calibration curve and resolution). The  $a_{\beta v}$  values have then been weighted with a factor  $1/\chi^2$ , where  $\chi^2$  is the associated chi-square resulting from the comparison between the experimental energy spectrum and the simulated one. Using this weighting method, the RMS of the  $a_{\beta v}$  distribution was found to be  $\sigma_{a_{\beta v}} = 8.0 \times 10^{-4}$ . To test the sensitivity of the result to the choice of the weighting factor, the same calculation has been performed using a factor  $1/\chi$ , yielding  $\sigma_{a_{\beta v}} = 8.4 \times 10^{-4}$ . We kept this larger value as the uncertainty due to the plastic scintillator calibration. For the energy deposited  $E_{\text{si}}$  in the DSSSD we set a conservative 10% uncertainty on the results given by the GEANT4 simulations that were used in the calibration.



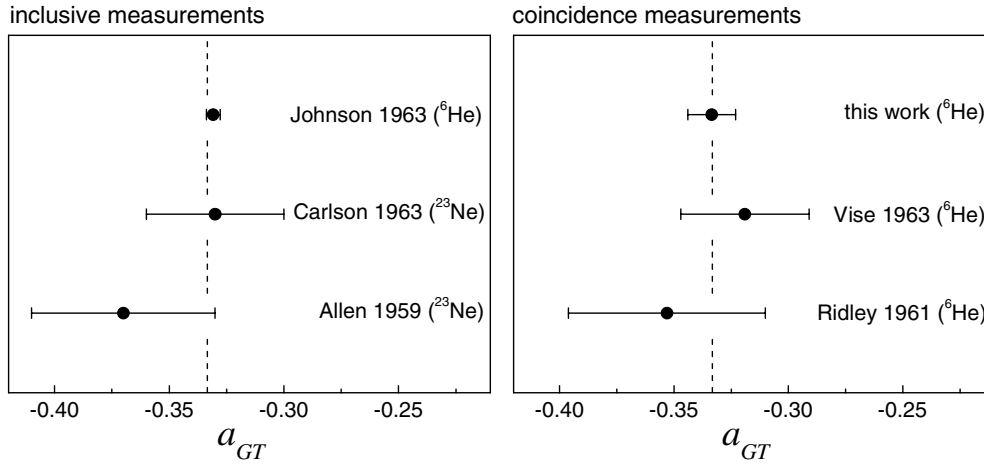
**Figure 15.**  $x$  and  $y$  detector profiles obtained for the MCPPSD (upper panels) and the  $\beta$  telescope (lower panels). The profiles obtained with the simulations for pure axial coupling and for pure tensor coupling are superimposed.

The uncertainties due to ‘accidentals’ and ‘out-trap’ background subtractions are only statistical. They are limited by the statistics of experimental background events which serve as normalization for the MC results. The uncertainty due to the ‘scattered’ events was estimated by considering a 10% relative error on the  $\beta$  scattering yield provided by the GEANT4 simulations. This 10% relative error is based on the work of Hoedl [38], which compares a compilation of published electron scattering experimental data to several MC codes. To estimate the uncertainty due to the shake-off ionization probability, we considered two extreme cases: a probability equal to zero, and a probability of 0.05, which corresponds to the double of the estimate by Patyk [29]. Preliminary results, obtained later in a dedicated measurement, confirmed that this uncertainty on the shake-off probability is very conservative. The uncertainty on the trap RF voltage  $V_{RF}$  was estimated from the characteristics of the probe and the oscilloscope used to record the RF during the experiment. Combining all systematic errors quadratically, the final result is

$$\alpha_{\beta\nu} = -0.3335 (73) (75) \quad (14)$$

where the first uncertainty is statistical and the second systematic.

Figure 16 shows the final result compared with previous measurements of the  $\beta$ - $\nu$  angular correlation coefficient in pure Gamow–Teller transitions. The values from Carlson and from Allen *et al* were obtained in the  $^{23}\text{Ne}$  decay, the others in the  $^6\text{He}$  decay. The present result is the most accurate among the experiment performed using the detection of the recoil ions and  $\beta$  particles in coincidence. The measurement presented here, performed with a different and independent method, confirms the result of Johnson *et al*. It is to be recalled that the reduced chi-square  $\chi^2/\nu = 0.92$  for 105 degrees of freedom obtained in this work corresponds to a



**Figure 16.** From top to bottom:  $a_{\beta\nu}$  experimental values in pure Gamow–Teller transitions from [2, 9, 12] (left panel), present work, [10, 11] (right panel). The error bars show the quadratic sums of statistical and systematic uncertainties. The dashed lines indicate the value predicted by the SM.

