



HAL
open science

Mesure du coefficient de corrélation angulaire béta-neutrino dans la décroissance de l' ${}^6\text{He}$ à l'aide d'un piège de Paul

A. Mery

► **To cite this version:**

A. Mery. Mesure du coefficient de corrélation angulaire béta-neutrino dans la décroissance de l' ${}^6\text{He}$ à l'aide d'un piège de Paul. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2007. Français. NNT: . tel-00168458

HAL Id: tel-00168458

<https://theses.hal.science/tel-00168458>

Submitted on 28 Aug 2007

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

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



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 Alain MERY

et soutenue

le 09 Juillet 2007

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN
Spécialité : Constituants Élémentaires

(Arrêté du 07 août 2006)

**Mesure du coefficient de corrélation angulaire β - ν dans la
décroissance de ${}^6\text{He}$ à l'aide d'un piège de Paul**

Membres du JURY

Monsieur René PRIEELS, Professeur, Université Catholique de Louvain (*rapporteur*)
Monsieur Nathal SEVERIJNS, Professeur, Katholieke Universiteit Leuven (*rapporteur*)
Monsieur Werner HEIL, Professeur, Université de Mayence
Monsieur Etienne LIENARD, Maître de Conférence, Université de Caen
Monsieur Antonio VILLARI, Directeur de Recherche, CNRS, GANIL Caen
Monsieur Oscar NAVILIAT-CUNCIC, Professeur, Université de Caen (*directeur de thèse*)

Remerciements :

Je tiens à remercier l'ensemble du laboratoire pour son accueil au cours de mes 4 années de thèse. Particulièrement, je dis un grand merci à tous les membres du groupe 'interactions fondamentales' : mon directeur de thèse Oscar, Etienne pour sa patience et son calme légendaire, Gilles pour sa douceur et sa délicatesse elles aussi légendaires, Xavier pour TOUT, Dominique, François, Daniel et Mustafa pour tout le reste...

Merci également à tous les membres des services techniques et de l'informatique pour qui rien est impossible : Yvan et Catia, Philippe et Philippe, Joël et Joël, Hervé, Christophe, Benjamin (-2 !), Laurent, Yohann, Jérôme et Jérôme... et j'en oublie certainement.

Je remercie bien évidemment tous les thésards du labo. Une spéciale dédicace (comme on disait jadis) à Guillaume le globe-trotter australien ainsi qu'à Anne et Anne-Marie avec qui j'ai eu la chance de partager *mon* bureau.

Un gros merci aux discgolfers et spécialement à notre président Marc et son fabulissime coup de poignet.

Et dans le désordre : merci la boîte Buncher, merci le hamster, merci le chien, merci l'espion, merci la lentille du cul, merci PD1 et PD2, merci le piège et merci les ions.

Enfin, un immense merci à mes 2 bébés Kristel et Mouna.

Introduction	9
I L'interaction faible et le paramètre a	11
I.1 L'interaction faible	11
I.2 La désintégration β et la corrélation β - v	17
I.3 Les mesures de a	21
I.3.1 Les meilleures contraintes.....	21
I.3.1.1 La mesure pour le noyau ${}^6\text{He}$	21
I.3.1.2 La mesure pour le noyau ${}^{32}\text{Ar}$	22
I.3.1.3 La mesure pour le noyau ${}^{38\text{m}}\text{K}$	23
I.3.1.4 La mesure pour le noyau ${}^{21}\text{Na}$	24
I.3.1.5 La mesure pour le neutron.....	25
I.3.2 Les mesures en cours.....	26
I.3.2.1 L'expérience WITCH.....	26
I.3.2.2 L'expérience aSPECT	27
II La mesure de a pour l'${}^6\text{He}$ sur LPCTrap.....	29
II.1 Le choix du noyau	29
II.2 L'espace cinématique de la désintégration.....	31
II.3 La détection en coïncidence	33
III Fonctionnement des pièges de Paul	43
III.1 Le piège de Paul tridimensionnel.....	44
III.2 Le piège de Paul linéaire.....	47
III.3 Approximation du fonctionnement d'un piège de Paul	49
III.3.1 Les harmoniques du mouvement.....	49
III.3.2 Approximation du pseudo-potentiel.....	54
IV La ligne LPCTrap.....	57
IV.1 Descriptif.....	57
IV.1.1 La production des ions par SPIRAL / LIRAT.....	58
IV.1.2 La chambre d'entrée LPCTrap.....	60
IV.1.2.1 Les sources d'ions hors-ligne.....	61
IV.1.2.2 Les diagnostics faisceau	62
IV.1.3 Le RFQ Refroidisseur Regroupeur à gaz tampon	62
IV.1.3.1 Description	62
IV.1.3.1.1 Principe de fonctionnement.....	63
IV.1.3.1.2 La plateforme haute tension	65
IV.1.3.1.3 La structure du RFQ.....	66
IV.1.3.1.4 Le contrôle commande.....	67
IV.1.3.1.5 L'électronique du RFQ	67

IV.1.3.1.6	Le système d'injection de gaz	69
IV.1.3.2	Le fonctionnement.....	69
IV.1.3.2.1	Généralités	69
IV.1.3.2.2	Paramètres typiques de fonctionnement.....	71
IV.1.3.2.3	Influence de la durée du cycle.....	72
IV.1.4	La ligne de transfert.....	73
IV.1.4.1	Le Pulse Down 1	74
IV.1.4.2	La chambre d'optiques et de diagnostics (COD)	78
IV.1.4.3	L'optique d'injection dans le piège.....	80
IV.2	Performances en ${}^6\text{Li}^+$	82
IV.2.1	Le RFQ	82
IV.2.1.1	Temps de vie des ions	82
IV.2.1.2	Caractéristiques des paquets d'ions.....	83
IV.2.1.3	Injection dans le piège.....	86
IV.2.1.4	Capacité du piège	88
IV.2.2	Autres tests en faisceaux stables	89
IV.2.2.1	Les tests en ${}^4\text{He}^+$	90
IV.2.2.2	Les tests en ${}^{12}\text{C}^{2+}$	91
IV.3	Bilan	92
IV.3.1	Paramètres de fonctionnement	92
IV.3.2	Performances	93
V	Le piège de Paul transparent	95
V.1	Descriptif	95
V.1.1	La géométrie.....	95
V.1.2	Champ de piégeage	97
V.2	Simulations de piégeage	98
V.2.1	Caractérisation du mouvement d'un ion	99
V.2.2	Caractérisation du nuage d'ions	101
V.2.2.1	Résultats sans gaz H_2	101
V.2.2.2	Résultats avec gaz H_2	103
V.2.2.2.1	Espace de phase du nuage	104
V.2.2.2.2	Temps de refroidissement.....	107
V.2.2.2.3	Temps de vie	108
V.2.2.2.4	Etude du micromouvement.....	110
V.3	Résultats expérimentaux.....	112
V.3.1	Temps de vie	112
V.3.2	Temps de refroidissement	114
V.3.3	Harmoniques du mouvement	117
V.4	Bilan.....	120
VI	Le système de détection	121
VI.1	Le détecteur d'électrons	122
VI.1.1	Description	122
VI.1.2	Caractérisation.....	124
VI.1.2.1	Le Silicium à pistes	124
VI.1.2.2	L'ensemble scintillateur + PM	126

VI.2	Le détecteur d'ions.....	129
VI.2.1	Description.....	129
VI.2.2	Caractérisation.....	132
VI.3	Le système d'acquisition.....	133
VI.4	Etalonnage pour la mesure de temps de vol.....	135
VI.4.1	Linéarité.....	136
VI.4.2	Détermination d'un temps de référence.....	137
VII	Les expériences en ${}^6\text{He}^+$.....	141
VII.1	L'expérience ${}^6\text{He}$ de mai 2005.....	141
VII.1.1	Transmission dans la ligne.....	141
VII.1.2	Les premières coïncidences.....	142
VII.1.3	Etude du bruit.....	143
VII.1.4	Bilan.....	144
VII.2	L'expérience ${}^6\text{He}$ de juillet 2006.....	145
VII.2.1	Le faisceau LIRAT.....	145
VII.2.1.1	Choix de l'énergie du faisceau.....	145
VII.2.1.2	Intensité du faisceau radioactif.....	145
VII.2.1.3	Contrôle des contaminants.....	146
VII.2.2	Transmissions dans la ligne.....	148
VII.2.3	Résultats généraux.....	150
VII.2.3.1	Activité des ions piégés.....	150
VII.2.3.2	Les observables en coïncidences.....	152
VII.2.3.3	Les observables sans coïncidences.....	159
VII.2.4	Etude de l'aiguille de temps de vol.....	161
VII.2.5	Reconstruction de la cinématique.....	164
VII.2.6	Analyse préliminaire.....	166
VII.2.7	Bilan.....	173
	Conclusion.....	175
	Bibliographie.....	179

Introduction

Le Modèle Standard est la théorie actuelle décrivant la physique des particules. Il a été développé à partir des années 1960 et inclut dans un même cadre une description de trois des interactions fondamentales : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte. Le pouvoir prédictif de ce modèle a déjà été prouvé à de nombreuses reprises. Un cas célèbre fut la prédiction puis l'observation expérimentale des bosons vecteurs de l'interaction faible en 1983. Malgré de nombreux succès, le Modèle Standard pose plusieurs problèmes fondamentaux. Notamment, certaines des hypothèses qu'il contient sont basées, en grande partie, sur l'observation expérimentale et non pas sur des arguments théoriques. Les bases de cette théorie ne sont donc pas satisfaisantes dans le sens où certaines grandeurs fondamentales doivent être préalablement insérées 'à la main' dans le modèle. Citons ici, l'existence de trois générations de fermions ou encore la valeur des masses des différentes particules élémentaires. Dans ce contexte, d'autres modèles voient le jour soit comme extension du Modèle Standard soit en s'appuyant sur un nouveau cadre théorique. Dans le même temps de nombreuses expériences sont menées pour tenter de vérifier les prédictions du Modèle Standard ou au contraire pour tenter de le mettre en défaut. Deux familles d'expériences peuvent alors être distinguées :

- Les expériences à hautes énergies ayant lieu auprès des grands accélérateurs de particules (CERN, Tevatron). Les énergies mises en jeu lors de telles expériences permettent d'observer directement des particules très massives.
- Les mesures de précision à basse énergie pour lesquelles la mise en évidence de nouvelles particules se fait indirectement par l'influence de celles-ci sur certaines observables bien choisies.

L'expérience LPCTrap, qui est le sujet de cette thèse, s'inscrit dans le cadre de tests du Modèle Standard à basse énergie. Dans cette seconde famille, c'est la nature de l'interaction faible qui est sondée. Le Modèle Standard décrit l'interaction faible par des courants de type Vecteur et Axial-Vecteur : c'est la théorie V-A. Cette hypothèse est, à l'heure actuelle, confortée par les observations expérimentales. Cependant, d'autres types de courants sont possibles dans des descriptions plus générales de l'interaction faible : il s'agit de courants Scalaire, Tenseur ou Pseudo-Scalaire. La désintégration β nucléaire est alors un outil puissant pour étudier la structure de l'interaction faible. Plus précisément, la mesure de coefficients

intervenant dans la description de la cinématique de la décroissance β permet d'avoir accès aux contributions des différents types d'interaction mis en jeu. L'expérience LPCTrap propose de mesurer, dans la décroissance de l' ${}^6\text{He}$, l'un de ces paramètres : le coefficient de corrélation angulaire β - v (noté a). Dans ce cas, c'est la proportion de courants de type Axial-Vecteur et Tenseur qui est accessible. L'observation d'une contribution non nulle de courants Tenseur serait la preuve de physique non décrite par le Modèle Standard.

La mesure proposée est basée sur une technique innovante utilisant un piège électromagnétique : le piège de Paul. L'utilisation d'un tel piège permet de disposer d'une source quasi ponctuelle et quasi au repos d'ions radioactifs. La détection des produits de la désintégration des noyaux ${}^6\text{He}$ se fait alors en coïncidence de part et d'autre du centre du piège. La valeur du paramètre a peut alors être déduite de la distribution des observables accessibles. Les aspects expérimentaux liés à une telle mesure de précision utilisant un faisceau d'ions de basse énergie seront notamment décrits dans cette thèse.

Le premier chapitre sera dédié à une présentation de l'interaction faible et la désintégration β . Nous décrirons également les différents paramètres caractéristiques de la décroissance β ainsi que les relations qui existent entre ceux-ci et les constantes de couplage de l'interaction faible. Enfin, un état des lieux des mesures réalisées (ou en cours) pour la détermination du paramètre a sera présenté.

Dans le second chapitre, nous étudierons plus particulièrement la cinématique de la décroissance de l' ${}^6\text{He}$ et l'influence de la nature de l'interaction sur la répartition de différentes observables. Le choix de la géométrie de détection adoptée sera également discuté. Le principe de fonctionnement d'un piège de Paul est décrit dans le chapitre trois. Une présentation sera faite des deux types de pièges de Paul utilisés pour l'expérience : un piège tridimensionnel et un piège linéaire. Ensuite, nous étudierons une approximation du fonctionnement de ces pièges qui permet de comprendre les propriétés de l'espace de phase des ions piégés.

Dans le quatrième chapitre, nous décrirons l'ensemble de la ligne LPCTrap ainsi que ses performances. Les transmissions optimales obtenues lors de tests en ${}^6\text{Li}^+$ seront présentées.

Dans le cinquième chapitre, une caractérisation complète du piège de Paul de mesure sera exposée. Tout d'abord, la géométrie particulière du piège adoptée spécialement pour cette expérience sera décrite. Ensuite, l'étude des propriétés du mouvement des ions sera basée sur la comparaison entre des simulations de piégeage et les mesures expérimentales. Le but est ici de caractériser de manière précise l'espace de phase du nuage d'ions.

Le sixième chapitre décrit le système de détection en coïncidence. Une description de chacun des détecteurs ainsi que leur caractérisation seront exposées. Le système d'acquisition des données sera également détaillé.

Finalement, le chapitre sept présentera les résultats obtenus lors des deux expériences ayant eu lieu avec le faisceau d' ${}^6\text{He}^+$. Plus particulièrement, l'accent sera mis sur les résultats de l'expérience de juillet 2006 à partir desquels une estimation de certains effets systématiques liés à la mesure est comparée à des simulations de Monte-Carlo.

I L'interaction faible et le paramètre a

Nous allons discuter dans ce chapitre le cadre théorique dans lequel s'inscrit l'expérience LPCTrap. Une description générale de l'interaction faible et de la désintégration β nucléaire va tout d'abord être présentée. Nous verrons ensuite comment la désintégration β est un moyen efficace de tester une partie du MS (celle décrivant l'interaction faible). Nous détaillerons finalement les contraintes actuelles sur la mesure de a .

I.1 L'interaction faible

Historique de la désintégration β nucléaire

Au début du XX^{ème} siècle, la désintégration β nucléaire pose un gros problème de compréhension : pourquoi les électrons issus de la désintégration d'un noyau radioactif se répartissent-ils sur un spectre continu ? Le dilemme est si grand que certains mettent en doute la conservation de l'énergie dans ce processus. En 1930, Pauli émet l'hypothèse de l'existence de 'neutrons' (dont la masse doit être de l'ordre de grandeur de celle de l'électron) à l'intérieur du noyau et que lors de la désintégration β , un électron et un neutron sont émis [Pauli30]. Ceci explique alors le spectre continu observé pour les électrons (ici c'est la somme de l'énergie de l'électron et celle du 'neutron' qui est constante). En 1932, Chadwick découvre le neutron et la composition du noyau nucléaire devient alors plus claire. Il est évident que le neutron découvert n'est pas le 'neutron' de Pauli (sa masse est bien trop grande).

Fermi : la première théorie de l'interaction faible

C'est finalement Fermi qui, en 1934, formule la première théorie de l'interaction faible [Fermi34]. Il renomme le 'neutron' de Pauli le neutrino et l'incorpore dans sa théorie. Il postule alors que le neutron se désintègre en donnant un proton, un électron et un antineutrino. Il imagine un modèle analogue à celui de l'électromagnétisme. Le hamiltonien de Fermi décrit la désintégration β comme une interaction locale de type vecteur impliquant 4

fermions ; c'est le couplage d'un courant leptonique (électron et neutrino) et d'un courant hadronique (neutron et proton) :

$$H_F = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{e} \hat{O}_V \nu_e)(\bar{p} \hat{O}_V n) + h.c. \quad (1.1.1)$$

où G_F est la constante de Fermi, $\hat{O}_V = \gamma^\mu$ est l'opérateur lié à l'invariance de Lorentz de type Vecteur. La constante de cette interaction est de l'ordre de $G_F \approx 10^{-15} GeV^{-2}$ et justifie donc l'appellation d'interaction faible.

La théorie V-A

Cette forme de l'interaction ne permet cependant pas de décrire toutes les observations expérimentales. Les expériences montrent qu'il existe 2 types de transitions permises dans la décroissance β nucléaire, toutes deux conservent la parité mais, selon les cas (différence de spin entre l'état initial et l'état final), on distingue :

- les transitions de Fermi correspondant à des singulets de spin :
 $\Delta J = 0$
- les transitions de Gamow-Teller correspondant à des triplets de spin :
 $\Delta J = 0, \pm 1$ (avec $0 \rightarrow 0$ exclu)

Ces dernières ne sont pas incluses dans la description de Fermi de l'interaction faible. On peut montrer que, dans la limite non-relativiste, les opérateurs des couplages scalaire et vectoriel conduisent à des transitions de type Fermi alors que les couplages tensoriel et axial conduisent à des transitions de Gamow-Teller. Le hamiltonien fut alors modifié par Lee et Yang [Lee57] pour prendre en compte tout les types d'interactions possibles:

$$H = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{i=V,A,S,T,P} (\bar{e} \hat{O}_i (C_i + C'_i \gamma_5) \nu_e)(\bar{p} \hat{O}_i n) + h.c. \quad (1.1.2)$$

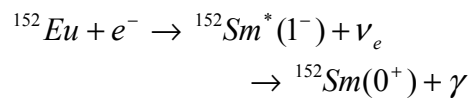
où les \hat{O}_i sont les opérateurs liés aux différents invariants par transformations de Lorentz (voir ci-dessous) et les C_i et C'_i sont les constantes de couplages des différents types d'interactions (le terme en $C'_i \gamma_5$ tient compte de la violation de parité dans l'interaction faible).

$$\begin{aligned} \hat{O}_V &= \gamma^\mu \\ \hat{O}_A &= \gamma^\mu \gamma_5 \\ \hat{O}_S &= 1 \\ \hat{O}_T &= \sigma^{\mu\nu} \propto [\gamma_\mu, \gamma_\nu] \\ \hat{O}_P &= \gamma_5 \end{aligned} \quad (1.1.3)$$

où γ_μ sont les matrices de Dirac.

Cette forme est très générale et elle suppose simplement l'invariance par transformation de Lorentz des différents termes du hamiltonien. Notons que, dans la limite non-relativiste, l'opérateur de type pseudo-scalaire ne conduit pas à des transitions permises ; il ne sera donc pas considéré dans la description qui va suivre.

Il semble que l'interaction faible puisse alors être décrite en termes de couplages (S ou V) et (T ou A). Dans les années 1950, Lee et Yang posent une nouvelle question de base [Lee56]: la parité est-elle conservée par l'interaction faible ? (c'est le puzzle $\theta - \tau$). En 1957, Wu met en évidence, par l'observation de l'asymétrie des décroissances β^- de noyaux de ^{60}Co polarisés, que la parité n'est effectivement pas conservée lors de ce processus et, de plus, cette violation semble être très importante [Wu57]. La parité n'est alors plus une 'vraie' symétrie. Une interaction de type vecteur et axial (V et A) fut alors adoptée pour décrire l'interaction faible. En 1958, Goldhaber [Gold58] étudie le processus de capture électronique dans le cas de la réaction :



Il mesure expérimentalement la polarisation du photon et en déduit l'hélicité des neutrinos émis : il semble que 100% de ceux-ci sont 'gauches'. Il apparaît ainsi que l'interaction est de type V-A : l'intensité du couplage V est égale à celle du couplage A. La violation de parité est maximale. Une chose importante à noter est le fait que tous les neutrinos ont une hélicité bien définie (gauche) ; cela implique que ceux-ci ont une masse nulle (ils se déplacent à la vitesse de la lumière).

Au final, on aboutit à la description suivante : seules les particules gauches et les antiparticules droites interagissent par l'interaction faible. Le hamiltonien de la désintégration β peut se réécrire dans le cadre de l'interaction de type V-A :

$$H = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{e} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_e \bar{p} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) n + h.c. \quad (1.1.4)$$

A ce stade, la constante G_F ne dépend pas du processus étudié ; c'est-à-dire qu'elle serait la même pour des processus semi-leptonique (désintégration β nucléaire) ou purement leptonique (désintégration du muon). La constante de l'interaction faible ne dépendrait pas de la nature des particules en interaction : on parle de constante universelle.

Glashow-Weinberg-Salam : unification électrofaible

On a vu que l'interaction faible serait universelle c'est-à-dire que l'amplitude est fixée par la même constante G_F pour tous les processus. Ceci semble indiquer que le mécanisme responsable de l'interaction faible est du même type que celui qui régit l'électromagnétisme dans laquelle l'intensité de l'interaction est donnée par une unique constante de couplage (et par la charge des particules par rapport à cette interaction). Rappelons que l'interaction électromagnétique est décrite par QED (Quantum ElectroDynamics) et que le développement de cette théorie date des années 1930. Malgré des aspects similaires, il est bon de garder à l'esprit que ces 2 interactions diffèrent fortement sur d'autres points : l'interaction électromagnétique conserve la parité et les saveurs des quarks alors que ce n'est pas le cas pour l'interaction faible. Ces interactions diffèrent également par leur portée (infinie pour l'interaction électromagnétique et très courte dans le cas de l'interaction faible).

Glashow en 1961 [Glash61] puis Weinberg [Wein67] et Salam se sont efforcés de formuler une théorie de l'interaction faible basée sur les mêmes concepts que QED : une théorie invariante de jauge faisant intervenir un boson vectoriel médiateur de l'interaction. La description de l'interaction faible se fait au sein du groupe SU(2) et permet de postuler l'existence de $2^2 - 1 = 3$ bosons (notés W^+ , W^- et Z^0) qui interagissent (au premier ordre) avec les doublets suivants :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \quad (1.1.5)$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Nous avons alors existence de vertex à courants chargés de types $\mu^- \rightarrow \nu_\mu + W^-$, $\nu_e \rightarrow e^- + W^+$... tous avec une même intensité g . Cette constante est liée à la constante de Fermi par la relation :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad (1.1.6)$$

où M_W est la masse du boson W .

La désintégration β^- est décrite ainsi :

$$d \rightarrow u + W^- \quad \text{puis} \quad W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.1.7)$$

Cette désintégration est donc elle aussi gérée par la constante g (plus précisément par g^2 puisqu'elle intervient lors des 2 étapes). Le diagramme de Feynman de cette décroissance est exposé sur la figure 1.1.1 (graphe de gauche).

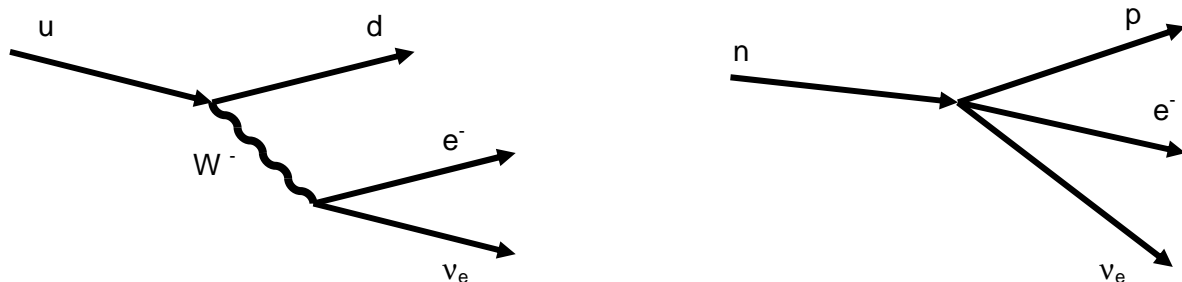


Fig 1.1.1 : Graphe de Feynman de la désintégration β^- du neutron. A gauche, échange d'un boson W^- au niveau des quarks et leptons. A droite, l'approximation d'une interaction de type courant-courant (l'impulsion transférée est petite devant la masse du boson $M_W \sim 80 \text{ GeV}$).

Notons que, dans le cas de la désintégration β^- nucléaire, l'approximation d'une interaction de type courant-courant (interaction ponctuelle des 4 fermions) se justifie entièrement puisque

les énergies mises en jeu dans ces processus sont très faibles par rapport à la masse du boson W (fig 1.1.1. graphe de droite).

Quelques problèmes demeurent malgré tout. La théorie de l'interaction faible est de type V-A et donc seules les particules gauches y participent. Dans ces conditions, les bosons W n'interagissent qu'avec les doublets de $SU(2)_L$. D'autre part, on a vu que l'on disposait de 3 bosons de l'interaction faible. Deux d'entre eux sont les W^+ et W^- responsables des courants chargés. L'unification des forces électromagnétique et faible se fait par l'intermédiaire du groupe de jauge $SU(2) \otimes U(1)$ et fait intervenir 4 bosons : W^+ , W^- , Z^0 et γ . Les trois bosons massifs W^\pm et Z^0 sont les vecteurs de l'interaction faible, le photon est le médiateur de l'interaction électromagnétique. Le Z^0 est en fait une correction à la force électromagnétique : il apparaît comme un 'photon lourd' et est présent dans tous les processus où un photon peut être échangé (cette correction est faible à basse énergie mais devient grande quand l'énergie en jeu est de l'ordre de M_Z). Notons ici que la masse du photon est nulle alors que celles des 3 autres bosons sont très importantes : $M_{W^\pm} \approx 80 GeV$ et $M_{Z^0} \approx 90 GeV$. Cela implique que la portée de l'interaction faible est très courte de l'ordre de $10^{-3} fm$ (alors que l'interaction électromagnétique a une portée infinie) et aussi que l'intensité de celle-ci est 'faible' puisqu'elle nécessite la production d'une particule intermédiaire lourde. Ces 3 bosons W^\pm et Z^0 ont été mis en évidence expérimentalement pour la première fois au CERN en 1983 dans des annihilations proton-antiproton et en 1989 dans des collisions électron-positron.

Cabbibo : non conservation des saveurs

L'interaction de Fermi associée à la théorie V-A permet de décrire de nombreux processus faibles. Cependant, il semble qu'un problème se pose quand on s'intéresse à la décroissance de particules étranges car la force universelle G_F prédit des temps de vie trop courts. En 1960, Cabbibo formule l'hypothèse que l'interaction faible agit sur une combinaison linéaire des quarks d et s :

$$d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C \quad (1.1.8)$$

où θ_C est l'angle de Cabbibo. La force dont l'intensité est égale à G_F est celle qui agit sur d' . La désintégration de particules étranges a permis de mesurer $\sin \theta_C \approx 0.22$ et on sait maintenant que la désintégration β est effectivement plus faible que celle du muon d'un facteur $\cos \theta_C \approx 0.97$. Grâce à l'introduction de cet angle de mélange, l'aspect universel de G_F est conservé. En réalité, cela exprime le fait que les quarks d , s , b (états propres de l'interaction forte) ne sont pas des états propres de l'interaction faible. On introduit alors la matrice de mélange de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) qui rend compte du mélange entre les 3 familles de quarks :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1.9)$$

où d' , s' et b' désignent les états propres de l'interaction faible. Pour des raisons de normalisation, cette matrice CKM doit être unitaire.

En fait, ceci traduit le fait que l'interaction faible ne conserve pas les saveurs des quarks : les interactions ne se font pas uniquement au sein des doublets de quarks mais il existe aussi des interactions de type $s \leftrightarrow u$ ou $b \leftrightarrow c$ puis avec des amplitudes plus faibles encore $c \leftrightarrow d$ ou $t \leftrightarrow s$. Cependant, dans le cas des leptons, les seules transitions permises sont celles ayant lieu au sein des doublets (conservation des nombres leptoniques de chaque famille).

Le Modèle Standard

Le Modèle Standard est la réunion de cette description de l'interaction électrofaible et de la théorie de l'interaction forte (QCD). Dans ce cadre, les hypothèses faites sur les constantes de couplages (eq 1.1.2) peuvent se résumer ainsi :

- L'invariance par renversement du temps T implique que les C_i et C'_i sont réelles.
- La violation maximale de parité impose : $|C_i| = |C'_i|$
- L'hypothèse V-A exprime le fait que l'interaction est de type vectoriel et axial : seules les constantes C_A et C_V sont non nulles.

Notons que ces hypothèses sont essentiellement basées sur les observations expérimentales et ne reposent pas sur des bases théoriques. Dans le milieu nucléaire, les amplitudes des composantes axiale et vectorielle sont telles que :

$$|C_V| = 1 \text{ et } |C_A| \approx 1.27 \quad (1.1.10)$$

Ces résultats proviennent de mesures réalisées dans la désintégration du neutron [Sever06].

L'hypothèse CVC (Conserved Vector Current) impose que $|C_V| = 1$. Le courant axial, lui, n'est pas nécessairement conservé en présence de l'interaction forte et on a : $|C_A| \neq 1$ dans la désintégration β nucléaire.

Physique au-delà du Modèle Standard

La mesure du coefficient de corrélation β -v permet de tester l'existence de couplages tensoriels ou scalaires dans l'interaction faible. Dans le cas de l' ${}^6\text{He}$, de tels couplages tensoriels traduiraient l'échange de nouveaux bosons chargés (autres que les W^\pm). Ces bosons seraient responsables d'interactions directes entre quarks et leptons : ils sont appelés leptoquarks [Herczeg01]. Ces bosons portent alors une charge leptonique non-nulle, une charge baryonique non-nulle et une charge électromagnétique non-entière. Ils peuvent être de spin 0 (scalaire) noté X ou de spin 1 (vecteur) noté Y . Dans la désintégration β -nucléaire, ils peuvent porter des charges $|Q| = 1/3$ ou $|Q| = 2/3$. Pour le cas de décroissance β^- , les processus suivants sont possibles :

$$\begin{aligned} d \rightarrow e^- + Y(2/3) \quad \text{puis} \quad Y(2/3) \rightarrow u + \bar{\nu}_e \\ \text{et} \\ d \rightarrow \bar{\nu}_e + Y(1/3) \quad \text{puis} \quad Y(1/3) \rightarrow u + e^- \end{aligned} \quad (1.1.11)$$

et conduisent à des interactions vecteur, axial-vecteur et scalaire.

Ces processus peuvent, de manière identique, être décrits par l'échange des bosons scalaires $X(1/3)$ et $X(2/3)$. Ce sont ces leptoquarks scalaires qui peuvent générer des interactions de type tenseur (T).

Nous allons voir maintenant comment les hypothèses du Modèle Standard peuvent être testées par la mesure indirecte des constantes de couplage de l'interaction faible. En particulier, nous étudierons les observables accessibles par la désintégration β nucléaire et comment celles-ci permettent de contraindre l'existence d'éventuels couplages 'exotiques' (non pris en compte dans le Modèle Standard) par la détermination des différentes constantes C_i .

I.2 La désintégration β et la corrélation β - ν

La désintégration β nucléaire est une désintégration en 3 corps. L'énergie disponible lors de cette réaction peut se répartir de façon continue comme énergie cinétique des 3 particules. Dans le cas de la décroissance β^- de noyaux non polarisés et où on ne détecte pas le spin de l'électron, la distribution des événements pour une énergie E_e de l'électron et un angle θ entre l'électron et le neutrino suit la forme suivante [Jack57]:

$$N(E_e, \Omega_{e\nu}) dE_e d\Omega_{e\nu} = C F(Z, E_e) N_0(E_e) \left(1 + b \frac{m_e}{E_e} + a \frac{p_e \cdot p_\nu}{E_e E_\nu} \cos \theta \right) dE_e d\Omega_{e\nu} \quad (1.2.1)$$

où $N(E_e, \Omega_{e\nu})$ est la probabilité d'émission d'un électron d'énergie totale E_e et faisant un angle θ avec l'antineutrino, C est une constante de normalisation, p_e et m_e sont respectivement l'impulsion et la masse de l'électron, E_ν et p_ν sont l'énergie et l'impulsion de l'antineutrino, $F(Z, E_e)$ est la fonction de Fermi qui tient compte de l'interaction entre la particule β^- et le noyau, $N_0(E_e)$ est un terme d'espace de phase :

$$N_0(E_e) = p_e E_e (E_0 - E_e)^2 \quad (1.2.2)$$

où E_0 est l'énergie totale disponible dans la réaction.

On voit de plus intervenir deux paramètres :

- a est le paramètre de corrélation angulaire $\beta - \nu$
- b est le terme d'interférence de Fierz.

Ces deux paramètres s'expriment en fonction des différentes constantes de couplages. Dans le cas général d'une transition permise, on a [Jack57]:

$$a = \frac{|M_F|^2 \left[|C_V|^2 + |C_V'|^2 - |C_S|^2 - |C_S'|^2 \right] - \frac{1}{3} |M_{GT}|^2 \left[|C_A|^2 + |C_A'|^2 - |C_T|^2 - |C_T'|^2 \right]}{|M_F|^2 \left[|C_V|^2 + |C_V'|^2 + |C_S|^2 + |C_S'|^2 \right] + |M_{GT}|^2 \left[|C_A|^2 + |C_A'|^2 + |C_T|^2 + |C_T'|^2 \right]} \quad (1.2.3)$$

et

$$b = \frac{\pm 2\Re \left\{ |M_F|^2 (C_S C_V^* + C_S' C_V'^*) + |M_{GT}|^2 (C_T C_A^* + C_T' C_A'^*) \right\}}{|M_F|^2 \left[|C_V|^2 + |C_V'|^2 + |C_S|^2 + |C_S'|^2 \right] + |M_{GT}|^2 \left[|C_A|^2 + |C_A'|^2 + |C_T|^2 + |C_T'|^2 \right]} \quad (1.2.4)$$

où $|M_F|$ et $|M_{GT}|$ sont respectivement les éléments de matrice nucléaire de Fermi et de Gamow-Teller. Le terme faisant intervenir le paramètre b dans l'équation (1.2.1) va être négligé dans la description suivante. Cependant, il sera évidemment pris en compte dans la détermination de la valeur de a . En réalité, c'est la grandeur

$$\tilde{a} = \frac{a}{1 + b \frac{m_e}{E_e}} \quad (1.2.5)$$

qui est accessible par la mesure. En effet, l'expression (1.2.1) peut se réécrire :

$$N(E_e, \Omega_{e\nu}) dE_e d\Omega_{e\nu} = N_0'(E_e) \left(1 + \tilde{a} \frac{p_e \cdot p_\nu}{E_e E_\nu} \cos \theta \right) dE_e d\Omega_{e\nu} \quad (1.2.6)$$

où :

$$N_0'(E_e) = C F(Z, E_e) N_0(E_e) \left(1 + b \frac{m_e}{E_e} \right) \quad (1.2.7)$$

Ce terme $N_0'(E_e)$ ne dépend que de l'énergie de l'électron. La valeur mesurée expérimentalement est alors :

$$\langle \tilde{a} \rangle = \frac{a}{1 + b \left\langle \frac{m_e}{E_e} \right\rangle} \quad (1.2.8)$$

où la valeur moyenne porte sur la totalité des énergies β détectées. La valeur du paramètre \tilde{a} est alors dépendante de la connaissance du paramètre d'interférence de Fierz b . La mesure ne permet donc pas l'accès direct à la valeur de a .

Plaçons-nous maintenant dans le cas de transitions pures (Fermi ou Gamow-Teller) et examinons la forme que prend le paramètre de corrélation angulaire a :

- pour une transition de type Gamow-Teller (GT):

$$a_{GT} = -\frac{1}{3} \frac{|C_A|^2 + |C_A'|^2 - |C_T|^2 - |C_T'|^2}{|C_A|^2 + |C_A'|^2 + |C_T|^2 + |C_T'|^2} \quad (1.2.9)$$

- pour une transition de type Fermi (F):

$$a_F = \frac{|C_V|^2 + |C_V'|^2 - |C_S|^2 - |C_S'|^2}{|C_V|^2 + |C_V'|^2 + |C_S|^2 + |C_S'|^2} \quad (1.2.10)$$

On a vu que les interactions vecteur et axial-vecteur sont dominantes (elles sont les seules prises en compte dans le Modèle Standard). Si on suppose de plus que la parité est violée de façon maximale pour celles-ci, on peut alors réécrire l'expression du paramètre a en fonction de sa valeur prédite par le Modèle Standard a_0 et des différentes constantes des couplages 'exotiques' :

$$a = a_0 \frac{1 - \alpha}{1 + \alpha} \approx a_0(1 - 2\alpha) \quad (1.2.11)$$

où on a, selon le cas étudié :

- transition de Fermi :

$$a_{F0} = +1 \quad \text{et} \quad \alpha_F = \frac{|C_S|^2 + |C_S'|^2}{2C_V^2} \quad (1.2.12)$$

- transition de Gamow-Teller :

$$a_{GT0} = -\frac{1}{3} \quad \text{et} \quad \alpha_{GT} = \frac{|C_T|^2 + |C_T'|^2}{2C_A^2} \quad (1.2.13)$$

On voit ici clairement que la mesure de a permet de contraindre directement les valeurs des différentes constantes de couplages. On voit aussi que la proportion d'éventuels courants exotiques (tensoriel ou scalaire) dépend de façon quadratique des différentes constantes de couplages. Cela implique que pour contraindre les courants exotiques à, par exemple 10%, il faut une mesure de a avec une précision de 1%. Ceci explique l'ordre de grandeur des contraintes actuelles puisque il est très délicat de réaliser des mesures avec des incertitudes inférieures à 1%.

On peut maintenant s'intéresser au cas de transitions mixtes, le paramètre de corrélation angulaire prend alors la forme :

$$a_0 = \frac{1}{3} \left(\frac{3 - \rho^2}{1 + \rho^2} \right) = \frac{1}{3}(4x - 1) \quad (1.2.14)$$

où $\rho = \frac{C_A M_{GT}}{C_V M_F}$ est le rapport entre les contributions de Fermi et de Gamow-Teller, et

$x = \frac{1}{1 + \rho^2}$ est la fraction de Fermi. Le Modèle Standard prévoit donc une évolution linéaire

entre $a_0 = -\frac{1}{3}$ (cas d'une transition de Gamow-Teller : $x = 0$) et $a_0 = +1$ (cas d'une transition de Fermi : $x = 1$). Le diagramme de Scott (fig 1.2.1) présente cette évolution et

montre comment se répartissent les différentes mesures expérimentales de a par rapport à cette prédiction.

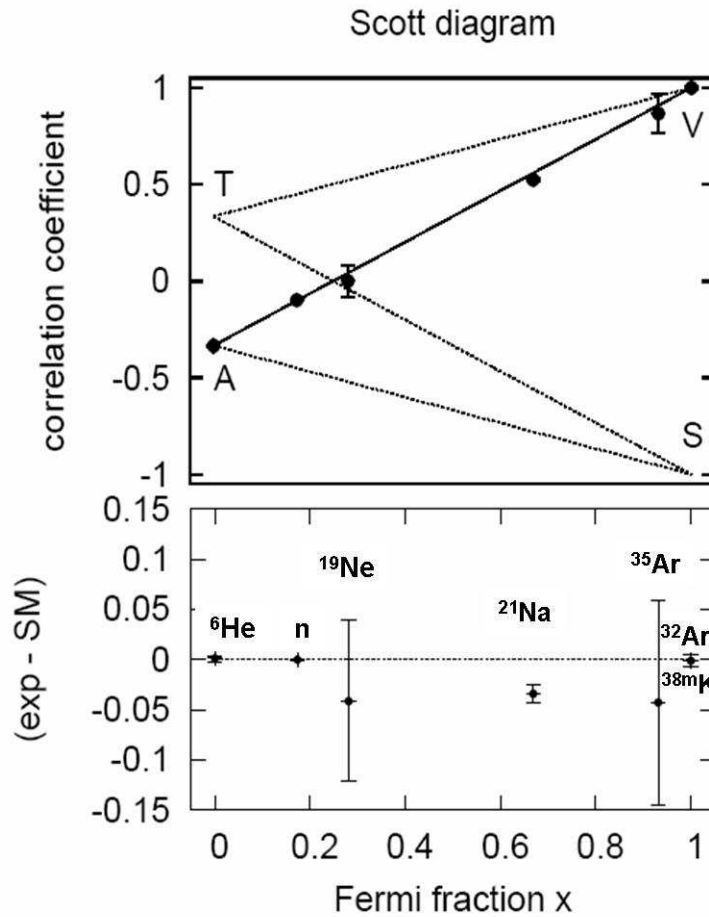


Fig 1.2.1 : Répartition des mesures de a en fonction de la fraction de Fermi. En bas, déviation par rapport aux valeurs prédites par le Modèle Standard (V-A).

