



**UNIVERSITE
de
CAEN/BASSE-NORMANDIE**

U.F.R. de SCIENCES
ECOLE DOCTORALE : SIMEM
(Structure, Information, Matière Et Matériaux)

LABORATOIRE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE
Institut des Sciences de la Matière et du Rayonnement

THESE
présentée par

Monsieur DARIUS Guillaume

et

soutenue

le 16 décembre 2004

en vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialités : Constituants élémentaires

(Arrêté du 25 Avril 2002)

**Etude et mise en œuvre d'un dispositif pour la
mesure du paramètre de corrélation angulaire
dans la désintégration du noyau ${}^6\text{He}$**

JURY :

Directeur de thèse : Monsieur Dominique Durand

Monsieur Bertram BLANK, Directeur de Recherche, CNRS, CENBG Bordeaux
Monsieur Paul INDELICATO, Directeur de Recherche, CNRS, LKB, Paris
Monsieur Marek LEWITOWICZ, Directeur de Recherche, CNRS, GANIL Caen
Monsieur Bernard TAMAIN, Professeur, Université de CAEN
Monsieur Gilles BAN, Maître de Conférence, ENSICAEN

Remerciements

Comme toute (bonne ?) thèse qui se respecte, voici venu le temps ... des remerciements. Tout d'abord, un grand merci à Dominique, mon directeur de thèse. Sa présence, discrète mais bien réelle et la liberté qu'il m'a laissée tout au long de ces trois années sont deux ingrédients qui ont contribué à la réalisation de ce travail dans d'excellentes conditions.

Merci à messieurs Bertram Blank et Paul Indelicato d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail et pour l'intérêt qu'ils y ont porté. De même, merci à Monsieur Marek Lewitowicz d'avoir accepté de faire parti du jury. Un merci spécial à Monsieur Bernard Tamain, qui a bien voulu être président de ce même jury.

Dernier membre du jury, Gilles : quoi dire sur ce spécimen si ce n'est un grand merci. Sa faculté d'organisation, malgré les apparences, sa capacité de synthèse et de direction de groupe ainsi que son esprit tourné vers la rigolade sont la preuve qu'il est possible de travailler et de bien travailler tout en s'amusant. Je retiendrai de lui ses fameux proverbes tels : *Pas de blabla, des résultats* ou *Quand y'en a marre, y'a carambar* (ah non, ça c'est pas de lui !).

Un grand merci à Jean-François, heureux (jeune) ancien directeur du laboratoire pour m'avoir accueilli pendant ces trois années. J'en profite aussi pour remercier celles qui font que tout fonctionne bien ici : Michèle, Christiane, Evelyne et Catherine.

Parmi les membres du groupe continuons avec mon collègue de bureau, le « *laser expert* » du laboratoire, Xavier : merci pour tes précieux conseils, scientifiques ou non. En vrac, merci aussi à Mustafa, Daniel, Marc, champion de France 2004 de Disc Golf (novice), Etienne, Oscar, François : vous avez tous contribué, de différentes manières, à faire que pas une seule fois je ne me suis rendu au laboratoire à reculons.

Intéressons nous maintenant aux forces vives du LPC : les thésards et en particulier Gravillon et Pénélope Jolie-Cœur soit Alain et Anne Marie : ne changez rien, vous êtes au top du top. Merci aussi à Pierre, Pigot pour les intimes (et plus si affinité...). Un petit mot pour les anciens thésards du labo, en particulier Pierre pour m'avoir repassé le bébé (autrement dit la manip' piège) dans de très bonnes conditions mais aussi Stéphane, pour ... son franc parler et sa dextérité à BomberMan.

Un petit ... non, un immense merci aux services techniques pour, bien évidemment, leur travail mais aussi pour ce qu'ils sont en dehors du travail. Un merci spécial à Yvan, Philippe et Franck de la mécanique et, au niveau du SED, Philippe et les Joël (Tillier et Brégeault).

Merci aussi aux grands manitous de l'informatique en particulier Laurent et Jérôme, plus connus sous les noms de Lolo (quelle originalité !) et de Pimprenelle par les adeptes des formations réseaux. Merci enfin à l'ensemble des membres du laboratoire non cités jusqu'à présent et que j'aurai simplement côtoyés : merci d'avoir « supporté » ma discrétion durant ces trois années. Pour (presque) finir, un grand merci à celui que l'on appelle quand il n'y a plus d'espoir, Yohann l'homme à tout faire du laboratoire.

Je terminerai (vraiment) en remerciant mes parents pour leur soutien de tout ordre mais aussi pour accepter avec intelligence mes choix.

Table des matières

Introduction	9
1 - Principe général	11
1.1 Motivations	11
1.1.1 Le cadre théorique.....	11
1.1.2 Les limites actuelles sur a_F et a_{GT}	16
1.1.3 Les mesures en cours	22
1.2 Dispositif expérimental	25
1.2.1 La source d'ions radioactifs SPIRAL et la ligne basse énergie LIRAT ..	25
1.2.2 La mise en forme du faisceau	26
1.2.2.1 L'injection : le ralentissement	26
1.2.2.2 Le refroidissement	27
1.2.2.3 Le regroupement	27
1.2.2.4 L'extraction	28
1.2.2.4.1 Dans le quadripôle	28
1.2.2.4.2 A l'extérieur du quadripôle.....	28
1.2.3 Le piégeage	29
1.2.4 La détection.....	30
2 - Le quadripôle radiofréquence à gaz tampon	33
2.1 Principe de piégeage	33
2.1.1 Généralités sur le piégeage de particules chargées	33
2.1.2 Description théorique.....	35
2.1.2.1 Mouvement d'un ion dans un champ quadripolaire	35
Le piège de Paul tridimensionnel.....	35
Le piège de Paul linéaire	38
2.1.2.2 Un modèle théorique du piégeage d'ions	39
Capacité du piège de Paul	41
2.1.2.3 Les différents processus de perte des ions piégés	43
2.2 Le refroidissement de particules chargées	44
2.2.1 Les différents types de refroidissement	44
2.2.2 Le refroidissement par gaz tampon.....	45

Table des matières

2.3 Dispositifs existant dans le monde.....	45
2.4 Simulations	46
2.4.1 Mobilité et diffusivité	46
2.4.2 L'approche macroscopique.....	48
2.4.3 L'approche microscopique	48
2.5 Description technique	51
2.5.1 Mécanique.....	51
2.5.2 Vide et injection de gaz.....	53
2.5.3 Configuration électrique	56
2.5.4 Contrôle et commande	57
2.6 Résultats expérimentaux	59
2.6.1 Les diagnostics.....	59
2.6.2 Les tests LPC	61
2.6.2.1 Les tests avec la source à bombardement électronique.....	61
2.6.2.2 Les tests avec la source à ionisation de surface	66
2.6.3 L'expérience LIMBE.....	74
2.6.3.1 Le dispositif expérimental.....	74
2.6.3.2 Résultats et comparaison avec les simulations	75
2.6.4 Temps de vie des ions dans le regroupeur	80
2.7 Conclusion	87
3 - Le piège de Paul tridimensionnel	89
3.1 Le piège à fils.....	89
3.2 Le piège à tubes.....	93
3.2.1 Description.....	93
3.2.2 Résultats des tests de piégeage.....	95
4 - Le dispositif de détection.....	101
4.1 Les mesures en coïncidence.....	102
4.1.1 Le détecteur de l'ion de recul	102
4.1.1.1 Description	102
4.1.1.2 Caractérisation	104
4.1.2 Le détecteur du β	111
4.1.2.1 Détection de la position	111
4.1.2.2 Mesure de l'énergie	113

Table des matières

4.2 L'imagerie du nuage d'ions	114
4.2.1 Imagerie basée sur la géométrie du piège	114
4.2.2 Imagerie basée sur les propriétés du piégeage	119
5 - L'expérience Hélium-6	121
5.1 Estimation des incertitudes systématiques	121
5.1.1 Incertitudes liées au dispositif de détection	121
5.1.2 Incertitudes liées au piégeage	122
5.1.3 Résumé des incertitudes attendues	122
5.2 Mise en temps	123
5.3 Statistique	125
Conclusion et perspectives	127
Bibliographie	131
Annexe	135

Introduction

Depuis plusieurs siècles, les physiciens tentent d'expliquer le plus grand nombre de phénomènes à partir du plus petit nombre de lois fondamentales. Citons uniquement ici la première « unification » réalisée par Newton avec la loi de la gravitation universelle. Il montra que deux phénomènes apparemment différents, la pesanteur et le mouvement des astres, jusqu'alors modélisés par des lois différentes, loi de la chute des corps de Galilée et lois de Kepler, étaient deux facettes d'une seule et même interaction modélisée à l'aide d'une seule loi.

Le Modèle Standard (MS) s'inscrit naturellement dans cette tendance à l'unification. En effet, ce dernier décrit les particules élémentaires ainsi que la façon dont ces dernières interagissent. Trois des quatre interactions fondamentales, l'interaction électromagnétique, nucléaire forte et nucléaire faible, sont ainsi décrites. Le MS de par ces nombreuses confirmations expérimentales [Gri87] bénéficie d'un large consensus dans la communauté des physiciens. Citons en particulier la confirmation de l'existence des courants neutres en 1973 et la découverte des médiateurs de l'interaction nucléaire forte en 1979 et faible en 1983.

- La théorie électrofaible, unification de l'interaction électromagnétique et de l'interaction faible, dont l'élaboration a débutée dans les années 60, implique l'existence de processus faibles par courant neutre. Cette prédiction a été confirmée expérimentalement en 1973 au CERN.
- D'après le Modèle Standard, toute interaction s'effectue par l'échange d'un (ou plusieurs) boson(s). Par exemple, l'interaction électromagnétique s'effectue via l'échange du photon. Les bosons médiateurs de l'interaction forte, les gluons, ont été découverts en 1979 et ceux de l'interaction faible, W^+ , W^- et Z^0 , en 1983.

Malgré tout, le Modèle Standard présente certaines défaillances qui ont poussé les physiciens à élaborer des extensions voire de nouvelles théories, dites au-delà du Modèle Standard. Parmi ces défaillances, citons en particulier le fait qu'il est en échec vis-à-vis d'une description quantique de la gravitation et qu'il ne donne pas de raisons sur le regroupement des particules élémentaires en trois générations.

De nombreuses expériences sont réalisées afin d'obtenir des éléments expérimentaux pouvant guider et contraindre ces théories au-delà du Modèle Standard. Ces expériences peuvent être de deux types : en physique des particules, les énergies mises en jeu sont suffisantes pour créer directement de nouvelles particules. Dans ce type d'expérience, citons la recherche du boson de Higgs qui, à l'heure actuelle, est très active. En physique nucléaire par contre, on tente plutôt de mettre en évidence de nouveaux phénomènes au moyen de mesures de précision. L'expérience qui fait l'objet de cette thèse, mesure du paramètre de corrélation angulaire β - ν lors de la décroissance du noyau d' ^6He , s'inscrit dans cette optique.

La théorie V-A qui décrit l'interaction faible dans le cadre du Modèle Standard suppose que seules les interactions de type vecteur et axial-vecteur existent. Les autres invariants de Lorentz (scalaire, tensoriel et pseudo-scalaire) permis dans une description générale de l'interaction faible sont interdits dans le cadre du Modèle Standard. L'expérience présentée ici vise à mieux contraindre voire à mettre en évidence l'existence de courants tensoriels. Ces derniers impliqueraient l'existence de nouveaux bosons, les leptokarks, prévus dans certaines extensions du Modèle Standard.

Introduction

Dans le premier chapitre, nous présenterons les motivations théoriques de notre expérience : le cadre général au sein duquel elle se situe et les limites actuelles sur le paramètre que nous souhaitons mesurer seront détaillés. Les autres expériences visant à mesurer ce paramètre seront aussi abordées. Dans un deuxième temps, nous introduirons brièvement les différents éléments du dispositif expérimental, de la source d'ions radioactifs au dispositif de détection, avant de les décrire en détail dans les trois chapitres suivants.

Au cours du deuxième chapitre, nous nous intéresserons au dispositif de mise en forme et de réduction d'émittance de faisceaux qui a été développé au LPC Caen. Son principe de fonctionnement, confinement au moyen d'un champ radiofréquence couplé au refroidissement par un gaz tampon, sera décrit en détail. Les autres dispositifs de réduction d'émittance existant dans le monde seront présentés. Nous exposerons ensuite les différents tests qui ont été effectués pour valider le fonctionnement de ce dispositif. Nous terminerons ce chapitre en résumant ses performances.

Dans un troisième temps, nous présenterons le piège de Paul tridimensionnel autour duquel les décroissances seront mesurées. Le principe de fonctionnement, les deux géométries envisagées, leurs avantages et inconvénients respectifs, ainsi que ses performances seront exposés.

Dans le quatrième chapitre, le dispositif de détection envisagé sera présenté. Nous décrirons en détail le système de détection des coïncidences ; soit le détecteur du recul et le détecteur β mais aussi le détecteur dédié à l'imagerie du nuage d'ions.

Dans le dernier chapitre, nous aborderons certains points généraux de l'expérience ${}^6\text{He}$. A partir des transmissions et des efficacités de piégeage qui ont été mesurées, nous donnerons la mise en temps général de l'expérience, la statistique attendue ainsi qu'une estimation des incertitudes systématiques.

En annexe figure la proposition d'expérience soumise et acceptée par le PAC du GANIL en 2003.

Chapitre 1

Principe général

Dans ce premier chapitre, nous allons discuter les motivations de cette expérience. Nous présenterons le cadre théorique dans lequel cette étude se place, les limites actuelles sur le paramètre que nous souhaitons mesurer ainsi que les autres expériences en cours visant à le mesurer. Les particularités de l'expérience développée au LPC seront ainsi mises en avant.

Afin d'avoir une vision globale de l'expérience, nous décrirons ensuite, de façon succincte, le dispositif expérimental général avec tous les éléments qui le compose, de la source d'ions radioactifs au piège de Paul de mesure autour duquel les décroissances seront détectées en passant par la ligne basse énergie LIRAT et le quadripôle radiofréquence.

Nous terminerons par dire quelques mots sur le dispositif de détection envisagé pour la mesure des coïncidences.

1.1 Motivations

1.1.1 Le cadre théorique

La décroissance β est une des nombreuses facettes de l'interaction faible. La réaction principale impliquant l'interaction faible dans les noyaux peut être caractérisée par la décroissance du neutron ou du proton (lié) : nous parlons alors de processus semi-leptonique car à la fois des hadrons et des leptons sont impliqués. Il existe aussi des processus non leptoniques quand aucun lepton n'est impliqué dans la réaction (désintégration des mésons K) et des processus purement leptoniques, tel la décroissance du muon, où seuls les leptons interviennent.

Les processus d'interaction faible sont souvent décrits comme étant universels. Ceci car l'intensité des processus de base est, dans les limites actuellement connues, la même dans tous les secteurs (leptonique, semi-leptonique et non-leptonique). Ce point est illustré par le fait que la constante de couplage de Fermi G_F a la même valeur quelque soit le processus impliqué.

Aujourd'hui, nous savons que les interactions faibles s'effectuent par échange de bosons vectoriels W^\pm et Z^0 , de la même manière que les interactions électromagnétiques s'effectuent via le photon. Cependant, de par la grande masse de ses bosons médiateurs, $m_W = 80,36 \pm 0,12 \text{ GeV}$ et $m_Z = 91,187 \pm 0,007 \text{ GeV}$, la portée de l'interaction faible est extrêmement courte (de l'ordre de 10^{-3} fm). Elle est si courte que, pratiquement en physique nucléaire, nous pouvons ne pas prendre en compte l'échange de ces bosons et considérer l'interaction comme étant ponctuelle. Plus rigoureusement, nous disons que dans la limite où le moment transféré entre le noyau et les leptons est très petit devant la masse des bosons de jauge, ce qui est le cas dans les processus que nous considérons ici, l'interaction peut être considéré comme étant ponctuelle (cf. figure 1.1).

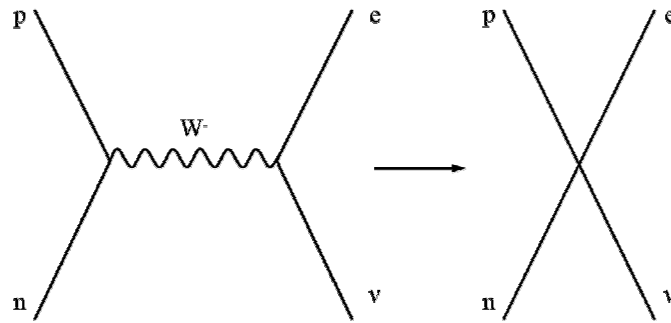


Fig. 1.1 Processus β^- , à gauche s'opérant via l'échange d'un boson W^- et, à droite, dans la limite des petits moments transférés (interaction ponctuelle).

A partir d'une description tout à fait générale et en ne supposant que l'invariance sous les transformations espace – temps de Lorentz, on peut montrer que le hamiltonien décrivant la désintégration β s'écrit de la manière suivante [Jack57] :

$$H_{\beta} \propto \sum_i \bar{u}_e \hat{O}_i (C_i + C'_i \gamma_5) u_{\nu} (\bar{u}_p \hat{O}_i u_n) + h.c. \quad (1.1)$$

où l'indice i permet de prendre en compte les cinq invariants de Lorentz (cf. tableau 1.1) et où les C_i sont les constantes de couplage déterminant les propriétés (c'est-à-dire les intensités) de ces différents types d'interaction.

Opérateur \hat{O}_i	Type
$\hat{O}_S = 1$	Scalaire
$\hat{O}_V = \gamma^{\mu}$	Vecteur
$\hat{O}_T = \sigma^{\mu\nu}$	Tenseur
$\hat{O}_A = \gamma^{\mu} \gamma_5$	Axial vecteur
$\hat{O}_P = \gamma_5$	Pseudo scalaire

Tableau 1.1 Les cinq invariants de Lorentz. Les γ^{μ} sont les matrices de Dirac et $\sigma^{\mu\nu}$ est une combinaison linéaire des matrices de Pauli.

Dans la suite, nous ne considérerons plus l'opérateur pseudo-scalaire : en effet, dans la limite non relativiste, limite dans laquelle nous nous situons, cet opérateur est nul [Gre00].

Historiquement, l'interaction faible a d'abord été décrite comme une interaction ponctuelle à 4 fermions. Cette description est due à Enrico Fermi en 1934 : par analogie avec le hamiltonien de l'interaction électromagnétique, il proposa un hamiltonien, H_{β} , décrivant la décroissance β comme une interaction de deux courants vectoriels, un courant leptonique ($\bar{u}_e \hat{O}_V u_{\nu}$) et un courant hadronique ($\bar{u}_p \hat{O}_V u_n$) (équation 1.2).

$$H_\beta = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{u}_e \hat{O}_V u_\nu) (\bar{u}_p \hat{O}_V u_n) + h.c. \quad (1.2)$$

Afin de mieux rendre compte des résultats expérimentaux, cette théorie fut modifiée tout d'abord en 1936 par Gamow et Teller [Gam36], ce qui compléta les règles de sélection proposées par Fermi. Vingt ans plus tard, elle fut à nouveau modifiée pour rendre compte de la violation de la parité : cette mise en évidence fut proposée par Lee et Yang en 1956 [Lee56] et observée expérimentalement par Wu et collaborateurs en 1957 [Wu57]. L'année suivante, le degré de violation de la parité a été observé expérimentalement par Goldhaber et collaborateurs [Gold58] en mesurant l'hélicité du neutrino : ce dernier semble être toujours 'gauche'. On dit que la parité est violée de façon maximale.

Le hamiltonien alors obtenu est équivalent à celui présenté équation 1.1, si ce n'est que la sommation ne s'effectue plus que sur V et A : seuls des courants de type vecteur et axial vecteur interviennent. Tous les résultats expérimentaux obtenus jusqu'à maintenant confirment bien que la structure de l'interaction faible est vecteur et axial vecteur. C'est pourquoi nous parlons de théorie V-A. A partir d'évidences expérimentales, le Modèle Standard contraint les constantes de couplages qui interviennent dans ce hamiltonien :

- Hypothèse de violation maximale de la parité : $|C_i| = |C'_i|$
- Hypothèse d'invariance sous le renversement du temps : C_i et C'_i sont réels
- Théorie V-A : seules les constantes de couplage C_A et C_V sont non nulles

Les limites actuelles sur les constantes de couplage exotiques, c'est-à-dire interdites par le MS (C_S et C_T) ne sont pas très contraignantes : ces couplages peuvent apparaître à hauteur de 10% par rapport aux couplages prévus (C_S/C_V et $C_T/C_A < 10\%$). Les valeurs exactes ainsi que la façon dont ces limites ont été obtenues seront présentées dans la partie suivante. Le Modèle Standard prédisant la valeur de ces constantes de couplage, toute déviation observée par rapport à ces prédictions permettrait de mieux contraindre voir de mettre en évidence de nouveaux phénomènes.

Comment alors, à partir d'une expérience en physique nucléaire, pouvons nous remonter aux valeurs de ces constantes de couplage ?

Comme nous allons le voir, ces constantes de couplage permettent de déterminer la valeur de nombreux paramètres qui apparaissent dans la distribution du spectre de désintégration β .

A partir de l'expression de l'hamiltonien général proposé initialement par Lee et Yang [Lee56], Jackson et collaborateurs [Jack57] posèrent l'expression générale de la distribution des observables lors d'une décroissance β . La distribution en énergie, en angle d'émission et en polarisation des β pour des transitions β permises et pour des noyaux polarisés (cas général) est donnée par l'équation 1.3.

$$\begin{aligned} dW = dW_0 \xi & \left(1 + \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} a + \frac{m_e}{E_e} b \right. \\ & + \vec{J} \cdot \left[\frac{\vec{p}_e}{E_e} A + \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} B + \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} D \right] \\ & \left. + \vec{\sigma}_e \cdot \left[\frac{\vec{p}_e}{E_e} G + \vec{J} \times \frac{\vec{p}_e}{E_e} R \right] \right) \end{aligned} \quad (1.3)$$

avec : E_e, p_e, m_e énergie totale, impulsion et masse du β

E_ν, p_ν énergie totale et impulsion du neutrino

\vec{J} vecteur spin nucléaire

$\vec{\sigma}_e$ vecteur spin β

$$\xi = |M_F|^2 \left[|C_V|^2 + |C_V'|^2 + |C_S|^2 + |C_S'|^2 \right] + |M_{GT}|^2 \left[|C_A|^2 + |C_A'|^2 + |C_T|^2 + |C_T'|^2 \right]$$

Le terme dW_0 contient les termes d'espace de phase : il dépend en particulier de l'énergie totale du β , de son impulsion, de la constante de Fermi et enfin de la fonction coulombienne de Fermi F . Cette dernière prend en compte l'interaction du β avec la charge du noyau. La barrière coulombienne diminue la probabilité d'émission des positrons et augmente celle des électrons. Pour le cas qui nous intéresse ici, le numéro atomique du noyau est petit (${}^6_2\text{He}_4$) et le β émis a une grande énergie (jusqu'à 3,5 MeV), les corrections dues à cette fonction peuvent être négligées. Les raisons pour lesquelles nous avons choisis ce noyau seront exposées dans le paragraphe 1.1.3.

De nombreux coefficients de corrélations ou d'asymétries apparaissent dans cette expression. Citons en particulier le paramètre A , paramètre d'asymétrie β à travers lequel la violation de la parité a été mise en évidence, les paramètres D et R , polarisation nucléaire et polarisation transverse du β , étudiés pour la mise en évidence de la violation sous le renversement du temps et enfin a , le paramètre de corrélation angulaire β -v. Tous ces paramètres peuvent être exprimés en fonction des différentes constantes de couplage. L'expression de ces coefficients peut être trouvée dans [Jack57].

Pour les transitions β , nous devons distinguer deux cas :

- Dans une transition de type Fermi, les leptons (β et neutrino) sont émis dans un état singulet de spin : leurs spins sont antiparallèles. Les règles de sélection sont, pour les transitions permises, $\Delta J = 0$ sans changement de parité.
- Dans une transition de type Gamow-Teller, les leptons sont émis dans un état triplet de spin : leurs spins sont parallèles. Les règles de sélection sont, pour les transitions permises, $\Delta J = 0, \pm 1$ (avec $0 \rightarrow 0$ interdit) sans changement de parité.

Noyau	Noyau fils	Type	Q_β (MeV)	$T_{1/2}$ (s)
${}^6\text{He}$	${}^6\text{Li}$	β^- , GT pure	3,51	0,81
${}^{18}\text{Ne}$	${}^{18}\text{F}$	β^+ , Mixte	3,43	1,67
${}^{35}\text{Ar}$	${}^{35}\text{Cl}$	β^+ , Mixte	4,95	1,78
${}^{38\text{m}}\text{K}$	${}^{38}\text{Ar}$	β^+ , F pure	5,15	0,92

Tableau 1.2 Exemples de transition de type Fermi, Gamow-Teller et mixtes.

Pour l'expérience qui nous intéresse ici, le noyau radioactif n'est pas polarisé et nous ne détectons pas le spin du β . L'expression de la probabilité de transition se résume donc à :

$$dW = dW_0 \xi \left(1 + \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} a + \frac{m_e}{E_e} b \right) \quad (1.4)$$

où seuls a , le paramètre de corrélation angulaire β - ν et b , le paramètre d'interférence de Fierz interviennent.

Quelque soit la mesure envisagée, nous voyons que le paramètre d'interférence de Fierz intervient et doit donc être pris en compte. Tout comme le paramètre de corrélation angulaire, il dépend des constantes de couplage. Son expression générale en fonction de ces constantes ainsi que des éléments de matrice nucléaire (M_F et M_{GT}) est donnée équation 1.5. L'indice F dénote une transition de type Fermi alors que l'indice GT dénote une transition de type Gamow-Teller (le signe du haut concerne une transition β^- alors que le signe du bas concerne une transition β^+).

$$b = \frac{\pm 2\Re \left\{ |M_F|^2 (C_S C_V^* + C'_S C_V'^*) + |M_{GT}|^2 (C_T C_A^* + C'_T C_A'^*) \right\}}{|M_F|^2 \left[|C_V|^2 + |C_V'|^2 + |C_S|^2 + |C_S'|^2 \right] + |M_{GT}|^2 \left[|C_A|^2 + |C_A'|^2 + |C_T|^2 + |C_T'|^2 \right]} \quad (1.5)$$

Dans le cas d'une transition de Fermi pure, les éléments de matrice Gamow-Teller sont nuls alors que dans une transition de Gamow-Teller pure ce sont les éléments de matrice de Fermi qui sont nuls. L'expression du terme d'interférence de Fierz, dans le cas d'une transition Gamow-Teller pure, est donc simplifiée (équation 1.6).

$$b_{GT} = \frac{-2\Re (C_T C_A^* + C'_T C_A'^*)}{|C_A|^2 + |C_A'|^2 + |C_T|^2 + |C_T'|^2} \quad (1.6)$$

La limite actuelle sur ce paramètre ($b_{GT} < 0,0011(16)$ [Boo84]) fait que dans une première approche, il peut être négligé. Il faudra par contre le prendre en compte lors de l'analyse des données expérimentales.

Le paramètre a , paramètre de corrélation angulaire β - ν qui intervient dans l'expression de la densité de probabilité, tout comme le paramètre d'interférence de Fierz, est aussi directement fonction des constantes de couplages, d'où son intérêt pour tester la structure V-A de l'interaction faible.

L'expression générale de ce paramètre en fonction des constantes de couplage est donnée équation 1.7.

$$a = \frac{|M_F|^2 \left[|C_V|^2 + |C_V'|^2 - |C_S|^2 - |C_S'|^2 \right] - \frac{1}{3} |M_{GT}|^2 \left[|C_A|^2 + |C_A'|^2 - |C_T|^2 - |C_T'|^2 \right]}{|M_F|^2 \left[|C_V|^2 + |C_V'|^2 + |C_S|^2 + |C_S'|^2 \right] + |M_{GT}|^2 \left[|C_A|^2 + |C_A'|^2 + |C_T|^2 + |C_T'|^2 \right]} \quad (1.7)$$

Là encore, dans le cas d'une transition pure, l'expression du paramètre de corrélation angulaire, pour une transition de Fermi pure, se simplifie et s'écrit :

$$a_F = \frac{|C_V|^2 + |C_V'|^2 - |C_S|^2 - |C_S'|^2}{|C_V|^2 + |C_V'|^2 + |C_S|^2 + |C_S'|^2} \quad (1.8)$$

et pour une transition de Gamow-Teller pure :

$$a_{GT} = -\frac{1}{3} \frac{|C_A|^2 + |C_A'|^2 - |C_T|^2 - |C_T'|^2}{|C_A|^2 + |C_A'|^2 + |C_T|^2 + |C_T'|^2} \quad (1.9)$$

Dans le cadre du Modèle Standard, c'est-à-dire avec l'hypothèse de violation maximale de la parité, d'invariance par rapport au renversement du temps et avec $C_S = C_S' = C_T = C_T' = 0$, les valeurs théoriques du paramètre de corrélation angulaire pour une transition de Fermi pure et de Gamow-Teller pure sont respectivement :

$$a_F = +1 \quad \text{et} \quad a_{GT} = -\frac{1}{3}$$

Afin de mettre en évidence d'éventuelles déviations par rapport au Modèle Standard, il « suffit » de mesurer expérimentalement ce paramètre c'est-à-dire mesurer la corrélation angulaire β - ν .

Jusqu'à présent, différentes techniques ont été mises en œuvre afin de déterminer la valeur de ce paramètre de corrélation angulaire. Nous allons présenter ici les deux expériences qui ont conduit aux meilleures limites sur ce paramètre pour le cas d'une transition Gamow-Teller et d'une transition Fermi puis passer en revue les différentes expériences en cours qui visent à le mesurer.

1.1.2 Les limites actuelles sur a_F et a_{GT}

Nous ne nous intéressons ici qu'aux transitions pures, qu'elles soient de Gamow-Teller ou de Fermi. Les conventions adoptées pour les angles d'émission des particules et leur impulsion sont représentées sur la figure 1.2.

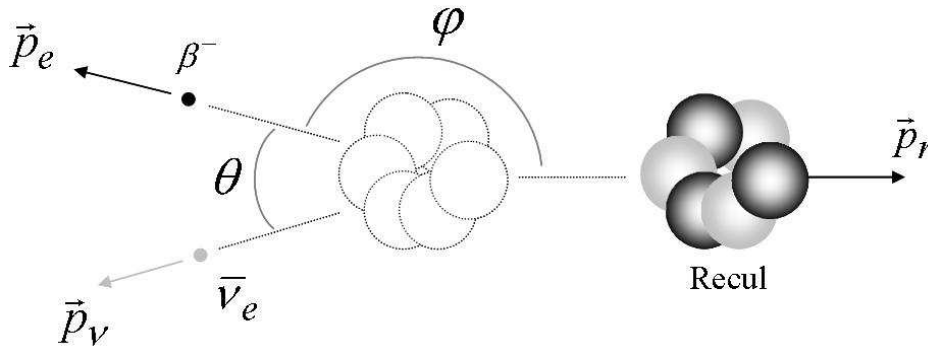


Fig. 1.2 Notations pour les angles et les impulsions d'une désintégration β .

De par la conservation de l'énergie et de l'impulsion, seule une certaine zone de l'espace cinématique est autorisée : elle est représentée sur la figure 1.3 dans l'espace (T_e, p_r) , énergie cinétique du β et impulsion du recul. Sur cette figure, nous avons superposé les isocontours pour les angles β - ν : nous voyons qu'un spectre en énergie du β ne nous donnera aucune information sur la corrélation β - ν car, dans ce cas et pour chaque énergie du β , l'angle θ est intégré de 0° à 180° . Or nous avons vu que, dans l'expression de la probabilité de transition (équation 1.4), le paramètre de corrélation angulaire a est multiplié par le produit scalaire $\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu = p_e p_\nu \cos\theta$ et l'intégration du cosinus de 0° à 180° donne zéro. Autrement dit, la forme du spectre en énergie du β est indépendante de la valeur du paramètre de corrélation angulaire. Par contre, ce n'est pas le cas pour le spectre en impulsion du recul : l'information sur la valeur du paramètre ' a ' est contenue dans ce spectre.

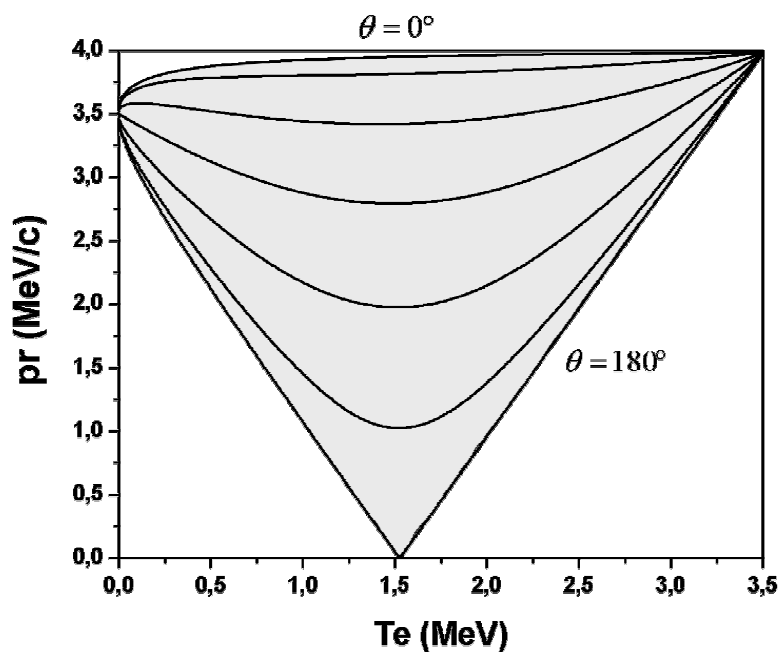


Fig. 1.3 Distribution angulaire dans l'espace (T_e, p_r) . La zone grisée est la zone cinématiquement autorisée. Les isocontours sont tous les 30° . Les valeurs de l'impulsion du recul et de l'énergie cinétique du β sont celles de $l^6\text{He}$ ($Q_\beta=3,5 \text{ MeV}$).

Cette information étant contenue dans le spectre en impulsion du recul, elle peut être obtenue en mesurant simplement l'énergie ou le temps de vol du recul. La valeur du paramètre de corrélation angulaire peut aussi être obtenue à partir de la distribution angulaire des événements : le neutrino n'interagissant que très peu avec la matière, seuls le β et le recul sont détectés. Si la position de ces particules est enregistrée et que nous connaissons le vertex de la réaction, le spectre en angle φ peut être reconstruit et la valeur de a déduite.

Le moyen le plus immédiat d'atteindre le paramètre de corrélation angulaire β - ν est donc de mesurer directement le spectre en énergie des reculs. Suivant la transition considérée, Fermi ou Gamow-Teller, les événements peuplent différemment l'espace cinématique autorisée ce qui, à partir de l'analyse de la forme de ces spectres, permet la détermination du paramètre de corrélation angulaire.

Cas d'une transition de Gamow-Teller pure

Pour cette transition, les spectres en cinématique complète et en impulsion du recul ont la forme présentée sur la figure 1.4. Nous avons pris comme exemple le cas de l' ${}^6\text{He}$, noyau à partir duquel la meilleure limite sur le paramètre a_{GT} a été obtenue.

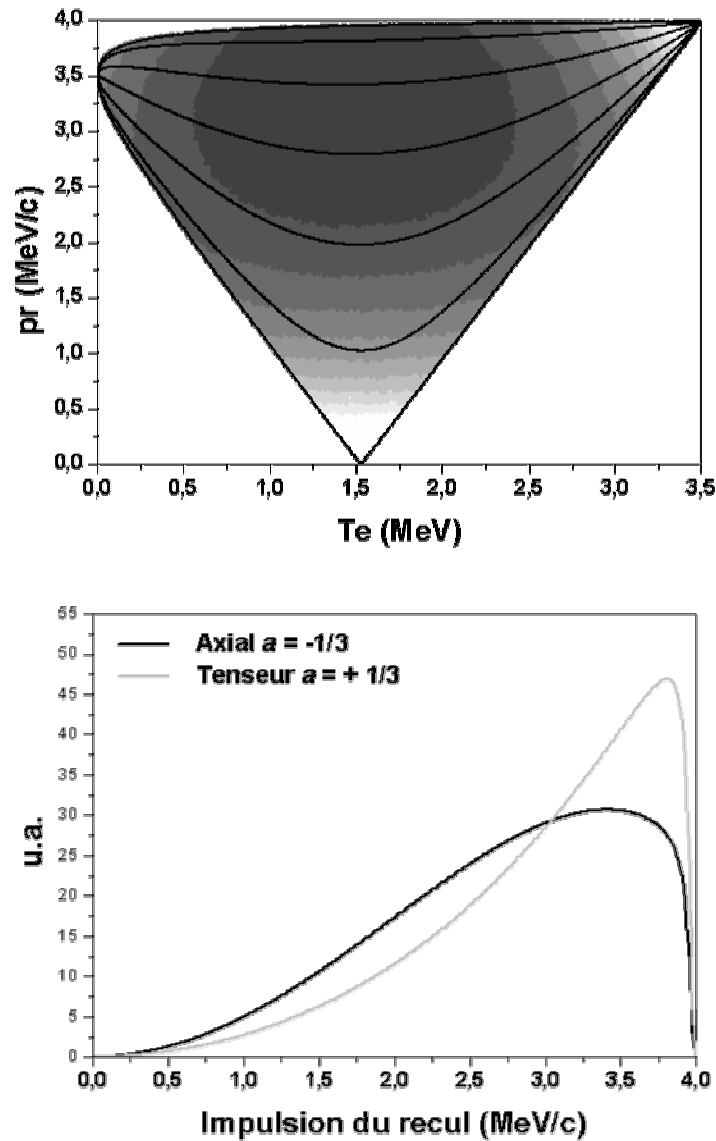


Fig. 1.4 En haut, spectre en cinématique complète (interaction axiale). En bas, spectre en impulsion du recul (en noir, interaction axiale et, en gris, interaction tensorielle).

C'est cette méthode qui a été utilisée en 1963 par Johnson et collaborateurs et qui a donné la mesure la plus précise sur le paramètre a_{GT} [John63]. Cette expérience se déroulait comme suit : les atomes radioactifs ${}^6\text{He}$ ($T_{1/2} = 0,8067\text{ s}$) produits auprès du réacteur de recherche d'Oak Ridge par irradiation neutron d'une cible solide de BeO (${}^9\text{Be} + n \rightarrow {}^6\text{He} + \alpha$) sont dirigés par un flux continu de vapeur d'eau jusque dans une enceinte conique où les décroissances auront lieu. Un faible pourcentage des ions de recul traversent le sommet du cône ($\phi 13\text{ mm}$) et forment un faisceau qui est analysé au moyen d'un spectromètre électrique

et magnétique. Ils sont ensuite accélérés puis détectés au moyen d'un multiplicateur d'électrons. La vapeur d'eau est éliminée au moyen de trois pièges froids alors que trois étages de pompage différentiel permettent de diminuer le bruit généré par les atomes qui se désintègrent près du détecteur.

Une démarche très minutieuse a été adoptée afin de réduire les sources d'incertitudes systématiques (efficacité de transmission du dispositif, effet des diffusions des ions de recul sur les atomes d' ^6He , fonction de réponse du détecteur...). Le flux important de neutrons ainsi que le volume important de la source (~ 100 l) permettait la mesure d'un spectre d'ion de recul en seulement quelques heures.

La valeur trouvée pour le paramètre de corrélation angulaire est $a_{GT} = -0,3343 \pm 0,0030$ soit une incertitude relative $\frac{\Delta a}{a}$ de 0,9 %. En toute rigueur, des corrections radiatives doivent être appliquées sur la mesure trouvée [Glü98]. Elles conduisent pour la valeur de a_{GT} à :

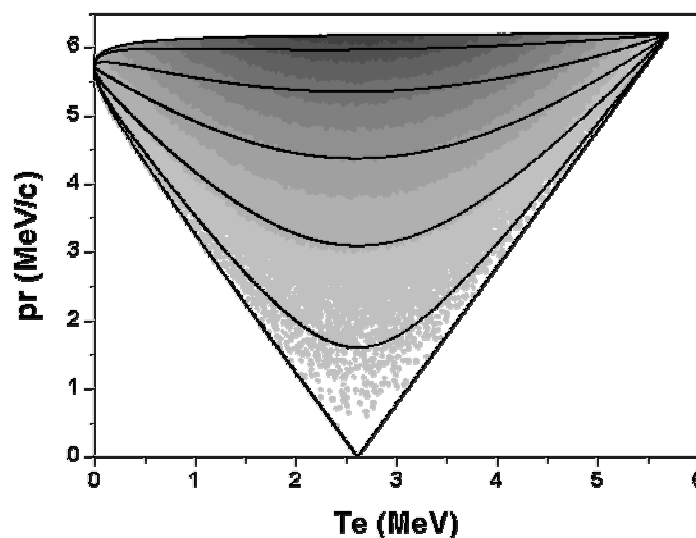
$$a_{GT} = -0,3308 \pm 0,0030$$

Les limites sur les constantes de couplages tensorielles sont alors :

$$\left| \frac{C_T}{C_A} \right| \leq 0,13 \quad \text{et} \quad \left| \frac{C'_T}{C_A} \right| \leq 0,13 \quad \text{si} \quad |C_A| = |C'_A|$$

Cas d'une transition de Fermi pure

Dans ce cas, l'espace cinématique est peuplé comme présenté sur la figure 1.5. Nous avons pris comme exemple le cas de l' ^{32}Ar , noyau à partir duquel la mesure la plus précise du paramètre a_F a été obtenue.



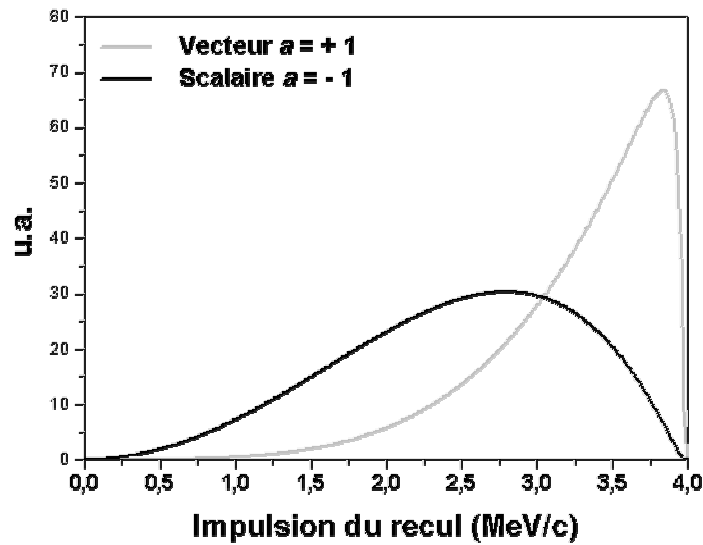


Fig. 1.5 En haut, spectre en cinématique complète (interaction vecteur). En bas, spectre en impulsion du recul (en gris, interaction vecteur et, en noir, interaction scalaire).

Pour ces transitions, la mesure la plus précise du paramètre a_F n'a pas été obtenue à partir d'une mesure directe de la distribution en énergie des noyaux fils. Le moyen de mesurer ce spectre de façon indirecte consiste, dans le cas où le noyau fils est instable, à détecter les radiations (γ) ou les particules émises (p) lors de sa désexcitation. Le spectre en énergie de ces particules retardées permet de reconstruire celui du recul. C'est cette méthode qui a été utilisée dans l'expérience d'Adelberger et collaborateurs [Ade99]. Dans cette expérience, c'est la transition de Fermi pure ($0^+ \rightarrow 0^+$) de ^{32}Ar qui est étudiée :



Les noyaux d' ^{32}Ar produits à ISOLDE (CERN) étaient implantés dans une feuille de carbone. Le spectre en énergie des protons émis était mesuré au moyen d'un détecteur silicium. La valeur du paramètre de corrélation angulaire déduite de ces spectres est :

$$a_F = 0,9989 \pm 0,0052(\text{stat}) \pm 0,0039(\text{syst})$$

Les limites sur les constantes de couplage scalaires déduites de cette valeur sont les suivantes :

$$\left| \frac{C_S}{C_V} \right| \leq 0,06 \quad \text{et} \quad \left| \frac{C'_S}{C_V} \right| \leq 0,06 \quad \text{si} \quad |C_V| = |C'_V|$$

Autres mesures

Mises à part ces deux expériences ayant conduit aux meilleures limites dans le cas des transitions pures, de nombreuses autres mesures dans les transitions mixtes mais aussi pures ont aussi permis de valider l'hypothèse V-A. Mise à part la mesure concernant le ^{21}Na , tous les résultats obtenus jusqu'à maintenant sont compatibles avec la théorie V-A. Ces résultats sont résumés dans le tableau 1.3.

Elément	Transition	Paramètre de corrélation angulaire		Référence
		Expérimental	Théorique (SM)	
n	Mixte	$-0,1017 \pm 0,0051$	-0,1067	[Stra78]
^6He	GT pure	$-0,3343 \pm 0,0030$	-1/3	[John63]
^{18}Ne	F pure	$1,06 \pm 0,10$	+1	[Ego97]
^{19}Ne	Mixte	$0,00 \pm 0,08$	0,07	[Allen59]
^{23}Ne	GT pure	$-0,33 \pm 0,03$	-1/3	[Car63]
^{21}Na	Mixte	$0,5243 \pm 0,0092$	0,5580	[Scielzo03]
^{32}Ar	F pure	$0,9989 \pm 0,0065$	+1	[Ade99]
^{35}Ar	Mixte	$0,97 \pm 0,14$	0,97	[Allen59]
^{38m}K	F pure	$0,9978 \pm 0,0054$	+1	[Behr01]

Tableau 1.3 Les mesures du paramètre de corrélation angulaire.

Ces résultats peuvent aussi être présentés dans un diagramme de Scott (figure 1.6). Sur l'axe des abscisses, la fraction de Fermi (x) est représentée. Son expression est donnée ci-dessous. Pour une transition de Gamow-Teller pure, elle vaut 0 et pour une transition de Fermi pure, elle vaut 1. Sur l'axe des ordonnées, nous représentons la valeur du paramètre de corrélation angulaire

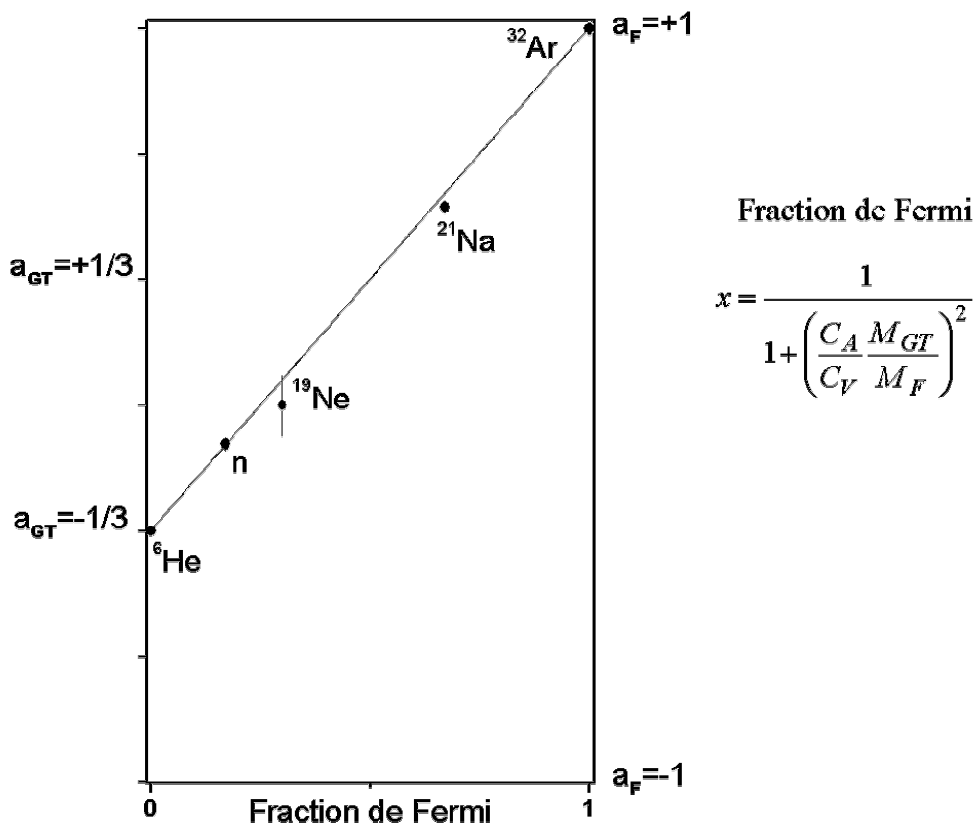


Fig. 1.6 Diagramme de Scott. Les points représentent les données du tableau 1.3. Pour les transitions pures, c'est-à-dire pour une fraction de Fermi égale à 0 ou 1, seules les deux mesures les plus précises sont reportées sur la figure. La ligne représente l'évolution prédite par la théorie V-A. Seule la mesure du ^{21}Na présente une déviation par rapport à cette théorie.

1.1.3 Les mesures en cours

Afin d'augmenter la précision des mesures et donc diminuer l'espace laissé aux courants exotiques, quatre expériences sont soit déjà en fonctionnement soit en cours de réalisation.

Comme nous l'avons vu précédemment, le spectre en énergie des reculs est soit directement mesuré soit reconstruit à partir du spectre en énergie des particules retardées. Les quatre expériences qui visent à mesurer le paramètre de corrélation angulaire et que je vais maintenant décrire sont toutes des mesures directes. Or, du fait de la faible énergie du recul, cette mesure n'est possible que pour certains noyaux favorables. C'est en effet le cas si la technique « classique » d'implantation des noyaux d'intérêt est utilisée : le recul n'a pas suffisamment d'énergie pour s'extraire de la feuille. Quand bien même il peut s'extraire, il a perdu de l'énergie ce qui empêche de remonter au spectre en énergie initial des reculs. C'est dans ce cadre que les pièges à atomes et à ions sont apparus comme étant des outils complètement adaptés. Les noyaux radioactifs sont piégés dans le vide, dans un volume de l'ordre du mm^3 et sans matière environnante : ceci permet la détection du recul, en coïncidence ou non avec le β émis. La reconstruction de l'impulsion du neutrino et donc la déduction du paramètre de corrélation angulaire β - ν devient réalisable de façon directe.

Pour ces raisons, les quatre expériences en cours visant à mesurer le paramètre de corrélation angulaire utilisent toutes des pièges : piège à atomes pour deux d'entre elles et pièges à ions pour les deux autres.

Utilisation de piège à atomes

Les deux expériences nord-américaines (TRIUMF et Berkeley) utilisent des pièges magnéto-optiques (*Magneto Optical Trap* ou *MOT*). Ce sont des pièges laser qui fonctionnent sur le principe suivant : la quantité de mouvement d'un atome absorbant un photon dans une certaine direction est modifiée dans cette direction. Si nous imaginons maintenant un faisceau laser qui éclaire un atome en suspension dans l'espace, l'absorption continue de photons va déplacer l'atome dans le sens du faisceau. L'atome ainsi excité se désexcite par émission de photons. Là encore, la quantité de mouvement de l'atome se trouve modifiée. Or, la réémission est isotrope alors que l'absorption n'a lieu que dans la direction du faisceau : l'atome se trouve ainsi poussé par le laser.

En plaçant maintenant deux lasers l'un en face de l'autre, la composante de vitesse parallèle à l'axe de ces faisceaux tend à s'annuler. En généralisant ce principe à trois dimensions, c'est-à-dire en plaçant deux faisceaux laser, face à face dans chaque direction de l'espace, la vitesse totale des atomes tend à s'annuler.

Pratiquement, dans un piège magnéto-optique, la lumière émise par les lasers a une fréquence légèrement inférieure à celle de la transition électronique utilisée pour confiner les atomes. Par ce moyen, l'absorption d'un photon par l'atome est résonante seulement si l'atome se déplace en direction du laser car dans ce cas, la fréquence qu'il voit, par effet Doppler, se rapproche de sa fréquence de résonance. Malgré tout, l'émission continue de photons augmente l'agitation des atomes ce qui limite le temps de vie des atomes dans le piège : en effet, il n'y a confinement que dans la zone où les 6 lasers convergent. Pour s'affranchir de ce problème, la zone de piégeage est plongée dans un champ magnétique : ce champ est nul au centre et augmente à mesure que l'on s'en éloigne. Les atomes sont donc confinés au centre du piège au moyen des lasers et de l'effet du champ magnétique : on parle alors de piège magnéto-optique.

La première expérience se déroule à TRIUMF (Vancouver) [Gore00] où un ensemble de deux pièges magnéto-optiques est utilisé afin de mesurer le paramètre de corrélation angulaire pour la transition de Fermi pure du noyau isomérique ^{38m}K . Les éléments radioactifs d'intérêt sont produits sous forme d'ions. Or, un MOT est un piège à atome : ces ions sont donc neutralisés à proximité du premier piège laser par une feuille de Zr portée à haute température. La proximité de cette feuille ainsi que les atomes non piégés limitent le temps de vie des atomes piégés. Afin d'éviter cette limitation, le nuage d'atomes piégé est poussé au moyen d'un laser vers un deuxième piège magnéto-optique sous ultraviolet autour duquel les décroissances sont mesurées. La valeur obtenue, à partir du spectre en temps des reculs est [Behr01] :

$$a_F = 0,9978 \pm 0,0030 \pm 0,0045$$

La deuxième expérience se déroule à Berkeley [Scielzo03]. Elle vise à mesurer a dans le cas de la transition mixte β^+ du ^{21}Na . Les atomes de ^{21}Na créés par bombardement proton d'une cible MgO sont confinés dans un piège magnéto-optique. De part et d'autre de ce piège, deux détecteurs permettent la détection en coïncidence du β (START) et du recul (STOP). Là encore, la valeur du paramètre de corrélation angulaire est déduite du spectre en temps des ions de recul :

$$a = 0,5243 \pm 0,0092$$

Le résultat trouvé est en désaccord avec la valeur prédite par le Modèle Standard ($a_{SM} = 0,558 \pm 0,003$). Outre une déviation par rapport à cette théorie, deux explications possibles sont avancées [Scielzo04]. La première provient de la formation du dimère Na_2 , au sein du piège magnéto-optique : la cinématique des événements provenant de la décroissance d'un des noyaux de ce dimère est modifiée et perturbe donc la mesure du temps de vol du recul. La seconde réside dans la méconnaissance du rapport de branchement du ^{21}Na vers le premier état excité du ^{21}Ne . Ces deux voies sont étudiées afin de vérifier le résultat présenté.

Utilisation de piège à ions

Les deux expériences utilisant des pièges à ions ont opté pour deux pièges différents : l'équipe de Leuven avec WITCH utilise un piège de Penning, piège électrique et magnétique, alors que le LPC a choisi un piège de Paul, piège purement électrique.