$P$ -value of 0.71. This is to be compared to a  $P$ -value of 0.055 for the Johnson *et al* experiment, with a reduced chi-square  $\chi^2/\nu = 1.69$  for 13 degrees of freedom [13]. The techniques used in the two experiments differ in a number of other aspects. First, the use of trapping techniques and the detection in coincidence of two decay products resulted in a larger signal to background ratio, by more than a factor of 2 compared to the Johnson *et al* experiment. Furthermore, the measurement in an event by event mode of additional parameters (particle positions, energy of the  $\beta$  particle, RF phase and time within the trapping cycle) allows a better control of possible systematic effects. With the efficiencies achieved for beam preparation and trapping and for the detection of coincidence events, the average counting rates in the present experiment was about 1 coincidence per second and about 100 single triggers per second. This is respectively three and one orders of magnitude lower than that in the Johnson *et al* experiment so that possible rate-related systematic effects are expected here to have a smaller impact. The dominant contribution to the uncertainty in the Johnson *et al* experiment was due to random variations of recoil energy spectra acquired sequentially, while in this work, the precision limitation is mainly statistics. Both techniques are thus complementary.

## 5. Summary and conclusion

We have presented here the complete analysis of data taken in 2006 for the measurement of the  $\beta$ - $\nu$  angular correlation coefficient in the  ${}^6\text{He}^+$  decay. This analysis required the implementation of detailed MC simulations as well as the control of the ion cloud temperature with additional off-line measurements.

The use of a transparent Paul trap for the confinement of the decaying radioactive ions offers a clean environment for such a measurement. By recording the positions and energies of both particles along with parameters of the setup, such as the RF phase, the main sources of systematic effects have been controlled to a high level of confidence. The present measurement is the most precise among the experiments performed in pure Gamow–Teller transitions by using the detection of the recoil ions and  $\beta$  particles in coincidence.

The result of the analysis was found to be consistent with the SM predictions. The precision is limited by statistics, and by the uncertainty on the ion cloud temperature. The efficiency of the LPCTrap apparatus has since been increased by a factor of about 20 [22] and new runs have been carried out. The results of these runs confirmed in particular that the issue related to the ion cloud is well under control [37]. The conclusion is that the main sources of systematic effects, namely the ion cloud temperature and the position of the recoil ion detector, can be inferred from the data so that their precision depends on the available statistics.

Several new generation radioactive ion beam facilities such as Spiral2 and FRIB, with higher production rates, will be operating in the coming 10 years. A significant improvement of the statistics can thus reasonably be expected in future experiments. In this context, the use of a Paul trap for correlation measurements provides an alternative confinement technique to MOTs, with the potential to be applied to any atomic species.

## Acknowledgments

We warmly thank former students and post-doc G Darius, P Delahaye and M Herbane for their contribution at an earlier stage of the LPCTrap design and development. We would also like to express our gratitude to J Bregeault, J F Cam, Ph Desrués, B Jacquot, Y Merrer, H Plard, Ph Vallerand, and Ch Vandamme for their constant assistance during the different phases of the project. We thank the GANIL staff for the preparation of an excellent ion beam. This work was supported in part by the Région Basse-Normandie.

## References

- [1] Feynman R P and Gell-Mann M 1958 *Phys. Rev.* **109** 193
- [2] Allen J S, Burman R L, Herrmannsfeldt W B, Stähelin P and Braid T H 1959 *Phys. Rev.* **116** 134
- [3] Severijns N, Beck M and Naviliat-Cuncic O 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 991
- [4] Jackson J D, Treiman S B and Wyld H W Jr 1957 *Phys. Rev.* **106** 517  
Jackson J D, Treiman S B and Wyld H W Jr 1957 *Nucl. Phys.* **4** 206
- [5] Egorov V *et al* 1997 *Nucl. Phys. A* **621** 745
- [6] Adelberger E G, Ortiz C, García A, Swanson H E, Beck M, Tengblad O, Borge M J G, Martel I and Bichsel H ISOLDE Collaboration 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1299
- [7] Gorelov A *et al* 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 142501
- [8] Vetter P A, Abo-Shaer J R, Freedman S J and Maruyama R 2008 *Phys. Rev. C* **77** 35502
- [9] Johnson C H, Pleasonton F and Carlson T A 1963 *Phys. Rev.* **132** 1149
- [10] Vise J B and Rustad B M 1963 *Phys. Rev.* **132** 2573
- [11] Ridley B W 1961 *Nucl. Phys.* **25** 483
- [12] Carlson T A 1963 *Phys. Rev.* **132** 2239
- [13] Glück F 1998 *Phys. Lett. B* **436** 25
- [14] Wang L B *et al* 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 142501
- [15] Mueller P *et al* 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 252501
- [16] Brown L S and Gabrielse G 1986 *Rev. Mod. Phys.* **58** 233 and references therein
- [17] Paul W 1990 *Rev. Mod. Phys.* **62** 531 and references therein
- [18] Beck M *et al* 2003 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **503** 567
- [19] Kozlov V Yu *et al* 2008 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **266** 4515
- [20] Rodríguez D *et al* 2006 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **565** 876
- [21] Fléchar X *et al* 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 212504
- [22] Duval F *et al* 2008 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **266** 4537
- [23] Darius G *et al* 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 4804
- [24] Liénard E *et al* 2005 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **551** 375
- [25] Glück F 1997 *Comput. Phys. Commun.* **101** 223
- [26] Sirlin A 1967 *Phys. Rev.* **164** 1767
- [27] Holstein B R and Treiman S B 1971 *Phys. Rev. C* **3** 1921