Les mesures ont été réalisées à partir de différents isotopes émetteurs β : ${}^6\text{He}$, neutron... Il en résulte que tous les résultats obtenus jusqu'à présent sont en accord avec une interaction de type V-A à l'exception de celui concernant le ${}^{21}\text{Na}$ [Sci04]. Nous verrons plus loin que cette déviation peut être attribuée à des effets expérimentaux.

Une compilation des résultats de nombreuses expériences étudiant la décroissance β (décroissance du neutron, coefficients de corrélation) a été réalisée récemment [Sever06]. Les mesures prises en compte dans cette analyse concernent les décroissances de type Gamow-Teller pures et Fermi pures ainsi que la décroissance du neutron. Un ajustement de tous ces résultats a été réalisé afin d'obtenir les contraintes sur les constantes de couplage de l'interaction faible. Si l'on considère que toutes les constantes de couplages sont réelles et que l'ajustement se fait sur toutes les constantes de couplages ($C_V, C_V', C_T, C_T', \dots$), les contraintes obtenues à 95.5% CL sont les suivantes :

$$\left| \frac{C_S}{C_V} \right| < 0.070 \quad \text{et} \quad \left| \frac{C_T}{C_A} \right| < 0.090 \quad (1.2.15)$$

A l'heure actuelle, on peut donc affirmer que la proportion d'éventuels courants tensoriels est inférieure à 9% (par rapport aux courants axiaux dominants) et que la proportion de courants scalaires est inférieure à 7% (par rapport à la composante dominante de courants vectoriels).

Cependant, nous savons que $\left| \frac{C_A}{C_V} \right| \cong 1.27$ (eq 1.1.10). Il en résulte que la contrainte sur les contributions de types scalaires est meilleure d'un facteur 1.6 environ par rapport à la contrainte sur les contributions de types tensoriels (puisque $|C_V| = 1$ dans l'hypothèse CVC).

I.3 Les mesures de a

Nous allons ici décrire brièvement les différentes expériences ayant conduit aux meilleures précisions sur la mesure de a ainsi que les expériences en cours pour cette mesure de a . Nous verrons dans le prochain chapitre que l'information sur le paramètre de corrélation angulaire est contenue dans le spectre en énergie du recul. On sait de plus que, à cause de la différence de masse entre le noyau et les 2 autres particules mises en jeu (électron et neutrino), l'énergie de recul de l'ion est très faible. Elle est souvent de l'ordre du keV (ou inférieure) et constitue souvent une difficulté pour les expériences visant à mesurer ces spectres d'énergie de recul. Les techniques d'implantation des atomes radioactifs sont alors inadaptées et la détection des noyaux de recul n'est pas aisée. De plus, le dispositif expérimental doit présenter de bonnes conditions de vide dans la zone où ont lieu les décroissances afin de limiter l'effet de collisions sur un gaz résiduel. Pour ces différentes raisons, nous allons voir que les pièges électromagnétiques constituent un très bon outil pour les mesures de corrélations dans la désintégration β .

I.3.1 Les meilleures contraintes

I.3.1.1 La mesure pour le noyau ${}^6\text{He}$

La mesure réalisée par Johnson en 1963 étudiait le cas de la transition Gamow-Teller pure de l' ${}^6\text{He}$ [John63].



Cette expérience s'est déroulée auprès du réacteur d'Oak Ridge qui fournissait des noyaux d' ${}^6\text{He}$ produits dans la réaction ${}^9\text{Be} + n \rightarrow {}^6\text{He} + \alpha$. Ces atomes radioactifs étaient acheminés vers l'enceinte de décroissance par un flux de vapeur d'eau (fig 1.3.1). Cette vapeur d'eau était éliminée par des pièges froids avant l'entrée dans l'enceinte de décroissance de sorte que la source radioactive soit la plus pure possible. L'énergie des ions de recul (${}^6\text{Li}$) provenant de l'enceinte (de forme conique) était analysée par un spectromètre électromagnétique. Les ions étaient comptés (par tranche d'énergie) grâce à un multiplicateur d'électrons. La valeur de a a été déduite directement du spectre complet en énergie de l'ion de recul. C'est, à ce jour, la meilleure limite atteinte pour les contraintes sur l'existence d'une éventuelle contribution tensorielle dans la désintégration β . Le résultat obtenu est le suivant :

$$a_{GT} = -0.3343 \pm 0.0030 \quad (1.3.2)$$

Les corrections radiatives ont, par la suite, été apportées par Glück en 1998 [Glück98], le résultat final est

$$a_{GT} = -0.3308 \pm 0.0030 \quad (1.3.3)$$

et est en accord avec les prédictions du Modèle Standard.

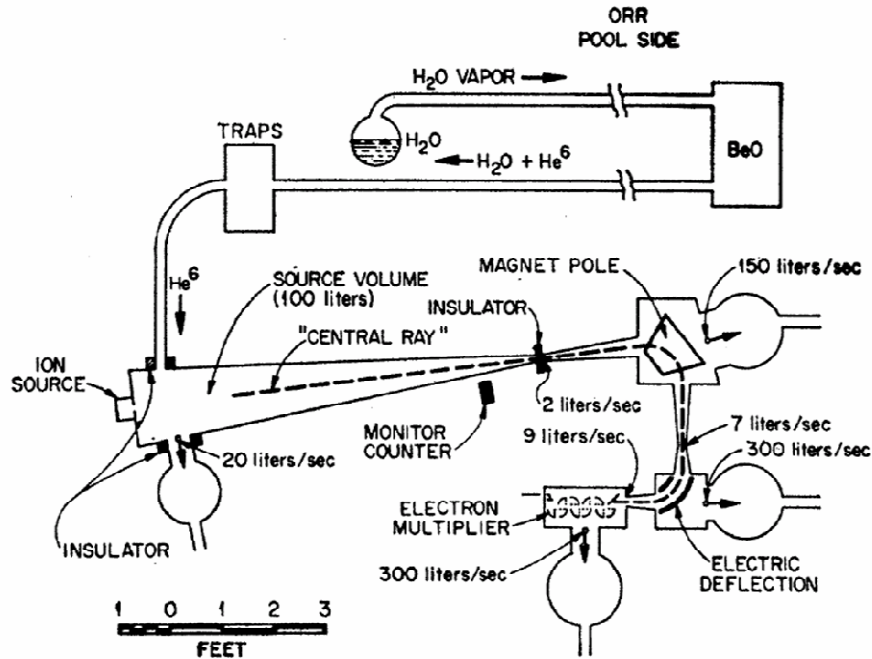


Fig 1.3.1 : Dispositif expérimental utilisé par Johnson en 1963.

I.3.1.2 La mesure pour le noyau ^{32}Ar

Dans le cas d'une transition Fermi, la corrélation positron-neutrino a été étudiée pour la décroissance β^+ de l' ^{32}Ar [Adel99] :



La décroissance de l' ^{32}Ar est une transition de Fermi pure ($0^+ \rightarrow 0^+$). Elle aboutit sur un état excité du ^{32}Cl qui se désexcite par émission d'un proton. Dans cette expérience, c'est l'observation des protons retardés qui a permis la mesure de a .

Le recul dû à la désintégration β induit une largeur du spectre en énergie des protons par effet Doppler. L'avantage de cette technique est qu'elle permet d'éviter le problème de la détection de l'ion de recul (de très basse énergie). Ici, l'énergie cinétique maximale du ^{32}Cl est de 0.638 keV et l'énergie du proton émis est de 3350 keV ; il en résulte une largeur Doppler de l'ordre de 10 keV pour le proton. Une analyse de la largeur et de la forme du spectre en énergie des protons permet alors de remonter à l'information sur l'ion de recul de la désintégration β (notons que le temps de vie de l'état excité $^{32}\text{Cl}^*$ est très court et que le ralentissement induit par l'interaction avec la matière environnante est totalement négligeable avant l'émission du proton).

En pratique, les ions $^{32}\text{Ar}^+$ fournis par ISOLDE/CERN sont implantés sur une feuille de carbone et les protons émis sont détectés par 2 diodes de $9\text{mm}\times 9\text{mm}$. L'ensemble est placé dans un champ magnétique de 3.5 T pour éviter la pollution de la mesure par les particules β . Le résultat obtenu est le suivant :

$$a_F = 0,9989 \pm 0,0052 (stat) \pm 0,0039 (syst) \quad (1.3.5)$$

Ce résultat est en accord avec les prédictions du Modèle Standard. Notons qu'une grosse part de l'incertitude sur la mesure provient de la méconnaissance de la masse de ^{32}Ar ($\pm 50\text{keV}$). Une nouvelle mesure de cette masse a été réalisée sur ISOLTRAP [Blaum03] et a permis de réduire l'incertitude à $\pm 1.8\text{keV}$. Une nouvelle analyse est en cours pour en déduire le résultat sur la mesure de a .

I.3.1.3 La mesure pour le noyau $^{38\text{m}}\text{K}$

Cette expérience s'intéresse à la décroissance β^+ de noyaux $^{38\text{m}}\text{K}$ [Gore05]. C'est une transition de type Fermi pure. Dans ce cas, le paramètre a est déduit de la mesure de l'énergie de l'ion de recul en coïncidence avec le β . L'expérience utilise 2 pièges magnéto-optiques (MOT) : le piégeage se fait grâce à la superposition de faisceaux laser et d'un champ magnétique quadripolaire (fig 1.3.2). Les ions $^{38\text{m}}\text{K}$ produits par le dispositif ISAC de TRIUMF sont tout d'abord stoppés puis évaporés à l'état d'atomes par une feuille de Zr portée à 900°C . Les atomes sont ensuite piégés dans un premier piège MOT. Pour s'affranchir de la présence d'atomes non piégés $^{38\text{m}}\text{K}$ et ^{38}K , les atomes d'intérêt sont transférés vers un second MOT où sont mesurées les décroissances. Les particules β sont détectées grâce à un télescope : un Silicium à pistes permet de déterminer la position puis un scintillateur plastique permet la mesure de l'énergie du β^+ . L'énergie de l'ion est mesurée par temps de vol sur une galette de micro-canaux (le START est donné par le β) et sa position par une anode résistive. En réalité, un champ électrostatique uniforme permet de collecter un maximum des ions de recul et de déterminer leur charge par temps de vol.

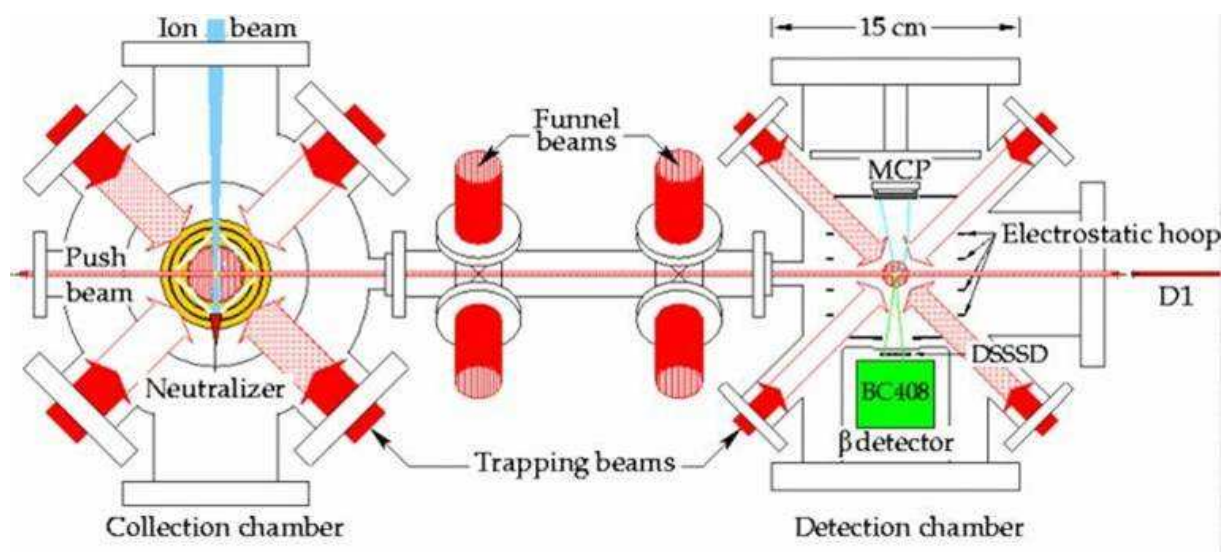


Fig 1.3.2 : Dispositif expérimental de l'expérience de TRIUMF.

La mesure a abouti au résultat suivant :

$$\tilde{a} = 0.9981 \pm 0.0030 \text{ (stat)} \pm 0.0037 \text{ (syst)} \quad (1.3.6)$$

Ce résultat est lui aussi en accord avec le Modèle Standard. C'est, à ce jour, la mesure imposant les contraintes les plus fortes sur l'existence de couplages scalaires dans l'interaction faible.

I.3.1.4 La mesure pour le noyau ^{21}Na

Cette expérience utilise également la technique de piégeage magnéto-optique pour étudier la décroissance du ^{21}Na [Sciel04]. Cette transition est une transition mixte (fig 1.3.3).

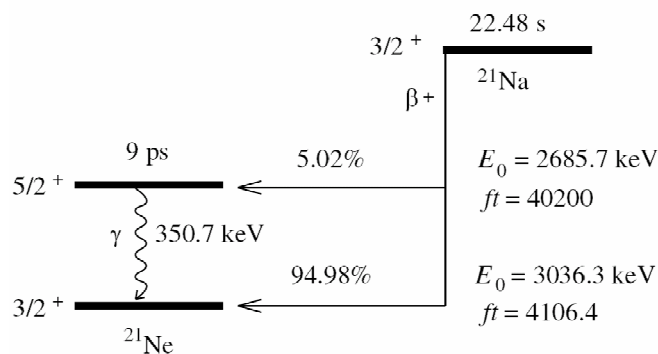


Fig 1.3.3 : schéma de décroissance de ^{21}Na .

Il s'agit d'une mesure de a basée sur la mesure directe du spectre en énergie des ions de recul. Les atomes sont produits grâce au cyclotron du Lawrence Berkeley National Laboratory (LBL) par le bombardement d'une cible de MgO avec un faisceau de protons à 85 MeV. L'injection dans le piège se fait grâce à un gradient de champ magnétique axial (Zeeman slower). Ces atomes sont piégés dans un MOT et les désintégrations sont mesurées (en coïncidence) dans une configuration comparable à celle utilisée dans l'expérience de TRIUMF. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 1.3.4.

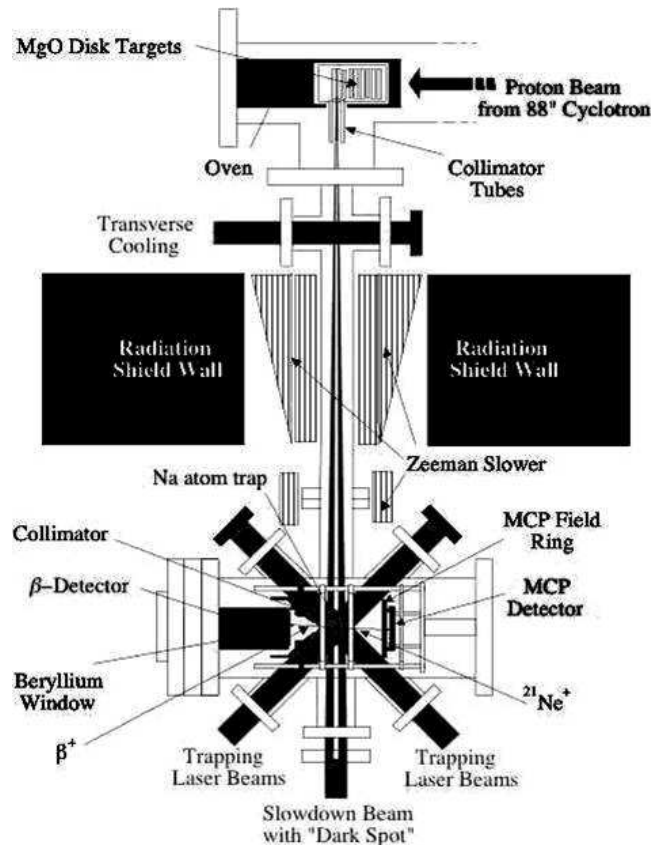


Fig 1.3.4 : Dispositif expérimental de l'expérience de Berkeley

Ici, les positions des 2 particules ne sont pas mesurées. Un scintillateur mince (ΔE) et un scintillateur épais (E) composent le détecteur β alors que l'ion de recul est détecté par une galette de micro-canaux. Le temps de vol de l'ion est pris en compte quand un signal START est délivré par les 2 étages du détecteur β (ΔE et E). La valeur déduite est :

$$a = 0.5243 \pm 0.0091 \quad (1.3.7)$$

Ce résultat présente une déviation de l'ordre de 3σ par rapport au Modèle Standard. Cependant, deux sources d'erreurs possibles restent à analyser avant de conclure sur le résultat. D'une part, la formation du dimère $^{21}\text{Na}_2$ au sein du piège peut expliquer, dans des proportions qu'il reste à quantifier, la déformation du spectre de recul. D'autre part, le rapport d'embranchement vers le premier état excité du ^{21}Ne est mal connu et peut aussi être la cause de cette déviation. Une mesure précise de ce rapport d'embranchement a été réalisée à Berkeley [Iacob06]. La correction obtenue avec cette nouvelle valeur n'est pas suffisante pour accorder la valeur de a aux prédictions du Modèle Standard. Une autre mesure a été menée à KVI-Groningen [Achouri04] et est actuellement en cours d'analyse. Cependant, la détermination exacte de la composition du nuage d'atomes piégés est nécessaire pour conclure sur la signification de cette mesure.

I.3.1.5 La mesure pour le neutron

Le coefficient a était déterminé par l'analyse de la forme du spectre en énergie des protons de recul émis lors de la décroissance de neutrons libres fournis par le réacteur ASTRA [Strat78].

Les protons étaient sélectionnés en énergie par un spectromètre puis accélérés à une énergie de 25 keV (fig 1.3.5). Une fine feuille d'aluminium permettait la conversion de ces protons en électrons qui étaient comptés grâce à un scintillateur plastique. Cette mesure a donné la meilleure précision sur a pour le neutron :

$$a_0 = -0.1017 \pm 0.0051 \quad (1.3.8)$$

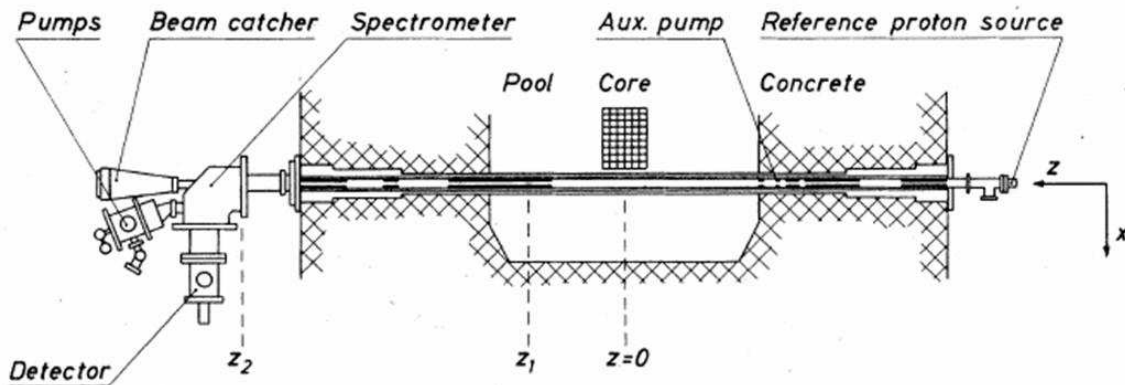


Fig 1.3.5 : Dispositif expérimentale de l'expérience de Startowa.

I.3.2 Les mesures en cours

Les 2 expériences suivantes ont pour but la mesure de a pour des noyaux différents mais ont en commun la détection directe du spectre en énergie du recul.

I.3.2.1 L'expérience WITCH

L'expérience WITCH prévoit de mesurer a dans la désintégration β de ^{35}Ar [Beck03] [Kozlov05]. Cette transition est de type Fermi pure et donnera donc des contraintes sur l'existence de couplages de type scalaire. Elle utilise pour cela 2 pièges de Penning et une mesure directe de l'énergie des ions de recul. Le faisceau d'ions $^{35}\text{Ar}^+$ est fourni par le dispositif ISOLDE/CERN. Ce faisceau est tout d'abord refroidi et mis sous forme de paquets par le dispositif REXTRAP. Un premier piège de Penning permet la purification du faisceau (sélection en masse) et son refroidissement. Les ions d'intérêt sont ensuite envoyés vers le second piège où sont mesurées les décroissances. Le spectre en énergie des ions de recul est obtenu grâce à un spectromètre à retardement permettant de sélectionner par seuils d'énergie les ions qui sont ensuite détectés sur une galette de micro-canaux. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 1.3.6.

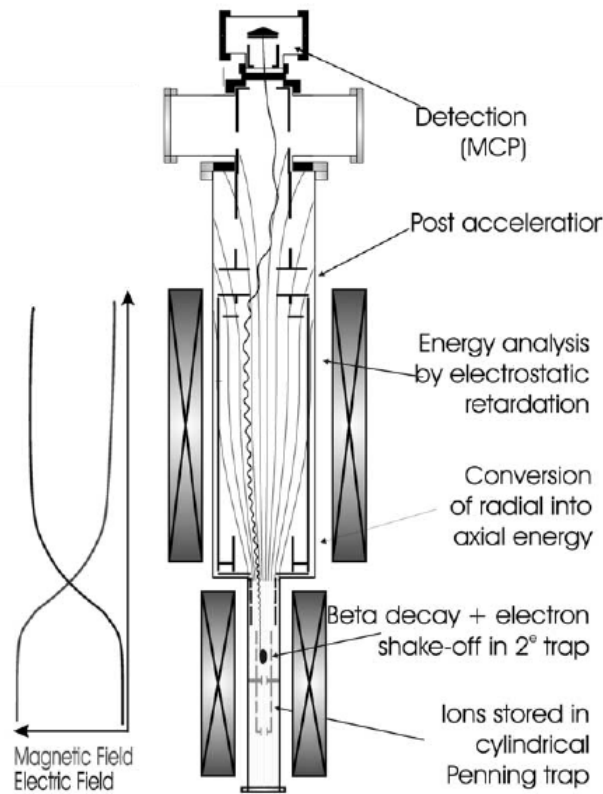


Fig 1.3.6 : Dispositif expérimental WITCH.

I.3.2.2 L'expérience aSPECT

Cette expérience est consacrée à la mesure du coefficient a dans la décroissance β de neutrons non polarisés [Gluck05]. Pour cela, un faisceau de neutrons froids délivré par l'ILL (Grenoble) sera utilisé et la mesure de a sera déduite du spectre en énergie de recul des protons. Les neutrons sont guidés vers le volume de décroissance du spectromètre aSPECT. Celui-ci est un spectromètre à retardement (fig 1.3.7). La forte différence de champ magnétique entre la zone de décroissance et le plan d'analyse implique que les protons arrivent au niveau du plan d'analyse avec un vecteur impulsion quasi-parallèle aux lignes de champ magnétique. Dans ce plan d'analyse est appliquée la barrière de potentiel de retardement. Il est alors possible de compter les protons émis par tranche d'énergie sur un détecteur Silicium. De plus, un système de miroir électrostatique permet de récupérer les événements pour lesquels le proton est émis dans la direction opposée à celle du détecteur.

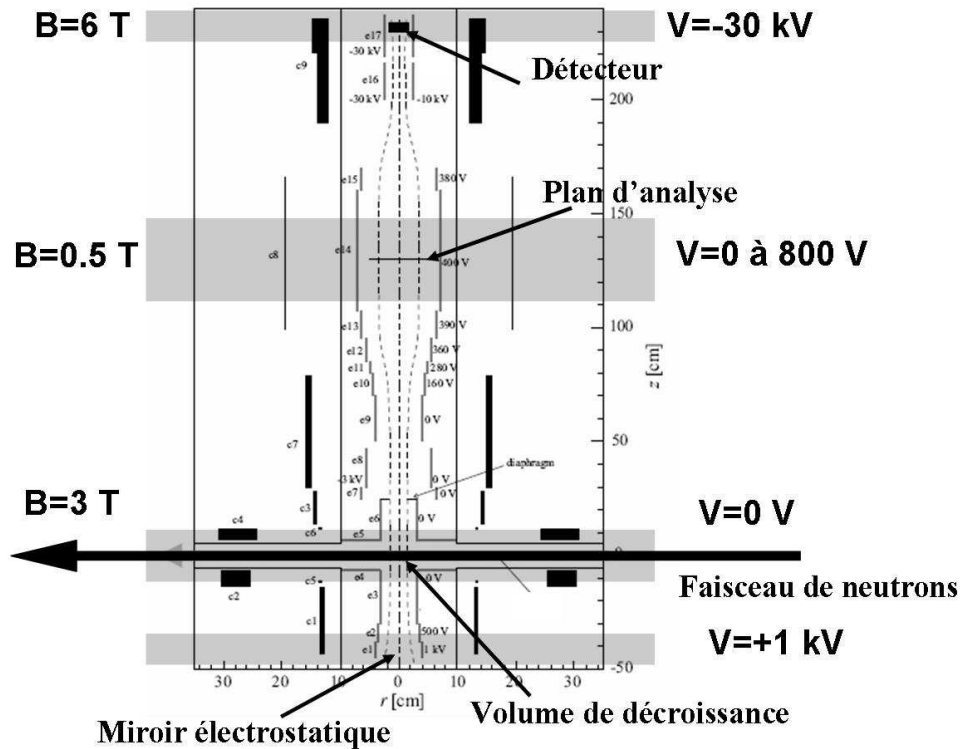


Fig 1.3.7: le spectromètre aSPECT

Les estimations des erreurs systématiques dues au spectromètre ont été évaluées et la précision attendue sur la mesure de a est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-4}$. Il en résulterait une précision de 10^{-3} sur la détermination du rapport des constantes de couplage vecteur et axial-vecteur.

II La mesure de a pour ${}^6\text{He}$ sur LPCTrap

L'expérience LPCTrap a pour objectif la mesure du paramètre a dans la transition Gamow-Teller pure de ${}^6\text{He}$ [Ban05]. Le but est d'améliorer les contraintes sur l'existence de couplages tensoriels par rapport aux limites actuelles imposées par Johnson et al. en 1963. Pour cela, la technique de piégeage des ions radioactifs a été choisie. La solution utilisée permet une mesure en coïncidence des produits de la désintégration (électron et ion de recul) et nécessite de mettre en place un dispositif efficace de piégeage des ions radioactifs. La statistique nécessaire pour obtenir une erreur sur a de 0.5% (à 1σ) a été estimée à 10^6 événements [Delahaye02]. La détection en coïncidence permet d'une part, de sélectionner la zone cinématique la plus sensible à la mesure de a et, d'autre part, de bien contrôler les erreurs systématiques. Nous avons ici accès à trois observables de la désintégration (énergie de l'électron, énergie de l'ion et angle relatif entre les deux particules). Ces trois informations permettent de signer la validité cinématique d'un événement provenant du centre du piège. On peut ainsi identifier et supprimer des sources d'événements qui ne proviendraient pas du piège.

Nous allons voir, dans cette partie, quelles sont les motivations qui ont conduit au choix de noyaux d' ${}^6\text{He}$ pour réaliser la mesure de a . Nous étudierons également les propriétés de la cinématique de la décroissance β^- de ${}^6\text{He}$ et détaillerons comment le dispositif de détection a été conçu pour favoriser au mieux la mesure de a .

II.1 Le choix du noyau

Dans la partie précédente, nous avons vu que les meilleures contraintes sur des couplages exotiques dans l'interaction faible sont de 9 % dans le cas d'une transition Gamow-Teller et de 7 % dans le cas d'une transition de type Fermi. De plus, la mesure concernant les transitions de Gamow-Teller est assez ancienne (1963) alors que la mesure pour une transition de Fermi a été réalisée récemment et utilisait les nouvelles techniques de piégeages électromagnétiques. Dans ces conditions, il paraît intéressant de s'orienter vers le cas où la

mesure existante est la ‘moins bonne’. Le but de l’expérience est alors fixé : tenter d’améliorer les contraintes sur l’existence de couplages tensoriels dans la désintégration β .

Le noyau d’ ${}^6\text{He}$ semble être le candidat idéal au vu de plusieurs critères. La figure 2.1.1 montre le schéma de décroissance de l’ ${}^6\text{He}$.

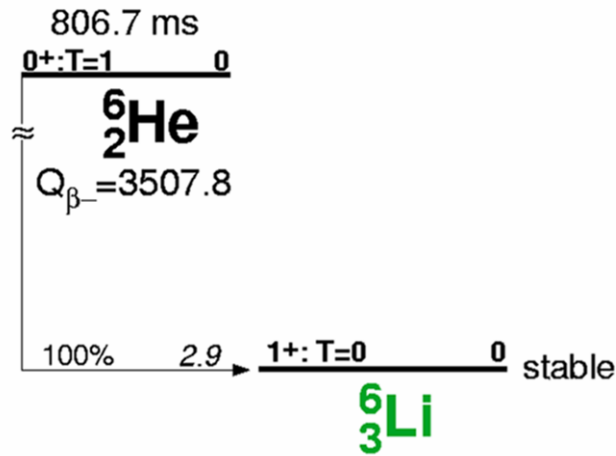


Fig 2.1.1 : Schéma de décroissance de l’ ${}^6\text{He}$.

On voit que l’on a une désintégration d’un niveau 0^+ vers un niveau 1^+ avec un rapport d’embranchement de 100% . On a donc une transition de type Gamow-Teller pure. Cela est intéressant puisque l’on évite ainsi une éventuelle incertitude sur la connaissance de la fraction de Fermi ; ici on a $x = 0$. De plus, on s’affranchit dans ce cas de la connaissance des éléments de matrice nucléaire (eq. 1.2.9). D’autre part, l’état final (${}^6\text{Li}$) est un état fondamental stable. La trajectoire (impulsion) du noyau de recul ne peut donc pas être perturbée par l’émission de particules secondaires. Enfin, d’un point de vue plus expérimental, on a un Q de réaction élevé : $Q_{\beta^-} \cong 3.5 \text{ MeV}$. Cela, et le fait que le ${}^6\text{Li}$ est un noyau léger (masse 6), impliquent que l’énergie maximale pour l’ion de recul est relativement grande : $T_{r,\text{max}} \cong 1.4 \text{ keV}$. Ceci rend possible la détection de l’ion de recul et, plus précisément, une détermination de l’énergie de celui-ci par mesure de temps de vol (compte tenu de la méthode utilisée : piégeage des ions). Un autre point important concerne le temps de demi-vie : $T_{1/2} \cong 800 \text{ ms}$. Ce temps de demi-vie est assez grand pour permettre la manipulation et la mise en forme de faisceaux d’ions (plus de détails dans le chapitre suivant), et il est aussi assez court pour réaliser une prise de données dans un temps raisonnable.

Nous venons de voir que l’ ${}^6\text{He}$ possède toutes les caractéristiques requises pour pouvoir espérer réaliser une mesure de a dans les meilleures conditions. Il faut cependant disposer d’une source pouvant fournir, dans de bonnes conditions, ces noyaux radioactifs. La ligne basse énergie LIRAT de SPIRAL/GANIL permet de disposer de tels noyaux. Elle est à même de fournir des ions ${}^6\text{He}^+$ à une énergie comprise entre 10 à 30 keV et l’intensité est de l’ordre de 2.10^8 ions/s [Ganil06]. C’est auprès de cette installation que l’expérience a été mise en place.

Une fois le noyau radioactif choisi (${}^6\text{He}$), il reste à déterminer comment, expérimentalement, nous pouvons avoir accès au paramètre qui nous intéresse : a . Nous avons vu que la cinématique de la désintégration β faisait intervenir le paramètre de corrélation angulaire β -v.

On se propose maintenant de regarder plus en détail l'influence de la valeur a sur la distribution des événements dans l'espace cinématique de la désintégration.

II.2 L'espace cinématique de la désintégration

On considère la réaction suivante :



On suppose le noyau initial ${}^6\text{He}$ au repos. Ceci est une désintégration en 3 corps et l'espace cinématique permis lors de la désintégration de l' ${}^6\text{He}$ est imposé par les relations de conservation de l'énergie et de l'impulsion :

$$\begin{cases} T_e + T_r + T_\nu = Q \\ \vec{p}_e + \vec{p}_r + \vec{p}_\nu = \vec{0} \end{cases} \quad (2.2.2)$$

où Q est l'énergie disponible dans la réaction, soit : $Q = \Delta({}^6\text{He}) - \Delta({}^6\text{Li}) = 3507.8 \text{ keV}$. T_i et \vec{p}_i sont les énergies cinétiques et impulsions respectives des différents produits de désintégration. Il suffit de 2 grandeurs pour définir totalement la cinématique de la décroissance ; on peut alors représenter cet espace permis dans un plan $T_e - p_r$ (fig 2.2.1).

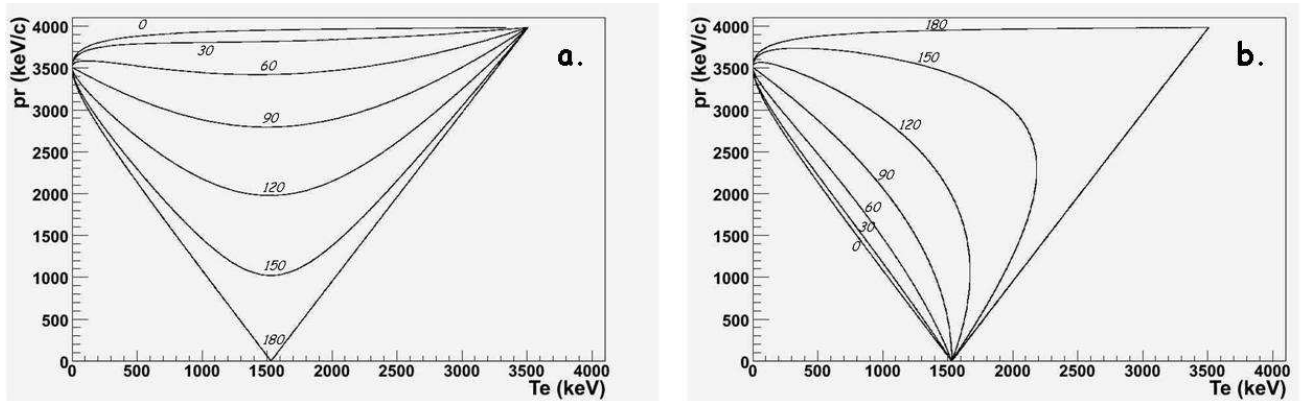


Fig 2.2.1 : Représentation de l'espace cinématique permis dans le plan $T_e - p_r$:

- a. : les iso-contours représentent les angles d'émission θ entre l'électron et le neutrino
- b. : les iso-contours représentent les angles d'émission ϕ entre l'électron et l'ion de recul (cas de la désintégration de l' ${}^6\text{He}$)

On voit que les événements se répartissent à l'intérieur d'un 'triangle' dans le plan $T_e - p_r$. On note, en comparant ces 2 figures, qu'un angle relatif β - v de 0° correspond à un angle β -ion de 180° (et vis-et-versa) et que cela correspond au cas où l'ion emporte un maximum d'énergie : c'est bien comme cela que l'on comprend la conservation de l'impulsion. Une chose importante à noter est que, en regardant la figure 2.2.1.a (qui montre la dépendance en

fonction de la variable θ), un spectre en énergie β intégré sur p_r ne donnera pas d'information sur a . En effet, dans ce cas on intègre θ de 0 à 180° (imaginer une projection sur l'axe T_e) et on a vu que la probabilité de transition (eq. 1.2.1) a une dépendance en $\cos\theta$. En revanche, la même figure montre que le spectre d'impulsion de l'ion de recul contient cette information sur la distribution en angle β - ν ; c'est cette observable qui est utilisée pour les mesures du paramètre de corrélation angulaire β - ν .

Si on étudie maintenant le cas particulier où le neutrino n'emporte pas d'énergie, on peut calculer le $T_{\beta\max}$ (énergie cinétique maximale que peut emporter l'électron) et le $p_{r\max}$ (impulsion maximale de l'ion de recul) de la réaction. On aboutit alors au résultat suivant :

$$\begin{cases} T_{r\max} = 1.417 \text{ keV} & \Rightarrow p_{r\max} = 3985.75 \text{ keV}/c \\ T_{\beta\max} = Q - T_{r\max} = 3506.4 \text{ keV} \end{cases} \quad (2.2.3)$$

où : $Q = 3507.8 \text{ keV}$, $m_e = 511.0 \text{ keV}/c^2$ et $m_r = m(^6\text{Li}) = 6 * 931494 + 14086.3 \text{ keV}/c^2$.

Pour étudier la répartition des événements dans le plan Te-pr, il est bon d'exprimer la relation de distribution des événements au cours de la désintégration (1.2.1) en fonction des variables T_e et p_r . On obtient alors la relation :

$$N(T_e, p_r) dT_e dp_r = C F(Z, E_e) \left(p_\nu E_e + \frac{a}{2} (p_r^2 - p_e^2 - p_\nu^2) \right) p_r dT_e dp_r \quad (2.2.4)$$

Ici, nous avons négligé le terme d'interférence de Fierz ainsi que l'énergie du noyau de recul. Dans la suite, nous considérerons, de plus, la fonction de Fermi comme constante (les corrections qu'elle apporte sont très faibles). On considère alors la répartition suivante pour les événements :

$$N(T_e, p_r) dT_e dp_r \propto \left(p_\nu E_e + \frac{a}{2} (p_r^2 - p_e^2 - p_\nu^2) \right) p_r dT_e dp_r \quad (2.2.5)$$

C'est cette expression qui est utilisée dans les simulations pour réaliser le tirage des événements selon la fonction de répartition.

La figure 2.2.2 montre la répartition des événements au sein de l'espace permis selon que le couplage soit axial ou tensoriel. Ces résultats sont issus d'une simulation [Delh02] dans le cas de la décroissance de l' ^6He en suivant la loi de probabilité donnée par l'équation (2.2.5) (seule la valeur de a est modifiée : $a_A = -1/3$ et $a_T = +1/3$ selon que l'on considère un couplage axial ou tensoriel).

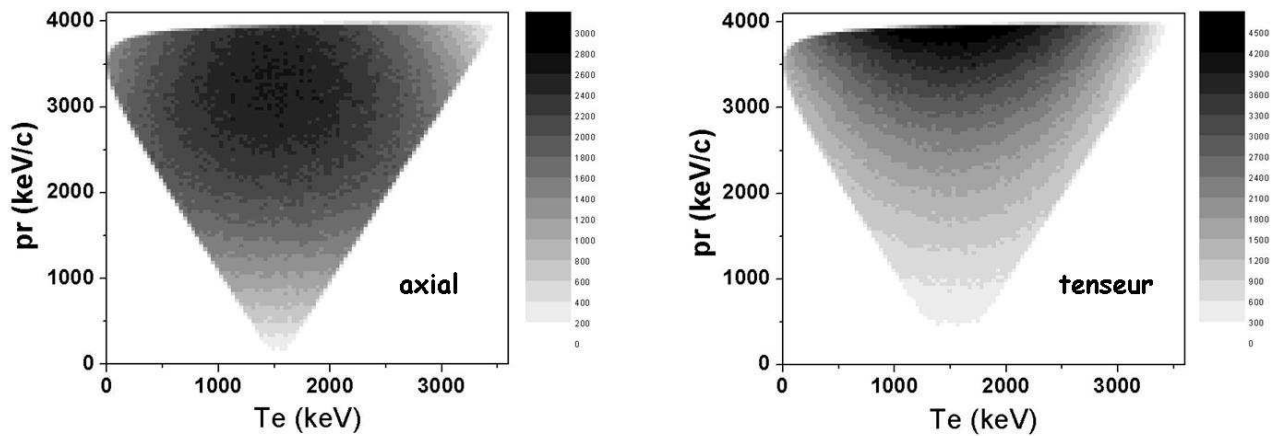


Fig 2.2.2 : Répartitions des évènements dans l'espace $Te-Pr$ pour une transition GM
à gauche : couplage axial ($a = -1/3$), à droite : couplage tenseur ($a = +1/3$).