L'expérience WITCH (*Weak Interaction Trap for CHarged particule*) [Beck03] vise dans un premier temps à rechercher l'existence de courants scalaires via la mesure du coefficient de corrélation angulaire β - v . Le dispositif expérimental est constitué de deux pièges de Penning suivi d'un spectromètre d'ion de recul à retardement. Le premier piège de Penning est un piège de préparation : il est utilisé pour sélectionner en masse l'élément à étudier et le refroidir au moyen d'un gaz tampon. Les ions radioactifs sont ensuite injectés dans le deuxième piège de Penning, le piège de mesure, qui constituera la source des décroissances pour l'expérience. Un potentiel électrique appliqué à l'entrée du spectromètre à retardement permet une sélection en énergie des ions de recul. La détection des reculs permet ensuite la reconstruction de leur spectre en énergie. L'incertitude relative attendue est de 0,5 %.

L'expérience développée au LPC vise quant à elle à mieux contraindre le paramètre de corrélation angulaire dans une transition de Gamow-Teller pure (recherche de courants tensoriels). Ici, c'est un piège de Paul qui est utilisé. Une description complète du piégeage au moyen d'un champ radiofréquence sera faite dans le chapitre 2.

Le noyau étudié, tout comme pour l'expérience de Johnson est l' ${}^6\text{He}$ et ceci pour différentes raisons. Tout d'abord, la transition Gamow-Teller de ce noyau est pure et s'effectue du niveau fondamental du noyau d' ${}^6\text{He}$ au niveau fondamental du noyau fils (${}^6\text{Li}$) avec un rapport de branchement de 100 %. De plus, l'énergie totale disponible lors de chaque décroissance est « relativement » élevée ($Q_\beta = 3,5078 \text{ MeV}$), ce qui conduit à une énergie cinétique maximale pour le recul élevée ($Tr_{\text{max}} = 1,4 \text{ keV}$), ce qui facilite sa détection. Notons aussi que ce noyau n'est pas trop exotique dans le sens où le taux de production attendu auprès de la source SPIRAL/GANIL où l'expérience va avoir lieu, est de $3,8 \cdot 10^8$ ${}^6\text{He}$ / sec. Enfin, le temps de vie de ce noyau est suffisamment long ($T_{1/2} = 0,8067 \text{ s}$) pour permettre la manipulation et la mise en forme du faisceau.

En quelques mots, le dispositif expérimental, qui sera décrit en détail par la suite, consiste en un dispositif de préparation du faisceau : le quadripôle radiofréquence (RFQ pour *Radio Frequency Quadripole*) à gaz tampon utilisé en vue d'injecter les ions radioactifs dans un piège de Paul tridimensionnel autour duquel les décroissances seront détectées. La détection s'effectuera en coïncidence, événement par événement, afin de reconstruire la cinématique complète de chaque événement. Pour pouvoir reconstruire la cinématique, cinq paramètres sont nécessaires : l'énergie du recul, du β et du ν ainsi que deux angles, θ et φ . Avec les relations de conservation de l'énergie et de l'impulsion, seuls deux paramètres sont en fait nécessaires pour pouvoir reconstruire la cinématique de façon univoque : le dispositif de détection que nous avons envisagé nous permettra de mesurer trois paramètres. Le détecteur β nous donnera l'énergie et la position de l'électron ainsi que le START pour le temps de vol du noyau fils alors que le détecteur du recul nous donnera le STOP de ce temps de vol donc l'énergie du recul ainsi que la position de ce dernier : nous aurons donc, pour chaque événement, l'énergie du β , l'énergie du recul ainsi que l'angle φ entre ces deux particules.

La détection en coïncidence, en plus de permettre une mesure événement par événement en cinématique complète, permettra aussi d'avoir un bruit de fond bien plus réduit par rapport à un spectre intégré. De plus, le fait de mesurer, pour chaque événement, trois paramètres et non pas uniquement deux, permettra de vérifier la consistance des spectres obtenus. En dépit de ces nombreux avantages, la méthode des coïncidences présente deux principaux inconvénients :

- Nécessité de connaître avec précision le vertex de la réaction.
- Problème de la statistique.

Afin de reconstruire avec précision la cinématique, nous avons besoin de connaître l'endroit où la décroissance a eu lieu. Grâce au développement des pièges à ions ou à atomes, les noyaux radioactifs sont confinés dans un volume de l'ordre du mm^3 . De plus, des techniques d'imagerie permettent d'obtenir des informations sur les distributions en position et en énergie des noyaux piégés : certaines d'entre elles seront présentées au cours du chapitre 4.

Le deuxième inconvénient concerne la statistique : une grande partie des événements n'est pas détectée du fait de l'efficacité géométrique restreinte du dispositif de détection. Néanmoins, le développement et l'amélioration des sources radioactives permettent d'atteindre des taux de production qui, dans notre cas, sont compatibles avec des durées de prise de données raisonnables.

Terminons par préciser que ce dispositif expérimental permettra d'atteindre une incertitude relative de 0,5 % sur le paramètre de corrélation angulaire a , avec une statistique de l'ordre de $7 \cdot 10^6$ événements [Del02].

Nous allons maintenant présenter les différentes étapes nécessaires à la réalisation de cette expérience. Dans le paragraphe suivant, les différents éléments (source d'ions radioactifs, quadripôle radiofréquence, piège de mesure et dispositif de détection) seront présentés et ceci afin d'avoir une vision globale de l'expérience. Au cours des chapitres suivants, ces différents éléments seront repris et décrits en détail.

1.2 Dispositif expérimental

Le dispositif général est représenté sur la figure 1.7. Les deux premières étapes, production et sélection du noyau radioactif d'intérêt, seront réalisées au sein de la source SPIRAL. Les caractéristiques en terme de dispersion en énergie des ions issus de cette source ont imposées la conception et la fabrication d'un dispositif de mise en forme et de réduction d'émittance du faisceau. Les caractéristiques du faisceau en sortie de ce dernier ont conditionné les différents éléments situés après ce dernier : électrode de remise à la masse, lentille électrostatique. Enfin, les ions sont injectés et piégés au sein du piège de mesure autour duquel les particules issues des décroissances seront détectées.



Fig. 1.7 Schéma général de l'expérience.

1.2.1 La source d'ions radioactifs SPIRAL et la ligne basse énergie LIRAT

Nous allons donner ici quelques éléments sur la production d'un faisceau d'ions radioactifs en nous intéressant au cas particulier de SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne) [SPIRAL] au GANIL où notre expérience doit se dérouler.

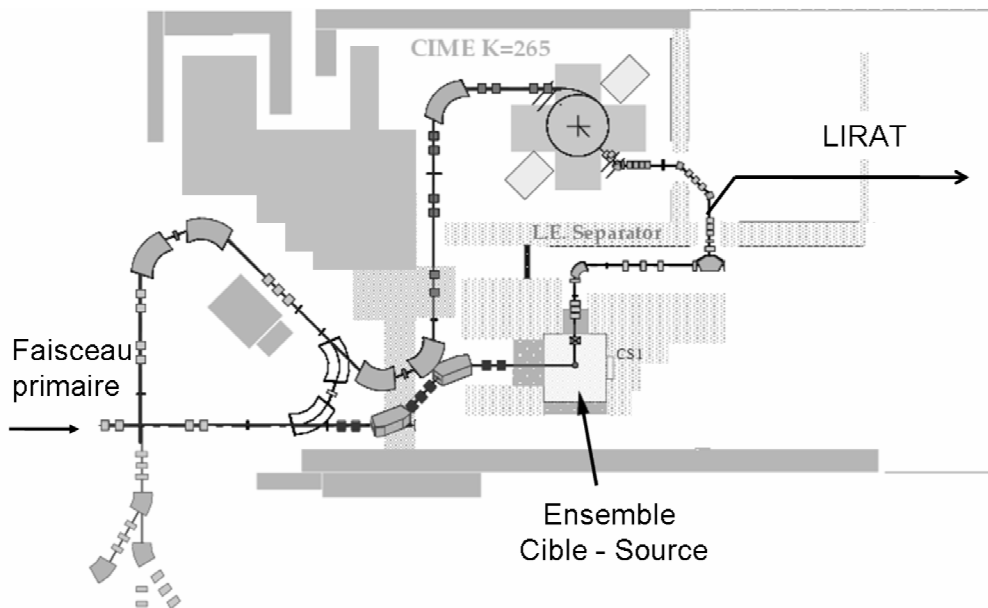


Fig. 1.8 La source SPIRAL et la ligne LIRAT.

Les caractéristiques du faisceau qui découlent directement de la manière dont il est produit sont importantes dans le sens où elles ont conditionné certains paramètres du dispositif de mise en forme du faisceau. La méthode ISOL (*Isotope Separation On Line*) [Vil01] est basée sur la séparation isotopique en ligne de noyaux radioactifs produits par réactions nucléaires dans une cible à partir d'un faisceau primaire d'ions stables. Elle permet d'obtenir des faisceaux d'ions radioactifs intenses de très basse énergie. L'utilisation d'une éventuelle post-accélération permet d'utiliser des noyaux radioactifs comme projectiles, ouvrant des possibilités d'études des propriétés de ces noyaux ou de celles d'autres noyaux produits par réaction dans la cible.

Pour ce qui est de SPIRAL (figure 1.8), les ions radioactifs, produits par fragmentation dans la cible d'un faisceau primaire d'ions stables, sont arrêtés et neutralisés dans cette cible. Ils diffusent ensuite hors de celle-ci et effusent jusqu'à une source d'ions ECR où ils sont ionisés. Après extraction de la source, le faisceau d'ions radioactifs est sélectionné puis est post-accélééré grâce au cyclotron CIME (Cyclotron pour Ions de Moyenne Energie) avant d'être distribué dans les aires expérimentales.

Entre l'ensemble cible – source et la post-accélération (CIME), un dipôle permet d'orienter les ions radioactifs à très basse énergie vers LIRAT (Ligne d'Ions Radioactifs A Très basse énergie)[LIRAT]. C'est sur cette ligne que notre expérience sera réalisée.

Cette ligne permet le transport de faisceaux de grande émittance (80π mm.mrad) et leur focalisation dans un diamètre de l'ordre de 5 mm. Concernant la production d'ions Hélium-6, il est attendu un flux de l'ordre de $3 \cdot 10^8$ particules/s (environ 50 pA) à une énergie de l'ordre de 30 keV. Remarquons simplement ici qu'un tel faisceau (80π mm.mrad à 30 keV) focalisé dans un diamètre de 5 mm a une énergie transverse de l'ordre de 10 eV.

1.2.2 La mise en forme du faisceau

Dans le chapitre suivant, nous montrerons en quoi, le faisceau tel qu'il est produit auprès de SPIRAL ne peut être piégé directement avec une grande efficacité au sein du piège de mesure du fait de sa grande émittance. Nous décrirons de façon précise le dispositif permettant de réduire cette émittance : le quadripôle radiofréquence à gaz tampon. Nous allons ici décomposer et présenter succinctement les différentes étapes de la mise en forme du faisceau soit, l'injection, le refroidissement, le regroupement et enfin, l'extraction des ions du quadripôle.

1.2.2.1 L'injection : le ralentissement

D'après les simulations, l'énergie optimale des ions lorsqu'ils pénètrent dans le quadripôle doit être de l'ordre de 100 eV. Si cette condition est respectée, le refroidissement est efficace et donc la transmission est optimale. Comme dit précédemment, les ions ${}^6\text{He}$ auront une énergie cinétique de l'ordre de 30 keV. Pour que les ions pénètrent dans le quadripôle à une énergie de 100 eV, ce dernier est placé sur une plate forme haute tension pouvant être polarisée. En la polarisant à 100V en dessous de la tension d'extraction des ions, l'énergie à laquelle les ions pénètrent dans le quadripôle est définie avec précision. Du fait de la conservation de l'émittance, la diminution de l'énergie longitudinale est compensée par une augmentation de l'énergie transverse : le faisceau devient très divergent à l'entrée du

quadripôle. Trois disques troués ($\phi 30$, $\phi 26$, $\phi 18$) chacun à un potentiel indépendant permettent de focaliser de façon satisfaisante le faisceau (figure 1.9).

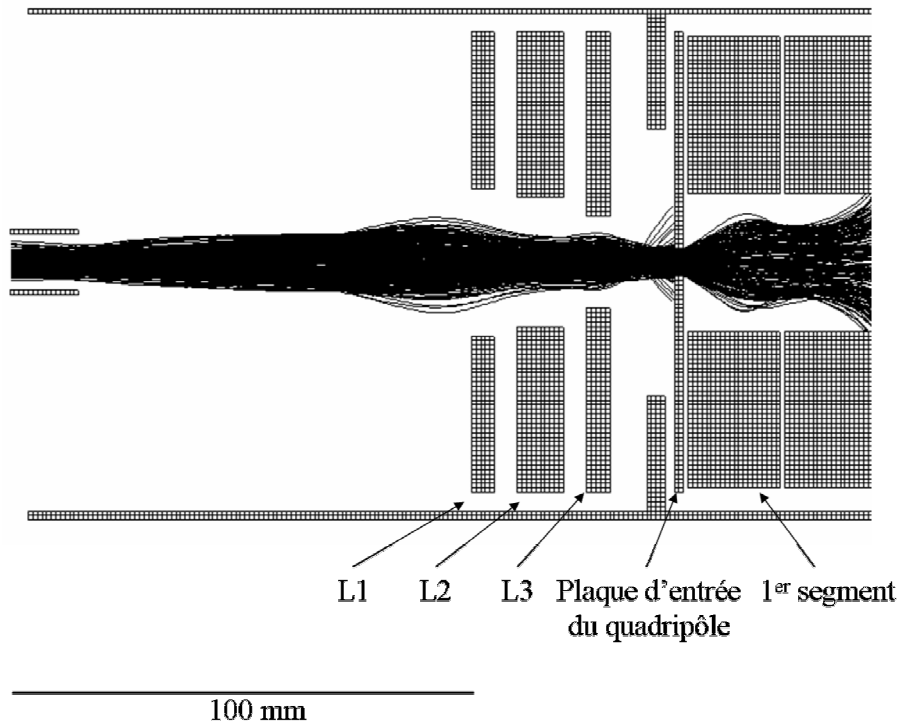


Fig. 1.9 Coupe longitudinale de l'entrée du quadripôle avec simulation de l'injection des ions. Faisceau simulé : $80 \pi \text{ mm.mrad}$ à 30 keV. L1, L2, L3 : lentilles. Les trajectoires dans le quadripôle sont obtenues à partir de potentiels électriques statiques sur les segments : ici, seule l'injection nous intéresse. Le tube placé sur la gauche n'est présent que dans la simulation. Il permet de définir une zone au sein de laquelle les tensions appliquées sur les lentilles n'ont pas d'influence.

1.2.2.2 Le refroidissement

C'est l'étape principale de la mise en forme du faisceau : les ions du faisceau incident de grande émittance perdent leur énergie par collisions successives sur les atomes ou molécules du gaz tampon mais restent confinés dans la structure grâce au champ électrique radiofréquence. Le confinement couplé à la perte d'énergie permet de diminuer l'émittance du faisceau. La description détaillée du quadripôle et de son fonctionnement ainsi que ses performances sera faite dans le chapitre 2.

1.2.2.3 Le regroupement

Cette étape s'effectue aussi au sein du quadripôle radiofréquence : une fois les ions thermalisés dans la structure, nous voulons les regrouper en vue de les extraire sous forme de paquets. Un champ électrique longitudinal permet de faire dériver les ions dans la structure jusqu'à son extrémité, partie regroupement du quadripôle. Nous disposons donc, à la sortie du quadripôle radiofréquence d'un paquet d'ions, dense et de faible émittance. Dans l'expérience qui nous intéresse, ce paquet sera injecté dans le piège de mesure.

1.2.2.4 L'extraction

Cette étape dépend de ce que l'on souhaite faire avec le paquet d'ions ainsi produit. Dans notre cas, l'objectif est de l'injecter avec une grande efficacité dans le piège de mesure. L'extraction s'effectue en deux étapes : la première consiste à éjecter les ions hors du quadripôle alors que la deuxième consiste à les accélérer à une énergie adaptée au transport du faisceau, au moyen d'une électrode extérieure.

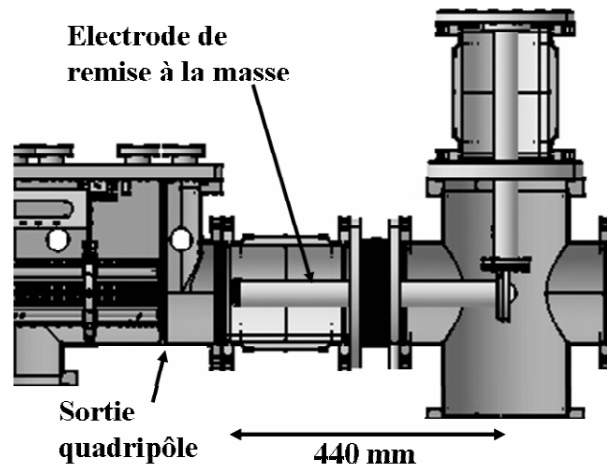
1.2.2.4.1 Dans le quadripôle

La première étape, l'éjection, s'effectue au niveau de l'extrémité du quadripôle, dans la partie regroupeur : un signal logique d'extraction envoyé au quadripôle permet de modifier rapidement (en 10 ns) le champ électrique qui permet de confiner longitudinalement les ions. Les ions sont alors éjectés du quadripôle avec, comme énergie, l'énergie du puits de potentiel dans lequel ils étaient piégés (quelques eV) additionné du potentiel de la plate forme haute tension. Ils sortent donc avec une énergie totale de l'ordre de 30 keV.

La nécessité de la deuxième étape vient du fait que nous souhaitons pouvoir choisir cette énergie et l'adapter au mieux à l'utilisation du paquet d'ions. Cette étape s'effectue au moyen de l'électrode de remise à la masse.

1.2.2.4.2 A l'extérieur du quadripôle

L'électrode de remise à la masse se présente sous la forme d'un tube (figure 1.10) dont le fonctionnement est le suivant (figure 1.11) : cette électrode est polarisée à un potentiel inférieur à celui de la plate forme haute tension. Cette différence de potentiel va déterminer l'énergie à laquelle ce paquet d'ions va se propager dans le reste de la ligne. Dans notre cas, les ions auront 1 keV donc, cette électrode de remise à la masse est polarisée à HT-1kV soit de l'ordre de 29 kV.



*Fig. 1.10 L'électrode de remise à la masse.
C'est un tube de 30 mm de diamètre situé à 120 mm
de la sortie du quadripôle.*

Quand le paquet d'ions extraits se trouve au sein de l'électrode, celle-ci est rapidement mise à la masse ce qui, dans le même temps remet l'énergie potentielle des ions à zéro sans leur communiquer d'accélération et donc d'énergie cinétique. Les ions se propagent donc vers le piège de mesure avec uniquement l'énergie à laquelle ils ont été accélérés, soit 1 keV. Au

niveau du piège, une deuxième électrode de remise à la masse fonctionnant sur le même principe permet de réduire cette énergie à environ 100 eV, énergie optimale pour l'injection dans le piège de mesure.

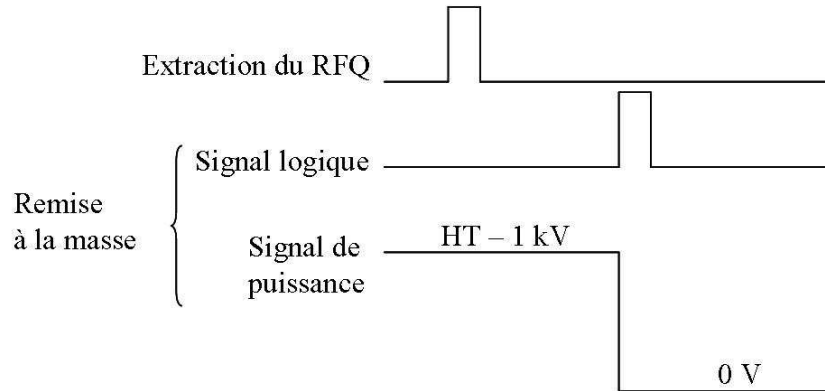


Fig. 1.11 Chronogramme de fonctionnement de l'électrode de remise à la masse. Le signal logique de remise à la masse est synchronisé à l'extraction du quadripôle : les ions sont au sein de cette électrode quand le signal de remise à la masse est généré.

Le ralentissement au moyen des électrodes de mise à la masse s'effectue en deux étapes car, d'une part le guidage du faisceau à 1 keV du quadripôle jusqu'au piège est plus efficace que si les ions n'avaient que 100 eV et d'autre part, l'électrode de remise à la masse du quadripôle étant polarisée à 1 kV en dessous de la polarisation de la plateforme, elle permet d'extraire de manière efficace les ions du quadripôle.

1.2.3 Le piégeage

Le piège de Paul, où les décroissances seront mesurées, est une version tridimensionnelle du quadripôle radiofréquence. Son principe de fonctionnement, identique à celui du quadripôle, est basé sur le confinement au moyen d'un champ radiofréquence et sera décrit précisément dans le chapitre 2.

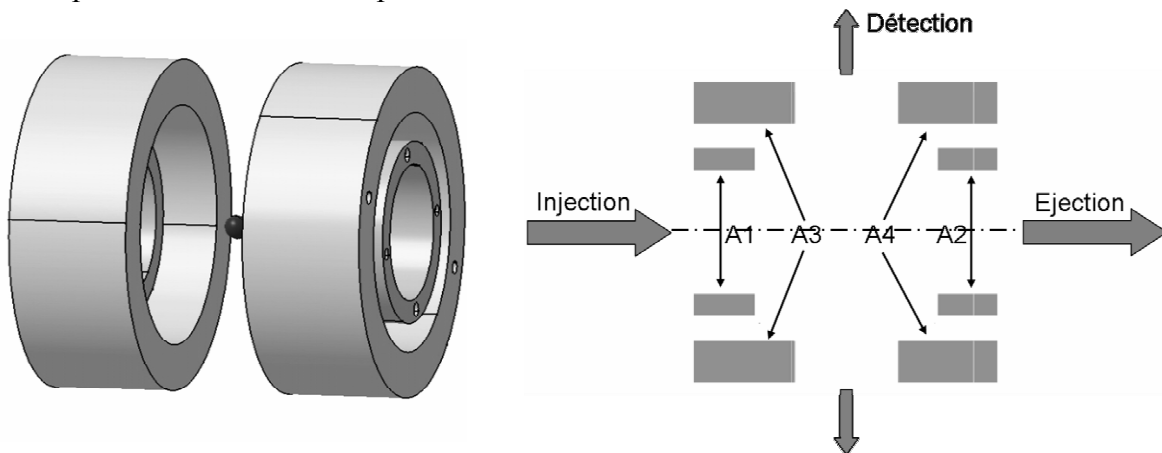


Fig. 1.12 A gauche, dessin du piège à tubes. Le diamètre de l'anneau extérieur est de 30mm. A droite, convention pour la notation des anneaux.

La contrainte principale sur la géométrie de ce piège vient du fait que nous voulons reconstruire les trajectoires des particules émises (ion de recul et β) lors de chaque décroissance détectée. Pour ne pas perturber la trajectoire de ces particules, il faut que le piège soit transparent c'est-à-dire qu'il n'y ait pas de matière entre la zone de piégeage et les détecteurs. Ceci explique la géométrie particulière qui a été choisie (figure 1.12).

Pour améliorer l'efficacité de piégeage, une optique d'injection est placée juste devant le piège de Paul. Elle est constituée de deux éléments : la deuxième électrode de remise à la masse décrite précédemment et une lentille einzel (figure 1.13).

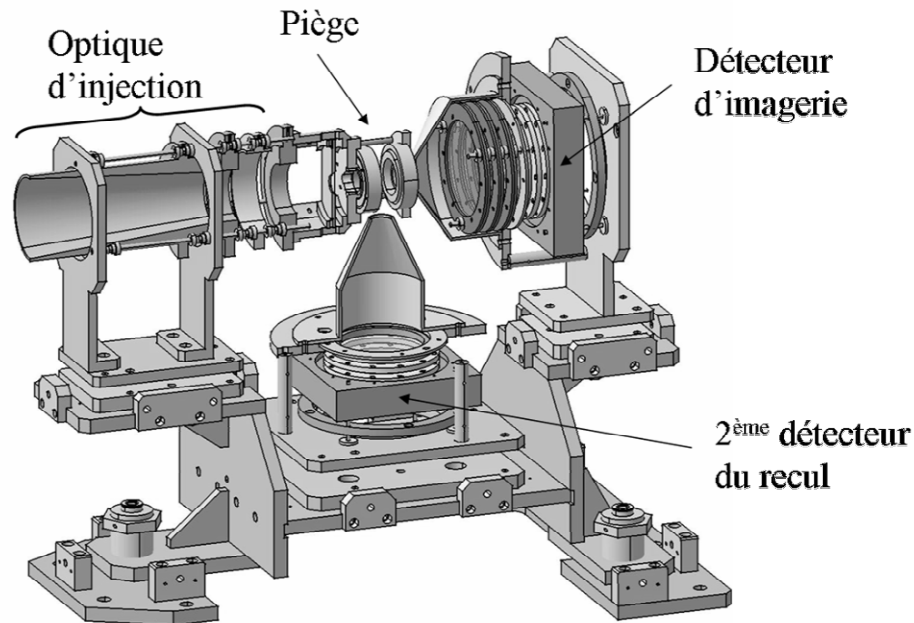


Fig. 1.13 La ligne d'injection dans le piège, le piège et le détecteur d'imagerie. A 90° de l'axe du piège, le deuxième détecteur d'ion de recul. Le détecteur d'ion de recul principal et le détecteur du β ne sont pas représentés.

1.2.4 La détection

Dans cette expérience, deux systèmes de détection indépendants utilisés à des fins différentes ont été développés. Le premier permettra la détection des produits de la désintégration : il est constitué de deux détecteurs placés en vis-à-vis, un pour le β et un pour l'ion de recul (n°1 et n°2 figure 1.14). Éventuellement, un deuxième détecteur d'ion de recul, identique au premier, pourra être placé sous le piège, à 90° de l'axe de piégeage. Il permettra d'explorer une deuxième zone de la cinématique (cf. figure 1.13). Le second système de détection quant à lui n'est constitué que d'un seul détecteur. Il est placé sur l'axe du piège et nous permettra d'obtenir des informations sur le nuage d'ions piégés : c'est le détecteur d'imagerie (n°3 figure 1.14).

Au niveau de chaque détecteur, un collimateur (cf. figure 1.15) a été mis en place afin de limiter au maximum le bruit engendré par l'activité des autres ions ainsi que les fausses coïncidences. L'ouverture angulaire des collimateurs est telle que seules les particules provenant du centre du piège peuvent atteindre les détecteurs.

Tous les détecteurs à l'exception du détecteur β seront placés directement dans l'enceinte sous vide secondaire. Les nombreux composants électroniques du détecteur β ainsi que la présence du plastique scintillant imposent de le placer dans une enceinte séparée de l'enceinte du piège et ceci afin de ne pas détériorer le vide.

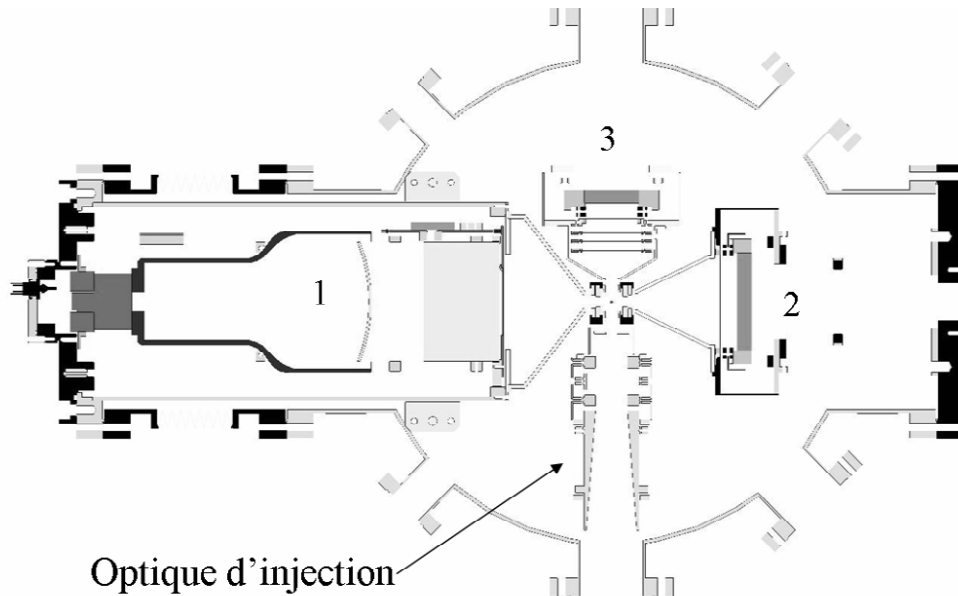


Fig. 1.14 Coupe horizontale de la chambre du piège et des détecteurs.
Le piège (au centre) entouré du système de détection.
A gauche, le détecteur β (1), à droite, le détecteur du recul (2)
et en haut, le détecteur pour l'imagerie du nuage d'ions (3).

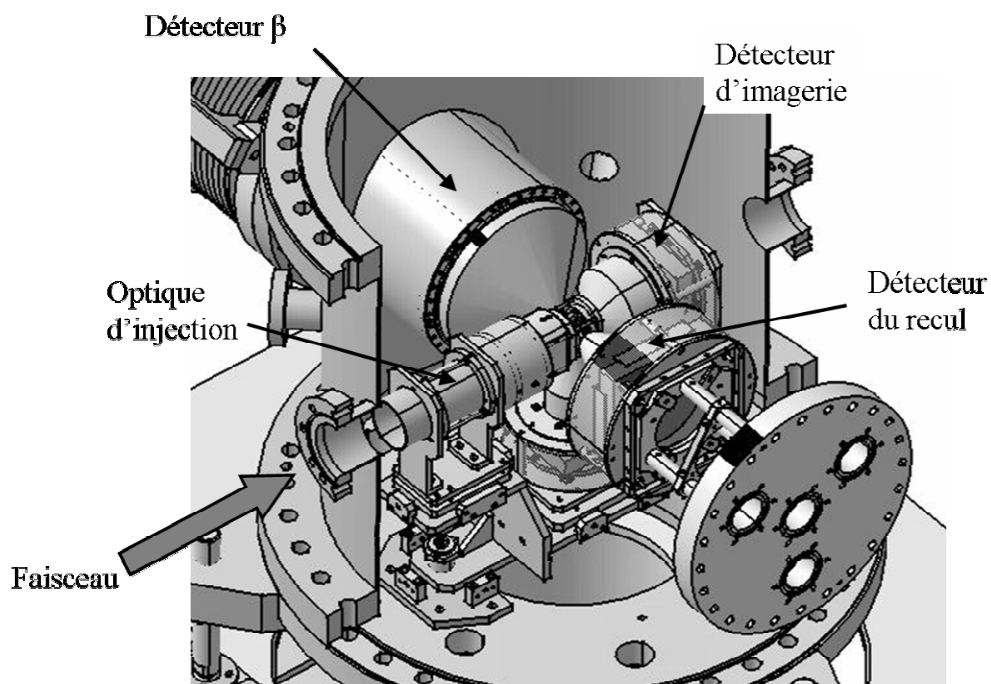


Fig. 1.15 La ligne d'injection, le piège de Paul tridimensionnel et le système de détection. Les détecteurs sont masqués par les collimateurs.

Chapitre 1 – Principe général

De plus, toute intervention sur le télescope β ne nécessitera pas une mise à l'air « sale » de l'enceinte du piège. Le système de prévidage sera commun aux deux enceintes, ceci afin d'éviter tout problème de vide différentiel trop important. La communication entre ces deux enceintes se fera grâce à une feuille de mylar aluminisé de 5 μm d'épaisseur.

Après avoir passé en revue rapidement les différents éléments composants cette expérience (quadripôle radiofréquence à gaz tampon, piège de Paul de mesure et système de détection), nous allons les reprendre, les uns après les autres et les décrire complètement en commençant par le quadripôle radiofréquence à gaz tampon.

Chapitre 2

Le quadripôle radiofréquence à gaz tampon

Les premiers spectromètres de masse ont été conçus au début du XX^e siècle par Dempster en 1918 et Aston en 1919. Ils ont bénéficié des travaux précurseurs en particulier de J.J. Thomson (1910) qui, le premier, a réalisé la séparation d'éléments de masse différente en soumettant un échantillon à l'action d'un champ électrique et magnétique. Les spectromètres fiables et réellement utilisables le furent dans les années 50 par l'industrie pétrolière : ils permettaient l'analyse de molécules organiques.

C'est aussi au cours de ces années que Wolfgang Paul et Hans Dehmelt ont eu l'idée d'utiliser ces principes de guidage pour confiner dans l'espace les particules chargées. Dans le cas de Paul, en utilisant uniquement un champ électrique dépendant du temps : c'est le piège dit de Paul [Pau90] et pour Dehmelt, un champ magnétique et électrique statique : c'est le piège dit de Penning [Deh67].

Dans cette expérience, deux types de piège de Paul fonctionnant sur le principe du confinement au moyen d'un champ radiofréquence, sont utilisés. Le premier, le quadripôle radiofréquence ou piège de Paul linéaire, est utilisé pour mettre en forme le faisceau d'ions radioactifs, le refroidir, en vue de son injection et de son piégeage avec une grande efficacité dans le second piège de Paul, tridimensionnel, autour duquel les décroissances seront mesurées.

Le quadripôle radiofréquence est le dispositif central de ce travail expérimental. Après avoir présenté les aspects théoriques du piégeage et du refroidissement de particules chargées, nous présenterons succinctement les dispositifs existant dans le monde. Nous rentrerons ensuite dans les détails du quadripôle radiofréquence développé au LPC, sa description technique avant de présenter les résultats des tests effectués sur ce dernier.

2.1 Principe de piégeage

2.1.1 Généralités sur le piégeage de particules chargées

Piéger une particule revient à la confiner dans une zone plus ou moins petite de l'espace. Ce confinement s'effectue au moyen d'une force de rappel qui, pour une particule chargée, est de nature électromagnétique.

Ce confinement est obtenu en utilisant un champ électrique dont l'intensité croît avec la distance au centre du piège ce qui, dans le cas le plus simple, revient à utiliser un potentiel électrique quadratique :

$$V(x, y, z) = \lambda x^2 + \sigma y^2 + \gamma z^2 \quad (2.1)$$

Or, l'équation de Laplace impose que la somme des trois coefficients, λ , σ et γ , soit nulle.

Mise à part la solution triviale où les trois coefficients sont nuls, la condition ci-dessus peut être réalisée de deux manières :

$$\begin{aligned} \lambda = -\sigma = A \quad \gamma = 0 &\Rightarrow V = A(x^2 - y^2) \\ \text{ou} & \\ \lambda = \sigma = A \quad \gamma = -2\sigma &\Rightarrow V = A(x^2 + y^2 - 2z^2) \end{aligned} \quad (2.2)$$

Quelle que soit la solution envisagée, nous voyons bien que la simple application d'un potentiel de ce type ne permet pas de piéger. En effet, dans les deux cas cités, il y a présence d'un axe de fuite, l'axe y dans le cas du potentiel 2D (figure 2.1) et l'axe z pour le potentiel 3D.

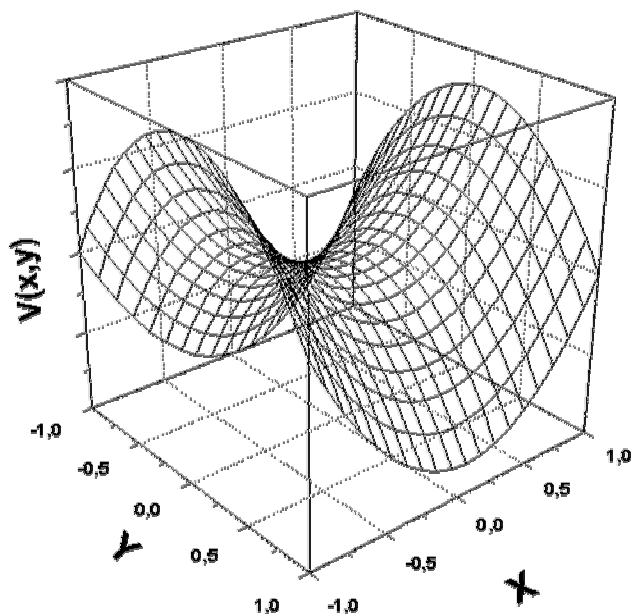


Fig. 2.1 Représentation du potentiel bidimensionnel.
Il n'y a confinement que suivant l'axe X .

Pour piéger à partir d'un tel potentiel, deux possibilités conduisant à deux types de pièges différents s'offrent à nous :

- On fait osciller le potentiel électrique dans le temps à une fréquence dépendante des caractéristiques de l'ion à piéger (masse, charge) et des dimensions du piège : alternativement, l'axe de fuite devient axe de piégeage et inversement : on a alors un piège de Paul.
- On superpose à ce potentiel électrique statique un champ magnétique homogène : on a alors un piège de Penning. Le champ magnétique confine les ions dans les directions perpendiculaires à celles des lignes de champ alors que dans la direction du champ, le potentiel électrique statique permet de créer un minimum de potentiel au centre du piège.

Le confinement dans un quadripôle radiofréquence et dans un piège de Paul est basé sur le même principe. Pour le comprendre, nous nous intéresserons au cas général du mouvement d'un ion dans un champ électrique quadripolaire tridimensionnel, c'est-à-dire dans un piège de Paul.

Le piège de Penning n'étant pas utilisé dans cette expérience, nous n'en parlerons pas. Une description détaillée peut être trouvée dans [Goh95, Bro86].

2.1.2 Description théorique

2.1.2.1 Mouvement d'un ion dans un champ quadripolaire

Le piège de Paul tridimensionnel

Comme vu précédemment, l'expression générale du potentiel électrique quadripolaire tridimensionnel est la suivante :

$$V = A(x^2 + y^2 - 2z^2) = A(r^2 - 2z^2) \quad (2.3)$$

La forme des électrodes présentée sur la figure 2.2 sera justifiée par la suite.

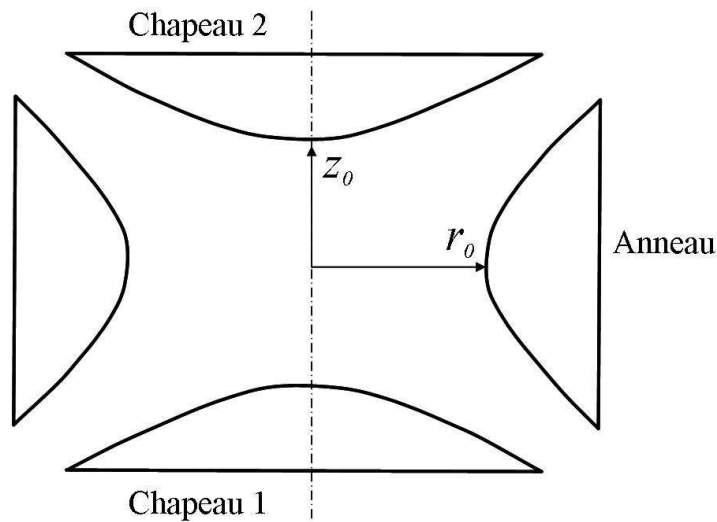


Fig. 2.2 Coupe longitudinale d'un piège de Paul tridimensionnel.
L'axe z est un axe de révolution.

Les conditions aux limites sont les suivantes : $V = +\frac{V_0}{2}$ sur l'anneau et $V = -\frac{V_0}{2}$ sur les chapeaux 1 et 2. Ceci conduit à :

$$V(r, z) = \frac{V_0}{2r_0^2}(r^2 - 2z^2) = \frac{V_0}{4z_0^2}(r^2 - 2z^2) \quad (2.4)$$

$$\text{avec } r_0 = \sqrt{2} z_0$$

Or, un potentiel de ce type (potentiel en selle de cheval) ne permet pas, par sa simple application, de piéger de par la présence d'un axe de fuite. Pour cela, on fait varier l'amplitude de ce potentiel (V_0) de façon périodique avec le temps ($V_0(t)$) : l'axe de fuite devient alternativement axe de piégeage et inversement. Généralement, un potentiel continu (U) est superposé au potentiel radiofréquence ($V \cos \omega t$) : les conditions aux limites sont donc maintenant, $V(t) = +\left(\frac{U - V \cos \omega t}{2}\right)$ sur l'anneau et $V(t) = -\left(\frac{U - V \cos \omega t}{2}\right)$ sur les deux chapeaux.

Nous arrivons donc à la formulation suivante pour le potentiel électrique dans un piège de Paul :

$$V(r, z, t) = \frac{(U - V \cos \omega t)(r^2 - 2z^2)}{2r_0^2} \quad (2.5)$$

Déterminons maintenant l'équation du mouvement d'un ion dans un tel potentiel électrique. En partant de l'équation fondamentale de la dynamique, nous aboutissons à l'équation dite de Mathieu [Daw95] :

$$\frac{d^2 u}{d\xi^2} + (a_u - 2q_u \cos 2\xi)u = 0 \quad (2.6)$$

Les conventions sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \xi = \frac{\omega t}{2} \\ u = r, z \end{array} \right. \quad \text{et les paramètres de Mathieu} \quad \left\{ \begin{array}{l} a_z = -2a_r = -\frac{8eU}{mr_0^2 \omega^2} \\ q_z = -2q_r = -\frac{4eV}{mr_0^2 \omega^2} \end{array} \right. \quad (2.7)$$

Une compréhension complète du mouvement de particules chargées dans un champ électrique quadripolaire nécessite quelques connaissances des propriétés de cette équation. Ces propriétés sont bien établies et nous ne discuterons ici que de la nature de ses solutions. Celles-ci peuvent être exprimées de la manière suivante [Daw95] :

$$u(\xi) = \alpha' e^{\mu \xi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} e^{2in\xi} + \alpha'' e^{-\mu \xi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} e^{-2in\xi} \quad (2.8)$$

où, α' et α'' sont des constantes d'intégration qui dépendent des conditions initiales, c'est-à-dire la position (u_0), la vitesse (\dot{u}_0) et la phase initiale (ξ_0). Les constantes C_{2n} et μ dépendent des valeurs des paramètres de Mathieu (a_u, q_u) et pas des conditions initiales.

La nature du mouvement de l'ion dépend donc uniquement des paramètres de Mathieu et pas des conditions initiales. Ces dernières influent seulement sur l'amplitude du mouvement. Tous les ions ayant le même couple (a_u, q_u) pour une direction particulière ont un mouvement de même fréquence.

Parmi l'ensemble de solutions, les seules qui soient stables sont celles où $u(\xi)$ demeure fini quand $\xi \rightarrow \infty$ tandis que les solutions instables verront $u(\xi)$ diverger avec ξ . Ces deux types de solutions dépendent de la nature du terme μ .

Dans le cas le plus général, μ est un nombre complexe mais, pour aboutir aux solutions stables périodiques, μ doit être imaginaire pur, $\mu = \pm i\beta$ avec β réel non entier.

Ceci conduit à :

$$u(\xi) = A \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{2n} \cos(2n \pm \beta) \frac{\omega t}{2} \quad (2.9)$$

Les fréquences des différentes harmoniques du mouvement sont donc données par :

$$\omega_n = \frac{(2n \pm \beta)\omega}{2} \quad (2.10)$$

Nous avons vu que la nature du terme μ détermine la stabilité ou non des trajectoires. Comme ce terme ne dépend que du couple (a_u, q_u) , les régions de stabilité peuvent être représentées dans cet espace (figure 2.3).

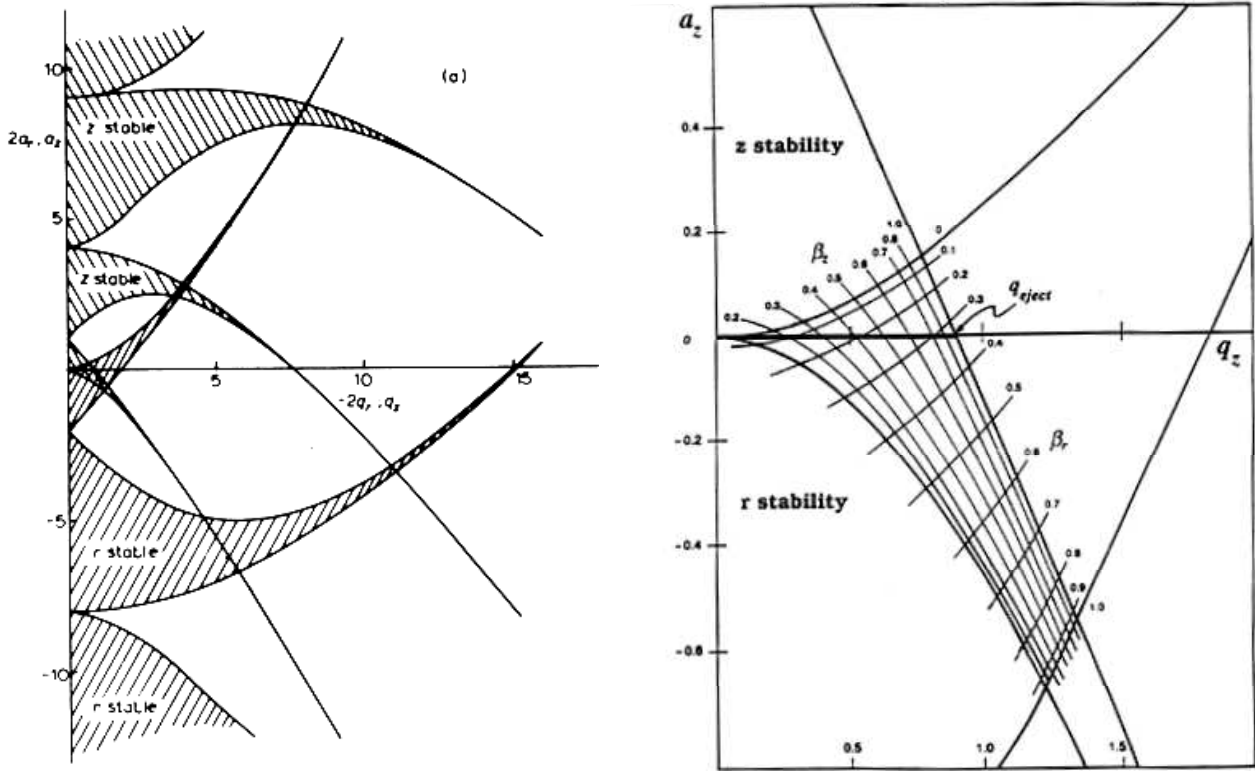


Fig. 2.3 A gauche, le diagramme de stabilité pour le piège 3D dans l'espace (a_z, q_z) .
A droite, la première zone de stabilité dans le même espace.

Dans la figure 2.3 à gauche, les régions où le mouvement des ions est stable sont celles pour lesquelles le mouvement suivant r et suivant z est stable. La première zone de stabilité représentée figure 2.3 à droite est, pour des raisons techniques, la plus couramment utilisée. En effet, les valeurs des tensions à appliquer ainsi que les dimensions de l'instrument (r_0) sont réalistes et permettent de piéger une grande gamme d'ions.

Dans notre cas, nous travaillons avec une tension continue U nulle. Nous avons donc $a_u = 0$. La stabilité des trajectoires est déterminée par le seul paramètre q_u qui doit vérifier la relation suivante :

$$0 < q_u < 0,908 \quad (2.11)$$

Le piège de Paul linéaire

Jusqu'à maintenant, nous n'avons considéré que le piège de Paul tridimensionnel. Pour le quadripôle radiofréquence, la description du mouvement se fait de la même manière si ce n'est que le potentiel quadripolaire de départ s'exprime ici comme :

$$V(x, y, t) = \frac{(U - V \cos \omega t)}{2r_0^2} (x^2 - y^2) \quad (2.12)$$

L'équation de Mathieu est identique à celle présentée précédemment (équation 2.6).

Les paramètres de Mathieu s'expriment maintenant de la façon suivante :

$$a_x = -a_y = -\frac{8eU}{mr_0^2 \omega^2} \quad (2.13)$$

$$q_x = -q_y = -\frac{4eV}{mr_0^2 \omega^2}$$

De la même façon que pour le piège de Paul tridimensionnel les régions où les trajectoires des ions sont stables peuvent être représentées dans l'espace (a_u, q_u) (figure 2.4).

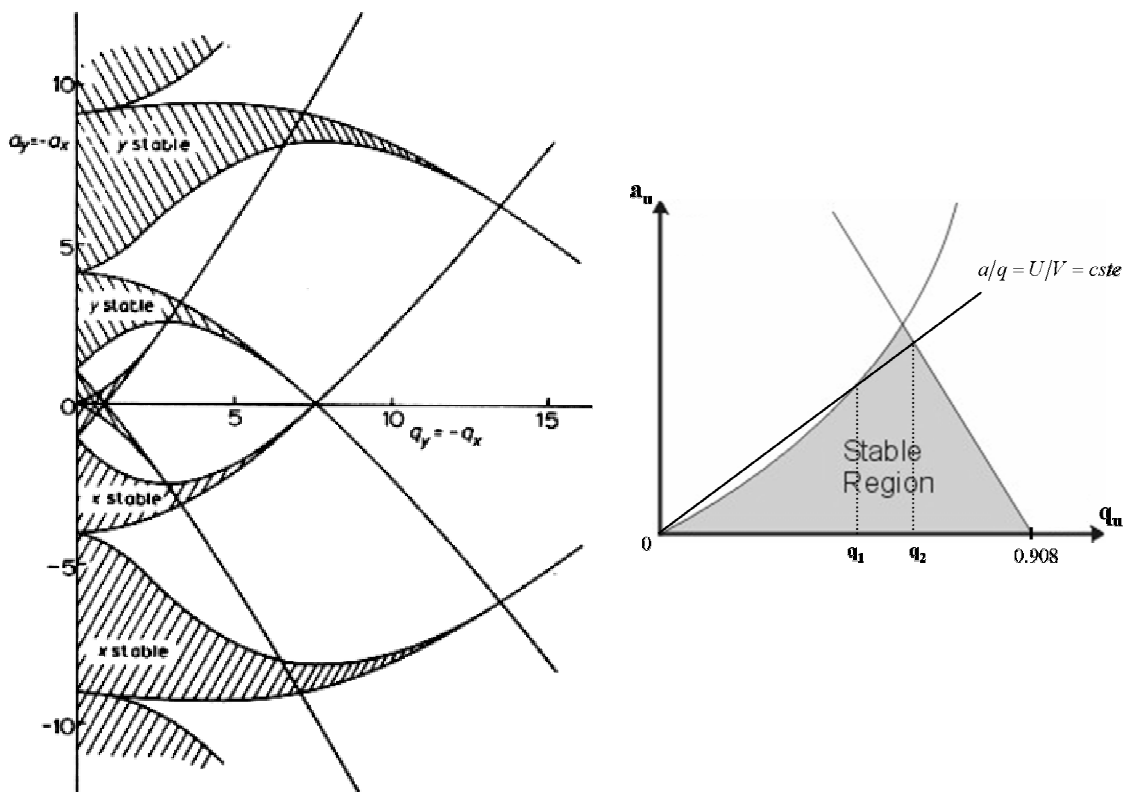


Fig. 2.4 A gauche, le diagramme de stabilité pour le piège 2D dans l'espace (a, q) .
A droite, la première zone de stabilité pour $a > 0$.

Dans le cas de l'utilisation d'un quadripôle radiofréquence en tant que filtre de masse, la tension continue ne doit pas être nulle. Ici, on conserve le rapport U/V (c'est-à-dire le rapport

a/q) constant et on balaye à la fois U et V . Un rapport a/q constant est représenté dans l'espace (a,q) par une droite qui, si sa pente n'est pas trop grande, croise la zone de stabilité en deux points q_1 et q_2 . Or, nous avons vu que le paramètre de Mathieu q s'exprimait de la manière suivante :

$$q = \left(\frac{e}{m} \right) \left(\frac{2V}{r_0^2 \omega^2} \right) \quad (2.14)$$

Donc, si l'on travaille à r_0 et ω fixes, à une certaine tension V correspond une limite basse pour le paramètre de Mathieu (q_1), c'est-à-dire une limite basse pour le rapport e/m , et une limite haute pour ce paramètre (q_2), c'est-à-dire une limite haute pour le rapport e/m . La résolution en masse augmente avec la pente de la droite $a/q = cste$, sa limite étant le pic de la zone de stabilité.

Avant de présenter le modèle couramment admis pour le piégeage, intéressons nous à la forme que doivent avoir les électrodes du piège. Idéalement, elles doivent suivre les équipotentielles du champ quadripolaire. Elles doivent donc avoir la forme d'hyperboles. Mais, pour des raisons de facilité de fabrication, on utilise des électrodes cylindriques (filtre de masse) ou hémisphériques (piège de Paul).

$$r = 1,148 r_0 \quad (2.15)$$

La meilleure approximation pour le champ quadripolaire est obtenue quand la relation (2.15) entre le rayon r des électrodes et le rayon interne du piège r_0 est respectée [Daw95]. Même si les dimensions du piège ne respectent pas cette relation, il est malgré tout possible de piéger. La zone de piégeage, zone où le potentiel est quadripolaire, est juste plus petite.

2.1.2.2 Un modèle théorique du piégeage d'ions

Wuerker d'une part [WS59] et Major et Dehmelt d'autre part [Maj68] ont développé une approche à partir de laquelle nous pouvons estimer les caractéristiques du piégeage en termes de profondeur de puits de potentiel ou de nombre d'ions maximum piégés.

Nous avons vu que les fréquences des différentes harmoniques du mouvement étaient données par la relation 2.10. Considérons les deux premiers ordres :

$$\begin{aligned} n=0 \quad \omega_0 &= \frac{\beta \omega}{2} \\ n=1 \quad \omega_- &= \left(1 - \frac{\beta}{2}\right) \omega \quad \text{et} \quad \omega_+ = \left(1 + \frac{\beta}{2}\right) \omega \end{aligned} \quad (2.16)$$

Ce modèle consiste à ne prendre en compte que les deux fréquences les plus basses du mouvement (ω_0 et ω_-). Cette simplification permet de considérer le mouvement global selon chaque axe comme étant la superposition de deux mouvements : un micromouvement, δ , oscillant à une fréquence ω_- proche de celle du champ RF et un macromouvement ou mouvement séculaire, Z , de plus basse fréquence (ω_0) qui décrit l'extension du mouvement.