- [28] Holstein B R 1974 *Rev. Mod. Phys.* **46** 789
- [29] Patyk Z 2007 private communication
- [30] Wauters L and Vaeck N 1996 *Phys. Rev. C* **53** 497
- [31] Flécharde X *et al* Temperature measurement of  ${}^6\text{He}^+$  ions confined in a paul trap *Proc. TCP2010 Int. Conf. Hyperfine Interact.* accepted
- [32] [http://simion.com/info/SIMION\\_8.html](http://simion.com/info/SIMION_8.html)
- [33] Ban G *et al* 2004 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **518** 712
- [34] <http://geant4.cern.ch/>
- [35] Velten Ph *et al* 2010 *AIP Conf. Proc.* **1224** 206
- [36] Firestone R B 1999 *Table of Isotopes* 8th edn ed V S Shirley (Berkeley: Wiley)
- [37] Velten Ph *et al* The LPCTrap experiment: measurement of the beta-neutrino angular correlation in  ${}^6\text{He}^+$  decay using a transparent Paul trap *Proc. TCP2010 Int. Conf. Hyperfine Interact.* accepted
- [38] Hoedl S A 2003 Novel proton detectors, ultra-cold neutron decay and electron backscatter *PhD Thesis* Princeton University

**[42] First Measurement of Pure Electron Shakeoff in the  $\beta$ Decay of Trapped  ${}^6\text{He}^+$  Ions**

## First Measurement of Pure Electron Shakeoff in the $\beta$ Decay of Trapped ${}^6\text{He}^+$ Ions

C. Couratin,<sup>1</sup> Ph. Velten,<sup>1</sup> X. Fléchar,<sup>1,\*</sup> E. Liénard,<sup>1</sup> G. Ban,<sup>1</sup> A. Cassimi,<sup>2</sup> P. Delahaye,<sup>3</sup> D. Durand,<sup>1</sup> D. Hennecart,<sup>2</sup> F. Mauger,<sup>1</sup> A. Méry,<sup>2</sup> O. Naviliat-Cuncic,<sup>1,4</sup> Z. Patyk,<sup>5</sup> D. Rodríguez,<sup>6</sup> K. Siegień-Iwaniuk,<sup>5</sup> and J-C. Thomas<sup>3</sup>

<sup>1</sup>LPC Caen, ENSICAEN, Université de Caen Basse Normandie, CNRS/IN2P3-ENSI, Caen, France

<sup>2</sup>CIMAP, CEA/CNRS/ENSICAEN, BP 5133, F-14070, Caen, France

<sup>3</sup>GANIL, CEA/DSM-CNRS/IN2P3, Caen, France

<sup>4</sup>NSCL and Department of Physics and Astronomy, Michigan State University, East Lansing, Michigan, USA

<sup>5</sup>National Centre for Nuclear Research, Hoza 69, PL-00-681 Warsaw, Poland

<sup>6</sup>Departemento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad de Granada, Granada, Spain

(Received 21 March 2012; published 14 June 2012)

The electron shakeoff probability of  ${}^6\text{Li}^{2+}$  ions resulting from the  $\beta^-$  decay of  ${}^6\text{He}^+$  ions has been measured with high precision using a specially designed recoil ion spectrometer. This is the first measurement of a pure electron shakeoff following nuclear  $\beta$  decay, not affected by multielectron processes such as Auger cascades. In this ideal textbook case for the application of the sudden approximation, the experimental ionization probability was found to be  $P_{\text{so}}^{\text{exp}} = 0.023\,39(36)$  in perfect agreement with simple quantum mechanical calculations.