L'espace peuplé par les évènements est identique car imposé par la conservation de l'énergie et de l'impulsion. Par contre, la répartition des évènements au sein de l'espace permis dépend de la nature du couplage. On remarque qu'un couplage tensoriel favorise l'émission de l'électron et de l'ion à 180° .

II.3 La détection en coïncidence

Nous allons ici essayer de comprendre et d'utiliser cette dernière observation : un couplage tensoriel favorise l'émission électron-ion à 180° .

Considérons une transition permise de type Gamow-Teller (c'est le cas de la désintégration β de l' ^6He) ; cela correspond à $\Delta J = \pm 1$. Plaçons-nous maintenant dans le cadre de la théorie V-A. Les propriétés des matrices de Dirac du couplage axial imposent que les 2 leptons intervenant dans ce processus soient d'hélicités opposées. Pour satisfaire à la conservation du moment cinétique, il faut que les leptons aient leur spin alignés. Cela implique finalement que ces 2 particules sont émises dans des directions opposées.

Pour un couplage tensoriel, le raisonnement est identique, à la différence que les 2 leptons doivent être de même hélicité. On arrive à la conclusion que le couplage tensoriel favorise l'émission de l'électron et de l'antineutrino dans une même direction. Il en découle que l'ion de recul est émis de préférence dans le sens opposé aux 2 leptons (conservation de l'impulsion). La figure 2.3.1 schématise cette propriété de l'émission leptonique pour la désintégration β .

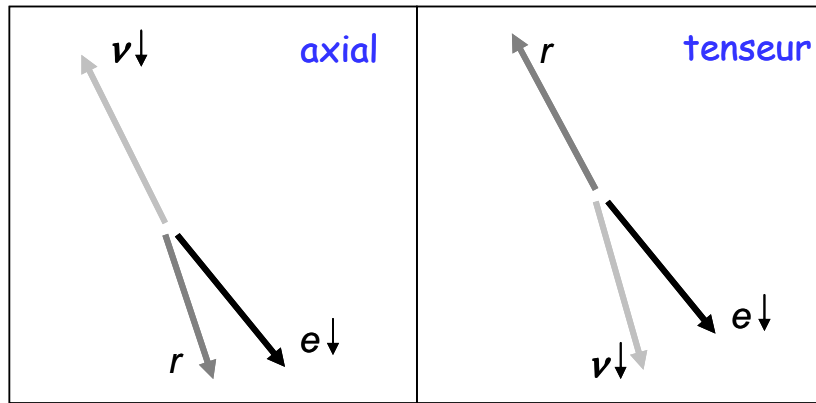


Fig 2.3.1 : Influence de la nature du couplage sur la répartition des événements dans le cas d'une transition permise Gamow-Teller : un couplage tensoriel favorise l'émission de l'électron et de l'ion de recul à 180° (les flèches indiquent le spin des leptons).

Dans ces conditions, puisque nous proposons de rechercher l'existence de couplage tensoriel pour une transition de type Gamow-Teller, nous allons voir que le dispositif expérimental a été conçu afin d'exploiter ce phénomène. Ainsi, les détecteurs pour l'électron et pour l'ion de recul sont placés en vis-à-vis par rapport à la source radioactive ; on parle de détection en 'back-to-back'. En fait, on observe, par la mesure, la superposition des 2 contributions (axial et tenseur) et avec cette géométrie particulière, on va favoriser (au sens statistique) les événements correspondant à un couplage tensoriel.

Ce phénomène explique également que les grandes impulsions du recul sont favorisées par des courants tensoriels : la conservation de l'impulsion entraîne que l'impulsion de l'ion doit compenser celles de l'électron et du neutrino qui ont mêmes sens. Cela est mis en évidence par la forme du spectre en impulsion des ions de recul (fig 2.3.2).

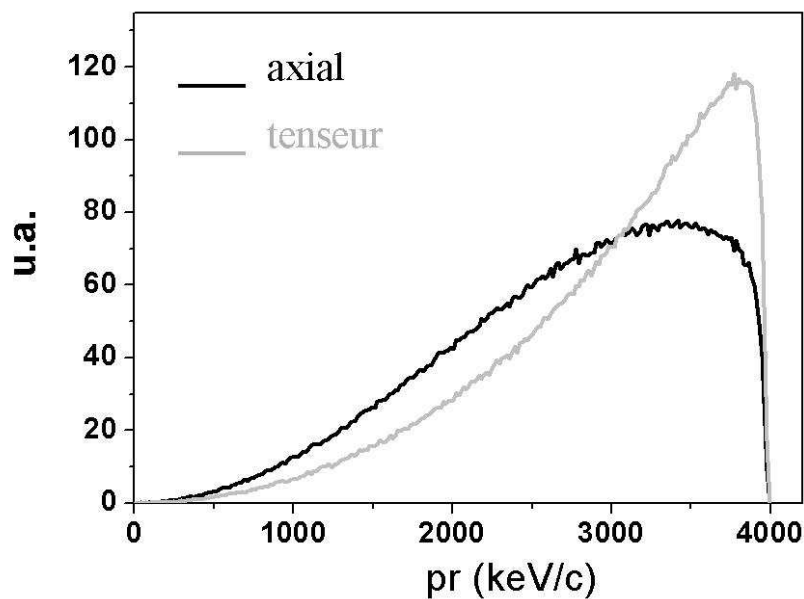


Fig 2.3.2 : Spectre en impulsion de recul du ${}^6\text{Li}$ dans le cas des couplages axial et tensoriel.

On vient de voir qu'un dispositif de détection à 180° favorise, d'un point de vue statistique, les évènements correspondant à une interaction tensorielle.

Une autre raison justifiant le choix de cette géométrie est l'étude de la sensibilité à a au sein de l'espace cinématique. En effet, on peut définir une grandeur K représentant la sensibilité à la mesure de a (pour une statistique donnée) telle que :

$$\frac{\Delta N}{N} = K \frac{\Delta a}{a} \quad (2.3.1)$$

En pratique, il est intéressant de regarder le module de K :

$$|K| = \left| \frac{\Delta N}{\Delta a} \times \frac{a}{N} \right| \quad (2.3.2)$$

On déduit alors, grâce à l'équation (2.2.5), l'expression de la sensibilité :

$$|K| = \left| \frac{a (p_r^2 - p_e^2 - p_v^2) p_r}{2 N(T_e, p_r)} \right| \quad (2.3.3)$$

Une représentation de cette variable est réalisée à la figure 2.3.3. La valeur prise pour a est la valeur prédite par le modèle standard ($a_{GT} = -\frac{1}{3}$) puisque l'on recherche une déviation autour de cette valeur.

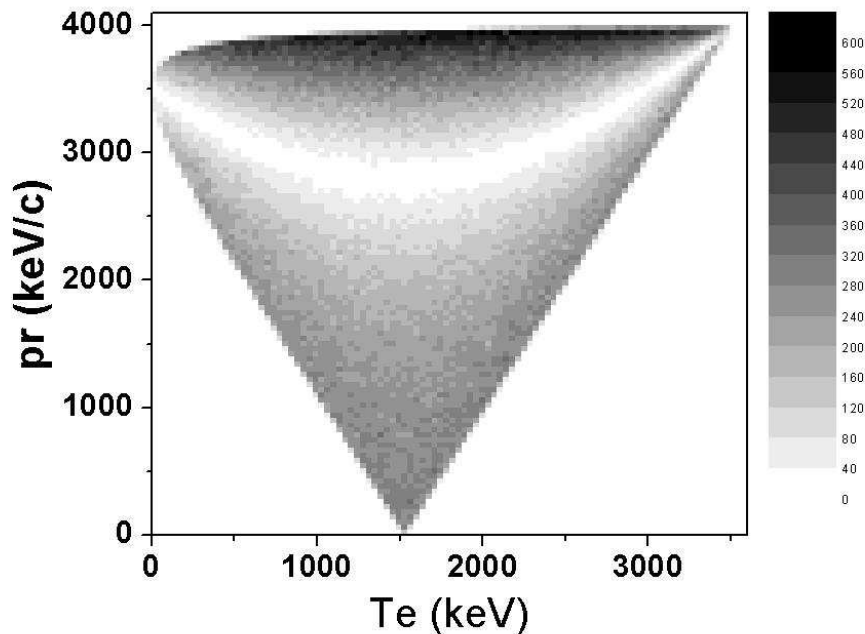


Fig 2.3.3 : Sensibilité à la mesure de a dans l'espace $T_e - p_r$ (valeur de référence $a = -1/3$).

On note que la sensibilité à a est la meilleure pour les grands angles entre l'électron et le noyau de recul (fig 2.2.1.b). On a donc, à nouveau, tout intérêt à se placer dans cette portion de l'espace cinématique pour réaliser la mesure. Notons également, que la mesure est insensible à a le long de l'isocontour $\theta = 90^\circ$ (fig. 2.2.1.a) car on a alors $\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu = 0$.

Utilisation d'une géométrie de détection 'back-to-back' :

La géométrie et le système de détection adoptés pour cette expérience seront détaillés dans les prochaines parties. La géométrie générale de détection est représentée sur la figure 2.3.4. On voit apparaître de part et d'autre du centre du piège les 2 détecteurs : l'un pour l'électron et l'autre pour l'ion de recul.

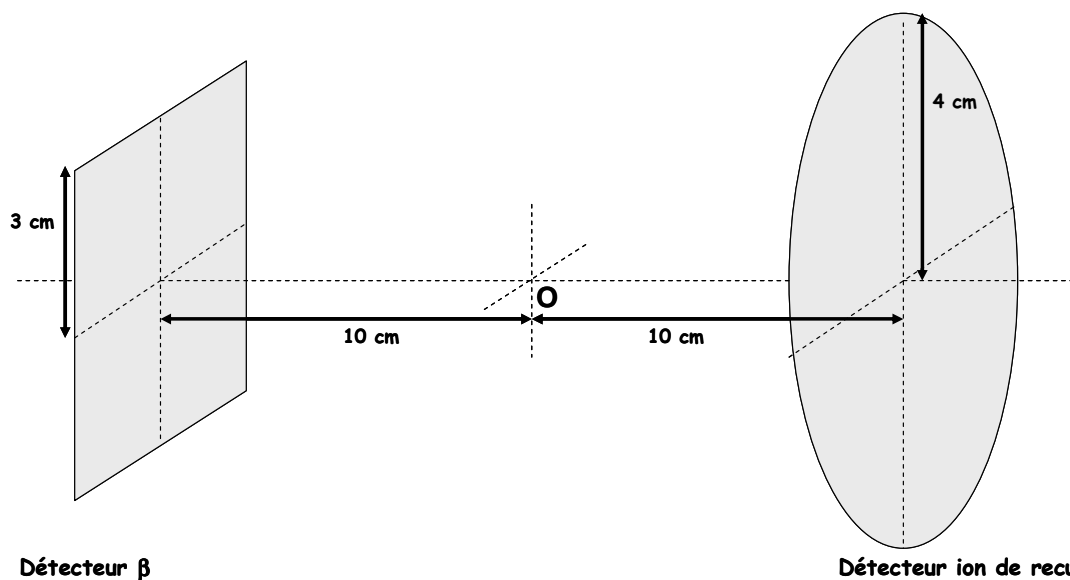


Fig 2.3.4 : Schéma du dispositif de détection : les 2 détecteurs sont placés en vis-à-vis autour de la source d'ions radioactifs O (centre du piège).

L'angle solide couvert par ces deux détecteurs est de $\Omega_\beta = 2.63\%$ et $\Omega_{ion} = 3.57\%$. Par cette géométrie, on sélectionne une région de l'espace cinématique limité par un angle maximal entre l'ion et l'électron :

$$\varphi_{lim} = 180 - \left[\arctan\left(\frac{4}{10}\right) + \arctan\left(\frac{3 \cdot \sqrt{2}}{10}\right) \right] = 135.2^\circ \quad (2.3.4)$$

La figure 2.3.5 montre la coupure réalisée dans l'espace cinématique représentée dans l'espace $T_e - p_r$. Si l'on compare à la figure 2.2.1.b, on voit que l'espace accessible est celui situé au-dessus de l'isocontour $\varphi = 135^\circ$.

Comme nous l'avons vu précédemment, cette géométrie 'back-to-back' favorise les événements faisant intervenir un couplage tenseur. Grâce aux simulations, et avec cette géométrie de détection, on peut quantifier cet effet : dans le cas d'un couplage purement axial,

on a 22 % de coïncidences (par rapport à la cinématique complète) et dans le cas d'un couplage purement tensoriel, on a 27 % de coïncidences. Ceci conduit à une efficacité de détection supérieure au produit des angles solides couverts par les détecteurs. Pour estimer cette efficacité de détection, plaçons-nous dans le cas d'un couplage purement axial, on a alors :

$$\varepsilon \approx 0.6 \% \quad (2.3.5)$$

La connaissance de cette efficacité est importante pour estimer le taux d'évènements (en coïncidence) que l'on peut espérer détecter connaissant le nombre d'ions ${}^6\text{He}^+$ piégés. Notons, que dans ce calcul, il n'a pas été tenu compte des efficacités des détecteurs. On sait cependant, qu'avec les détecteurs utilisés (scintillateur plastique pour le β et galette de micro-canaux pour l'ion), on a : $\varepsilon_\beta \approx 100 \%$ et $\varepsilon_{ion} \approx 50 \%$. L'efficacité réelle de détection est donc inférieure d'un facteur 2 environ à la valeur indiquée ci-dessus soit :

$$\varepsilon_{coinc} \approx 0.3 \% \quad (2.3.6)$$

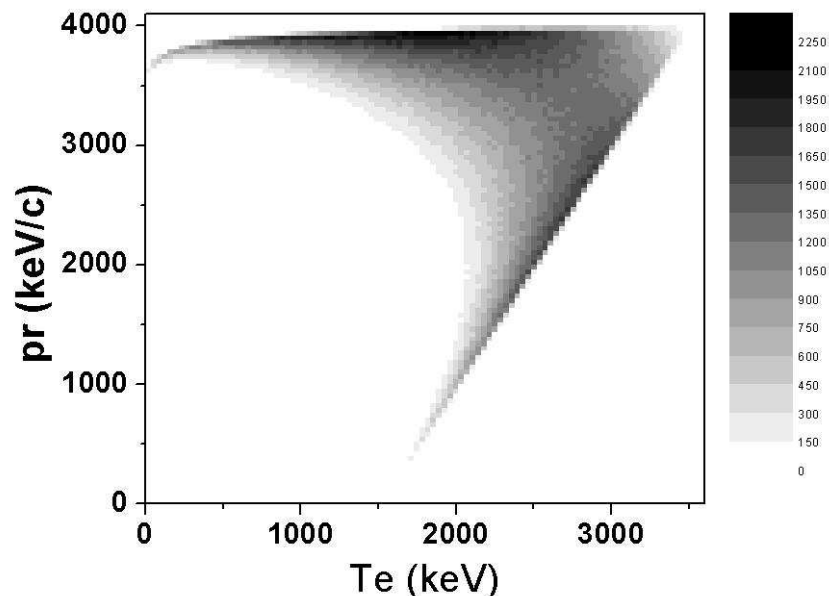


Fig 2.3.5 : Répartition des évènements dans le plan T_e - p_r (cas d'un couplage axial). Coupe dans l'espace cinématique causée par le système de détection : on suit l'isocontour $\varphi = 135^\circ$.

Regardons maintenant comment se répercute cette coupure sur les spectres d'énergie de l'électron et de l'impulsion de l'ion. La figure 2.3.5 montre que seule la forme de ces spectres va être modifiée et que l'on a toujours $T_e \in [0; T_{\beta_{max}}]$ et $p_r \in [0; p_{r_{max}}]$. La figure 2.3.6 présente la coupure réalisée sur les spectres intégrés en p_r et T_e . La géométrie utilisée, favorise les grandes énergies pour l'électron et pour le recul.

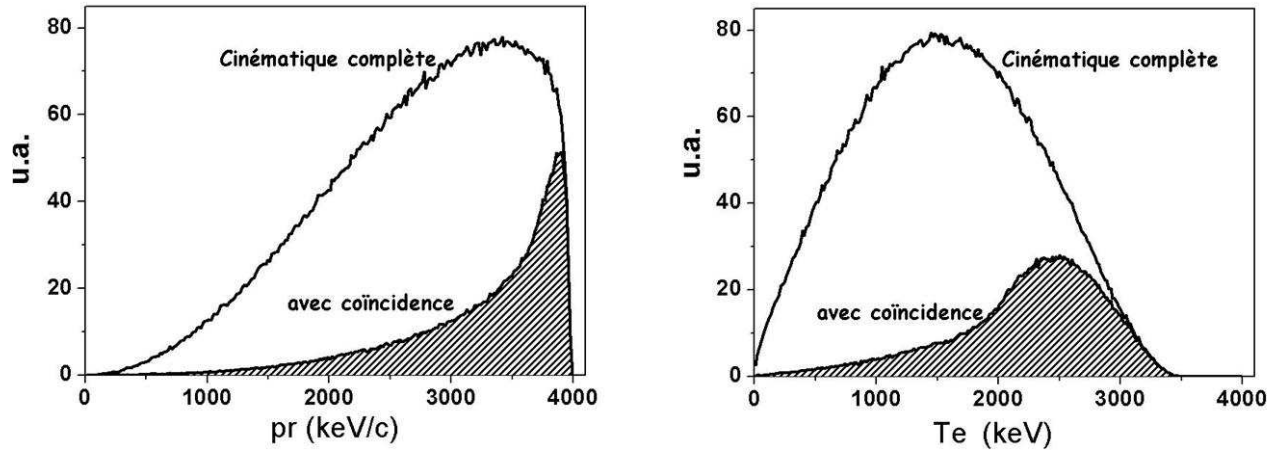


Fig 2.3.6 : Coupure cinématique par le dispositif de détection pour le spectre en impulsion du recul (à gauche) et pour le spectre en énergie du β (à droite). Simulations réalisées pour $a = -\frac{1}{3}$.

On peut maintenant regarder plus en détails, avec la géométrie adoptée, la forme des spectres en T_e et p_r selon le type d'interaction (fig 2.3.7).

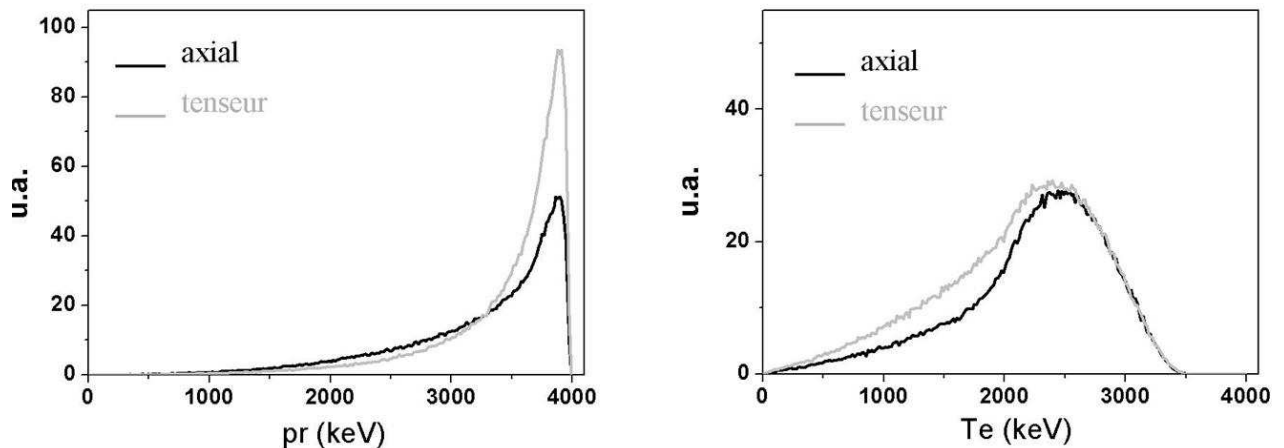


Fig 2.3.7 : Allure des spectres de l'impulsion du recul (à gauche) et de l'énergie de l'électron (à droite) pour la géométrie 'back-to-back'

On voit apparaître ici une dépendance de la forme du spectre en énergie du β en fonction de la nature du couplage. Cela s'explique par le fait qu'ici, en comparant avec les figures 2.2.1.a et 2.2.1.b, on n'intègre plus (pour la partie 'basse énergie' de l'électron) l'angle θ entre 0 et 180° : on a bien alors une dépendance de la répartition des événements en fonction de a . Cependant, expérimentalement, la résolution sur la mesure du temps de vol de l'ion est meilleure que celle sur la mesure de l'énergie de l'électron. C'est donc le spectre en temps de vol de l'ion qui sera utilisé pour la détermination de a . Une analyse de la forme d'un tel spectre permet de déterminer dans quelles proportions agissent chacun des couplages.

Notons ici, que compte tenu de la coupure cinématique imposée par la géométrie de détection, on peut exprimer :

$$\langle \tilde{a} \rangle = \frac{a}{1 + \langle W^{-1} \rangle b} \quad (2.3.7)$$

avec :

$$\langle W^{-1} \rangle \cong 0.201 \quad (2.3.8)$$

Cette valeur correspond au cas idéal où la détection couvre toutes les énergies $T_e \in [0; T_{\beta_{\max}}]$ et est donnée à titre indicatif. Cette valeur devra être recalculée pour prendre en compte, notamment, le seuil de détection des β à environ 500 keV.

Lors de l'expérience, l'observable à laquelle nous aurons accès directement est le temps de vol de l'ion de recul. L'impulsion de l'ion est directement reliée à ce temps de vol et à la position d'impact de l'ion sur son détecteur par :

$$p_r = m_r \frac{d}{t_r} \quad (2.3.9)$$

où t_r est le temps de vol de l'ion et d est la distance parcourue par l'ion depuis le centre du piège. La figure 2.3.8 montre donc la forme de ce spectre en temps de vol dans les 2 cas extrêmes ($a = -\frac{1}{3}$ et $a = +\frac{1}{3}$) et pour la géométrie décrite précédemment. On remarque que la forme piquée vers les grandes impulsions de recul jusqu'à $p_{r_{\max}}$ (fig 2.3.7) se traduit ici par une forme piquée pour les faibles temps de vol correspondant à :

$$t_{r_{\min}} = m_r \frac{d_{\min}}{p_{r_{\max}}} \cong 469 \text{ ns} \quad (2.3.10)$$

où on a pris : $d_{\min} = 10 \text{ cm}$.

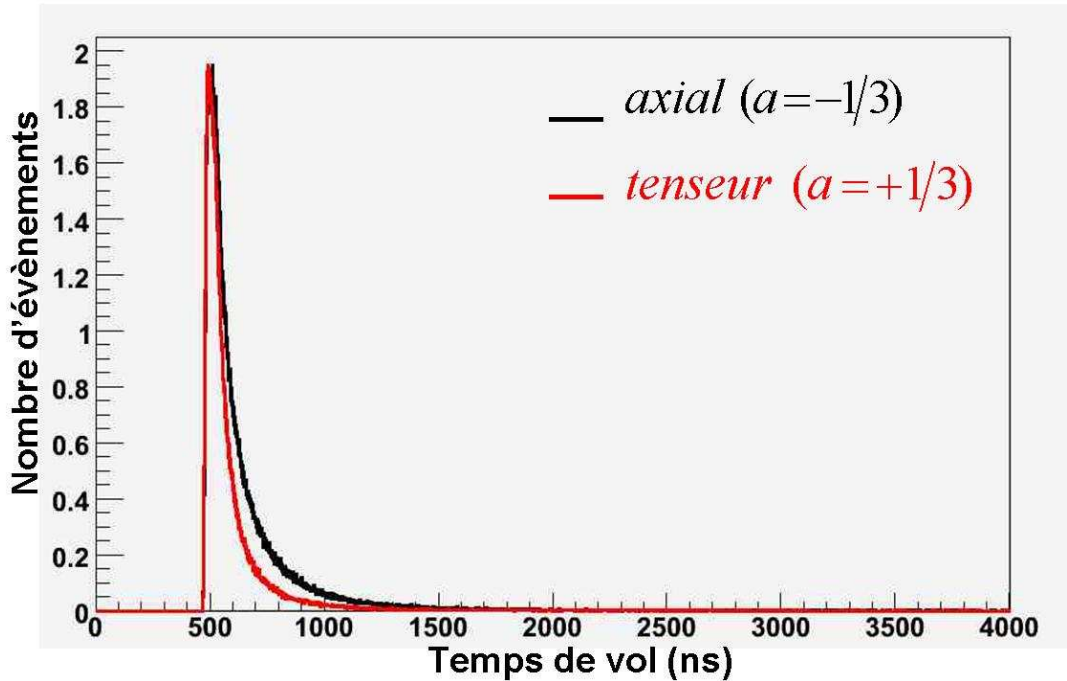


Fig 2.3.8 : Spectre théorique de temps de vol de l'ion avec la géométrie 'back-to-back'.

Notons que la forme générale du spectre en temps de vol dépend de la valeur de a . Cependant, la position et la forme du front de montée dépend peu de la valeur de a comme le montre la figure 2.3.9. Pour ces deux cas extrêmes (couplage purement axial ou purement tensoriel), la différence à mi-hauteur sur la montée du pic de temps de vol est inférieure à 1 ns.

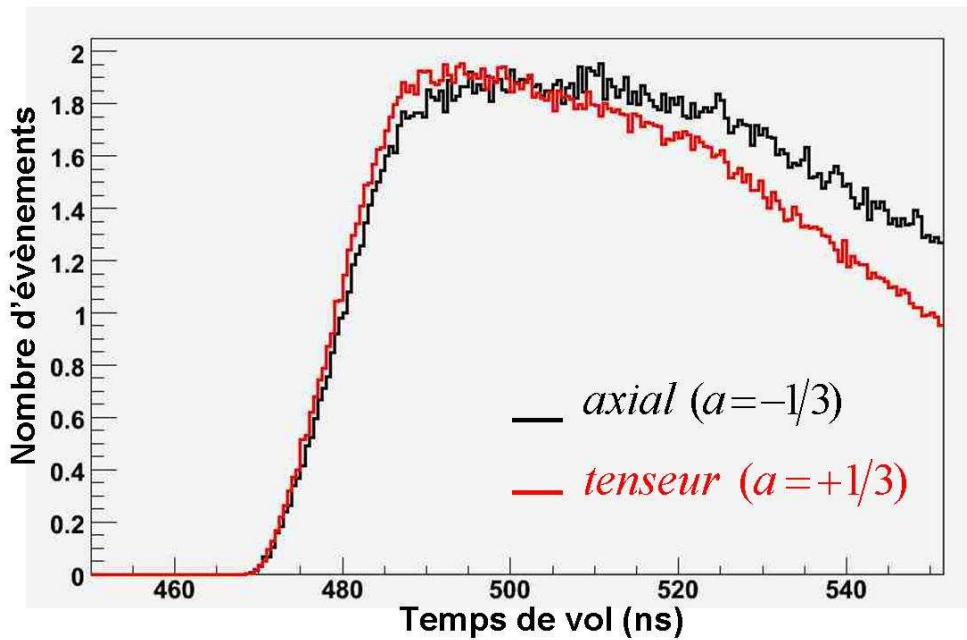


Fig 2.3.9 : Spectre théorique de temps de vol de l'ion avec la géométrie 'back-to-back' : influence du type de couplage sur la forme du front de montée du pic de temps de vol.

En pratique, le spectre de temps de vol de l'ion, obtenu lors de l'expérience, sera comparé aux résultats de simulations obtenus pour différentes valeurs de a . La détermination de a se fera en ajustant au mieux le spectre expérimental sur la forme de la partie décroissance du spectre.

III Fonctionnement des pièges de Paul

Le dispositif expérimental LPCTrap utilise deux pièges de Paul de nature différente. Tout d'abord, le RFQ à gaz tampon est un piège linéaire qui permet le refroidissement et le regroupement des ions. Ensuite, le piège de mesure est un piège de Paul tridimensionnel qui permet de confiner les ions dans un faible volume de l'espace de phase. Nous allons ici développer le principe de fonctionnement de tels pièges et donner les grandes caractéristiques du mouvement des ions à l'intérieur de ceux-ci [Fischer95].

Les pièges de Paul utilisent exclusivement un champ électrique pour piéger des particules chargées. L'équation de Poisson donne la contrainte suivante pour un potentiel électrique dans les trois directions de l'espace :

$$\Delta V = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \quad (3.1)$$

Il en résulte, puisque les dérivées secondes ne peuvent pas être toutes positives simultanément, qu'il existe toujours une direction de fuite dans tout potentiel statique. C'est-à-dire qu'il est impossible d'avoir un potentiel de piégeage dans les trois directions de l'espace simultanément.

Si l'on prend l'exemple d'un potentiel quadratique :

$$V(x, y, z) = ax^2 + by^2 + cz^2 \quad (3.2)$$

L'équation de Poisson impose :

$$a + b + c = 0 \quad (3.3)$$

Si l'on écarte la solution où tous les coefficients sont nuls (le potentiel est nul en tout point), deux cas de figures sont possibles si on impose de plus que les deux axes x et y soient équivalents :

$$c = 0 \text{ et } a = -b = A \quad (3.4)$$

ou

$$a = b = A \text{ et } c = -2A \quad (3.5)$$

Ces deux solutions conduisent à la forme suivante pour le potentiel :

$$V = A (x^2 - y^2) \quad (3.6)$$

ou

$$V = A (x^2 + y^2 - 2z^2) \quad (3.7)$$

Le premier cas correspond à un piégeage dans 2 dimensions (pas de piégeage selon l'axe z); on parle de confinement radial, c'est le cas du piège de Paul linéaire. Le second cas correspond à un piégeage dans les 3 dimensions de l'espace, c'est le piège de Paul tridimensionnel.

On voit clairement que, pour ces deux formes de potentiel, il existe une direction de fuite (respectivement y et z). Il est donc impossible de confiner des ions dans un tel potentiel statique. La solution utilisée dans un piège de Paul est d'appliquer un tel potentiel mais de le faire « osciller » au cours du temps. Ainsi l'amplitude A du potentiel devient une grandeur prenant des valeurs successivement positives puis négatives, et l'axe de fuite devient alternativement axe de piégeage et inversement. Si la fréquence d'oscillation de ce potentiel est bien choisie (elle va dépendre de la géométrie du dispositif et des caractéristiques physiques -masse et charge- de l'ion à piéger) les ions pourront être piégés au sein de ce potentiel.

Nous allons maintenant voir comment il est possible de déterminer, à partir de considérations théoriques, les caractéristiques en fréquence et en tension à appliquer sur le piège pour pouvoir confiner des ions de masse et de charge données.

III.1 Le piège de Paul tridimensionnel

Dans ce cas, nous distinguerons souvent les directions axiale et radiale et on utilisera alors la notation $r = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Reprenons l'expression du champ quadripolaire à 3 dimensions donné par l'équation 3.7. Un potentiel de ce type peut être réalisé grâce à la géométrie présentée sur la figure 3.1.1. C'est la géométrie idéale d'un piège de Paul. Il comporte un anneau et 2 chapeaux en forme d'hyperboloïdes de révolution. Les dimensions sont telles que $r_0 = \sqrt{2}z_0$. La géométrie des électrodes est telle que : $r^2 = 2z^2 + r_0^2$ pour l'anneau et telle que : $z^2 = \frac{r^2}{2} + z_0^2$ pour le chapeau. Si on applique entre les électrodes une différence de potentiel de la forme $A = U_0 + V_0 \cos \omega t$ où on a superposition d'une tension continue U_0 et d'une tension sinusoïdale d'amplitude V_0 et de pulsation ω , le potentiel au sein du piège prend la forme :

$$V(r, z, t) = \frac{(U_0 + V_0 \cos \omega t)}{2r_0^2} (r^2 - 2z^2) \quad (3.1.1)$$

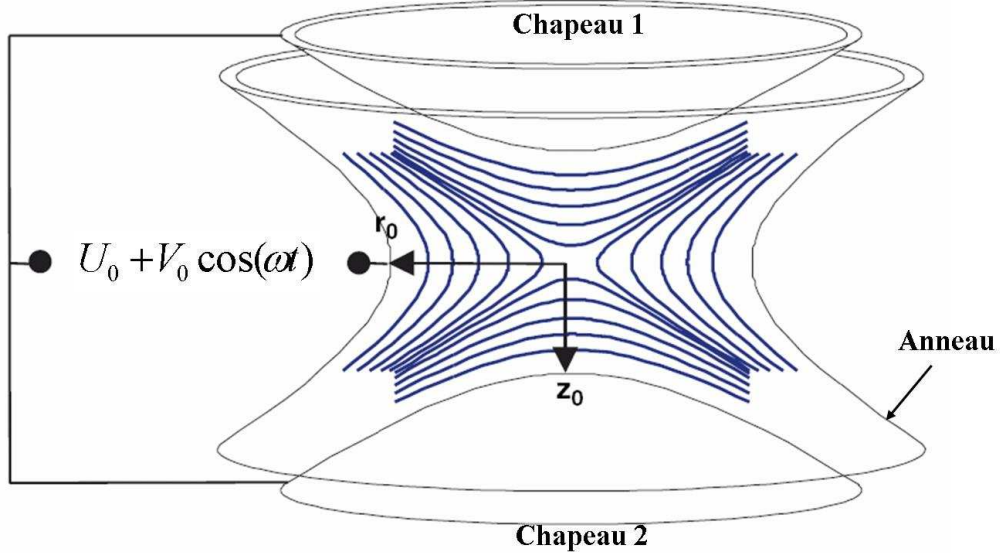


Figure 3.1.1 : Schéma de principe du piège de Paul idéal .

Notons que l'expression du potentiel $V(r, z, t)$ au sein du piège impose que l'on ait $V_{anneau} = +\frac{1}{2}(U_0 + V_0 \cos \omega t)$ et $V_{chapeau} = -\frac{1}{2}(U_0 + V_0 \cos \omega t)$ de sorte que le potentiel au centre du piège soit constamment nul.

L'application de la relation fondamentale de la dynamique donne les équations du mouvement d'un ion de masse m et de charge ne dans ce piège de Paul :

$$m \frac{d^2}{dt^2} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} + \frac{2ne(U_0 + V_0 \cos(\omega t))}{2r_0^2} \begin{bmatrix} x \\ y \\ -2z \end{bmatrix} = 0 \quad (3.1.2)$$

Le mouvement dans chacune des directions de l'espace d'un ion peut alors être décrit par une équation différentielle du second ordre à une dimension ; ce sont les équations de Mathieu [Paul90] :

$$\frac{d^2 \xi}{d\tau^2} + (a_\xi + 2q_\xi \cos 2\tau) \xi = 0 \quad (3.1.3)$$

où $\xi \equiv r$ ou z désigne la position radiale ou axiale de l'ion, $\tau = \frac{\omega t}{2}$ et

$$\begin{cases} a_z = -2a_r = -\frac{8neU_0}{mr_0^2\omega^2} \\ q_z = -2q_r = -\frac{4neV_0}{mr_0^2\omega^2} \end{cases} \quad (3.1.4)$$

sont les paramètres de Mathieu.

Le théorème de Floquet affirme que les solutions de l'équation de Mathieu ont la forme :

$$\xi(\tau) = \alpha' e^{i\mu\tau} P(\tau) + \alpha'' e^{-i\mu\tau} P(-\tau) \quad (3.1.5)$$

où μ est réel ou imaginaire et $P(\pm\tau)$ est une fonction π -périodique de τ : $P(\pm\tau) = \sum_{k=0}^{\infty} C_{2k} e^{\pm ik\tau}$.

Les constantes α' et α'' dépendent des conditions initiales de piégeage de l'ion. Par contre les valeurs C_{2k} et μ ne dépendent pas de ces conditions initiales, elles dépendent des paramètres de Mathieu. Il en résulte que les caractéristiques du mouvement des ions (fréquences d'oscillation) dans le piège ne dépendent pas des conditions initiales et sont donc identiques pour tous les ions piégés (même masse et même charge). Un groupe d'ions piégés dans un piège de géométrie définie aura alors un mouvement caractérisé par des fréquences d'oscillations particulières.

Cependant, en regardant l'allure de ces solutions, on note que celles-ci ne peuvent être stables (bornées) que si le terme $e^{i\mu\tau}$ ne diverge pas quand le temps devient très grand. Autrement dit, la constante μ doit être purement réelle. Les solutions stables sont alors des solutions oscillatoires et ont la forme suivante :

$$\xi(\tau) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} C_{2k} \cos((2k + \mu)\tau + \phi) \quad (3.1.6)$$

Une conséquence du théorème de Floquet est que l'amplitude des harmoniques diminue lorsque les fréquences deviennent grandes. Nous verrons que cette propriété permet une approximation des caractéristiques des ions dans le piège.

Les différentes fréquences des harmoniques sont données par :

$$\omega_k = \left(k + \frac{\mu}{2}\right) \omega \quad (3.1.7)$$

De plus, les 2 mouvements (radial et axial) doivent être bornés si l'on veut réellement confiner des ions à l'intérieur d'un piège. Pour cela, les paramètres de Mathieu a et q doivent tous les deux être situés dans une région de stabilité pour le mouvement axial et pour le mouvement radial. Ceci impose des conditions très sévères sur les caractéristiques du piège. On peut alors représenter dans l'espace (a_z, q_z) les régions où le mouvement est stable (fig 3.1.2).

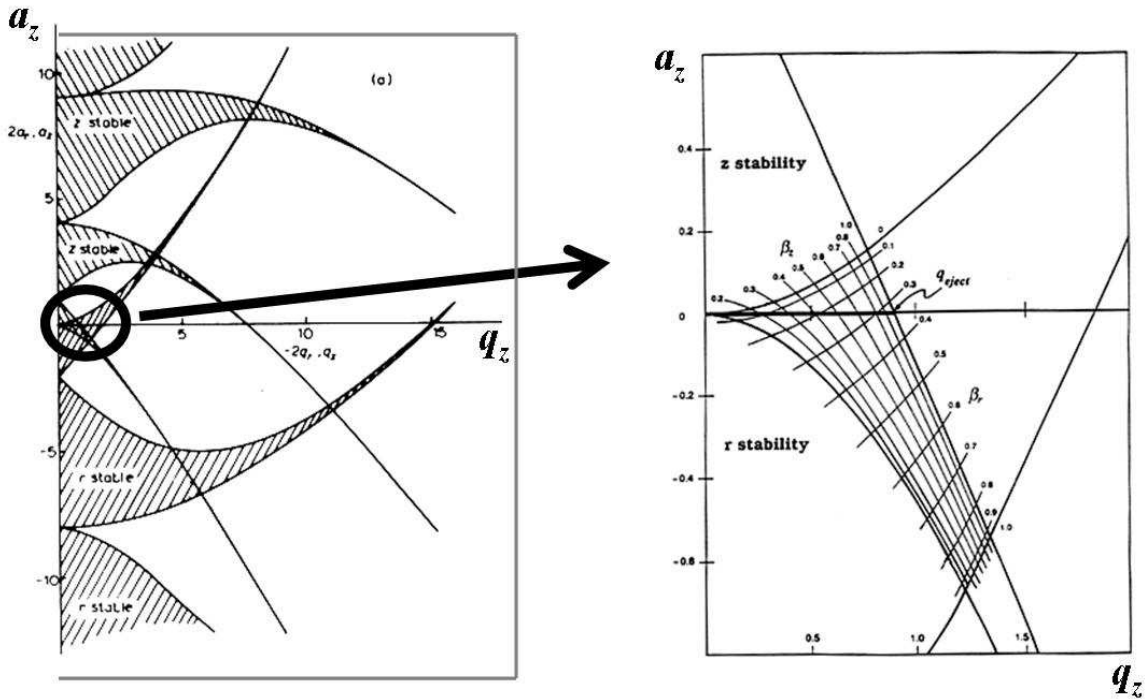


Fig 3.1.2 : A gauche, le diagramme de stabilité pour le piège 3D dans l'espace (a_z, q_z) .

A droite, la première zone de stabilité dans le même espace [Paul90].

On montre que, dans le cas où a_z est nul, la première zone de stabilité correspond à des paramètres de Mathieu q_z tels que :

$$q_z \in [0 ; 0.908] \quad (3.1.8)$$

Autrement dit, pour une fréquence et une amplitude données, on ne peut piéger que des ions de masse m et de charge ne tels que : $q_z = -\frac{4neV_0}{mr_0^2\omega^2} \leq 0.908$.

III.2 Le piège de Paul linéaire

Considérons maintenant le piège de Paul à 2 dimensions (piège linéaire). C'est un cas qui nous intéresse directement puisque le RFQ assurant la réduction d'émittance du faisceau d' ${}^6\text{He}$ est un piège de Paul linéaire utilisant, de plus, la technique de refroidissement sur un gaz tampon. Un tel piège est constitué de 4 barreaux de sections hyperboloïdes sur lesquels sont appliqués des potentiels oscillants en opposition de phase (fig 3.2.1).