Soit, pour l'axe Oz :

$$z(\xi) = Z(\xi) + \delta(\xi) \quad (2.17)$$

Si on se limite à des paramètres de Mathieu q_z suffisamment petit, on a alors $\delta \ll Z$ et $d\delta/dt \gg dZ/dt$. Si de plus on suppose que $a_z \ll q_z$, ce qui est notre cas vu que nous n'utilisons aucune tension continue ($a_z = 0$), nous arrivons à :

$$\delta = -\frac{q_z Z}{2} \cos 2\xi \quad (2.18)$$

Cette équation nous indique d'une part, que le déplacement dû au micromouvement (δ) est en opposition de phase avec la RF et d'autre part que ce déplacement augmente de façon linéaire avec le macromouvement Z . Nous avons donc un mouvement global qui peut s'écrire, selon l'axe Oz, de la manière suivante :

$$z = Z - \frac{q_z Z}{2} \cos 2\xi \quad (2.19)$$

En introduisant cette relation dans l'équation de Mathieu et en moyennant sur une période du champ radiofréquence, on obtient

$$\frac{d^2 Z}{dt^2} = -\left(a_z + \frac{q_z^2}{2}\right) \frac{\omega^2}{4} Z \quad (2.20)$$

L'identification à un mouvement harmonique simple $\frac{d^2 Z}{dt^2} = -\omega_z^2 Z$ est alors immédiate.

Ceci combiné à l'équation 2.16 conduit à l'expression suivante pour le paramètre β :

$$\beta_z = \left(a_z + \frac{q_z^2}{2}\right)^{1/2} \quad (2.21)$$

Considérons le cas où $a_z = 0$ et remplaçons q_z par son expression dans l'équation 2.20. Nous obtenons :

$$\frac{d^2 Z}{dt^2} = -\left(\frac{e^2 V^2}{2m^2 z_0^4 \omega^2}\right) Z \quad (2.22)$$

En comparant cette équation avec l'équation fondamentale de la dynamique appliquée à un ion de masse m et de charge e soumis à un potentiel électrique D_z , on trouve :

$$m \frac{d^2 Z}{dt^2} = -e \frac{d\bar{D}_z}{dZ} \quad \Rightarrow \quad \frac{d\bar{D}_z}{dZ} = \frac{eV^2}{2mz_0^4 \omega^2} Z \quad (2.23)$$

La profondeur du puits de potentiel peut être extraite de l'intégration du gradient de potentiel :

$$\bar{D}_z = \int_{z=0}^{z=z_0} \frac{d\bar{D}_z}{dZ} dZ = \frac{eV^2}{4mz_0^4 \omega^2} \quad (2.24)$$

Pour le mouvement dans la direction radiale et en procédant de la même manière, nous arrivons à :

$$\bar{D}_r = \frac{eV^2}{4mr_0^2 \omega^2} = \frac{q_r V}{8} \quad (2.25)$$

Ceci, avec $r_0^2 = 2z_0^2$ conduit à $\bar{D}_z = 2\bar{D}_r$. Le puits de potentiel dans la direction axiale est deux fois plus profond que le puits de potentiel dans la direction radiale.

Avec ce modèle, un ion peut être regardé comme oscillant dans un potentiel parabolique de profondeur \bar{D}_z avec une fréquence égale à celle du mouvement séculaire. On parle d'ailleurs plutôt de pseudo-potentiel et non pas de potentiel car celui-ci résulte de l'intégration au cours du temps de la force ressentie par les ions (équation 2.20).

La profondeur du puits de potentiel typique est de 10 eV. Or, les ions ${}^6\text{He}^+$ que l'on souhaite piéger ont une dispersion en énergie de l'ordre de 10 eV à une énergie longitudinale de 30 keV : il est impossible de piéger directement les ions radioactifs produits à SPIRAL dans le piège de Paul. En effet, si l'énergie longitudinale des ions est diminuée, de par la conservation d'émission, l'énergie transverse augmentera. Il y a donc nécessité d'un dispositif au sein duquel les ions vont perdre de l'énergie : c'est la quadripôle radiofréquence refroidisseur et regroupueur.

Avant de nous intéresser au refroidissement de particules chargées, estimons, toujours à partir de ce modèle du pseudo-potentiel, la capacité d'un piège de Paul.

Capacité du piège de Paul

Connaissant la profondeur du puits de pseudo-potentiel, nous pouvons estimer le nombre d'ions maximum pouvant y être piégé. Le potentiel effectif, dans l'espace délimité par les électrodes du piège, est donné par l'équation suivante :

$$\Psi_{eff}(x, y, z) = \frac{\bar{D}_r}{r_0^2}(x^2 + y^2) + \frac{\bar{D}_z}{z_0^2}z^2 \quad (2.26)$$

Soit ϕ le potentiel électrique créé par le nombre maximal de charges que peut contenir le piège. L'équation de Poisson en présence de charges s'écrit alors :

$$\Delta\phi = -e \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.27)$$

Lorsque le nombre d'ions piégés est maximal, la somme des potentiels ϕ et Ψ doit être nulle.

On a donc :

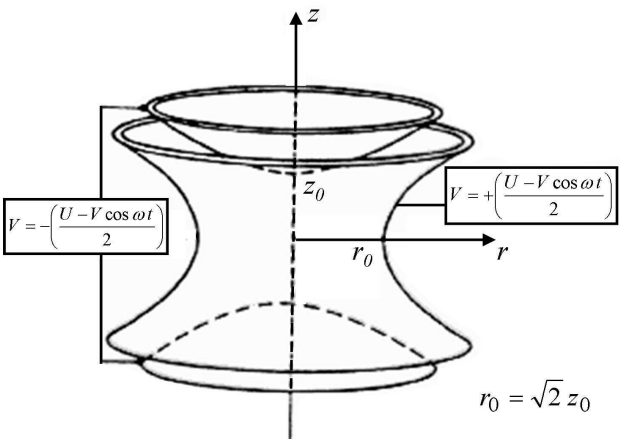
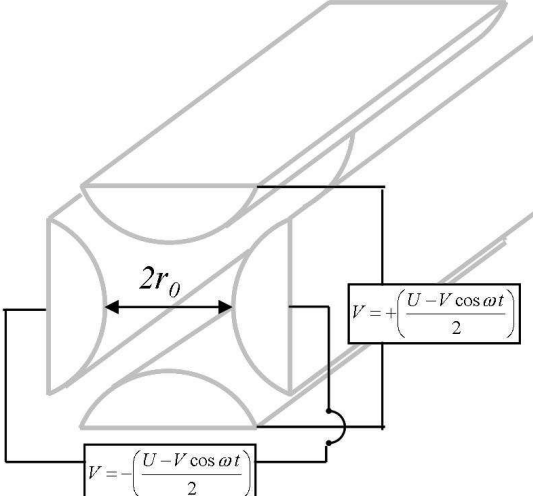
$$\Delta\phi + \Delta\Psi = -e \frac{\rho_{max}}{\epsilon_0} + \frac{12\bar{D}_r}{r_0^2} = 0 \quad \Rightarrow \quad \rho_{max} = \frac{12\epsilon_0\bar{D}_r}{er_0^2} \quad (2.28)$$

L'application numérique avec les valeurs propres aux pièges de Paul 2D et 3D développés au LPC, conduit à une densité maximale théorique d'ions piégés de l'ordre de :

$$\rho_{max} \approx 3.10^7 \text{ ions } cm^{-3}$$

Cette densité est qualifiée de théorique car nous allons voir dans le paragraphe suivant que des phénomènes de perte vont limiter ce nombre à une valeur sensiblement plus faible. Rappelons que ce modèle, et donc ce qui en découle, est basé sur l'hypothèse d'un paramètre de Mathieu q suffisamment petit. Typiquement, ce modèle reste valable tant que $q \leq 0,4$ [WS59]. Si $q > 0,4$ l'extension du micromouvement n'est plus négligeable par rapport à celle du macromouvement : les hypothèses de départ ne sont plus valables.

Terminons ce paragraphe en résumant les caractéristiques du piège de Paul tridimensionnel et du piège de Paul linéaire :

Piège de Paul tridimensionnel	Piège de Paul linéaire
	

Le mouvement des ions dans ces structures est déterminé par la même équation (équation de Mathieu) :

$$\frac{d^2 u}{d\xi^2} + (a_u - 2q_u \cos 2\xi)u = 0$$

$$\text{où } \xi = \frac{\omega t}{2}$$

$u = r, z$	$u = r$
------------	---------

Paramètres de stabilité des trajectoires :

$q_z = -2q_r = -\frac{4eV}{mr_0^2 \omega^2}$ $a_z = -2a_r = -\frac{8eU}{mr_0^2 \omega^2}$	$q = q_r = \frac{2eV}{mr_0^2 \omega^2}$ $a = a_r = \frac{4eU}{mr_0^2 \omega^2}$
---	---

Puits de pseudo-potentiel :

$\bar{D}_r = \frac{\bar{D}_z}{2} = \frac{eV^2}{4mr_0^2 \omega^2} = \frac{q_r V}{8}$	$\bar{D} = \bar{D}_r = \frac{eV^2}{4mr_0^2 \omega^2} = \frac{qV}{8}$
---	--

Tableau 2.1 Résumé des caractéristiques d'un piège de Paul tridimensionnel et linéaire.

2.1.2.3 Les différents processus de perte des ions piégés

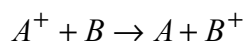
Le temps de vie des ions dans le piège qu'il soit à deux ou trois dimensions est limité par différents phénomènes. La minimisation de ces pertes est évidemment d'un grand intérêt pour que les performances des pièges utilisés soient optimales. Les différents processus de perte sont les suivants :

- Trajectoire instable
- Interaction ion - atome/molécule
- Interaction ion - ion

Le premier provient du principe même de fonctionnement d'un piège de Paul : dans le cas général de l'utilisation d'un potentiel radiofréquence ($V \cos \omega t$) et d'un potentiel continu (U), un ion ne sera piégé que si les paramètres de Mathieu a et q sont dans une zone de stabilité du diagramme. Dans un cas idéal et si les pertes ne provenaient que de ce processus, à partir du moment où un ion est piégé, il l'est indéfiniment. Bien évidemment, le temps de vie des ions dans le piège n'est pas infini : même une fois sur une trajectoire stable, d'autres phénomènes de perte sont présents et vont limiter le temps de vie.

Le second processus considéré est dû à l'interaction des ions piégés avec un atome ou une molécule de gaz. Nous allons différencier les processus élastiques et les processus inélastiques. Dans le cas des processus élastiques, nous parlons de chauffage radiofréquence : nous pouvons visualiser un ion ayant une trajectoire stable être subitement dévié après une collision et se retrouver sur une trajectoire instable : il est alors perdu. Ce changement de trajectoire est d'autant plus brutal que la masse de l'ion incident est proche voire petite par rapport à celle de l'atome, c'est-à-dire que le rapport de masse $M_{ion}/M_{at/mol.gaz}$ est proche ou inférieur à l'unité. Dans le cas où le rapport de masse est inférieur à l'unité : les ions sont très rapidement perdus. Ceci implique qu'il faille apporter une attention particulière au gaz résiduel : toute présence de polluant dont la masse est supérieure à celle de l'ion à piéger va entraîner une diminution du temps de vie. A l'inverse, quand ce rapport de masse est grand et plus il est grand, moins le changement de trajectoire lors d'une collision sera brutal : dans ce cas, l'énergie des ions piégés va diminuer, en principe jusqu'à atteindre la température du gaz présent.

Intéressons nous maintenant aux processus inélastiques, en particulier à l'échange de charge. Comme son nom l'indique, ce phénomène consiste, lors de la collision d'un ion A^+ sur un gaz B , à la migration d'un des électrons du cortège électronique de l'atome ou de la molécule du gaz sur l'ion :



L'intensité de ce processus va dépendre non seulement des potentiels de première ionisation des espèces considérées mais aussi de leur état quantique. Le fait que le potentiel d'ionisation de l'ion soit supérieur ou égal à celui du gaz est une condition nécessaire mais non suffisante pour que ce processus ait lieu. Il faut aussi que les règles de sélection qui ne peuvent être obtenues qu'à partir d'un traitement quantique de l'électron, soient respectées.

Parmi les processus inélastiques, nous pouvons aussi citer la formation de molécules par réaction chimique entre les ions et les atomes ou molécules présentes dans le gaz résiduel.

Terminons par considérer le dernier phénomène de perte qui a lieu par interaction ion - ion : la charge d'espace. En plus du potentiel électrique qui permet de confiner les ions, ceux-ci subissent l'influence du potentiel coulombien qu'ils créent eux-mêmes. Dans le calcul de la

capacité du piège de Paul, présenté à la fin du paragraphe 2.1.2.2, le potentiel ϕ créé par les charges présentes dans le piège est justement le potentiel dû à la charge d'espace.

Lors de la présentation des résultats des tests du quadripôle radiofréquence et du piège de Paul, une partie sera consacrée à la mesure des temps de vie ainsi qu'à l'estimation des différents termes de perte.

2.2 Le refroidissement de particules chargées

Refroidir un faisceau de particules revient à faire que celles-ci occupent le plus petit volume de l'espace des phases. En d'autres termes, le processus de refroidissement doit diminuer le diamètre, la divergence et la dispersion en énergie du faisceau. Les deux premiers paramètres (diamètre et divergence) sont inclus dans ce que nous nommons l'émittance transverse (mesurée en π mm.mrad) alors que le troisième (dispersion en énergie) est nommé émittance longitudinale (mesurée en eV. μ s). Une revue des différentes méthodes de refroidissement peut être trouvée dans [Gho95, Itano95].

2.2.1 Les différents types de refroidissement

Dans le cas particulier des ions, différentes méthodes de refroidissement existent parmi lesquelles :

- Le refroidissement stochastique et le refroidissement par électrons qui sont généralement utilisés dans les anneaux de stockage.

Le refroidissement stochastique a été réalisé en 1983 par S. Van der Meer pour des faisceaux circulant dans les anneaux de stockage du CERN [VdM85]. La méthode consiste à détecter le passage d'un ion auprès d'un capteur et d'envoyer un signal de correction pour remettre l'ion sur l'axe un demi-tour plus tard. Cette méthode demande évidemment plusieurs tours dans l'anneau pour agir avec tous les ions.

Le refroidissement par électrons, dû à Budker en 1966 [Dan95], est lui aussi couramment utilisé dans les anneaux de stockage. Il s'agit d'un refroidissement par interaction coulombienne avec des électrons. Un faisceau d'électrons intense (jusqu'à 1 A) est injecté et confondu avec le faisceau d'ions à la même vitesse dans un champ magnétique (0,5 T) le long de l'axe des deux faisceaux. Les ions sont ramenés à la vitesse des électrons qui ralentissent par rayonnement synchrotron dans le champ qui lui n'influence guère les ions.

- Pour les ions piégés, le refroidissement résistif, par laser et à l'aide d'un gaz tampon sont employés.

Le refroidissement résistif [Itano95] est une technique employée dans les pièges car les électrodes offrent la possibilité d'évacuer la chaleur des ions avec un branchement sur un circuit dissipatif. Un tel circuit peut fonctionner à la température de l'Hélium liquide pour atteindre une température très basse (4,2 K).

Le refroidissement par laser vient du fait qu'un ion absorbant un photon sur l'axe de propagation va le réémettre de façon isotrope. Il en résulte que la vitesse de l'ion diminue en moyenne dans la direction du photon absorbé, à cause du recul de l'ion. Cette technique a conduit à l'obtention du prix Nobel de physique en 1997 pour S. Chu, C. Cohen-Tannoudji et W.D. Phillips [Chu98, Coh98, Phil98].

Les deux premières techniques ne sont pas applicables pour des ions radioactifs à courte durée de vie de par la durée nécessaire au refroidissement, de l'ordre de la seconde. De plus, le refroidissement par laser, qui dépend des niveaux d'énergie atomiques, n'est applicable que pour des espèces pour lesquelles on peut trouver un laser dont la longueur d'onde corresponde à l'espacement de ces niveaux.

2.2.2 Le refroidissement par gaz tampon

De par toutes ces considérations, nous nous sommes tournés vers le refroidissement par gaz tampon qui présente plusieurs avantages :

- Un temps de refroidissement relativement court (de l'ordre de quelques 100 μ s).
- La technique est universelle : elle s'applique à tout type d'ions, sans restrictions.

Dans ce type de refroidissement, le mouvement des ions est ralenti par les collisions successives avec les atomes du gaz tampon. Cette observation remonte au XIX^e siècle pourtant, le refroidissement en tant que tel c'est-à-dire la tendance pour les ions à atteindre la température du gaz lui-même, était entravé par la diffusion associée à un tel refroidissement. Sans confinement, les ions sont tout simplement perdus. Le refroidissement *utile* ne vit le jour qu'à partir du moment où le confinement des ions par des champs électromagnétiques devint possible. Pratiquement, en plus du gaz tampon et du champ électrique radiofréquence qui assurent respectivement, la perte d'énergie et le confinement radial, un champ électrique continu longitudinal est appliqué afin de faire dériver les ions thermalisés en dehors du quadripôle.

A cause des différents processus de perte décrits précédemment, le gaz tampon le plus couramment utilisé est l'hélium : sa masse faible permet de limiter les pertes par chauffage radiofréquence et son potentiel de première ionisation élevé (24,59 eV) le rend très stable vis-à-vis de l'échange de charge. Pour l'expérience qui nous intéresse ici, nous ne pouvons pas utiliser de l'hélium comme gaz tampon. En effet, le processus d'échange de charge ${}^6\text{He}^+ + {}^4\text{He} \rightarrow {}^6\text{He} + {}^4\text{He}^+$ est résonant : nous ne pouvons pas refroidir de l'hélium 6 en utilisant un gaz tampon d'hélium. C'est pourquoi nous avons choisi du dihydrogène pour effectuer ce refroidissement.

La première démonstration de la faisabilité du refroidissement par gaz tampon couplé au confinement par champ radiofréquence date de 1959 [WS59]. Il a été réalisé dans une structure tridimensionnelle 6 ans plus tard avec des ions Hg^+ refroidis sur de l'hélium mais il a fallu attendre 1992 pour que ce type de refroidissement soit appliqué au piège de Paul linéaire [Dou92]. Depuis, les quadripôles radiofréquence à gaz tampon se sont considérablement développés et sont présents auprès de nombreuses installations.

2.3 Dispositifs existant dans le monde

Le quadripôle radiofréquence (RFQ) à gaz tampon de l'expérience ISOLTRAP [Blaum03] à ISOLDE/CERN est destiné au refroidissement d'ions radioactifs avant la mesure de leur masse grâce à deux pièges de Penning superposés. La précision maximale atteinte sur les mesures de masse est de 10^{-9} pour les isotopes dont la demi-vie est d'environ 500ms. Elle descend à 10^{-7} pour les isotopes de vie plus courte (quelques 10ms).

Le RFQ du CSNSM a pour but d'augmenter l'efficacité d'injection dans le spectromètre radiofréquence MISTRAL [Toa02] situé lui aussi à ISOLDE. Cet instrument est dédié à la mesure de masses d'ions exotiques de très courte durée de vie et devrait pour cela être complémentaire à ISOLTRAP.

Celui de GSI, SHIPTRAP, implanté auprès du séparateur SHIP, est lui aussi essentiellement dédié à la mesure de masse, en particulier des transuraniens [Sik03].

Le quadripôle de l'université de Jyväskylä [Nie01] est également utilisé pour la mise en forme de faisceaux d'ions. En sortie du quadripôle, les ions sont soit extraits à basse énergie et injectés dans un piège de Penning en vue de mesurer leur masse, soit réaccélérés et transmis dans un dispositif de spectroscopie laser colinéaire.

Au niveau européen, un dernier dispositif est en cours de développement à Tripp au KVI. La réduction d'émittance du faisceau d'ions permettra son injection dans un piège magnéto-optique ou dans un piège de Penning.

D'autres quadripôles radiofréquence à gaz tampon sont en utilisation ou en développement que ce soit en Amérique du Nord ou au Japon. Une revue de tous ces dispositifs peut être trouvée dans [Her03].

Le nombre de RFQ refroidisseur regroupeur et le fait qu'ils soient présents auprès de toutes les grandes installations nucléaires montre à quel point cet instrument s'est développé et est devenu un dispositif de mise en forme et de réduction d'émittance courant. Il est important de remarquer que les quadripôles à gaz tampon décrits jusqu'à présent utilisent comme gaz tampon de l'hélium ou de l'argon. Les masses les plus faibles ayant été refroidies à ce jour se situent vers 20 u.m.a.

2.4 Simulations

Le refroidissement en tant que tel des ions, c'est-à-dire leur perte d'énergie, est due aux collisions de ces ions sur les atomes ou molécules du gaz tampon. Il existe différentes façons de simuler cette interaction. La manière la plus simple est de considérer que le mouvement de l'ion est amorti par un frottement visqueux dû aux collisions sur le gaz tampon : c'est l'approche macroscopique. A l'opposé, l'approche microscopique consiste à considérer individuellement chaque collision. Cependant, quelque soit l'approche utilisée, le concept de mobilité [Mas73] doit être introduit.

2.4.1 Mobilité et diffusivité

Soit un ensemble d'ions dans une enceinte contenant un certain volume de gaz. Si l'on suppose que la densité de charge est suffisamment faible pour pouvoir négliger la répulsion coulombienne, ces ions vont diffuser jusqu'à ce que leur distribution soit uniforme.

Si maintenant on applique un faible champ électrique dans une direction donnée, un flux stationnaire, superposé au mouvement thermique bien plus rapide, va s'établir le long des lignes de champ. La vitesse du centre de masse du nuage d'ions est appelée la vitesse de dérive.

Le concept de mobilité vient du fait que le taux de collisions est indépendant de cette vitesse de dérive : il ne dépend que de la vitesse thermique. Cette vitesse de dérive est dans ce cas directement proportionnel au champ électrique E :

$$V_d = KE \quad (2.29)$$

où la constante de proportionnalité K est appelé la mobilité de l'ion. Elle traduit en quelque sorte la transparence du milieu à un certain ion. Elle est mesurée en $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$.

Il est important de remarquer que cette relation n'est valide que si le champ électrique est faible, c'est-à-dire que les ions sont en équilibre thermique avec le gaz ($V_d \ll V_{th}$). Sous cette condition, la distribution en vitesse des ions est maxwellienne. Le mouvement des ions est principalement le mouvement thermique aléatoire avec en plus une petite composante de dérive dans la direction du champ électrique appliqué.

Si le champ électrique est augmenté de telle manière que le gain en énergie des ions devient appréciable par rapport à leur énergie thermique, la relation ci-dessus n'est plus valable. L'expression de la mobilité est alors :

$$K = \frac{3e}{8N} \left(\frac{\pi}{2mk_B T_{eff}} \frac{m+M}{M} \right)^{1/2} \frac{1}{\Omega(T_{eff})} \quad (2.30)$$

où, N : densité du gaz
 m : masse de l'ion
 M : masse d'un atome/molécule de gaz
 k_B : constante de Boltzmann
 $\Omega(T_{eff})$: section efficace de collision

La mobilité dépend aussi de la densité du gaz : plus celle-ci est élevée, plus la mobilité, la transparence du milieu sera faible. Les mobilités sont donc tabulées [Vie95] pour des conditions normales de température et de pression (0°C et 1 atmosphère $N_0=2,69.10^{19} \text{ cm}^{-3}$). On parle alors de mobilité réduite, K_0 .

La mobilité K à une autre densité de gaz N est obtenue à partir de la relation suivante :

$$K = \frac{N_0}{N} K_0 \quad (2.31)$$

Nous avons vu que, pour choisir la relation à utiliser entre (2.29) et (2.30) pour déterminer K , le critère était l'intensité du champ électrique. En réalité, le critère choisi est plutôt le rapport entre l'intensité du champ électrique et la densité du gaz. En effet si la densité du gaz est augmentée dans la même proportion que l'intensité du champ électrique, la vitesse de dérive restera constante. Ce rapport détermine l'équilibre énergétique entre ce que les ions gagnent grâce au champ électrique et ce qu'ils perdent par collisions sur le gaz.

Une manière simple de comprendre cela est de considérer un ion soumis à un champ électrique : son accélération est proportionnelle à l'intensité du champ électrique. Si τ est le temps entre deux collisions, la vitesse acquise par l'ion pendant ce temps sera proportionnelle au produit $E\tau$. Or, ce temps entre deux collisions τ est inversement proportionnel à la densité de gaz. Ceci nous donne bien une vitesse de dérive qui est proportionnelle au rapport E/N . Ce rapport est mesuré en Townsend (1 Td = 10^{-17} V.cm^2). La limite communément admise entre champ électrique faible et champ électrique fort se situe à 10 Td.

Terminons par préciser qu'outre la mobilité, la diffusivité permet aussi de caractériser le mouvement d'un ion dans un gaz. Pour les grands rapports E/N , la diffusivité dans la direction du champ et celle dans la direction perpendiculaire au champ n'est pas équivalente : on parle alors de diffusivité transverse et de diffusivité longitudinale. Ces diffusivités sont obtenues à partir des valeurs de mobilités. En général, c'est plutôt la quantité ND , la densité multipliée par la diffusivité et non pas directement la diffusivité, qui est mesurée expérimentalement. C'est donc cette quantité qui est reportée dans les tables.

2.4.2 L'approche macroscopique

L'approche macroscopique consiste à considérer l'effet global de l'interaction ion-gaz, c'est-à-dire un amortissement du mouvement de l'ion dû à une force de friction. La vitesse limite des ions dans le gaz en présence d'un champ électrique est atteinte quand cette force de friction est égale à la force électrique.

$$f_c = eE = e \frac{v_d}{K} \quad (2.32)$$

Dans les équations du mouvement (2.6) décrites précédemment apparaît un nouveau terme lié à la perte d'énergie des ions. On peut montrer que le mouvement est amorti exponentiellement dans toutes les directions suivant l'équation :

$$v = v_0 \exp\left(-\frac{e}{mK}t\right) \quad (2.33)$$

Un des points forts de cette approche est qu'elle est basée sur la connaissance des mobilités qui sont tabulées avec précision. De plus, elle est relativement simple à mettre en œuvre et ne nécessite pas un temps de calcul très long.

Par contre, sans amélioration, cette approche a de nombreux points faibles :

- La diffusion n'est pas prise en compte : la trajectoire des ions n'est pas modifiée, c'est juste la vitesse qui diminue exponentiellement.
- La vitesse des ions diminue jusqu'à ce que les ions soient à l'arrêt.
- L'échange de charge n'est pas pris en compte.

Ces différents effets peuvent malgré tout être pris en compte à priori ou à posteriori [Hen01] mais le seul moyen de reproduire correctement les résultats expérimentaux, en particulier pour des systèmes où il n'y a pas une grande différence de masse entre l'ion et le gaz, est d'aborder cette interaction à son niveau fondamental : c'est l'approche microscopique.

2.4.3 L'approche microscopique

Pour les raisons invoquées plus haut, et malgré le fait que cette approche nécessite un effort au niveau de la programmation plus important et un temps de calcul plus long que pour l'approche macroscopique, c'est ce type de code qui a été développé au LPC [Dur04]. De plus, il permet de prendre en compte les effets inélastiques tels l'échange de charge ou la formation d'états liés.

Pour prendre en compte chaque collision individuellement, un potentiel d'interaction ion-gaz (molécule ou atome) est introduit et les collisions sont traitées dans un calcul de Monte Carlo. Ce potentiel d'interaction s'exprime sous la forme suivante [Moo98] :

$$V(r) = \frac{B}{r^n} - \frac{C_6}{r^6} - \frac{C_4}{r^4} \quad (2.34)$$

Il dépend de la structure atomique de l'ion et de l'atome ou molécule du gaz. Pour une distance inférieure à quelques angströms, dépendant du couple ion-gaz étudié, il est répulsif et attractif au-delà. En réalité, au lieu d'utiliser les paramètres (n, B, C_6, C_4) , on utilise les paramètres $(n, \gamma, r_m, \epsilon)$. Les paramètres n et γ sont liés à l'interaction répulsive courte distance ; r_m et ϵ sont respectivement la distance et la profondeur du minimum de potentiel.

La forme du potentiel en fonction de ces paramètres est alors la suivante :

$$V(r) = \frac{n\varepsilon}{n(3+\gamma)-12(1+\gamma)} \left[\frac{12(1+\gamma)}{n} \left(\frac{r_m}{r} \right)^n - 4\gamma \left(\frac{r_m}{r} \right)^6 - 3(1-\gamma) \left(\frac{r_m}{r} \right)^4 \right] \quad (2.35)$$

$$\text{où} \quad \frac{n\varepsilon}{n(3+\gamma)-12(1+\gamma)} 3(1-\gamma)r_m^4 = C_4 \quad (2.36)$$

$$\frac{n\varepsilon}{n(3+\gamma)-12(1+\gamma)} 4\gamma r_m^6 = C_6$$

Les paramètres C_4 et C_6 peuvent être déterminés expérimentalement car ils dépendent de la polarisabilité et du potentiel d'ionisation de l'atome ou de la molécule. Pour différents couples (n, γ) choisis, nous avons donc deux équations (2.36) à deux inconnues r_m et ε . On aboutit donc à un ensemble de potentiel d'interaction pour différents couples (n, γ) . Pour déterminer dans cette famille de potentiel celui à choisir, ce potentiel est ajusté au moyen de données expérimentales telles que les mobilités ou les diffusivités (figure 2.5).

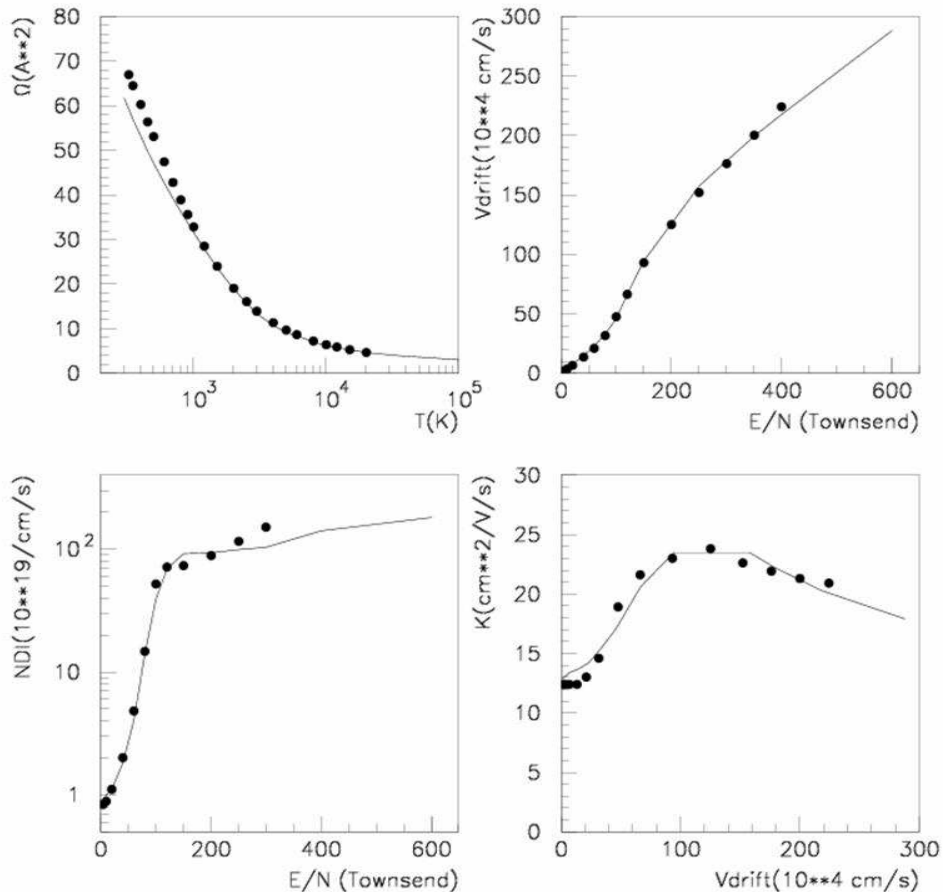


Fig. 2.5 Simulation (points) comparée aux données expérimentales (Li^+ / H_2).

En haut à gauche : la section efficace de collision vs la température.

En haut à droite, la vitesse de dérive vs E/N .

En bas à gauche, le produit ND_L vs E/N .

En bas à droite, la mobilité vs la vitesse de dérive.

Pour différentes énergies et différents paramètres d'impact, on détermine au moyen du potentiel d'interaction, l'angle de diffusion de l'ion sur l'atome ou la molécule de gaz tampon. Différentes intégrales [Moo98] permettent ensuite, à partir de cet angle de diffusion, de remonter à la section efficace de collision et donc, via l'équation (2.29) aux mobilités. Quand les observables déduites du potentiel d'interaction calculé reproduisent de façon correcte les observables mesurées, nous avons le bon potentiel d'interaction pour le couple ion-gaz considéré.

Nous pouvons maintenant passer à l'étape de la simulation du refroidissement des ions dans le quadripôle en tant que tel. Les différents paramètres sont les suivants :

- le champ radiofréquence est analytique,
- le potentiel continu est obtenu à partir du logiciel SIMION [Dahl00],
- la matrice d'interaction qui donne l'angle de diffusion en fonction de l'énergie de l'ion incident et du paramètre d'impact, est déduite du potentiel d'interaction.

La propagation des ions est déterminée par un calcul de Monte Carlo. Les résultats de ces simulations seront présentés et comparés directement aux résultats expérimentaux dans la partie 2.6. Ces simulations ont aussi permis de définir ou plutôt de confirmer que les dimensions définies pour le quadripôle permettaient de répondre aux besoins, en particulier, une transmission élevée pour des faisceaux de grande émittance (jusqu'à 100π mm.mrad). Les dimensions des lentilles d'entrée (focalisation du faisceau à l'entrée du quadripôle) décrites précédemment ont aussi été définies par ces simulations.

2.5 Description technique [Dar04]

2.5.1 Mécanique

Les dimensions du quadripôle ont été imposées par son utilisation future, c'est-à-dire la mise en forme de faisceau de grande émittance, jusqu'à 100π mm.mrad. L'espace des 4 barreaux ($r_0 = 15$ mm) implique un rayon pour les barreaux de $r = 1,148r_0$ (figure 2.6).

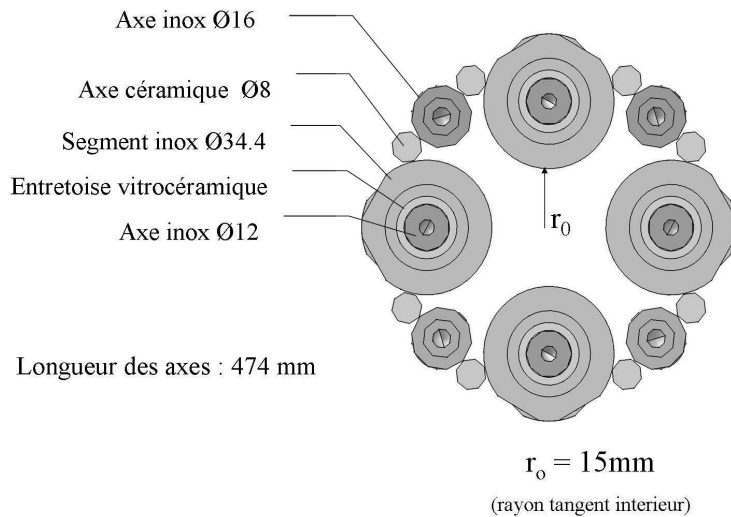


Fig. 2.6 Coupe transversale du quadripôle.

La segmentation des barreaux est faite de la façon suivante : les 20 premiers segments, segments 'refroidisseur', font 20 mm de long alors que les 6 derniers segments, partie 'regroupeur', font 10 mm de long. Ces 26 segments sont espacés les uns des autres de $300 \mu\text{m}$ (figure 2.7).

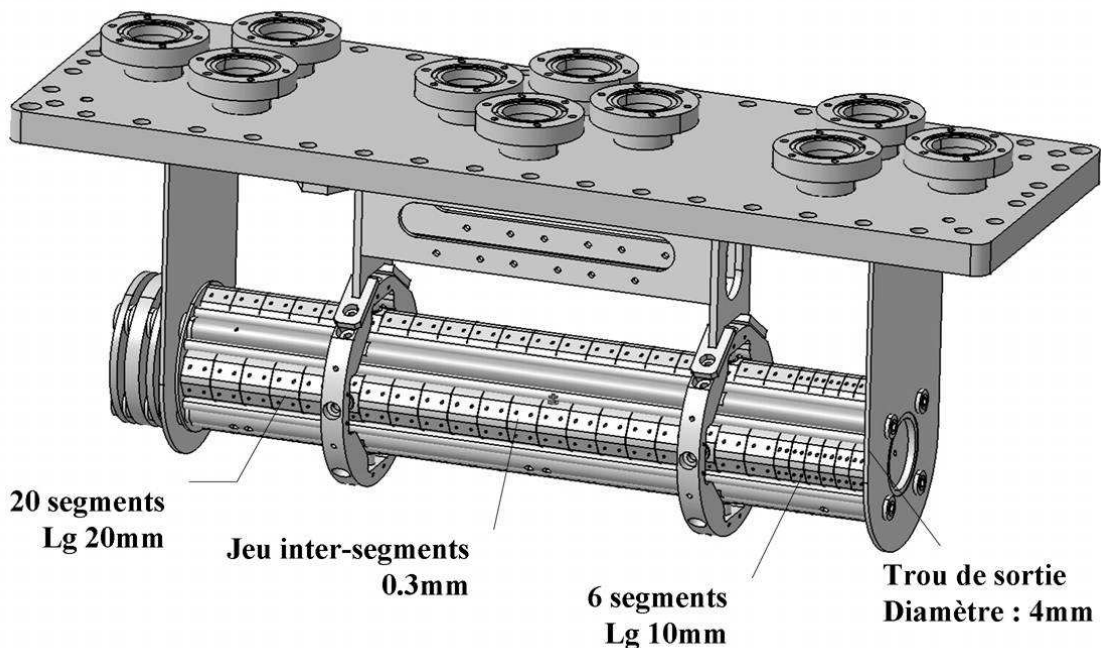


Fig. 2.7 Vue de côté du quadripôle. Les trois lentilles d'entrée sont sur la gauche.

Toute la structure mécanique ainsi que le système d'injection de gaz et les jauges de vide propres au RFQ sont supportés par la bride supérieure du quadripôle. Les connexions électriques et l'injection de gaz se font via les piquages présents sur cette bride (figure 2.7). Quand une intervention est nécessaire, l'extraction du quadripôle de son enceinte à vide est ainsi relativement simple.

Le RFQ étant polarisé à une haute tension (jusqu'à 40 kV), tous les éléments en contact avec ce dernier (l'électronique, le système d'injection de gaz, les pompes à vide...) doivent être isolés du reste de la ligne. Des isolants haute tension en céramique sont placés de part et d'autre du quadripôle. Afin d'assurer la sécurité des personnes et du matériel, tout ce qui est au potentiel de la haute tension est placé dans une cage. Le matériel en lui-même est placé dans une première cage qui est au potentiel de la haute tension (Cage HT sur la figure 2.8). L'ensemble est situé dans une seconde cage (Cage de protection sur la figure 2.8) qui est au potentiel de la terre. L'isolation électrique de l'ensemble placé en zone haute tension est assurée au moyen d'un transformateur d'isolement.

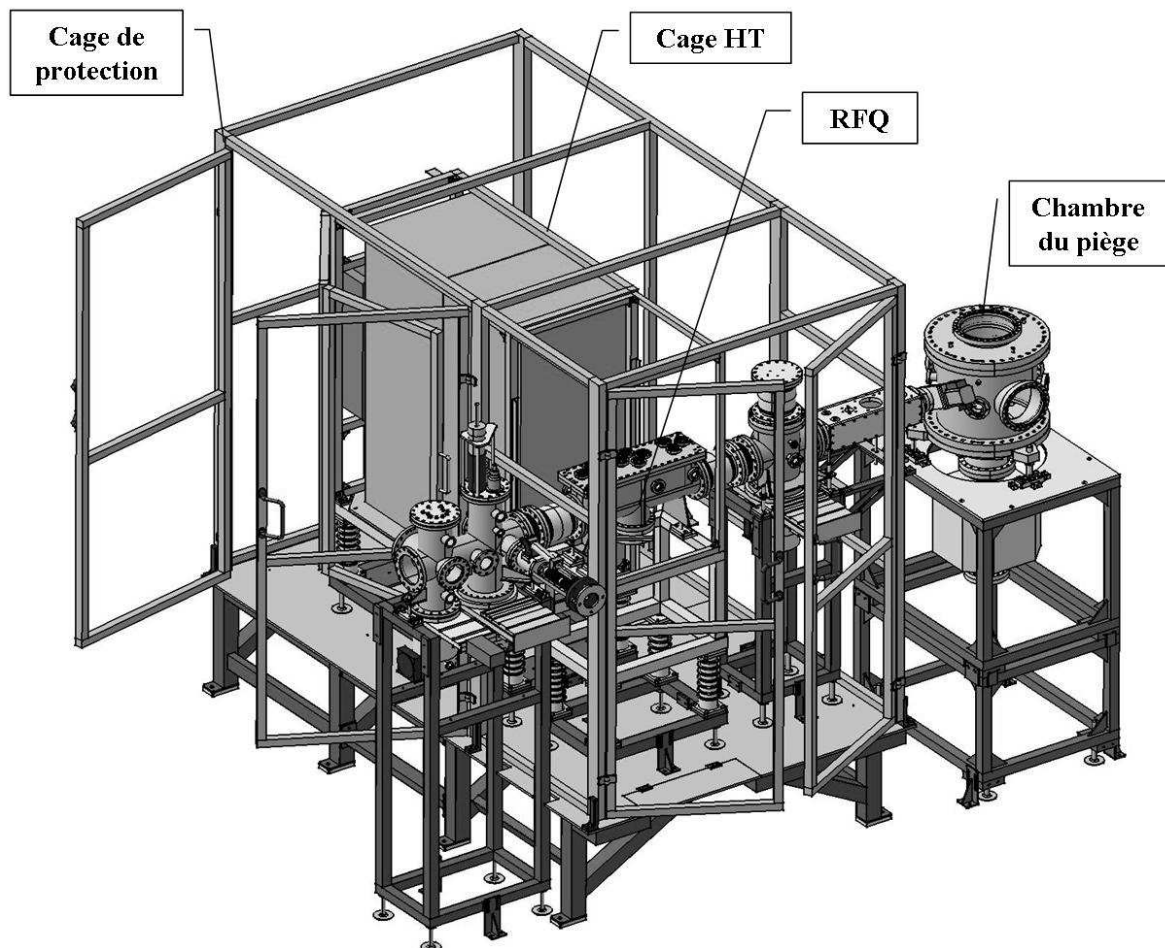


Fig. 2.8 Vue d'ensemble de l'installation finale 'RFQ et piège de mesure'. L'ensemble du dispositif a été surélevé afin de s'adapter à la hauteur du faisceau LIRAT (2000 mm).

Au niveau de la connexion mécanique entre la ligne LIRAT et la ligne du RFQ, une chambre d'entrée a été développée et fabriquée (figure 2.9). Elle contient un profileur, une cage de Faraday et la source d'ions stables en position verticale ainsi qu'un déflecteur à 90°. Cette

chambre a été développée uniquement pour l'installation sur LIRAT : tous les résultats qui vont être présentés par la suite ont été obtenues sans cette chambre, dans la configuration présentée figure 2.10.

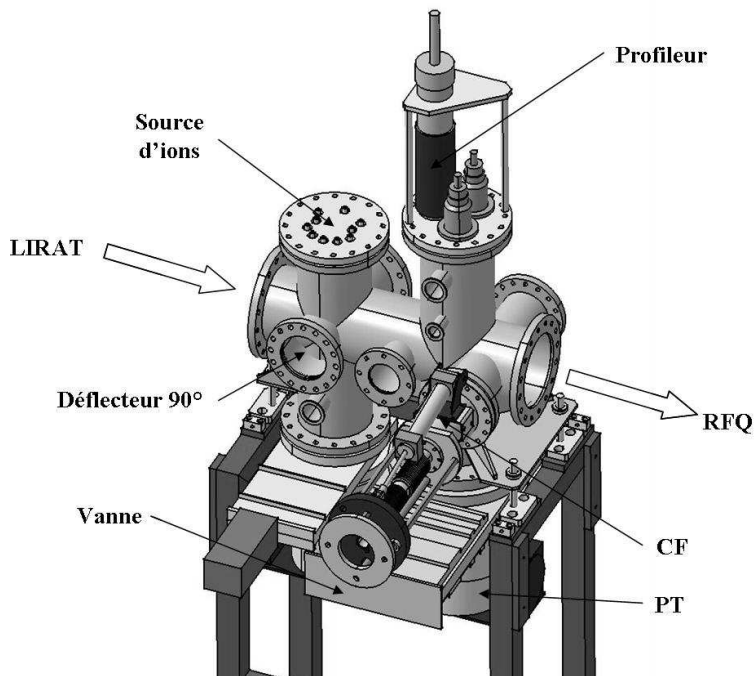


Fig. 2.9 La nouvelle chambre d'entrée. CF : cage de Faraday, PT : pompe turbo moléculaire.

2.5.2 Vide et injection de gaz

Une attention particulière a été apportée à tous les aspects concernant le vide. La présence, même en faible quantité, de gaz autre que celui injecté pour effectuer le refroidissement peut diminuer la transmission du quadripôle.

Deux circuits de pompage indépendants permettent la mise sous vide de l'ensemble de la ligne : un pour la zone neutre et un pour la zone HT (figure 2.11). En zone HT, une pompe turbo moléculaire (PT3 : 500 l/s) ainsi qu'une pompe primaire sont placées sous le quadripôle. En zone neutre, 2 pompes turbo moléculaires (PT2 et PT4 : 1000 l/s) placées de part et d'autre du quadripôle assurent le pompage différentiel entre la zone où est présent le gaz injecté et le reste de la ligne. Deux autres pompes turbo moléculaires (PT1 en amont du premier caisson de pompage et PT5 en aval du deuxième) placées en zone neutre permettent de maintenir un bon vide dans la chambre d'entrée et dans la ligne de transmission.

Des conductances de vide permettent de limiter la propagation du gaz tampon dans le reste de la ligne. En plus des deux diaphragmes de 4mm de diamètre situés de part et d'autre du quadripôle (figure 2.7), une conductance de vide est située en amont du quadripôle, dans la chambre d'entrée (voir figure 2.10).

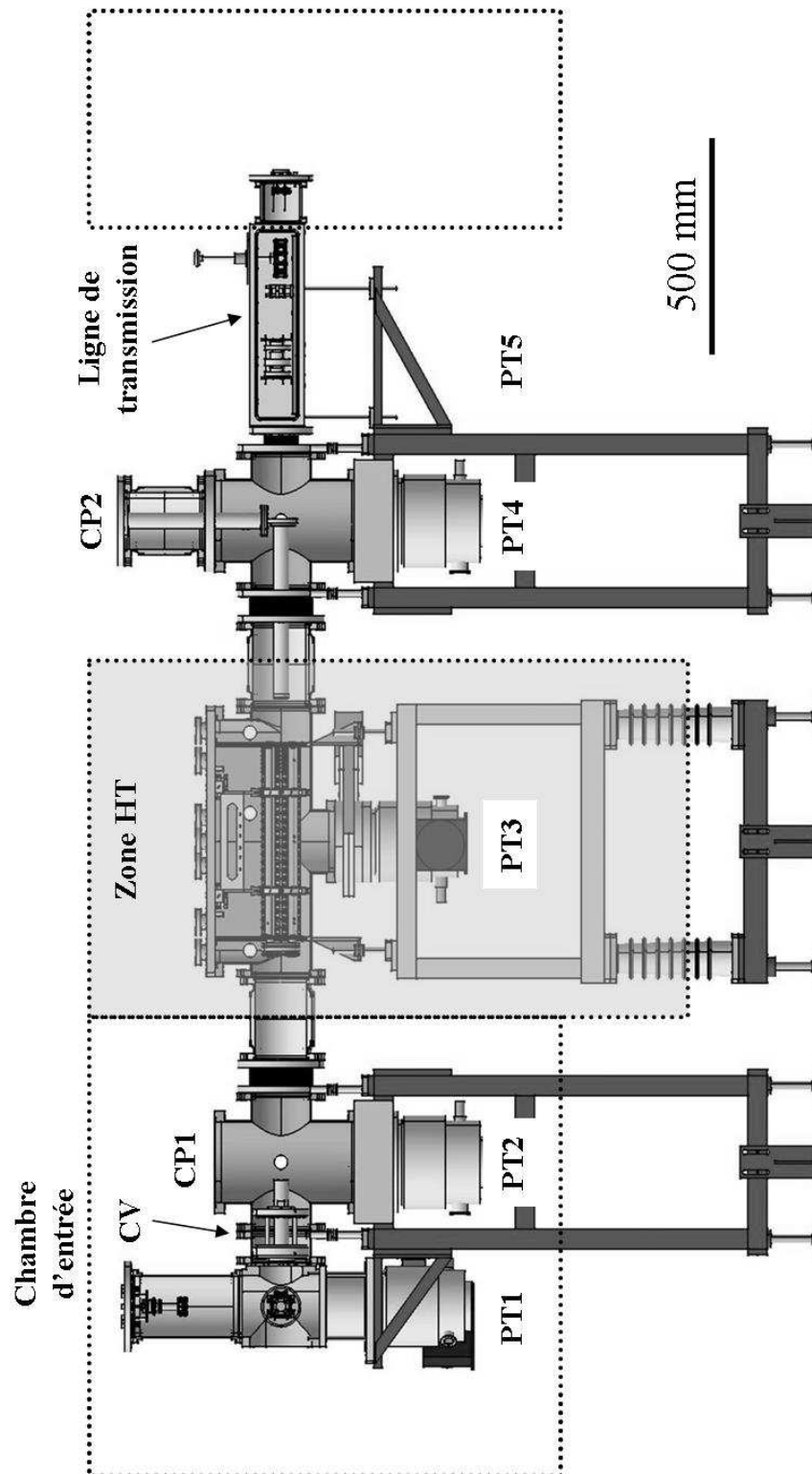


Fig. 2.10 Vue d'ensemble de la ligne. Zone HT : zone haute tension. CP1 et 2 : caisson de pompage 1 et 2. PT1 à 5 : pompes turbo moléculaires. CV : conductance de vide. Les éléments présents dans la ligne de transmission seront décrits dans la partie suivante (2.6.1). Après cette ligne de transmission et en fonction de la mesure à effectuer, nous disposons de différents éléments : une simple galette à microcanaux comme sur la figure, un détecteur à localisation (galettes à microcanaux et lignes à retard) ou encore, dans la configuration finale, le piège de Paul de mesure.

Des lampes halogènes sont placées sous le quadripôle : ces dernières permettent un étuvage interne de la structure. Pour diminuer la présence d'eau lorsque nous sommes en fonctionnement, un piège à azote liquide est utilisé. Il est placé sur la bride supérieure du quadripôle.

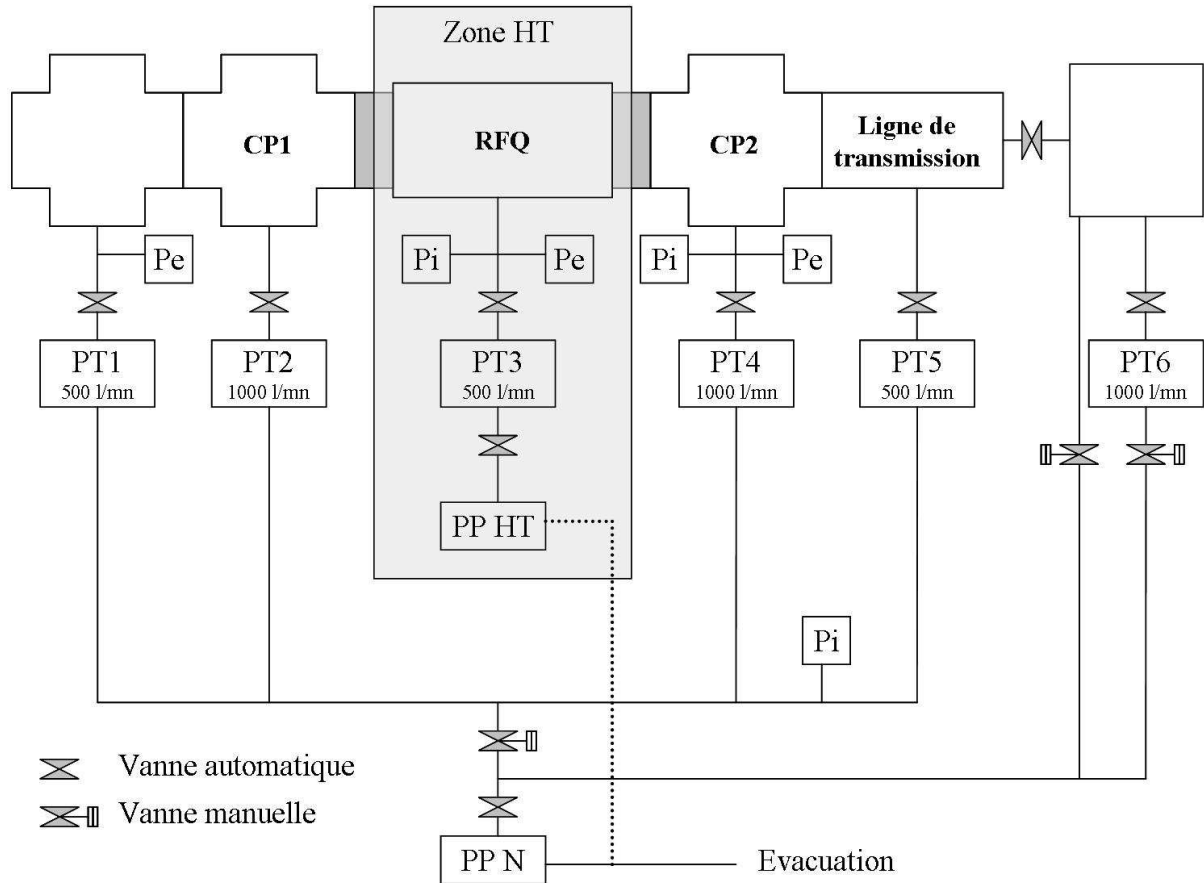


Fig. 2.11 Synoptique du dispositif de mise sous vide de l'ensemble de la ligne. Pi : jauge de Pirani, Pe : jauge de Penning, RA : remise à l'air, PP HT et N : pompe primaire zone haute tension et zone neutre.

Afin de limiter encore l'injection de polluant dans le quadripôle, le gaz tampon utilisé est de grande pureté (au minimum 99,9995 %). Les tubes métalliques permettant l'injection du gaz peuvent être prévus avant chaque utilisation. De plus, avant d'être injecté dans le quadripôle, le gaz tampon passe dans un purificateur.

Le vide dans l'ensemble de la ligne, sans injection de gaz dans le quadripôle, est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-8}$ mbar. En fonctionnement, la pression au sein du quadripôle peut aller de 10^{-3} à 10^{-1} mbar. Le vide différentiel entre l'enceinte du RFQ et les caissons de pompage placés de part et d'autre du quadripôle s'élève à 4 ordres de grandeur. Afin de ne pas détériorer le vide, les nombreux composants passifs du quadripôle, qui sont à l'intérieur de l'enceinte sous vide, sont vissés et non pas soudés.