DOI: [10.1103/PhysRevLett.108.243201](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.243201)

PACS numbers: 34.50.Fa, 23.40.-s, 32.80.Aa, 37.10.Ty

Electron shakeoff (SO) and shakeup (SU) are fundamental atomic processes in which a bound electron is excited into the continuum or in a new orbital, resulting from a sudden change of the central potential. This monopole ionization or excitation may be due to a modification of the nuclear charge, like in nuclear  $\beta$  decay, nuclear electron capture, internal conversion and alpha decay [1], or to the creation of a vacancy in an atomic inner shell induced by collisions with charged particles [2] or by photoionization [3,4]. The probabilities of these processes can be calculated in the framework of the sudden approximation (SA). The accuracy of the calculation depends on how fast the central potential changes as compared with the relaxation time of electrons in the new core potential. Nuclear  $\beta$  decay offers ideal conditions to test such calculations since the change in the central potential occurs in less than  $10^{-18}$  s, which is the transit time of the emitted  $\beta$  particles through the orbital electron cloud.

The first calculations of SO and SU probabilities following  $\beta$  decay [5–7] used hydrogen like wave functions. More sophisticated calculations were performed using numerical self-consistent wave functions for many-electron atoms [8]. The comparison between calculations and experiments is usually difficult [9] since secondary processes, like the emission of Auger electrons, contribute to the final charge state of the daughter ions. The simplest case investigated so far for such comparisons was the SO following the  $\beta$  decay of  ${}^6\text{He}$  atoms [10]. The single ionization probability of the daughter  ${}^6\text{Li}^+$  ions was there found in good agreement with a former measurement [11] but the double ionization probability was overestimated by almost one order of magnitude. This stresses the difficulties of treating such systems, even with only two active electrons.

For radioactive species with one active electron, such as  ${}^6\text{He}^+$  ions, electron-electron correlations and secondary relaxation processes are absent, leaving only two possible mechanisms for the daughter ionization. The dominant one, the electron SO, is caused by both the rapid change of the nuclear charge and the sudden recoil velocity acquired by the daughter nucleus resulting from  $\beta$  decay. In  ${}^6\text{He}$  decay, the recoil energy can reach 1.4 keV so that the recoil effect can have a sizable impact on the SO probabilities [8]. The second ionization mechanism is a direct collision, in which the  $\beta$  particle knocks out the bound electron. Its probability depends on the energy of the  $\beta$  particle,  $E_{\text{max}} = 3.5$  MeV, as compared to the 54.4 eV electron binding energy [5]. The direct collision is thus expected to have a very small contribution in the  ${}^6\text{Li}^{2+}$  ionization following the  ${}^6\text{He}^+$   $\beta$  decay.

${}^6\text{Li}^{2+}$  ions produced after  $\beta$  decay offer therefore an ideal case in which simple quantum mechanical calculations can be performed in the SA with analytic wave functions. Recent progress in the production and manipulation of exotic nuclei associated with new trapping techniques allow refined investigations of the  $\beta$  decay of stored ions [12–14]. We present here the first measurement of the SO probability following the  $\beta$  decay of hydrogen-like  ${}^6\text{He}^+$  ions. This is a unique system for a comparison with theoretical predictions, which has motivated a careful look at possible systematic effects that could impact the detection of recoiling ions.

The experimental setup has been described in detail elsewhere [13,15,16]. Only the main features of the apparatus are presented here along with the modifications which were necessary for the purpose of this measurement. The experiment has been carried out at GANIL, Caen, France. The radioactive  ${}^6\text{He}$  nuclei were produced at the SPIRAL target-ion source system. After mass separation