Notons que si, idéalement, les électrodes devraient avoir des sections hyperboloïdes, en pratique des électrodes cylindriques sont le plus souvent utilisées. On montre que dans ce cas la meilleure approximation du champ quadripolaire est obtenue lorsque la relation suivante est réalisée entre le rayon des électrodes r et la distance $2r_0$ entre celles-ci :

$$r = 1.148 r_0$$

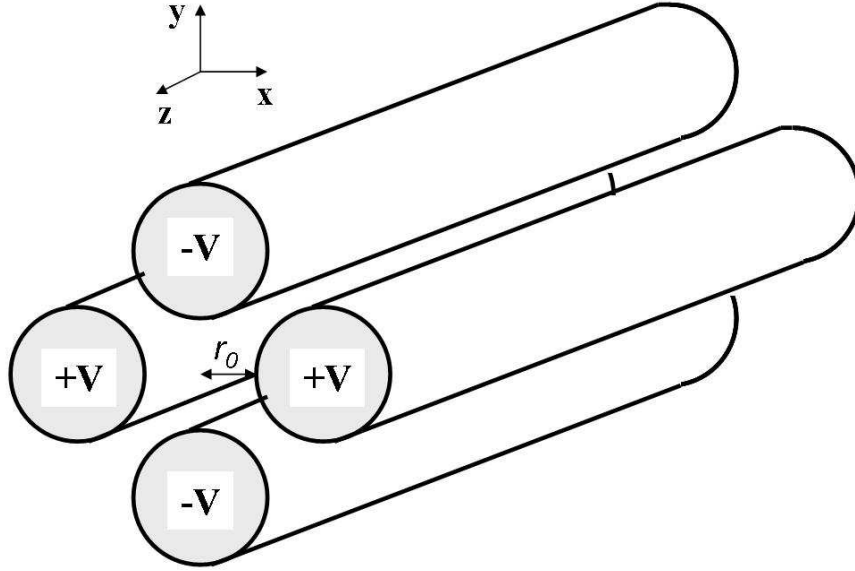


Fig 3.2.1 : Géométrie du piège de Paul linéaire. Les électrodes sont ici circulaires et les potentiels appliqués sur chaque paire sont en opposition de phase avec $V = \frac{U_0 + V_0 \cos \omega t}{2}$.

Dans une telle configuration, le potentiel au sein du quadripôle est de la forme :

$$V(x, y, t) = \frac{(U_0 + V_0 \cos \omega t)}{2r_0^2} (x^2 - y^2) \quad (3.2.1)$$

Les équations de Mathieu s'écrivent:

$$\begin{cases} \frac{d^2 x}{d\tau^2} + (a_x - 2q_x \cos 2\tau)x = 0 \\ \frac{d^2 y}{d\tau^2} + (a_y - 2q_y \cos 2\tau)y = 0 \end{cases} \quad (3.2.2)$$

où

$$\begin{cases} a_x = -a_y = -\frac{8eU}{mr_0^2 \omega^2} \\ q_x = -q_y = -\frac{4eV}{mr_0^2 \omega^2} \end{cases} \quad (3.2.3)$$

Ces équations sont du même type que dans le cas du piège à 3 dimensions. On aboutit donc également à des solutions du même type pour le mouvement des ions dans ce piège linéaire. On montre alors qu'il existe des conditions sur la stabilité des trajectoires des ions dans le piège linéaire. La figure 3.2.2 montre la représentation de ces conditions de stabilité dans l'espace (a, q) .

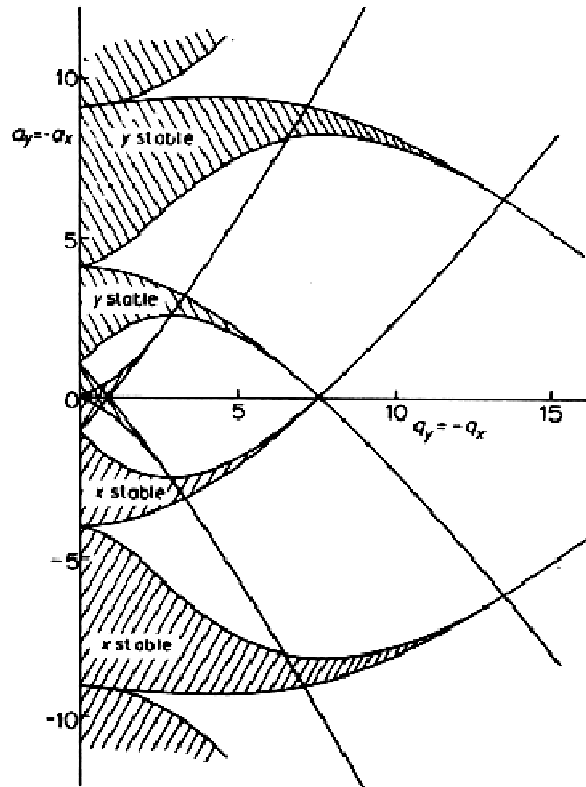


Fig 3.2.2 : Régions de stabilité pour le piège de Paul linéaire. Pour $a = 0$, la première région de stabilité est $0 \leq q \leq 0.908$ [Paul90].

Nous pouvons remarquer ici comme dans le cas du piège tridimensionnel, pour un couple tension – fréquence donné, qu’il est possible de piéger différents types d’ions. Si l’on suppose des ions monochargés et que le couple tension – fréquence a été choisi pour piéger des ions de masse 6 (par exemple), la région de stabilité peut s’étendre, admettons, de la masse 2 à la masse 20. Le dispositif ne permet donc pas une séparation en masse efficace (c’est le cas de notre RFQ). Notons que l’application d’une tension continue adéquate (paramètre a) permet de réduire la zone de stabilité et rend possible une bonne sélection en masse.

III.3 Approximation du fonctionnement d’un piège de Paul

Dans cette partie, nous traiterons le mouvement des ions d’une manière générale selon les 3 directions de l’espace. Pour simplifier l’écriture, nous adopterons les notations suivantes :

$$a \equiv a_\xi \quad \text{et} \quad q \equiv q_\xi$$

où $\xi \equiv r \text{ ou } z$.

III.3.1 Les harmoniques du mouvement

Une approximation permet de rendre possible une estimation des caractéristiques de fonctionnement des pièges de Paul. En effet, les solutions de l’équation de Mathieu ont la

propriété suivante : l'amplitude du mouvement selon les différentes harmoniques diminue lorsque la fréquence de celle-ci augmente. L'approximation consiste à ne prendre en compte, dans l'expression des harmoniques décrivant le mouvement des ions, que les fréquences les plus basses. On conserve alors les fréquences : $\omega_0 = \frac{\mu\omega}{2}$ associée à $n = 0$, $\omega_- = (1 - \frac{\mu}{2})\omega$

associée à $n = -1$ et $\omega_+ = (1 + \frac{\mu}{2})\omega$ associée à $n = 1$.

On se place alors dans la première région de stabilité (fig 3.1.2) et si l'on considère le cas $q \leq 0.4$, on a alors $\mu \ll 2\tau$, et donc $2\tau \pm \mu \cong 2\tau$. Dans ce cas, la première fréquence ω_0 est la fréquence la plus basse et constitue le mouvement séculaire des ions dans le piège. Les suivantes (ω_+ et ω_-) ont des valeurs proches de la fréquence d'oscillation du potentiel, elles constituent le micromouvement : $\omega_+ \approx \omega_- \approx \omega$.

On peut alors, en ne considérant que ces 2 harmoniques, décomposer le mouvement, selon les directions axiale ou radiale, comme suit:

$$\xi = \Xi + \delta \quad (3.3.1)$$

où Ξ est le mouvement séculaire et δ le micromouvement.

Les 2 mouvements ont les caractéristiques suivantes :

- l'amplitude du micromouvement est petite devant celle du mouvement séculaire :

$$\delta \ll \Xi \quad (3.3.2)$$

- la fréquence du micromouvement est grande devant celle du mouvement séculaire :

$$\frac{\partial \Xi}{\partial t} \ll \frac{\partial \delta}{\partial t} \quad (3.3.3)$$

L'équation de Mathieu (3.1.3) peut se réécrire maintenant:

$$\frac{d^2}{d\tau^2}(\Xi + \delta) + (a + 2q \cos 2\tau)(\Xi + \delta) = 0 \quad (3.3.4)$$

Soit, en considérant les approximations précédentes (eq 3.3.2 et 3.3.3):

$$\frac{d^2}{d\tau^2} \delta + (a + 2q \cos 2\tau) \Xi = 0 \quad (3.3.5)$$

Si l'on néglige le terme constant $a\Xi$ (ceci est possible car dans la première zone de stabilité, q faible implique que a est négligeable devant q), la solution générale de l'équation s'écrit :

$$\delta = \frac{q}{2} \cos(2\tau) \Xi = \frac{q}{2} \cos(\omega\tau) \Xi \quad (3.3.6)$$

En analysant ce résultat, on note que l'amplitude du micromouvement est proportionnelle à l'amplitude du mouvement séculaire c'est-à-dire à la distance de l'ion par rapport au centre du piège (fig 3.3.1). Afin d'expliquer l'évolution observée, calculons l'énergie cinétique moyenne associée au micromouvement :

$$\overline{E_c}(\Xi) = \frac{1}{2} m \overline{\left(\frac{d\delta}{dt}\right)^2} \quad (3.3.7)$$

avec $\tau = \frac{\omega t}{2}$. Soit finalement,

$$\overline{E_c}(\Xi) = \frac{1}{16} m q^2 \omega^2 \Xi^2 = \frac{1}{2} m \omega_0^2 \Xi^2 \quad (3.3.8)$$

où $\omega_0 = \frac{q\omega}{2\sqrt{2}}$ est la fréquence du macromouvement (dans l'approximation $a \cong 0$, on a ici

$\mu = \frac{q}{\sqrt{2}}$). Cette énergie cinétique moyenne du micromouvement apparaît alors comme une

énergie potentielle pour le mouvement séculaire de l'ion (par analogie à l'énergie potentielle d'un oscillateur harmonique). Le micromouvement agit donc comme une force de rappel et limite l'expansion du macromouvement. Le fait d'assimiler l'énergie du micromouvement à une énergie potentielle par rapport au macromouvement permet alors de comprendre de manière intuitive le comportement des ions au sein d'un piège de Paul. Notons ici que la figure 3.3.1 est le résultat d'une simulation pour un piège idéal. On remarque alors que l'approximation décrite rend très bien compte des propriétés du mouvement des ions.

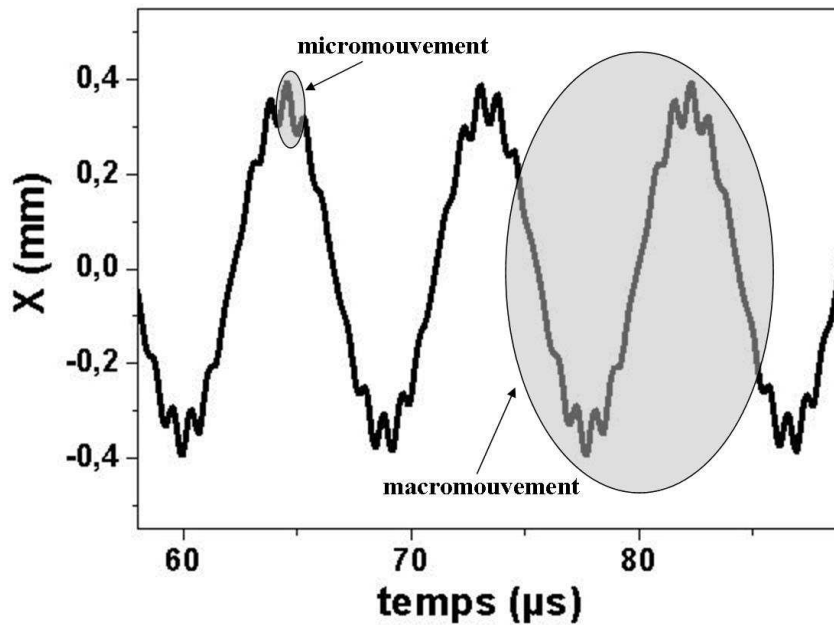


Fig 3.3.1 : Mouvement selon la direction radiale d'un ion dans un piège tridimensionnel. On distingue clairement les 2 composantes : micromouvement et macromouvement. De plus, l'amplitude du micromouvement augmente quand l'ion s'éloigne du centre du piège.

(Simulation pour : ion ${}^6\text{He}^+$, $f = \frac{\omega}{2\pi} = 1.8\text{MHz}$, $V_0 = 100\text{V}$, $U_0 = 0\text{V}$, $q_z \cong 0.3$)

Le calcul précédent a été mené d'une manière générale et est valable dans les 3 directions de l'espace, on a donc :

$$\omega_{0r} = \frac{q_r \omega}{2\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad \omega_{0z} = \frac{q_z \omega}{2\sqrt{2}} \quad (3.3.9)$$

On en déduit que les fréquences du macromouvement selon les directions axiale et radiales sont telles que :

$$\omega_{0z} = 2 \omega_{0r} \quad (3.3.10)$$

Le mouvement séculaire est donc deux fois plus rapide selon la direction axiale que selon la direction radiale (fig 3.3.2).

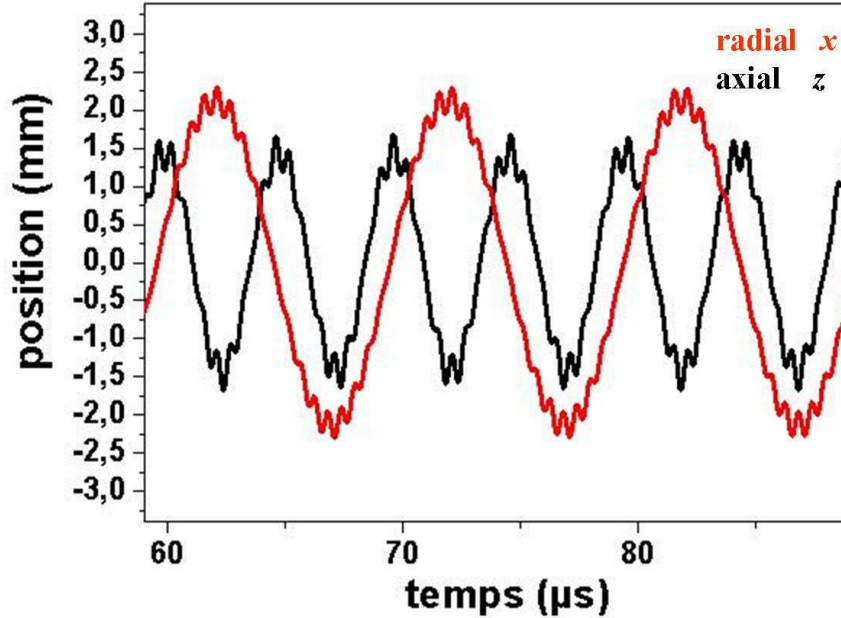


Fig 3.3.2 : Comparaison de la fréquence du mouvement séculaire selon les directions axiale et radiale (Simulation pour : ion ${}^6\text{He}^+$, $f = \frac{\omega}{2\pi} = 1.8\text{MHz}$, $V_0 = 100\text{V}$, $U_0 = 0\text{V}$, $q_z \cong 0.3$).

Revenons maintenant, sur la relation qui existe entre les paramètres de Mathieu et les fréquences d'oscillations dans le piège. Pour cela, considérons le résultat de l'approximation précédente (eq 3.3.6) et introduisons-le dans l'équation de Mathieu (eq 3.1.3), il vient :

$$\frac{d^2\xi}{d\tau^2} = -(a + 2q \cos(2\tau))(\Xi + \delta) = -\Xi \left[a + 2q \cos(2\tau) + \frac{aq}{2} \cos(2\tau) + q^2 \cos^2(2\tau) \right] \quad (3.3.11)$$

Si l'on intègre cette expression sur une période du micromouvement, on obtient :

$$\int_0^\pi \frac{d^2 \xi}{d\tau^2} d\tau = -\Xi \left[a\pi + q^2 \frac{\pi}{2} \right] = -\Xi \pi \left[a + \frac{q^2}{2} \right] \quad (3.3.12)$$

En utilisant maintenant le fait que le mouvement séculaire est très lent par rapport au micromouvement, la valeur moyenne de ce dernier au cours d'une période peut être approximée à sa valeur instantanée :

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{d^2 \Xi}{d\tau^2} d\tau \cong \frac{d^2 \Xi}{d\tau^2} \quad (3.3.13)$$

D'autre part, l'intégrale sur une période de l'accélération du micromouvement est nulle :

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{d^2 \delta}{d\tau^2} d\tau = 0 \quad (3.3.14)$$

On a déterminé les expressions des valeurs moyennes sur une période de chacun des mouvements, or ces grandeurs sont reliées par :

$$\frac{d^2 \xi}{d\tau^2} = \frac{d^2 \Xi}{d\tau^2} + \frac{d^2 \delta}{d\tau^2} \quad (3.3.15)$$

En combinant, cette égalité aux expressions des valeurs moyennes, on obtient :

$$\frac{d^2 \Xi}{d\tau^2} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{d^2 \xi}{d\tau^2} d\tau = -\left(a + \frac{q^2}{2}\right) \Xi \quad (3.3.16)$$

Si l'on interprète ce résultat comme le mouvement d'un oscillateur harmonique, on déduit que la fréquence du mouvement séculaire μ (dans la variable $\tau = \frac{\omega}{2} t$) est reliée aux paramètres de Mathieu par la relation:

$$\mu = \sqrt{a + \frac{q^2}{2}} \quad (3.3.17)$$

On retrouve ici l'expression $\mu = \frac{q}{\sqrt{2}}$ dans le cas de l'approximation $a = 0$.

Nous venons de voir que dans le cas où l'on se situe dans la première région de stabilité, le mouvement d'un ion au sein d'un piège de Paul peut être décrit comme la superposition d'un mouvement séculaire de fréquence $\mu \frac{\omega}{2}$ et d'un micromouvement de fréquence ω égale à la fréquence du champ de piégeage :

$$\xi = \xi_0 \left(1 - \frac{q}{2} \cos(\omega t) \right) \cos\left(\frac{\mu}{2} \omega t\right) \quad (3.3.18)$$

Ceci reste une approximation et en réalité, on ne distingue pas d'harmoniques à la fréquence exacte du champ de piégeage mais les deux harmoniques $\omega_- = (1 - \frac{\mu}{2})\omega$ et $\omega_+ = (1 + \frac{\mu}{2})\omega$.

III.3.2 Approximation du pseudo-potentiel

Nous nous plaçons ici toujours dans la situation $q_z \leq 0.4$. Le but de ce développement est de décrire le potentiel ressenti par les ions comme un potentiel moyen.

L'équation 3.3.16 nous donne selon l'axe Oz :

$$\frac{d^2 Z}{d\tau^2} = -\left(a_z + \frac{q_z^2}{2}\right) Z = \left[\frac{8neU_0}{mr_0^2 \omega^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{4neV_0}{mr_0^2 \omega^2} \right)^2 \right] Z = \frac{8ne}{mr_0^2 \omega^2} \left[U_0 - \frac{ne}{mr_0^2 \omega^2} V_0^2 \right] Z \quad (3.3.19)$$

Si l'on écrit maintenant l'équation fondamentale de la dynamique pour un ion de masse m et de charge ne soumis à un potentiel D_z , on a :

$$m \frac{d^2 Z}{dt^2} = -ne \frac{d\overline{D_z}}{dZ} \quad (3.3.20)$$

D'où l'on déduit :

$$m \frac{d^2 Z}{dt^2} = m \frac{\omega^2}{4} \frac{d^2 Z}{d\tau^2} = m \frac{\omega^2}{4} \frac{8ne}{mr_0^2 \omega^2} \left[U_0 - \frac{ne}{mr_0^2 \omega^2} V_0^2 \right] Z = -ne \frac{d\overline{D_z}}{dZ} \quad (3.3.21)$$

Et donc :

$$\frac{d\overline{D_z}}{dZ} = \frac{2}{r_0^2} \left[\frac{ne}{mr_0^2 \omega^2} V_0^2 - U_0 \right] Z \quad (3.3.22)$$

En intégrant jusqu'à z_0 (position extrême d'un ion dans le piège), on trouve la profondeur du puits de pseudo-potentiel :

$$\overline{D_z} = \int_0^{z_0} \frac{d\overline{D_z}}{dZ} dZ = \frac{2}{r_0^2} \left[\frac{ne}{mr_0^2 \omega^2} V_0^2 - U_0 \right] \frac{z_0^2}{2} = \frac{1}{2} \left[\frac{ne}{mr_0^2 \omega^2} V_0^2 - U_0 \right] \quad (3.3.23)$$

On peut alors réécrire la profondeur du puits de pseudo-potentiel en fonction des paramètres de Mathieu selon la direction axiale :

$$\overline{D_z} = -\frac{1}{2}U_0 + \frac{q_z}{8}V_0 \quad (3.3.24)$$

De même, on obtient selon la direction radiale :

$$\overline{D_r} = \frac{1}{2}U_0 + \frac{q_r}{8}V_0 \quad (3.3.25)$$

On voit alors clairement que :

- L'application d'un potentiel continu U_0 sur les électrodes du piège crée un puits de potentiel confinant dans une des directions et un puits de potentiel de fuite dans l'autre direction.
- L'application d'un champ oscillant V_0 conduit à un puits de potentiel parabolique dont la profondeur est deux fois plus importante dans la direction axiale que dans la direction radiale (puisque $|q_z| = 2|q_r|$).

On parle alors de puits de pseudo-potentiel puisque la profondeur calculée ici résulte du champ moyen ressenti par l'ion au cours d'une période d'oscillation du champ. L'application numérique dans le cas de notre piège donne : $\overline{D_z} \approx 1 \text{ eV}$. Il apparaît alors que lors de l'injection dans le piège, les ions devront avoir une énergie cinétique de l'ordre de 1 eV. Plus précisément, si la distribution en énergie des ions lors de leur injection dans le piège est grande (par exemple 10 eV) alors l'efficacité de piégeage sera faible puisque seule la partie centrale de la distribution sera susceptible d'être piégée.

IV La ligne LPCTrap

IV.1 Descriptif

L'ensemble du dispositif LPCTrap (fig. 4.1.1) a été conçu pour permettre l'injection efficace dans un piège de Paul d'un faisceau continu d'ions issus d'une source E.C.R. d'énergie de l'ordre de la dizaine de keV. Pour satisfaire à cette fonction, l'idée est tout d'abord de ralentir, refroidir et regrouper les ions. Ceci est réalisé par une première partie du dispositif : le RFQ. A la sortie de ce premier élément, on dispose d'un faisceau d'ions de même énergie que le faisceau initial mais ces ions sont maintenant sous forme de paquets d'émittance plus faible. Ces paquets d'ions sont extraits du RFQ à intervalles de temps réguliers. Cet instant d'extraction du RFQ constitue alors une référence en temps pour l'observation de ces ions. La suite de la manipulation des paquets d'ions se fait par une séquence synchronisée par rapport à cette référence en temps. L'énergie cinétique des ions est tout d'abord réduite à 1 keV grâce à une cavité pulsée (Pulse Down 1). Les ions sont ensuite guidés vers un second dispositif du même type (Pulse Down 2) permettant lui de réduire leur énergie de 1 keV à environ 100 eV. Finalement, ces paquets d'ions de faible énergie cinétique peuvent être injectés dans le piège de Paul de mesure.

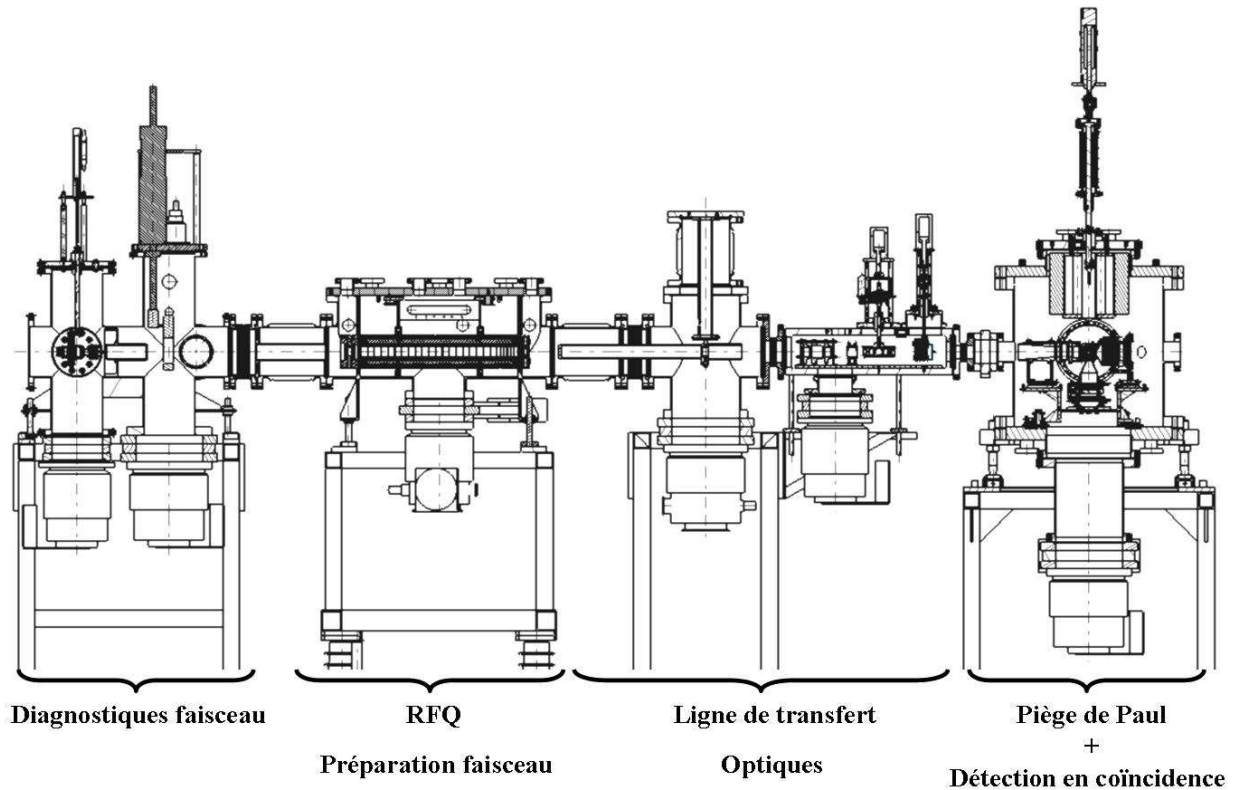


Figure 4.1.1 : Vue d'ensemble du dispositif expérimental LPCTrap.

IV.1.1 La production des ions par SPIRAL / LIRAT

Le faisceau d'ions radioactifs ${}^6\text{He}^+$ est délivré par la ligne basse énergie LIRAT (Ligne d'Ions Radioactifs A Très basse énergie) de GANIL. La production de ces ions radioactifs utilise la technique ISOL (Isotope Separation On Line) [GanilSpiral]. Les ions sont produits au niveau de l'ensemble cible-source de SPIRAL en utilisant une cible de carbone ${}^{12}\text{C}$ et un faisceau incident de carbone ${}^{13}\text{C}$ d'énergie 75 MeV/A. La puissance sur la cible est d'environ 2.5 kW. Les atomes radioactifs ainsi formés diffusent au travers de la cible et sont ionisés au moyen d'une source ECR. L'énergie du faisceau en sortie de la source est imposée par la tension appliquée sur la plateforme de la source V_{HTECR} . La ligne LIRAT peut ainsi conduire des faisceaux d'énergie comprise entre 10 et 30 keV et d'émittance de l'ordre de $80 \pi \text{ mm.mrad}$. La séparation en masse en sortie de source est réalisée par un dipôle ICD1 de résolution $\frac{\Delta m}{m} = 4.10^{-3}$ (fig 4.1.2).

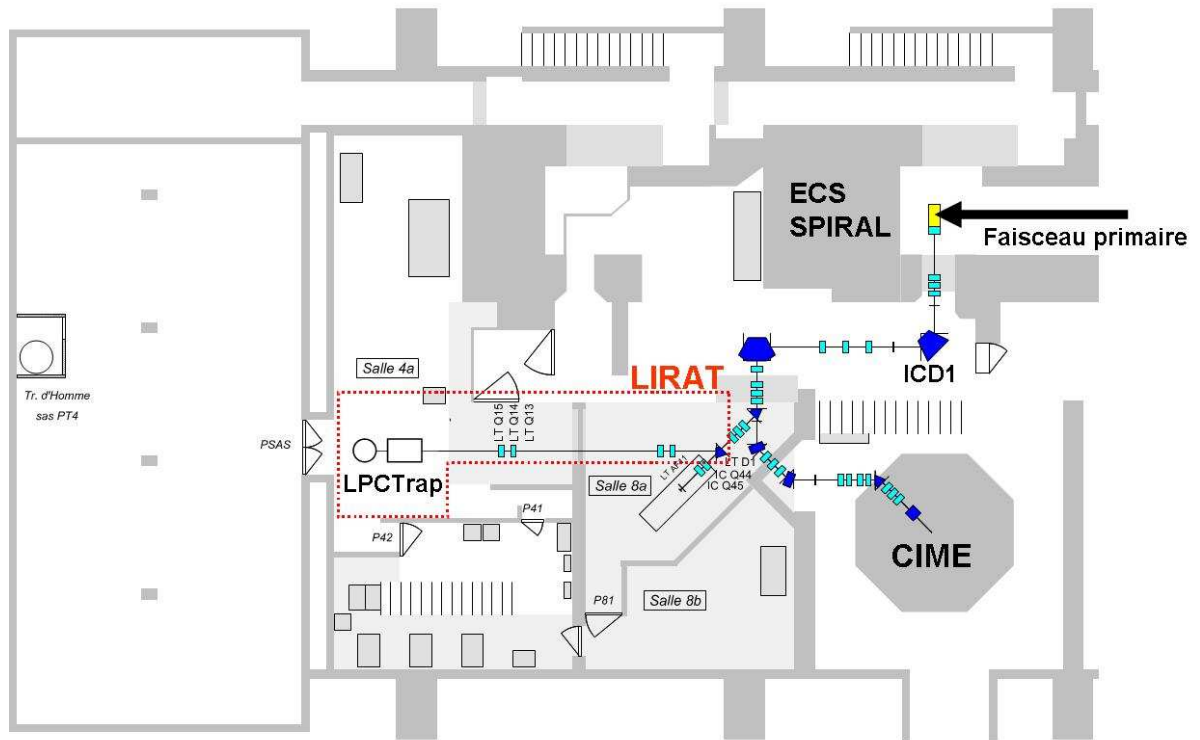


Fig 4.1.2 : Implantation de la ligne basse énergie LIRAT.

Transmission dans LIRAT :

Le transport du faisceau dans la ligne LIRAT est, dans notre cas, optimisé grâce au signal de $^{12}\text{C}^{2+}$ présent en grande quantité. La transmission est mesurée entre deux cages de Faraday : ICCF13 et LT CF14. La première est située juste après le dipôle de séparation ICD1P et la seconde se situe à l'entrée de notre dispositif. Les transmissions optimales obtenues sont de l'ordre de 90 %. Ensuite, la tension de la source ECR est simplement ajustée pour passer sur le réglage optimum en $^6\text{He}^+$. La différence de tension à appliquer correspond directement à la différence de masse entre les 2 ions :

$$\left| \frac{m(^{12}\text{C}^{2+}) - 2 \times m(^6\text{He}^+)}{m(^{12}\text{C}^{2+})} \right| = \frac{2 \times 17.6}{12 \times 931.5} = 3.15 \cdot 10^{-3} \quad (4.1.1)$$

Ainsi, la référence en tension pour la source étant de $V_{HTECR} = 10000 \text{ V}$ pour le carbone, elle devient pour l' $^6\text{He}^+$ égale à :

$$V_{HTECR} = 10000 \times (1 - 3.15 \cdot 10^{-3}) \cong 9968 \text{ V} \quad (4.1.2)$$

L'injection dans notre dispositif est ensuite ajustée en utilisant les derniers quadripôles (LT_Q14 et LT_Q15) (fig 4.1.2) ainsi que les derniers steerers de la ligne LIRAT (LT_DC11_VE, LT_DC11_HO, LT_DC12_VE et LT_DC12_HO) situés avant notre dispositif. Ces réglages sont très sensibles et permettent d'ajuster au mieux la géométrie du faisceau incident par rapport au système d'injection dans le RFQ.

Caractéristiques du faisceau :

Les intensités mesurées en ${}^6\text{He}^+$ à l'entrée de notre dispositif sont typiquement de 10^8 pps soit environ 15 pA (pour un faisceau extrait à 10 keV). Cependant, on peut préciser que l'extraction ainsi que le guidage des ions dans la ligne LIRAT n'est pas optimal pour une tension d'utilisation aussi faible : on se situe ici dans la limite inférieure des énergies acceptables par la ligne LIRAT.

Le faisceau est de plus pollué par une présence majoritaire de ${}^{12}\text{C}^{2+}$ qui présente un rapport $\frac{q}{m}$ très proche de celui de ${}^6\text{He}^+$ comme le montre l'équation 4.1.1. Ce rapport est du même ordre que la résolution en masse du dipôle et explique la difficulté à séparer proprement ces deux composantes du faisceau. Cette pollution est très importante puisque la cible utilisée est une cible de carbone. Les intensités correspondantes peuvent aller jusqu'à plusieurs centaines de nA.

IV.1.2 La chambre d'entrée LPCTrap

Cette chambre est située juste avant l'entrée du RFQ. Elle réalise la liaison entre la ligne LIRAT et notre dispositif expérimental. Elle contient de ce fait des diagnostics permettant l'ajustement du faisceau LIRAT jusqu'à l'entrée du RFQ. Cette chambre contient également une source d'ions escamotable permettant des tests de l'ensemble du dispositif hors-ligne (fig 4.1.3).

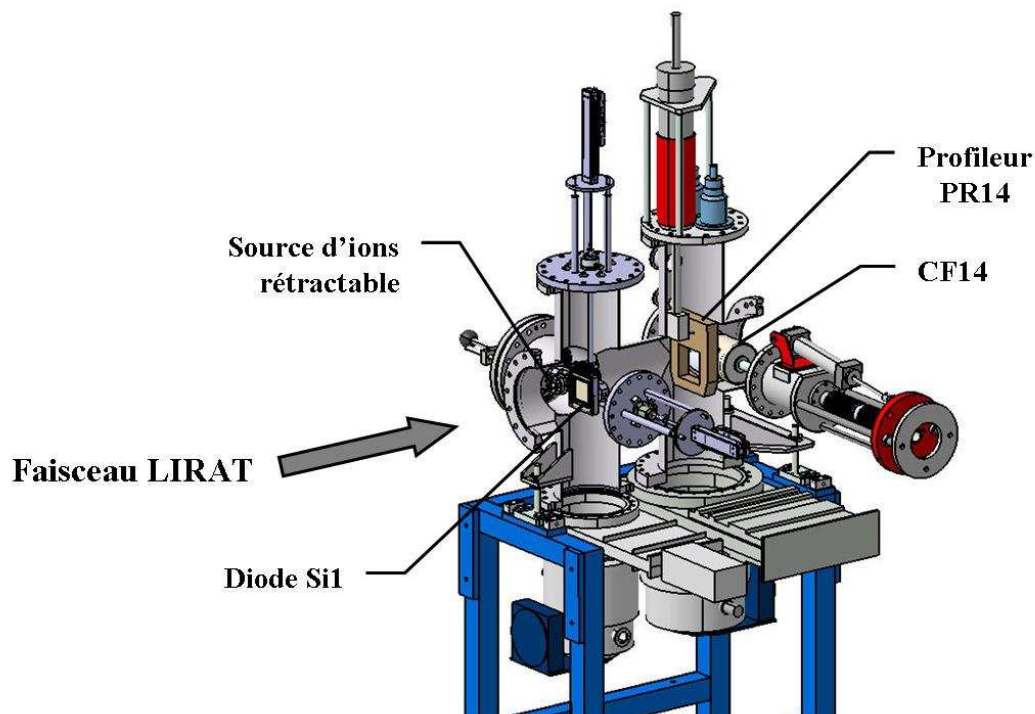


Fig 4.1.3 : Chambre d'entrée du dispositif LPCTrap.

IV.1.2.1 Les sources d'ions hors-ligne

Une source d'ions rétractable est installée en permanence dans ce caisson. Il s'agit d'une source à ionisation de surface (construite au LPC Caen) qui permet d'obtenir des faisceaux mono-chargés d'ions alcalins (Li^+ , Na^+ , K^+ , Rb^+ , Cs^+) à des énergies pouvant aller jusqu'à 3 keV (fig 4.1.4). Un composé alcalino-silicate contenant le matériau alcalin est chauffé à environ 1000 °C par l'intermédiaire d'un filament dans lequel circule un fort courant électrique. Les ions sont extraits en surface par une différence de potentiel appliquée juste devant celle-ci. En pratique, l'ensemble est porté à une haute tension et les ions sont donc disponibles en sortie de la source avec une énergie ajustable. La limite de 3 keV est liée à des claquages qui interviennent lorsque l'on impose une trop forte différence de potentiel entre les électrodes de la source. Un système optique constitué de 2 lentilles et d'un couple de déflecteurs permet d'ajuster la géométrie du faisceau en sortie de la source et de l'adapter pour l'injection dans le RFQ. Notons que ce type de source offre des faisceaux de très faible émittance. La distribution en énergie des ions est ici de l'ordre de grandeur de la distribution de ces ions au moment de leur extraction de la pastille (c'est-à-dire inférieur à l'eV).

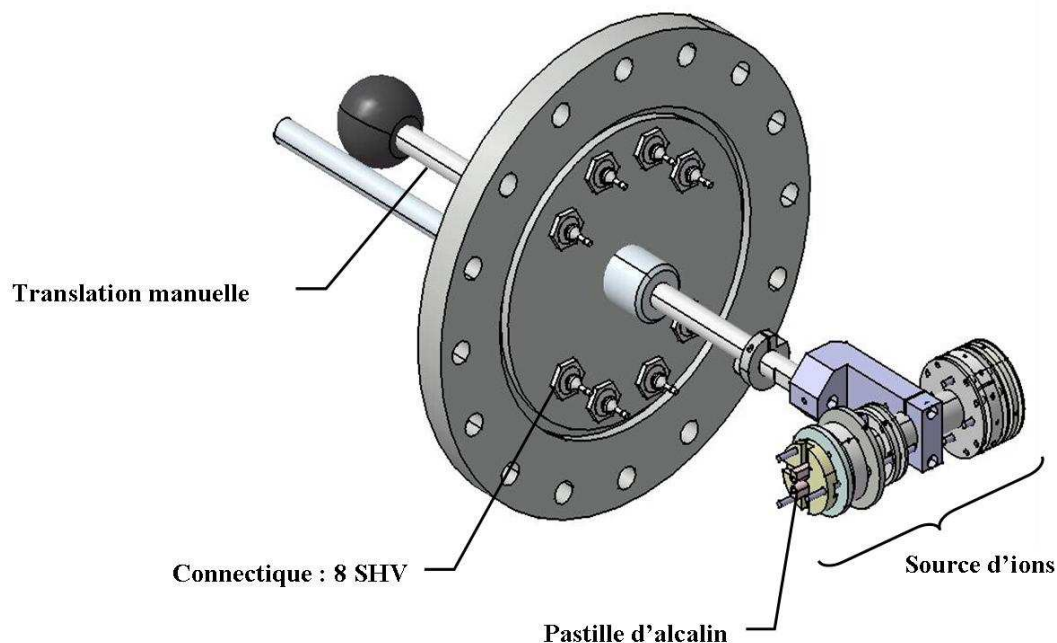


Fig 4.1.4 : La source d'ions rétractable. La translation permet d'insérer ou de sortir la source de l'axe du faisceau.

Différents éléments alcalins ont été utilisés durant la phase de caractérisation du RFQ. Lors des tests utilisant l'ensemble de la ligne, c'est la source de ${}^6\text{Li}^+$ qui a été fréquemment utilisée. On dispose ainsi d'ions de même masse et de même charge que l' ${}^6\text{He}^+$.