Au niveau sécurité, vis-à-vis de l'utilisation de dihydrogène, une vanne de sécurité est placée juste entre la bouteille et le détendeur. Un capteur d'hydrogène est placé juste au dessus du quadripôle. Si une fuite est détectée, le boîtier de contrôle du capteur envoie un signal

électrique à une électrovanne qui coupe le circuit d'air comprimé qui permet de maintenir la vanne de sécurité ouverte : l'injection d'hydrogène est alors stoppée.

2.5.3 Configuration électrique

Au niveau du quadripôle, les potentiels radiofréquence ainsi que les potentiels permettant de créer le champ électrique de dérive doivent être amenés sur les différents segments. De plus, lors de l'extraction des ions du quadripôle, les segments 'refroidisseur' doivent pouvoir commuter rapidement entre deux tensions données.

Le signal radiofréquence est généré (générateur programmable NI-5411), amplifié (amplificateur de puissance 181/KALMUS) puis élevé en tension par un transformateur haute tension. Le signal radiofréquence ainsi produit a jusqu'à 250 V d'amplitude et une fréquence qui s'étend de 500 kHz à 2,2 MHz.

Partie refroidisseur

Pour le champ électrique de dérive, nous disposons de cinq alimentations réparties sur les 20 premiers segments du quadripôle. Un pont de résistance permet de répartir les potentiels sur tous les segments. Le couplage du potentiel radiofréquence avec ce potentiel continu s'effectue à l'intérieur de l'enceinte sous vide du quadripôle.

Partie regroupeur

A la différence des segments du refroidisseur, les segments du regroupeur ont une tension continue différente en configuration refroidissement et en configuration extraction : il y a donc une tension créneau ayant un niveau haut et bas réglable (figure 2.12) à générer pour chaque segment soit, au total, 12 tensions à générer (Boîtier 1 sur figure 2.13).

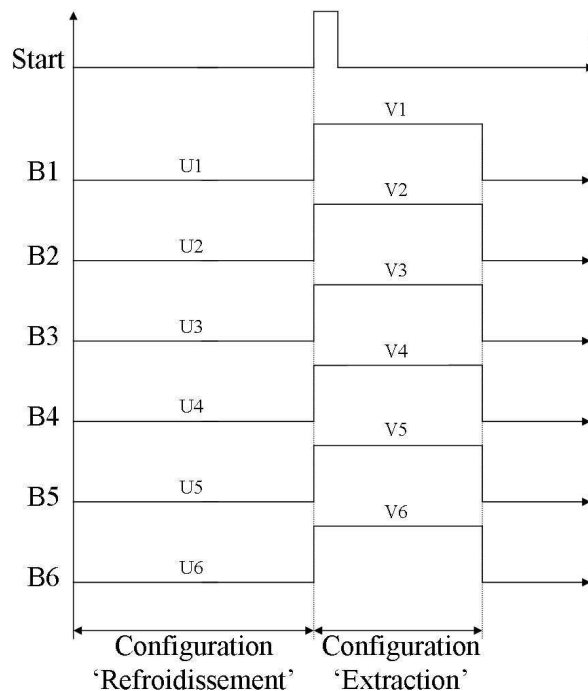


Fig. 2.12 Chronogramme de l'alimentation en continu du regroupeur. B1 à 6 : 6 segments regroupeur (Buncher). U1 à 6 et V1 à 6 sont réglables de -100 à +100 V (temps de montée de 60 ns). Durée du niveau « Extraction » (V1 à 6) : de 10 à 100 μ s.

Le signal logique permettant de déclencher la commutation entre le niveau bas et le niveau haut des tensions du regroupeur est généré en zone neutre puis transmis, via une fibre optique dédiée, au boîtier 1.

Pour la partie refroidisseur, le couplage entre le signal radiofréquence et le potentiel continu s'effectue, pour des raisons techniques, à l'extérieur de l'enceinte à vide du quadripôle (Boîtier 2 sur figure 2.13).

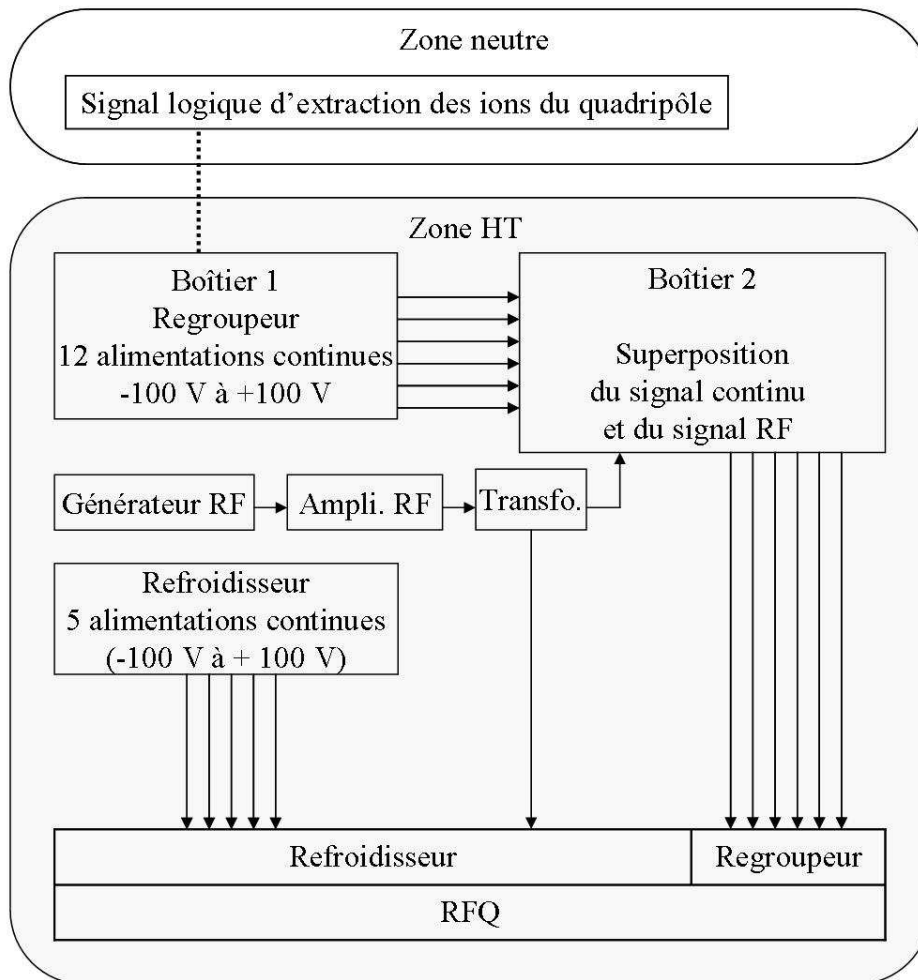


Fig. 2.13 Synoptique de l'électronique dédiée au quadripôle. La communication entre la zone neutre et la zone haute tension se fait par fibre optique.

2.5.4 Contrôle et commande

Un système dédié (figure 2.14) a été développé afin de commander et contrôler à distance le quadripôle radiofréquence à gaz tampon. Il y a une centaine de paramètres d'intérêts concernant le vide, les tensions, le gaz tampon, la plate forme haute tension, l'optique de faisceau et les sécurités. Le système a une architecture réseau basée sur le modèle *Client - Serveur*. Deux châssis PXI, un en zone neutre et un en zone haute tension sont connectés via fibre optique à des stations de travail PC standard. Sur ces PC est exécuté un programme, développé sous LabWindows/CVI, qui traite les pilotes des différents instruments ainsi que certains modules plus évolués (automates...). Ces deux nœuds sont connectés via un réseau

privé à un serveur central. Les *Clients* peuvent accéder à distance à ce serveur via une procédure sécurisée.

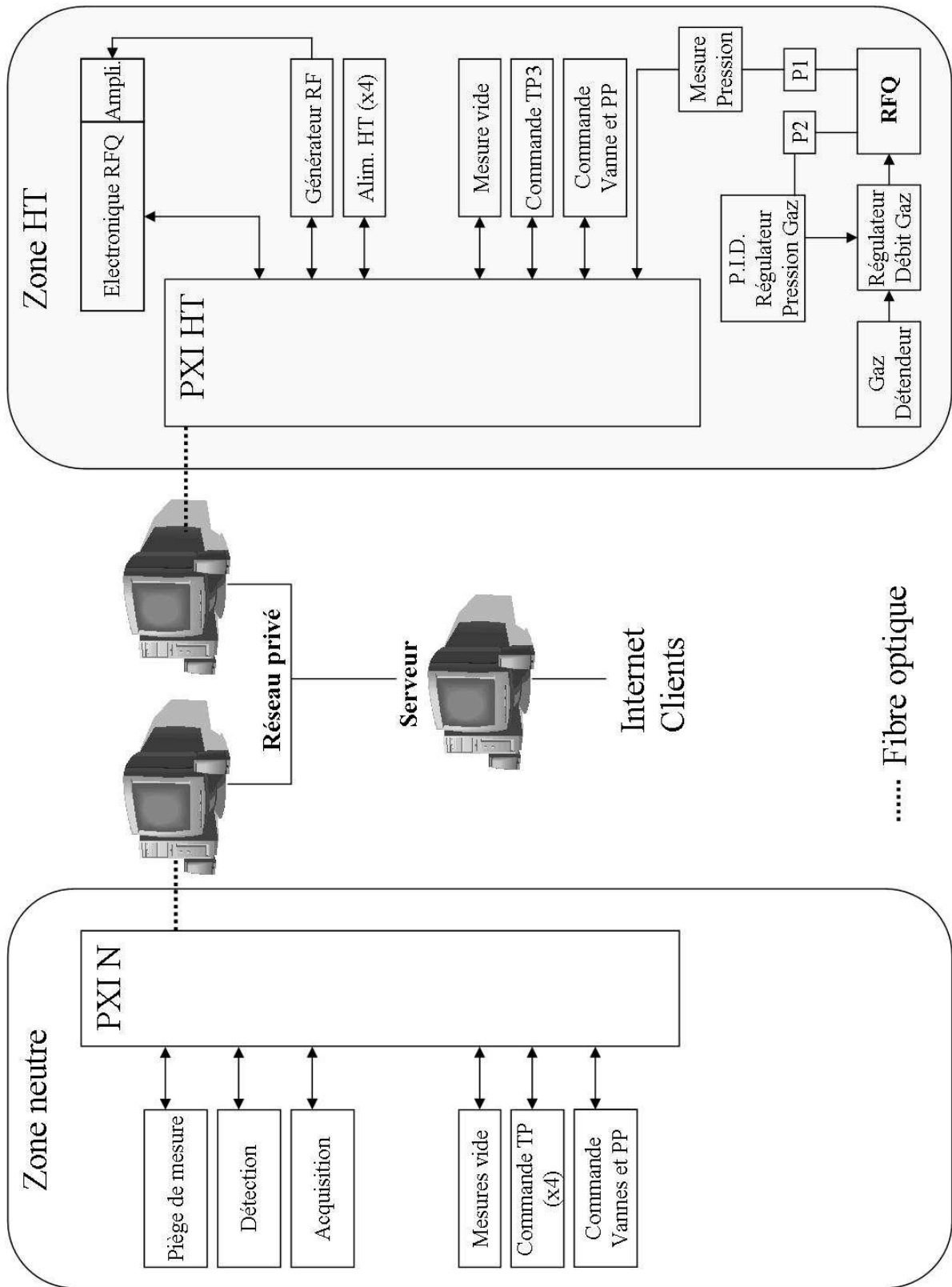


Fig. 2.14 Synoptique de l'automatisme et du contrôle commande.

2.6 Résultats expérimentaux

Au niveau du fonctionnement du quadripôle, deux challenges sont à relever. Le premier vient du fait que, à la différence des quadripôles refroidisseur regroupeur déjà existant qui utilisent le plus souvent de l'hélium comme gaz tampon, nous devons pour les raisons évoquées précédemment (échange de charge résonant) utiliser du dihydrogène. Le deuxième challenge consiste à savoir si le refroidissement d'ions aussi léger que l'hélium-6 est possible et ceci, avec une transmission significative.

Dans ce chapitre, nous allons commencer par décrire les différents diagnostics mis à notre disposition pour effectuer les nombreuses mesures qui seront présentées par la suite. Les tests de refroidissement d'ions légers (He^+ , Li^+ ...) en utilisant du dihydrogène comme gaz tampon mais aussi d'ions alcalins plus lourds (Na^+ , K^+ ...) refroidis avec du dihydrogène ou de l'hélium ainsi que les transmissions associées seront exposés. Parallèlement à la présentation des résultats obtenus, nous décrirons les évolutions et améliorations apportées au quadripôle. Nous terminerons en résumant les performances de ce dispositif.

2.6.1 Les diagnostics

Les deux diagnostics principaux que nous avons utilisés sont des cages de Faraday et des galettes à microcanaux. La géométrie des cages de Faraday est précisée sur la figure 2.15.

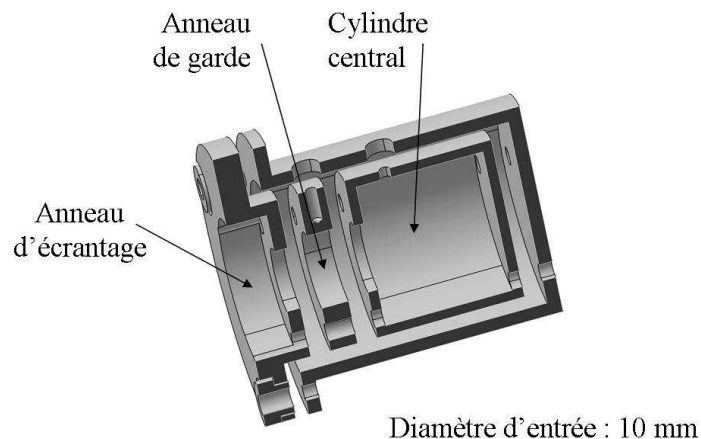


Fig. 2.15 Coupe longitudinale d'une des cages de faraday utilisée.

La charge est collectée sur le cylindre creux central. Lors de l'interaction de l'ion incident sur la surface interne du cylindre de Faraday, des électrons secondaires sont émis : s'ils ne sont pas récoltés sur le cylindre central, le courant d'ions est surestimé. Afin de repousser les électrons vers le cylindre, un anneau de garde est polarisé négativement ($\sim -50\text{V}$). Devant cet anneau, un dernier anneau d'écrantage permet de limiter l'influence que pourrait avoir le champ créé par l'anneau de garde sur les ions incidents.

En dehors des cages de Faraday, les galettes à microcanaux constituent notre deuxième type de diagnostic. Le principe de fonctionnement des galettes sera présenté en détail dans le chapitre dédié à la détection. Disons simplement ici qu'une galette à microcanaux se présente sous la forme d'un disque (diamètre : 25mm, épaisseur : 1mm pour celles utilisées ici) constitué de tubes (diamètre : 25 μm espacés centre à centre de 32 μm) collés les uns aux autres. Sous l'effet d'un fort champ électrique appliqué entre les deux faces des galettes,

chaque canal se comporte comme un multiplicateur d'électrons. Le gain pour une galette est de l'ordre de 10^4 .

Afin de ne pas détériorer de manière irréversible les galettes, nous devons généralement atténuer l'intensité du faisceau au moyen de grilles d'atténuation. Comme nous souhaitons étudier les performances du quadripôle sur une large gamme de courant, un atténuateur réglable a été développé. Il se présente sous la forme d'un cylindre fermé de 10 cm de diamètre sur 3 cm d'épaisseur. La surface périphérique du cylindre est régulièrement trouée, chaque trou étant recouvert par une ou plusieurs grilles de 10 % de transmission. Ceci permet d'avoir, suivant la position de l'atténuateur réglable, un facteur d'atténuation s'étendant de 0 à 10^5 (figure 2.16).

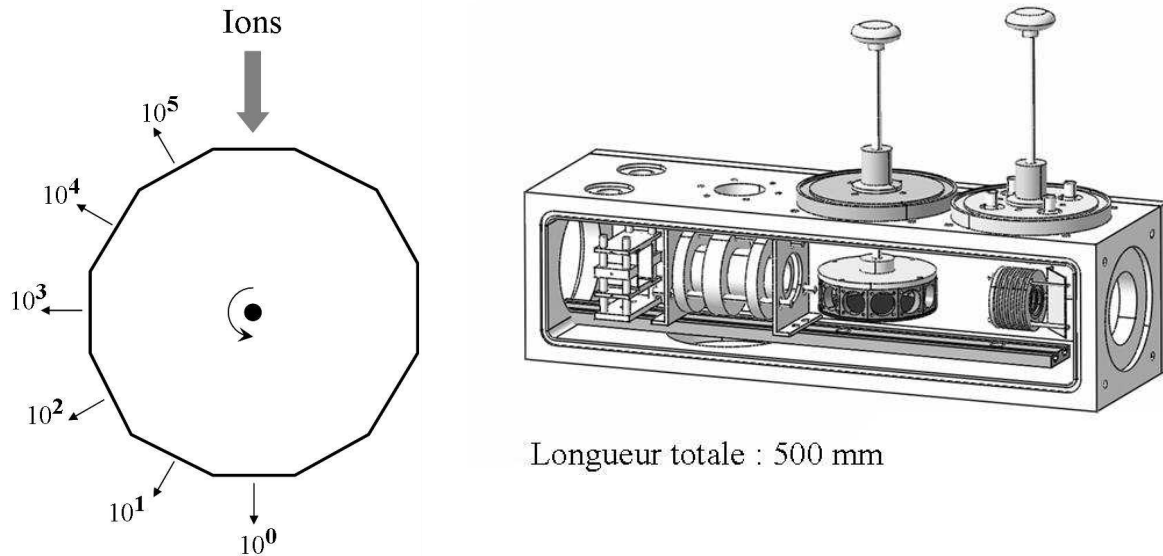


Fig. 2.16 A gauche, vue de dessus de l'atténuateur réglable : les 6 positions permettent de choisir le facteur d'atténuation. A droite, la ligne de transmission située après le quadripôle. De gauche à droite : le déflecteur XY, la lentille einzel, l'atténuateur réglable et une galette à microcanaux.

Pour obtenir des informations sur l'émittance longitudinale, c'est-à-dire la dispersion en énergie des ions extraits du quadripôle, un retardeur a été développé. Il est constitué de 3 grilles parallèles placées juste devant une galette à microcanaux. Les deux grilles extérieures sont à la masse alors que la grille centrale est polarisée positivement.

En augmentant la polarisation de cette grille, de plus en plus d'ions sont arrêtés jusqu'à tous les repousser (figure 2.17 à gauche). En dérivant la courbe obtenue, nous obtenons la dispersion en énergie longitudinale du paquet extrait (figure 2.17 à droite).

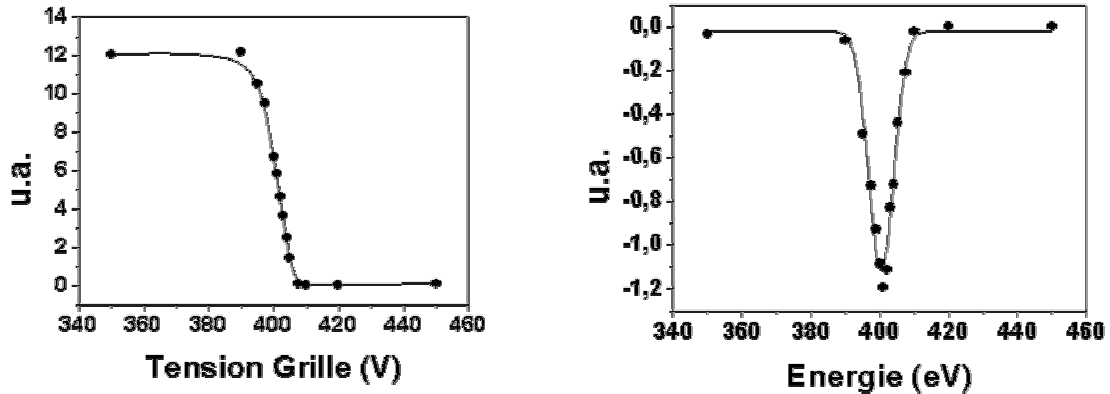


Fig. 2.17 Exemple de mesure de dispersion en énergie longitudinale pour des ions Na^+ refroidis par de l'hélium. A gauche, diminution du taux de comptage sur la galette à mesure que la tension sur le retardeur augmente et à droite, la dérivée de la courbe de gauche. La largeur obtenue est ici de 7 eV.

2.6.2 Les tests LPC

La plus grande partie des tests effectués s'est déroulée dans le hall expérimental du LPC. Pour ces tests, nous avons utilisé deux sources différentes : une source à bombardement électronique et une source à ionisation de surface. Nous allons les décrire et exposer les résultats des tests du quadripôle que nous avons obtenus. Nous présenterons en parallèle, chronologiquement, les principales modifications apportées au quadripôle ainsi que les performances qu'elles ont permis d'améliorer.

2.6.2.1 Les tests avec la source à bombardement électronique [Ban03]

La source que nous avons utilisée dans un premier temps est une source gazeuse à bombardement électronique (figure 2.18). Deux filaments parcourus par un courant émettent des électrons. Ces électrons sont accélérés vers une cellule contenant le gaz à ioniser. Les gaz que nous avons utilisés sont l'argon, l'azote et l'hélium. Des potentiels adaptés ($V1 > V2$) nous permettent d'extraire les ions de la cavité gazeuse et de les injecter dans la ligne à une énergie choisie. Un système de lentilles nous permet de focaliser ces ions le long de l'axe de la ligne.

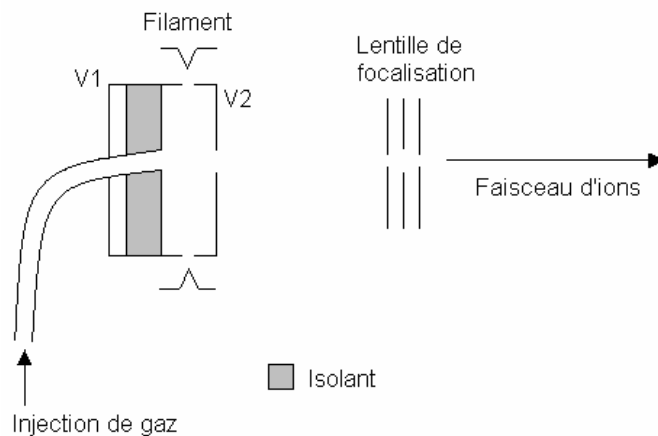


Fig. 2.18 La source à bombardement électronique.

Cette source nous permet de produire des ions principalement monochargés dont l'énergie peut varier de 200 eV à 1 keV. Le courant d'ions obtenu varie de 10 à 100 picoampère. Ce type de source présente malgré tout, plusieurs inconvénients :

- Le premier concerne son instabilité. Malgré l'utilisation d'un régulateur de gaz pour l'injection de ce dernier, de grandes fluctuations dans le courant d'ions sont observées. Ceci rend très difficile toute tentative de mesure quantitative.
- Le deuxième inconvénient concerne l'utilisation de gaz lui-même. En effet, une fois injecté au niveau de la source, le gaz diffuse dans toute la ligne, malgré les conductances de vide, ce qui modifie notablement la composition du gaz résiduel. Quand nous fonctionnons en He^+/H_2 , l'hélium injecté dans la source diffuse, en particulier dans le RFQ et modifie le comportement des ions He^+ dans la structure. En effet, le processus d'échange de charge, qui est résonant en He^+/He , nous permet de piéger des ions dans le regroupeur quand bien même la pression d' H_2 est insuffisante pour effectuer du refroidissement. La charge des ions incidents « migre » sur les atomes d'Hélium présents dans la structure qui eux sont thermiques. Ces ions créés n'ont plus qu'à dériver jusqu'au regroupeur où ils sont piégés. Dès lors, il est difficile de connaître, dans le pic d'ions refroidis obtenu, la proportion d'ions réellement refroidis de ceux produits par échange de charge.
- Le dernier inconvénient est l'intensité du courant d'ions obtenu : un courant maximal de l'ordre de 100 pA ne nous permet pas une étude complète, en particulier à fort courant du quadripôle.

Dans ces premiers tests, la haute tension n'étant pas encore disponible, les ions pénètrent dans le quadripôle à l'énergie à laquelle ils sont produits soit 250 eV. C'est l'énergie minimale pour une production correcte d'ions au niveau de la source. Pour pouvoir extraire les ions du quadripôle, l'électrode de remise à la masse est polarisée à -400 V. Les ions extraits sont donc accélérés sous une différence de potentiel de 400 V et, une fois au sein de l'électrode, son potentiel est rapidement remis à la masse : les ions conservent l'énergie à laquelle ils ont été accélérés, soit 400 eV.

Au niveau du quadripôle, la rampe de potentiel n'étant pas encore dans sa version définitive, les 26 segments du quadripôle sont regroupés comme présenté sur la figure 2.19.

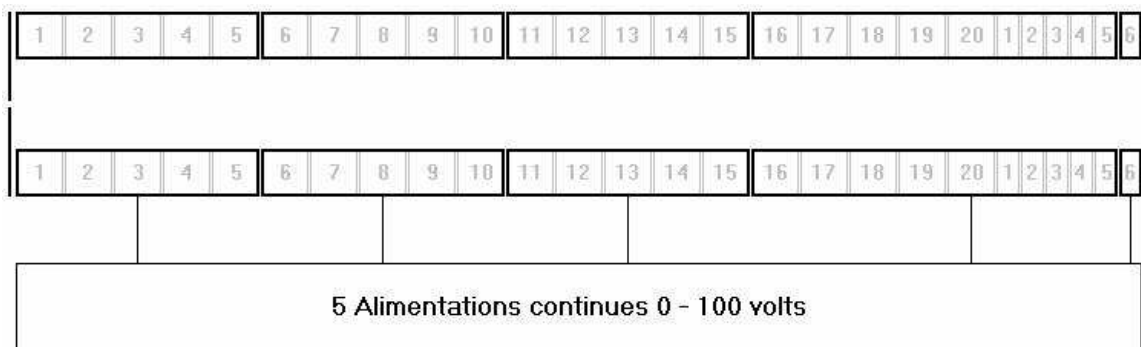


Fig. 2.19 Les 15 premiers segments du refroidisseur sont regroupés en 3 groupes de 5, les 5 derniers segments du refroidisseur et les 5 premiers segments du regroupeur forment le quatrième groupe alors que le dernier est composé uniquement du dernier segment du regroupeur. La longueur totale du quadripôle est de 470 mm.

Les potentiels appliqués sur les segments ne peuvent pas commuter d'une valeur à une autre : pour piéger et pour extraire les ions, c'est donc la plaque située à l'extrémité du quadripôle qui est polarisée à un potentiel pulsé. En piégeage, cette plaque est polarisée à 50 V et passe à 0 V lorsque nous souhaitons extraire les ions du quadripôle (figure 2.20). C'est une configuration provisoire, utilisée tant que la haute tension n'est pas disponible.

Ce n'est donc pas une configuration optimale et ceci pour deux raisons principales : la première vient du fait que la rampe de potentiel n'est pas linéaire (figure 2.20). Sur des distances de quelques centimètres, le champ de dérive est nul : les ions ne sont pas regroupés vers l'extrémité du quadripôle. La deuxième raison vient du fait que c'est la plaque de sortie qui, par son potentiel, bloque les ions dans le regroupeur. Or, il n'y a pas de champ radiofréquence confinant sur cette plaque : les ions sont donc piégés dans une zone où le champ radiofréquence et donc le confinement sont perturbés.

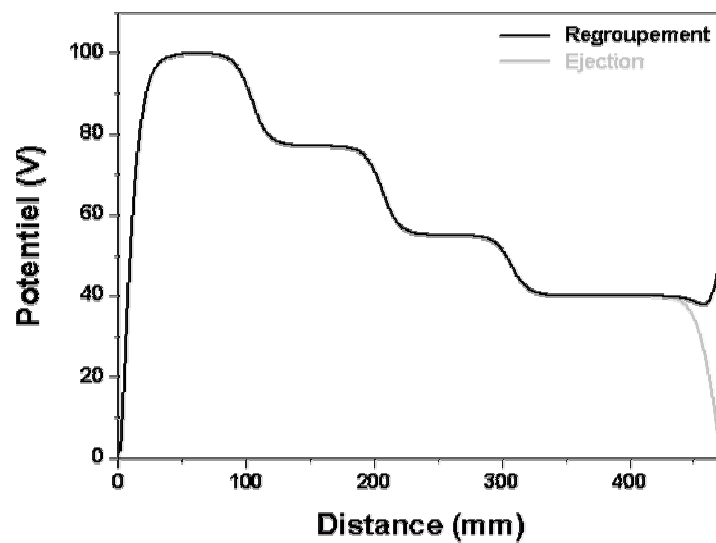


Fig. 2.20 Rampe de potentiel dans le quadripôle. Les potentiels (en volt) sont les suivants : 100 77 55 40 20. La plaque de sortie est polarisée à 50 V en regroupement (courbe noire) et passe à 0 V à l'extraction des ions (courbe grise).

La rampe de potentiel présentée ainsi que les suivantes correspondent toujours aux potentiels au niveau de l'axe du quadripôle et les valeurs numériques sont données par rapport au potentiel de la plateforme haute tension. La plaque située à l'entrée du quadripôle est au potentiel de la plateforme : ceci explique la forme du potentiel sur les premiers millimètres. Ces rampes ont été calculées à partir du logiciel SIMION.

Le fait que la haute tension ne soit pas encore disponible explique pourquoi peu de mesures ont été entreprises avec la source gazeuse. En effet, cette haute tension permet, quelque soit l'énergie des ions incidents, de les faire entrer dans le quadripôle avec une énergie de l'ordre de 100 eV, énergie optimale pour le refroidissement. N'ayant pas de haute tension, les ions pénètrent dans le RFQ à l'énergie à laquelle ils sont produits, soit 250 eV : c'est trop élevé pour que le refroidissement soit efficace.

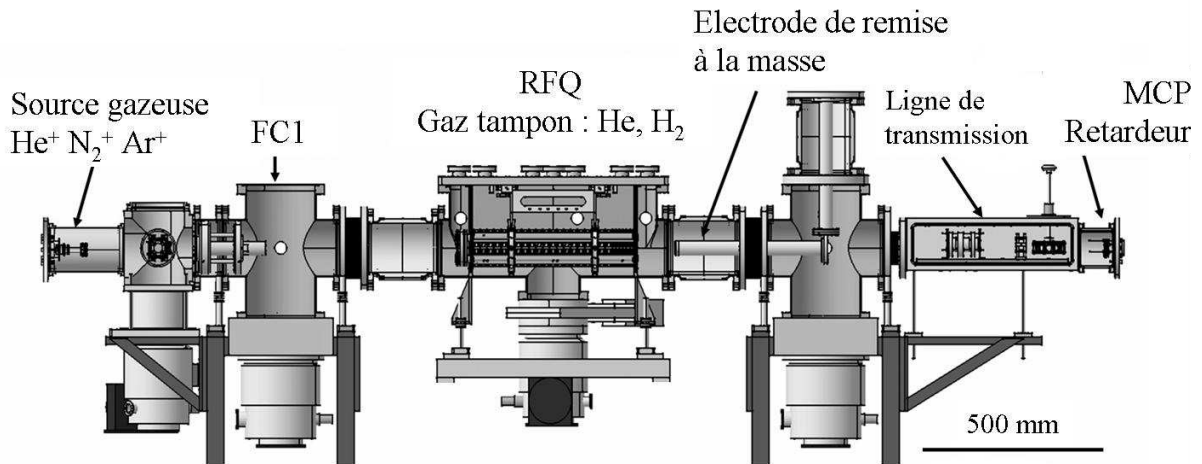


Fig. 2.21 La ligne de test du quadripôle (configuration source gazeuse).
 FC1 : cage de Faraday, MCP : galette à microcanaux.

Au niveau des diagnostics, nous avons, en amont du RFQ, une cage de Faraday et, en aval, une galette à microcanaux et le retardeur (figure 2.21).

Les problèmes principaux que nous avons au début concernaient le vide ou plutôt la pureté du gaz injecté : en injectant du gaz, nous injectons aussi des polluants dans le quadripôle. Un spectromètre de masse [INFICON] placé près de l'enceinte du quadripôle nous permet d'analyser la composition du gaz présent : généralement, il y a un rapport de l'ordre d'un pourcent entre le gaz injecté, dominant, et le premier polluant, la plupart du temps de l'eau. Depuis, nous nous sommes rendu compte qu'un rapport inférieur à 5 ‰ était nécessaire pour avoir un refroidissement optimal : nous n'étions donc pas dans les meilleures conditions de fonctionnement.

Concernant les polluants, leur présence est nette quand nous observons les spectres en temps typiques que nous obtenons au moyen des galettes à microcanaux (figure 2.22) : en plus du pic lié à l'ion injecté, nous observons des pics liés aux polluants présents, ici de l'eau.

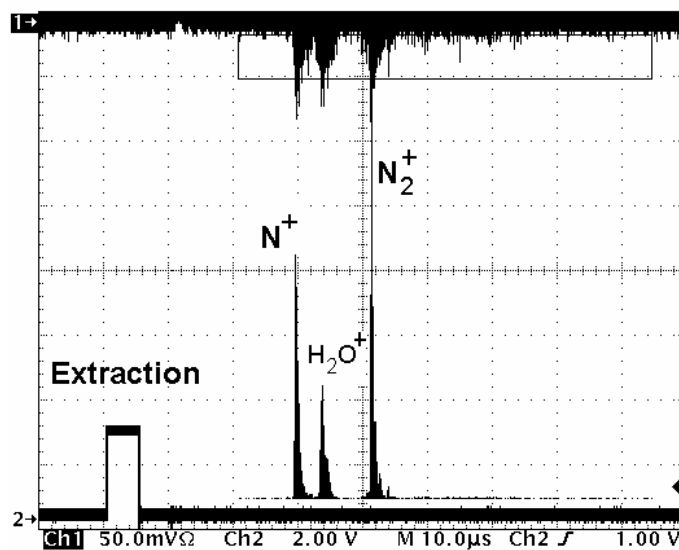


Fig. 2.22 Spectre en temps (N_2^+/H_2). Les différentes espèces sont identifiées par temps de vol.

Les inconvénients exposés pour ce type de source, entre autres, font que seules des mesures qualitatives ont pu être réalisées. Du fait de la faible intensité de cette source, il nous était impossible d'obtenir un courant mesurable en aval du quadripôle. Tous les résultats obtenus avec cette source consistent en des mesures avec la galette à microcanaux, principalement des spectres de temps de vol. Le START de ces mesures de temps de vol est donné par le signal logique d'extraction des ions du quadripôle et le STOP par le signal arrivant sur la galette.

Les caractéristiques des paquets extraits du quadripôle, dans le meilleur des cas, étaient les suivantes : une dispersion en temps de l'ordre d'une microseconde, une dispersion en énergie de quelques eV. Les efficacités de refroidissement pour les différents systèmes étudiés sont présentées dans le tableau 2.2. L'évaluation des différentes efficacités de refroidissement est faite à partir des taux de comptage obtenus sur la galette à microcanaux. Pour des ions azote et argon refroidis en utilisant de l'hélium, une efficacité de refroidissement sensiblement équivalente est observée. Elle est un peu meilleure pour le système N_2^+/H_2 du fait d'un rapport de masse plus avantageux et donc, une diminution des pertes par chauffage radiofréquence. Nous pouvions nous attendre à la même évolution pour le système Ar^+/H_2 or ce n'est pas le cas : ici, c'est le processus d'échange de charge qui intervient. Les potentiels d'ionisation de l'argon (15,76 eV) et du dihydrogène (15,43 eV) étant très proches, l'argon se neutralise sur les molécules de dihydrogène et n'est donc pas refroidi.

Ion Gaz	He⁺	N₂⁺	Ar⁺
He	+++	+	+
H₂	+	++	0

Tableau 2.2 Résultats qualitatifs (source gazeuse).

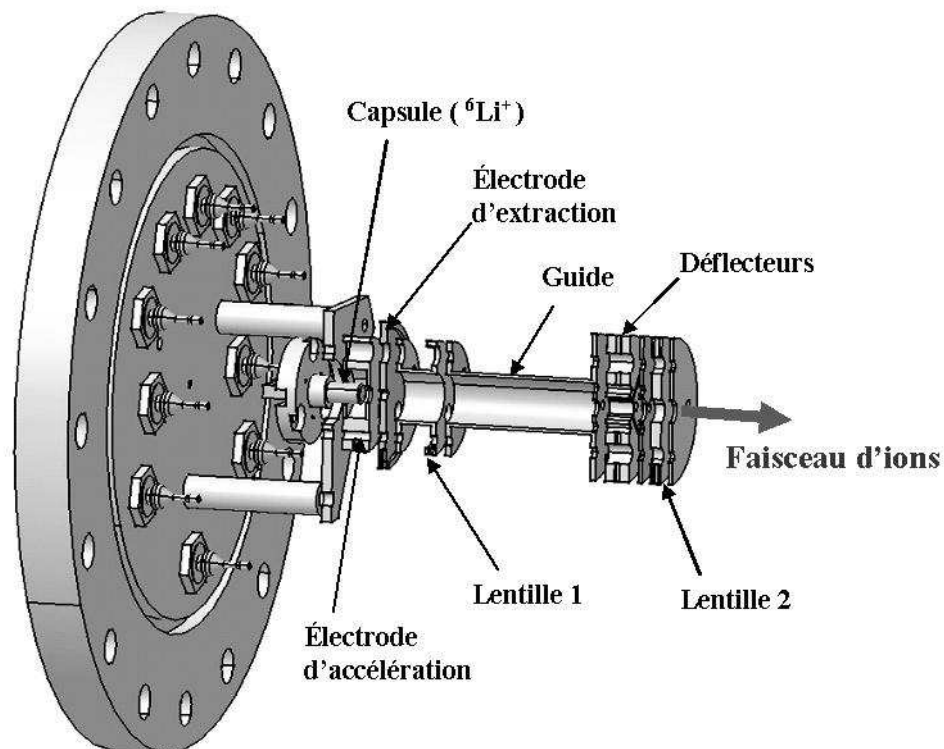
Les symboles correspondent à l'intensité du pic d'ions observé. Par exemple, elle est très importante en He^+/He alors qu'elle est nulle en Ar^+/H_2 .

Il est à noter qu'un signal d'ions refroidis a été observé pour le système He^+/H_2 . Mais, du fait de l'utilisation d'une source gazeuse, nous savons que de l'hélium gazeux injecté au niveau de la source diffuse dans la ligne et est présent dans le quadripôle. Or, le processus d'échange de charge $He^+ + He \rightarrow He + He^+$ est résonant. Nous ne pouvons donc pas faire la différence entre les ions He^+ entrant dans la structure, refroidis par interaction sur l'hydrogène puis extraits de ceux produits par échange de charge sur l'hélium présent dans le quadripôle, dû à l'utilisation d'une source gazeuse. Ceci explique aussi pourquoi l'efficacité semble très bonne pour le système He^+/He : ici, il n'y a pas de refroidissement, juste de l'échange de charge. Seuls les tests effectués sur LIMBE ont permis de valider de façon certaine la possibilité de refroidir des ions aussi léger que l'hélium en utilisant de l'hydrogène comme gaz tampon.

Pour pallier aux inconvénients de la source à bombardement électronique, une source à ionisation de surface, source solide, a été développée. Dans le même temps, la connectique du quadripôle a aussi été modifiée et ceci afin d'avoir une rampe de potentiel plus linéaire.

2.6.2.2 Les tests avec la source à ionisation de surface

La source elle-même est une capsule contenant un dépôt de l'élément alcalin souhaité (Lithium, Sodium ou Potassium dans notre cas). Cette capsule est chauffée par un filament et portée à un potentiel ajustable par l'électrode d'accélération. C'est elle qui impose l'énergie des ions produits (de 200 eV à plusieurs keV). En regard de cette capsule se trouve l'électrode d'extraction dont le but est de permettre ou non l'éjection des ions de la source. Si son potentiel est supérieur à celui de l'électrode d'accélération, les ions ne sont pas extraits alors que si son potentiel est inférieur, les ions sont injectés dans la ligne. La différence de potentiel entre ces deux électrodes va déterminer l'intensité du faisceau : plus cette différence est grande, plus l'extraction des ions est favorisée et donc plus l'intensité sera grande. En aval, trois éléments d'optique permettent de focaliser (lentilles 1 et 2) et de centrer le faisceau extrait (déflecteur). Cette source produit des courants allant de quelques pA à plusieurs nA. Notons aussi que la dispersion avec ce type de source est très faible : environ 1 eV de dispersion pour une énergie longitudinale de 1 keV. Le schéma présenté sur la figure 2.23 présente la source proprement dite ainsi que les différents éléments d'optique permettant d'extraire, de focaliser et de guider les ions vers la ligne.



*Fig. 2.23 La source à ionisation de surface.
La longueur totale de la source est de l'ordre de 160 mm.*

Concernant la connectique du quadripôle (figure 2.24), les 20 segments du refroidisseur sont maintenant alimentés par 5 alimentations continues, les tensions étant réparties entre les différents segments grâce à un pont de résistance. Pour la partie regroupueur, les 6 segments sont alimentés indépendamment ce qui permet de modifier la forme du puits de potentiel au sein duquel les ions sont piégés.

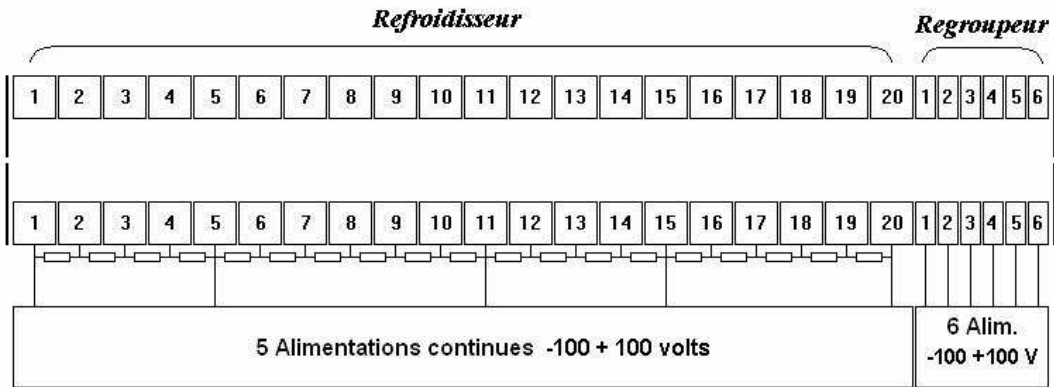


Fig. 2.24 Schéma de la connectique du RFQ pour générer la rampe de potentiel.

Maintenant, ce n'est plus la plaque de sortie du quadripôle qui commande le mode piégeage ou extraction mais les potentiels appliqués sur les segments du refroidisseur eux-mêmes : les ions sont donc piégés dans une zone où le champ radiofréquence n'est pas perturbé par la proximité de cette plaque. En configuration 'accumulation', le potentiel présent au sein de la structure a la forme présentée sur la figure 2.25. Le minimum de potentiel est situé au niveau du 3eme segment du regroupeur.

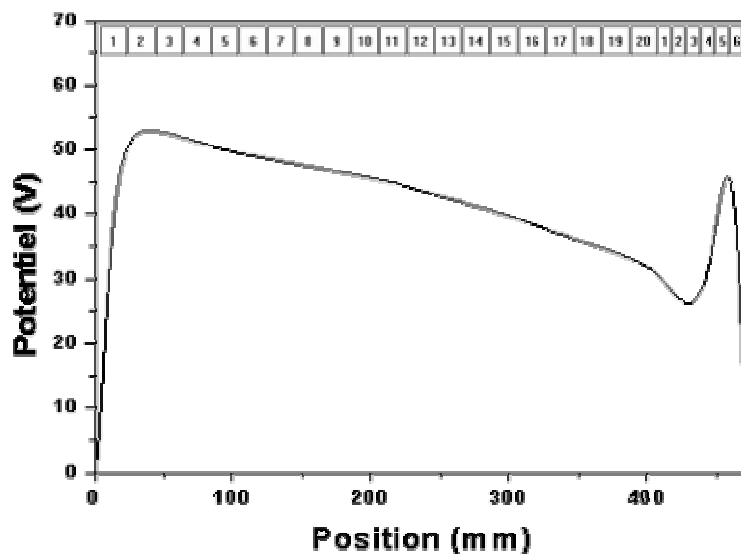


Fig. 2.25 Rampe de potentiel (configuration accumulation).

Segments 'refroidisseur' (en volts): $V_1 : 55$, $V_5 : 50$, $V_{11} : 45$, $V_{15} : 40$ et $V_{20} : 32$.

Segments 'regroupeur' : $V_1 : 30$, $V_2 : 25$, $V_3 : 24$, $V_4 : 21$, $V_5 : 55$, et $V_6 : 100$.

Une étude a été effectuée pour déterminer les potentiels à appliquer sur les segments afin de diriger de façon optimale les ions dans le refroidisseur. Il ne faut pas que cette rampe de potentiel ait une pente trop faible car les ions seraient mal guidés vers le refroidisseur. A l'inverse, si la pente est trop prononcée, les ions ont trop d'énergie lorsqu'ils arrivent dans la partie regroupeur du quadripôle et sont perdus. Pour ce qui est du regroupeur, la position (discutée plus haut), la profondeur et la largeur du puits de potentiel ont été optimisées. La profondeur et la largeur vont permettre de modifier le nombre et la distribution en position des ions piégés. Un optimum est à trouver entre le nombre d'ions piégés et la largeur en position et donc en temps du paquet extrait :

- un puits large permet de piéger beaucoup d'ions mais, à l'extraction, le paquet sera étalé dans le temps.
- un puits étroit permet de piéger peu d'ions, mais le paquet extrait est très bien défini dans le temps.

La configuration de potentiels présentée figure 2.25 est celle qui a été choisie afin de répondre au mieux à ces différentes exigences.

A l'extraction, ce n'est plus la plaque de sortie du quadripôle qui commute d'une valeur à une autre mais l'ensemble des segments du refroidisseur. Ceci permet d'extraire les ions du quadripôle plus efficacement. Deux configurations de potentiel différentes ont été testées, C1 et C2 sur figure 2.26. La première pousse les ions vers la sortie du quadripôle alors que la deuxième laisse les ions dériver vers la sortie avec comme énergie, celle qu'ils avaient dans le fond du puits de potentiel soit 30 eV. L'influence de ces deux configurations sur les largeurs en temps et en énergie des paquets extraits sera présentée par la suite.

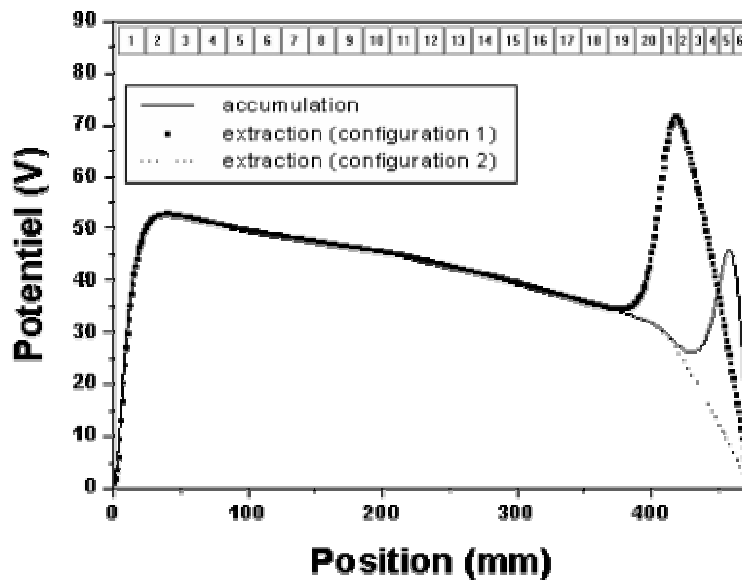


Fig. 2.26 Rampe de potentiel à l'extraction.

Segments 'regroupeur' (C1): $V_1 : 100$, $V_2 : 70$, $V_3 : 57$, $V_4 : 45$, $V_5 : 28$, et $V_6 : 18$.

Segments 'regroupeur' (C2): $V_1 : 30$, $V_2 : 25$, $V_3 : 20$, $V_4 : 15$, $V_5 : 10$, et $V_6 : 5$.

A l'extraction, les segments 'refroidisseur' ne changent pas de valeur.

La configuration générale utilisée pour ces tests est la suivante : n'ayant toujours pas de haute tension, les ions sont produits à une énergie de 250 eV. A l'extraction, les ions sont accélérés par l'électrode de remise à la masse à une énergie de l'ordre 400 eV.

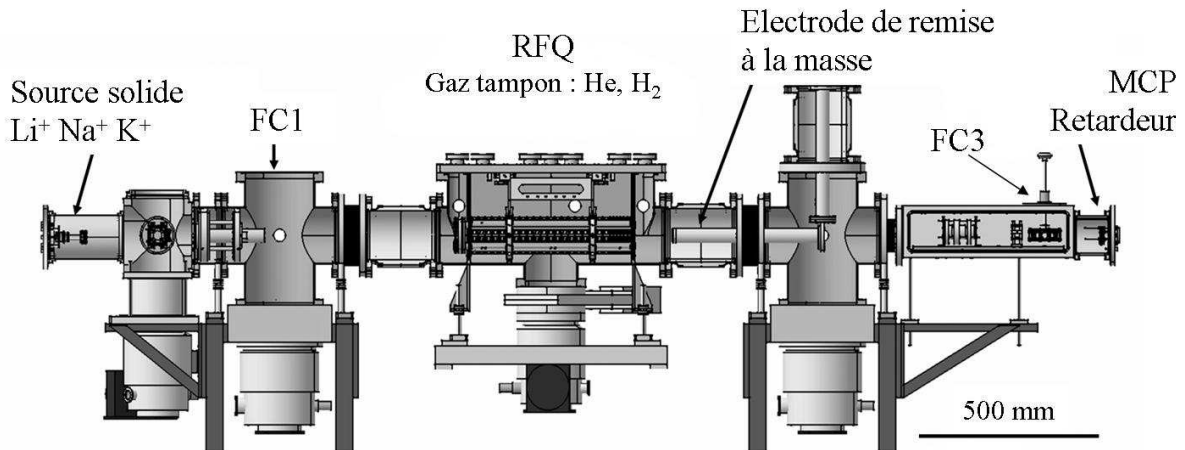


Fig. 2.27 La ligne de test du quadripôle (configuration source solide).

Au niveau des diagnostics, nous avons à notre disposition une cage de Faraday de part et d'autre du RFQ (FC1 et FC3), une galette à microcanaux (MCP) et le retardeur (figure 2.27).

Cette configuration n'est pas encore la configuration finale : les ions pénètrent toujours dans la structure avec une énergie supérieure à ce qu'elle devrait être pour avoir un refroidissement efficace. Afin de pouvoir arrêter et refroidir les ions entrant dans le quadripôle malgré leur énergie, la pression de gaz tampon est assez élevée, de l'ordre de 20 à 30 mTorr.

Dans cette configuration, des mesures de distribution en énergie et de distribution en temps ont été effectuées. L'influence, en particulier à l'extraction, de la forme de la rampe de potentiel sur ces distributions a été étudiée.

Ici, nous mesurons les distributions en énergie et en temps pour les deux configurations d'extraction (C1 et C2) présentées sur la figure 2.26 et pour trois pressions différentes. La mesure des distributions en énergie a été effectuée au moyen du retardeur (figure 2.28 à gauche). Le principe de cette mesure a été décrit précédemment (§ 2.6.1). La mesure des distributions en temps est obtenue au moyen des galettes à microcanaux (figure 2.28 à droite). Le système étudié est Li^+/H_2 .

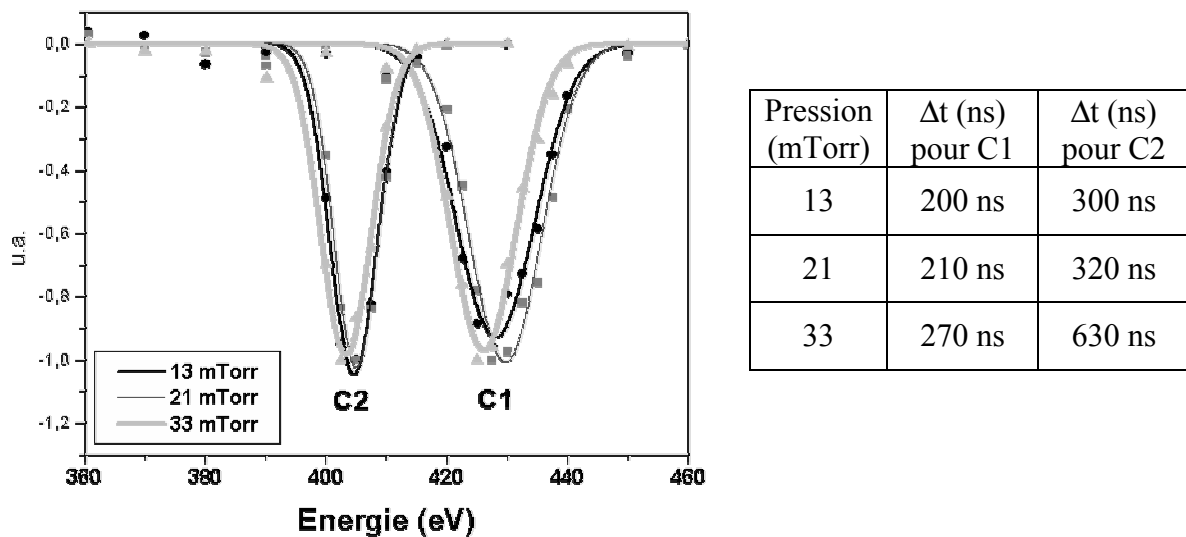


Fig. 2.28 Distributions en énergie (à gauche) et en temps (à droite) pour le couple Li^+/H_2 .

Pour les distributions en énergie, les ions extraits suivant la configuration 1 ont une énergie moyenne (~ 430 eV) plus importante que ceux extraits suivant la configuration 2 (~ 405 eV) : l'efficacité d'extraction est meilleure dans la configuration 1 que dans la configuration 2.

La largeur en énergie des distributions est sensiblement constante pour les trois pressions de gaz tampon étudiées. Elle diffère suivant la configuration de l'extraction : elle est de l'ordre de 12 eV dans la configuration 1 et de 8 eV dans la configuration 2. Pour les distributions en temps, elle est dans l'ensemble meilleure pour la configuration 1 que pour la configuration 2. Mise à part pour la configuration 2 à une pression de 33 mTorr, l'émittance longitudinale est de 2,5 eV. μ s, soit une émittance assez grande.

Les contraintes sur les ions extraits du quadripôle, c'est-à-dire une faible dispersion en temps mais aussi une extraction efficace font que c'est la configuration 1 qui a été choisie. Tous les tests présentés ont été effectués avec cette rampe de potentiel.