the  ${}^6\text{He}^+$  ions were guided at 10 keV through the LIRAT low-energy beam line up to the entrance of the LPCTrap apparatus. At this point, the typical  ${}^6\text{He}^+$  beam intensity was  $10^8 \text{ s}^{-1}$ . The first stage of the apparatus is a radio frequency cooler and buncher (RFQCB) [17] for the beam preparation. This linear Paul trap is mounted on a high-voltage platform whose voltage was set to decelerate the ions down to 50 eV. The system was filled with  $\text{H}_2$  buffer gas, at a pressure of  $7 \times 10^{-3}$  mbar, to cool down the ions below 1 eV. The  ${}^6\text{He}^+$  ions from LIRAT were continuously injected in the RFQCB and accumulated into bunches close to the exit. The cooled bunches were then extracted at a repetition rate of 5 Hz and reaccelerated towards the measurement transparent Paul trap using a pulsed cavity located 12 cm downstream from the exit of the RFQCB. The ions were transported between the two traps with a kinetic energy of about 1 keV and were decelerated down to 100 eV by a second pulsed cavity located at the entrance of the measurement Paul trap. The ions were confined in this trap [Fig. 1] by a 1.15 MHz rf voltage of 120 V<sub>pp</sub> applied continuously to the two inner rings. The intermediate rings were set to ground potential and the outer rings were set at a voltage of 12 V to minimize trapping losses. During the experiment, up to  $2 \times 10^4$   ${}^6\text{He}^+$  ions were successfully trapped in the measurement trap at each injection cycle, which corresponds to an overall transport and trapping efficiency of  $10^{-3}$ .  $\text{H}_2$  buffer gas, at a pressure of  $4 \times 10^{-6}$  mbar, was also used in the trapping chamber to further cool down the trapped ions. The  $\beta$  particles and the recoiling ions resulting from the  $\beta$  decay of the trapped  ${}^6\text{He}^+$  ions were detected in coincidence using detectors located around the trap [Fig. 1]. The  $\beta$  telescope, composed of a 300  $\mu\text{m}$  thick double sided silicon strip detector (DSSSD) followed by a plastic scintillator, provides the position and the energy of the incoming  $\beta$  particles. The signal from the plastic scintillator triggers the acquisition system and defines the reference time for a decay event. Recently, a new recoil ion spectrometer has been built to separate the charge states of the recoiling ions. Ions emitted towards the recoil spectrometer cross a first collimator through a 90% transmission grid set at ground potential. They are then accelerated by a  $-2$  kV potential applied to a second 90% transmission grid mounted at the entrance of

the free flight tube [Fig. 1]. Inside this tube, an electrostatic lens at  $-250$  V allows a 100% collection efficiency of the ions, which are detected with a micro-channel plate position sensitive detector (MCPSPD). A  $-4$  kV voltage applied on the front plate of the MCPSPD ensures a maximum detection efficiency for both charge states, independently of the recoil ion initial kinetic energy [18].

For each detected event, the energy and position of the  $\beta$  particle, the time of flight (TOF) and position of the recoil ion, the time of the event within the trapping cycle, and the phase of the trap rf voltage were recorded. In about 25 ms after injection, the trapped ion cloud has reached thermal equilibrium with a final thermal energy  $kT \sim 0.1$  eV [19]. After a trapping interval of 150 ms [Fig. 2], the ions were extracted towards a second MCPSPD, located downstream from the trap [Fig. 1] that serves as a monitor of the ion cloud [15]. The following 50 ms period within the cycle [Fig. 2], with no ions in the trap, enables to measure the background for each cycle.

The procedure applied for the detector calibrations was identical to that described in Ref. [16]. Several conditions were then applied to the data: (1) the energy deposited in the plastic scintillator had to be larger than 0.4 MeV; (2) the signals in the DSSSD must have had a valid conversion corresponding to a minimum ionizing particle; and (3) the signals from the delay lines of the MCPSPD should provide an unambiguous determination of the ion impact position. Two different sets of events were selected using the detection time,  $T_{\text{cycle}}$ , of events within the trapping cycle [Fig. 2]. The  $50 \leq t_{\text{cycle}} \leq 149$  ms interval contains decay events from trapped ions having reached thermal equilibrium whereas, in the interval  $151 \leq t_{\text{cycle}} \leq 200$  ms, the Paul trap was emptied so that only background events were recorded. Such events, called “out-trap” events, result from the decay of neutral  ${}^6\text{He}$  atoms in the detection chamber. This background contribution was less than 1% of the recorded data. After normalization, the background events were subtracted from those in the first time interval, which contains the events of interest. The resulting TOF spectrum is shown in Fig. 3. The regions labeled 1 and 4 contain only accidental events associated with uncorrelated signals from the  $\beta$  detector and from the MCPSPD. These events are

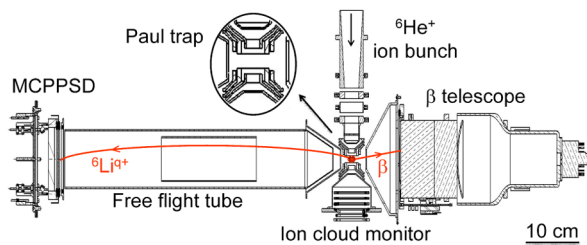


FIG. 1 (color online). Top view of the experimental setup. The inset shows the structure of the six stainless steel rings of the Paul trap. See text for details.