Une autre source du même type peut également être installée dans l'axe du faisceau mais celle-ci n'est pas rétractable et nécessite de déconnecter notre dispositif de la ligne LIRAT. Il s'agit d'une source commerciale [Phrasor] permettant un fonctionnement identique à celui décrit précédemment. Cette source permet cependant d'atteindre des énergies faisceaux allant jusqu'à 15 keV (les états de surface des électrodes sont réalisées pour pouvoir accepter de telles différences de potentiel). En pratique, cette source permet de travailler avec des ions

${}^6\text{Li}^+$ à une énergie de 10 keV c'est-à-dire dans des conditions très proches des conditions du faisceau ${}^6\text{He}^+$ délivré par LIRAT.

IV.1.2.2 Les diagnostics faisceau

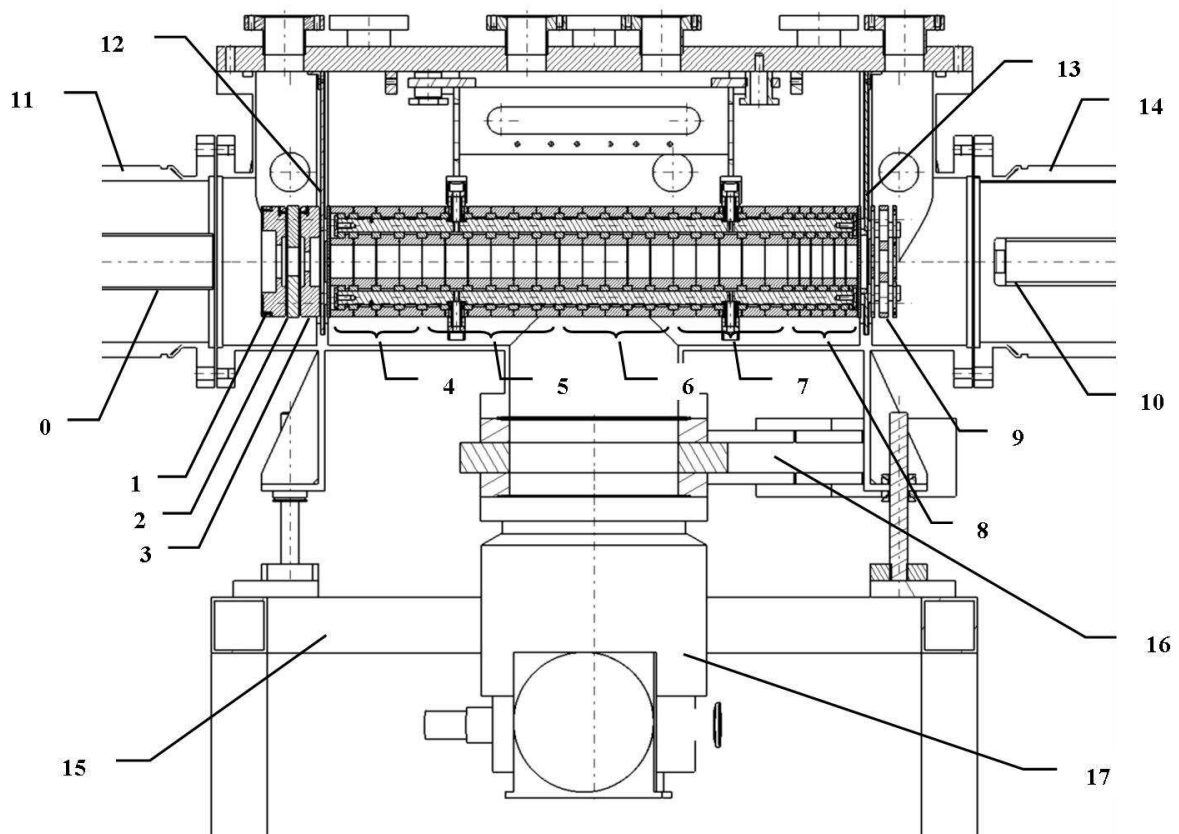
Trois diagnostics rétractables sont installés dans cette chambre d'entrée et permettent un réglage du faisceau LIRAT jusqu'à l'entrée de notre dispositif (fig 4.1.3). Une cage de Faraday (CF14) permet de mesurer l'intensité du courant incident. Sa gamme de fonctionnement couvre des intensités allant de quelques pA à plusieurs μA . Un profileur (PR14) permet lui de contrôler la position du faisceau juste avant son injection dans le RFQ. Une diode silicium (Si1) permet un comptage des ions radioactifs délivrés par SPIRAL. Il s'agit d'un silicium carré (de type LER Eurisys Mesures) de $45 \times 45 \text{ mm}^2$ et d'épaisseur 4 mm. Les ions radioactifs sont implantés dans la zone morte du détecteur (épaisseur $300 \mu\text{m}$) et les β émis sont ainsi détectés sur un angle solide de l'ordre de 50 % de 4π (le seuil physique est placé à environ 200 keV). Cette diode Si1 fait partie du dispositif LPCTrap et a permis la première estimation de l'intensité d' ${}^6\text{He}^+$ disponible sur la ligne LIRAT à 10 keV. Cette intensité a été mesurée lors du temps de faisceau de juillet 2006 et était comprise entre 0.5 et $1.5 \cdot 10^8$ pps. Notons que, pour ne pas endommager le détecteur, l'intensité du faisceau est préalablement réduite par des atténuateurs placés dans LIRAT et que la mesure a été réalisée avec une atténuation de 32000. Les valeurs précises des différents coefficients d'atténuations disponibles ont préalablement été mesurées avec un faisceau stable (${}^{12}\text{C}^{2+}$) en utilisant toute la gamme en sensibilité de la cage de Faraday CF14.

IV.1.3 Le RFQ Refroidisseur Regroupeur à gaz tampon

Un RFQ (Quadripôle Radio Fréquence) constitue le premier élément du dispositif LPCTrap. Il permet la mise en forme du faisceau d'ions issu de la source ECR de SPIRAL. Ce faisceau incident est un faisceau continu de grande émittance ($80\pi \text{ mm.mrad}$) inadapté à l'injection dans le piège de Paul. Pour obtenir une efficacité de piégeage importante, il faut tout d'abord réduire la dispersion en énergie des ions (la profondeur du puits de potentiel du piège de Paul est d'environ 10 eV). De plus, et surtout, l'injection des ions dans le piège se fait de manière séquentielle et nécessite de disposer de paquets d'ions. En particulier, comme nous le verrons plus tard, la réduction de l'énergie des ions avant injection ne peut se faire efficacement qu'avec des paquets d'ions. Le RFQ va alors réaliser les fonctions de ralentissement, de refroidissement et de regroupement de ces ions pour les mettre sous forme de paquets qui seront ensuite dirigés vers le piège de Paul.

IV.1.3.1 Description

Une description détaillée du fonctionnement et des caractéristiques de ce dispositif a été réalisée par G. Darius [Darius05]. La présentation faite ici montre les performances et les limitations d'un tel appareil pour le refroidissement et la mise en paquet d'ions légers ${}^6\text{He}^+$. La figure 4.1.5 montre une vue d'ensemble du RFQ et référence les différentes électrodes ainsi que différents éléments de sa structure.



- | | | | |
|---|------------------------------|----|-----------------------------------|
| 0 | tube injection | 9 | Lentille de sortie Ls |
| 1 | Lentille injection Li1 | 10 | Cavité pulsée PD1 |
| 2 | Lentille injection Li2 | 11 | Isolateur entrée |
| 3 | Lentille injection Li3 | 12 | Plaque entrée |
| 4 | Refroidisseur C1 | 13 | Isolateur sortie |
| 5 | Refroidisseur C2 | 14 | Plaque sortie |
| 6 | Refroidisseur C3 | 15 | Plateforme haute-tension V_{HT} |
| 7 | Refroidisseur C4 | 16 | Vanne d'isolement |
| 8 | Regroupeur B1 à B6 / E1 à E6 | 17 | Pompe turbomoléculaire |

Fig 4.1.5 : Vue d'ensemble du RFQ. Identification des différentes électrodes, de la structure mécanique et du système de pompage.

IV.1.3.1.1 Principe de fonctionnement

L'ensemble du RFQ est placé sur une plateforme haute tension pouvant aller jusqu'à 40 kV. La tension appliquée sur la plateforme est ajustée à une valeur inférieure de quelques dizaines de volts à celle de l'énergie des ions (mono chargés) issus de SPIRAL. Quand ils approchent la plateforme, les ions sont ralentis et pénètrent dans la structure du RFQ avec une énergie cinétique résiduelle égale à la différence entre leur énergie cinétique initiale et le potentiel appliqué sur la plateforme. Un système de lentilles situé en entrée du RFQ permet de contrôler la forme du potentiel vu par les ions et d'optimiser l'injection par l'application de tensions adéquates (fig 4.1.5). L'énergie résiduelle (environ 20 eV) des ions entrant dans le RFQ est perdue par collision sur un gaz tampon : c'est l'effet de refroidissement.

Une tension Radio Fréquence de confinement est appliquée le long du RFQ. Celle-ci permet de limiter deux effets importants. Lors de l'injection dans le RFQ, le faisceau entrant est très fortement divergent (décélération de 30 keV à 20 eV avec une dispersion en énergie de l'ordre de 10 eV) et cette tension RF constitue une force de rappel des ions vers l'axe du RFQ. D'autre part, les collisions ayant naturellement comme effet de dévier les ions de leur trajectoire le long de l'axe de la ligne, ce champ électrique Radio Fréquence est appliqué pour confiner les ions à l'intérieur du RFQ. Pour cela, celui-ci est composé de 4 barreaux permettant de créer un champ quadripolaire le long de l'axe du RFQ (fig 4.1.6).

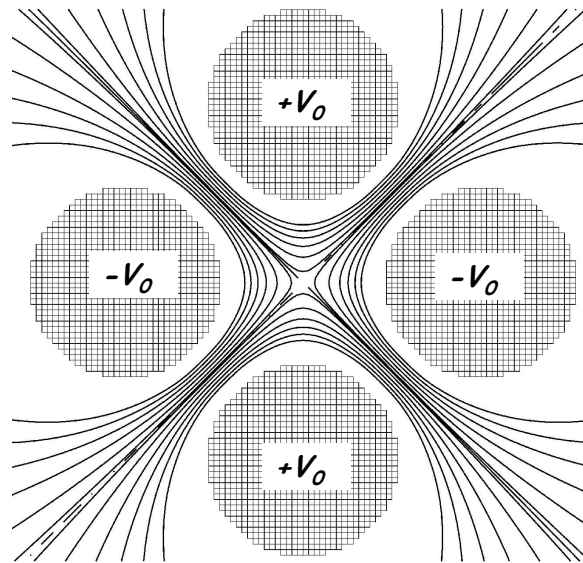


Fig 4.1.6 : Allure du champ quadripolaire au sein du RFQ. La tension appliquée sur les 2 barreaux horizontaux est l'opposée de celle appliquée sur les 2 barreaux verticaux ($V_0 > 0$). On a, ici, pour des ions chargés positifs, un potentiel de piégeage dans la direction verticale et un potentiel de fuite dans la direction horizontale.

Ces barreaux sont segmentés et permettent de superposer au potentiel radio-fréquence un potentiel continu de guidage et de regroupement (piégeage). Le regroupement des ions se fait dans le puits de potentiel créé à l'extrémité du RFQ. Les ions incidents sont accumulés dans cette partie puis sont extraits vers le piège de Paul grâce à un basculement des tensions formant le puits de potentiel (fig 4.1.7). Le nombre maximal d'ions pouvant être accumulés est de l'ordre de quelques millions (ceci est lié à la profondeur du puits de potentiel et à la charge d'espace créée) et la température de ces paquets d'ions peut aller de 0.1 à 0.5 eV selon le nombre d'ions présents.

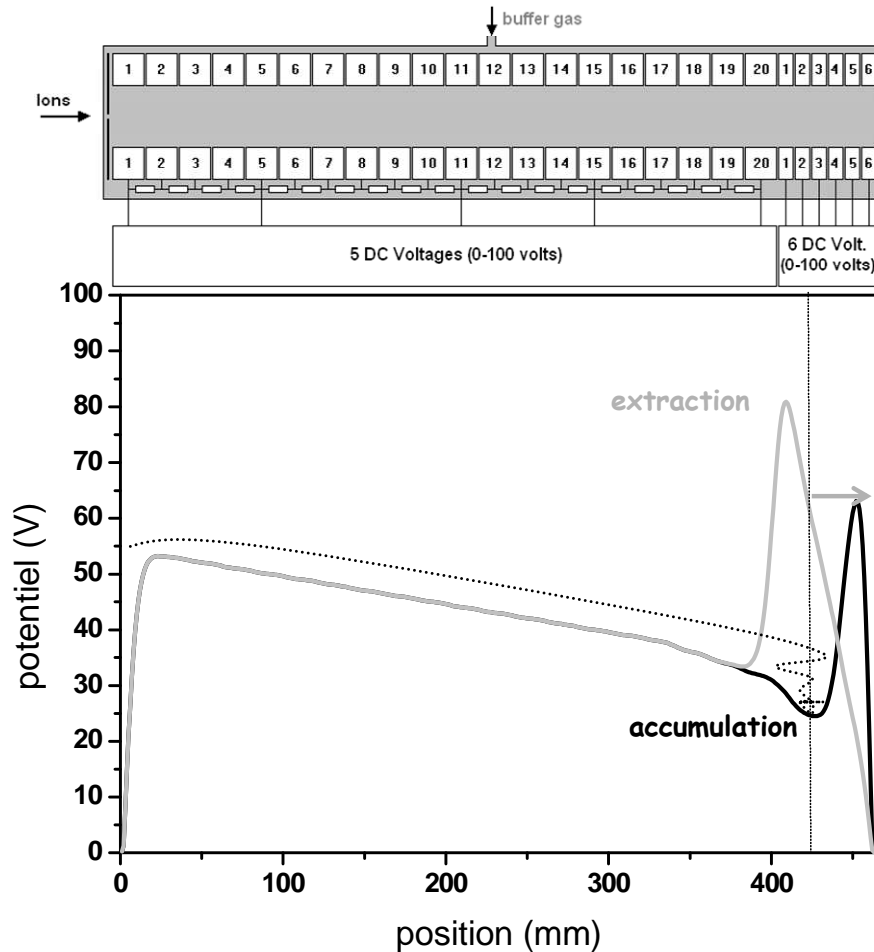


Figure 4.1.7: Allure du champ sur l'axe du quadripôle. Pour la partie refroidisseur, les tensions sont distribuées par un pont de résistances. Pour la partie regroupeur, on distingue 2 configurations : accumulation puis extraction.

IV.1.3.1.2 La plateforme haute tension

Comme on vient de le voir, l'ensemble du RFQ est placé sur une plateforme pouvant être portée à un potentiel de plusieurs dizaines de kilovolts. Pour rendre cela possible, le RFQ ainsi que toute l'électronique permettant de générer les tensions (Radio Fréquence, potentiel de guidage et de piégeage...) sont placés sur cette plateforme totalement isolée. L'alimentation utilisée pour porter la plateforme au potentiel désiré est une alimentation SPELLMAN SL40*1200 avec les caractéristiques suivantes : $V_{max} = 40 \text{ kV}$, $I_{max} = 30 \text{ mA}$. Mécaniquement, l'isolation du reste de la ligne se fait par deux céramiques cylindriques placées de part et d'autre du RFQ de diamètre 22 cm et de largeur 17 cm et par huit autres céramiques de longueur 40 cm servant d'appui pour la structure du RFQ et pour la baie contenant l'électronique. L'ensemble a été dimensionné pour permettre d'atteindre la valeur maximale de tension (40 kV) sans avoir de claquages avec la masse.

Au niveau de l'isolation électromagnétique [Darius05], une première cage renferme l'ensemble des appareils situés dans la zone haute tension ; cette cage est elle aussi portée à la haute tension. Elle est, elle-même, entourée d'une seconde cage de protection connectée à la

masse. Cette seconde cage joue essentiellement un rôle de protection des utilisateurs dans le sens où elle interdit tout contact du personnel avec la plateforme haute tension.

IV.1.3.1.3 La structure du RFQ

Pour pouvoir imposer une pression constante de gaz tampon, et la plus uniforme possible, au sein du RFQ, celui-ci a une structure fermée ; 2 plaques percées (diamètre d'entrée 6 mm et diamètre de sortie 4 mm) constituent l'entrée et la sortie du RFQ. Le premier élément constitutif du RFQ (situé avant le trou d'entrée) est le système d'optique d'injection. Il est constitué d'une lentille formée de 3 électrodes et permet le contrôle du champ vu par les ions lors de leur phase de décélération. Ces lentilles permettent de faire entrer un maximum des ions incidents par le trou d'entrée du RFQ (diamètre 6 mm). De plus, avant l'arrivée sur le RFQ, un tube d'injection permet une bonne définition du champ lors de l'injection et couvre une grande partie de l'isolateur reliant la partie neutre à la partie haute-tension (fig 4.1.8).

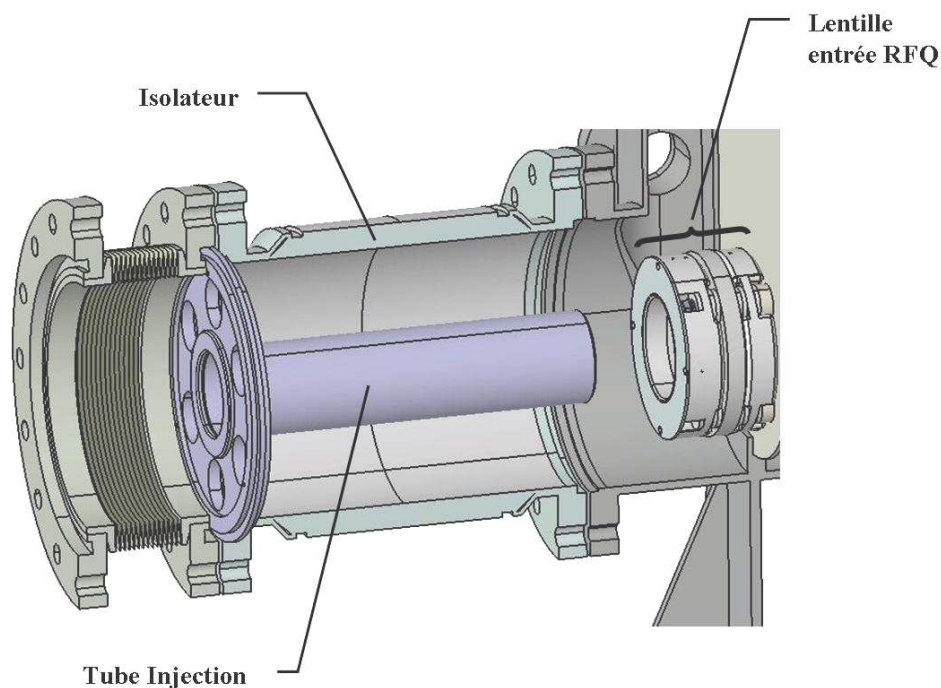


Fig 4.1.8 : Injection dans le RFQ. Un tube permet de couvrir la surface de l'isolant (céramique) alors qu'une lentille permet de contrôler le champ en entrée du RFQ.

Chacun des 4 barreaux du RFQ est constitué de 26 segments séparés entre eux par des céramiques de 300 μ m. Les 20 premiers segments (de 2 cm de largeur) constituent la partie refroidisseur sur laquelle est appliquée la rampe de potentiel de guidage des ions. Les 6 derniers (largeur 1 cm) constituent le regroupeur et leur potentiel peut être commuté rapidement pour passer de la configuration de piégeage à la configuration d'extraction (fig 4.1.7).

De même qu'en entrée, un système de lentille (Ls) est placé à la sortie du RFQ et permet d'adapter la focalisation du faisceau pour un meilleur transport jusqu'au piège de mesure. Ici, on a une configuration de lentille Einzel : la première et la dernière électrode sont connectées à la haute-tension et la tension de correction peut être appliquée sur l'électrode centrale (fig 4.1.5).

IV.1.3.1.4 Le contrôle commande

Un système de contrôle-commande a été développé pour pouvoir agir, via une interface PC, sur les différents équipements du dispositif expérimental. Il utilise une interface basée sur le modèle client-serveur. La mise au point d'un tel système a été motivée par 2 nécessités. D'une part, les équipements situés sur la plateforme haute tension ne sont pas accessibles manuellement et un système de contrôle à distance était clairement indispensable (ici l'échange d'information se fait par l'intermédiaire d'une fibre optique). D'autre part, d'une façon plus générale, la salle qui contient le dispositif étant interdite d'accès lors de la présence du faisceau radioactif, le pilotage des éléments clés de la ligne doit pouvoir se faire à distance.

L'architecture adoptée est la suivante. La ligne est divisée en 2 parties : la zone neutre et la zone haute tension (plateforme RFQ). Les équipements de chacune de ces zones sont reliés par une interface PXI à un PC. Sur chacun des PCs on peut donc connaître, en permanence, l'état des équipements de chaque zone et envoyer des ordres pour modifier la valeur de tel ou tel paramètre. Une interface conviviale, réalisée grâce à LabWindows\CVI, permet d'avoir un contrôle très intuitif de l'ensemble de la ligne pour l'utilisateur. Ces 2 PCs sont en fait esclaves d'un troisième ordinateur central. Celui-ci est chargé, via un logiciel réalisé spécialement pour cette application (mOX), de réguler l'échange des informations vers ces 2 zones.

Le PC 'zone neutre' permet notamment, le contrôle de l'alimentation haute tension pour la plateforme, du séquenceur (boîtier électronique gérant les mises en temps pour le transport et le piégeage des ions), des différentes pompes turbo-moléculaires, des jauges de pression, de la position de différents diagnostics rétractables...

La zone haute tension contient l'ensemble des équipements nécessaires au fonctionnement du RFQ : générateur et amplificateur RF, débitmètre pour l'injection de gaz, électronique appliquée à la partie refroidisseur et à la partie regroupeur du RFQ, pompe turbo moléculaire, etc.

IV.1.3.1.5 L'électronique du RFQ

Les tensions suivantes doivent être appliquées pour assurer le fonctionnement du RFQ :

- la tension RF de confinement (sur tous les segments)
- des tensions continues (sur les 20 premiers segments : refroidisseur)
- des tensions commutées rapidement entre la configuration de piégeage et d'extraction (sur les 6 derniers segments : regroupeur)

La tension RF est produite par un générateur de signaux (XRTU5210) et amplifiée par un amplificateur (AMPL6320). Le déphasage de π entre les électrodes du quadripôle est obtenu grâce à l'utilisation d'un transformateur utilisant une ferrite avec une inductance de 1500mH (fig 4.1.9). L'enroulement primaire est constitué de 2 spires et les enroulements secondaires de 4 spires.

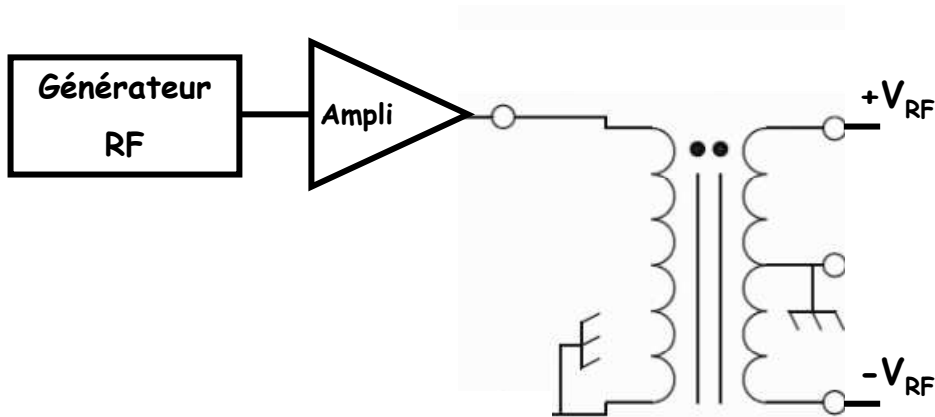


Fig 4.1.9 : Amplification et déphasage de la tension RF.

Il y a donc nécessité de superposer la tension RF aux autres tensions formant le champ de dérive ou de piégeage des ions. Pour la partie refroidisseur, ce couplage se fait à l'intérieur même de la structure du RFQ ; on utilise ici un filtre du second ordre (fig 4.1.10).

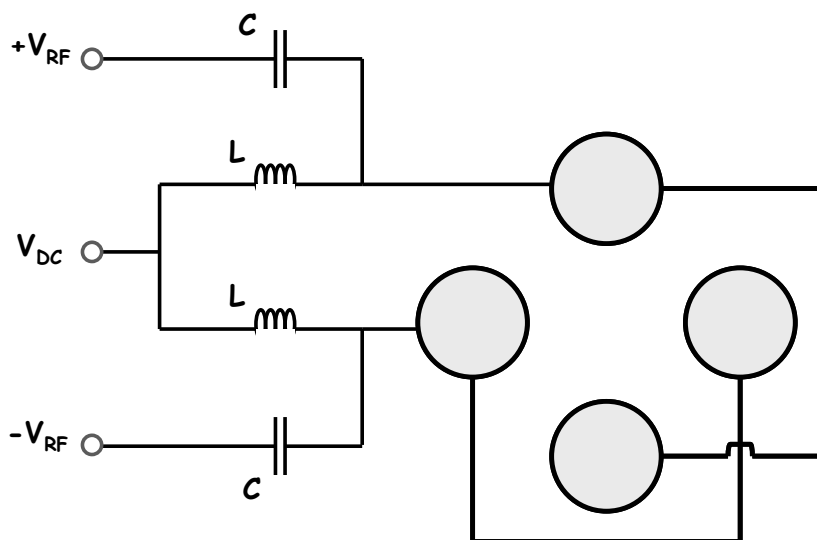


Fig 4.1.10 : Schéma montrant le couplage pour un segment de la partie refroidisseur du RFQ ($L=4.7 \text{ mH}$ et $C=22 \text{ nF}$). Les tensions V_{DC} sont distribuées sur les différents segments par un pont de résistance.

Pour la partie regroupeur, ce système n'est plus adapté car une tension commutant rapidement ($\tau \approx 100 \text{ ns}$) doit être superposée à la tension Radiofréquence. Un système utilisant un couplage de type inductif a été adopté pour satisfaire à cette nécessité (fig 4.1.11). On a, ici, une configuration symétrique (le nombre de spires au primaire et au secondaire est identique). On utilise 10 enroulements et des ferrites de 270 nH.

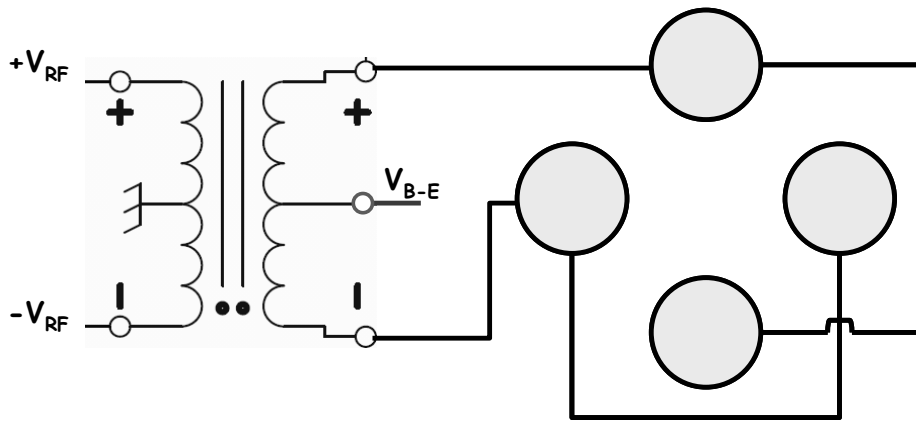


Fig 4.1.11 : Schéma de couplage pour un segment de la partie regroupeur. La tension appliquée V_{B-E} est une tension commutant rapidement d'une valeur d'accumulation vers une valeur d'extraction.

Ce dispositif est en réalité répété 6 fois pour permettre d'apporter les tensions adéquates sur les 6 segments de la partie regroupeur du RFQ. Le montage est réalisé à l'extérieur du RFQ par une boîte prenant comme entrées la tension RF en sortie de son amplificateur ainsi que les 6 tensions du regroupeur. En sortie, les 2×6 tensions (phase + et - pour la RF) sont directement connectées sur les segments du RFQ.

Notons que le circuit décrit ici est un circuit résonnant. Les caractéristiques des composants citées ici conduisent à une fréquence de résonance d'environ 1.9 MHz et sont adaptés au cas du piégeage d'ions ${}^6\text{He}^+$. On a pour cette fréquence une amplitude pic-pic de l'ordre de 450 V. Lorsque que l'on s'éloigne de cette résonance, l'amplitude obtenue diminue fortement et des distorsions apparaissent. Il est cependant possible d'ajuster la position de cette résonance (si l'on souhaite, par exemple, manipuler des ions plus lourds) en modifiant les valeurs des inductances utilisées (changement de ferrites et/ou du nombre de spires utilisées).

IV.1.3.1.6 Le système d'injection de gaz

L'injection de gaz est contrôlée par un débitmètre. Ceci permet de réguler une pression constante de gaz à l'intérieur du RFQ : un état d'équilibre est atteint entre la quantité de gaz injectée et les fuites par les trous d'entrée et de sortie du RFQ. Le débitmètre peut fonctionner dans une gamme allant de 1 à 10 ccs correspondant à des pressions dans le RFQ de 1.10^{-3} à 5.10^{-2} hPa pour du dihydrogène (H_2). Le gaz utilisé est de pureté 6.0 (soit 99.9999 % vol.). Un purificateur (Aeronex) permet de supprimer d'éventuels polluants présents dans le système d'injection: H_2O , O_2 , CO , CO_2 .

IV.1.3.2 Le fonctionnement

IV.1.3.2.1 Généralités

La transmission du RFQ (rapport entre le nombre d'ions sortants et le nombre d'ions incidents à l'entrée) dépend de nombreux paramètres. Elle dépend notamment du couple ion-gaz

tampon étudié, de l'émittance du faisceau incident, de la pression et de la pureté du gaz injecté, des paramètres de tension RF ainsi que de la forme du potentiel de guidage et d'accumulation utilisée. Nous étudierons ici l'influence de ces différents paramètres pour le couple ${}^6\text{Li}^+ - \text{H}_2$.

L'émittance du faisceau incident est un paramètre important. Même si l'acceptance du RFQ doit permettre un fonctionnement correct pour des faisceaux de grande émittance (80π mm.mrad), il est clair que la transmission sera d'autant meilleure que le faisceau est de faible émittance. Le rôle des lentilles d'entrée est ici très important puisque le trou d'entrée du RFQ est faible : $\phi 6\text{mm}$. On a, de plus, des pertes lors de l'extraction des paquets d'ions. Les simulations ont montré que, pour la configuration adoptée à l'extraction, ces pertes sont de l'ordre de 20 %. Ceci est aussi causé par la petite taille du trou de sortie : $\phi 4\text{mm}$.

Si on ne considère que les pertes dues à l'injection et à l'extraction, la transmission attendue est de l'ordre de 20 % pour un faisceau d'émittance proche de celle du faisceau radioactif d' ${}^6\text{He}^+$ prévu sur LIRAT.

En ce qui concerne le piégeage proprement dit, les caractéristiques du champ RF et la pression de gaz utilisée vont influencer sur le bon fonctionnement du RFQ. La plage dans laquelle la trajectoire des ions est stable dans le piège linéaire est théoriquement grande : $q \in [0 ; 0.908]$. Cela se vérifie expérimentalement et se traduit par une résolution en masse très mauvaise. Par exemple, les paramètres optimaux pour le piégeage d'une masse 6 sont également adaptés au piégeage de l'eau (H_2O^+) ou même du diazote (N_2^+) et on observe effectivement la présence d'ions de masse différente dans les paquets extraits du RFQ. En pratique, le couple fréquence-amplitude utilisé pour la RF doit, de plus, satisfaire à d'autres contraintes. Ceci est dû au fait que les ions ont des vitesses initiales non nulles ($E \approx 20 \text{ eV}$) et que l'on est en présence d'un gaz tampon. Il est clair que la tension RF utilisée doit avoir :

- une amplitude suffisamment grande pour pouvoir confiner les ions avec une énergie initiale de l'ordre de 20 eV,
- une fréquence suffisamment grande pour que les oscillations du champ RF permettent de rattraper les ions dans leur direction de fuite.

L'ordre de grandeur des paramètres utilisés pour piéger une masse 6 est :

$$V_{RF} = 200 \text{ V} \quad \text{et} \quad f_{RF} = 2 \text{ MHz} \quad (4.1.1)$$

Ceci correspond à un paramètre de Mathieu (voir équation 3.2.3) de :

$$q = \frac{4eV}{mr_0^2\omega^2} = 0.0434 \times \frac{V}{M.f^2} = 0.36 \quad (4.1.2)$$

C'est la nécessité d'utiliser de telles fréquences et de telles amplitudes qui a conduit à développer le système d'électronique RF tel qu'il est décrit dans la partie précédente.

Nous allons maintenant étudier les termes de perte dus au piégeage pour conclure sur une transmission globale du RFQ. Dans le cas idéal, les ions piégés dans le RFQ ont un temps de vie infini. En réalité, différents facteurs de pertes limitent le temps de vie des ions au sein du RFQ. Certaines collisions avec le gaz tampon (ou avec d'autres molécules de gaz plus lourdes) peuvent mettre l'ion sur une trajectoire instable pour le piégeage, l'ion est alors perdu : on parle de chauffage Radiofréquence. D'autres types de collisions peuvent

intervenir : les collisions ion-ion. Ces dernières sont négligeables dans notre cas car la densité d'ions piégés est trop faible.

En outre, les collisions inélastiques jouent un rôle important. On parle alors d'échange de charge : lors d'une collision entre un ion He^+ et une molécule de gaz H_2O (par exemple), les 2 partenaires peuvent échanger un électron. On a alors, dans l'état final, un atome He et un ion H_2O^+ . Ce processus est très néfaste car, non seulement, il crée la perte de l'ion d'intérêt He^+ mais il forme un nouvel ion contaminant H_2O^+ qui va être piégé dans le RFQ et donc créer une charge d'espace supplémentaire dans celui-ci (ces ions ont, eux, un temps de vie quasi infini car ils sont présents dans le gaz résiduel).

IV.1.3.2 Paramètres typiques de fonctionnement

On se propose ici de présenter un point de fonctionnement typique du RFQ pour un faisceau incident de ${}^6\text{He}^+$ d'énergie 10 keV. Les valeurs typiques des paramètres de fonctionnement sont reprises dans le tableau 4.1.1. La durée du cycle peut être ajustée en fonction de l'étude réalisée. Les potentiels appliqués sur les électrodes de la lentille d'entrée sont ajustés en fonction de la géométrie du faisceau incident. Les tensions appliquées sur le RFQ (parties refroidisseur, regroupeur et extraction) sont des valeurs optimales obtenues lors de tests en faisceau de ${}^6\text{Li}^+$ et ne sont que rarement modifiées. De même, les paramètres de tension RF et de pression de gaz correspondent réellement à un optimum pour la transmission et pour l'émittance des paquets d'ions en sortie du RFQ. La valeur indiquée pour la lentille de sortie correspond à un fonctionnement sans utilisation de l'électrode pulsée PD1 ; lorsque PD1 est utilisé (réduction de l'énergie des paquets d'ions à 1 keV), la tension optimale à appliquer sur cette lentille de sortie est typiquement $L_s = 0\text{V}$.

<u>Cycle global</u> :	$T_{\text{cycle}} = 10 \text{ à } 100 \text{ ms}$		
<u>Plateforme Haute Tension</u> :	$V_{\text{HT}} = 9920 \text{ V}$		
<u>Lentille d'injection</u> :	$Li1 = -2500 \text{ V},$	$Li2 = -1000 \text{ V},$	$Li3 = 0 \text{ V}$
<u>Tensions refroidisseur</u> :	$C1 = 55 \text{ V à } 50 \text{ V},$ $C2 = 50 \text{ V à } 45 \text{ V},$ $C3 = 45 \text{ V à } 40 \text{ V},$ $C4 = 40 \text{ V à } 32.5 \text{ V}$		
<u>Tensions regroupeur</u> :	$B1 = 30 \text{ V},$	$B2 = 25 \text{ V},$	$B3 = 24 \text{ V},$
	$B4 = 21 \text{ V},$	$B5 = 55 \text{ V},$	$B6 = 100\text{V}$
<u>Tensions extraction</u> :	$E1 = 100 \text{ V},$	$E2 = 75 \text{ V},$	$E3 = 58 \text{ V},$
	$E4 = 45 \text{ V},$	$E5 = 28 \text{ V},$	$E6 = 18 \text{ V}$
<u>Tension RF</u> :	$f_{\text{RF}} = 1.88 \text{ MHz}, \quad V_{\text{RF}} = 200 \text{ V}$		
<u>Gaz (H2)</u> :	$P(\text{H}_2) = 10^{-2} \text{ hPa}$		
<u>Lentille de sortie</u> :	$L_s = -1500 \text{ V}$		

Tab 4.1.1 : Valeurs typiques des paramètres du RFQ pour un faisceau incident d' ${}^6\text{He}^+$ d'énergie 10 keV.

Notons que l'énergie résiduelle moyenne des ions entrant dans le RFQ est ici de :

$$E_{\text{initiale}} - (V_{HT} + V_{1^{\text{er}} \text{ segment refroidisseur}}) = 10000 - (9920 + 55) = 25 \text{ eV}$$

On obtient ainsi une transmission pouvant aller jusqu'à 20 % pour un faisceau incident de faible intensité (quelques dizaines de pA) et pour un cycle global relativement court : 20 ms (par rapport au temps de vie des ions dans le quadripôle).

IV.1.3.2.3 Influence de la durée du cycle

Dans la description qui va suivre, on ne tiendra pas compte de la période radioactive des noyaux. En fait, la notion de transmission est une notion assez délicate qui dépend beaucoup des conditions de fonctionnement. Si l'on regarde l'évolution du nombre d'ions piégés dans le RFQ au cours du temps, on a l'équation :

$$\frac{dN(t)}{dt} = n_e - \lambda_{RFQ} \cdot N(t) \quad (4.1.3)$$

où n_e est le nombre d'ions entrant par unité de temps dans le RFQ (intensité du faisceau incident) et λ_{RFQ} caractérise d'une façon générale les pertes décrites ci-dessus ($\tau_{RFQ} = 1/\lambda_{RFQ}$ est le temps de vie des ions dans le RFQ). Ici, on a supposé que l'intensité incidente est faible et que, ainsi, l'on ne remplit pas le puits de potentiel du RFQ (pas de saturation due à la charge d'espace). On atteint alors un état d'équilibre décrit par l'évolution :

$$N(t) = \frac{n_e}{\lambda_{RFQ}} [1 - \exp(-\lambda_{RFQ} t)] \quad (4.1.4)$$

Prenons maintenant un cycle de fonctionnement T pour le RFQ (T est la durée pendant laquelle les ions sont accumulés avant extraction). Le nombre d'ions extraits à cet instant est :

$$N(T) = \frac{n_e}{\lambda_{RFQ}} [1 - \exp(-\lambda_{RFQ} T)] \quad (4.1.5)$$

Soit N_{cycle} le nombre de cycles par unité de temps, on a $N_{\text{cycle}} = \frac{1}{T}$. Si l'on considère maintenant la transmission η du RFQ au cours d'un grand nombre de cycles, on a :

$$\eta = \frac{N(T) \times N_{\text{cycle}}}{n_e} \quad (4.1.6)$$

La figure 4.1.12 montre comment évolue la transmission avec la durée du cycle utilisée.

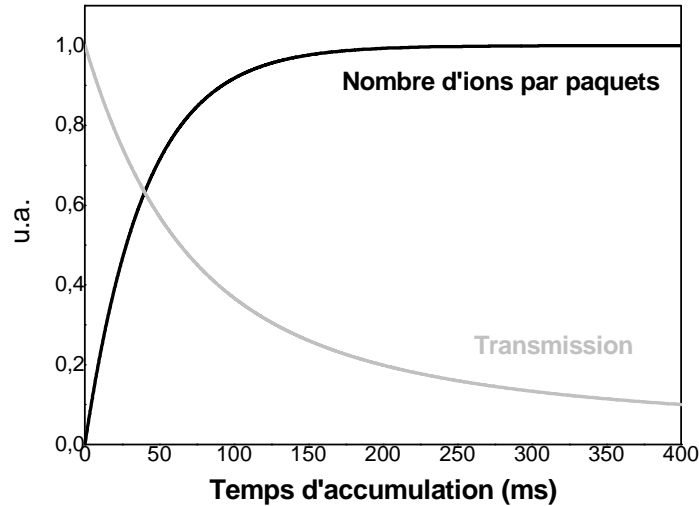


Fig 4.1.12 : Evolution du nombre d'ions par paquets et de la transmission du RFQ en fonction de la durée d'accumulation. On a pris pour temps de vie des ions :

$$\tau_{RFQ} = \frac{1}{\lambda_{RFQ}} = 40 \text{ ms} .$$

Un effet de saturation peut être observé lorsque l'intensité du faisceau en entrée du RFQ est trop importante. Dans ces conditions, l'état d'équilibre correspondant (décrit par l'équation 4.1.4) est supérieur à la capacité du puits de potentiel du regroupeur. Un terme supplémentaire de charge d'espace doit alors être ajouté. La capacité du RFQ est estimée à environ $5 \cdot 10^6$ ions [Darius05].