La caractérisation complète et précise du quadripôle n'a été possible qu'à partir du moment où nous avons pu polariser le quadripôle à la haute tension. A partir de ce moment, les ions sont produits à une énergie de l'ordre de 1 keV et le quadripôle est polarisé à 900 V : les ions entrent maintenant dans la structure avec une énergie de 100 eV. A l'extraction, l'électrode de remise à la masse n'est pas utilisée : quand les segments commutent de la configuration accumulation à la configuration extraction, les ions sont éjectés du quadripôle avec une énergie de l'ordre de 930 eV.

Le premier paramètre d'intérêt du quadripôle radiofréquence à gaz tampon que nous allons considérer est sa transmission : son évolution a été mesurée en fonction de différents paramètres comme la pression de gaz tampon ou le temps de refroidissement. La mesure de ces transmissions est réalisée au moyen de la cage de Faraday ou de la galette à microcanaux, toutes les deux situées en aval du quadripôle.

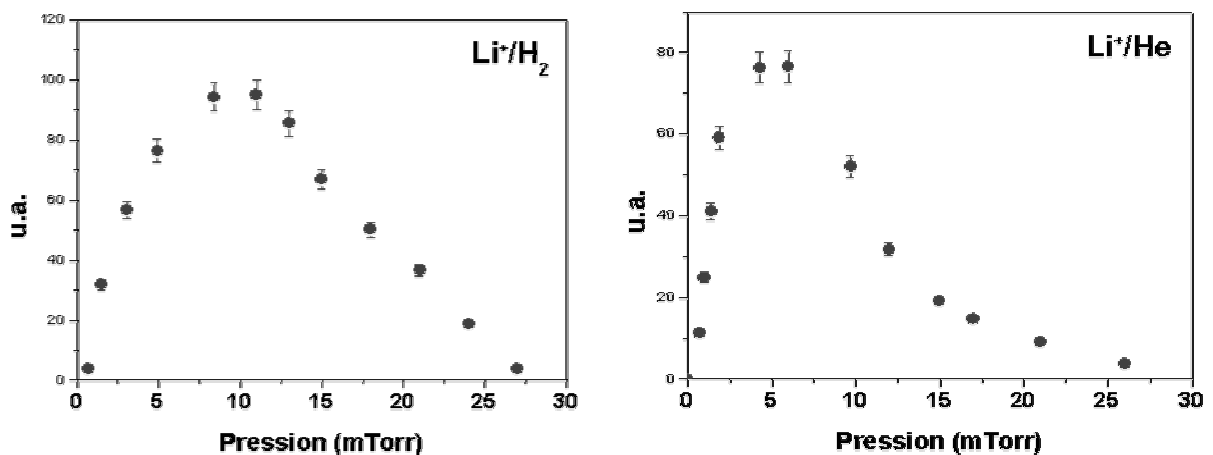


Fig. 2.29 Transmission en fonction de la pression.
 Pour les deux systèmes, $V = 210$ V, $f = 1,59$ MHz, $q = 0,6$.

Transmission en fonction de la pression

Il y a refroidissement des ions par collisions successives sur les atomes ou molécules du gaz tampon. Si la pression est trop faible, il n'y a pas suffisamment de collisions pour refroidir les ions : les seuls qui soient détectés sont ceux qui étaient déjà sur ou proches de l'axe du quadripôle et qui ont donc pu traverser directement la structure. A l'opposé, si la pression est trop élevée, les ions sont perdus de par le trop grand nombre de collisions qu'ils subissent lors de leur injection et lors de leur extraction du quadripôle d'où une mauvaise transmission. Entre ces deux cas extrêmes, nous trouvons un optimum qui se situe entre 5 et 15 mTorr suivant le système étudié (figure 2.29).

L'optimum de transmission est atteint à plus haute pression pour le système Li^+/H_2 (10mTorr) que pour le système Li^+/He (5 mTorr) : ceci est dû à la différence de rapport de masses entre ces deux systèmes. En termes de perte d'énergie, une collision sur un atome d'hélium est plus efficace qu'une collision sur une molécule de dihydrogène : le nombre de collisions et donc la pression, nécessaires pour avoir un refroidissement optimal est donc inférieur pour le système Li^+/He que pour le système Li^+/H_2 .

Par contre, du fait des pertes par chauffage radiofréquence, la transmission absolue est meilleure pour le système ayant le rapport de masse le plus grand : elle est de 5 à 10 % pour le système Li^+/He et de 25 à 35 % pour le système Li^+/H_2 .

Transmission en fonction du temps de refroidissement

Cette mesure nous permet d'estimer le temps nécessaire aux ions pour, une fois dans le quadripôle, être arrêtés, thermalisés puis dériver jusque dans la partie regroupeur. Elle s'effectue de la manière suivante : un déflecteur électrostatique nous permet d'injecter dans la structure un paquet d'ions de quelques microsecondes de large (START). Les ions sont ensuite extraits (STOP) après un temps, le temps de refroidissement, au cours duquel les ions dérivent jusque dans le regroupeur où ils sont piégés (figure 2.30).

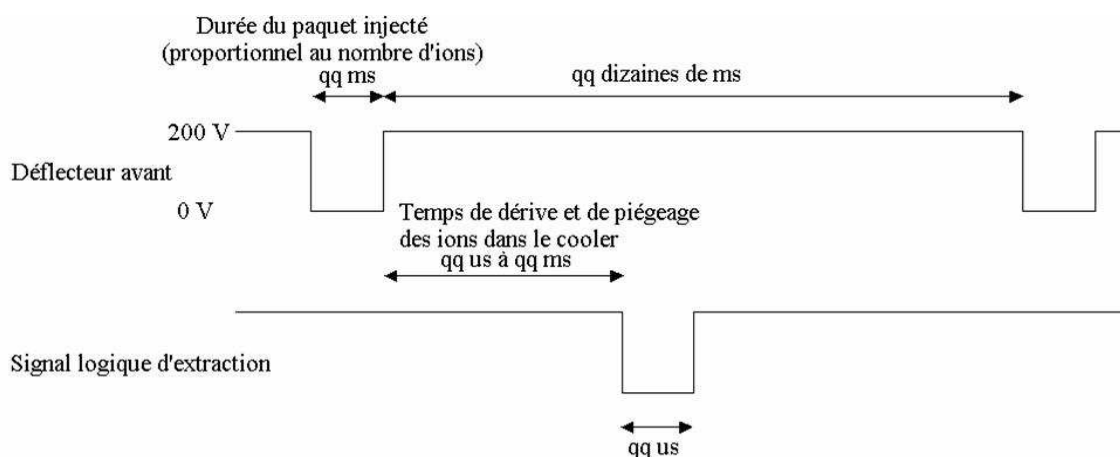


Fig. 2.30 Chronogramme pour les mesures de temps de refroidissement.

Sur les courbes présentées sur la figure 2.31, nous avons représentés le temps de refroidissement pour deux systèmes différents. Quelque soit le système étudié, la forme de ces courbes est la même et peut être expliquée de la manière suivante. Dans les premières microsecondes qui suivent l'injection du paquet d'ions dans le quadripôle, ceux-ci n'ont

physiquement pas le temps de se trouver dans le regroupeur : quand le signal logique de l'extraction est envoyé au regroupeur, aucun ion n'y est présent. Au fur et à mesure que l'on augmente le temps de refroidissement, de plus en plus d'ions se trouvent dans le regroupeur jusqu'à ce qu'ils y soient tous présents : on atteint alors un plateau qui, du fait des pertes ne va pas se maintenir indéfiniment.

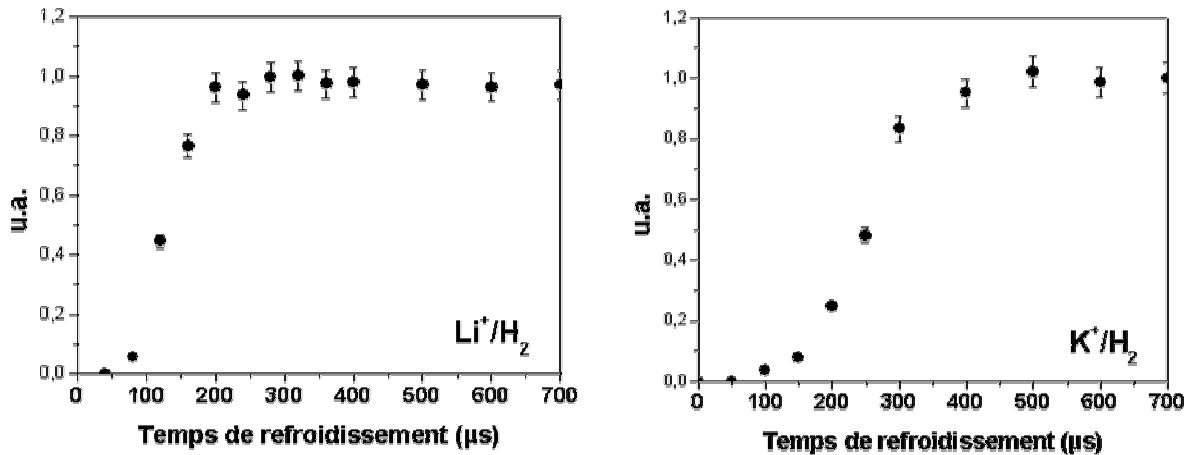


Fig. 2.31 Transmission en fonction du temps de refroidissement.

Li^+/H_2 , $p : 10 \text{ mTorr}$, $V = 200 \text{ V}$, $f = 1,63 \text{ MHz}$, $q = 0,55$

K^+/H_2 , $p : 19 \text{ mTorr}$, $V = 210 \text{ V}$, $f = 1,59 \text{ MHz}$, $q = 0,1$

C'est d'ailleurs en étudiant la pente de cette diminution du nombre d'ions, non présentée sur les courbes ci-dessous, que nous avons étudié le temps de vie des ions dans le quadripôle (cf. plus bas et § 2.6.4).

Les temps de refroidissement obtenus sont de l'ordre de quelques centaines de microsecondes. De plus, nous avons ici l'illustration de l'argument invoqué précédemment pour l'un des intérêts du refroidissement par gaz tampon par rapport aux autres types de refroidissement : la rapidité. Pour les deux exemples présentés ici, les ions sont thermalisés en un temps de l'ordre de 200 µs pour le système Li^+/H_2 et en un temps de 500 µs pour le système K^+/H_2 . Ce temps dépend du couple étudié, en particulier du rapport de masse, de la pression à laquelle la mesure est effectuée et des conditions initiales des ions incidents c'est à dire leur énergie relativement au quadripôle.

La différence de temps de refroidissement observée sur la figure 2.31 est principalement liée à la grande différence de rapport de masse entre les deux systèmes présentés : comme précédemment, la perte d'énergie par collision est plus grande pour le système ayant le plus petit rapport de masse donc le temps nécessaire au refroidissement est aussi plus faible. Ajoutons aussi que cette différence de temps de refroidissement est aussi liée au fait que les ions, ayant la même énergie mais pas la même masse, n'ont pas la même vitesse. Les ions Li^+ , plus rapides que les ions K^+ , pénètrent plus profondément dans le quadripôle avant d'être arrêtés puis sont guidés plus rapidement jusque dans le regroupeur. Ces deux effets cumulés, différence de masse et vitesse d'entrée différente, expliquent la différence de temps de refroidissement observé.

Comme dit précédemment, la mesure de ce temps de refroidissement effectuée sur un temps plus long (plusieurs dizaines de millisecondes) nous permet d'obtenir des informations sur le temps de vie des ions dans le quadripôle (figure 2.32).

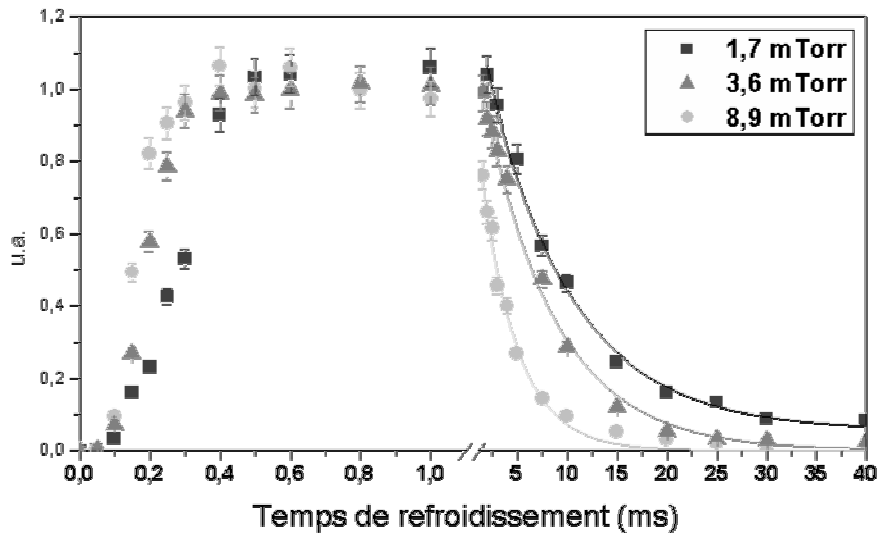


Fig. 2.32 Temps de refroidissement et temps de vie pour le couple Li^+/He .
 Les temps de vie ($T > 1$ ms) sont ajustés par des exponentielles décroissantes.
 Paramètres : $V = 210$ V, $f = 1,59$ MHz, $q = 0,6$.

Sur la figure 2.32, nous voyons qu'en deçà d'une milliseconde, nous avons une mesure du temps de refroidissement identique à celles présentées plus haut. Cette mesure ayant été faite à trois pressions différentes, nous avons une information supplémentaire : plus la pression est élevée donc plus la perte d'énergie est rapide, plus le temps de refroidissement diminue. Notons que les courbes présentées ont été normalisées : en effet, à une pression inférieure ou supérieure à l'optimum qui est ici de 3,6 mTorr, la transmission absolue du quadripôle est moins bonne.

Au-delà d'une milliseconde (graduation toute les 5 ms), nous commençons à perdre les ions piégés dans le regroupeur. Plus la pression est élevée, plus les ions sont perdus rapidement donc plus le temps de vie est faible. Ces temps de vie sont les suivants :

$$\begin{aligned}
 p = 1,7 \text{ mTorr} &\rightarrow \tau = 10 \text{ ms} \\
 p = 3,6 \text{ mTorr} &\rightarrow \tau = 7 \text{ ms} \\
 p = 8,9 \text{ mTorr} &\rightarrow \tau = 3 \text{ ms}
 \end{aligned}$$

Un optimum sera donc à trouver entre un temps de vie plus long mais une pression légèrement inférieure à l'optimum (refroidissement moins efficace et transmission moins bonne) et un temps de vie plus court mais une pression correspondant à l'optimum (refroidissement efficace et transmission optimale).

2.6.3 L'expérience LIMBE [Ban04]

Le déplacement du dispositif de test du quadripôle dans le hall de test LIMBE a été motivé par plusieurs choses. Tout d'abord, auprès de cette source ECR, nous pouvons produire des ions $^4He^+$ et donc vérifier si le refroidissement de ces ions est réalisable et, si c'est le cas, avec quelle transmission. Au-delà de cet intérêt principal, nous voulions de plus valider le fonctionnement du quadripôle dans des conditions expérimentales proches de ce qu'elles seront lors de l'expérience finale c'est-à-dire, un faisceau incident grande émittance à une énergie de quelques dizaines de keV.

2.6.3.1 Le dispositif expérimental

La Ligne d'Ions Multichargés de Basse Énergie (LIMBE) installée dans le hall de test des sources ECR du GANIL est un outil adapté aux études portant principalement sur les interactions ion - atome, molécule et ion - matériaux à basse énergie.

La source ECR est disposée sur une plate-forme haute tension qui peut être polarisée de 1,5 à 25 kV. Afin de bénéficier pleinement des forts courants délivrés par la source ECR, la ligne permet la conduite de faisceaux de grande émittance jusqu'à 150π mm.mrad. Le vide dans la ligne de transport de LIMBE est meilleur que 10^{-7} mbar, et inférieur à 5.10^{-8} mbar dans les lignes expérimentales. Les éléments magnétiques de LIMBE permettent de disposer au point d'expérience d'un faisceau focalisé ou parallèle.

Sur la figure 2.33 est présentée la ligne telle qu'elle était pour les différents tests effectués sur LIMBE. Suivant l'énergie à laquelle les ions (monochargés) sont produits, 10 keV pour l'hélium, 7 keV pour le néon et 3,5 keV pour l'argon, la haute tension appliquée sur le quadripôle est adaptée afin de les faire pénétrer dans la structure à une énergie de l'ordre de 100 eV. A l'extraction, l'électrode de remise à la masse est polarisée à 1 kV en dessous de la plateforme haute tension : les ions monochargés sont donc accélérés à une énergie de 1 keV vers les différents diagnostics.

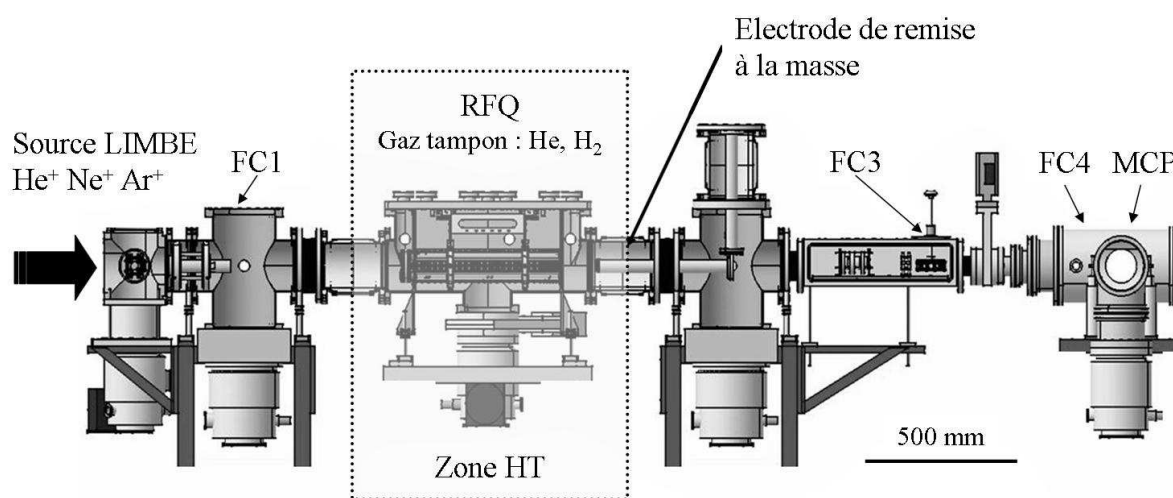


Fig. 2.33 La ligne de test du quadripôle (configuration LIMBE).
FC : cage de Faraday, MCP : galette à microcanaux.

Dans cette configuration, nous disposons d'une cage de faraday en amont et de deux en aval du quadripôle. En aval, nous disposons aussi d'une galette à microcanaux.

2.6.3.2 Résultats et comparaisons avec les simulations

Tout comme pour les tests effectués dans le hall expérimental du LPC avec la source à ionisation de surface, des mesures de transmission en fonction de la pression, du temps de refroidissement mais aussi du paramètre de Mathieu, ont été effectuées. La plupart des résultats présentés concerneront le système $^4\text{He}^+/\text{H}_2$ car la chimie et les pertes par échange de

charge sont équivalentes à ce qu'elles seront pour l'expérience finale c'est-à-dire pour le système ${}^6\text{He}^+/\text{H}_2$.

Transmission en fonction de la pression

En adoptant la même méthode que précédemment, nous trouvons un optimum de l'ordre de 5 mTorr pour le système He^+/H_2 (figure 2.34). Ces observations sont reproduites de façon satisfaisante par la simulation. Nous pouvons remarquer malgré tout que la simulation prévoit une distribution plus étroite (courbe $\delta = 0$, figure 2.34) que ce qui est mesurée, en particulier pour les pressions au-delà de l'optimum. Ceci vient du fait que la pression dans le quadripôle simulé est uniforme sur toute sa longueur et est nulle à l'extérieur. En réalité, le quadripôle n'est pas une enceinte complètement fermée : deux ouvertures (trous de 4 mm de diamètre) permettent de laisser entrer et sortir les ions de la structure. Dans le même temps, du gaz s'échappe par ces ouvertures et donc, la pression dans le quadripôle à proximité de la plaque d'entrée et à proximité de la plaque de sortie est plus faible que ce qu'elle est dans le reste de la structure. En particulier près de la sortie nous avons plutôt un gradient de pression. A haute pression, le code est donc moins favorable à une extraction efficace des ions que dans l'expérience.

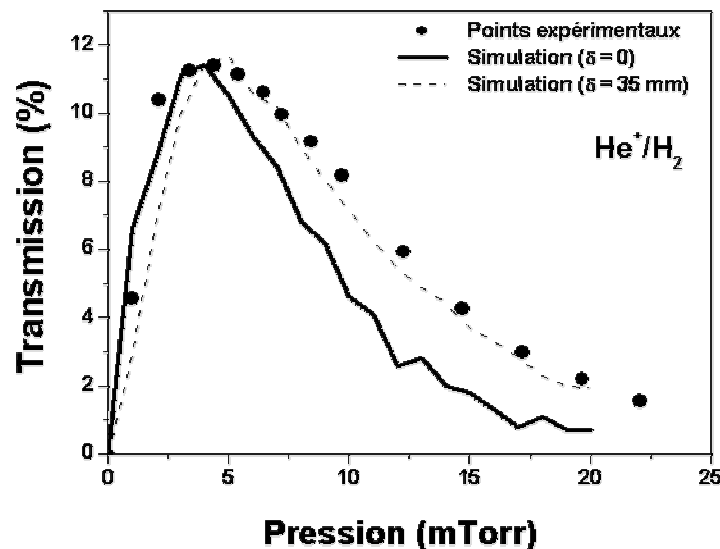


Fig. 2.34 Transmission en fonction de la pression (He^+/H_2).
Paramètres : $V = 140$ V, $f = 1,75$ MHz, $q = 0,3$.

Afin d'avoir une simulation réaliste, un gradient de pression a été ajouté : la pression n'est plus constante sur toute la longueur du quadripôle mais va décroître linéairement à partir d'une distance δ située quelques millimètres avant la plaque de sortie du quadripôle. La valeur de ce paramètre ajustant au mieux les données est de 35 mm soit à peu près la moitié de la longueur du regroupeur. Mais, n'ayant pas une connaissance complète des flux de gaz dans le quadripôle, nous avons décidé de ne pas prendre en compte ce paramètre et donc, de conserver, dans la simulation, une pression constante sur toute la longueur du quadripôle. Nous garderons néanmoins à l'esprit que, à pression supérieure à l'optimum, nous sous estimons légèrement la transmission.

Transmission en fonction du paramètre de Mathieu

Nous avons vu que la stabilité du mouvement d'un ion dans un champ radiofréquence est liée à la valeur du paramètre de Mathieu. Pour mémoire, il s'écrit de la manière suivante :

$$q = \frac{2eV}{mr_0^2\omega^2}$$

Si le champ radiofréquence (amplitude et fréquence) n'est pas adaptée à l'ion à guider (masse et charge) et à une dimension caractéristique du quadripôle (le rayon interne r_0) alors la trajectoire sera instable. Dans la première zone de stabilité, celle où nous travaillons, le paramètre de Mathieu doit être compris entre 0 et 0,908 pour que les trajectoires soient stables. La mesure présentée figure 2.35 a été obtenue en faisant varier l'amplitude du champ radiofréquence, les autres paramètres apparaissant dans l'expression du paramètre de Mathieu étant fixés.

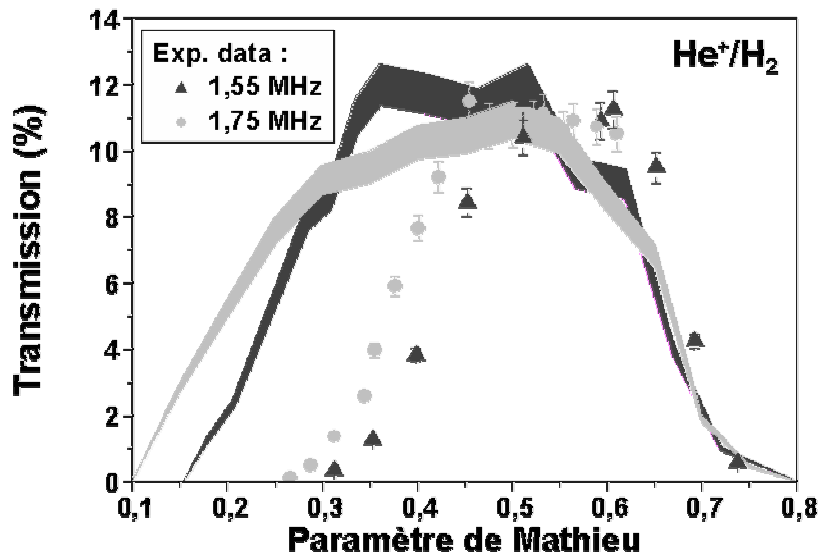


Fig. 2.35 Transmission en fonction du paramètre de Mathieu (He^+/H_2)
Pression d'hydrogène : 5 mTorr.

Le décalage observé dans la simulation et dans les mesures entre les deux fréquences est attendu. En effet, nous avons montré que la profondeur du puits de pseudo-potential variait comme le produit du paramètre de Mathieu par l'amplitude du champ radiofréquence $\bar{D} \propto qV$ (voir équation 2.24). Pour un paramètre de Mathieu q donné, à deux fréquences différentes, la transmission doit être meilleure pour la fréquence la plus élevée car la profondeur du puits de pseudo-potential est plus grande. Par contre, le décalage global entre la simulation et les résultats expérimentaux n'est pas très bien compris. Il serait dû aux distorsions du champ radiofréquence à petit paramètre de Mathieu. Le piégeage est donc moins efficace qu'avec un champ de confinement idéal, tel celui utilisé dans la simulation.

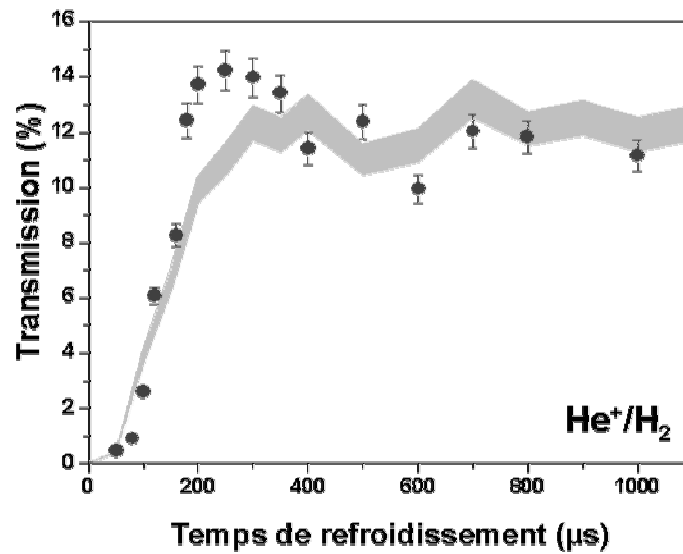


Fig. 2.36 Transmission en fonction du temps de refroidissement (He^+/H_2).
 Paramètres : $V = 180 V$, $f = 2 MHz$, $q = 0,3$, $p = 6 mTorr$.

Transmission en fonction du temps de refroidissement

Pour les transmissions en fonction du temps de refroidissement, là encore, nous pouvons dire que la simulation reproduit bien ce temps caractéristique. Pour le système He^+/H_2 (figure 2.36), à la pression où la transmission est optimale, nous avons un temps de refroidissement de l'ordre de 200 μs .

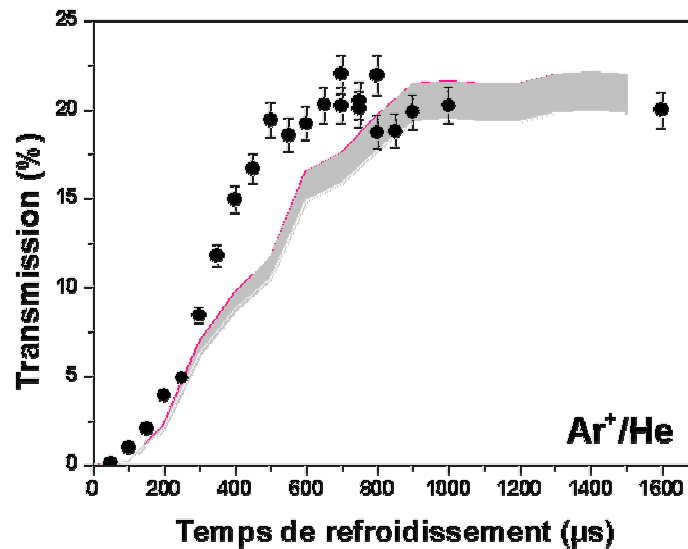
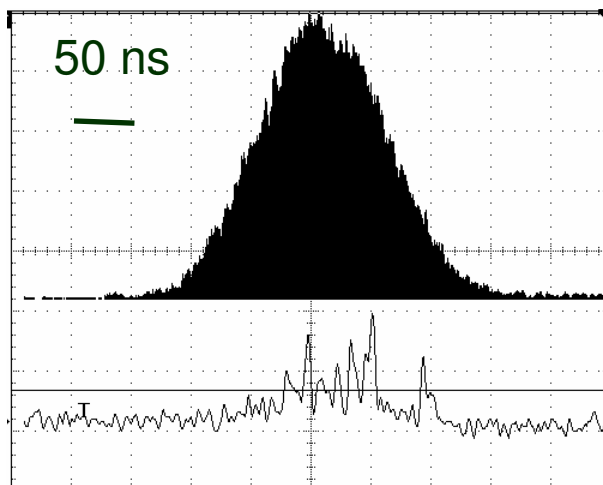


Fig. 2.37 Transmission en fonction du temps de refroidissement (Ar^+/He).
 Paramètres : $q = 0,2$ et $p = 4,2 mTorr$.

Là encore, la valeur du temps de refroidissement dépend du système étudié et des conditions expérimentales en particulier de la pression de gaz tampon. Tout comme pour les tests avec la source solide, ce temps est différent pour un système différent : il est de l'ordre de 200 μs pour le système He^+/H_2 et de 800 μs pour le système Ar^+/He (figure 2.37). La différence de rapport de masse et de vitesse d'entrée dans le quadripôle permet de comprendre ces temps de refroidissement si différents. Dans les deux mesures présentées, la simulation reproduit de façon satisfaisante l'évolution de ce temps de refroidissement.

Distribution en temps

Les mesures effectuées avec la galette à microcanaux nous permettent, au-delà d'un comptage des ions comme avec les cages de Faraday, d'accéder aux évolutions temporelles des paquets d'ions extraits. Sur la figure 2.38, nous présentons une distribution typique en temps de vol pour le système He^+/H_2 à la pression optimale (5 mTorr) : elle est obtenue en traçant l'historgramme (figure 2.38 en haut) du signal détecté sur la galette (figure 2.38 en bas). Le paquet extrait a une largeur de l'ordre de 100ns.



*Fig. 2.38 Distribution en temps d'un paquet extrait du quadripôle (He^+/H_2).
Paramètres : $q = 0,3$ et $p = 5 \text{ mTorr}$.*

Regardons maintenant quelle est l'évolution de cette largeur temporelle en fonction de la pression de gaz tampon. Pour comprendre l'influence que peut avoir la pression sur les distributions en temps, revenons précisément sur ce qui se passe dans la partie regroupeur du quadripôle.

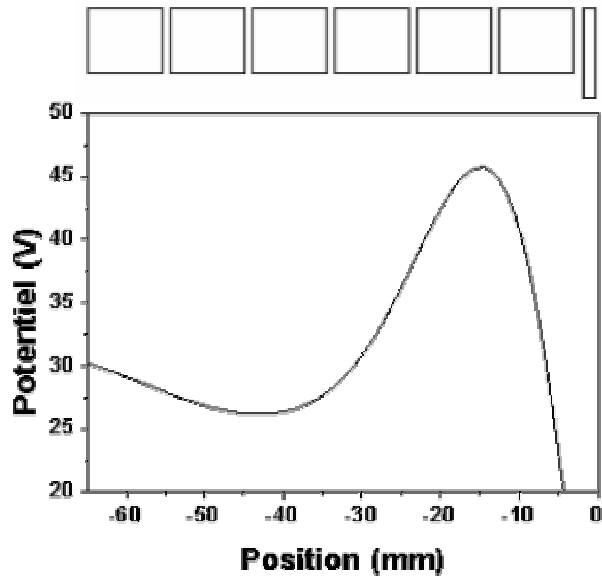


Fig. 2.39 Potentiel analytique longitudinal dans le regroupeur.
Seul le potentiel généré par les 6 segments du regroupeur sont représentés.

Quand les ions y sont piégés, ils se trouvent à environ 40 mm du trou d'extraction du quadripôle (figure 2.39). Donc, quand les ions sont extraits, ils subissent sur cette distance puis de moins en moins à mesure qu'ils s'éloignent du quadripôle, l'influence du gaz tampon environnant.

Quand ils sont extraits, les ions subissent donc de plus en plus de collisions à mesure que la pression de gaz tampon augmente. Nous nous attendons donc à un temps de vol qui augmente et une largeur temporelle qui augmente avec la pression. C'est ce qui est observé expérimentalement (figure 2.40).

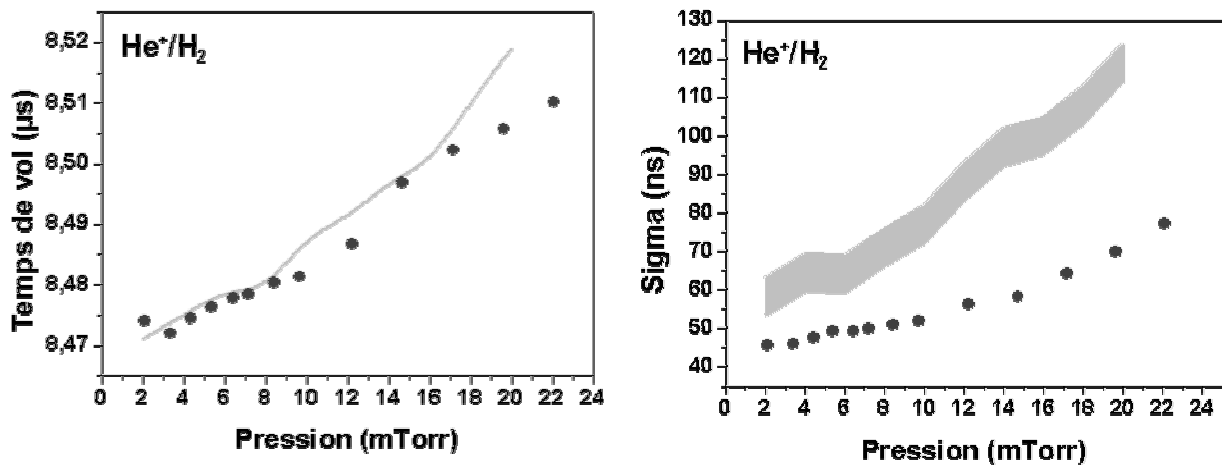


Fig. 2.40 Évolution du temps de vol (à gauche) et de la largeur (à droite) du paquet d'ions extrait (He^+/H_2). En points, données expérimentales et en trait plein, la simulation.

La simulation reproduit assez bien l'évolution du temps de vol moyen du paquet d'ions extrait. Par contre, la simulation surestime assez nettement la largeur temporelle du paquet d'ions extrait. Il faut garder à l'esprit que, dans la simulation, il n'y a pas de gradient de pression au niveau du regroupeur, là où justement le gaz influence la distribution en temps : nous

surestimons la pression à ce niveau. Il y a donc un nombre plus important de collisions que dans la réalité d'où une dispersion en temps plus grande.

2.6.4 Temps de vie des ions dans le regroupeur

Nous avons vu que le temps de vie des ions dans le regroupeur était limité principalement par trois phénomènes : le chauffage radiofréquence, l'échange de charge et la charge d'espace. L'importance relative de ces différents phénomènes dépend du couple ion / gaz étudié et des conditions expérimentales (pression de gaz, champ radiofréquence, intensité du courant incident...).

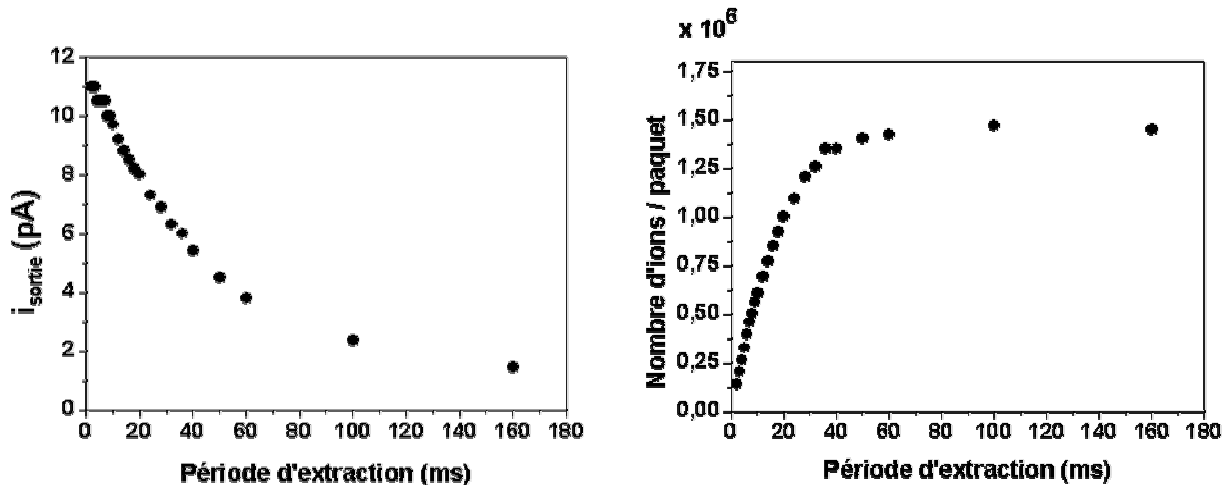


Fig. 2.41 Mesure de remplissage du regroupeur (Na^+/He).
 Courant incident : 40 pA, $q = 0,2$ et $p = 15 \text{ mTorr}$.

Expérimentalement, les ions sont injectés en continu dans le quadripôle et ils sont extraits à différents temps : le regroupeur est donc rempli. Ensuite, nous mesurons le temps de vie des ions ayant été piégés. Suivant l'intensité à laquelle nous travaillons, deux régimes peuvent être distingués : à faible nombre d'ions, le comptage est effectué au moyen de galettes à microcanaux alors qu'à grand nombre d'ions, nous mesurons directement le courant d'ions au moyen d'une cage de Faraday.

Pratiquement, pour la mesure à grand nombre d'ions, nous mesurons le courant d'ions à la sortie du quadripôle à différents temps d'extraction (figure 2.41 à gauche). Dans le cas idéal, à courant incident constant, nous aurions un courant de sortie constant : du fait des pertes, ce courant diminue avec le temps. Convertissons maintenant ce courant en nombre d'ions par paquet extrait (figure 2.41 à droite) : le nombre d'ions par paquet augmente jusqu'à atteindre un régime de saturation. A ce moment, le courant d'ions incidents est compensé par les pertes. Cette figure nous permet d'obtenir l'expression de l'évolution du nombre d'ions dans le regroupeur en fonction du temps :

$$n(t) = n_M (1 - e^{-\beta t}) \quad (2.37)$$

où n_M : nombre maximal d'ions par paquet
 β [ms^{-1}]: pertes dans le regroupeur

Nous avons donc l'équation différentielle de l'évolution du nombre d'ions dans le regroupeur :

$$\frac{dn}{dt} = i - \beta n(t) \quad (2.38)$$

où, i représente le courant entrant dans le regroupeur. Cette mesure du nombre d'ions par paquet extrait est ensuite effectuée à différents courant incident afin mettre en évidence l'influence de ce courant sur le nombre d'ions maximal par paquet (n_M) et sur les pertes (β) (figure 2.42).

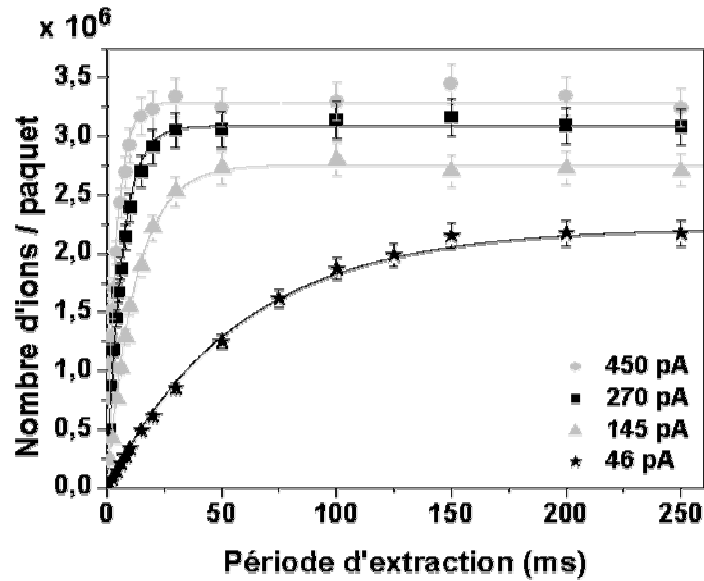


Fig. 2.42 Remplissage du regroupeur à différents courants incidents (Li^+/H_2).
 Pression : 10 mTorr, $q = 0,5$. En trait plein, ajustement des données par une équation de la forme (2.37).

Concernant le nombre maximal d'ions par paquet (cf. tableau 2.3), nous pouvons remarquer qu'il dépend du courant incident : plus ce courant est élevé, plus les pertes par charge d'espace vont être importante mais, parallèlement plus le remplissage du regroupeur sera rapide. On atteint donc un nombre maximal d'ions piégés plus grand qu'à petit courant. Par contre, comme les pertes par charge d'espace sont plus importantes, les temps de vie sont plus courts à fort courant qu'à petit courant.

I_{incident} (pA)	n_M	β (ms ⁻¹)	$\tau = \frac{1}{\beta}$ (ms)
450	$3,3 \cdot 10^6$	0,24	4,2
270	$3,1 \cdot 10^6$	0,15	6,7
145	$2,8 \cdot 10^6$	0,08	12,5
46	$2,2 \cdot 10^6$	0,02	50,0

Tableau 2.3 Résultats des ajustements présentés figure 2.42.

Le courant typique SPIRAL pour un faisceau d'He⁶ monochargés est de $3 \cdot 10^8$ particules par seconde. Ceci équivaut à un courant de 48 pA. Afin d'estimer le nombre d'ions par paquets extrait en sortie du quadripôle, une mesure a été effectuée en ⁴He⁺/H₂ (figure 2.43) : ici, les pertes par chauffage radiofréquence sont plus importantes que ce qu'elles seront pour le système ⁶He⁺/H₂, mais nous aurons une bonne estimation des pertes par échange de charge.

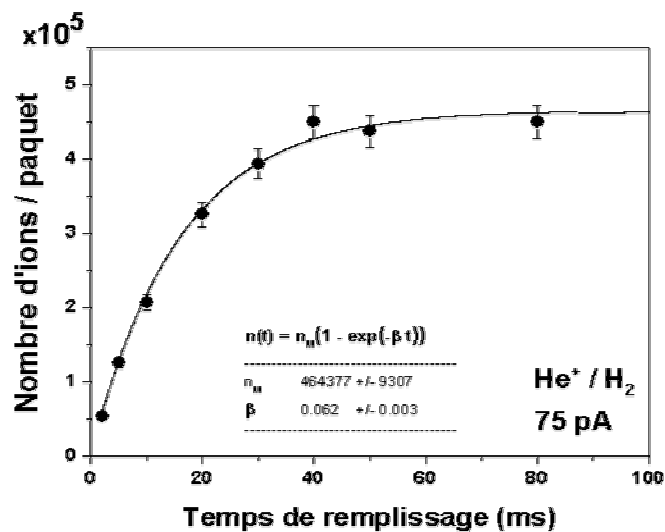


Fig. 2.43 Remplissage du regroupement. Pression : 6 mTorr, $q = 0,5$. Le temps de vie est ici de 16 ms.

Les ordres de grandeur sont assez nettement plus faibles que pour le système Li⁺/H₂ : ici, nous atteignons $4,5 \cdot 10^5$ ions par paquet en 50 ms pour un courant incident de 75 pA.

Intéressons nous maintenant à la forme du terme de perte β : si nous traçons ce terme en fonction du courant d'ion dans le regroupement, nous avons une évolution linéaire des pertes (figure 2.44).

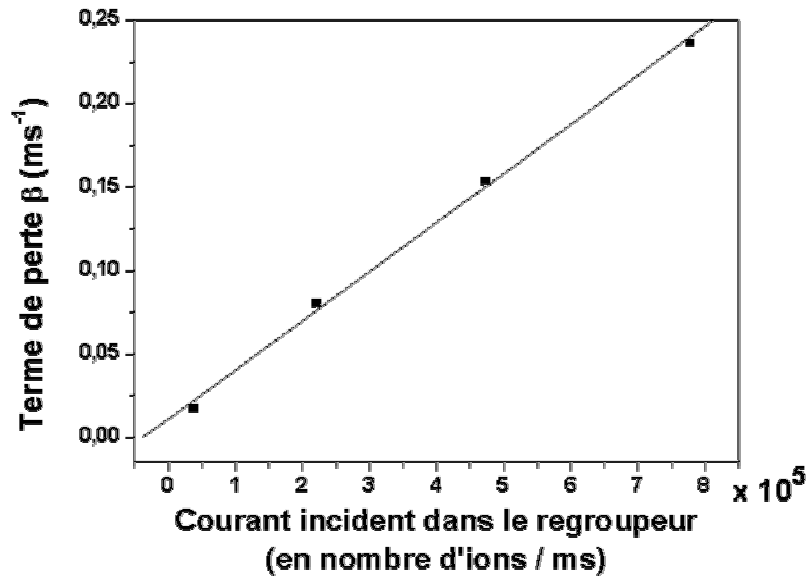


Fig. 2.44 Évolution des pertes en fonction du courant incident dans le regroupeur. Les points sont les résultats des fits présentés figure 2.43 (Li^+/H_2).

Nous avons donc un terme de perte qui s'écrit de la façon suivante :

$$\beta = a + bi \quad (2.39)$$

où, a [ms^{-1}] représente les pertes par chauffage radiofréquence et échange de charge toutes deux indépendantes du courant incident, et le terme b [$\text{ms}^{-1} \cdot \text{pA}^{-1}$] celles par charge d'espace qui, elles, dépendent du courant incident. On peut donc réécrire l'équation d'évolution du nombre d'ions dans le regroupeur au cours du temps de la façon suivante :

$$\frac{dn}{dt} = (1 - bn(t))i - an(t) \quad (2.40)$$

L'évolution du nombre d'ions dans le regroupeur est composée d'un terme de remplissage et d'un terme de pertes. Le terme de remplissage $(1 - bn(t))i$ n'est pas constant au cours du temps : il dépend du nombre d'ions déjà piégés dans ce dernier. Par effet de charge d'espace (b : pertes par charge d'espace), il sera de plus en plus difficile pour un ion d'être piégé dans le regroupeur si des ions y sont déjà présents. Le terme de pertes $an(t)$ quant à lui est lié au nombre d'ions déjà piégés dans le regroupeur : plus le nombre d'ions piégés dans le regroupeur sera grand, plus les pertes par chauffage radiofréquence ou échange de charge seront importantes.

Maintenant que nous avons une description de l'évolution du nombre d'ions piégés au cours du temps, regardons les différents résultats que nous avons obtenus.

Intéressons nous tout d'abord au premier terme de perte, a , pertes par chauffage radiofréquence et par échange de charge. Si on ne s'intéresse qu'aux éléments alcalins, on s'affranchit des pertes par échange de charge car elles sont en général énergétiquement défavorables. On a donc uniquement l'effet du chauffage radiofréquence sur le temps de vie.

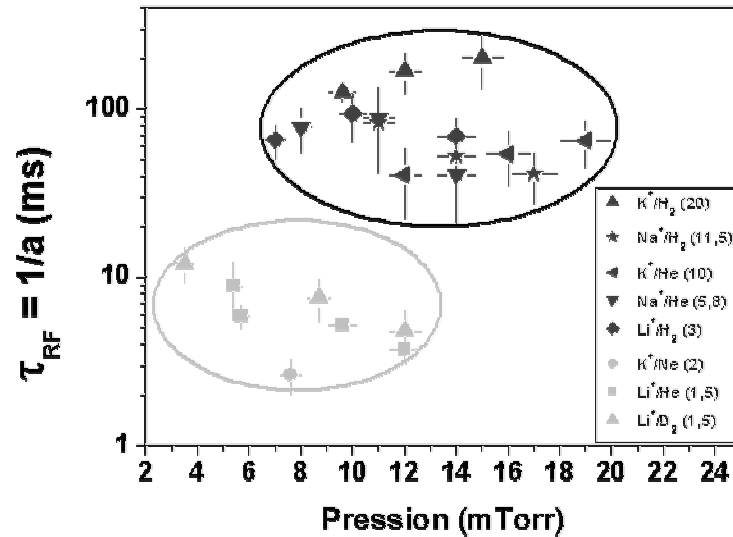


Fig. 2.45 Temps de vie des alcalins. En noir, les rapports de masse supérieurs ou égaux à 3 et en gris clair, ceux qui sont inférieurs ou égaux à 2. Dans la légende, les chiffres entre parenthèses représentent la valeur du rapport de masse.

Nous nous attendons à ce que le temps de vie des ions piégés diminue à mesure que la pression augmente : quand la pression augmente, le nombre de collisions augmente et il en va de même pour les pertes. C'est bien le cas pour les petits rapports de masse où l'influence du gaz est assez nette. Pour les grands rapports de masse, l'influence de la pression doit être moins importante car on a peu de pertes par chauffage radiofréquence : c'est bien ce que nous observons sur la figure 2.45. Sur cette figure, nous pouvons distinguer deux grandes zones : la première (points noirs) qui correspond aux rapports de masse supérieurs ou égaux à 3, et la deuxième (points gris) où le rapport de masse est inférieur ou égal à 2. Pour la première zone, le temps de vie est supérieur à 40 ms alors qu'il est inférieur à 10 ms pour la deuxième zone. Notons que les fluctuations d'un point à un autre, pour un même couple ion/gaz, sont dans les barres d'erreur et ne sont pas significatives.

Le terme de perte a prend en compte aussi les pertes par échange de charge. Pour les mettre en évidence, nous travaillons en mode pulsé : un paquet d'ions est injecté dans le quadripôle puis extrait à différents temps. Au niveau des pertes, nous nous affranchissons donc de celles par charge d'espace dues au courant incident. Il ne subsiste que les pertes par chauffage radiofréquence déjà identifiées et celles par échange de charge. L'équation d'évolution du nombre d'ions dans le regroupeur s'écrit simplement :

$$\frac{dn}{dt} = -an(t) = -\frac{1}{\tau}n(t) \quad (2.41)$$

La théorie cinétique des gaz réels nous donne une expression du temps de vie τ en fonction de la pression du gaz p , de la section efficace de collision σ et de la vitesse relative v entre les ions et les atomes ou molécules du gaz.

Nous pouvons réécrire le produit du temps de vie par la pression en fonction du produit de la section efficace de collision par la vitesse relative.

$$\tau p = \frac{2,8 \cdot 10^{-11}}{\langle \sigma v \rangle} \quad (2.42)$$

avec τp en ms.mTorr
 $\langle \sigma v \rangle$ en $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$

Cette mesure des pertes par échange de charge a été effectuée pour différents systèmes (figure 2.46).

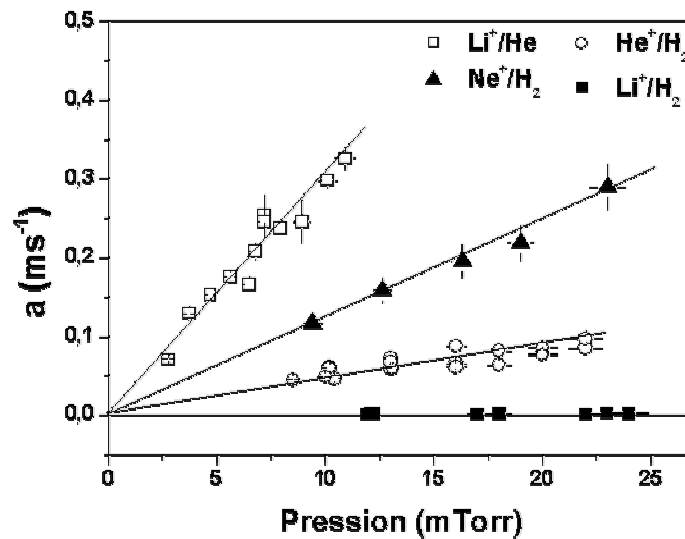


Fig. 2.46 Pertes en fonction de la pression pour différents systèmes.

Connaissant la pression de gaz tampon et le temps de vie, nous pouvons en déduire la valeur du produit $\langle \sigma v \rangle$. Pour le système He^+/H_2 , nous trouvons :

$$\langle \sigma v \rangle \approx 1,44 \cdot 10^{-13} \pm 0,2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$$

Si nous considérons que les pertes ne sont dues qu'à l'échange de charge, nous avons une mesure du produit de la section efficace de ce processus par la vitesse relative. Ce produit a déjà été mesuré [Kim91, Sch89] et sa valeur est :

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{exp}} = 1,1 \cdot 10^{-13} \pm 0,2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \text{ à } 300\text{K}$$

Le très bon accord entre ces deux résultats nous permet de confirmer d'une part la validité de la méthode de mesure et d'autre part, que nous comprenons bien les différents phénomènes qui se produisent au sein du quadripôle.

Terminons par considérer les pertes par effet de charge d'espace. Le terme b dans l'équation 2.39 représente les pertes qui ont lieu entre les ions incidents et les ions déjà piégés. Pour les pertes qui ont lieu par interaction entre les ions déjà piégés eux-mêmes, nous pouvons, à partir des mesures du remplissage du regroupeur en fonction du temps (figure 2.42), représenter

l'équation différentielle $\frac{dn}{dt} = f(n(t))$ (figure 2.47). La mesure présentée est effectuée à fort courant incident donc à grand nombre d'ions dans le regroupeur. On distingue assez nettement deux régimes : pour un nombre d'ions piégés supérieur à $5 \cdot 10^5$, ces pertes deviennent importantes alors qu'en dessous de $5 \cdot 10^5$ ions piégés, elles sont négligeables. Dans ce cas, les seules pertes par échange de charge sont celles qui ont lieu par interaction entre les ions incidents et les ions déjà piégés (b dans l'équation 2.40).