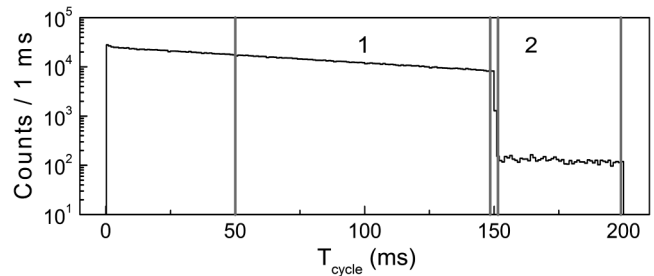


FIG. 2. Coincidence events as a function of time within the trapping cycle. The regions 1 and 2 correspond respectively to the selection of “in-trap” and “out-trap” events.

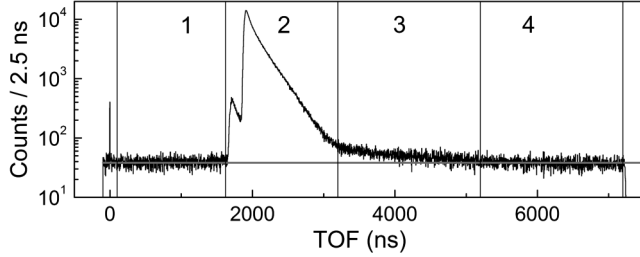


FIG. 3. TOF spectrum of recoil ions. The four regions used in the data analysis are delimited by vertical lines. The horizontal gray line indicates the average level of accidental events.

used for the accidentals subtraction from region 2, where the distributions corresponding to  ${}^6\text{Li}^{3+}$  and  ${}^6\text{Li}^{2+}$  recoil ions are clearly visible. The tail observed in region 3 arises from recoil ions neutralized and scattered by metallic surfaces prior to entering the acceleration region of the spectrometer. These events have a minimum TOF of  $3.2 \mu\text{s}$  and are excluded from the selected data.

The data analysis is similar to the one detailed in Ref. [16], and is based on the comparison between the experimental TOF spectrum and two sets of Monte Carlo (MC) simulated spectra obtained for  ${}^6\text{Li}^{2+}$  and for  ${}^6\text{Li}^{3+}$  recoil ions. For both sets, the  $\beta$  decay kinematics was accurately incorporated, using the  $\beta\nu$  angular correlation coefficient predicted by the standard model, including radiative corrections terms [20]. The initial positions and velocities of the decaying ions were sampled accordingly to distributions obtained from simulations of the motion of trapped ions in the Paul trap, in the presence of  $\text{H}_2$  buffer gas. The  ${}^6\text{Li}^{2+}$  and  ${}^6\text{Li}^{3+}$  paths from the decay point to the MCPPSD were computed using the SIMION8 software. The paths of the  $\beta$  particles were computed with the GEANT4 toolkit to account for the scattering on the electrodes of the Paul trap and on the detectors. The response functions of the  $\beta$  telescope and of the MCPPSD were also included in the MC simulation. It has previously been shown [21] that the shape of the TOF spectrum strongly depends on the ion cloud temperature and on the ions flight distances. The whole simulation was therefore carried out assuming different cloud temperatures around  $kT = 0.1 \text{ eV}$ , and for different positions of the MCPPSD relative to the trap. After subtraction of background and accidental events, the experimental TOF spectrum was fitted with a linear combination of the simulated spectra corresponding to the two charge states [Fig. 4]. The free parameters of the fit are: a global normalization, the electron SO probability,  $P_{\text{so}}^{\text{exp}}$ , the ion cloud temperature, and the distance of the MCPPSD from the trap center. The best fit [Fig. 4] has a chi-square at the minimum of  $\chi^2 = 533$  for 523 degrees of freedom, which corresponds to a  $P$  value of 0.37. This indicates a very good statistical consistency between the data and the model. The fit leads to an electron SO probability  $P_{\text{so}}^{\text{exp}} = 0.02339 \pm 0.00035$ , where the quoted error is purely statistical at one standard deviation.

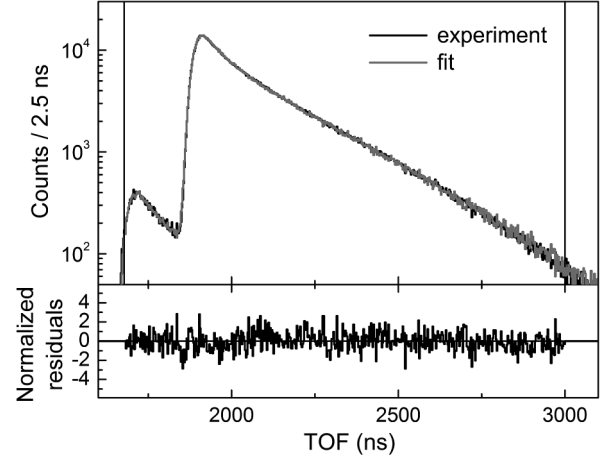


FIG. 4. Upper panel: fit of the experimental spectrum with the MC simulations. The range selected for the fit is indicated by the vertical lines. Lower panel: normalized residuals of the fit.