IV.1.4 La ligne de transfert

Le transfert des ions de la sortie du RFQ jusqu'au piège de Paul de mesure nécessite l'utilisation d'une ligne adaptée à la conduite d'un faisceau d'ions à basse énergie (fig. 4.1.13). Les différentes parties de cette ligne ont pour rôle de décélérer les ions et d'adapter la géométrie du faisceau à l'injection dans le piège. D'autre part, plusieurs diagnostics sont implantés le long de cette ligne pour contrôler et optimiser les différentes étapes de guidage des ions.

Les ions ne pouvant pas être directement injectés dans le piège avec une énergie cinétique de plusieurs dizaines de keV, un système de réduction d'énergie a été mis en place pour décélérer progressivement les ions.

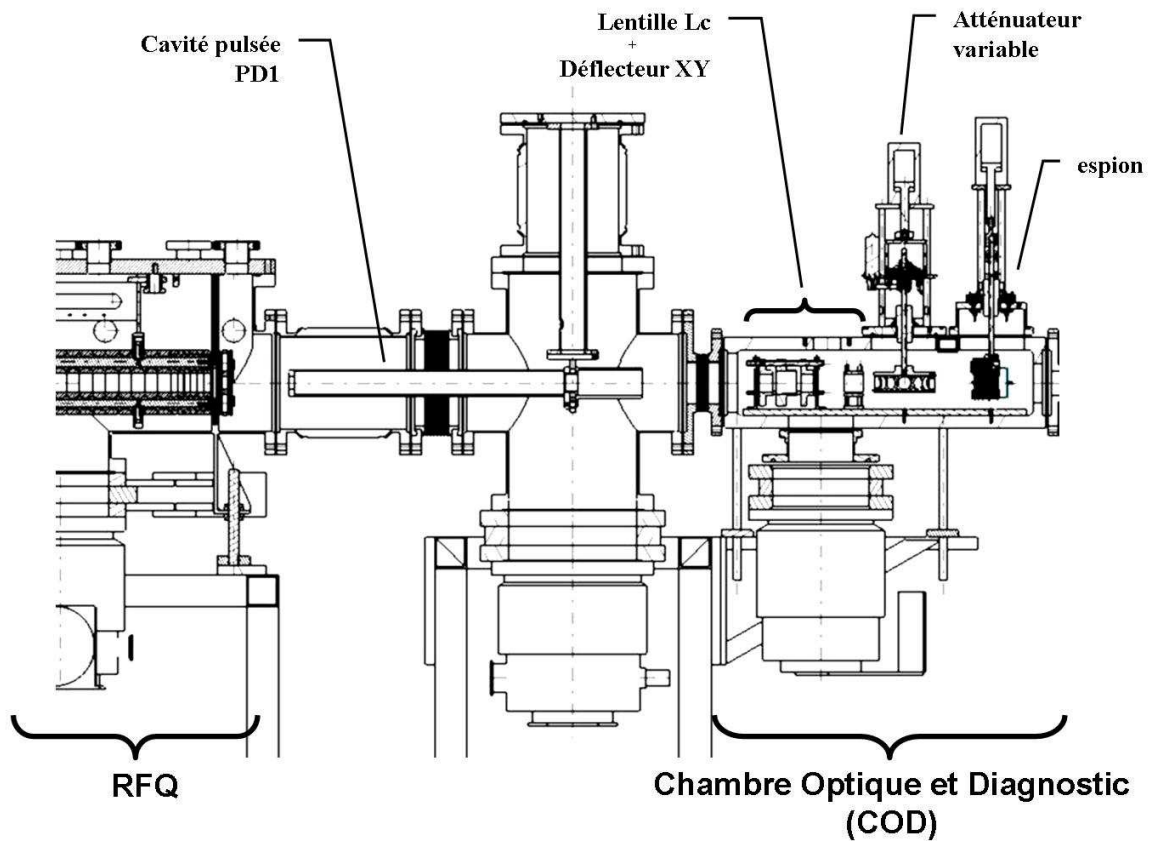


Fig 4.1.13 : Vue d'ensemble de la ligne de transfert : la cavité pulsée PD1 et la chambre d'optiques et diagnostics (COD).

Une première cavité pulsée (notée PulseDown1 ou PD1 dans la suite) permet tout d'abord de réduire l'énergie des ions à environ 1 keV. Puis une seconde cavité pulsée (notée PulseDown2 PD2) est utilisée pour réduire l'énergie des ions jusqu'à environ 100-150 eV pour l'injection dans le piège.

IV.1.4.1 Le Pulse Down 1

Le rôle de cette électrode est de permettre la réduction d'énergie des paquets d'ions extraits du RFQ. La figure 4.1.14 montre la géométrie adoptée pour cette électrode. Il s'agit d'un tube de longueur total 548 mm. Le diamètre d'entrée est de 20 mm et le diamètre intérieur du tube de 36 mm.

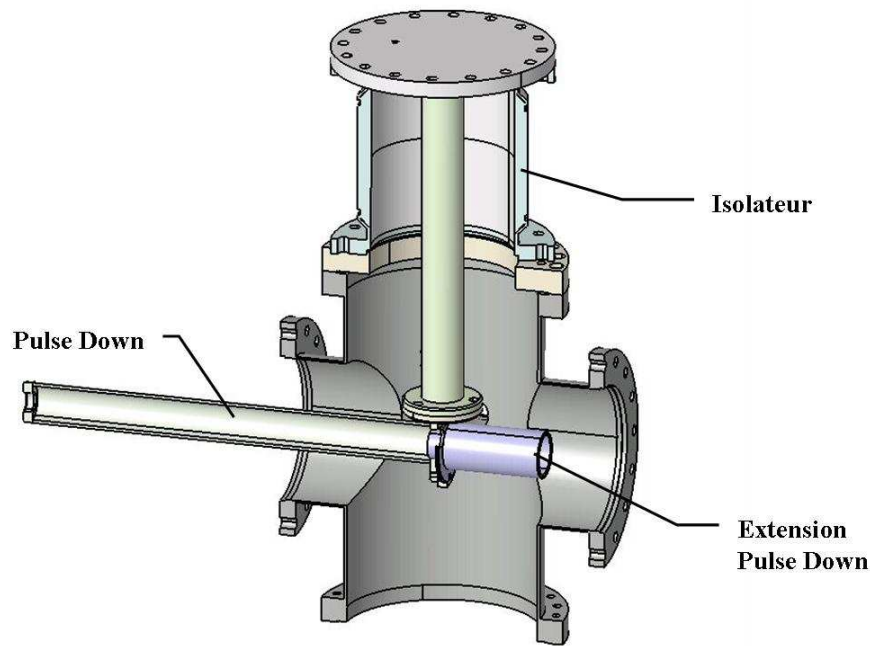


Fig 4.1.14 : Vue générale du Pulse-Down 1 : une extension permet de conserver la géométrie cylindrique des lignes de champ en sortie du tube. La tension est appliquée via la tige de support verticale.

Le principe de fonctionnement est le suivant. L'électrode est tout d'abord portée à un potentiel inférieur de 1 kV par rapport à la valeur de la plateforme haute-tension du RFQ. En sortie du RFQ, les ions (mono chargés) ont une énergie totale égale à la haute tension de la plateforme V_{HT} c'est-à-dire environ 10 keV (on néglige ici les 60 eV d'énergie cinétique moyenne imposée par la rampe de potentiel à l'extraction). Les ions pénètrent dans le tube avec une énergie cinétique égale à 1 keV. Le potentiel de l'électrode est alors commuté rapidement à 0 lorsque le paquet d'ions se situe au centre de celle-ci. Les ions étant isolés au centre de l'électrode, la commutation ne modifie pas leur vecteur vitesse mais leur énergie potentielle est simplement imposée égale à 0. A la sortie du tube PD1, les ions ont donc une énergie totale de 1 keV, le reste de l'énergie ayant été absorbé par l'électronique. La figure 4.1.15 montre le fonctionnement de cette électrode de remise à la masse.

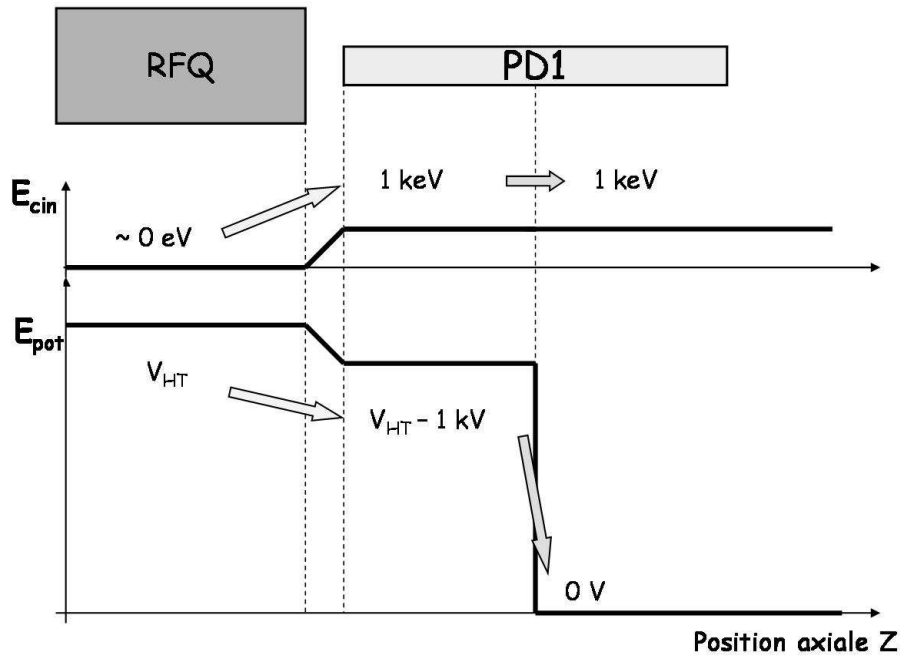


Fig 4.1.15 : Principe de fonctionnement du PD1. Le potentiel de PD1 est commuté rapidement à la masse lorsque les paquets d'ions se trouvent au centre de celui-ci.

Ce genre de dispositif permet donc de réduire 'facilement' l'énergie d'un faisceau d'ions. Deux limitations existent malgré tout. D'une part, il faut disposer d'un faisceau sous forme de paquets. L'intervalle de temps entre chaque paquet doit être grand devant le temps de vol des ions à 1 keV au sein de l'électrode si on veut s'assurer de la réduction d'énergie de chacun des paquets. D'autre part, il existe pour notre géométrie une limite de fonctionnement due à l'effet de lentille à l'entrée dans le tube. Ce phénomène va imposer une différence de potentiel minimale entre la sortie du RFQ et l'électrode PD1 et donc une valeur minimale de l'énergie des ions après le PD1. Cette valeur est reliée directement à la géométrie du dispositif et aux caractéristiques (émittance) des paquets d'ions puisque l'effet de lentille sera d'autant plus marqué que les paquets sont larges et divergents. Pour notre cas, cette valeur limite est de l'ordre de 800 eV.

En pratique, la différence de tension entre la plateforme et PD1 est ajustée pour correspondre à une énergie cinétique finale des ions de 1 keV. Cette énergie correspond, pour des ions de masse 6, à une vitesse de 0.018 cm/ns. Le temps nécessaire pour traverser la longueur du PD1 est donc 2.8 μ s. D'autre part, lors de la commutation de la haute tension vers zéro, le temps de descente est de l'ordre de 200 ns. Comme la largeur en temps de vol des paquets d'ions est de l'ordre de 500 ns, il existe donc une plage de temps d'environ 2 μ s pendant laquelle le paquet d'ions est entièrement à l'intérieur du tube PD1. En choisissant une séquence en temps appropriée, il est donc possible de réduire l'énergie de la totalité des ions présents dans le paquet extrait du RFQ.

D'un point de vue plus technique, la commutation du potentiel de l'électrode se fait grâce à deux commutateurs haute-tension HTS300 de chez BEHLKE montés en série. Chacun d'entre eux permet de commuter une tension de 30kV. Ce montage en série a pour but de limiter le courant traversant l'interrupteur au moment de la commutation à 0 ; on limite ainsi la puissance à dissiper. Le schéma de la figure 4.1.16 montre le plan de câblage utilisé. L'alimentation haute tension imposant le potentiel de l'électrode avant la commutation est

une alimentation SPELLMAN SL40*1200 identique à celle utilisée pour la plateforme du RFQ. Notons qu'il est possible d'imposer un niveau bas différent de 0 sur l'entrée -HV du second interrupteur ; en pratique cette entrée est connectée à la masse (la commutation se fait de HT_{PD1} à 0V).

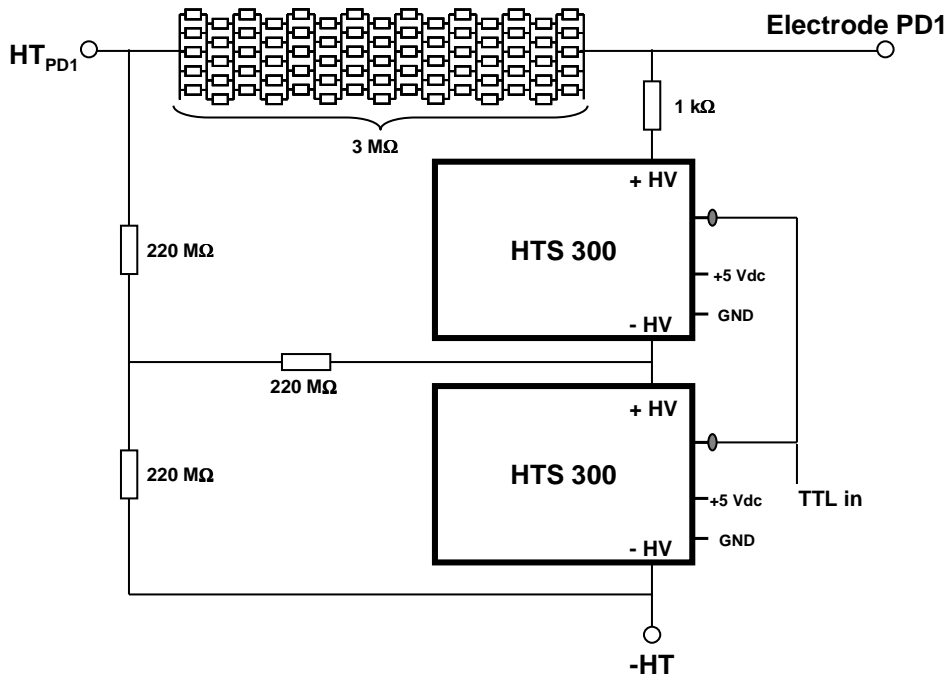


Fig 4.1.16 : Schéma de l'électronique associée à l'électrode PD1. La commutation rapide se fait par l'intermédiaire de deux interrupteurs HTS 300. Le contrôle de l'instant de commutation se fait par le signal logique TTLin.

Avec cette configuration, on a les caractéristiques suivantes :

- temps de descente : $\tau_{switch} < 200 \text{ ns}$
- temps de remontée : $\tau_{RC} \approx 1 \text{ ms}$ (imposé par le RC du circuit)
- durée du niveau bas : $T_{down} \approx 100 \mu\text{s}$ (caractéristique du HTS300)

La figure 4.1.17 montre l'évolution du potentiel de PD1 au cours du temps.

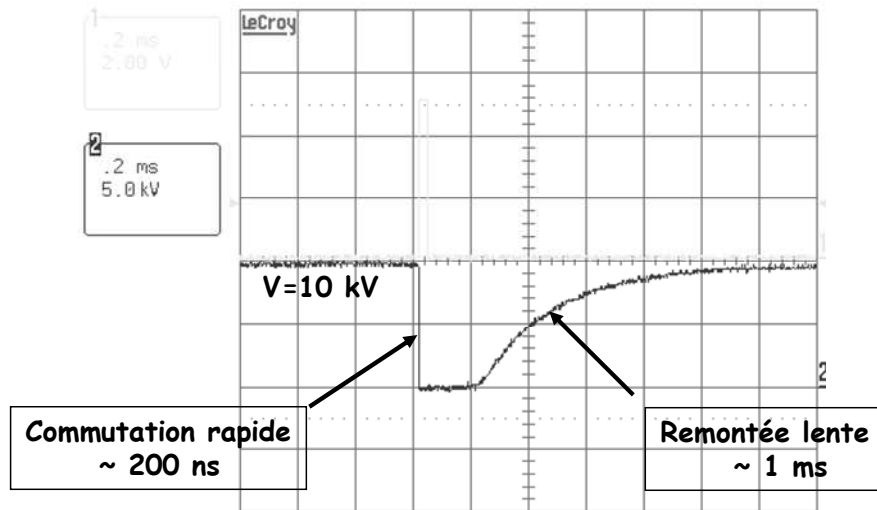


Fig 4.1.17 : Signal de PD1 à l'oscilloscope pour une commutation de 10 kV à 0 V.

IV.1.4.2 La chambre d'optiques et de diagnostics (COD)

A la sortie de PD1, la ligne comporte différents éléments d'optique et de diagnostique afin de préparer le faisceau pour la phase d'injection dans le piège de Paul (fig 4.1.18).

Tout d'abord, une lentille Lc permet de contrôler la focalisation du faisceau pour optimiser l'injection dans le second tube de remise à la masse. Un couple de déflecteur X-Y permet de plus de corriger les légers défauts d'alignement de la ligne jusqu'à l'injection dans le piège.

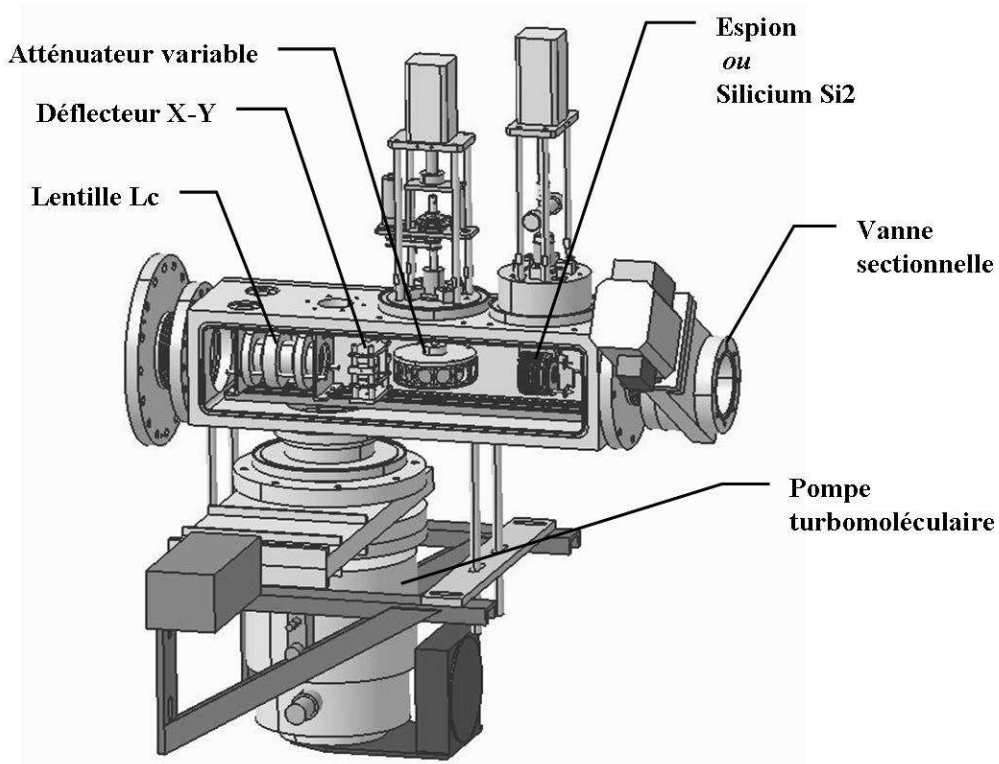


Fig 4.1.18 : La chambre d'optiques et diagnostics (COD).

On dispose également de trois diagnostics faisceaux :

- L'atténuateur variable : c'est une roue comportant 6 positions possibles. Ces différentes positions correspondent à différents facteurs d'atténuation pour le faisceau obtenus grâce à des grilles d'atténuation. Ces facteurs ont été mesurés précisément à l'aide d'un laser et les transmissions obtenues sont présentées sur la figure 4.1.19. Ce dispositif joue également le rôle d'une cage de Faraday et permet d'avoir une lecture du courant en sortie du RFQ.

Il a également été mis au point pour rendre possible l'utilisation d'un détecteur à galettes de micro-canaux dans une large gamme d'intensité en sortie du RFQ. En effet, le nombre d'ions par paquets extraits du RFQ peut varier entre 10^4 et plus de 10^6 . Ces paquets ont une structure en temps de l'ordre de 500 ns. Si l'on veut pouvoir compter individuellement les ions avec une galette de micro-canaux, il faut au plus quelques dizaines d'ions dans un tel intervalle de temps. Cet atténuateur variable permet de se placer dans ces conditions pour la plupart des intensités disponibles après le RFQ.

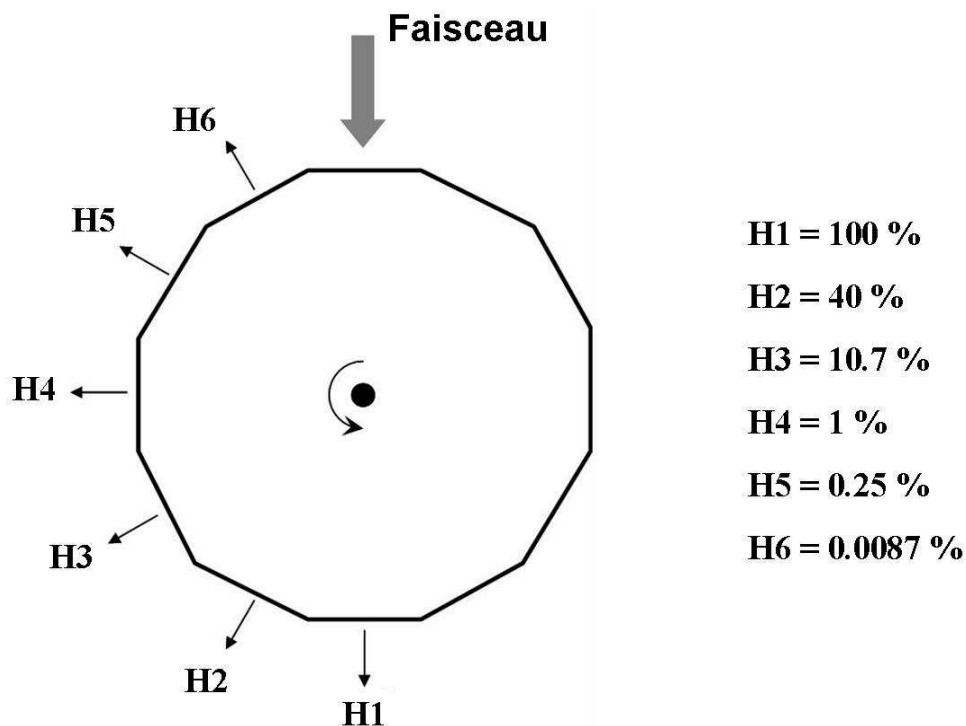


Fig 4.1.19 : L'atténuateur variable vu de dessus. Les différents facteurs d'atténuation permettent une utilisation des diagnostics dans une grande gamme d'intensité en sortie du RFQ.

- L'espion : c'est un système escamotable constitué de galettes à micro canaux (diamètre actif : 2 cm) permettant un comptage des ions et également une mesure en temps de vol de ceux-ci référencés, par exemple, par rapport à l'extraction du RFQ. Ceci permet d'identifier (par temps de vol) les différentes espèces d'ions extraits du RFQ et de connaître, pour chacun d'eux, la distribution en temps de vol du paquet d'ions. De plus, trois grilles quasi-transparentes sont placées devant les galettes (fig 4.1.20). Deux d'entre-elles peuvent être utilisées comme retardeur : une tension positive est appliquée sur ces grilles et seuls les ions ayant une énergie (cinétique)

supérieure à ce potentiel peuvent traverser le système de grilles (on utilise deux grilles portées au même potentiel pour s'assurer d'une bonne définition du potentiel entre les deux grilles). En réalisant un balayage en tension, et en détectant les ions à l'aide des galettes, on a accès à la distribution en énergie des paquets d'ions.

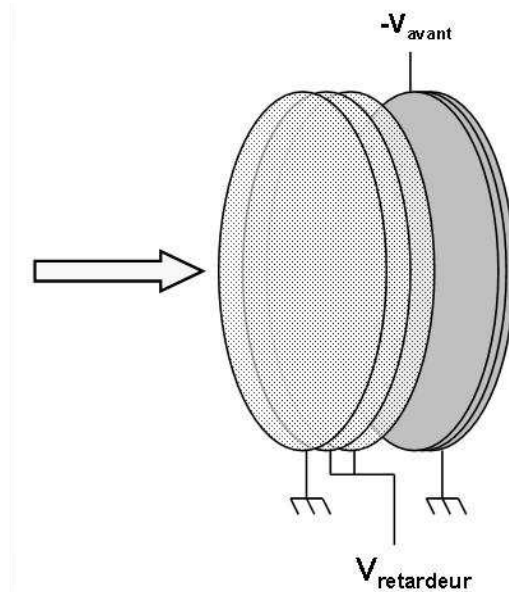


Fig 4.1.20 : L'espion : polarisation et configuration des grilles d'atténuation utilisées.

- Une diode Silicium escamotable Si2 peut également être insérée à la place de l'espion et qui permet un comptage des ions radioactifs ${}^6\text{He}^+$ en sortie du RFQ (par détection des β de décroissance). Le principe est le même que celui de la diode Si1 décrit précédemment. Il s'agit ici d'un Silicium mince ($e = 1 \text{ mm}$) de diamètre 20 mm fonctionnant en ΔE . Notons que ce détecteur est placé derrière l'atténuateur variable et que les différents facteurs de réduction d'intensité sont utilisés pour ne pas dépasser un taux de comptage de 10 kHz (la largeur des impulsions est d'environ $1 \mu\text{s}$ et un facteur 100 est pris pour limiter raisonnablement l'empilement des signaux).

IV.1.4.3 L'optique d'injection dans le piège

Pour que l'injection des paquets d'ions dans le piège de Paul soit possible, il faut que leur énergie n'excède pas 140 eV (valeur correspondant au potentiel d'arrêt au centre du piège lors cette phase d'injection). Pour cette raison, le système d'injection comporte une seconde cavité pulsée PD2 (fig 4.1.21). Cette électrode a pour rôle la réduction de l'énergie des ions de 1 keV à environ 120 eV. Son fonctionnement est identique à celui de PD1 ; la commutation se fait dans ce cas d'un niveau haut d'environ 880V à 0V de sorte que les ions incidents d'énergie 1 keV aient une énergie finale de 120 eV. Une lentille est placée juste derrière PD2 pour permettre de refocaliser le paquet d'ions vers le centre du piège. Un collimateur (diamètre 6 mm) fait la séparation entre le système d'injection et le piège de Paul. Il a pour but d'arrêter les ions situés trop loin de l'axe qui, de toute façon, ne seront pas piégés ; on diminue ainsi les sources de bruits dues à l'implantation des ions non piégés. Ce collimateur impose, de plus, une bonne définition des lignes de champs lors de l'injection dans le piège.

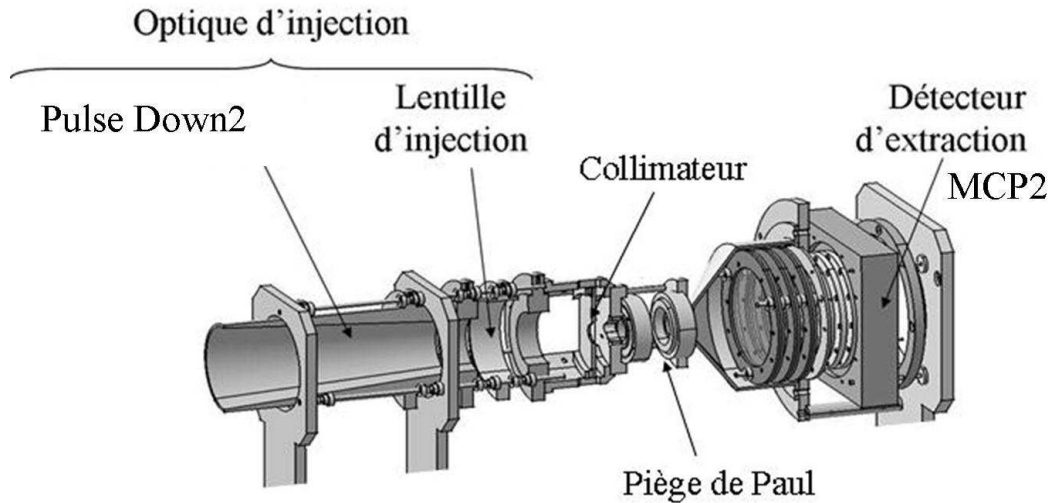


Fig 4.1.21 : Système d'injection dans le piège.

Un second détecteur d'ions (MCP2) est situé à la fin de la ligne, après le piège (fig 4.4.9). Il est constitué de deux galettes de micro canaux montées en chevron (diamètre actif 45 mm) et de lignes à retard qui permettent d'avoir la position d'impact des ions sur le détecteur (voir plus loin la description du détecteur d'ion de recul). Un jeu de deux grilles d'atténuation environ 90 % est placé devant celui-ci de façon à pouvoir être utilisé pour le nombre d'ions piégés attendu en ${}^6\text{He}^+$ (quelques milliers d'ions). L'ensemble de grilles placées devant le détecteur permet de réaliser la fonction de retardeur décrite pour l'espion.

Lorsque l'on n'applique aucune tension sur les anneaux du piège, ce détecteur est utilisé pour caractériser le paquet d'ions après passage dans le PD2. Il permet un comptage et une mesure de l'énergie moyenne ainsi que de la distribution en énergie des paquets d'ions. Ce détecteur permet également le réglage (optimisation) de la phase d'injection des ions dans le piège. Il est, de plus, utilisé pour détecter les ions extraits après une durée choisie de piégeage en appliquant des potentiels d'extraction adéquats. On peut ainsi, par comptage, connaître le nombre d'ions piégés. Les caractéristiques du nuage d'ions piégés (taille et température) peuvent être déduites de la forme de l'image obtenue par les anodes de lignes à retard. La figure 4.1.22 montre le signal en temps de vol des ions piégés puis extraits.

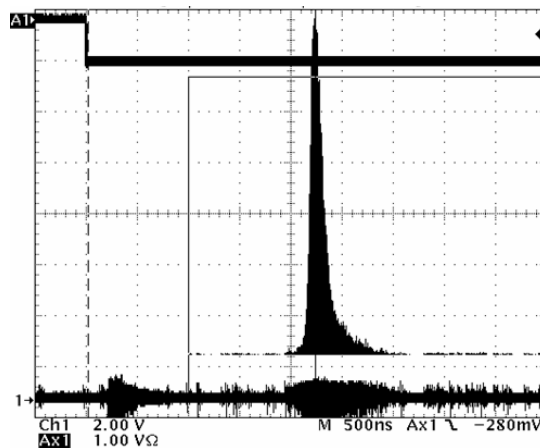


Fig 4.1.22 : Signal d'ions piégés après extraction.

IV.2 Performances en ${}^6\text{Li}^+$

Nous allons ici discuter les performances du dispositif LPCTrap. Ces performances ont été déterminées lors de tests utilisant les ions ${}^6\text{Li}^+$ fournis par la source hors-ligne à une énergie de 10 keV.

IV.2.1 Le RFQ

IV.2.1.1 Temps de vie des ions

La figure 4.2.1 montre une mesure du temps de vie dans le RFQ pour des ions ${}^6\text{Li}^+$ en utilisant du dihydrogène H_2 comme gaz tampon et pour une intensité incidente $I_{\text{CFI4}} \cong 85 \text{ pA}$. Pour cela, on mesure, pour différentes durées du cycle, l'intensité du courant en sortie du RFQ sur l'atténuateur variable et on en déduit le nombre d'ions par paquets extraits.

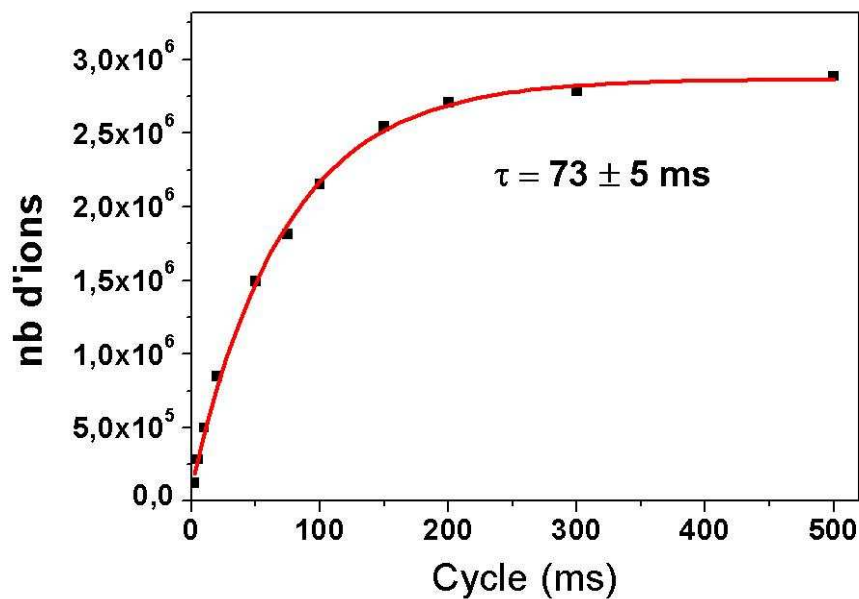


Fig 4.2.1 : Evolution du nombre d'ions par paquets extraits du RFQ en fonction de la durée d'accumulation ($P(\text{H}_2) = 10^{-2} \text{ hPa}$, $V_{\text{RF}} = 400 \text{ Vpp}$, $f_{\text{RF}} = 1.88 \text{ MHz}$)

Cette mesure n'est pas une mesure directe du temps de vie des ions mais est techniquement plus facile à réaliser. On peut montrer (eq. 4.1.5) que le temps de vie des ions peut directement être déduit de cette mesure et on obtient ici un temps de vie de l'ordre de 75 ms. Notons que le temps de vie des ions ${}^6\text{Li}^+$ est supérieur à celui des ions ${}^6\text{He}^+$ et que cela s'explique par le fait que les pertes par échange de charge sont plus faibles pour les ions ${}^6\text{Li}^+$. Le nombre maximal d'ions par paquets est ici de l'ordre de 3×10^6 ions et l'on se situe ici en limite de saturation du RFQ.

IV.2.1.2 Caractéristiques des paquets d'ions

Nous allons ici présenter les caractéristiques des paquets d'ions issus du RFQ. Ces caractéristiques vont dépendre :

- du nombre d'ions piégés
- de la géométrie du puits de potentiel dans le regroupeur
- de la rampe de potentiel à l'extraction
- de la nature de l'ion étudié

Ici, pour simplifier, nous n'étudions que les potentiels de regroupement et d'extraction décrits plus haut (tab 4.1.1). Les observables auxquelles nous avons accès sont :

- la largeur en temps de vol des paquets d'ions (à un endroit donné de la ligne)
- la dispersion en énergie des ions après extraction du RFQ
- le nombre d'ions présents dans les paquets

La largeur à mi-hauteur de la distribution en énergie des ions à la sortie du RFQ est typiquement comprise entre 3 et 15 eV en fonction du nombre d'ions présents et de la configuration utilisée (puits de potentiel et rampe à l'extraction). La figure 4.2.2 montre une telle distribution en énergie mesurée au niveau du détecteur de diagnostic placé dans la ligne de transfert

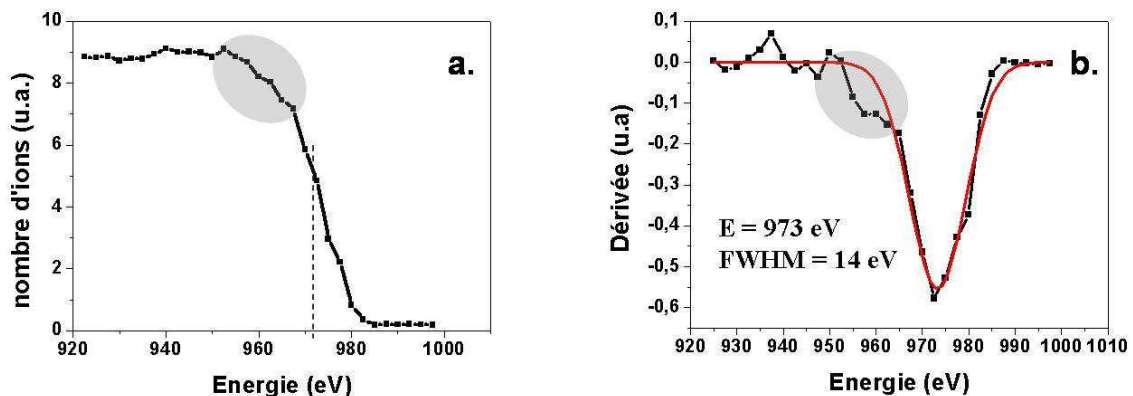


Fig 4.2.2 : a) Mesure du potentiel d'arrêt des ions

b) Distribution en énergie des ions obtenue par dérivation de la distribution mesurée en a). On observe (en gris) la traine de basse énergie due aux collisions sur le gaz H_2 .

($I_{incident} = 100 \text{ pA}$ et $P(H_2) = 10^{-2} \text{ hPa}$)

D'après les simulations, la température des ions piégés est comprise entre 0.1 et 0.5 eV en fonction du nombre d'ions piégés. La largeur en énergie après extraction du RFQ est donc plus d'un ordre de grandeur supérieure à la température des ions lorsqu'ils sont piégés dans la partie accumulation du RFQ. Il y a deux phénomènes qui rentrent en compte pour expliquer cette observation. D'une part, lors de l'extraction les ions doivent parcourir une distance de l'ordre de 10 cm avant de sortir du RFQ. Cette zone est remplie de gaz tampon et les collisions éventuelles sur les molécules de gaz ont pour effet de créer un élargissement de la distribution en énergie des ions (dans cette zone, l'énergie moyenne des ions est d'environ 60 eV). Ceci se traduit par la présence d'une traine de plus faible énergie dans la distribution (fig

4.2.2). Cependant, l'effet le plus important est dû à l'extraction du RFQ. Lors du piégeage, les ions se répartissent au sein du puits de potentiel formé dans la partie regroupeur. Cela implique un étalement spatial selon l'axe du RFQ correspondant approximativement à la température des ions. Lors de l'extraction, ces ions sont soumis à un potentiel différent selon leur position le long de l'axe. Cela va impliquer une largeur en énergie du paquet d'ions égale à la différence de potentiel à l'extraction entre les 2 limites du paquet piégé (fig 4.2.3).

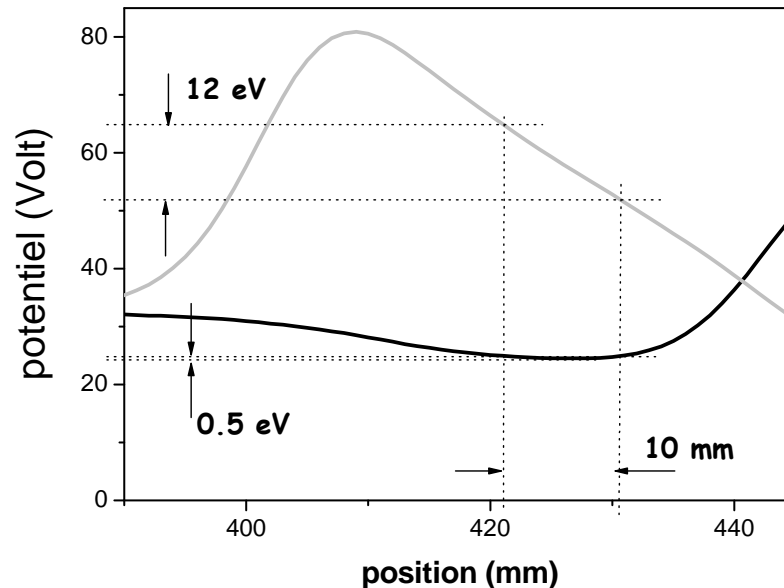


Fig 4.2.3 : Largeur en énergie des paquets d'ions due à la rampe de potentiel à l'extraction.