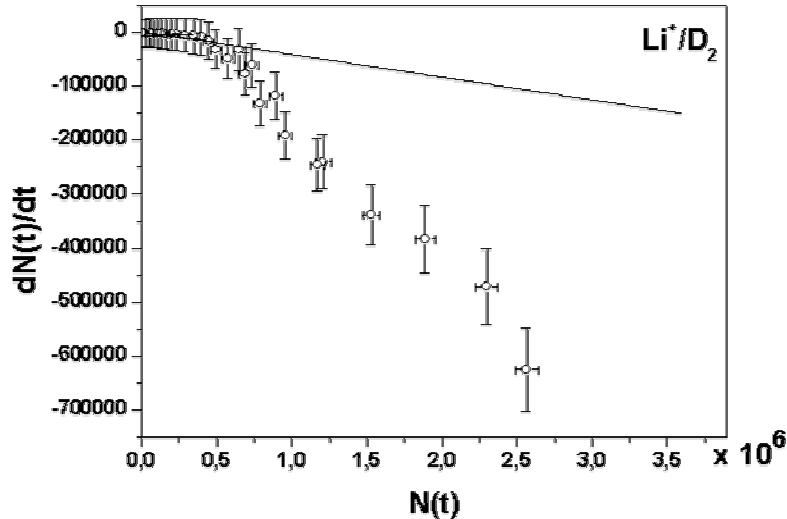


Fig. 2.47 Représentation de l'équation différentielle d'évolution du nombre d'ions piégés. Système : Li^+/D_2 ($V = 210$ V, $f = 1,59$ MHz, $q = 0,6$, $p = 7,7$ mTorr). La droite représente l'évolution attendue obtenue à partir d'une mesure à faible nombre d'ions.

A partir de ces données, l'équation différentielle serait du type :

$$\frac{dn}{dt} = i - \beta n(t) - \gamma n^2(t) \quad (2.43)$$

où γ représente les pertes qui ont lieu par interaction entre les ions déjà piégés eux-mêmes. Si la mesure est effectuée à petit nombre d'ions ($\gamma \rightarrow 0$), nous retrouvons bien l'équation différentielle telle qu'elle est présentée équation 2.38.

2.7 Conclusions

Résumons maintenant les informations importantes concernant le fonctionnement du quadripôle radiofréquence. Rappelons que deux défis se présentaient à nous : est-on capable de refroidir des ions aussi léger que l'hélium-6 et est-on capable d'utiliser de l'hydrogène comme gaz tampon pour effectuer ce refroidissement ?

Au-delà des mesures d'évolution de la transmission du quadripôle en fonction de différents paramètres, des mesures de transmissions « absolues » ont été effectuées. Elles sont présentées dans le tableau 2.4. Pour chaque système présenté, nous sommes à l'optimum en termes de champ radiofréquence, de pression, de champ de dérive. Pour ces transmissions, nous donnons plutôt la gamme dans laquelle nous nous trouvons généralement plutôt qu'une seule valeur : la différence entre ces deux valeurs peut être due à une présence de polluants plus ou moins importante, à une meilleure focalisation des ions à l'entrée du quadripôle...

Ion	Gaz tampon	Transmission
K^+	He, H_2	≥ 50 %
Na^+	He, H_2	35-45 %
Li^+	H_2	25-35 %
Li^+	He	5-10 %
Ar^+	H_2	0 %
Ar^+	He	5-10 %
Ne^+	He, H_2	5-10 %
He^+	H_2	5-10 %

Tableau 2.4 Transmission du quadripôle pour différents systèmes.

Quelques commentaires sur ces résultats :

Nous voyons tout d'abord assez nettement l'influence des pertes par chauffage radiofréquence : il suffit pour cela de noter que plus le rapport de masse (M_{ion} / M_{gaz}) est grand, plus la transmission est grande, en particulier pour les systèmes « ions alcalins / He » où l'échange de charge peut être négligé.

Ces pertes par échange de charge sont assez claires quand nous observons le système Ar^+/He et Ar^+/H_2 . Les potentiels de première ionisation de ces 3 espèces sont, respectivement : 15,76 / 24,59 et 15,43 eV. Pour le système Ar^+/He il n'y a pas d'échange de charge alors qu'il est résonant si nous utilisons de l'hydrogène comme gaz tampon : les ions Ar^+ sont neutralisés et ne sont donc pas refroidis d'où une transmission nulle pour ce système.

Les caractéristiques générales des paquets d'ions extraits sont les suivantes :

- Temps de refroidissement de l'ordre de 300 μs
- Dispersion en temps de 100 ns
- Dispersion en énergie de quelques eV
- Emittance longitudinale : 0,2 eV. μs
- Jusqu'à quelques 10^6 ions par paquet extrait
- Temps de vie (He^+/H_2) de l'ordre de 15 ms

Chapitre 3

Le piège de Paul tridimensionnel

Piéger un ion dans l'espace présente un grand intérêt : en effet, l'ion est isolé dans l'espace, en général dans le vide, c'est-à-dire sans interactions avec son environnement et au repos. En réalité, il n'est pas complètement immobile : dans le cas du piège de Kingdon, confinement radial uniquement, et de la bouteille magnétique, confinement radial et axial, il est d'ailleurs nécessaire que les ions aient une vitesse non nulle pour qu'il y ait confinement. Ce sont des pièges dits dynamiques. Dans le cas des pièges à ions tridimensionnels « statiques », piège de Paul et piège de Penning, le mouvement résiduel des ions est bien connu. Les propriétés fondamentales des ions piégés, des mesures de précision peuvent ainsi être envisagées. Une revue de ces différents pièges peut être trouvée dans [Win67].

Dans ce chapitre, nous allons présenter les deux pièges de Paul tridimensionnel qui ont été développés au LPC. La caractérisation ainsi que les limitations du premier piège développé, le piège à fils, seront décrites : ceci permettra de justifier le développement du deuxième piège, le piège à tubes, qui est complètement transparent. Nous exposerons les premiers tests de piégeage des ions extraits du quadripôle dans les deux pièges de Paul. Les performances de ces derniers (nombre d'ions piégés, temps de vie...) seront détaillées.

3.1 Le piège à fils

Ce piège, de géométrie hyperboloïde est un dispositif qui a été réalisé pour la première fois au laboratoire Aymé Cotton. Il est présenté dans la thèse de Pierre Delahaye [Del02] où il a été testé avec des ions issus d'un plasma laser. Ici, nous reviendrons rapidement sur son fonctionnement et présenterons les résultats de piégeage en ligne des ions issus du quadripôle.

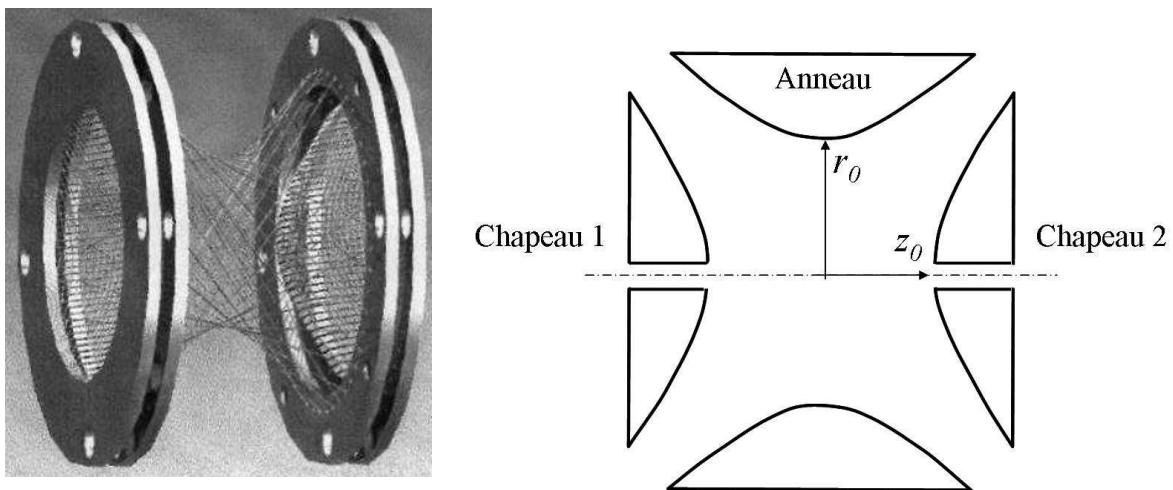


Fig. 3.1 Le piège de Paul à fils. Le rayon r_0 du piège est de 12.5 mm.

Ce piège est composé de deux chapeaux (C1 et C2) et d'un anneau (figure 3.1). Les chapeaux sont utilisés à l'injection et à l'éjection des ions : à l'injection, un potentiel appliqué sur C2 permet d'arrêter les ions au centre du piège. Un potentiel appliqué sur C1 permet d'éjecter les ions hors du piège, vers le détecteur d'extraction. Pendant le piégeage, ces deux électrodes (C1 et C2) sont à la masse alors que le potentiel radiofréquence est appliqué sur l'anneau. A la différence du piège présenté sur la figure 3.1 à gauche, celui que nous avons utilisé n'a que l'anneau qui est constitué de fils (24 fils d'acier de 100 μm de diamètre) et ceci afin de pouvoir détecter les produits de la désintégration (recoil et β). Les chapeaux, pleins et en cuivre, sont des cônes approchant la forme d'un hyperboloïde. Le sommet de ces cônes est troué ($\phi 6\text{mm}$) afin de laisser passer les ions.

Pour les tests de piégeage d'ions issus du quadripôle radiofréquence, la configuration de la ligne est la même que celle utilisée pour les tests du quadripôle avec la source à ionisation de surface (figure 3.2).

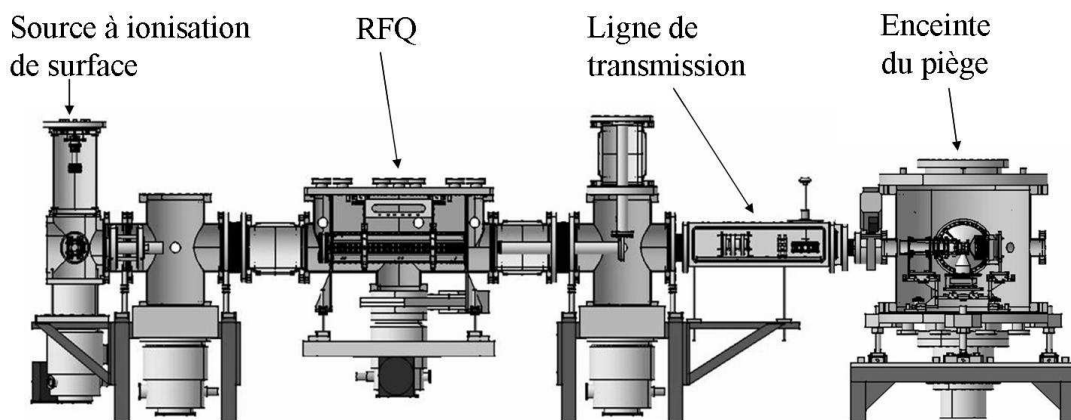


Fig. 3.2 La ligne de test du piège de Paul à fils (longueur totale de la ligne : 5m).

La ligne de transmission située entre le quadripôle radiofréquence et l'enceinte du piège contient deux éléments d'optique : un déflecteur électrostatique et une lentille einzel. Afin d'avoir une efficacité de piégeage optimale, une optique d'injection dédiée au piège tridimensionnel a été développée : elle se compose de la deuxième électrode de remise à la masse ainsi que d'une autre lentille einzel. Après le piège, nous disposons d'une dernière lentille électrostatique et du détecteur d'extraction (figure 3.3).

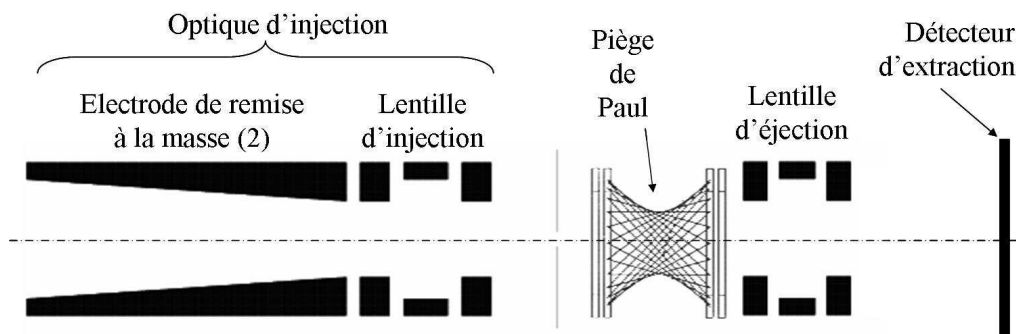


Fig. 3.3 La ligne d'injection, le piège et le détecteur d'extraction.
Distance (entrée de l'électrode de remise à la masse - centre du piège) : 210 mm.

Les premiers tests de piégeage ont été réalisés avec des ions Na^+ . Leur masse élevée (par rapport à celle du lithium !) rend leur piégeage plus « facile ». En effet, le paramètre de Mathieu est inversement proportionnel à la masse : plus la masse est élevée plus le paramètre de Mathieu est petit et donc compris dans la zone de stabilité ($0 < q < 0,908$). De plus, de par sa masse, le sodium est moins sensible que le lithium aux pertes par chauffage radiofréquence.

Au niveau du fonctionnement général, les ions Na^+ sont produits à une énergie de 1 keV. Le quadripôle est polarisé à 900 V : la première électrode de remise à la masse n'est pas utilisée. Les ions sont donc extraits du quadripôle à une énergie de l'ordre de 930 eV et à raison d'un paquet toutes les 30 ms. La deuxième électrode de remise à la masse réduit l'énergie des ions à quelques dizaines d'eV. Quand le paquet d'ions pénètre dans le piège à fils, le chapeau C2 est polarisé à une tension adaptée, 82 V, afin d'arrêter les ions au centre du piège. A ce moment, le champ radiofréquence est appliqué sur l'anneau et la tension sur le chapeau C2 est remise à 0 V : les ions sont alors piégés. Au bout d'un certain temps, ci-après appelé le temps de piégeage, une tension, 30 V, est appliquée sur le chapeau C1 alors que le champ radiofréquence est bloqué en phase haute : les ions sont alors éjectés du piège vers le détecteur d'extraction. Le blocage en phase haute du potentiel radiofréquence permet de focaliser le nuage dans la direction radiale. Sans cela et de par la géométrie du chapeau, le potentiel d'éjection serait très déconfinant. Les paramètres de fonctionnement sont résumés dans le tableau 3.1 et le chronogramme général est présenté figure 3.4.

Energie des ions produits		1 keV
RFQ	HT	900 V
	RF	190 V / 1,43 MHz / $q = 0,2$
	Gaz tampon	H_2 à 13 mTorr
	Rampe de potentiels	Configuration 1
Piège	Lentille d'injection	160 V
	RF	80 V / 1 MHz
	Lentille d'éjection	10 V

Tableau 3.1 Paramètres de fonctionnement.

Lorsque les ions sont éjectés du piège, le détecteur d'extraction, une galette à microcanaux, permet d'une part d'identifier, par temps de vol, et d'autre part de compter les ions extraits du piège.

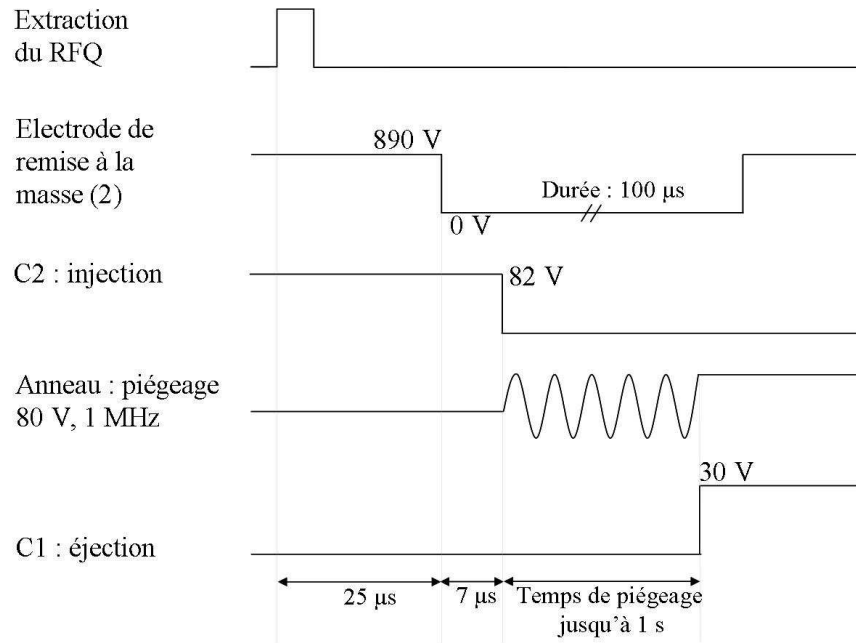


Fig. 3.4 Chronogramme de piégeage (piège à fils).

Sur la figure 3.5 est représenté un exemple de spectre en temps obtenu. Le signal 1 correspond au signal logique d'extraction des ions du piège. Par temps de vol, le pic observé peut être identifié. Il correspond bien à un pic d'ions Na^+ .

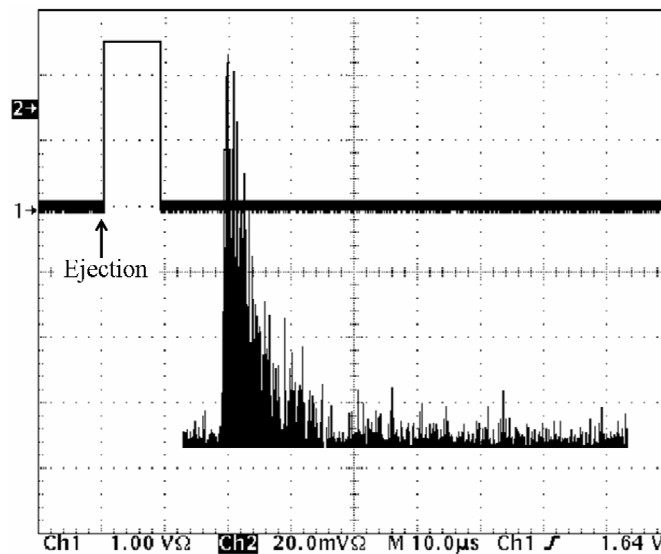


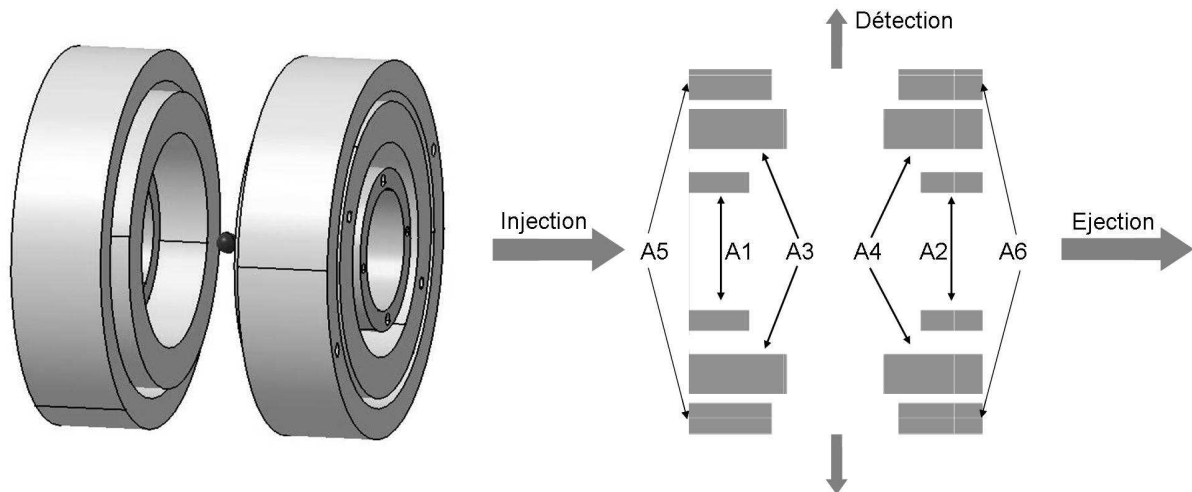
Fig. 3.5 Spectre en temps des ions Na^+ piégés puis extraits du piège. La durée de piégeage est de 300 ms.

Le choix du piège qui sera utilisé lors de l'expérience avec l'hélium-6 s'étant porté finalement sur un piège de géométrie différente, aucune autre mesure, à part ces spectres de temps de vol, n'a été réalisée avec ce piège. Ce changement de géométrie du piège a été motivé par des simulations effectuées par Pierre Delahaye. Elles ont montré qu'un nombre non négligeable des β émis lors de la désintégration diffusaient sur les fils de l'anneau. Il fallait trouver une géométrie qui soit complètement transparente, dénuée de matière dans les angles solides de détection : c'est le piège à tubes.

3.2 Le piège à tubes

3.2.1 Description

Pour l'application qui nous intéresse ici (la mesure de corrélation β - v), il faut disposer d'une géométrie bien particulière pour le piège. Au-delà de la transparence totale dans les angles solides de détection, ce piège doit également permettre une injection efficace des paquets d'ions et l'éjection du nuage pour l'imagerie de ce dernier. Pour réaliser toutes ces conditions, c'est une géométrie en tubes qui a été choisie (figure 3.6). Les chapeaux du piège à fils trouvent leur équivalent dans les tubes intermédiaires A3 et A4 (10 mm de hauteur sur un diamètre extérieur de 29 mm). Ces deux tubes sont utilisés à la fois à l'injection et à l'éjection des ions. L'anneau du piège à fils sur lequel le champ radiofréquence est appliqué est remplacé par les deux tubes intérieurs A1 et A2 (5 mm de hauteur sur un diamètre extérieur de 16 mm). A terme, des tensions pourront être superposées au champ radiofréquence sur les tubes A1 et A2 et ceci afin d'améliorer l'efficacité d'injection et aussi d'éjection. L'intérêt d'améliorer la qualité de l'éjection sera discuté en détail dans le chapitre consacré à la détection, en particulier à l'imagerie du nuage d'ions.



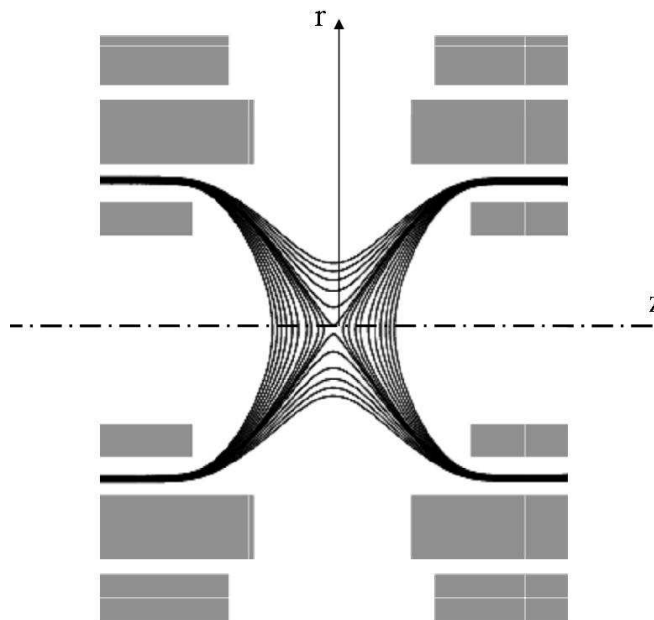
*Fig. 3.6 A gauche, dessin du piège à tubes.
A droite, convention pour la notation des anneaux.*

Les deux autres tubes, A5 et A6 (8 mm de hauteur sur un diamètre extérieur de 38 mm) ne sont pas utilisés pour le piégeage en tant que tel. L'efficacité d'injection de ce type de piège est de l'ordre de 10 % : seule la partie centrale du paquet d'ions extrait du quadripôle est piégée. Les ions non piégés à l'injection vont soit traverser le piège ou rebrousser chemin soit être perdu à 90° de l'axe, dans l'angle solide de détection. Lors de l'expérience avec les ions radioactifs, ces ions perdus dans la direction des détecteurs vont, lors de leur décroissance, générer du bruit voire des fausses coïncidences. Afin de limiter au maximum cet effet, les tubes A5 et A6 seront polarisés (par exemple : A5 à -100 V et A6 à $+100$ V) afin de créer un champ électrique entre ces deux tubes : à l'injection, les ions perdus dans la direction des détecteurs seront défléchis par ce champ et ne pourront pas atteindre les détecteurs.

La forme de ce piège est assez éloignée de celle du piège de Paul idéal. Pour cette raison, la zone où le champ est effectivement quadripolaire, zone où il y a confinement, est restreinte à une petite zone au centre du piège.

- **Avantage :** cela permet de prédire une taille maximale pour le nuage d'ions piégés. En effet, les ions qui ont des trajectoires éloignées du centre ne sont plus soumis à un champ quadripolaire. Leur trajectoire ne sera pas stable et ils ne seront donc pas piégés. La taille du nuage ne peut pas être supérieure à quelques millimètres.
- **Inconvénient :** la dimension réduite de cette zone ne facilite pas les conditions d'injection des ions dans le piège. Le fait de pouvoir, à terme, appliquer un potentiel indépendant sur les tubes 1 à 4 permettra d'optimiser l'efficacité d'injection et donc l'efficacité de piégeage.

Avec une telle géométrie, le rayon interne du piège, r_0 , nécessaire pour connaître la zone de stabilité dans laquelle on se situe, ne peut pas être mesurée physiquement à partir simplement des électrodes. La façon de procéder consiste, à partir des simulations, à mesurer la distance à partir de laquelle le potentiel n'est plus quadripolaire (figure 3.7) : une fois cette distance obtenue, de l'ordre de 5 mm, la différence de potentiel réellement présente à cette distance est mesurée. Par exemple, pour une tension de 80 V d'amplitude sur les tubes intérieurs, la distance trouvée est de 5 mm. A cette distance, la différence de potentiel est de 12,5 V.



*Fig. 3.7 Coupe transversale du piège à tubes.
Les équipotentielles sont représentées pour une
tension de 80 V sur les tubes A1 et A2.*

A partir de ces valeurs, nous pouvons déterminer le paramètre de Mathieu. Pour une fréquence de 1,3 MHz, ce dernier vaut 0,48 : nous sommes bien dans la zone de stabilité des trajectoires pour le ${}^6\text{Li}^+$.

De même que pour le piège à fils, une optique d'injection a été développée. Elle est présentée figure 3.8. Elle se compose d'une électrode de remise à la masse et d'une lentille d'injection. Par contre, il n'y a pas de lentilles à l'éjection entre le piège de Paul et le détecteur d'extraction (galette à microcanaux). La focalisation du nuage d'ions à l'extraction peut être réalisée au moyen des électrodes du piège (A2 et A4).

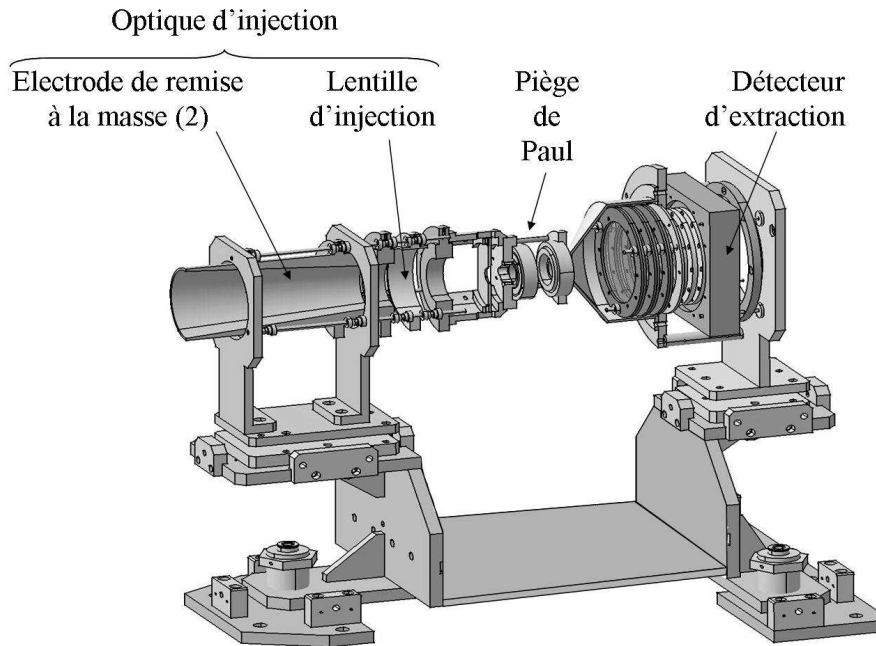


Fig. 3.8 L'optique d'injection (électrode de remise à la masse et lentille d'injection), le piège de Paul à tubes et le détecteur d'extraction.

*Distance(entrée de l'électrode de remise à la masse - centre du piège) : 210 mm.
Les détecteurs utilisés pour la détection des décroissances ne sont pas représentés.*

Parallèlement aux tests de piégeage, des simulations ont été réalisées. Elles sont décrites de façon détaillée dans [Mer03]. Elles ont été réalisées avec le logiciel SIMION mais aussi avec le code développé par Pierre Delahaye [Del02].

Elles conduisent aux caractéristiques suivantes pour le piège :

- Efficacité de piégeage : 15 %
- Caractéristiques du nuage d'ions piégés :
 - Ø Température : $\sim 0,3$ eV
 - Ø Taille du nuage : $\sigma_r \sim 1,7$ mm
 - Ø Temps de vie : ~ 50 ms

3.2.2 Résultats des tests de piégeage

Pour les tests présentés, la version définitive de l'électronique associée n'était pas encore développée. Nous utilisons donc uniquement les deux tubes A3 et A4 pour l'injection et pour l'éjection alors que les deux tubes intérieurs A1 et A2 sont réservés à l'application du potentiel radiofréquence.

Ce piège a été testé en utilisant des ions ${}^6\text{Li}^+$ produits à 3 keV et extraits du RFQ à une énergie de 1 keV (l'énergie d'extraction est adaptée au moyen de la première électrode de remise à la masse). Le chronogramme du piégeage (figure 3.9) est similaire à celui utilisé pour le piège de Paul à fils si ce n'est que maintenant, nous avons la possibilité d'utiliser deux électrodes (A3 et A4) pour augmenter l'efficacité de l'injection. A l'éjection, seule l'électrode A3 est utilisée.

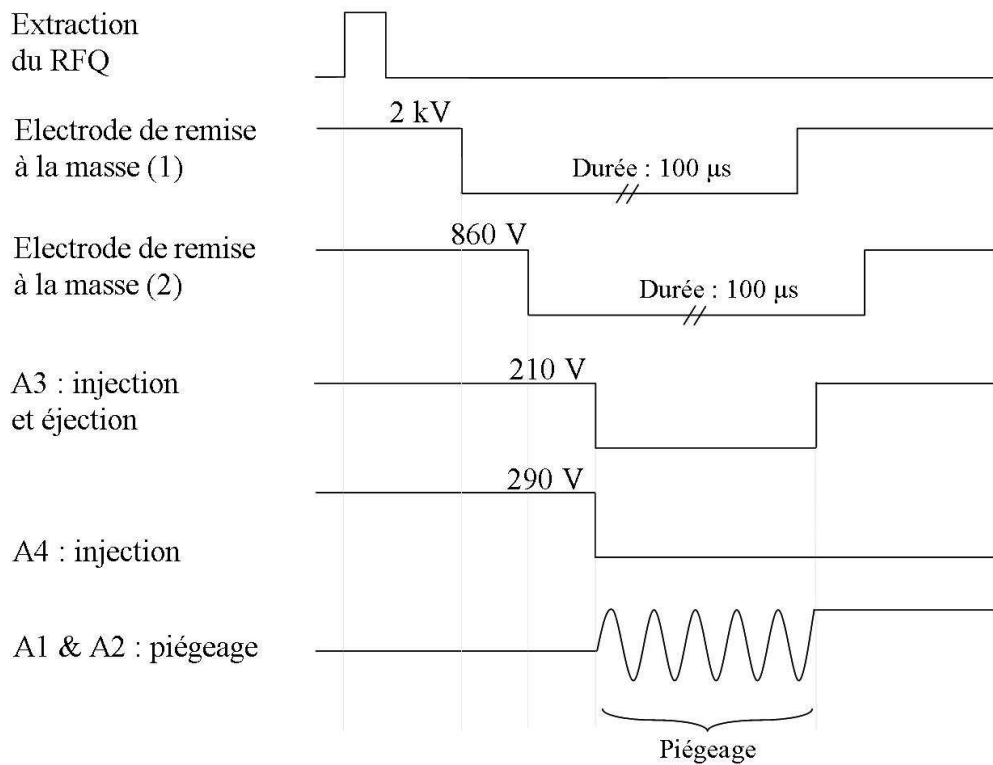


Fig. 3.9 Chronogramme de piégeage (piège à tubes).
La lentille d'injection est polarisée à 300 V. RF : 120 V à 1 MHz.

Tout comme pour le piège à fils, le seul diagnostic à notre disposition est une galette à microcanaux. Elle est située à 80 mm du centre du piège et permet, par temps de vol, d'identifier les ions extraits. De plus, elle nous permet d'obtenir la distribution en temps ainsi qu'un comptage du nombre d'ions ayant été piégés. Tout ceci nous permet d'avoir accès aux caractéristiques de base de ce piège (efficacité de piégeage) et du nuage d'ions piégés (taille, temps de vie, nombre maximal d'ions piégés).

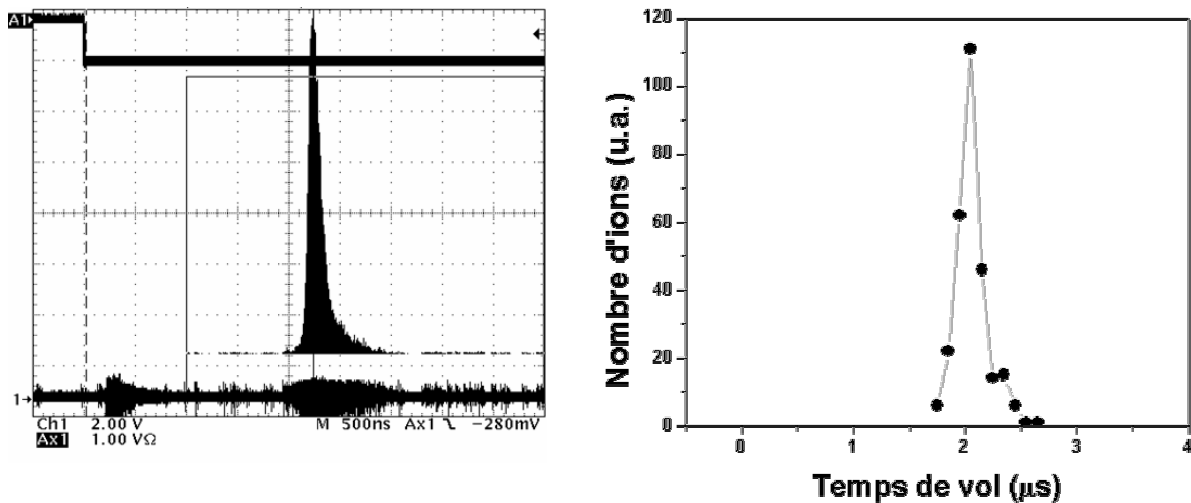


Fig. 3.10 Spectre en temps des ions ${}^6\text{Li}^+$ extraits du piège. A gauche, le spectre expérimental ($\langle TV_{exp} \rangle : 2,22 \mu\text{s}$) et à droite, le spectre simulé ($\langle TV_{sim} \rangle : 2,20 \mu\text{s}$).

La première mesure présentée (figure 3.10) est un spectre en temps de vol obtenu avec les paramètres présentés figure 3.9. La durée de piégeage est ici très courte, de l'ordre de 20 μs . L'accord observé entre le spectre expérimental et le spectre simulé est très bon.

Temps de vie

Pour mesurer le temps de vie dans le piège, nous procédons de la même manière que pour la mesure de temps de vie dans le quadripôle : les ions piégés restent dans le piège plus ou moins longtemps et, pour chaque durée de piégeage, le nombre d'ions restant est compté.

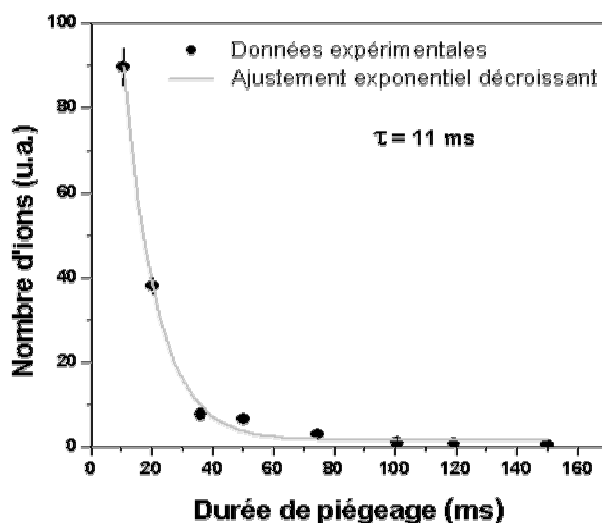


Fig. 3.11 Temps de vie des ions Li^+ piégés avec le problème des tensions résiduelles.

La mesure de temps de vie présentée figure 3.11 donne un temps un peu court par rapport au temps de vie attendu qui est plutôt de l'ordre de 50 ms. Ce temps de vie est en fait dû aux tensions résiduelles sur les anneaux 3 et 4 pendant le piégeage. En effet, à l'injection, la tension appliquée sur ces anneaux (respectivement 210 V et 290 V) doit commuter théoriquement jusqu'à 0 V et ceci très rapidement (en quelques ns). En réalité, ces tensions commutent bien mais jusqu'à une tension non nulle (respectivement 5 V et 9 V). La tension nulle est atteinte au bout d'un temps de l'ordre de 200 μs . Dans les premières microsecondes, les ions piégés subissent l'influence du champ électrique dû à ces tensions résiduelles et sont perdus.

La première version de la nouvelle électronique a permis de pallier à ce problème : le temps de commutation des tensions est de l'ordre de 100 ns et ces tensions passent bien de leur valeur à 0 V. Le temps de vie désormais obtenu (figure 3.12) est de 83 ms. Ce temps de vie est cohérent avec les simulations bien qu'un effet n'ait pas été pris en compte jusqu'à maintenant dans les simulations, la présence de gaz résiduel dans l'enceinte du piège.

En effet, en fonctionnement, c'est-à-dire quand le piège est couplé au RFQ, le gaz H_2 injecté dans le quadripôle pour effectuer le refroidissement diffuse dans toute la ligne, en particulier dans l'enceinte du piège, et ceci malgré le pompage différentiel. La pression dans l'enceinte du piège passe de 10^{-7} mbar sans injection de gaz dans le quadripôle à $4 \cdot 10^{-6}$ mbar. Les ions piégés subissent donc de nombreuses collisions sur les molécules du gaz résiduel : les ions sont perdus par chauffage radiofréquence.

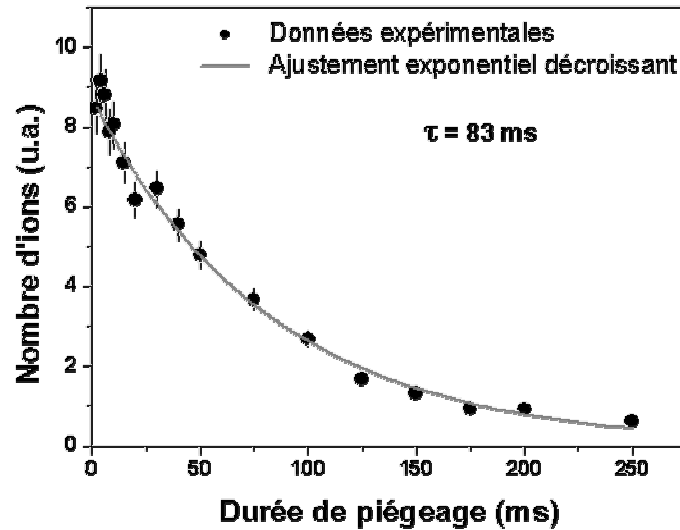


Fig. 3.12 Temps de vie des ions Li^+ piégés sans le problème des tensions résiduelles.

Parallèlement à cette perte, un autre effet attendu de l'hydrogène est un refroidissement des ions piégés par collisions sur ces molécules : tout comme dans le quadripôle radiofréquence les ions perdent de l'énergie par collision. Les simulations montrent que, si la pression d'hydrogène est de $4 \cdot 10^{-6}$ mbar, l'énergie moyenne du nuage d'ions piégés va diminuer jusqu'à se stabiliser en un temps de l'ordre de 10 à 20 ms.

Au bout de ce temps, les caractéristiques du nuage d'ions sont les suivantes : l'énergie moyenne est de 0,1 eV au lieu de 0,3 eV sans gaz et la taille du nuage passe, pour la direction radiale à 1,2 mm et, pour la direction axiale à 0,6 mm au lieu de 1,7 mm dans les trois directions sans gaz.

Afin d'observer expérimentalement cette perte d'énergie, cette thermalisation, la distribution en temps des ions extraits du piège a été enregistrée pour différentes durées de piégeage. La largeur du signal observé est liée à la distribution en position et en énergie des ions piégés : plus le nuage est petit et froid, plus la distribution en temps de vol va être étroite. Sur la figure 3.13, la diminution de la largeur des distributions en temps est assez nette. Au-delà de 30 ms, la forme de ce spectre n'évolue plus : les ions sont thermalisés.

Mais, comme nous l'avons dit précédemment, parallèlement à cette thermalisation, il y a aussi perte des ions par chauffage radiofréquence. Il y aura donc un optimum à trouver entre, une pression suffisamment faible pour ne pas perturber la trajectoire des ions de recul mais aussi ne pas perdre trop rapidement les ions piégés et une pression suffisamment élevée pour thermaliser rapidement les ions piégés.

Pour la reconstruction des trajectoires dans l'expérience avec l'hélium-6, la taille du nuage sera critique. Or, cette thermalisation s'accompagne d'une diminution de la taille du nuage. Ce phénomène peut donc être utilisé voire même accentué si nous injectons directement de l'hydrogène dans l'enceinte du piège pour diminuer la dispersion en position et en énergie du nuage d'ions piégés.

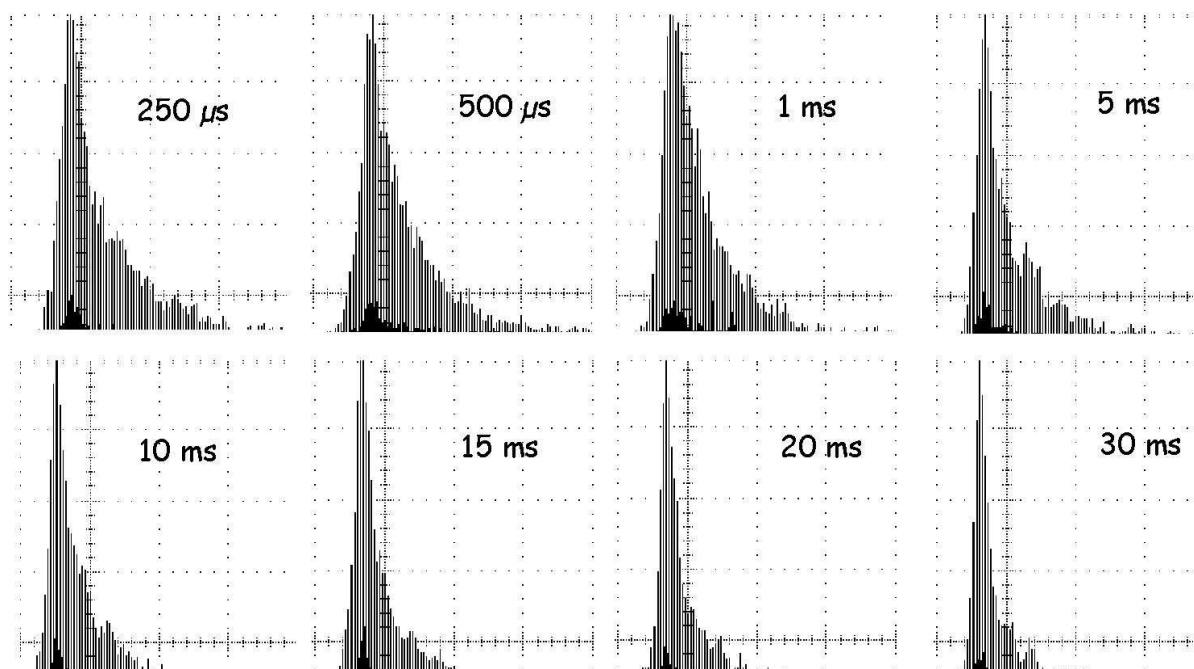


Fig. 3.13 Thermalisation des ions Li^+ piégés par collisions sur les molécules d'hydrogène. La durée du piégeage est donnée en haut à droite (de $250 \mu\text{s}$ à 30 ms). L'échelle de temps horizontale est de 200 ns/division .

La diminution de la taille et de l'énergie moyenne des ions piégés s'accompagne d'une augmentation du temps de vie. En introduisant dans la simulation l'effet du gaz à une pression égale à ce qu'elle est dans l'enceinte du piège, le temps de vie simulé atteint 200 ms . Le temps de vie mesuré, 83 ms , peut être aussi amélioré en imposant des tensions continues de l'ordre de quelques volts sur les tubes extérieurs (5 et 6) : ceci revient à fonctionner avec un paramètre de Mathieu a non nul. Des temps de vie allant jusqu'à 200 ms ont ainsi pu être observé (figure 3.14).

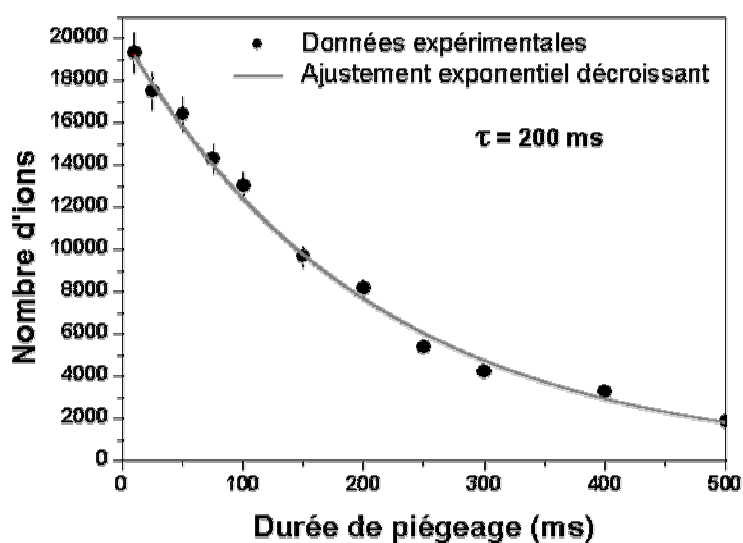


Fig. 3.14 Temps de vie des ions Li^+ piégés avec des tensions continues sur les électrodes 5 et 6.

Nombre maximal d'ions piégés

Pour estimer la capacité maximale du piège, nous nous plaçons dans les conditions optimales d'injection et nous adaptons la durée du piégeage : suffisamment long pour être certain que les ions sont bien piégés et suffisamment court pour que les pertes (chauffage radiofréquence, inhomogénéité du potentiel radiofréquence...) soient faibles. Le temps qui a été choisi est de 300 μ s. Ensuite, afin d'augmenter le nombre d'ions par paquet extrait du quadripôle, l'intensité de la source est augmentée jusqu'à ce que le nombre d'ions piégés soit maximal. La capacité du piège alors obtenue est de l'ordre de $2 \cdot 10^4$ ions.

Efficacité de piégeage

Pour obtenir l'efficacité de piégeage, nous effectuons deux mesures. Dans la première, nous détectons, au moyen de la galette à microcanaux, le nombre d'ions dans le nuage au bout d'un temps de 300 μ s. Dans la seconde mesure, le paquet d'ions est ralenti par la deuxième électrode de remise à la masse mais n'est pas piégé : toutes les électrodes du piège sont à la masse et là encore, nous détectons le nombre d'ions. En faisant le rapport du nombre d'ions piégés sur le nombre d'ions qui traversent, nous obtenons l'efficacité de piégeage. En se plaçant dans des conditions proches de ce qu'elles seront lors de l'expérience avec l'hélium-6 soit un courant incident (${}^6\text{Li}^+$) dans le quadripôle de 50 pA, nous trouvons une efficacité de piégeage de l'ordre de 20%. C'est une valeur cohérente avec les simulations.

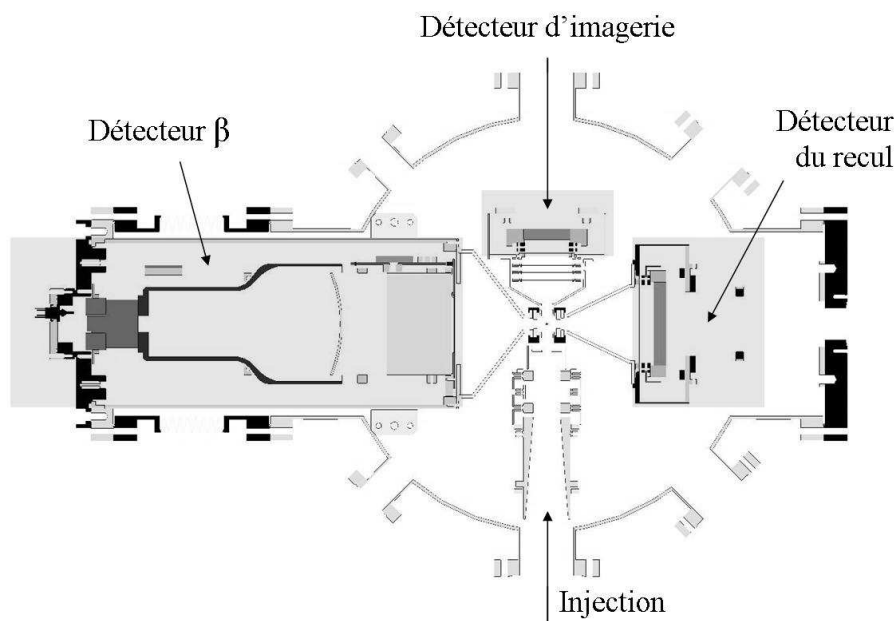
Terminons en résumant les caractéristiques mesurées du piège (elles ont toutes été obtenues avec des ions ${}^6\text{Li}^+$) :

- Efficacité de piégeage : 20 %
- Nombre maximal d'ions piégés : $2 \cdot 10^4$
- Caractéristiques du nuage piégé :
 - Ø Temps de thermalisation : 30 ms
 - Ø Temps de vie : jusqu'à 200 ms
- Caractéristiques simulées du nuage piégé :
 - Ø Distribution en énergie : $\sigma_E = 0,1 \text{ eV}$ (après thermalisation)
 - Ø Distribution en position (après thermalisation) :
 - $\sigma_{radial} = 1,2 \text{ mm}$
 - $\sigma_{axial} = 0,6 \text{ mm}$

Chapitre 4

Le dispositif de détection

Dans notre expérience, deux systèmes de détection indépendants utilisés à des fins différentes ont été développés. Le premier permettra la détection des produits de la désintégration : il est constitué de deux détecteurs, un pour le β et un pour l'ion de recul. Un deuxième détecteur d'ion de recul, identique au premier mais de plus petite taille, sera placé sous le piège, à 90° de l'axe de piégeage : il nous permettra d'explorer une deuxième zone de l'espace cinématique (il n'est pas représenté sur la figure 4.1). Le second système de détection quant à lui nous permettra d'obtenir des informations sur le nuage d'ions piégés lui-même : c'est le détecteur d'imagerie (figure 4.1).



*Fig. 4.1 Coupe horizontale de la chambre du piège et des détecteurs.
Le piège (au centre) entouré du système de détection, à droite, le détecteur du recul, à gauche, le détecteur du β , en haut, le détecteur d'imagerie.
La chambre du piège a un diamètre de 450 mm.*

Au niveau de chaque détecteur, un collimateur a été mis en place afin de limiter au maximum le bruit engendré par l'activité de l'enceinte du piège ainsi que les fausses coïncidences. L'ouverture angulaire de ces collimateurs est telle que seules les particules provenant du centre du piège peuvent atteindre les détecteurs.

Tous les détecteurs à l'exception du détecteur β seront placés directement dans l'enceinte sous vide secondaire. Les nombreux composants électroniques du détecteur β ainsi que la présence du plastique scintillant imposent de le placer dans une enceinte séparée de l'enceinte du piège et ceci afin de ne pas détériorer le vide. De plus, toute intervention sur le télescope β ne nécessitera pas une mise à l'air « sale » de l'enceinte du piège. Le système de prévidage sera commun aux deux enceintes, ceci afin d'éviter tout problème de vide différentiel trop important. La communication entre ces deux enceintes se fera grâce à une feuille de mylar aluminisé de 5 μm d'épaisseur.

4.1 Les mesures en coïncidence

4.1.1 Le détecteur de l'ion de recul [Herb04]

Notre choix s'est porté sur un ensemble de deux galettes à microcanaux montées en chevrons, suivies de lignes à retard. L'énergie de l'ion sera obtenue par la mesure du temps de vol par rapport au signal START donné par l'électron relativiste : le STOP est donné par les galettes. Les lignes à retard placées derrière les galettes permettront la détermination de la position de l'impact de l'ion.

4.1.1.1 Description

L'ensemble « galettes à microcanaux suivies de lignes à retard » est fourni par la compagnie RoentDek [Roe]. Les caractéristiques principales des galettes à microcanaux utilisées sont présentées dans le tableau 4.1.

	DLD40	DLD80
Diamètre extérieur	50,0 mm	86,6 mm
Diamètre actif	47 mm	83 mm
Epaisseur	1.5 mm	
Diamètre des canaux	25 μm	
Angle des canaux	$7^\circ \pm 2^\circ$	
Pression de travail	$< 2 \cdot 10^{-6}$ mbar	
Gain min. (2 galettes)	10^7	

Tableau 4.1 Caractéristiques générales du DLD40 et du DLD80.

Les deux tailles de détecteur (DLD40 et DLD80) sont utilisées : le détecteur d'ion de recul principal est un DLD80 (DLD pour *Delay Line Detector*). Les deux autres, le second détecteur d'ion de recul et le détecteur d'imagerie sont des DLD40. Les tests présentés par la suite ont été effectués avec un DLD40.

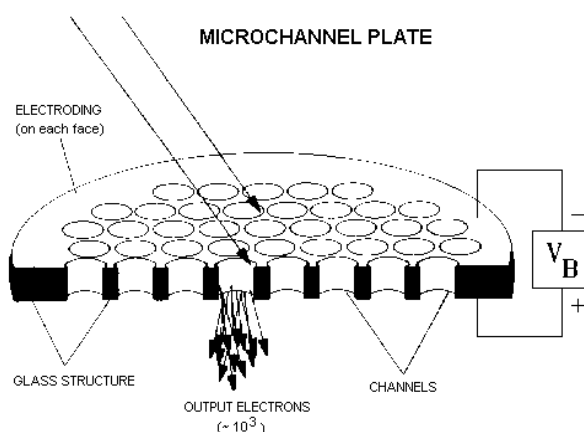


Fig. 4.2 Principe de fonctionnement d'une galette à microcanaux. Le diamètre des canaux est de 25 μm et la séparation des canaux, centre à centre, est de 32 μm .