Comparisons between the simulations and the experimental data have been performed using other observables, like the position profiles in both detectors and the  $\beta$  energy spectra, and also show a good agreement. The main sources of systematic effects, including the calibration and position accuracy of the detectors, the high-voltage power supply accuracy, background subtraction, and charge exchange on  $\text{H}_2$  buffer gas, have been investigated. The detection efficiency of the MCPPSD for the two charge states was determined from the Gaussian shapes of the associated measured charges [18]. The efficiency for  ${}^3\text{Li}^{3+}$  was found to be  $(0.38 \pm 0.05)\%$  larger than for  ${}^3\text{Li}^{2+}$  and has been included. Effects giving a contribution larger than  $10^{-5}$  to the uncertainty on  $P_{\text{so}}^{\text{exp}}$  are listed in Table I. The methodology used to estimate these effects is detailed in Ref. [16]. The total systematic uncertainty,  $7.0 \times 10^{-5}$ , is very small compared to the statistical error.

The electron SO probability in an hydrogen-like system is a standard application of the SA and can be calculated following, e.g., Ref. [22],

TABLE I. Dominant sources of systematic effects along with the size of the correction of  $P_{\text{so}}^{\text{exp}}$  if any (second column), the impact on the error on  $P_{\text{so}}^{\text{exp}}$  (third column) and the method used to estimate the parameters (fourth column).

Source	Corr. ( $10^{-5}$ )	Error ( $10^{-5}$ )	Method
$a_{\beta\nu}$		4.0	[20]
$\beta$ scattering	39	4.0	GEANT4
Background		3.5	present data
$E_\beta$ calibration		1.7	present data
MCP efficiency	-9	1.2	present data
Total	30 <sup>a</sup>	7.0	

<sup>a</sup>The size of the corrections is given for indication. The instrumental effects were actually incorporated in the MC fit, so that the value of  $P_{\text{so}}^{\text{exp}}$  obtained from the fit includes these corrections.

$$P_{\text{so}} = 1 - \sum_{n,l,m} |\langle 1, 0, 0, Z | \exp(-i\vec{K}\vec{r}) | n, l, m, Z' \rangle|^2, \quad (1)$$

where  $n$ ,  $l$  and  $m$  are the radial, orbital momentum and orbital momentum projection numbers respectively,  $Z = 2$  ( $Z' = 3$ ) is the number of protons in the initial (final) system and  $\vec{K}$  is the wave vector of the final system. For the SO following the  $\beta$  decay of  ${}^6\text{He}^+$  ions, this leads to

$$P_{\text{so}} = (2.338\,10 + 0.004\,12E_{\text{rec}}) \times 10^{-2}, \quad (2)$$

where  $E_{\text{rec}}$  is the recoil energy of the daughter nucleus expressed in keV. The calculations were performed applying  $10^4$  nonrelativistic hydrogen-like wave functions with different values of  $n$ ,  $l$  and  $m$ . The reached numerical accuracy was smaller than  $10^{-8}$ .

Next, a correction to the SA probability was estimated to account for the finite duration of the potential change, which also includes the direct collision mechanism. It was assumed that the  $\beta$  particle travels at the speed of light and that its wave function is distributed on a thin spherical shell with radius  $R = ct$ . Therefore, the effective perturbation interaction,  $\delta V(r, R)$ , between the  $\beta$  particle and the orbital electron has a constant value,  $e^2/R$ , inside the sphere and the Coulomb form,  $e^2/r$ , outside the sphere of radius  $R$ . The time dependent Schrödinger equation was solved perturbatively, with an unperturbed Hamiltonian taken for the hydrogen-like  ${}^6\text{Li}^{2+}$  ion [22]. The variation in the SO probability was estimated from

$$\delta P_{\text{so}} = -\frac{1}{(\hbar c)^2} \int_0^{R_0} dR_1 \int_0^{R_0} dR_2 \langle 1s, Z | \delta V(r, R_1) \delta V(r, R_2) | 1s, Z \rangle, \quad (3)$$