Une température initiale de $kT=0.5$ eV correspond à une largeur de 10 mm selon l'axe du RFQ et à une différence de potentiel de 12 eV à l'extraction.

La dispersion en énergie mesurée après le RFQ est donc dominée par l'effet de la rampe de potentiel d'extraction. Elle va dépendre directement du nombre d'ions piégés car ce nombre va fixer la taille du paquet à l'intérieur du puits de potentiel. En étudiant la forme du puits de potentiel (fig 4.2.3), on peut montrer qu'une température de 0.1 eV (resp. 0.5 eV) correspond à une largeur de 5 mm (resp. 10 mm).

La figure 4.2.4 montre l'évolution des distributions en temps de vol (prises au niveau de l'espion) en fonction du nombre d'ions par paquets. On observe clairement un élargissement de la distribution pour des paquets plus gros. Cet effet s'explique par le fait que, lorsque l'on ajoute des ions dans la partie regroupeur, ceux-ci vont s'étaler dans le fond du puits de potentiel, ce qui se traduit lors de l'extraction par un étalement du spectre de temps de vol. De plus, la traîne de basse énergie va être également plus marquée, pour des grands nombres d'ions piégés, puisque dans ce cas, les ions les plus éloignés de la sortie du RFQ vont subir un plus grand nombre de collisions avec le gaz avant de sortir de l'enceinte du RFQ.

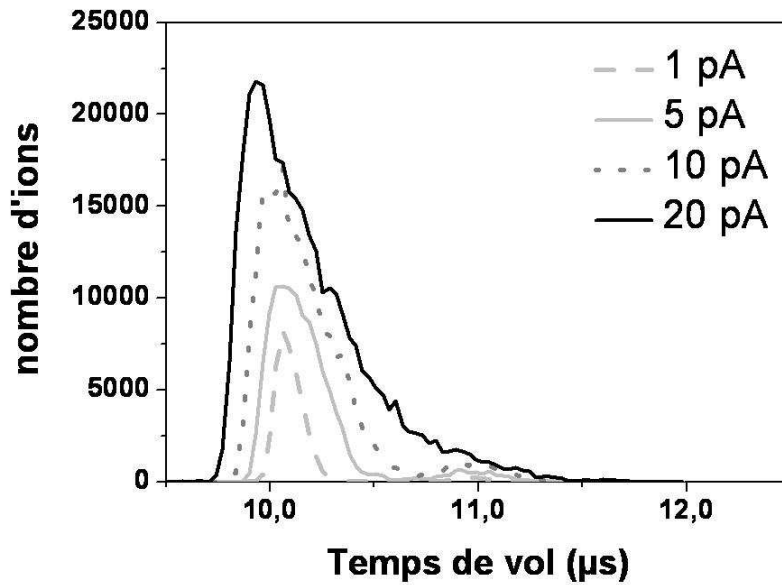


Fig 4.2.4 : Influence du nombre d'ions sur la distribution en temps de vol des paquets d'ions à 1 keV au niveau de l'espion ($P(H_2) = 10^{-2}$ hPa).

La figure 4.2.5 montre l'évolution de la distribution en temps de vol des paquets d'ions en fonction de la pression dans le RFQ pour deux intensités différentes. L'effet observé est un léger étalement du spectre de temps de vol lorsque la pression augmente. On remarque qu'une pression de 10^{-2} hPa correspond à un bon compromis entre transmission et taille du paquet.

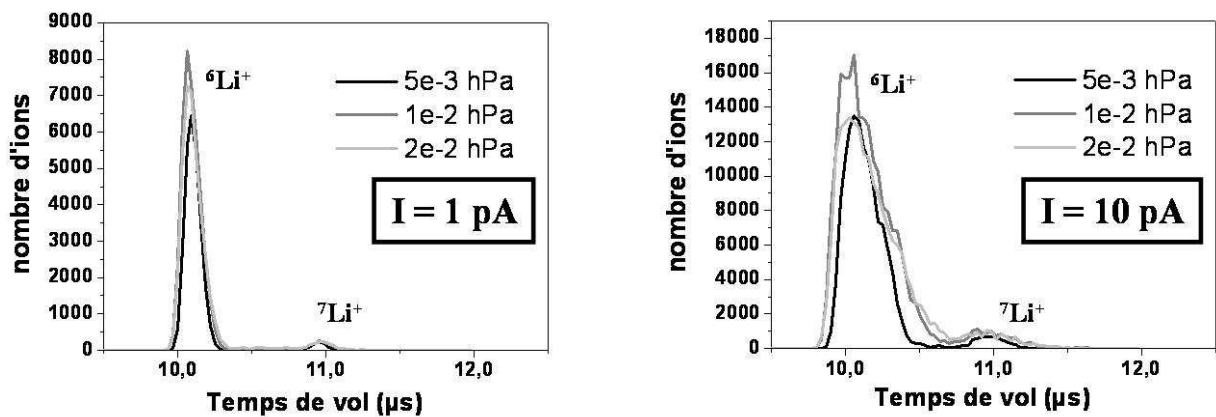


Fig 4.2.5 : Influence de la pression dans le RFQ sur la distribution en temps de vol des paquets d'ions à 1 keV au niveau de l'espion.

Pour conclure, la largeur en temps de vol des paquets d'ions est comprise entre 100 et 700 ns et dépend essentiellement du nombre d'ions piégés dans le RFQ. Les distributions en énergie correspondantes varient entre 5 et 20 eV. Ces variations sont importantes et vont influencer directement sur les efficacités de transfert puis de piégeage des ions dans la suite de la ligne.

Notons que la distribution en temps de vol des ions n'est pas réellement représentative de la distribution en énergie de ces mêmes ions puisque un effet de focalisation en temps de vol a

lieu au cours de la propagation des ions dans la ligne à 1 keV. D'après les considérations précédentes, on sait que lors de l'extraction, les ions qui vont avoir le plus d'énergie partent de plus loin dans le RFQ. L'effet de focalisation en temps de vol représente le fait que les ions les plus rapides ont tendance à rattraper les ions les plus lents après extraction. En réalité, cette focalisation se fait au niveau du ralentissement par la deuxième cavité pulsée PD2.

IV.2.1.3 Injection dans le piège

Le système d'injection dans le piège de Paul est constitué d'une seconde cavité pulsée PD2 et d'une lentille d'injection L_p (fig 4.1.21). Après la seconde réduction d'énergie, les ions arrivent vers le piège avec une énergie cinétique axiale d'environ 120 eV et une dispersion en énergie d'environ $\sigma \approx 4$ eV (fig 4.2.6).

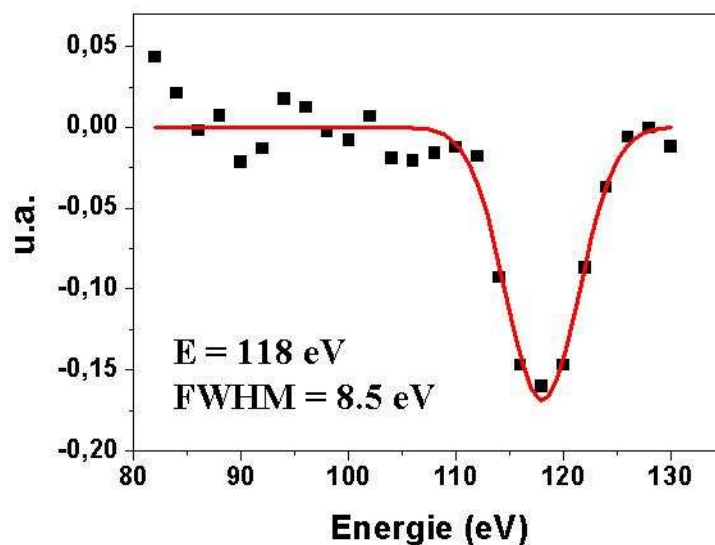


Fig 4.2.6 : Dispersion en énergie des ions après réduction d'énergie par PD2 mesurée grâce au détecteur d'extraction MCP2.

On observe que la dispersion en énergie est plus faible après cette seconde réduction d'énergie. Il y a deux raisons à cela. D'une part, l'acceptance de cette électrode est telle que les ions les plus 'chauds' ne sont pas ralentis correctement : ces ions ne passent pas le collimateur placé devant le piège. Ces pertes sont de l'ordre de 50 %. Il y a donc une coupure au sein du paquet d'ions incidents qui se traduit par une réduction de la distribution en énergie (en fait, on ne conserve que la partie centrale de la distribution initiale). La seconde raison est que lors de l'arrivée des ions au niveau de PD2, les ions les plus énergétiques se trouvent devant les ions les moins énergétiques. On a, à l'entrée de cette électrode, un gradient de potentiel jusqu'à la valeur appliquée sur l'électrode. On utilise de plus une mise en temps pour laquelle la commutation de la tension PD2 se fait avant que le paquet d'ions n'ait entièrement pénétré le tube. La réduction d'énergie est donc plus importante pour les ions situés en avant du paquet (les plus énergétiques) que pour ceux situés à l'arrière (les moins énergétiques). Il en résulte une réduction de la distribution en énergie des ions. Cette mise en temps particulière permet d'obtenir la meilleure efficacité de piégeage.

Pour arrêter ces ions incidents au centre du piège, un gradient de potentiel est réalisé grâce aux anneaux intermédiaires A3 et A4 (fig 4.2.7). L'idée est d'imposer au centre du piège un

potentiel égal à l'énergie cinétique moyenne des ions incidents. Lorsque les ions ont atteint la région centrale du piège, ce potentiel d'injection est commuté à zéro. Les ions sont alors au centre du piège avec une énergie résiduelle de l'ordre de la dispersion initiale en énergie cinétique (corrigé du gradient de potentiel dans la région centrale du piège). La figure 4.2.7 montre la forme typique du potentiel d'injection.

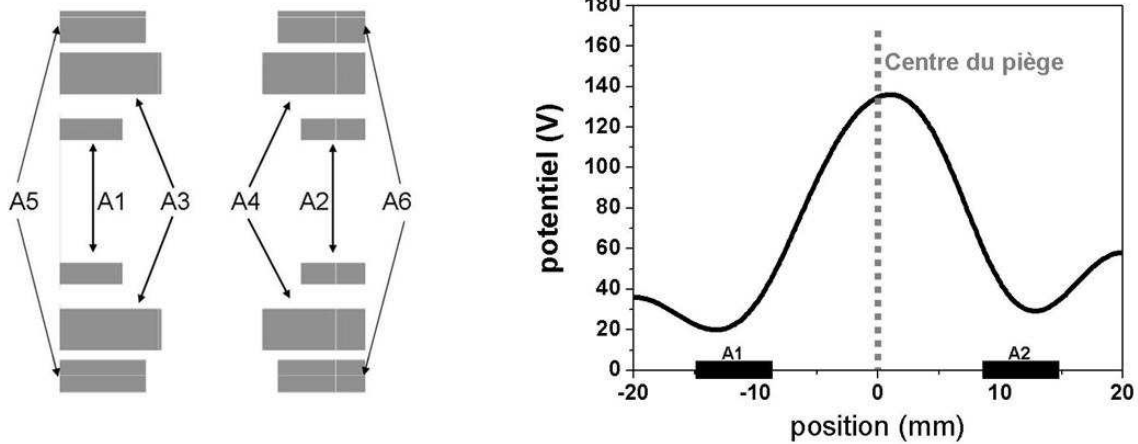


Fig 4.2.7 : Schéma du piège de Paul montrant les différents anneaux et allure du potentiel créé sur l'axe du piège à l'injection des ions.

($V_3=180\text{ V}$, $V_4=300\text{ V}$, $V_1=V_2=0\text{ V}$ et $V_5=V_6=0\text{ V}$)

La séquence d'injection présentée ci-dessus a été validée par les simulations. Cependant, en pratique, les conditions optimales de piégeage ont été obtenues pour des configurations d'injection différentes. La figure 4.2.8 montre la séquence en temps utilisée expérimentalement. Dans un tel schéma, la tension RF de piégeage sert également pour ralentir les ions lors de l'injection. Cette configuration permet d'avoir un ajustement moins sensible de la mise en temps de la séquence d'injection.

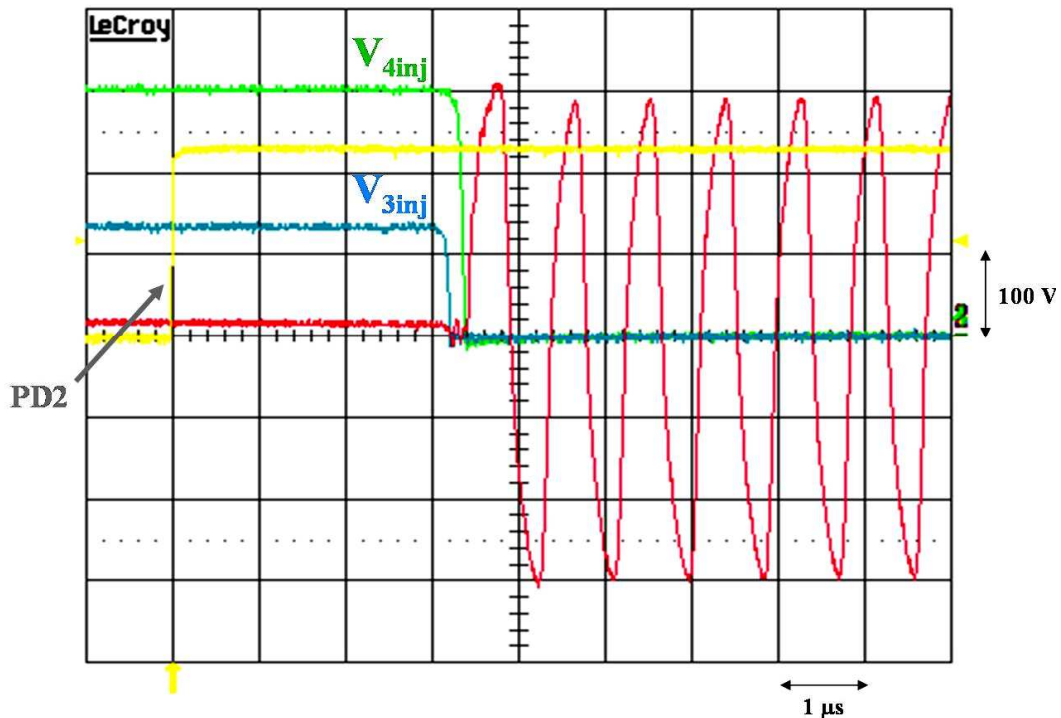


Fig 4.2.8 : Configuration d'injection des ions ${}^6\text{He}^+$ dans le piège de mesure.

Pour mesurer l'efficacité de piégeage on dénombre d'abord les ions arrivant sur le détecteur d'extraction dans le cas où aucune tension n'est appliquée sur les anneaux du piège. On dénombre ensuite le nombre d'ions extraits après un temps de piégeage très court (0.5 ms). L'efficacité de piégeage est alors le rapport de ces deux quantités. Les valeurs optimales obtenues sont de :

$$\varepsilon_{\text{piégeage}} \cong 20 \%$$

Le nombre d'ions piégés correspondant dépend évidemment du nombre d'ions extraits (par paquets) du RFQ : cela peut aller jusqu'à environ 100 000 ions piégés.

IV.2.1.4 Capacité du piège

On cherche ici à déterminer le nombre maximal d'ions que peut contenir le piège. Pour cela, l'injection dans le piège a préalablement été optimisée. On augmente alors arbitrairement l'intensité de la source et l'on étudie l'évolution du nombre d'ions piégés en fonction de l'intensité en sortie du RFQ mesurée au niveau de l'atténuateur variable (fig 4.2.9). Les ions sont ici piégés très peu de temps (0.5 ms) puisque l'on s'intéresse au nombre d'ions que l'on peut injecter dans le piège (on s'affranchit ainsi du temps de vie de ceux-ci dans le piège).

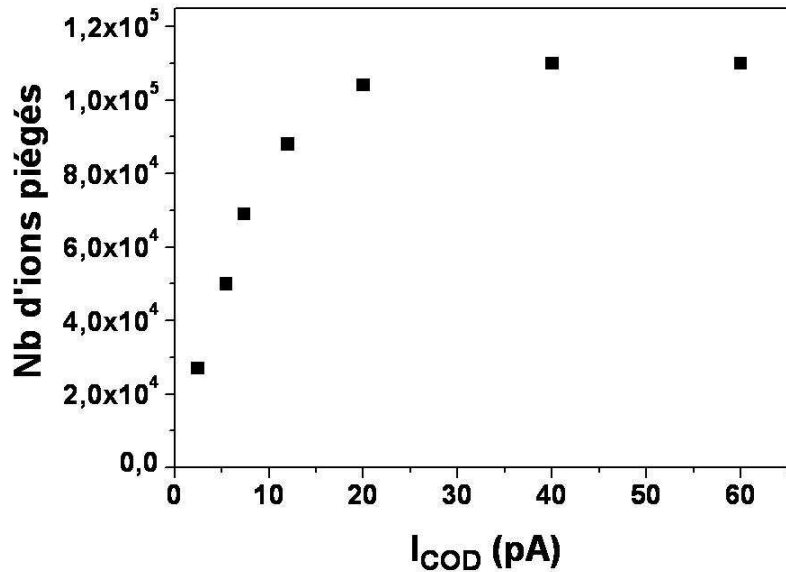


Fig 4.2.9 : Evolution du nombre d'ions piégés en fonction de l'intensité disponible en sortie du RFQ mesurée grâce à l'atténuateur variable situé dans la COD.

On observe clairement un effet de saturation et il apparaît que le nombre maximal d'ions que l'on peut injecter dans le piège est d'environ 110000.

Etudions maintenant l'évolution de l'efficacité de piégeage en fonction de cette même intensité présente en sortie du RFQ. Dans la même gamme d'intensité (entre 2 et 60 pA), cette efficacité diminue seulement de 12 à 9 % et n'explique pas l'évolution présentée sur la figure 4.2.9. En fait, c'est l'efficacité de transport dans la ligne qui chute fortement pour des gros paquets d'ions. Particulièrement, l'acceptance de l'électrode PD2 ne permet pas de réaliser correctement la seconde réduction d'énergie et la majorité des ions sont arrêtés au niveau du collimateur situé juste avant le piège. La mesure ne permet donc pas de déterminer réellement la capacité du piège car l'ensemble du système d'injection n'est pas bien adapté à la manipulation de paquets d'ions d'émission plus grande. En fait, c'est la charge d'espace dans le RFQ qui est la vraie limite car c'est elle qui produit l'augmentation de l'émission des paquets avec le nombre d'ions. Nous pouvons simplement conclure ici que la capacité du piège transparent est supérieure à 10^5 ions.

IV.2.2 Autres tests en faisceaux stables

D'autres tests utilisant des faisceaux stables ont été réalisés dans le but de caractériser l'ensemble LPCTrap. Les transmissions complètes du dispositif ont été déterminées pour les faisceaux de $^4\text{He}^+$, $^{35}\text{Cl}^+$, $^{36}\text{Ar}^+$ et $^{40}\text{Ar}^+$ [Rodrig06]. Ces résultats s'ajoutent à ceux obtenus lors de la caractérisation du RFQ [Ban04, Darius05]. Nous décrirons ici brièvement quelques uns des résultats obtenus avec les faisceaux de $^4\text{He}^+$ et $^{12}\text{C}^{2+}$.

IV.2.2.1 Les tests en $^4\text{He}^+$

Lors de ces tests (décembre 2005), l'ensemble de la ligne a été caractérisé [Rodrig06] : transmissions, mesures des temps de vie des ions dans le RFQ, dans le piège et mesure du temps de refroidissement dans le piège.

La transmission

La transmission de la ligne a été mesurée pour une durée de cycle $T_{\text{cycle}} = 10 \text{ ms}$, pour une intensité incidente d'environ $I_{\text{CF14}} \cong 365 \text{ pA}$ et pour une durée de piégeage dans le piège de Paul de 2 ms . On a dans ces conditions :

$$\varepsilon_{\text{tot}} = \varepsilon_{\text{RFQ+PD1}} \times \varepsilon_{\text{transfert}} \times \varepsilon_{\text{PD2}} \times \varepsilon_{\text{piège}} \cong 9.10^{-4}$$

avec : $\varepsilon_{\text{RFQ+PD1}} \cong 5.7 \%$, $\varepsilon_{\text{transfert}} \cong 40 \%$, $\varepsilon_{\text{PD2}} \cong 50 \%$, $\varepsilon_{\text{piège}} \cong 7.8 \%$

Notons que le faisceau incident était pollué par la présence d'ions $^{12}\text{C}^{3+}$ et $^{16}\text{O}^{4+}$ dans des quantités qu'il n'a pas été possible de déterminer. La transmission indiquée ici est donc une limite basse pour l'efficacité de l'ensemble LPCTrap puisque l'intensité effective d'ions $^4\text{He}^+$ en entrée du RFQ est surestimée.

Temps de vie dans le RFQ

Le temps de vie des ions a été directement mesuré pour une pression $P(\text{H}_2) = 8 \cdot 10^{-3} \text{ hPa}$ et donne :

$$\tau_{\text{RFQ}} \cong 16 \text{ ms}$$

Cette valeur est cohérente avec la mesure réalisée pour ce même système $^4\text{He}^+/\text{H}_2$ lors de tests ayant eu lieu sur la ligne LIMBE en 2003 [Darius05]. Ce résultat est également cohérent avec la mesure du temps de vie des ions $^6\text{He}^+/\text{H}_2$ obtenus lors de l'expérience de juillet 2006 ($\tau_{\text{RFQ}} \cong 37 \text{ ms}$). Le rapport des masses de l'ion et du gaz tampon est plus défavorable dans le cas d'ions $^4\text{He}^+$ et explique ce temps de vie plus court.

On peut déduire de ce temps de vie la transmission globale de la ligne pour un cycle $T_{\text{cycle}} = 100 \text{ ms}$:

$$\varepsilon_{\text{tot}}(100 \text{ ms}) \cong 3.2 \cdot 10^{-6}$$

puisque l'on se situe, pour ces deux cycles, en saturation du RFQ et que donc les efficacités de transfert et de piégeage sont alors identiques.

IV.2.2.2 Les tests en $^{12}\text{C}^{2+}$

Nous avons vu que la séparation en masse dans la ligne LIRAT n'est pas suffisante pour séparer des ions de rapport $\frac{q}{m}$ très proche comme le $^{12}\text{C}^{2+}$ et l' $^6\text{He}^+$. Par conséquent, le faisceau radioactif d' $^6\text{He}^+$ fourni par LIRAT est fortement pollué par la présence d'ions $^{12}\text{C}^{2+}$ (voir chapitre IV.1.1). Une série de tests ont alors été menés avec des faisceaux stables de $^{12}\text{C}^{2+}$ et $^{12}\text{C}^{3+}$ pour, d'une part, déterminer si des ions $^{12}\text{C}^{2+}$ pouvaient être extraits du RFQ et d'autre part si la forte charge d'espace créée en entrée du RFQ pouvait dégrader la transmission de celui-ci pour les ions d'intérêt $^6\text{He}^+$. Lors de ces tests, les différentes espèces extraites du RFQ étaient identifiées par temps de vol sur la galette de micro-canaux située dans le COD (l'espion). Notons que lors de cette expérience les conditions de vide et la pureté du gaz injecté n'étaient pas optimales (présence d'eau H_2O et de diazote N_2).

Pour ce test, un faisceau pur de $^{12}\text{C}^{2+}$ était délivré dans la ligne LIRAT à des énergies de 10, 20 ou 30 keV. L'intensité incidente pouvait être ajustée grâce à des réducteurs placés dans la ligne ('pepper pots'). Il a clairement été montré que pour des intensités incidentes en carbone allant jusqu'à plusieurs centaines de nA, aucune présence d'ions $^{12}\text{C}^{2+}$ n'a été observée dans les paquets d'ions extraits du RFQ (fig 4.2.10).

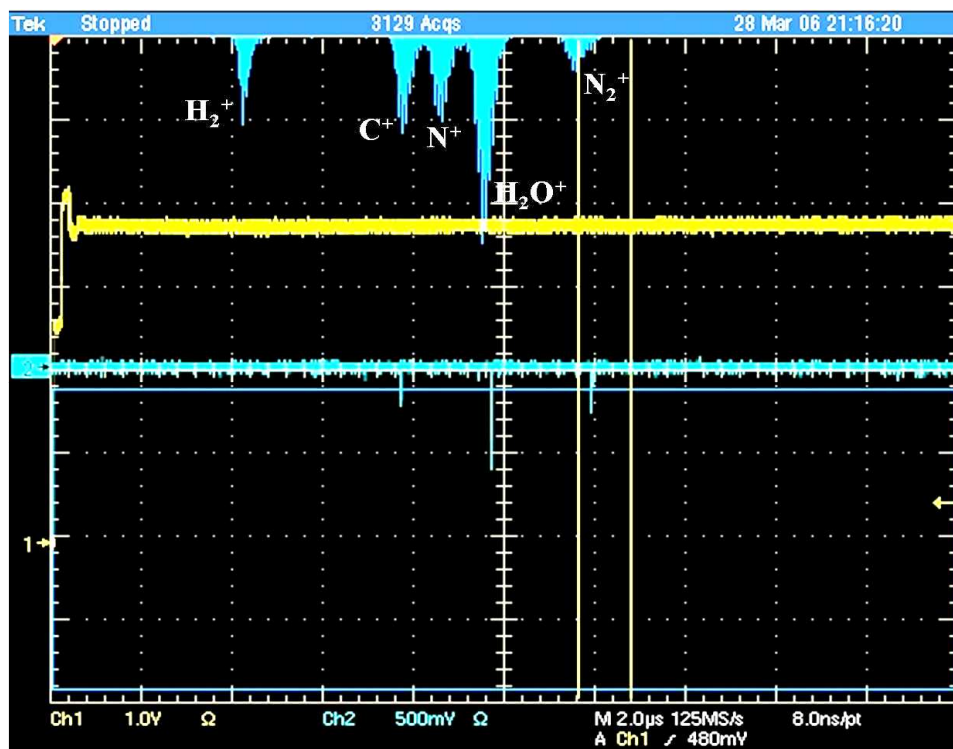


Fig 4.2.10 : Spectre de temps de vol des ions extraits du RFQ obtenu sur l'espion pour une tension $V_{HTRFQ} = 9925 \text{ V}$ pour une intensité de $I = 50 \text{ pA}$. On ne distingue ici aucun pic correspondant au $^{12}\text{C}^{2+}$.

Ce résultat était prévisible compte tenu du fait que les sections efficaces de capture électronique pour des ions de charges 2+ sont très grandes. Cependant, la présence d'ions $^{12}\text{C}^+$ a été observée en sortie du RFQ montrant qu'il y a bien transfert de charge entre les ions $^{12}\text{C}^{2+}$ et les molécules de gaz (H_2 , N , H_2O ou N_2 majoritairement). Les ions ainsi créés sont alors eux aussi présents dans le spectre de temps de vol des ions extraits du RFQ.

Il a également été montré que, avant leur entrée dans le RFQ, certains ions $^{12}\text{C}^{2+}$ incidents font un échange de charge sur le gaz H_2 et deviennent $^{12}\text{C}^+$ ou encore se neutralisent en atomes ^{12}C . Il en résulte que pour un faisceau $^{12}\text{C}^{2+}$ fourni par la source ECR à une énergie de 20 keV ($V_{\text{HTECR}} = 10 \text{ kV}$), on distingue trois phénomènes. D'une part, un refroidissement d'ions $^{12}\text{C}^+$ pour une tension $V_{\text{HTRFQ}} \cong 10 \text{ kV}$. Il s'agit ici du fonctionnement normal du RFQ (les ions $^{12}\text{C}^{2+}$ deviennent $^{12}\text{C}^+$ à l'intérieur du RFQ). D'autre part, un refroidissement d'ions $^{12}\text{C}^+$ pour une tension $V_{\text{HTRFQ}} \cong 20 \text{ kV}$. Dans ce cas, les ions $^{12}\text{C}^{2+}$ deviennent $^{12}\text{C}^+$ avant l'entrée dans le RFQ. Enfin, la dernière contribution est celle des ions $^{12}\text{C}^{++}$ qui se neutralisent avant l'entrée dans le RFQ : cette contribution est indépendante de la tension appliquée sur la plateforme du RFQ puisque l'on dispose alors d'atomes. Ces atomes peuvent alors ioniser des molécules de gaz dans le RFQ et l'on distingue en sortie du RFQ la présence d'ions H_2^+ , N^+ , H_2O^+ et N_2^+ .

Ces tests ont donc permis de montrer que lors des expériences en $^6\text{He}^+$, il n'y aura pas de $^{12}\text{C}^{2+}$ en sortie du RFQ. Ceci a effectivement été confirmé par la suite en comparant le nombre d'ions piégés et l'activité provenant du centre du piège (le nombre de coïncidences détectées).

IV.3 Bilan

On récapitule ici les points de fonctionnement optimaux et les performances correspondantes pour l'ensemble LPCTrap obtenus avec des ions stables $^6\text{Li}^+$.

IV.3.1 Paramètres de fonctionnement

Les paramètres optimaux utilisés lors des tests avec la source hors-ligne de $^6\text{Li}^+$ sont les suivants :

<u>Source</u> :	$V_{\text{accél}} = 10 \text{ kV}$ $I_{\text{CF14}} = 40 \text{ à } 100 \text{ pA}$		
<u>RFQ</u> :	$V_{\text{HT}} = 9960 \text{ V}$ $\text{Li1} = -900 \text{ V}$ $\text{Li2} = -700 \text{ V}$ $L_s = 0 \text{ V}$	$P(\text{H}_2) = 10^{-2} \text{ hPa}$ $V_{\text{RF}} = 400 \text{ Vpp}$ $f_{\text{RF}} = 1.88 \text{ MHz}$	
<u>PD1</u> :	$V_{\text{PD1}} = 8995 \text{ V}$	$T_{\text{PD1}} = 5.75 \text{ } \mu\text{s}$	
<u>COD</u> :	$L = 450 \text{ V}$	$D1 = +15 \text{ V}$	$D2 = -12 \text{ V}$
<u>Piège</u> :	$V_{\text{PD2}} = 825 \text{ V}$ $L_p = 285 \text{ V}$ $V_{3 \text{ inj}} = 130 \text{ V}$ $V_{4 \text{ inj}} = 300 \text{ V}$ $V_{12 \text{ RF}} = 120 \text{ Vpp}$ $f_{12 \text{ RF}} = 1.15 \text{ MHz}$ $V_5 = V_6 = 10 \text{ V}$ $V_{3 \text{ extract}} = 300 \text{ V}$	$T_{\text{PD2}} = 12.79 \text{ } \mu\text{s}$ $T_{3 \text{ inj}} = 3.19 \text{ } \mu\text{s}$ $T_{4 \text{ inj}} = 3.36 \text{ } \mu\text{s}$ $T_{12 \text{ RF}} = 3.34 \text{ } \mu\text{s}$	

IV.3.2 Performances

Les résultats qui vont suivre ont été obtenus avec le jeu de paramètres indiqué ci-dessus avec la source hors-ligne de ${}^6\text{Li}^+$ à 10 keV (dans des conditions proches de celles attendues pour l'expérience en ${}^6\text{He}^+$). L'intensité en entrée du dispositif est

$$I_{CF14} = 85 \text{ pA}$$

Cette valeur est de l'ordre de grandeur de l'intensité disponible sur LIRAT en ${}^6\text{He}^+$ et correspond grossièrement à la limite de la gamme en intensité où la source est stable. On utilise un cycle de $T_{\text{cycle}} = 100 \text{ ms}$ comparable à la durée du cycle utilisé lors de l'expérience en ${}^6\text{He}$.

Dans ces conditions, la transmission du RFQ est mesurée par lecture du courant en sortie du RFQ sur l'atténuateur rétractable. On mesure une première transmission sans utilisation de la première cavité pulsée ($V_{PD1} = 0$ et $L_S = -1000 \text{ V}$), on a alors $I_{H1} = 3.3 \text{ pA}$ et $I_{H4} = 8 \text{ pA}$. On déduit que l'intensité du courant incident est :

$$I_s \cong 5.9 \text{ pA}$$

Ensuite, on réalise la réduction d'énergie des paquets d'ions à 1 keV avec l'électrode PD1 et on obtient $I_{H1} = 0.3 \text{ pA}$ et $I_{H4} = 4.3 \text{ pA}$ ce qui correspond à une intensité effective de

$$I_{sPD1} = 4.2 \text{ pA}$$

La transmission de l'ensemble {RFQ + PD1} est donc de :

$$\mathcal{E}_{RFQ+PD1} = \frac{I_{sPD1}}{I_{CF14}} \cong 4.9 \%$$

L'intensité I_{sPD1} mesurée correspond à environ $2.6 \cdot 10^7$ ions par seconde et donc à $2.6 \cdot 10^6$ ions par paquets puisque l'on a ici 10 cycles par seconde. On se situe ici en limite de saturation du RFQ.

On réalise ensuite la seconde réduction d'énergie à environ 120 eV et on dénombre le nombre d'ions par paquets à cette énergie grâce au détecteur MCP2 situé en bout de ligne (aucune tension sur les anneaux du piège) :

$$N_{PD2} = 6.0 \cdot 10^5 \text{ ions}$$

La dernière phase est le piégeage des ions. L'efficacité de piégeage est déterminée sur un temps de piégeage très court : $t_{\text{piège}} = 0.5 \text{ ms}$ et le nombre d'ions piégés est mesuré par extraction sur le détecteur MCP2, on a :

$$N_{\text{piège}} = 1.0 \cdot 10^5 \text{ ions piégés}$$

L'efficacité de piégeage est alors définie par le rapport $\frac{N_{\text{piège}}}{N_{PD2}}$ et vaut ici :

$$\mathcal{E}_{\text{piège}} \cong 17 \%$$

Cette valeur est proche des valeurs typiques prédites par la simulation (~20 %) malgré le fait que l'on travaille ici en limite de saturation du RFQ.

Au final, l'efficacité globale du dispositif est, pour des ions ${}^6\text{Li}^+$ et pour $T_{\text{cycle}} = 100 \text{ ms}$, de :

$$\varepsilon(100 \text{ ms}) = \frac{N_{\text{piège}}}{I_{\text{CF14}}} \times 10 \cong 0.19 \%$$

Cette même mesure a été effectuée pour $T_{\text{cycle}} = 20 \text{ ms}$ et a donné :

$$\varepsilon(20 \text{ ms}) \cong 0.9 \%$$

La forte baisse d'efficacité pour les cycles longs est principalement due au temps de vie des ions dans le RFQ et à l'effet de saturation du puits de potentiel du RFQ. Notons que ces transmissions sont des transmissions optimales obtenues pendant les phases de test et qu'elles sont nettement supérieures, par exemple, à celles données pour un faisceau de ${}^4\text{He}^+$.

Cependant pour l'expérience de mesure de a de l' ${}^6\text{He}$, la transmission n'est en fait pas la grandeur la plus pertinente. En effet, le but de l'expérience est de mesurer des décroissances radioactives dans le piège de Paul. La grandeur importante est alors le nombre d'ions piégés. Il faut alors trouver le meilleur compromis entre le temps de vie des ions dans le RFQ, le temps de refroidissement et le temps de vie des ions dans le piège de façon à optimiser l'activité radioactive moyenne du nuage d'ions piégés.

V Le piège de Paul transparent

Pour les besoins de l'expérience, une nouvelle géométrie de piège a été étudiée [Delahaye02]. Le piège n'est pas constitué, comme dans le cas idéal, d'un anneau hyperboloïde et de deux chapeaux mais de trois paires d'anneaux axiaux. Cette géométrie bien particulière a pour but de laisser une grande partie de l'angle solide (vu du centre du piège) libre de toute électrode. Les détecteurs (pour les produits de désintégrations des noyaux radioactifs) peuvent ainsi observer directement les ions présents au centre du piège. Nous allons voir dans cette partie la description de ce piège et dans quelle mesure son comportement est assimilable à celui du piège idéal. Nous exposerons également les principales caractéristiques de ce piège extraites de simulations et de mesures expérimentales.

V.1 Descriptif

V.1.1 La géométrie

Le piège de Paul utilisé est constitué de trois paires d'anneaux coaxiaux dont les dimensions sont données sur la figure 5.1.1.

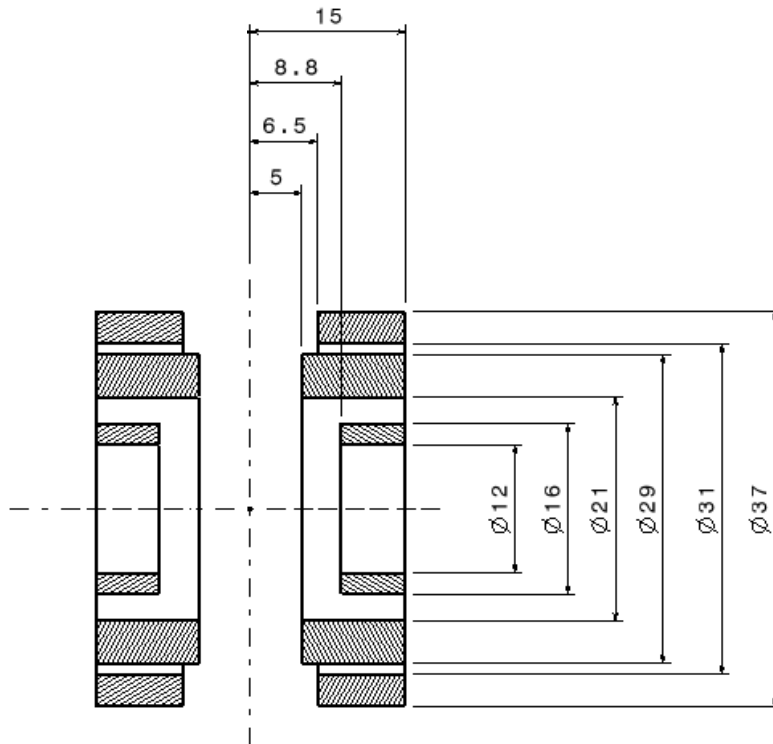


Fig 5.1.1 : Vue en coupe du piège à anneaux (les dimensions sont données en mm).

Sur les anneaux intérieurs A1 et A2 (fig 5.1.2) est appliquée la tension de piégeage radio-fréquence. Les anneaux intermédiaires A3 et A4 servent de référence et sont connectés à la masse pendant la durée de piégeage ; ils servent également, comme nous le verrons plus tard, pour le contrôle du champ au moment de l'injection et de l'extraction des ions à l'intérieur du piège. Les anneaux extérieurs A5 et A6 permettent une correction du champ de piégeage.

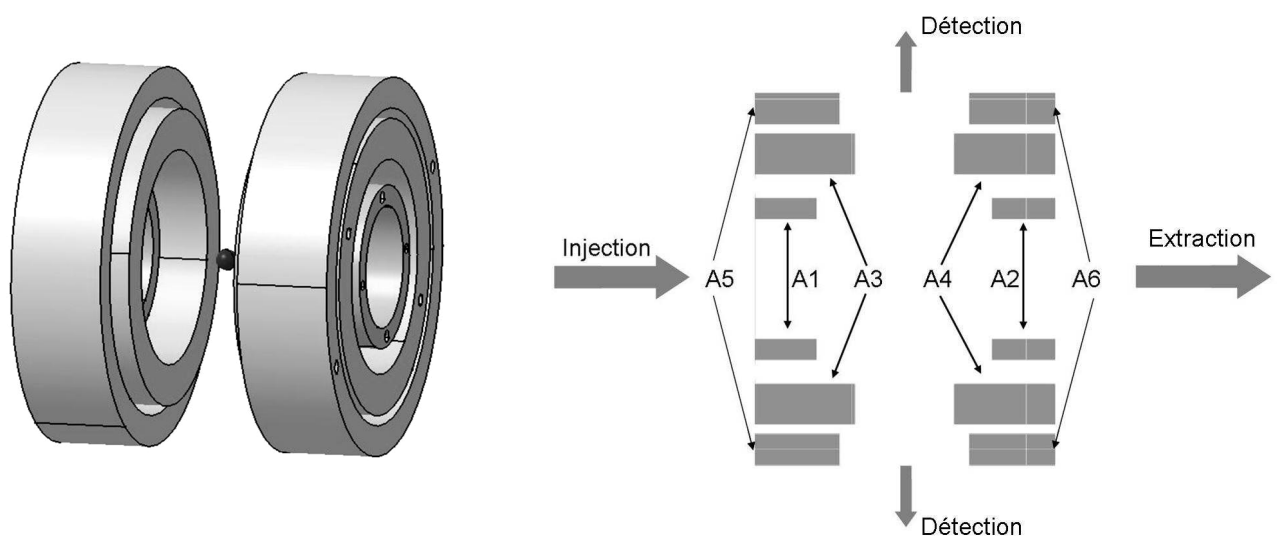


Fig 5.1.2 : A gauche : vue globale du piège à anneaux. A droite : vue du piège en coupe montrant les différents angles solides utilisés pour l'injection, la détection puis l'extraction.