Le principe de fonctionnement des galettes à microcanaux est le suivant : un ion heurte la face d'entrée de la galette, dont il arrache des électrons primaires qui, sous l'action de la différence de potentiel entre les faces avant et arrière, sont attirés vers l'extrémité des canaux entraînant une multiplication des électrons par émission secondaire sur les parois du canal (figure 4.2). Le gain pour deux galettes montées en chevrons et pour une tension de polarisation comprise entre 1000 et 1200 V par galette, est de 10^7 .

Pour qu'un ion soit détecté, il faut qu'il percute un canal. L'efficacité maximale de détection que l'on peut atteindre pour une galette correspond donc au rapport entre la surface couverte par les canaux et la surface totale. Généralement, elle est de l'ordre de 60 % (pour les dimensions données figure 4.2, elle est de 55 %). Pour atteindre cette valeur, il est nécessaire que les ions percutant la face d'entrée de la galette aient une énergie de plusieurs keV. En effet, l'efficacité de détection absolue dépend principalement de la première émission d'électrons [Obe97] : sachant que le nombre d'électrons émis augmente linéairement avec la vitesse de l'ion incident [Fra01], plus ce dernier est rapide, donc énergétique, mieux il sera détecté.

Pour s'assurer que les ions percutant la face d'entrée de la galette ont bien une énergie de plusieurs keV, la face avant de la galette est polarisée négativement. Une grille dite de post accélération (figure 4.3 à gauche) est placée quelques millimètres devant la face d'entrée afin de n'accélérer les ions qu'à proximité de la galette et qu'ainsi, l'influence sur le temps de vol total de l'ion soit négligeable.

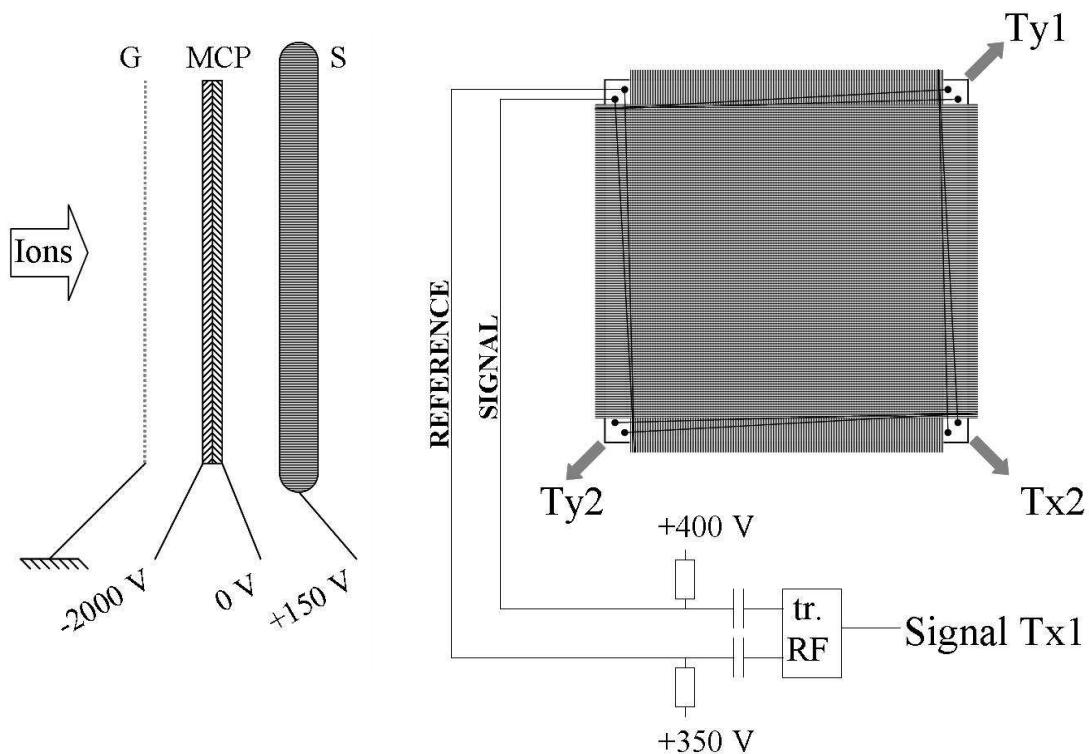


Fig. 4.3 Schéma de polarisation des galettes et des lignes à retard. A gauche, vue de côté de l'ensemble du détecteur. G : grille de post accélération, MCP : galettes, S : support des lignes à retard. A droite, vue de face des lignes à retard (tr. RF : transformateur RF). Chaque signal arrivant aux extrémités des deux anodes (Tx1, Tx2, Ty1 et Ty2) est traité de façon identique.

La localisation de l'impact est obtenue à partir du signal généré par les électrons sur les lignes à retard. La vitesse de propagation du signal dans les lignes étant constante, en mesurant le temps d'arrivée de ce signal à chaque extrémité de l'anode, on remonte à la position où il a été créé. Ce détecteur possède deux enroulements perpendiculaires, un pour la position en X et l'autre pour la position en Y : on mesure donc 4 temps de propagation. Pour la mesure de ces temps d'arrivée à chaque extrémité des anodes, nous avons besoin d'un temps qui ne dépende pas de la position de l'ion sur le détecteur : on utilisera le signal issu directement de la galette à microcanaux (c'est le signal qui donnera le temps de vol du recul lors de l'expérience finale).

Ceci nous donne donc :

$$X \propto T_{x1} - T_{x2} \quad \text{et} \quad Y \propto T_{y1} - T_{y2}$$

Pour guider le nuage d'électrons vers les lignes à retard, celles-ci ainsi que le support de ces lignes sont polarisés, à + 400 V par rapport à la face arrière des galettes pour les anodes et à +150 V pour le support. Les tensions sont données par rapport à la face arrière des galettes. En fait, chaque anode n'est pas constituée d'un seul fil conducteur mais de deux en parallèle. Une tension de 50 V est imposée entre ces deux fils : la gerbe d'électrons ira préférentiellement sur le fil polarisé à la tension la plus élevée. Ce fil est appelé SIGNAL alors que l'autre est appelé REFERENCE. Le bruit électromagnétique quant à lui influencera de la même manière les deux fils donc, en faisant la différence entre SIGNAL et REFERENCE au moyen d'un transformateur radiofréquence, seul le signal lié à la gerbe d'électrons est conservé (figure 4.3 à droite).

Les signaux sont ensuite traités par l'électronique d'acquisition (figure 4.4), puis par informatique afin de reconstruire l'image des impacts des ions sur le détecteur. Après amplification des différents signaux (1 signal galette et 4 signaux anode), le signal galette est codé (QDC) afin d'avoir son spectre en charge. Ce même signal permet aussi de déclencher le TDC qui permettra la mesure des 4 temps liés aux signaux anode.

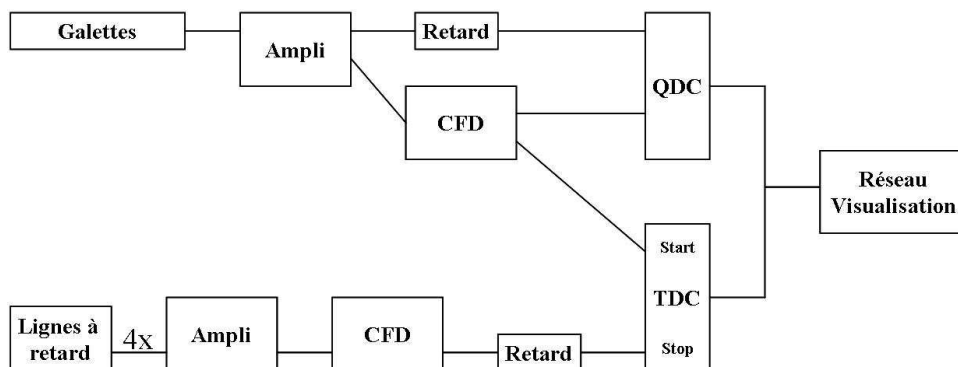


Fig. 4.4 Schéma simplifié de l'électronique du détecteur.

Une description plus détaillée de ce détecteur peut être trouvée dans [Tar03].

4.1.1.2 Caractérisation

Les tests ont été réalisés au moyen de la source à ionisation de surface qui a été décrite dans le chapitre 2. Cette source nous permet de tester le détecteur dans des conditions proches (en termes de masse et d'énergie de l'ion à détecter) de ce qu'elles seront lors de l'expérience

finale soit, une masse 6 (${}^6\text{Li}^+$) et une énergie de l'ordre du keV (500 eV à 3,5 keV). De plus, la tension de polarisation des galettes qui assure la post accélération des ions va de -50 V à -3800 V, ce qui permet d'augmenter la gamme en énergie couverte par le système (de 550 eV à 7,3 keV).

Résolution en position

Avant de mesurer effectivement la résolution en position, il convient de vérifier que l'électronique décrite précédemment traite de façon correcte les signaux. En particulier, au niveau des signaux anodes, si nous effectuons la somme des temps d'arrivée du signal électrique à chaque extrémité de l'anode et ceci pour les deux anodes ($T_{x1} + T_{x2}$ et $T_{y1} + T_{y2}$), nous devons idéalement trouver un temps constant. En effet, en faisant cela nous devons retrouver le temps nécessaire à un signal électrique pour parcourir l'ensemble de l'anode. La forme et la largeur à mi-hauteur de ces pics nous renseignent sur la résolution et sur le réglage de l'électronique (seuils, retards...).

Une fois que ces réglages sont effectués, la résolution en position de ce détecteur peut être déterminée. Pour ce faire, nous plaçons devant la galette un masque perforé couvrant tout le détecteur. Le fait que ce masque couvre toute la surface du détecteur nous permet de mesurer cette résolution en différents endroits et donc de vérifier qu'elle est bien homogène. Sur la figure 4.5, nous avons représenté la partie centrale du masque uniquement.

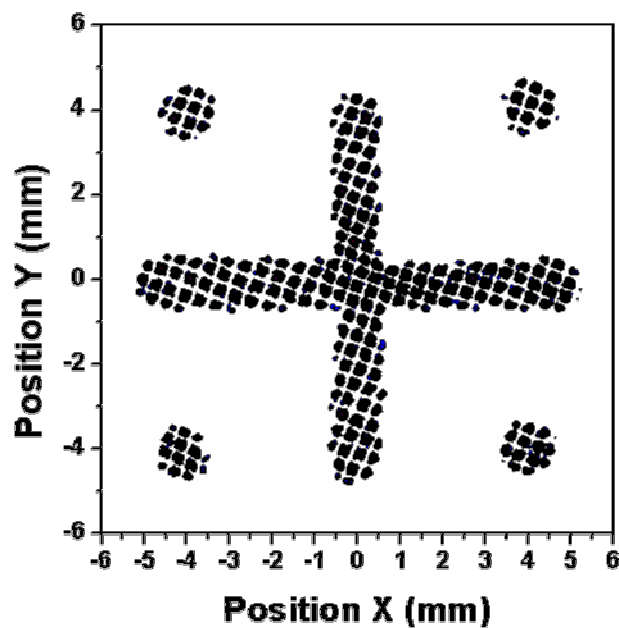


Fig. 4.5 Partie centrale du masque. La trame observée est celle de la grille de post-accélération placée juste devant les galettes. Le pas est de $300\ \mu\text{m}$.

En prenant les deux bras formant la croix centrale et en les projetant sur l'axe des X pour le bras vertical (figure 4.6 à gauche) et sur l'axe des Y pour le bras horizontal, nous obtenons, en dérivant et en ajustant par un profil gaussien (figure 4.6 à droite), la résolution en position du détecteur. La valeur trouvée, en faisant la moyenne des différentes résolutions mesurées, est de $140 \pm 20\ \mu\text{m}$.

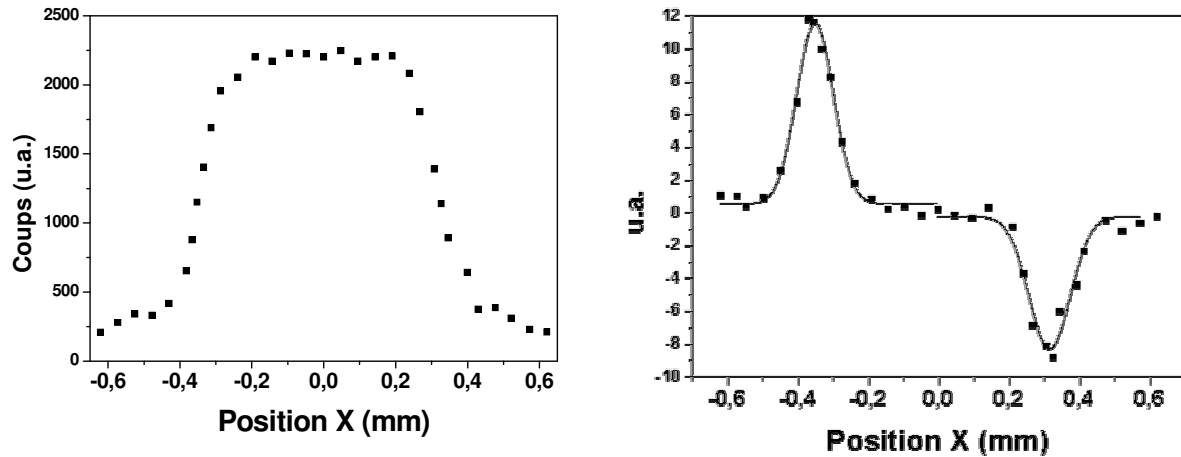


Fig. 4.6 A gauche, projection du bras vertical sur l'axe des X.
A droite, dérivée de la courbe précédente et ajustement par une gaussienne.

Résolution en temps

L'énergie de l'ion est donnée par la mesure de son temps de vol, pris entre l'instant où l'électron est détecté et l'instant où l'ion de recul est détecté. Le temps de montée typique d'un signal sur une galette à microcanaux est de l'ordre de quelques nanosecondes. En déclenchant suffisamment bas et au moyen d'un bon discriminateur à fraction constante, on peut atteindre une résolution en temps meilleure que 500 ps.

Efficacité de détection absolue

L'efficacité de détection absolue de ce détecteur est théoriquement de 55 %. Pour couvrir une large gamme en énergie et ainsi avoir l'évolution de l'efficacité absolue de détection en fonction de l'énergie des ions, nous modifions non seulement l'énergie des ions en sortie de la source mais aussi la post accélération.

Pour mesurer de façon précise cette efficacité, nous avons besoin de connaître le nombre d'ions arrivant effectivement sur le détecteur et le nombre d'ions détectés. Pour ce faire, le détecteur a été placé dans une enceinte permettant d'effectuer des mesures dans deux configurations (figure 4.7).

Dans la première, le courant incident est mesuré sur un atténuateur (simple grille dont la transmission est connue) suivi de la galette à microcanaux où le nombre de coups est compté. Ceci nous permet d'obtenir l'efficacité relative du détecteur. Elle est relative dans le sens où la mesure du courant sur une grille d'atténuation n'est pas fiable. En effet, lors de l'interaction des ions sur la grille, des électrons du matériau sont éjectés ce qui a pour effet de surestimer le courant.

La deuxième configuration de test nous permet de nous affranchir de ce problème car, juste devant le détecteur, on insère une cage de Faraday. Cette dernière nous permet une mesure fiable du courant car, de par sa conception, les électrons secondaires ne peuvent s'échapper. Les cages de Faraday utilisées sont identiques à celles présentées dans le paragraphe 2.6.1. Au final, on a une mesure du coefficient α , rapport entre le nombre de coups/sec sur l'atténuateur et le nombre de coups/sec sur la cage de Faraday.

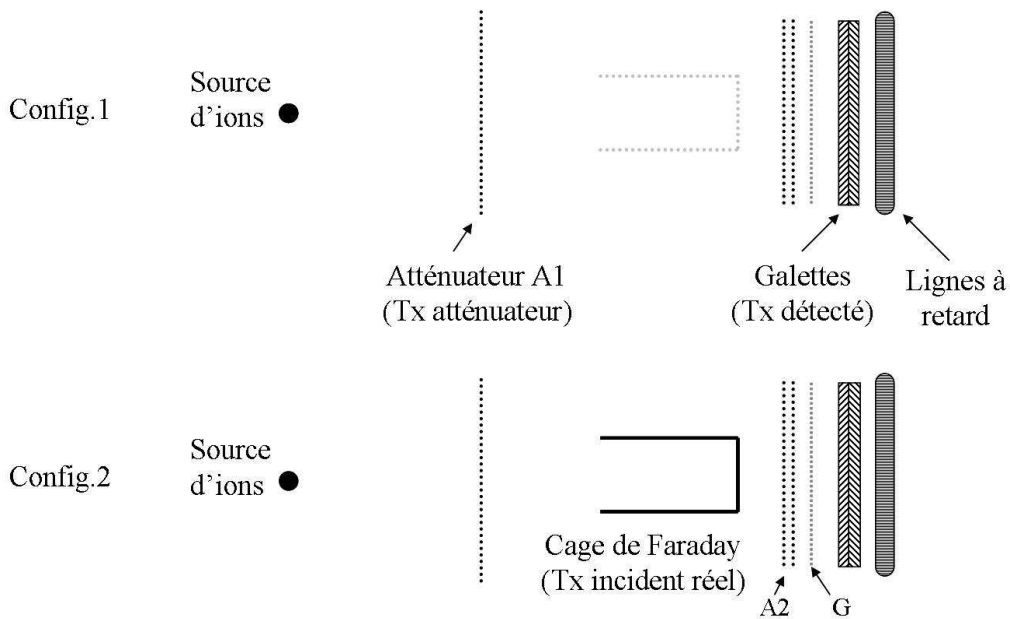


Fig. 4.7 Dispositif de mesure de l'efficacité absolue du détecteur.
A1, A2 : atténuateur 90.0 %, G : grille de post-accélération.

Ces deux mesures nous permettent de remonter à l'efficacité absolue du détecteur d'ions :

$$\left. \begin{array}{l}
 \text{Config.1} \quad \varepsilon_{rel} = \frac{Tx \text{ détecté}}{Tx \text{ atténuateur}} \\
 \text{Config.2} \quad \alpha = \frac{Tx \text{ atténuateur}}{Tx \text{ incident réel}}
 \end{array} \right\} \quad \varepsilon_{abs} = \alpha \varepsilon_{rel}$$

Lors de ces tests, l'intensité de la source était de l'ordre de 5 pA soit $3 \cdot 10^7$ particules/s. Ce courant est réduit à environ 10 % de sa valeur par l'atténuateur A1. Les $3 \cdot 10^6$ particules/s transmises correspondent à une intensité bien trop importante pour une galette à microcanaux donc, pour la diminuer et ainsi pouvoir mesurer un taux sur le détecteur sans le détériorer, deux autres grilles d'atténuations (A2 sur la figure 4.7) ont été placées juste devant celui-ci. Nous insistons sur ce point car ces grilles ou plutôt la mauvaise connaissance de leur transmission a été à l'origine des valeurs soit trop faibles soit trop grandes, obtenues lors des premières mesures d'efficacité absolue.

Avec une transmission des grilles de 10.0 %, les premières efficacités absolues mesurées étaient au maximum de 30 % [Bas03] et, lors d'une deuxième série de mesure avec d'autres grilles de même transmission, égales voire supérieures à 100 % (!). Ces valeurs sont à comparer avec une efficacité absolue attendue légèrement inférieure à 55 %. La mesure de la transmission de ces grilles a donc été entreprise avec un laser. La mesure par photodiode de l'intensité laser avec et sans les grilles nous a permis, d'une part de conclure que la valeur moyenne de la transmission des grilles était plutôt de l'ordre de 15 % et d'autre part que cette transmission n'était pas uniforme sur toute la surface de la grille (figure 4.8). Des mesures récentes effectuées avec la source d'ions nous a permis de confirmer cela. Pour effectuer les

mesures de transmission des grilles avec les ions, un système de deux cages de Faraday a permis de mesurer le courant avant et après les grilles d'atténuation.

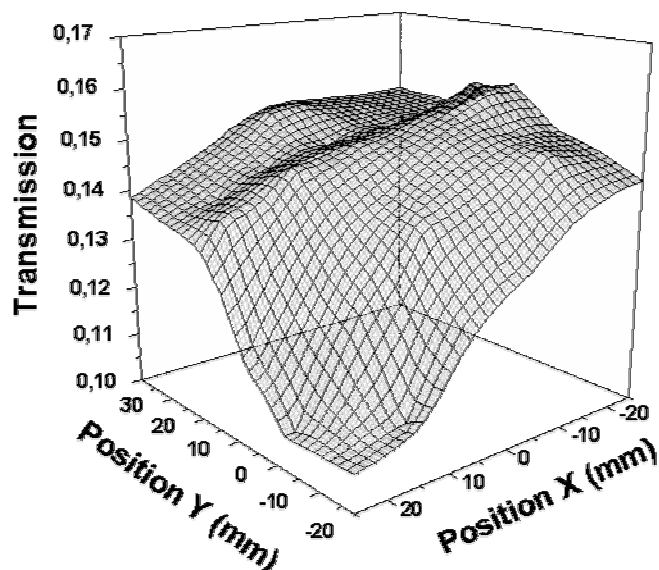


Fig. 4.8 Transmission mesurée des grilles.
(transmission théorique : 0,10).

En tenant compte de ces corrections, la valeur d'efficacité absolue maximale obtenue est :

$$\varepsilon_{abs} = (53,5 \pm 3,5)\%$$

soit une valeur compatible avec ce qui est attendu pour ce type de détecteur. Les courbes mesurées pour deux types d'ions différents sont données figure 4.9.

A faible énergie, les ions ne sont pas suffisamment rapides pour initier l'avalanche d'électrons : le nombre moyen d'électrons émis lors de la collision de l'ion sur la galette est inférieur à 1. L'efficacité de détection est faible. Puis, à mesure que la vitesse des ions incidents augmente, le nombre moyen d'électrons émis lors de cette collision augmente ce qui explique l'augmentation de l'efficacité. Quand le nombre moyen d'électrons émis dépasse 1, le plateau observé dans l'efficacité de détection est atteint.

Ce nombre moyen d'électrons émis par collision est directement proportionnel à la vitesse de l'ion. A même énergie, un ion plus léger donc plus rapide engendrera plus d'électrons qu'un ion plus lourd (Li^+ par rapport à Na^+ sur la figure 4.9). L'efficacité de détection d'un ion léger atteindra plus rapidement le plateau d'efficacité qu'un ion plus lourd : c'est bien ce qui est observé figure 4.9.

C'est d'ailleurs dans ce plateau, c'est-à-dire à une efficacité de détection maximale et constante, que nous devons nous placer pour être dans des conditions de détection optimales.

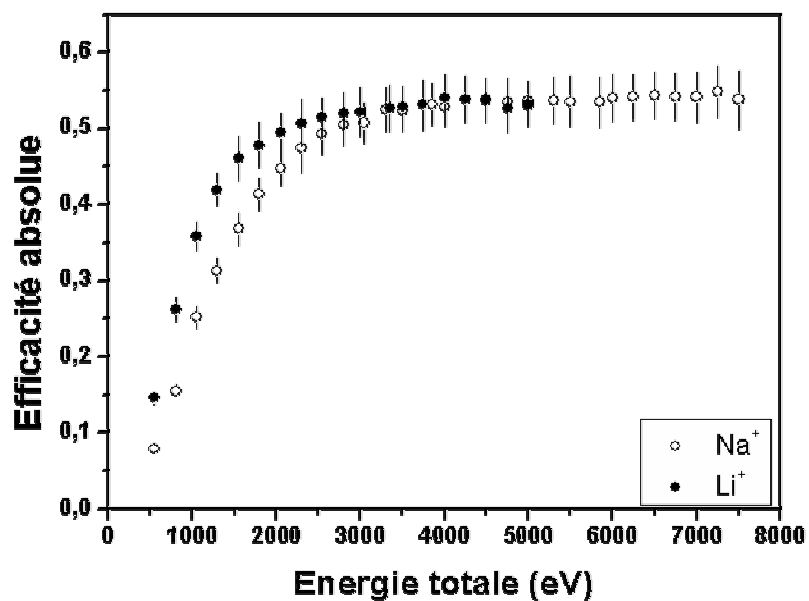


Fig. 4.9 Efficacité de détection absolue mesurée.

L'efficacité de détection a aussi été mesurée en fonction de la position de l'impact des ions et de leur angle incident sur la galette.

Pour l'efficacité en fonction de la position, le détecteur a simplement été déplacé sur un axe. Les résultats montrent que l'efficacité reste bien identique quelque soit la position de l'impact des ions sur le détecteur (figure 4.10).

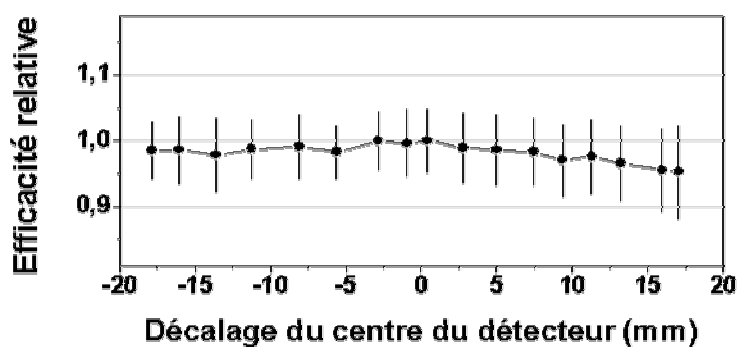


Fig. 4.10 Efficacité relative en fonction de la position.

L'efficacité du détecteur en fonction de l'angle d'incidence des ions a été mesurée en faisant pivoter les galettes (figure 4.11). L'angle maximum de rotation de 20° correspond à l'ouverture maximum présente entre le centre du piège et le détecteur d'ion de recul. En mesurant de -20° à +15°, nous couvrons donc toute la gamme angulaire vue par le détecteur d'ion de recul.

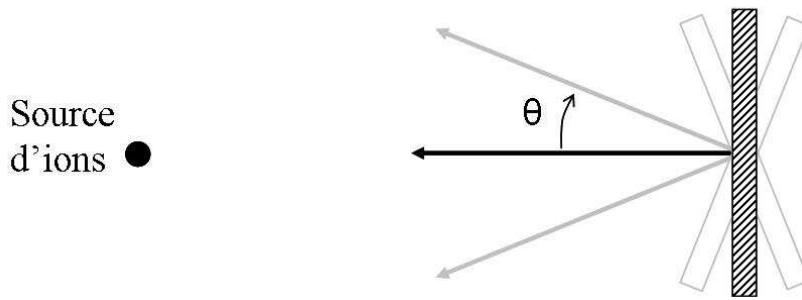


Fig. 4.11 Dispositif de mesure de l'efficacité en fonction de l'angle.

La mesure a été effectuée pour différents couples énergie ions / post-accélération. Sur la figure 4.12, sont représentés deux combinaisons extrêmes : la première où la post-accélération est largement supérieure à l'énergie source et la deuxième où l'énergie source est très supérieure à la post accélération. Dans la première et de par la grande post-accélération, on s'affranchit de l'angle incident des ions : tous les ions, quelque soit leur angle d'incidence sur la grille de post accélération, vont percuter la paroi des galettes perpendiculairement. Dans ce cas, l'efficacité de détection est la même pour tous les angles. Les fluctuations sont dans les barres d'erreur. Pour la deuxième combinaison, la post-accélération n'est pas suffisante pour s'affranchir de l'angle d'incidence des ions. Pour des angles supérieurs à 5° , la diminution de l'efficacité de détection est assez nette. Cette diminution est significative, elle n'est plus dans les barres d'erreur.

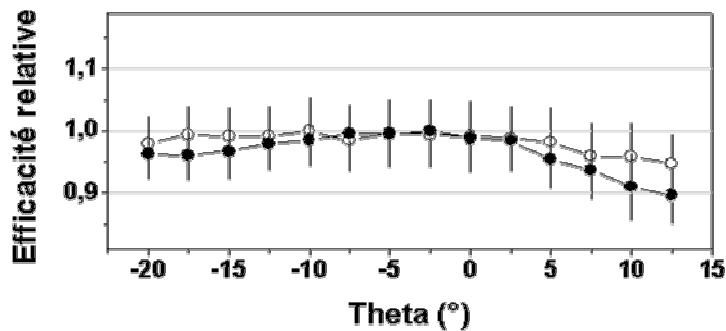


Fig. 4.12 Efficacité relative en fonction de l'angle.

○ : Source à 500 eV // Post accélération à 3500 eV

● : Source à 3500 eV // Post accélération à 100 eV

L'angle d'inclinaison des canaux est de $7^\circ \pm 2^\circ$. Il a déjà été observé [Gao84], qu'une diminution nette de l'efficacité de détection a lieu quand les ions percutent la galette alors que ces canaux sont dans l'axe du faisceau. La diminution de l'efficacité pour des angles supérieurs à 5° peut être expliquée par ce phénomène : dans cette configuration de tests, les canaux de la première galette sont sur l'axe du faisceau pour $\theta = 7^\circ$. La divergence du faisceau, faible mais néanmoins présente peut expliquer pourquoi cette diminution reste relativement faible.

Pour ce qui est de l'expérience finale, nous nous affranchirons de toute façon de la sensibilité à l'angle d'incidence des ions de recul car nous travaillerons avec une post-accélération (environ 4 kV) telle que tous les ions percuteront la paroi des galettes perpendiculairement à celle-ci. De plus, cet effet est accentué du fait de la charge des ions de recul ($2+$). Cette post-accélération est à comparer avec l'énergie cinétique maximale des ions de recul qui est de 1,4 keV.

En résumé, pour la détection de l'ion de recul, les performances suivantes ont été obtenues :

- Efficacité de détection absolue : $53,5 \pm 3,5\%$
- Résolution en position : $140 \pm 20 \mu\text{m}$
- Résolution en temps : 500 ps
- Insensibilité à l'angle d'incidence des ions

4.1.2 Le détecteur du β

Le détecteur du β est constitué d'un détecteur silicium à pistes, pour la mesure de la position, suivi d'un plastique scintillant pour la mesure de l'énergie du β et du START du temps de vol du recul. Il est équivalent à ceux décrits dans [VanH00].

4.1.2.1 Détection de la position

Le détecteur silicium que l'on utilise est un détecteur plan de chez CANBERRA [Canberra]. Il est muni de 60 pistes sur chacune de ses faces, tournées de 90° les unes par rapport aux autres, ce qui permet une localisation en deux dimensions. Ses caractéristiques sont données dans le tableau 4.2.

Dimensions	60 mm x 60 mm
Epaisseur	300 μm
Résistivité	15,9 $\text{k}\Omega$
Tension de polarisation	20 V

Tableau 4.2 Caractéristiques générales du détecteur silicium à pistes.

Son principe de fonctionnement est le suivant : sous l'influence du champ électrique dû à la tension de polarisation lors du fonctionnement en déplétion totale, les paires électron-trou créées par le passage d'une particule vont se séparer et dériver, les trous vers le côté *jonction* (partie dopée p^+) et les électrons vers le côté *ohmique* (partie dopée n^+) (figure 4.13).

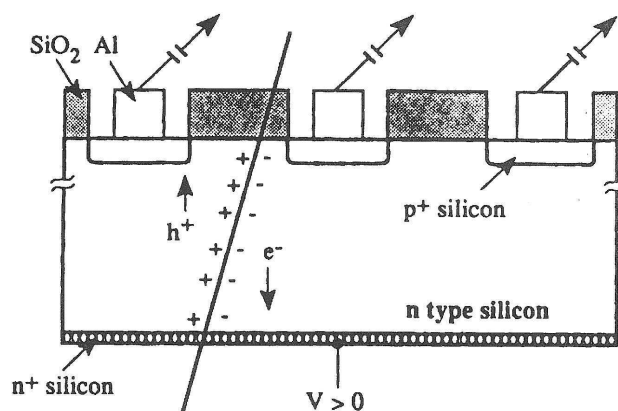


Fig. 4.13 Principe d'un détecteur silicium.

Les 60 pistes de chaque face du silicium sont connectées à une puce (VA-Rich) qui contient 60 préamplificateurs, 60 mises en forme, 60 échantillonneurs et un multiplexeur ; chaque piste étant connectée à une série « préamplificateur, mise en forme, échantillonneur » (figure 4.14).

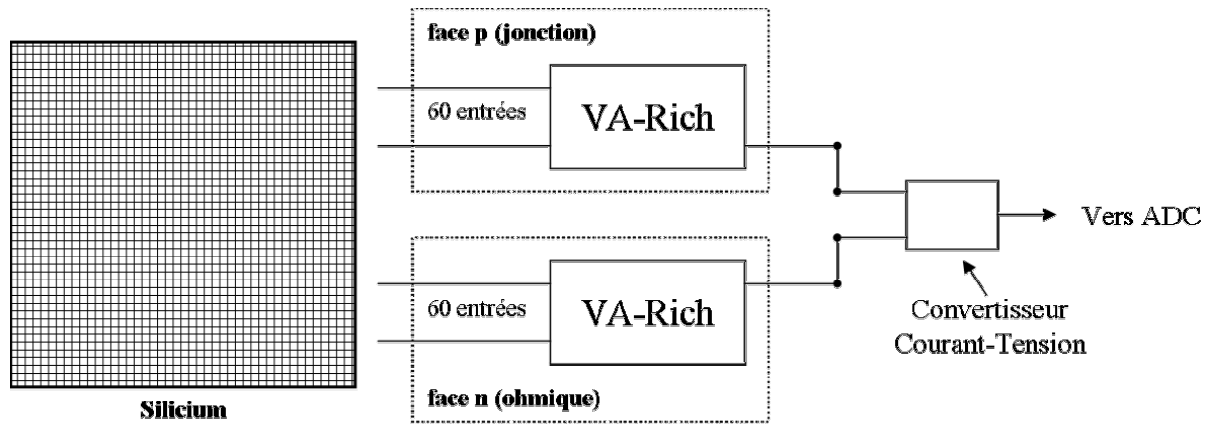


Fig. 4.14 Schéma général de connexion des puces.

La séquence de lecture du VA-Rich est décrite figure 4.15. Indépendamment d'un quelconque évènement, le préamplificateur et la mise en forme intègrent et dérivent la charge présente à l'entrée du canal. La présence d'une charge à l'entrée d'un canal se manifeste par la charge puis la décharge d'une capacité située après la mise en forme. L'utilisateur est responsable de transmettre au moment opportun (c'est-à-dire après la réception d'un signal trigger du photomultiplicateur et quand la charge des capacités est maximale) un signal commun à tous les canaux du VA-Rich (Hold) et empêchant la décharge de ces capacités. Ce signal ne sera désactivé qu'une fois les 60 voies de chaque face du silicium lues. La lecture des charges présentes sur les capacités des différents canaux se fait ensuite via le multiplexeur. Les signaux des 64 canaux du VA-Rich sont déposés tour à tour, par le multiplexeur, sur la voie de sortie au rythme d'une horloge extérieure (Clock).

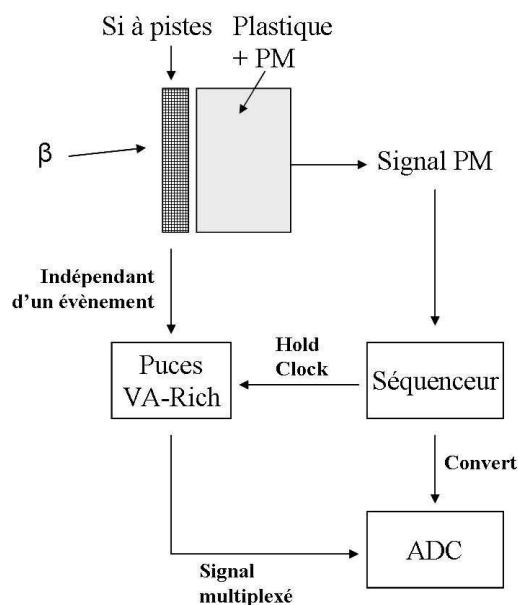


Fig. 4.15 Schéma simplifié de la lecture des puces.

Le séquenceur (module CAEN V551B) permet de générer et de contrôler les signaux nécessaires au fonctionnement de la puce. C'est lui qui, en particulier, génère le signal permettant de bloquer la décharge des capacités, impose le rythme de l'horloge extérieure et envoie l'ordre de conversion (Convert) aux ADC (module CAEN V550) quand un événement est détecté. Cette conversion rend le signal multiplexé lisible par le programme d'acquisition. De plus, c'est le séquenceur qui envoie les signaux fixant les constantes de temps des préamplificateurs et des mises en temps.

4.1.2.2 Mesure de l'énergie

Un plastique scintillant (type BC400 de chez Bicron [Bicron]) suivi d'un tube photomultiplicateur (XP4512B de chez Photonis [Photonis]) sera placé juste derrière le silicium afin de mesurer l'énergie des β . Il se présente sous la forme d'un cylindre de 110mm de diamètre et de 70mm de long.

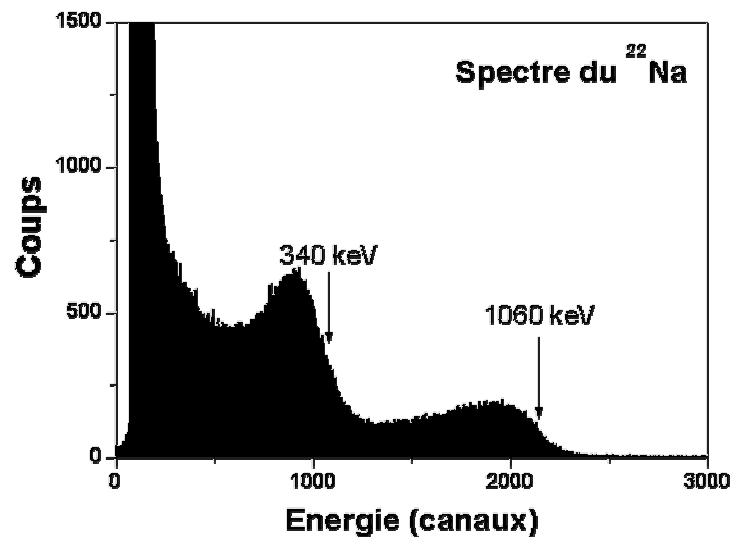


Fig. 4.16 Test du plastique scintillant avec une source ²²Na.

Ce plastique a été testé au moyen de plusieurs sources radioactives standard, en particulier du ²²Na (figure 4.16), dont la pente des fronts Compton nous renseigne sur la résolution en énergie du dispositif. Sur l'ensemble des mesures, une résolution de 10% a été trouvée.

Au niveau de la résolution en temps, le signal typique est légèrement plus rapide que celui issu d'une galette à microcanaux : elle est ici de l'ordre de 200 ps.

En résumé, pour la détection du β , les performances suivantes ont été obtenues :

- Efficacité de détection absolue : des simulations sont entreprises afin d'estimer la proportion de β qui vont rétrodiffuser et donc estimer cette efficacité de détection.
- Résolution en position : 1 mm
- Résolution en énergie : $\approx 10\%$
- Résolution en temps : 200 ps

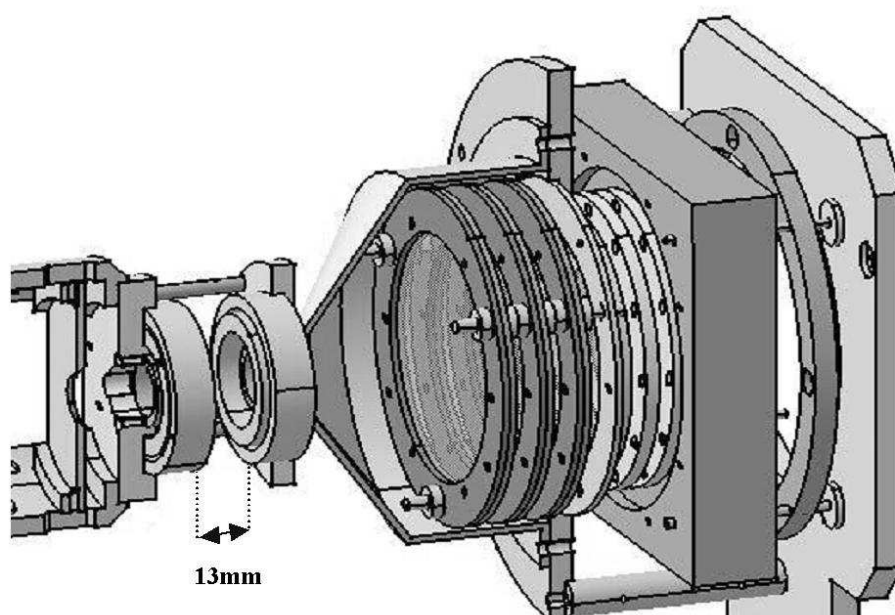
4.2 L'imagerie du nuage d'ions

Comme nous le verrons dans le chapitre 5, l'une des incertitudes systématiques sur la mesure du paramètre de corrélation angulaire β - v découlera de la taille, ou plus exactement de la distribution en position et en énergie (ou vitesse), du nuage d'ions piégés. Implicitement, lors de la reconstruction des trajectoires, nous supposerons que la décroissance a eu lieu au centre du piège, ponctuellement, ce qui, vu l'extension du nuage n'est pas exact. Nous précisons ce point dans le chapitre 5.

Deux techniques d'imagerie sont à l'heure actuelle envisagées. La première est basée sur la géométrie particulière du piège alors que la deuxième utilise les propriétés du piégeage par champ radiofréquence.

4.2.1 Imagerie basée sur la géométrie du piège

La géométrie du piège, c'est-à-dire 4 anneaux indépendants, nous permet d'envisager la possibilité d'obtenir des informations sur la distribution des ions dans le piège. Le principe en est le suivant : si on extrait le nuage du piège en appliquant des potentiels adaptés sur ces électrodes vers un détecteur sensible à la position et au temps de vol des ions (galette à microcanaux suivie de lignes à retard, figure 4.17), on peut, soit être sensible à la position des ions dans le nuage et insensible à leur vitesse ou, inversement, être sensible à leur vitesse et insensible à leur position.



*Fig. 4.17 Agrandissement de la zone : piège + détecteur d'imagerie.
Les anneaux 1 et 2 sont les anneaux intérieurs gauche et droite.
Les anneaux 3 et 4 sont les anneaux extérieurs gauche et droite.*

Commençons par l'imagerie de la distribution en vitesse du nuage d'ions.

Nous souhaitons dans ce cas être insensibles à la position des ions dans le piège : à une certaine vitesse dans le piège (V_x, V_y, V_z) et quelque soit la position doit correspondre un et un seul couple (T_d, Y_d, Z_d) sur le détecteur.

Par souci de rapidité de calcul, les simulations ont été effectuées en 2D : la dimension axiale (X) et une des deux dimensions radiales (Y). Bien évidemment, de part la géométrie du piège les deux dimensions radiales Y et Z sont équivalentes.

La première étape consiste à déterminer les tensions à appliquer sur les électrodes et la position du détecteur. Pour ce faire on éjecte du piège des ions répartis de façon discontinue dans l'espace sans vitesse initiale comme représenté sur la figure 4.18, à gauche. En balayant de façon systématique différentes tensions pour les anneaux 1, 3 et 4, on minimise la dispersion en position et en temps de vol de ce nuage à une distance donnée du piège : en définitive, on essaye de focaliser au mieux ce nuage dans le temps et dans l'espace (figure 4.18, à droite).

Les tensions obtenues pour la meilleure focalisation sont, respectivement pour V1, V3 et V4, 275 V, 242 V et 221 V, et, pour la position du détecteur par rapport au centre du piège : 76 mm.

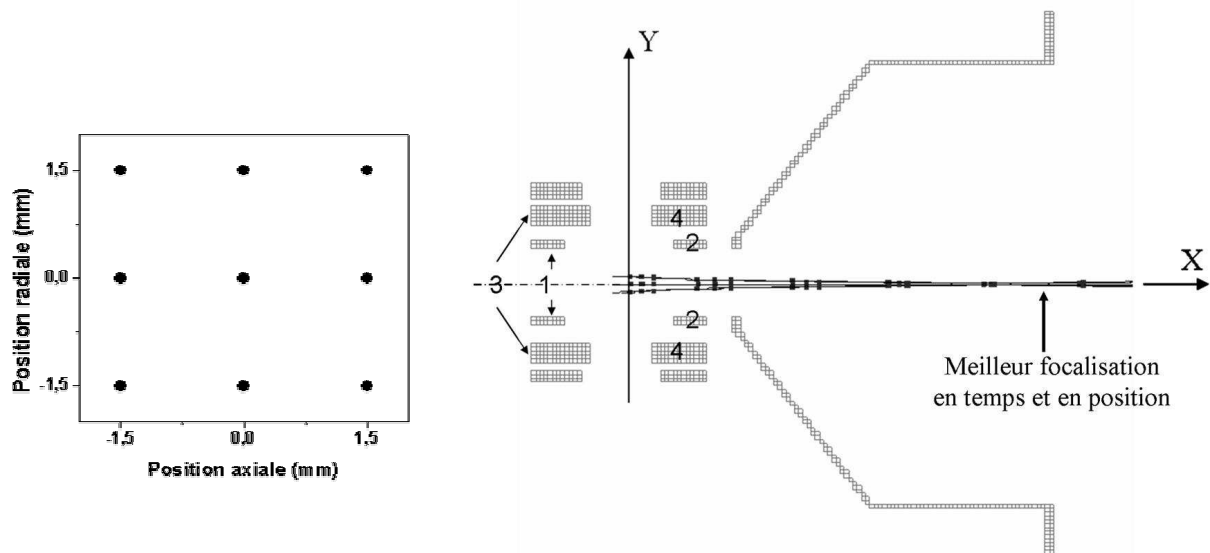


Fig. 4.18 Détermination des tensions et de la position du détecteur. A gauche, distribution en position des ions au centre du piège et à droite, simulation de leur trajectoire. Sur la trajectoire, les points sont des marqueurs en temps (toutes les 200 ns).

Maintenant que la position du détecteur d'imagerie est déterminée, il nous reste à simuler ces ions avec des vitesses initiales non nulles. Commençons par une distribution discrète de ces vitesses (figure 4.19 à gauche) et une distribution gaussienne des positions correspondant aux simulations des ions piégés ($\sigma_x = 0,6$ mm et $\sigma_y = 1,2$ mm).

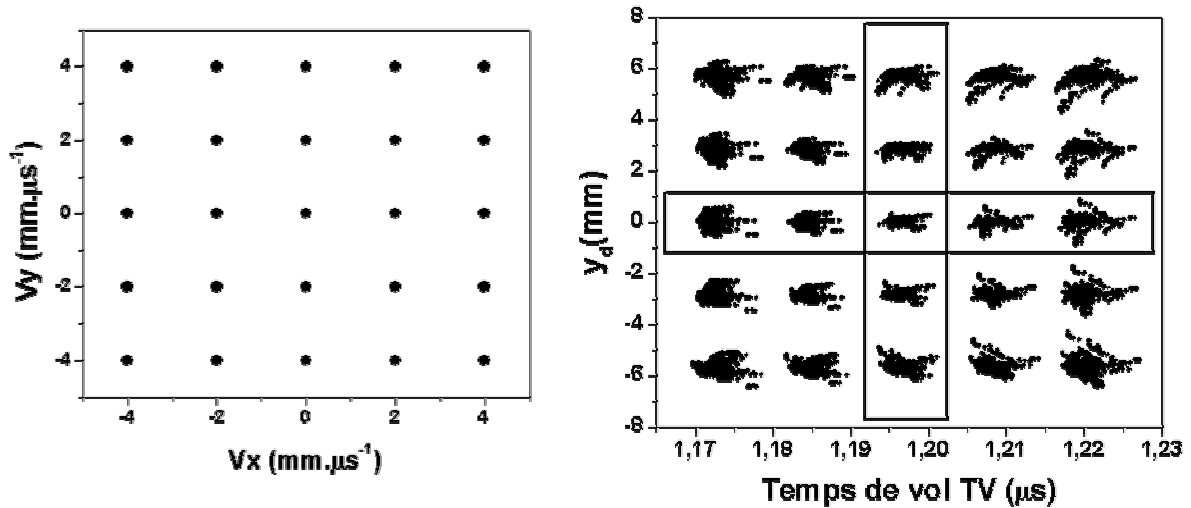


Fig. 4.19 A gauche : distribution en vitesse du nuage simulé.
A droite : image du nuage détecté dans l'espace (TV, Y_d) .

Sur la figure 4.19, à droite, nous remarquons tout d'abord que nous arrivons bien à discriminer les vitesses : à partir d'une distribution discrète dans l'espace (V_x, V_y) , nous obtenons une distribution discrète dans l'espace (TV, Y_d) . De plus, à la simple comparaison des figures ci-dessus, nous pouvons supposer que la relation $(V_x, V_y) = f(TV, Y_d)$ est linéaire. Si nous nous intéressons simplement à la dimension axiale et que nous traçons le temps de vol moyen en fonction de V_x et ceci pour les différentes vitesses V_y , nous obtenons bien une droite (figure 4.20).

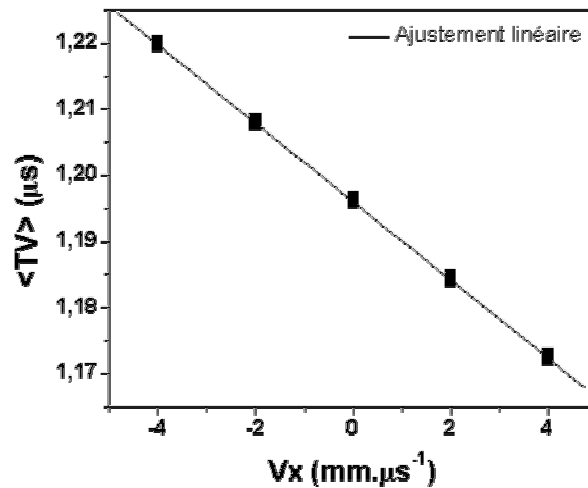


Fig. 4.20 Loi de transformation $\langle TV \rangle = f(V_x)$.

Nous avons donc une relation linéaire simple qui lie le temps de vol et la position sur le détecteur aux vitesses dans le piège de Paul.

En faisant des coupes selon les deux rectangles représentés sur la figure 4.19, nous obtenons la résolution que nous pouvons attendre d'une telle mesure. Si là encore, nous ne nous intéressons qu'à la dimension axiale, nous obtenons la figure 4.21, c'est-à-dire la distribution en temps sur le détecteur pour chacune des vitesses axiales.

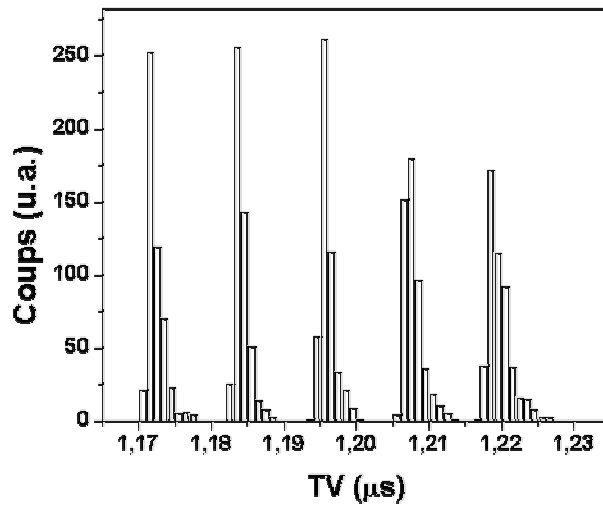


Fig. 4.21 Résolution en temps pour $Y_d = 0$.

En procédant de la même manière pour la dimension radiale, nous obtenons les résolutions suivantes :

$$\sigma_{v_x} = 0,23 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$$

$$\sigma_{v_y} = \sigma_{v_z} = 0,14 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$$

Regardons maintenant ce que nous obtenons si nous simulons l'imagerie des vitesses à partir de distributions réalistes en position et en vitesse pour le nuage d'ions, c'est-à-dire des gaussiennes de largeurs données par les simulations, soit :

$$\sigma_x = 0,6 \text{ mm et } \sigma_y = 1,2 \text{ mm}$$

$$\sigma_{v_x} = 1,2 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1} \text{ et } \sigma_{v_y} = 1 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$$

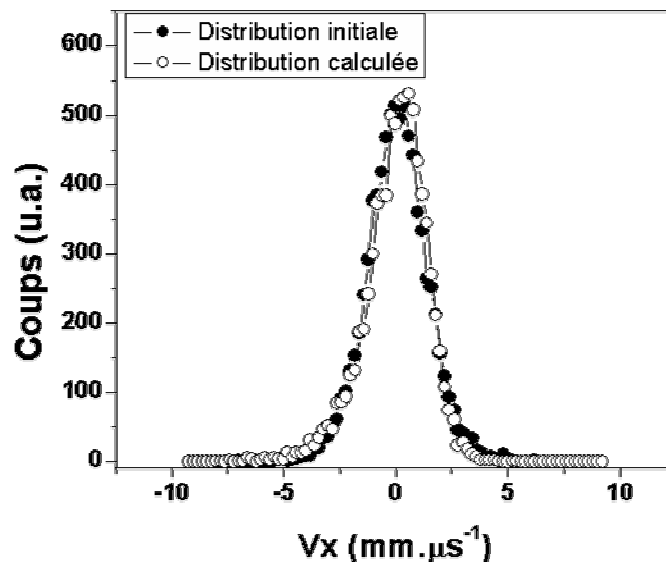
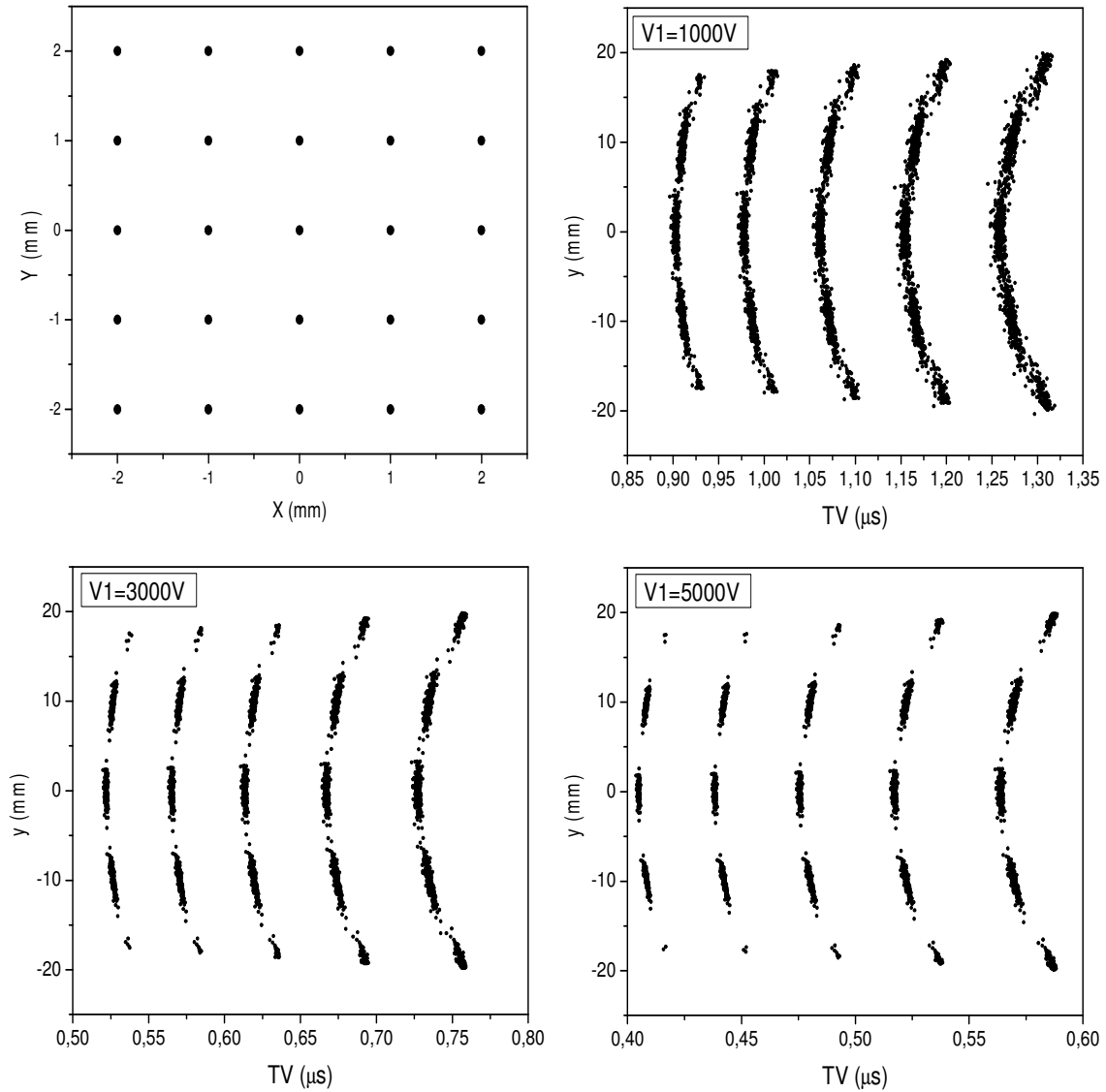


Fig. 4.22 Imagerie des vitesses d'un nuage réaliste.