where  $R_0 = 2\langle 1s, Z | r | 1s, Z \rangle$  is the radius of a sphere containing 93% of the electron charge. This leads to the value  $\delta P_{\text{so}} = -20 \times 10^{-5}$ , which is a 1% relative correction to the dominant value obtained in the SA. Such a small correction was indeed expected for a fast process like nuclear beta decay. Substituting in Eq. (2) the mean recoil energy of the events selected in the experimental data analysis (whose error contribution is negligible) together with the correction from Eq. (3) leads to

$$\langle P_{\text{so}} \rangle = 0.023\,22. \quad (4)$$

The final experimental result obtained in this work,

$$P_{\text{so}}^{\text{exp}} = 0.023\,39 \pm 0.000\,36, \quad (5)$$

is in perfect agreement with the theoretical result above and with a previous calculation [10]. The measured value is however inconsistent, by  $10\sigma$ , with the ionization probability per electron of the  $K$  shell estimated by Feinberg for  $\epsilon = Z'/Z = 3/2$ ,  $W_K = 0.01983$  [5].

In conclusion, we have reported the first measurement of the SO probability following the  $\beta$  decay of hydrogen-like ions. The decay of  ${}^6\text{He}^+$  ions is a unique system that fulfills

all conditions to perform a precision comparison between the experimental result and simple, albeit complete, quantum mechanical calculations. Such conditions are: a single active bound electron, a very fast change of the central potential and a resultant pure shakeoff process not affected by secondary ionizations like Auger emissions. At the present level of precision, the experimental result was found to be consistent with the theoretical prediction.

We warmly thank Bernard Pons for fruitful discussions that eventually led to the submission of this article. We express our gratitude to G. Darius and M. Herbane for their contributions at an earlier stage of the setup. We are indebted to the LPC staff for their strong involvement in the LPCTrap project and to the GANIL staff for the preparation of a high-quality ion beam. K.S.-I. and Z.P. acknowledge the financial support from Narodowe Centrum Nauki (Poland) Grant No. 2011/01/B/ST2/05131.

\*flechard@lpccaen.in2p3.fr

- [1] M. Freedman, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **24**, 209 (1974).
- [2] J. A. Tanis *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1131 (1999).
- [3] R. Wehlitz, F. Heiser, O. Hemmers, B. Langer, A. Menzel, and U. Becker, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3764 (1991).
- [4] T. Y. Shi and C. D. Lin, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 163202 (2002).
- [5] E. L. Feinberg, *Sov. Phys. JETP* **4**, 423 (1941).
- [6] A. B. Migdal, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **11**, 207 (1941) [*Sov. Phys. JETP* **4**, 449 (1941)].
- [7] J. S. Levinger, *Phys. Rev.* **90**, 11 (1953).
- [8] T. A. Carlson, C. W. Nestor, Jr., and T. C. Tucker, *Phys. Rev.* **169**, 27 (1968).
- [9] N. D. Scielzo, S. J. Freedman, B. K. Fujikawa, and P. A. Vetter, *Phys. Rev. A* **68**, 022716 (2003).
- [10] L. Wauters and N. Vaecq, *Phys. Rev. C* **53**, 497 (1996).
- [11] T. A. Carlson, F. Pleasonton, and C. H. Johnson, *Phys. Rev.* **129**, 2220 (1963).
- [12] Yu. A. Litvinov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 262501 (2007).
- [13] X. Flécharde *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 212504 (2008).
- [14] V. Kozlov *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **266**, 4515 (2008).
- [15] D. Rodríguez *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **565**, 876 (2006).
- [16] X. Flécharde, Ph. Velten, E. Liénard, A. Méry, D. Rodríguez, G. Ban, D. Durand, F. Mauger, O. Naviliat-Cuncic, and J. C. Thomas, *J. Phys. G* **38**, 055101 (2011).
- [17] G. Darius *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 4804 (2004).
- [18] E. Liénard *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **551**, 375 (2005).
- [19] X. Flécharde, G. Ban, D. Durand, E. Liénard, F. Mauger, A. Méry, O. Naviliat-Cuncic, D. Rodríguez, and P. Velten, *Hyperfine Interact.* **199**, 21 (2011).
- [20] F. Glück, *Nucl. Phys.* **A628**, 493 (1998).
- [21] P. Velten, G. Ban, D. Durand, X. Flécharde, E. Liénard, F. Mauger, A. Méry, O. Naviliat-Cuncic, D. Rodríguez, and J. C. Thomas, *Hyperfine Interact.* **199**, 29 (2011).
- [22] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics Non-Relativistic Theory* (Heinemann, London, 1981).