Au vu des résultats obtenus (figure 4.22), nous pouvons penser que l'imagerie des vitesses des ions piégés sera réalisable.

Regardons maintenant ce qu'il en est de l'imagerie des distributions en position des ions dans le piège. Ici, nous gardons la position du détecteur telle qu'elle a été trouvée pour l'imagerie des vitesses soit 76 mm. Pour s'affranchir des vitesses, nous devons éjecter les ions en appliquant sur les électrodes 1 et 3 des tensions bien supérieures aux vitesses des ions dans le piège. En fait, c'est la tension appliquée sur l'électrode 1 qui a la plus grande influence : plus cette tension est élevée, plus la focalisation en temps et en position sur le détecteur est bonne (figure 4.23).

Cette simulation a été effectuée avec une distribution discrète en position (figure 4.23 en haut à gauche) et une distribution gaussienne des vitesses ($\sigma_{v_x} = 1,2 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ et $\sigma_{v_y} = 1 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$).



*Fig. 4.23 En haut à gauche : position initiale des ions simulés.
De haut en bas et de gauche à droite : positions dans l'espace (TV, Y_d)
des ions éjectés pour différentes tensions sur l'anneau 1.*

Parallèlement à la meilleure focalisation, des ions sont perdus, en particulier ceux qui ont les positions les plus extrêmes dans le piège. Il y aura donc un compromis à trouver entre améliorer la focalisation donc la résolution et limiter les pertes.

Nous pouvons remarquer que la relation qui lie les positions dans le piège (X, Y) à ce qui va être effectivement mesuré, soit le couple (TV, Y_d) , n'est pas aussi simple que dans le cas de l'imagerie des vitesses. La distribution dans l'espace (TV, Y_d) est déformée : dans cette configuration là, nous ne nous affranchissons pas complètement des vitesses.

De manière générale, nous pouvons conclure que les simulations ont démontré la faisabilité d'une telle caractérisation du nuage d'ions. Certains points, en particulier, pour l'imagerie des positions, la relation qui lie les observables (TV, Y_d, Z_d) aux positions dans le nuage, restent à déterminer. Malgré tout, nous pouvons noter ici que, de par son principe, cette méthode ne nous permettra pas d'obtenir des informations sur les corrélations entre les distributions en vitesse et en position. Elle nous permet simplement, à un instant donné, d'imager l'une ou l'autre des deux distributions.

4.2.2 Imagerie basée sur les propriétés du piégeage

Deux autres techniques, complémentaires à la précédente sont aussi envisagées. Tout comme pour la précédente, elles n'ont pas encore été testées expérimentalement. Ces dernières nous permettront d'imager l'énergie ainsi que la fréquence du macromouvement du nuage d'ions piégés. A la différence de la technique présentée précédemment, ce sont ici les propriétés du piégeage par champ radiofréquence et non pas la géométrie particulière de notre piège qui est utilisée.

Comme nous l'avons vu § 2.1.2.2, l'approche due à Major et Dehmelt permet d'estimer les caractéristiques de piégeage en terme de puits de potentiel. Le point de départ de cette approche consiste à ne prendre en compte que les deux fréquences les plus basses du mouvement. Rappelons que les fréquences des différentes harmoniques sont données par $\omega_n = \frac{(2n \pm \beta)\omega}{2}$ et que les fréquences les plus basses sont :

$$\omega_{mac} = \frac{\beta \omega}{2}$$

$$\omega_{mic} = \left(1 - \frac{\beta}{2}\right)\omega$$

Le mouvement global d'un ion selon chaque axe peut être vu comme étant la superposition de deux mouvements indépendants : un micromouvement oscillant à une fréquence proche de celle du champ radiofréquence et un macromouvement ou mouvement séculaire de plus basse fréquence (figure 4.24). La mesure de la fréquence du macromouvement permet de connaître l'extension spatiale du nuage.

Pour déterminer la fréquence du macromouvement, une excitation dipolaire est appliquée sur les anneaux extérieurs ou sur les anneaux intérieurs si la superposition avec le potentiel radiofréquence est possible. Quand la fréquence de l'excitation dipolaire est égale à celle du macromouvement, le nuage d'ions entre en résonance : il n'y a alors plus de piégeage et tous les ions sont perdus [Wang93]. En 'scannant' en fréquence dipolaire et en comptant, pour chaque pas, le nombre d'ions encore présent dans le piège, nous pouvons déterminer la fréquence du macromouvement et donc l'extension spatiale du nuage d'ions.

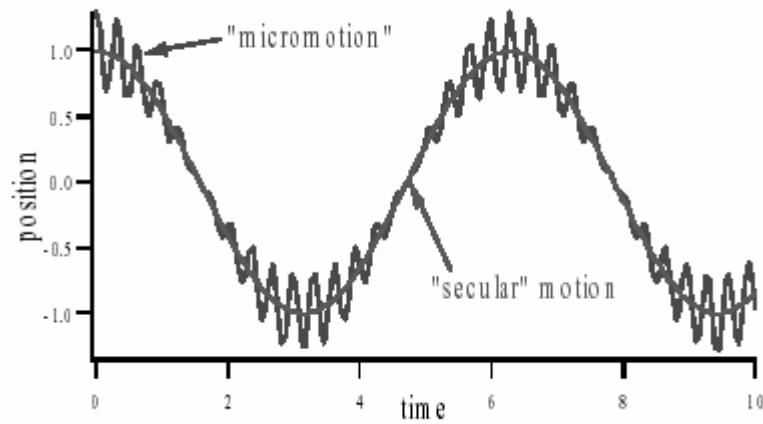


Fig. 4.24 Représentation du mouvement d'un ion dans un champ radiofréquence au cours du temps.

En ce qui concerne l'imagerie en énergie, l'expression du puits pseudo potentiel (équation 4.1) nous montre qu'à paramètre de Mathieu q_r constant, il dépend linéairement de l'amplitude du champ radiofréquence.

$$\bar{D}_r = \frac{\bar{D}_z}{2} = \frac{eV^2}{4mr_0^2\omega^2} = \frac{q_r V}{8} \quad (4.1)$$

En réduisant régulièrement cette amplitude et en comptant, pour chaque pas, le nombre d'ions encore présent dans le piège, nous pouvons reconstruire la distribution en énergie du nuage d'ions.

Les deux techniques d'imagerie présentée ci-dessus permettront grâce à deux moyens totalement différents d'obtenir des informations sur les distributions en position et en énergie du nuage d'ions. A l'heure actuelle, les simulations montrent que ces deux techniques semblent adaptées et réalisables : il reste à les valider expérimentalement.

Chapitre 5

L'expérience Hélium-6

Dans ce chapitre, nous allons discuter différents points concernant l'expérience finale réalisée avec les ions ${}^6\text{He}^+$. Tout d'abord, à partir des résolutions des détecteurs et des caractéristiques du nuage d'ions piégés obtenus précédemment, nous allons donner une estimation des incertitudes systématiques attendues. Grâce aux différentes mesures de transmission qui ont été effectuées, en particulier celle du quadripôle radiofréquence, et de l'efficacité de piégeage du piège de mesure, la mise en temps générale a pu être établie. Dans ce paragraphe, nous présenterons à la fois la synchronisation temporelle d'un cycle complet de mesure mais aussi la durée optimale de ce cycle. Nous terminerons ce chapitre en déduisant, à partir de la statistique souhaitée, le temps faisceau nécessaire à la réalisation de cette expérience.

5.1 Estimation des incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques proviendront principalement de deux sources différentes : la première est liée au dispositif de détection, à la résolution en temps et en position des détecteurs utilisés. La deuxième provient du dispositif expérimental lui-même, c'est-à-dire d'une part, la source des décroissances, le nuage d'ions, qui a une extension en position et en énergie et d'autre part, le champ radiofréquence qui va perturber la trajectoire des ions de recul. Les deux paramètres qui vont être effectivement mesurés sont, le temps de vol de l'ion de recul donc son énergie, et la position des particules (β et recul) sur les détecteurs donc l'angle relatif β -recul, φ . Estimons maintenant les incertitudes sur la mesure de ces paramètres.

5.1.1 Incertitudes liées au dispositif de détection

Incertitude sur la mesure de l'impulsion de l'ion de recul :

L'énergie de l'ion de recul est obtenue à partir de la mesure de son temps de vol. La résolution en temps sur les deux détecteurs est meilleure qu'une nanoseconde d'où une incertitude relative qui sera au maximum de 0,2 % (pour les temps de vol les plus courts soit 0,47 μs). L'incertitude relative sur l'impulsion est donc de :

$$\frac{\sigma_{pr}}{pr} = \frac{\sigma_V}{V} = \frac{\sigma_t}{t} \leq 0,2 \%$$

Incertitude sur la mesure de l'angle relatif électron – recul :

Dans le chapitre 4, nous avons vu que la position des particules sur les détecteurs est obtenue avec une précision de 1 mm pour le β et de l'ordre de 0,1 mm pour le recul.

Avec une distance entre chaque détecteur et le piège de 100 mm, nous obtenons (cf. figure 5.1) une incertitude absolue sur l'angle σ_φ de :

$$\sigma_\varphi \approx \frac{1+0,1}{100} = 0,011 \text{ rad} = 0,63^\circ$$

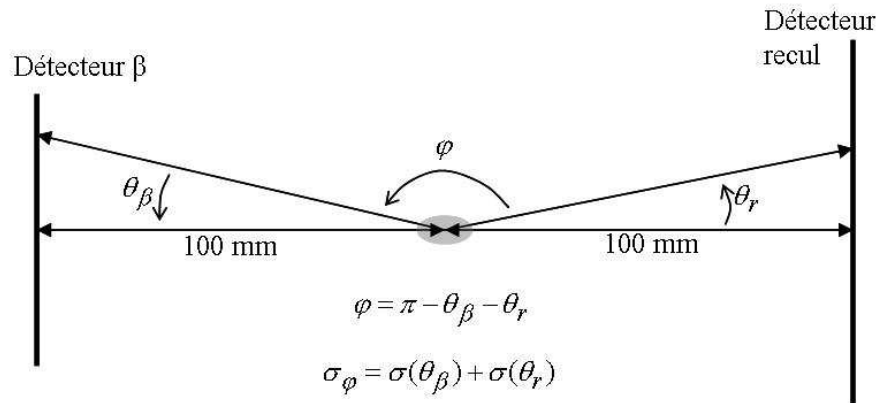


Fig. 5.1 Détermination de l'incertitude sur la mesure de φ .

Ceci conduit à une incertitude relative de 0,4 % pour les angles électron – recul les plus petits ($150^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$).

5.1.2 Incertitudes liées au piégeage

Dans le piège de Paul de mesure, le nuage d'ions n'est pas ponctuel : les simulations nous permettent d'obtenir les dispersions typiques d'un tel nuage. Les valeurs données ci-dessous sont celles qui sont atteintes après thermalisation du nuage d'ions.

$$\sigma_E = 0,1 \text{ eV}$$

$$\sigma_{\text{radial}} = 1,2 \text{ mm}$$

$$\sigma_{\text{axial}} = 0,6 \text{ mm}$$

L'incertitude sur la mesure de l'impulsion de l'ion de recul est liée à la distribution en énergie donc en vitesse, du nuage d'ions. L'incertitude relative maximale s'élève à 3,6 %.

L'incertitude sur la mesure de l'angle β -recul quant à elle, est liée à l'extension spatiale du nuage. Cette incertitude absolue est de l'ordre de 2° ce qui nous donne une incertitude relative maximale de 1,3 %.

5.1.3 Résumé des incertitudes attendues

Dans le tableau 5.1, à titre de comparaison, nous avons résumé les différentes incertitudes présentées ci-dessus.

	Incertitudes liées	
	au dispositif de détection	au piégeage
Angle β -recul	$\frac{\sigma_{\varphi}}{\varphi} \leq 0,4\%$	$\frac{\sigma_{\varphi}}{\varphi} \leq 1,3\%$
Temps de vol	$\frac{\sigma_{pr}}{pr} \leq 0,2\%$	$\frac{\sigma_{pr}}{pr} \leq 3,6\%$

Tableau 5.1 Récapitulatif des incertitudes attendues.

Les incertitudes systématiques liées au piégeage sont largement supérieures à celles liées à la résolution des détecteurs. Ceci implique la nécessité de connaître avec la plus grande précision les distributions des ions dans le nuage et justifie donc les simulations effectuées pour tenter de l'imager en position et en vitesse. Lors de l'analyse, dont la procédure reste à déterminer, les distributions des ions dans le nuage pourront être intégrées tout comme les fonctions de réponse du système de détection.

5.2 Mise en temps

Regardons maintenant en détail la façon dont nous allons procéder pour effectuer la mesure. Le signal sur lequel toute la synchronisation temporelle est effectuée, est celui qui est envoyé au regroupeur pour extraire les ions du quadripôle (figure 5.2). La période à laquelle les ions seront extraits du quadripôle va être déterminée par la suite. La première étape consiste à synchroniser les deux électrodes de remise à la masse à ce signal d'extraction, c'est-à-dire s'assurer que, quand ces deux électrodes passent à 0V, le paquet d'ions est bien situé en leur centre. Sous cette condition, les ions sont bien ralentis. Après cette étape, les ions ont une énergie de l'ordre de 100 eV, énergie adaptée pour une injection efficace dans le piège de mesure. Il reste maintenant à synchroniser la tension de focalisation sur l'anneau A3, la tension d'arrêt sur l'anneau A4 et l'application du champ radiofréquence sur les anneaux A1 et A2 pour piéger les ions.

Les ions seront injectés dans le quadripôle radiofréquence de façon continue à une intensité de l'ordre de $3 \cdot 10^8$ particules/s, soit 48 pA et à une énergie de l'ordre de 30 keV. Durant l'expérience LIMBE, décrite dans le chapitre 2, une étude du nombre d'ions piégés dans le quadripôle en fonction du temps et de l'intensité du faisceau a été effectuée et a conduit aux résultats suivants : ce nombre d'ions augmente jusqu'à atteindre une saturation qui dépend de l'intensité du faisceau incident. La figure 5.3, déjà présentée et discutée précédemment (cf. § 2.6.4), conduit à un nombre d'ions par paquet extrait de $4,5 \cdot 10^5$. Pour le même système à un courant incident de seulement 50 pA au lieu de 75 pA pour la mesure présentée, nous devons atteindre environ $3 \cdot 10^5$ ions/paquet. Bien qu'en ${}^6\text{He}^+/\text{H}_2$ nous ayons moins de pertes par chauffage radiofréquence qu'en ${}^4\text{He}^+/\text{H}_2$, nous prendrons cette valeur de $3 \cdot 10^5$ ions/paquet pour estimer le temps faisceau nécessaire.

Dans le chapitre consacré au piège de Paul de mesure (§ 3.2.2), nous avons vu qu'il fallait un temps de l'ordre de 30 ms pour que le nuage d'ions soit thermalisé. Avant de mesurer les

coïncidences ou d'imager le nuage, nous attendrons ce temps et ceci afin d'avoir un nuage d'ions plus froid et plus petit, ce qui limitera les sources d'incertitudes systématiques liées au nuage.

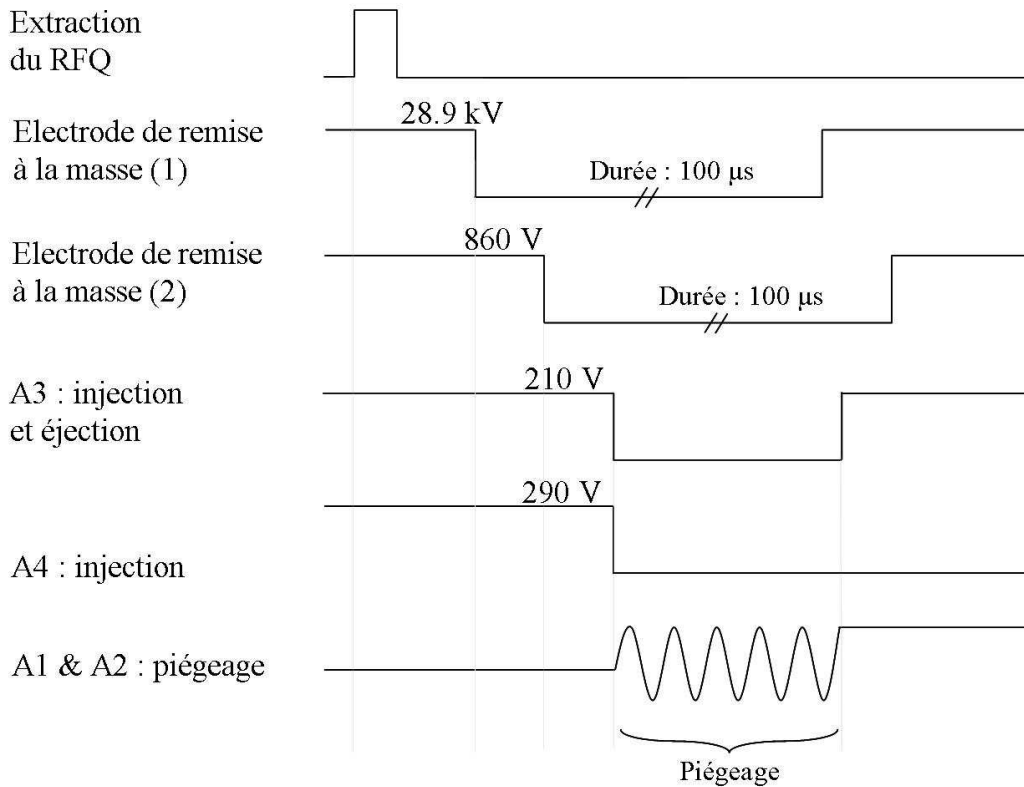


Fig. 5.2 Chronogramme de piégeage général. L'anneau A3 est utilisé pour l'extraction des ions piégés vers le détecteur d'imagerie.

Estimons maintenant la durée optimale du cycle total : pour ce faire, il suffit en quelque sorte de « moyenner » l'activité du nuage piégé au cours du temps (équation 5.1).

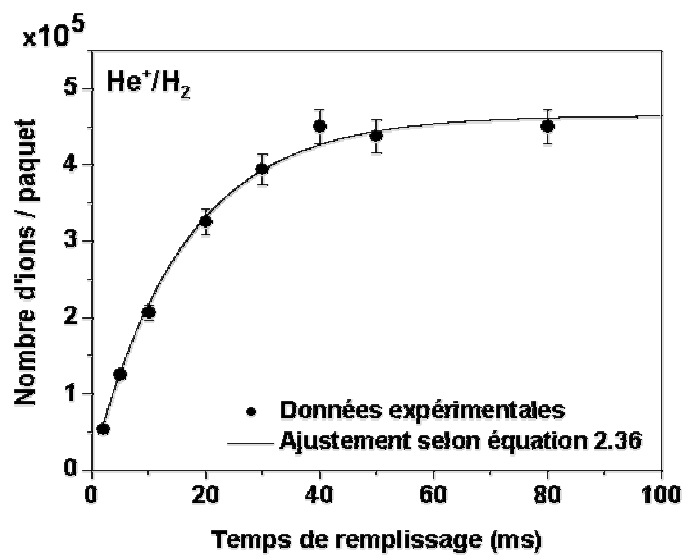


Fig 5.3 Nombre d'ions par paquet extrait. Courant incident : 75 pA.

Le temps au bout duquel cette activité moyenne $\langle A(t) \rangle$ est maximale nous donnera la durée optimale du cycle global de la mesure.

$$\langle A(t) \rangle = \frac{\int_{t_{\min}}^t A(t) dt}{t} \quad (5.1)$$

L'activité n'est pas intégrée à partir de 0 mais à partir d'un temps, noté t_{\min} , de 30 ms. C'est le temps de stabilisation, de thermalisation du nuage d'ions.

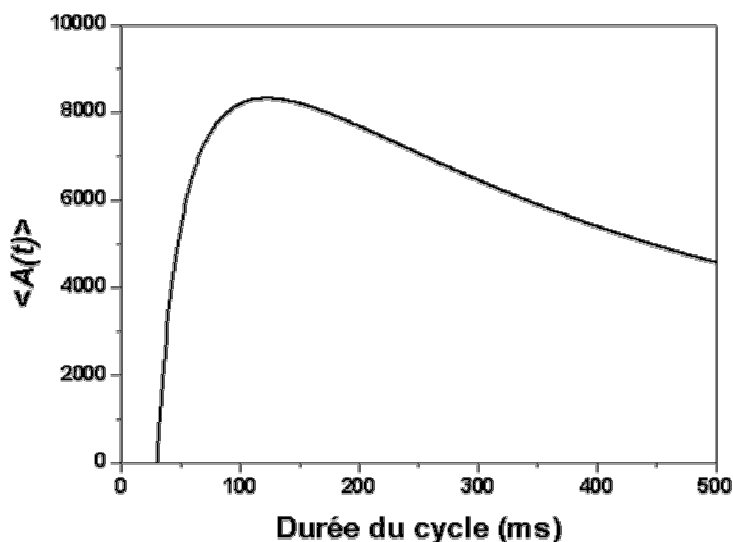


Fig. 5.4 Activité moyenne du piège.
 Nombre d'ions en chaque début de cycle : 20000.
 Période : $T_{1/2} = 808$ ms. Temps de vie des ions piégés : $\tau = 200$ ms.

L'activité moyenne du nuage d'ions, présentée figure 5.4, atteint son maximum, de l'ordre de 8500 décroissances par seconde, au bout de 120 ms. C'est ce temps qui sera choisi pour la durée du cycle total de la mesure.

5.3 Statistique

On vient donc de voir que l'activité moyenne sera de 8500 désintégrations par seconde. En prenant en compte l'angle solide couvert par les détecteurs (tableau 5.2) et le fait que la distribution des événements n'est pas isotrope, nous arrivons à une efficacité de détection de 5,4 %. Notons que pour une distribution isotrope des événements, l'efficacité de détection n'est que de 1 %. En tenant compte de l'efficacité de détection du détecteur de recul (de l'ordre de 50 %), nous aboutissons à environ 20 événements détectés par seconde.

	Angle solide	
	Stéradian	Pourcentage de 4π
Détecteur du recul ($\phi 80\text{mm}$)	0,45	3,6 %
Détecteur du β (60mm x 60mm)	0,33	2,7 %

*Tableau 5.2 Angle solide des détecteurs du recul et du β .
Ils sont tous deux placés à 100 mm du centre du piège.*

Si nous souhaitons atteindre une statistique de $7 \cdot 10^6$ évènements, statistique requise pour une incertitude relative de 5 ‰ sur le paramètre de corrélation angulaire [Del02], un temps de faisceau de l'ordre de 6 jours est nécessaire.

Conclusions et perspectives

L'expérience de mesure du paramètre de corrélation angulaire β - ν est maintenant en cours depuis 6 ans au LPC : durant les trois premières années, un travail essentiellement de simulation a été effectué. Elles concernaient à la fois des aspects généraux de l'expérience finale, en particulier l'estimation de la statistique nécessaire à l'obtention d'une erreur de 5 % sur le paramètre a mais aussi la définition des géométries du quadripôle radiofréquence ainsi que du piège de Paul de mesure. Durant ces trois dernières années, c'est au contraire un travail essentiellement expérimental qui a été effectué : la caractérisation, l'optimisation du fonctionnement du quadripôle radiofréquence à gaz tampon mais aussi du piège de Paul de mesure ont été réalisés.

- Le quadripôle radiofréquence a été de nombreuses fois modifié afin d'améliorer ses performances. Il est désormais dans sa configuration optimale et nous permet de refroidir, de thermaliser un faisceau d'ions de basse énergie (jusqu'à 40 keV) et de grande émittance (jusqu'à 80π .mm.mrad). Le refroidissement d'ions aussi léger que ${}^4\text{He}^+$ en utilisant du dihydrogène comme gaz tampon est donc réalisable et ceci avec une transmission tout à fait raisonnable (5 à 10 %). Des transmissions de l'ordre de 15% (Li^+/H_2) à plus de 50 % (K^+/H_2) ont d'ailleurs été observées. L'émittance longitudinale est au mieux de 0,2 eV. μs et le nombre d'ions par paquet extrait s'élève à plusieurs millions.

Parallèlement à ces tests, la caractérisation du piège de Paul de mesure et du système de détection a été entreprise.

- Le piège de Paul avec sa géométrie complètement ouverte a été testé avec différents types d'ions issus du quadripôle. Afin de se mettre dans des conditions proches de ce qu'elles seront lors de l'expérience finale avec les ions ${}^6\text{He}^+$, les mesures les plus nombreuses ont été effectuées avec des ions ${}^6\text{Li}^+$: nous pouvons piéger jusqu'à 2.10^4 ions avec une efficacité de l'ordre de 20 %. Ces valeurs sont tout à fait compatibles avec ce que donnent les simulations.
- Les détecteurs du β et du recul ont eux aussi été caractérisés. La procédure de test du détecteur de recul a été établie et validée à partir d'un détecteur plus petit (DLD40) que celui qui sera utilisé lors de l'expérience finale (DLD80). La caractérisation du détecteur du β , quand à elle, est toujours en cours. Jusqu'à présent, les performances de ces détecteurs sont tout à fait compatibles avec ce qui est attendu et ne limiteront pas la précision de la mesure.

Aujourd'hui, été 2004, le quadripôle radiofréquence est en place sur la ligne LIRAT auprès de la source SPIRAL. La poursuite sur place des tests avec la source à ionisation de surface a permis de confirmer son bon fonctionnement. La ligne LIRAT étant une nouvelle ligne au GANIL, du temps faisceau a été demandé afin de la tester : lors de ces tests, le faisceau a été injecté dans le quadripôle, ce qui nous a permis de vérifier son fonctionnement avec des ions réellement issus de SPIRAL. Ces tests ont été effectués avec un faisceau stable d'ions ${}^{16}\text{O}^+$ à 12,7 keV : malgré les nombreux polluants alors présents dans le quadripôle, une transmission de 6 % a été obtenue avec un paquet d'ions ayant une largeur temporelle de l'ordre de 200 ns. Ces performances, assez moyennes comparativement aux résultats obtenus au LPC, sont principalement dues aux conditions expérimentales qui n'étaient pas optimales

Conclusions et perspectives

(présence de polluants, faisceau trop intense...). D'autres tests en faisceau stable sont d'ores et déjà programmés afin de confirmer le bon fonctionnement du quadripôle radiofréquence. Le piège de Paul tridimensionnel est lui aussi en place auprès du quadripôle. Des tests visant à mesurer et à améliorer l'efficacité de piégeage ainsi que le temps de vie des ions piégés sont toujours en cours.

Au niveau expérimental, il reste encore à valider les différentes techniques d'imagerie du nuage d'ions. Elles sont pour l'instant au stade de simulations et devraient permettre de remonter aux distributions en énergie et en position des ions dans le piège.

Au niveau des simulations concernant l'expérience finale, la procédure avec laquelle, à partir des spectres expérimentaux, nous remonterons à la valeur du paramètre de corrélation angulaire, reste à être déterminée.

L'autorisation d'utilisation de faisceaux radioactifs dans la ligne LIRAT devrait être accordée d'ici la fin de l'année 2004. Dès lors, les premiers tests du quadripôle et du piège de mesure avec un faisceau radioactif pourront être effectués. L'expérience finale quant à elle, c'est-à-dire l'utilisation d'un faisceau d'ions ${}^6\text{He}^+$ pour la mesure des coïncidences β -recoil, a d'ores et déjà été acceptée (cf. la proposition d'expérience en annexe). Cette expérience peut être envisagée au cours du premier semestre 2005.

Bibliographie

- [Ade99] E.G. Adelberger et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 1299 (1999)
- [Allen59] J.S. Allen et al., Phys. Rev. **116**, 134 (1959)
- [Ban03] Ban et al., Proceedings of the APAC2001, Hyp. Int. **146/147**, 259 (2003)
- [Ban04] Ban et al., Nucl. Instr. And Meth. A **518**, 712 (2004)
- [Bas03] B. Bastin, Rapport de stage T.E.R. (2003)
- [Beck03] M. Beck et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B **204**, 521 (2003)
- [Behr01] J. Behr, communication personnelle
- [Bicron] Site internet officiel du constructeur, www.bicron.com
- [Blaum03] K. Blaum et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B **204**, 478 (2003)
- [Boo84] A.I. Boothroyd, J. Markey et P. Vogel, Phys. Rev. C **29**, 603 (1984)
- [Bro86] L.S. Brown et G. Gabrielse, Rev. Mod. Phys. **58**, 233 (1986)
- [Canberra] Site internet officiel du constructeur, www.canberra.com
- [Car63] T.A Carlson, Phys. Rev. **132**, 2239 (1963)
- [Chu98] S. Chu, Rev. Mod. Phys. **70**, 687 (1998)
- [Coh98] C.N. Cohen-Tannoudji, Rev. Mod. Phys. **70**, 707 (1998)
- [Dahl00] D.A. Dahl, "Simion 3D V7.0, Idaho National Engineering Laboratory" (2000)
- [Dan95] H. Danared, Electron cooling for atomic physics, Phys. Scr. **T59**, 121 (1995)
- [Dar04] Darius et al., accepté par Rev. Sci. Instrum. (2004)
- [Daw95] P.H. Dawson, *Quadrupole mass spectrometry and its applications*, American Institute of Physics, Elsevier Scientific Publishing Company, NewYork (1995)
- [Deh67] H.G. Dehmelt, Adv. At. Mol. Opt. Phys., **3**, 53 (1967)
- [Del02] P. Delahaye, Thèse de doctorat, Université de Caen, 2002
- [Dou92] D.J. Douglas et J.P. French, J. Am. Soc. Mass Spectrom. **3**, 398 (1992)
- [Dur04] D. Durand, en préparation

Bibliographie

- [Ego97] V. Egorov et al., Nucl. Phys. A **621**, 745 (1997)
- [Fra01] G.W. Fraser, Int. J. Mass Spectrom. **215**, 13 (2001)
- [Gam36] G. Gamow et E. Teller, Phys. Rev. **49**, 895 (1936)
- [Gao84] R.S. Gao et al., Rev. Sci. Instrum. **55**, 1756 (1984)
- [Gho95] P.K. Gosh, *Ion traps*, Oxford University Press, Grande Bretagne (1995)
- [Glü98] F. Glück, Nucl. Phys. A **628**, 493 (1998)
- [Gold58] M. Goldhaber et al., Phys. Rev. **109**, 1015 (1958)
- [Gore00] A. Gorelov et al., Hyp. Int. **127**, 373 (2000)
- [Gre00] W. Greiner et B. Müller, *Gauge theory of weak interactions*, Springer (2000)
- [Gri87] D. Griffiths, *Introduction to elementary particles*, Harper & Row, New York, (1987)
- [Hen01] S. Henry, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, 2001
- [Herb04] M.S. Herbane, E. Liénard et al., en préparation
- [Her03] F. Herfurth, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B **204**, 587 (2003)
- [INFICON] Site internet officiel du constructeur, www.inficon.com
- [Itano95] W.M. Itano et al., *Cooling Methods in Ion Traps*, Phys. Scr. **T59**, 106 (1995)
- [Jack57] J.D. Jackson, S.B. Treiman et H.W. Wyld Jr, Phys. Rev. **106**, 517 (1957)
- [John63] C.H. Johnson, F. Pleasonton et T.A. Carlson, Phys. Rev. **132**, 1149 (1963)
- [Kim91] M. Kimura, N.F. Lane, Phys. Rev. A **44**, 259 (1991)
- [Lee56] T.D. Lee et C.N. Yang, Phys. Rev. **105**, 1671 (1956)
- [LIRAT] G. Auger et A. Peghaire, dans Nouvelles du Ganil, Vol. 68, 2001
- [Maj68] F.G. Major et H.G. Dehmelt, Phys. Rev. **170**, 91 (1967)
- [Mas73] E.A. Mason et E.W. McDaniel, *The mobility and diffusion of ions in gases*, John Wiley & Sons, New York, 1973
- [Mer03] A. Mery, Rapport de DEA, Université de Caen, 2003
- [Moo98] R.B. Moore, *Buffer gas cooling of ion beams*, 1998

Bibliographie

- [Nie01] A. Nieminen et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **469**, 244 (2001)
- [Obe97] J.Oberheide et al., Meas. Sci. Tech. **8**, 351 (1997)
- [Pau90] W. Paul, Rev. Mod. Phys. **62**, 531 (1990)
- [Phil98] W.D. Phillips, Rev. Mod. Phys. **70**, 721 (1998)
- [Photonis] Site internet officiel du constructeur, www.photonis.com
- [Roe] Manuel d'utilisation du détecteur 'Gallettes à microcanaux et anodes à retard'
<http://www.roentdek.com>
- [Sch89] Schauer et al., J.Chem.Phys **91**, 4593 (1989)
- [Scielzo03] N. Scielzo, Thèse de doctorat, Université de Californie, Berkeley, 2003
- [Scielzo04] N. Scielzo et al., Phys. Rev. Lett. **93** (2004)
- [Sik03] G. Sikler et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B **204**, 482 (2003)
- [SPIRAL] Site internet du GANIL, www.ganil.fr/spiral/index.html
- [Stra78] Chr. Stratowa, R. Dobrozemsky et P. Weinzierl, Phys. Rev. D **18**, 3970 (1978)
- [Tar03] M.Tarisien, Thèse de doctorat de l'Université de Caen (2003)
- [Toa02] C. Toader et al., Nucl. Phys. A **701**, 184 (2002)
- [VanH00] P. Van Hove, Thèse de doctorat de l'Université de Louvain, 2000
- [VdM85] S. van der Meer, Rev. Mod. Phys. **57**, 689 (1985)
- [Vie95] L.A. Viehland et E.A. Mason, At. Data and Nuc. Data Tables **60**,37 (1995)
- [Vil01] Villari A.C.C. and the SPIRAL group, Nucl. Phys. A **693**, 465 (2001)
- [Wang93] Y. Wang et al., Int. J. Mass Spectrom. **124**, 125 (1993)
- [Win67] D.J. Wineland, Wayne M. Itano, et R.S. VanDyck, Adv. At. Mol. Opt. Phys., **19**, 135 (1983)
- [WS59] R.F. Wuerker, H. Shelton, R.V. Langmuir, J. Appl. Phys. **30**, 342 (1959)
- [Wu57] C.S. Wu et al., Phys. Rev. **105**, 1413 (1957)

Annexe

Proposition d'expérience soumise et acceptée au PAC GANIL de Novembre 2003.

Proposal for an experiment at GANIL
(November 2003)

Measurement of the $\beta - \nu$ angular correlation coefficient in the β decay of ${}^6\text{He}$

G. Ban[§], G. Darius[§], P. Delahaye^{§¶}, D. Durand[§], X. Fléchar[§],
M. Herbane[§], M. Labalme[§], E. Liénard[§], F. Mauger[§], A. Méry[§],
O. Naviliat-Cuncic[§]

[§] *Laboratoire de Physique Corpusculaire, Caen, France*
[¶] *CERN-ISOLDE, Geneva, Switzerland*

Abstract

We propose a new and more precise measurement of the $\beta - \nu$ angular correlation parameter, a , in the β decay of ${}^6\text{He}$. The experiment uses innovative trapping and coincidence techniques.

1 The physics case

In the framework of the Standard Model, weak processes such as β decay are described in terms of vector (V) and axial (A) couplings. However, Lorentz invariance allows other couplings such as scalar (S), pseudo-scalar (P) or tensor (T). As these are forbidden in the context of the Standard Model, the observation of such exotic couplings would provide hints of new physics and as such, they are actively searched either in high energy processes near colliders [1] or at low energies, for instance in the context of nuclear β decay [2]. Assuming local interactions, the most general description of β decay leads to the following Hamiltonian in which no restriction has been made with respect to space-time symmetries (including parity violation) and Lorentz invariance [3]:

$$H_\beta = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{ud} \sum_i (\bar{\psi}_p O_i \psi_n) (\bar{\psi}_e O_i (C_i + \gamma_5 C_i') \psi_\nu) + h.c. \quad (1)$$

where O_i ($i = S, P, V, A, T$) are the five operators built with Dirac matrices compatible with Lorentz invariance, G_F the weak decay constant and V_{ud} the strength associated with the transformation of a quark u into a quark d . The hypothesis of maximal parity violation implies the equality of C_i and C_i' . Time reversal invariance requires that all coefficients be real. The Standard Model corresponds to $C_V = -C_V' = 1$ and $C_A = -C_A'$, all other coefficients being equal to zero. In the allowed approximation, the transition rate in β

decay for unpolarised nuclei can be calculated using the Hamiltonian in Eq.1. Integrating over all the polarisation variables, the following result is obtained [3]:

$$W(E_\beta, \Omega_\beta, \Omega_\nu) = W_0(E_\beta) \left(1 + b \frac{m_\beta}{E_\beta} + a \frac{\mathbf{p}_\beta \cdot \mathbf{p}_\nu}{E_\beta E_\nu} \right) \quad (2)$$

where m_β , E_β et \mathbf{p}_β are respectively the mass, the total energy and the momentum of the β particle, E_ν and \mathbf{p}_ν being respectively the energy and the momentum of the neutrino. W_0 is a function of the β energy taking into account the pure phase space contribution and also including the static coulomb correction due to the final state interaction of the β with the daughter nucleus. The information on the structure of the weak interaction is contained in the so-called Fierz interference term b and in the angular correlation coefficient a . In the analysis, it is generally assumed that $b=0$. However, if this condition is relaxed, this leads to a renormalisation of a and makes it slightly dependent on the kinetic energy of the β . It can be shown that a can be expressed as a function of the coupling constants C_i :

$$a = a_0(1 - \alpha)/(1 + \alpha) \approx a_0(1 - 2\alpha) \quad (3)$$

where a_0 is the value predicted by the Standard Model and α contains the contributions associated to possible exotic interactions. According to the nature of the β decay transition, Gamow-Teller (GT) or Fermi (F), one gets:

$$\begin{array}{ll} \text{Fermi transition:} & a_0 = 1 \quad \alpha = (|C_S|^2 + |C_S'|^2)/(|C_V|^2 + |C_V'|^2) \\ \text{Gamow-Teller transition:} & a_0 = -1/3 \quad \alpha = (|C_T|^2 + |C_T'|^2)/(|C_A|^2 + |C_A'|^2) \end{array}$$

1.1 The present status of the search for exotic couplings

In pure Fermi transitions, the most accurate measurement has been reported in [7]. This is a measurement based on $\beta - p$ correlations in the decay of ^{32}Ar . In this case, the daughter nucleus is unstable (proton-emitter). Accordingly, a kinematic broadening in the proton energy spectrum with respect to an emission at rest provides a measure of a which in turns leads, at the 95% C.L., to the following limit:

$$|C_S/C_V| < 0.08 \quad (4)$$

For pure GT transitions the only available measurement was performed a long time ago (40 years !) [5] in the decay of ^6He . The final value of a retained after re-analysing the data, taking into account radiative corrections, is [6]:

$$a = -0.3308 \pm 0.0030 \quad (5)$$

This value corresponds to a relative uncertainty: $\Delta a/a = 9.1 \times 10^{-3}$. This result leads to the following limit, at the 95% C.L., for the contribution of a tensor term:

$$|C_T/C_A| < 0.11 \quad (6)$$

2 The proposed experiment

In order to improve this limit and eventually find a value different from the one predicted by the Standard Model, we consider a new experiment based on innovative techniques. We propose to trap singly charged ${}^6\text{He}^+$ ions in a transparent Paul trap and to detect simultaneously the β particle and the recoil ion resulting from the decay of ${}^6\text{He}$. This latter is a good candidate for several reasons:

- The β decay of ${}^6\text{He}$ is a pure GT transition with a 100 percent branching ratio towards the ${}^6\text{Li}$ ground state.
- The lifetime, (808 *ms*), is sufficiently long for the manipulation of the low energy beam.
- Due to the high value of the Q_β and the light mass number of ${}^6\text{He}$, the kinetic energy of the recoil ion can reach rather large values: $T_{max} = 1.4 \text{ keV}$. This is a good point for the detection of the ion.
- The production rate at SPIRAL is expected to be high of about 3×10^8 ions/s extracted from the ion source.

Our aim is to gain at least a factor 2 in the precision of the measurement of a with respect to the previous (and single) experiment.

To this end, a very precise determination of the kinematics is required. We consider here to confine almost at rest the unstable nuclei in a high vacuum environment. An appropriate device is a transparent Paul trap in which ${}^6\text{He}$ ions are stored. Such a trap is surrounded by detectors for the measurement in coincidence of the β and the recoil ion. A general lay-up of the experiment is shown in Fig.1. The experiment will be installed on the low energy beam line LIRAT. Ions, extracted from the ECR source at about 40 *keV* kinetic energy, will be transported towards a RFQ cooler-buncher placed on a high-voltage platform. This device is intended to prepare the beam in order to increase the trapping efficiency inside the Paul trap. The principle of the RFQ is to guide the ions by means of a RF field and to cool them by means of collisions with the constituents of the so-called buffer gas (here H_2) injected in the set-up at a pressure of a few *mTorr* (see [8] for more details). At the end of the device, an electrostatic potential well allows the storage of ions. Switching the electrostatic potential inside the buncher leads to an extraction of the ions in the form of bunches whose energy and time structures depend on the characteristics of the RFQ. For the ions of interest (${}^6\text{He}^+$), the time width is about 50 *ns* and the energy width about 3 *eV*. After extraction, the bunches are guided towards the entrance of a transparent Paul trap in which they can be stored. The confinement of the ions inside the Paul trap is obtained by means of a RF field applied on the electrodes of the trap. This generates in the center of the trap a "pseudo-potential" well of a few *eV* in which the ions are confined. Simulations indicate that the ion cloud inside the trap occupies a quasi-spherical volume of radius $R = 1$ to 3 *mm*. The principle of the measurement is then to wait for their decay during a time of the order of 50 *ms* (this value is justified later in this proposal) and then eject the ions towards the end of the line and inject a new bunch.

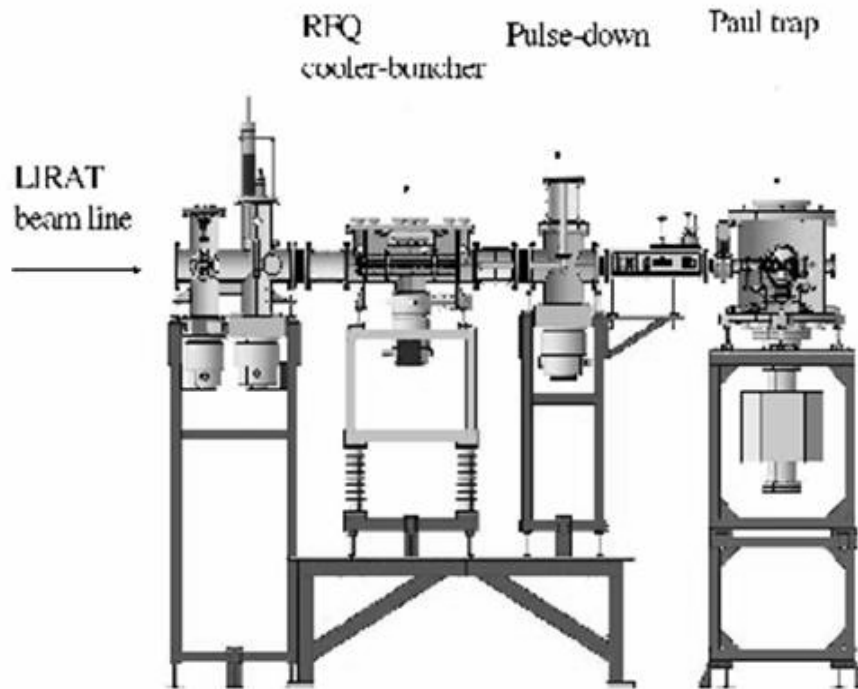


Figure 1: General scheme of the experimental set-up involving the coupling of the RFQ cooler-buncher and the Paul trap developed at LPC Caen with the low energy beam line LIRAT at GANIL.

3 The operating mode of the Paul trap and the detection set-up

Based on the analysis of the figure of merit of the kinematics [9], it turns out that the most suitable geometry inside the trap is to place back-to-back the recoil ion detector (a Micro Channel Plate coupled with delay lines for localisation) and the β detector (a Silicon Strip detector + Plastic telescope) as shown in Fig.2. The operating mode is the following: ion bunches are injected inside the trap and stay for a period of the order of 50 ms. The trigger of the coincidence measurement is the detection of the β particle which is a very fast process as compared with the time-of-flight of the recoil ion. This latter is obtained as the time difference between the *start* delivered by the detection of the β and the *stop* delivered by the recoil ion detector. The motion of the ion inside the trap is somehow affected by the electromagnetic environment due to the RF signal [9]. The parameters of the RF signal are recorded simultaneously (in particular the phase) in order to estimate off-line the distortion on the ion trajectory. This will allow to rebuild the trajectory of the ion and thus the kinematics of the decay process. The determination of a will be achieved by a fit of the time-of-flight distribution of the recoil ion.

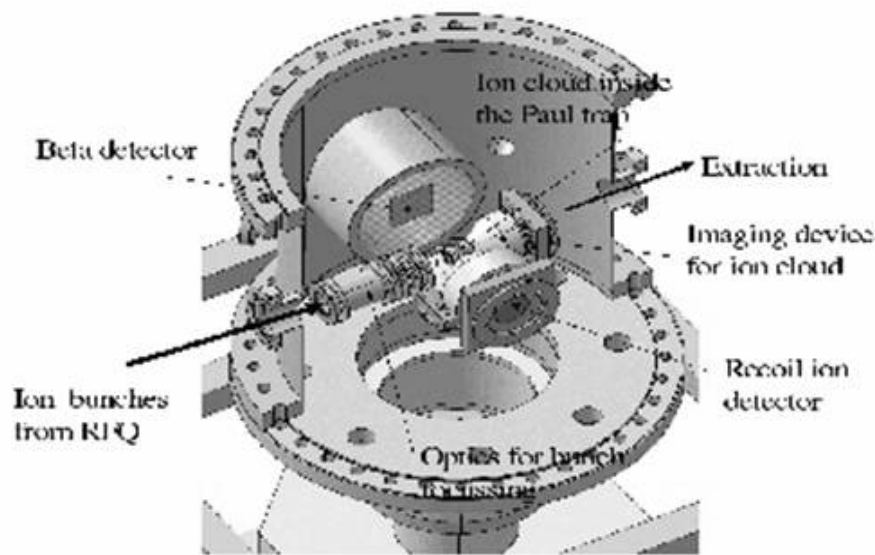


Figure 2: *Experimental set-up used for the detection of the β and the recoil ion inside the Paul trap and the monitoring of the ion cloud. The ion cloud is confined in the center of the trap. The geometry of the Paul trap is such that decay products cannot interact with the electrodes, hence the denomination of transparent Paul trap. Shieldings are placed around the detectors allowing only the detection of products originating from the center of the trap. A dedicated electrostatic device is placed along the symmetry axis of the device to monitor the phase space of the cloud.*

4 Present status of the experimental set-up

As mentioned above, the experiment requires the coupling of three devices:

- a radioactive ion source with a low energy beam line to transport the ions near the experimental set-up.
- a RFQ cooler-buncher to produce bunches of radioactive ions with well defined time and energy structures.
- a transparent Paul trap in which the ions are injected and stored for a sufficient time in order to study their decay.

The LIRAT beam line will be certainly ready at the beginning of the beam period discussed at this PAC meeting. The coupling of our device with the beam line should be completed at the beginning of year 2004. As far the last two items are concerned, the situation is the following. The RFQCB has first been tested using alkaline off-line sources in the experimental hall of the LPC Caen. This series of measurement has been successful. Bunches of ${}^6\text{Li}^+$ (same mass number as ${}^6\text{He}$) have been produced with a good transmission of the order of 20 percent. The width is about 50 ns and the width of the energy distribution is a few eV. However, one of the main issues concerning the cooling and bunching of ${}^6\text{He}^+$ ions in H_2 is the importance of charge exchange processes which could lead to a complete

neutralisation of the radioactive beam and make the experiment impossible. Previous simulations indicated that such an effect would be tolerable. However, in order to check this point and also to test the RFQ with an ECR source with characteristics comparable with the low energy beam line LIRAT, we performed an experiment near the LIMBE beam line facility using a ${}^4\text{He}^+$ ion beam. Results of the experiment have been submitted for publication [8]. A study of the transmission gives an estimate of about 10 percent in agreement with the prediction of a Monte Carlo simulation transport code. More, a detailed study of the lifetime of the ions inside the buncher at the end of the device has allowed an estimate of the exchange cross-section. At a typical working pressure, lifetime as long as 10 to 20 *ms* have been reached. In view of the time needed to thermalise ions inside the buncher (about 1 *ms*), this is long enough to extract the cooled ions before neutralisation. This gives an estimate of the cycle (typically a few tens of *ms* stay inside the trap) that we should use for the experiment.

An important point concerns the coupling of the RFQ with the Paul trap. We have been able for the first time to trap ${}^6\text{Li}^+$ inside a Paul trap. The efficiency was found to be of the order of 5 to 10 percent. Lifetime of the ions inside the trap of the order of one second have been measured.

Concerning the detectors, the position sensitive Micro Channel Plate has already been tested with help of singly-charged light ions such as ${}^6\text{Li}^+$ and also with alpha particles. A precise estimate of the efficiency as a function of the ion kinetic energy has been performed. The β detector and the associated electronics are presently tested. The slow control of the experiment and the data acquisition system are to a large extent ready.

5 Experimental constraints for a precise measure of a

5.1 Intrinsic resolutions and response functions of the detectors

The resolution in position of the ion detector is about 200 μm and the resolution in time is of the order of 1 *ns*. The β detector has an energy resolution of about 10 percent and a spatial resolution of about 1 *mm*. Its response function will be simulated with help of GEANT4 (a recent detailed analysis of the backscattering of electrons in solid-state detectors has validated such simulations) [10].

5.2 Control of the ion cloud

As already mentionned, a prerequisite for a precise measure of a is a robust reconstruction of the kinematics. In particular, the knowledge of the location of the decay vertex is very important to correct the time of flight of the recoil ion. This is directly linked with the size of the ion cloud and also to the velocity distribution of the ions inside the cloud. A dedicated device has been developped in order to measure these two distributions. This is an electrostatic system which will operate simultaneously with the other detectors and will allow to monitor the size of the ion cloud during the experiment by sampling the bunches before extraction.

5.3 Counting rates

During the experiment at LIMBE, a study of the number of ions, N_{ion} , stored in the RFQ as a function of time and as a function of the beam intensity has lead to the following

results. For an intensity around 40 pA corresponding to about 3×10^8 particles/s, N_{ion} saturates after a time of about 50 ms to a stationary value close to 10^5 ions. In view of the trapping efficiency which is expected between 5 and 10 percent, one gets between 5000 and 10000 ions continuously inside the trap (the injection and extraction times are negligible). Since the ${}^6\text{He}$ lifetime is $\tau = 0.8 \text{ s}$, we end up with roughly $N_{ions}/\tau = 5000\text{--}10000$ decay/s. Taking into account the detection efficiency which is around 0.2 percent leads to a range of 10 to 20 events/s. The statistics required to reach a precision of 5×10^{-3} on the value of a is 10^7 events [9]. This leads to about a week of continuous measurement.

6 Summary of the proposal

We plan to measure the angular correlation parameter in the β decay of ${}^6\text{He}$ with an unprecedented precision by using innovative techniques. The experiment would take place at the end of the low energy beam line LIRAT where the RFQCB and the transparent Paul trap would be installed. We ask for 20 UT's of ${}^6\text{He}$ singly-charged ion beam at the maximum possible intensity. We also ask for parasitic beam (either radioactive or stable) which could be considered as the commissioning time of the low energy beam line. A period of several weeks or even months between the commissioning time and the experiment would be welcome.

Our work is pursued within the NIPNET Collaboration under contract HPRI-CT-2001-50034.

References

- [1] see for instance, P. Langacker, "Physics Implications of Precision Electroweak Experiment", hep-ph/0102085
- [2] P. Herczeg, Prog. Part. Nucl. Phys. 46 (2001) 414
- [3] J.D. Jackson, S.B. Treiman, and H.W. Wyld Jr, Nucl. Phys. 4 (1957) 206
- [4] E.D. Commins and Ph.H. Bucksbaum, "Weak Interactions of Leptons and Quarks", Cambridge University Press, (1983)
- [5] C.H. Johnson et al., Phys. Rev. 132 (1963) 1149
- [6] F. Gluck, Nucl. Phys. A628 (1998) 493,
- [7] E. G. Adelberger et al., Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 1299
- [8] G. Ban et al., nucl-ex/0309020, submitted to NIM
- [9] P. Delahaye, Thesis (2001), unpublished
- [10] J. W. Martin et al., nucl-ex /0310002