La figure précédente 5.1.2 montre les avantages de la géométrie très ouverte du piège à anneaux. Selon la direction axiale, l'injection des ions peut se faire grâce à la grande ouverture correspondant au diamètre intérieur de l'anneau A1. Les ions sont piégés au centre et, d'ici, la direction radiale offre une grande ouverture permettant d'observer des produits de décroissances par des détecteurs placés perpendiculairement à l'axe du piège. Finalement, l'extraction des ions peut se faire selon la direction axiale comme indiqué sur la figure.

L'ouverture offerte pour la détection est limitée par les anneaux intermédiaires. L'angle solide correspondant est alors de :

$$\Omega = 32.6\% \text{ de } 4\pi \quad (5.1.1)$$

Nous verrons cependant que les détecteurs utilisés (pour l'observation des désintégrations de l' ${}^6\text{He}$) ne couvrent qu'une faible partie de cet angle solide disponible.

V.1.2 Champ de piégeage

Nous allons maintenant comparer la forme du potentiel dans le piège au potentiel parabolique obtenu avec un piège de Paul idéal. Pour cela, étudions le cas où on applique sur les anneaux intérieurs (A1 et A2) un potentiel symétrique V_0 et où les 4 autres anneaux sont à un potentiel nul. La forme du potentiel à l'intérieur du piège est présentée sur la figure 5.1.3.

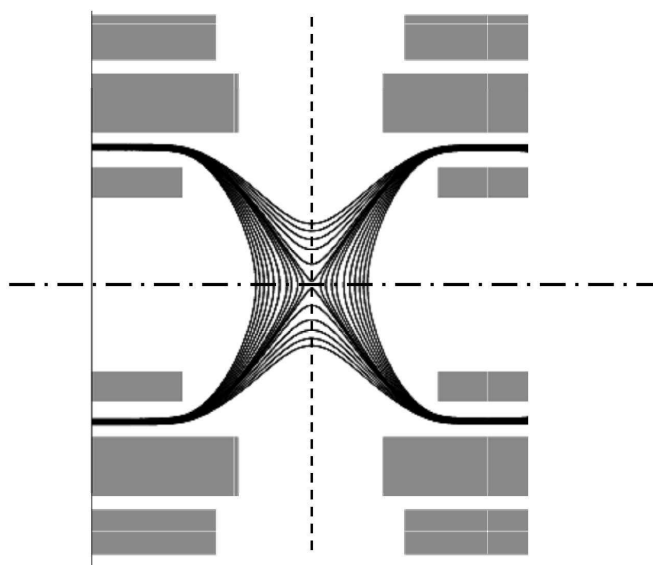


Fig 5.1.3 : Allure des équipotentielles à l'intérieur du piège (SIMION®)

($V_1 = V_2 = 100 \text{ V}$ et $V_3 = V_4 = V_5 = V_6 = 0 \text{ V}$)

On peut alors comparer la forme de ce potentiel avec le potentiel idéal parabolique selon les deux directions (axiale et radiale). On obtient les résultats suivants, lorsque que l'on applique sur les 2 anneaux intérieurs une tension de $V_{12} = V_0$ et que toutes les autres électrodes sont à la masse:

- selon la direction axiale:

$$V(z, r = 0) = V_0 \times (0.379 + 6,247.10^{-5} \times z^2) \quad (5.1.2)$$

- selon la direction radiale :

$$V(z = 0, r) = V_0 \times (0.379 - 3,131.10^{-5} \times r^2) \quad (5.1.3)$$

On remarque en comparant ces expressions avec celles adoptées pour le cas du piège de Paul idéal (3.1.1) que les axes de fuite et de piégeage sont inversés. Ceci se traduira par un déphasage de π dans la description du mouvement des ions par rapport à la tension RF de piégeage. On note également que, à la différence du piège idéal, le potentiel au centre du piège n'est pas nul constamment mais qu'il oscille avec la tension de piégeage.

Les valeurs indiquées pour les expressions du potentiel dans le piège (eq.(5.1.2) et (5.1.3)) sont le résultat d'ajustements réalisés pour des valeurs z (resp. r) comprises entre -2 et $+2mm$ pour la direction axiale (resp. radiale). Si l'on fixe comme limite arbitraire que la différence entre le potentiel réel et le résultat de cet ajustement ne doit pas dépasser 0.1%, on peut définir un intervalle autour du centre du piège où le potentiel peut être approximé comme parabolique. Dans ces conditions, on a : $z_{lim} = 3.5mm$ et $r_{lim} = 4.3mm$.

Notons que les coefficients c_i de ces deux paraboles suivent bien la relation $c_z = 2c_r$.

L'écart relatif avec le cas idéal est $R = \left| \frac{c_z - 2c_r}{c_z} \right| = 0.24\%$.

Les anneaux extérieurs A5 et A6 peuvent être utilisés pour corriger les inhomogénéités du champ à l'intérieur du piège. Par exemple, en appliquant $V_{56} = \frac{V_{12}}{4} = 25V$, le rapport R défini ci-dessus prend la valeur : $R = 0.05\%$. Cependant, cela n'influe pas significativement sur la région dans laquelle le champ est bien quadripolaire. En pratique, ces anneaux extérieurs A5 et A6 sont utilisés comme anneaux de correction. Cependant, la tension de correction utilisée est une tension continue (de l'ordre de 20 V) et l'effet moyen qui en résulte ne correspond pas directement au calcul décrit précédemment.

V.2 Simulations de piégeage

Les simulations réalisées ici ont pour but l'étude des caractéristiques du nuage d'ions piégés. L'étude de l'injection des ions au sein du piège a été réalisée durant mon stage de DEA [Méry03] et ne sera pas présentée ici. Dans cette partie nous allons d'abord étudier le mouvement d'un ion au sein du piège de Paul transparent afin de le comparer à celui dans un piège idéal, puis le mouvement global d'un groupe (nuage) d'ions piégés. Les simulations sont réalisées pour des ions de masse 6 et de charge +1 correspondant au cas de l' ${}^6\text{He}^+$. Nous verrons notamment que la forme du nuage d'ions évolue de manière non négligeable au cours d'une période RF.

V.2.1 Caractérisation du mouvement d'un ion

Pour mettre en évidence la validité de la décomposition du mouvement en un mouvement séculaire de grande amplitude et des mouvements plus rapides (micromouvements) de plus faibles amplitudes, la trajectoire d'un ion au sein du piège de Paul transparent a été étudiée en détail. La simulation est réalisée avec le logiciel SIMION et on impose la tension de piégeage suivante :

$$V_{RF} = 80 \text{ V}$$

$$f_{RF} = 1.297 \text{ MHz}$$

Les harmoniques du mouvement selon les directions axiale et radiale sont obtenues par transformée de Fourier (fig. 5.2.1). On observe, selon chaque direction, la présence du mouvement lent de grande amplitude (macromouvement à la fréquence f_0) et des mouvements plus rapides mais de plus faibles amplitudes correspondant au micromouvement (fréquences f_+ et f_-). On peut alors repérer les valeurs exactes de ces fréquences d'oscillations. On observe alors :

- selon la direction radiale :

$$\begin{cases} f_{0r} = 0.1144 \text{ MHz} \\ f_{-r} = 1.1825 \text{ MHz} \\ f_{+r} = 1.4114 \text{ MHz} \end{cases}$$

- selon la direction axiale :

$$\begin{cases} f_{0z} = 0.2365 \text{ MHz} \\ f_{-z} = 1.0605 \text{ MHz} \\ f_{+z} = 1.5335 \text{ MHz} \end{cases}$$

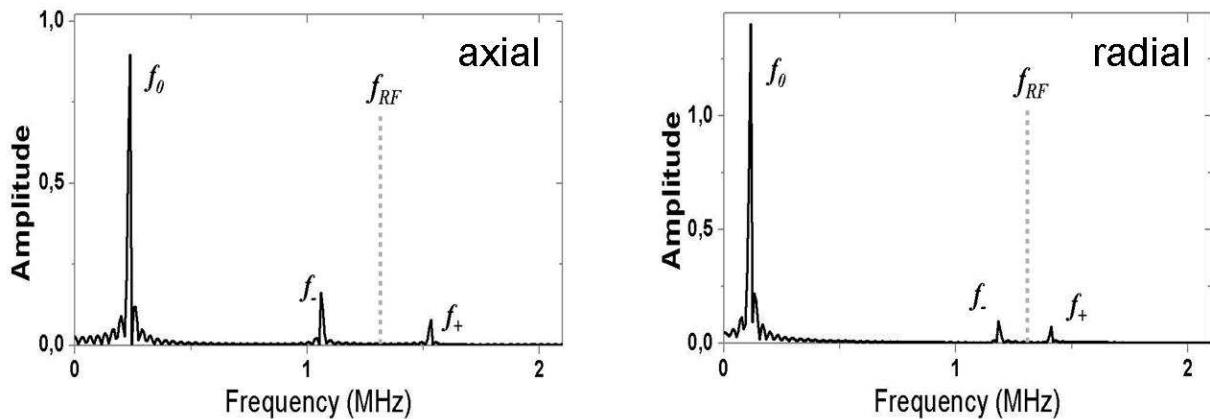


Fig 5.2.1 : Spectre en fréquence du mouvement des ions selon les directions axiale et radiale.

On peut alors, à partir de la relation (3.1.7), déterminer les coefficients μ_r et μ_z . On obtient les valeurs suivantes :

$$\begin{cases} \mu_r = 2 \frac{f_{0r}}{f_{RF}} = 0.1764 \\ \mu_z = 2 \frac{f_{0z}}{f_{RF}} = 0.3647 \end{cases}$$

On vérifie alors que, dans chacune des directions, les fréquences du micromouvement suivent rigoureusement la relation : $f_{\pm} = (1 \pm \frac{\mu}{2}) f_{RF}$. On peut donc en conclure que le piège de Paul transparent a un fonctionnement identique au piège de Paul idéal et que la description faite dans le chapitre III s'applique totalement à notre piège.

Cependant, comme nous l'avons vu précédemment, le potentiel dans le piège transparent ne suit pas exactement la forme : $V(r, z) \propto r^2 - 2z^2$. Ceci peut être une nouvelle fois mis en évidence ici en calculant les valeurs des paramètres de Mathieu. Ceux-ci sont reliés simplement aux paramètres μ par l'équation (3.3.17) et on a ici :

$$\begin{cases} q_r = 0.2495 \\ q_z = 0.5158 \end{cases}$$

Le rapport de ces paramètres est : $\frac{q_z}{q_r} \cong 2.067$ et est donc légèrement différent de la valeur 2

qui est imposée par la géométrie du piège de Paul idéal. Cette différence est faible et nous verrons bientôt que seule la connaissance de l'oscillation globale du nuage d'ions est réellement pertinente pour notre mesure de a .

On remarque que nous nous situons ici dans la limite de l'approximation décrite dans le chapitre III qui impose $q \leq 0.4$. Ceci peut expliquer, en partie, les faibles écarts observés.

Notons, de plus, que les fréquences d'ordre supérieure ($k = \pm 2$) sont également visibles. Ces fréquences d'oscillations ont des valeurs comprises autour de $2f_{RF}$ et leurs amplitudes sont très faibles (fig 5.2.2).

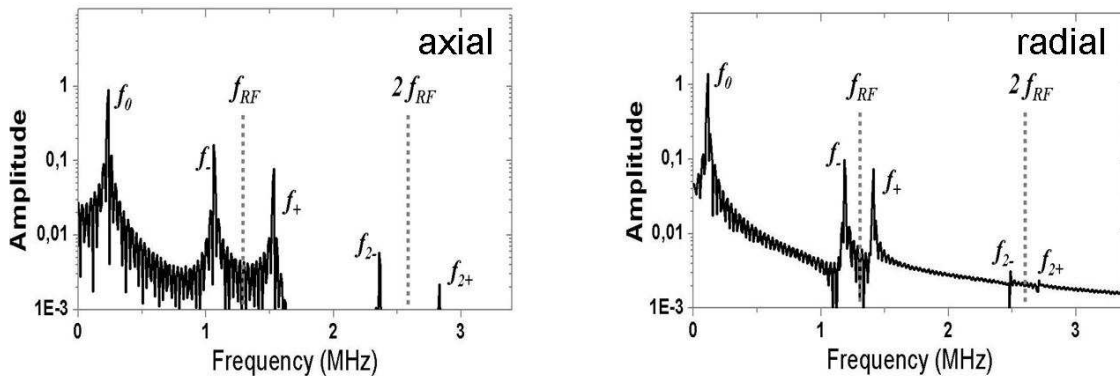


Fig 5.2.2 : Spectre en fréquence du mouvement des ions selon les directions axiale et radiale.

V.2.2 Caractérisation du nuage d'ions

Des simulations utilisant les logiciels SIMION et un code développé par P. Delahaye pendant sa thèse [Delahaye02], ont permis d'étudier les caractéristiques du nuage d'ions piégés (ions de masse $m = 6$ et de charge $q = +1$). Ces simulations ne tiennent pas compte de l'interaction coulombienne (charge d'espace) entre les ions puisque les trajectoires des ions sont calculées successivement et indépendamment les unes des autres. On néglige donc ici un éventuel effet de la charge d'espace créée par les ions. Ces simulations ont été réalisées pour deux conditions différentes :

- la seule force agissant sur chaque ion est due au potentiel RF de piégeage appliqué sur les anneaux du piège.
- la présence d'une faible pression de gaz est simulée et les ions peuvent interagir par collision élastique sur les molécules de gaz (H_2).

Les résultats obtenus dans ces deux conditions sont présentés ci-dessous.

V.2.2.1 Résultats sans gaz H_2

Les ions sont injectés à l'intérieur du piège à partir du collimateur situé entre le Pulse Down 2 et le piège. Les ions évoluent alors librement dans le champ électrostatique créé par le piège. On impose les paramètres RF optimaux pouvant être appliqués avec le système électronique utilisé :

$$\begin{aligned}V_{RF} &= 80 \text{ V} \\f_{RF} &= 1.3 \text{ MHz}\end{aligned}\tag{5.2.1}$$

Les caractéristiques des ions (leurs positions radiale (x, y) et axiale z ainsi que leurs vitesses radiale (V_x, V_y) et axiale (V_z)) sont enregistrées à intervalle de temps régulier. Cependant, pour chaque ion, une phase aléatoire est tirée sur la durée d'une période RF de sorte à moyenniser l'effet du micromouvement (l'influence de celui-ci sera décrite plus loin). Les résultats obtenus sont exposés sur les figures 5.2.3 et 5.2.4. On voit qu'un état d'équilibre est atteint au bout d'un temps de l'ordre de $500 \mu s$. En réalité, cet intervalle est celui pendant lequel les ions les plus chauds (ayant des trajectoires à la limite de la stabilité) sont évaporés.

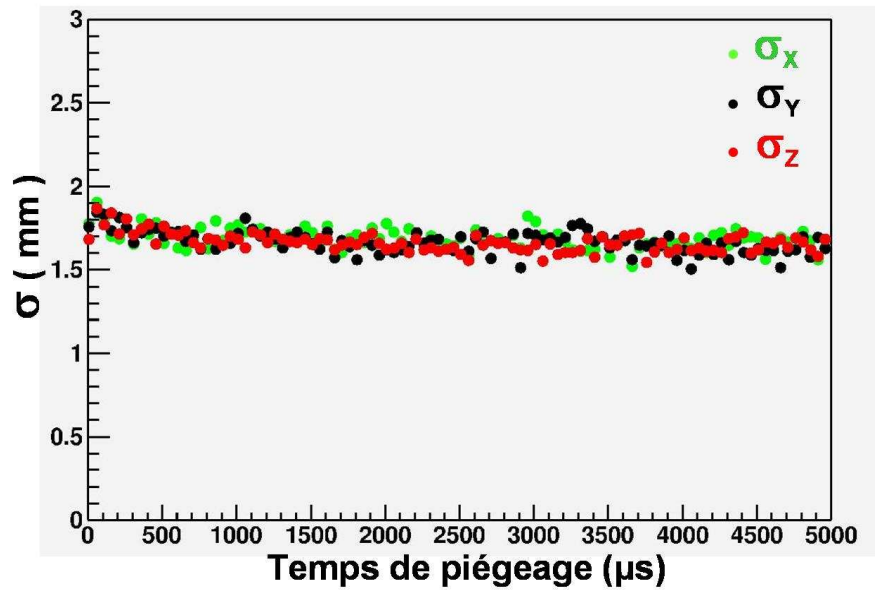


Fig 5.2.3 : Taille du nuage d'ions en absence de gaz tampon (résultat d'ajustements gaussiens sur les distributions en position (x , y et z))

Les ions se répartissent de manière identique dans les trois dimensions de l'espace. Plus précisément, un ajustement gaussien des distributions selon les 3 directions donne :

$$\begin{aligned} \langle X \rangle &= \langle Y \rangle = \langle Z \rangle = 0 \text{ mm} \\ \sigma_x &= \sigma_y = \sigma_z \approx 1.65 \text{ mm} \end{aligned} \quad (5.2.2)$$

D'autre part, les vitesses se répartissent comme le montre la figure 5.2.4.

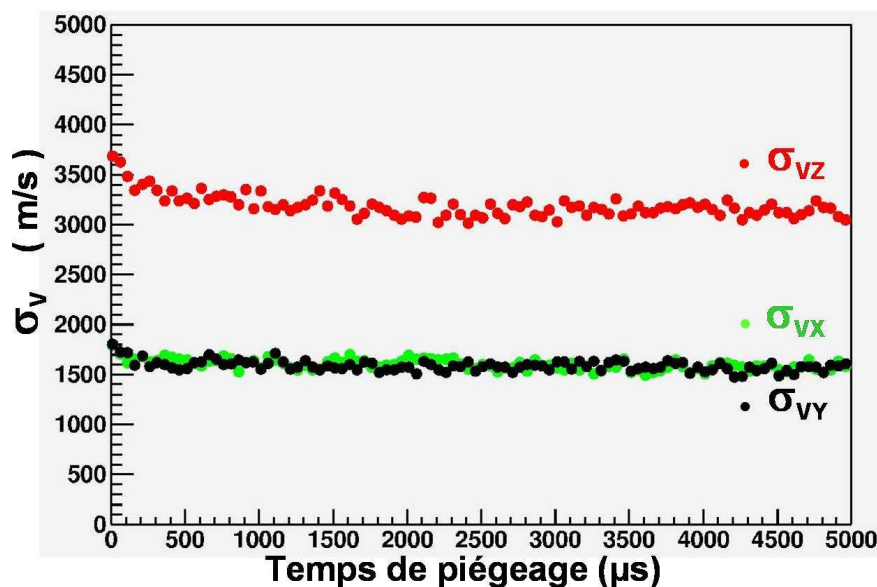


Fig 5.2.4 : Dispersion en vitesse des ions en absence de gaz tampon (résultats d'ajustements gaussiens des composantes V_x , V_y et V_z de la vitesse au sein du piège)

On note alors les largeurs de ces distributions :

$$\begin{aligned} \langle V_x \rangle = \langle V_y \rangle = \langle V_z \rangle = 0 \\ \sigma_{V_x} = \sigma_{V_y} \approx 1580 \text{ m.s}^{-1} \quad \sigma_{V_z} \approx 3137 \text{ m.s}^{-1} \end{aligned} \quad (5.2.3)$$

Ces distributions en vitesse correspondent à une température (ajustement par une fonction de Boltzmann) du nuage d'ions d'environ :

$$kT = 0.313 \text{ eV} \quad (5.2.4)$$

Notons que la différence observée entre les distributions en vitesse selon les directions radiale et axiale correspond à une propriété du mouvement des ions dans un piège de Paul. Les fréquences d'oscillations selon chaque direction sont en effet reliées par :

$$f_z = 2 f_r \quad (5.2.5)$$

La taille du nuage étant identique dans ces deux directions (eq. 5.2.2), il en résulte que les vitesses d'oscillation suivent la relation :

$$\sigma_{V_z} = 2 \sigma_{V_r} \quad (5.2.6)$$

Puisque :

$$V \propto X \times f \quad (5.2.7)$$

Nous savons cependant que la présence de gaz tampon (H_2) a un effet non négligeable sur le mouvement des ions dans le piège. Nous allons donc maintenant étudier l'influence de collisions avec des molécules de gaz sur les caractéristiques de l'état d'équilibre du nuage d'ions. Rappelons ici que la présence de gaz H_2 dans l'enceinte du piège est due à la diffusion du gaz tampon injecté pour le fonctionnement du RFQ. La pression résiduelle (hors fonctionnement) étant d'environ $P_0 = 5 \cdot 10^{-8} \text{ hPa}$ et la pression en fonctionnement typique étant de $P \cong 6 \cdot 10^{-6} \text{ hPa}$, on voit clairement que l' H_2 est largement majoritaire et justifie cette étude particulière de l'effet des collisions sur les molécules H_2 . Remarquons également que les autres gaz présents (H_2O , N_2 ...) sont bien plus lourds que les ions ${}^6\text{He}^+$. Ces gaz lourds n'auront donc pas pour effet un refroidissement des ions. La présence de tels gaz va majoritairement influencer sur le temps de vie des ions dans le piège mais pas directement sur les caractéristiques du nuage d'ions.

V.2.2.2 Résultats avec gaz H_2

Des simulations ont été réalisées dans lesquelles la présence d'une faible pression de gaz H_2 a été prise en compte. Les collisions inélastiques (échanges de charge) n'ont pas été traitées puisque l'on s'intéresse aux propriétés du nuage d'ions ${}^6\text{He}^+$ (l'échange de charge n'influe alors que sur le temps de vie des ions dans le piège).

Le potentiel utilisé pour modéliser l'interaction avec les molécules de gaz suit une expression de la forme :

$$V(r) = \frac{B}{r^n} + \frac{C_6}{r^6} - \frac{C_4}{r^4} \quad (5.2.8)$$

où B , C_6 et C_4 sont des constantes dépendant de la nature de la molécule étudiée et r est la distance entre l'ion et la molécule en interaction. Ces constantes ont été ajustées pour reproduire les propriétés (mobilité et diffusivité) des ions au sein d'un gaz H_2 [Darius05]. La section efficace de diffusion a été prise comme limite du paramètre d'impact b_{\max} pour lequel l'angle de diffusion est inférieur à une valeur arbitraire (dans notre cas : $\theta_{\lim} = 0.1 \text{ rad}$). Cette section efficace correspond à un paramètre d'impact b_{\max} de l'ordre du rayon de Bohr de l'atome d'hydrogène ($r_{\text{Bohr}} \approx 0.5 \cdot 10^{-10} \text{ m}$). Dans ces conditions, les propriétés citées ci-dessus sont convenablement reproduites par le modèle.

La section efficace totale σ_{TOT} dépend alors de la vitesse relative des deux particules (fig. 5.2.5). La probabilité d'interaction est alors proportionnelle à la pression de gaz et à la distance parcourue pendant chaque pas de temps ($d = v \times \Delta t$). Un paramètre d'impact est ensuite tiré entre 0 et b_{\max} (tel que $\sigma_{TOT} = \pi \cdot b_{\max}^2$) et l'angle de diffusion est donné par la forme du potentiel d'interaction.

Notons que, pour limiter le temps de calcul, les simulations ont été réalisées pour des pressions supérieures à la pression réelle en H_2 dans l'enceinte du piège

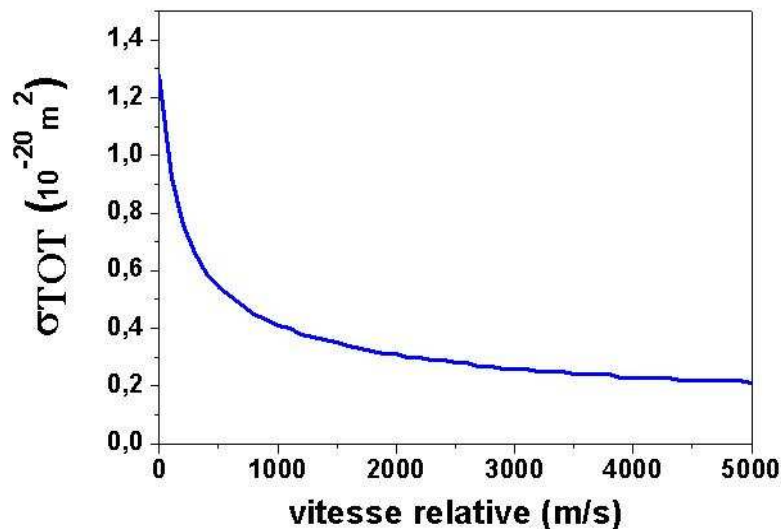


Fig 5.2.5 : Evolution de la section efficace totale de diffusion en fonction de la vitesse relative entre l'ion et la molécule H_2 .

V.2.2.2.1 Espace de phase du nuage

Les figures 5.2.6 et 5.2.7 montrent l'évolution de la taille du nuage et des vitesses des ions au cours de temps pour une pression égale à $5 \cdot 10^{-4} \text{ hPa}$.

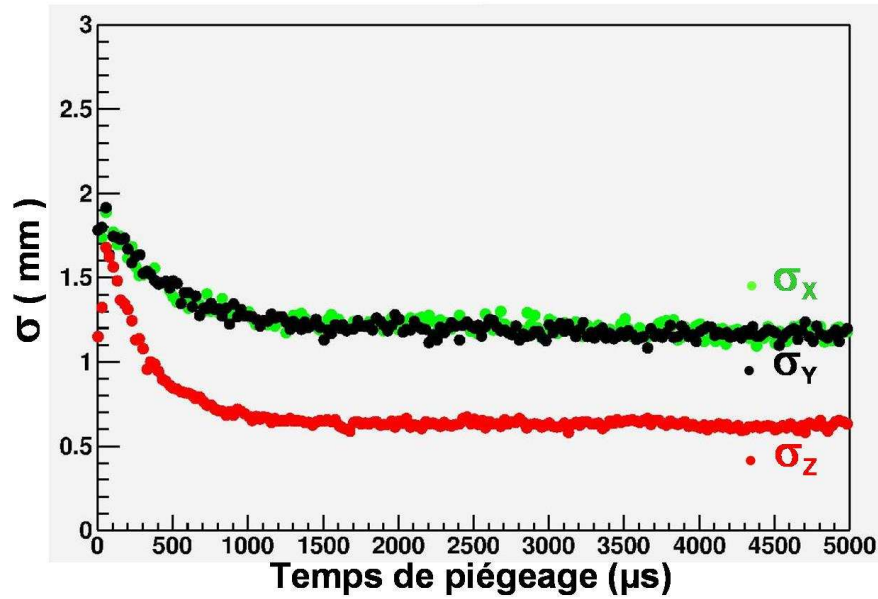


Fig. 5.2.6 : Evolution de la taille du nuage d'ions en présence de gaz H_2 à $P_{H_2} = 5.10^{-4}$ hPa. (Résultats d'ajustements gaussiens sur les distributions en position (x, y et z)).

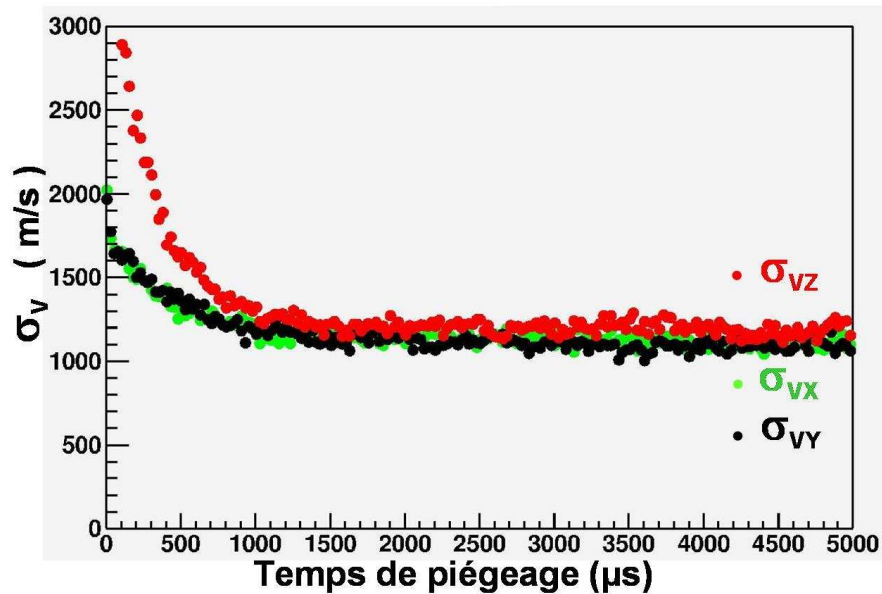


Fig. 5.2.7 : Evolution des dispersions en vitesse en présence de gaz H_2 à $P_{H_2} = 5.10^{-4}$ hPa (résultats d'ajustements gaussiens des vitesses (V_x , V_y et V_z) au sein du piège)

On note, ici, clairement l'effet de refroidissement dû aux collisions des ions sur les molécules de gaz. Les largeurs en vitesse dans les directions radiale et axiale convergent vers un même état d'équilibre. L'énergie transmise aux ions par la tension de piégeage fait que l'état d'équilibre est en réalité supérieur à la température du gaz ($T_{\text{gaz}} = 300 \text{ K} = 0.025 \text{ eV}$). La température du nuage d'ions après refroidissement est:

$$kT = 0.0878 \pm 0.0003 \text{ eV}$$

Le temps nécessaire pour atteindre cet état d'équilibre est d'environ 1 ms ($P_{H_2} = 5.10^{-4}$ hPa). Pour cet état d'équilibre, on a les caractéristiques suivantes pour le nuage d'ions :

$$\sigma_{V_x} = \sigma_{V_y} = 1115 \pm 4 \text{ m.s}^{-1} \quad \text{et} \quad \sigma_{V_z} = 1200 \pm 4 \text{ m.s}^{-1}$$

$$\sigma_x = \sigma_y = 1.187 \pm 0.004 \text{ mm} \quad \text{et} \quad \sigma_z = 0.630 \pm 0.002 \text{ mm}$$

La figure 5.2.8 montre des distributions typiques pour un nuage d'ions après refroidissement.

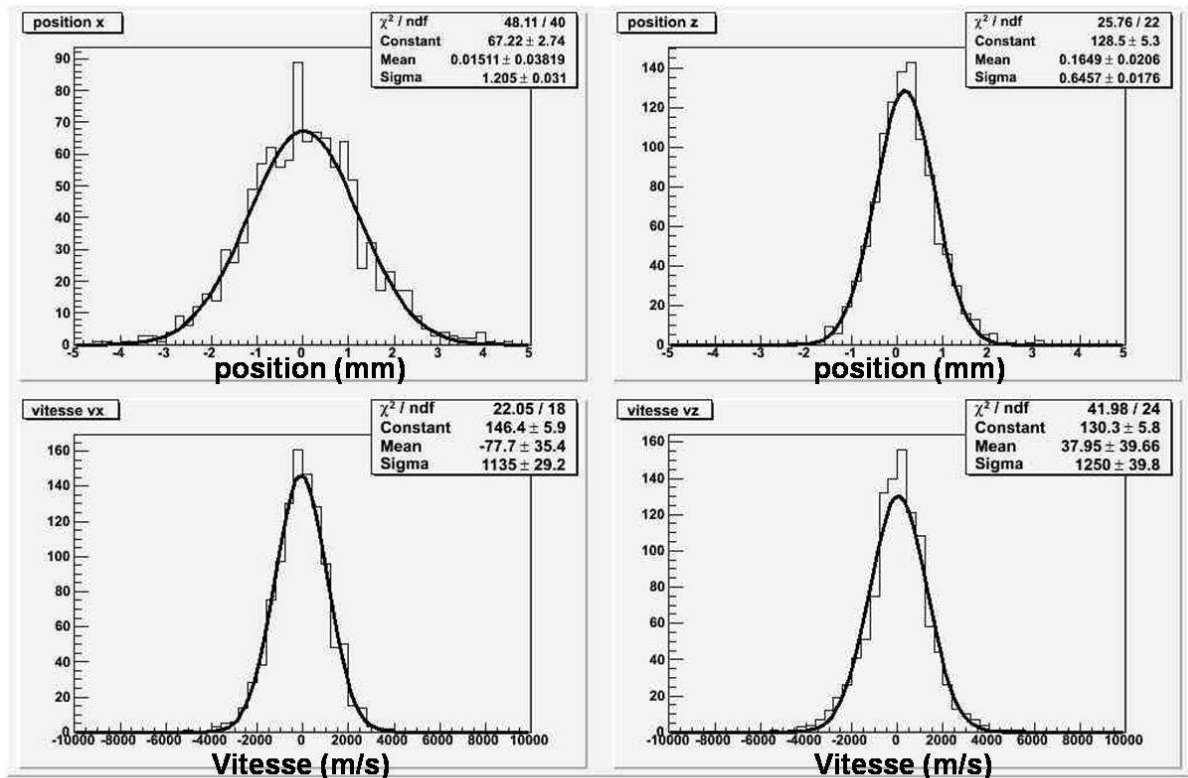


Fig 5.2.8 : Distributions en positions et en vitesses des ions piégés après refroidissement selon les 2 directions (radiale : x et axiale : z)

L'effet des collisions sur le gaz est donc de réduire d'une manière générale les répartitions en vitesse des ions piégés. Les vitesses se répartissent alors de façon homogène selon les directions axiale et radiale (équipartition des vitesses dans un gaz parfait).

Dans ces conditions, les largeurs en position selon les directions axiale et radiale diffèrent d'un facteur 2 qui s'explique, comme précédemment, par les propriétés de mouvement des ions dans un piège de Paul.

Les caractéristiques de cet état d'équilibre ne dépendent pas de la pression de gaz utilisée. Par contre, le temps nécessaire pour atteindre cet équilibre est, lui, inversement proportionnel à la pression (étude pour trois pressions : 1.10^{-3} , 5.10^{-4} et 2.10^{-5} hPa). En fait, le refroidissement des ions nécessite un certain nombre de collisions sur les molécules de gaz (lequel est directement proportionnel à la pression). Il faut, en moyenne, environ 200 collisions avant d'atteindre l'état d'équilibre.

Après refroidissement, l'ordre de grandeur de la température du nuage d'ions est donc de : $kT \approx 0.1 \text{ eV}$ et le volume est de l'ordre de 1 mm^3 .

Il est important de rappeler que les résultats présentés ci-dessus ont été obtenus pour un couple tension-fréquence fixé. En particulier, les simulations ont montré que la température d'équilibre du nuage d'ions après refroidissement sur le gaz H_2 est proportionnelle à l'amplitude de la tension RF utilisée pour la gamme $V_{RF} = 40$ à $V_{RF} = 80V$.

V.2.2.2.2 Temps de refroidissement

La figure 5.2.9 montre l'évolution du nombre moyen de collisions par unité de temps des ions piégés ($P(H_2) = 5.10^{-4}$ hPa). On note que les collisions sont plus nombreuses pendant la phase de refroidissement. En effet, malgré l'évolution de la section efficace de collision décrite plus haut, les ions ont des vitesses plus importantes avant refroidissement et donc, leur probabilité d'interaction (par unité de temps) avec les molécules de gaz est plus grande. Rappelons que ce nombre moyen de collisions est directement proportionnel à la pression de gaz utilisée.

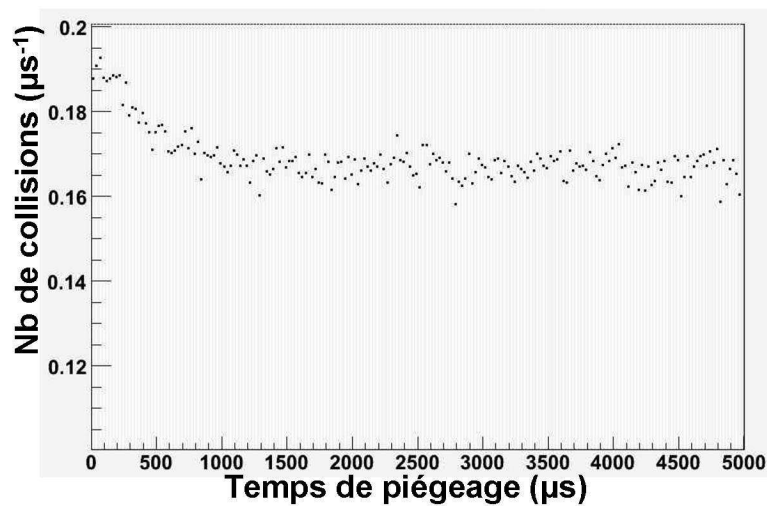


Fig 5.2.9 : Evolution du nombre moyen de collisions (par unité de temps) sur les molécules de gaz ($P(H_2) = 5.10^{-4}$ hPa).

La figure 5.2.10 montre l'évolution de la température du nuage pour une pression de 2.10^{-5} hPa. Un ajustement exponentiel décroissant de cette température donne $\tau \cong 6.7$ ms. L'étude a été réalisée pour 2 pressions supérieures et on obtient les temps de refroidissement suivants :

- $\tau \cong 0.30$ ms pour une pression de 5.10^{-4} hPa
- $\tau \cong 0.15$ ms pour une pression de 1.10^{-3} hPa.

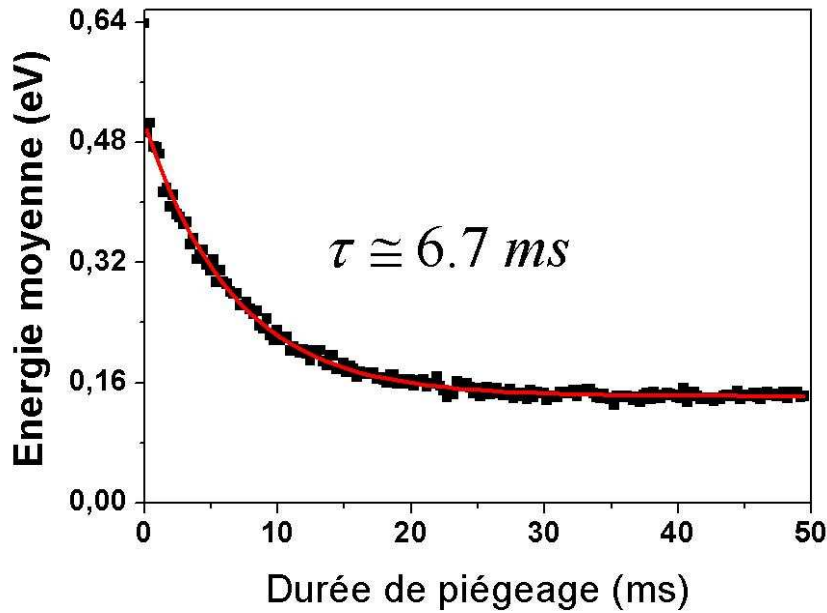


Fig 5.2.10 : Evolution de la température du nuage d'ions en fonction du temps de piégeage ($P(H_2)=2 \cdot 10^{-5} \text{ hPa}$)

On retrouve bien l'évolution inversement proportionnelle du temps de refroidissement en fonction de la pression de gaz. Ceci signifie que, quelque soit la pression, l'état d'équilibre est atteint après un nombre déterminé de collisions. Cela s'explique simplement par le fait qu'entre chaque collision l'énergie moyenne du nuage reste constante (le champ de piégeage ne transmet pas d'énergie aux ions).

V.2.2.2.3 Temps de vie

Intéressons nous maintenant à l'influence de la pression de gaz sur le temps de vie des ions piégés. Le temps de vie dont nous parlons ici correspond uniquement aux pertes dues aux collisions élastiques sur le gaz et à la zone limitée du puits de potentiel de piégeage ; les pertes dues à l'échange de charge ou à d'éventuels effets collectifs ne sont pas incluses.

Dans tout les cas (avec ou sans gaz), on observe une première étape d'évaporation des ions les plus 'chauds', c'est-à-dire étant sur des trajectoires à la limite du champ de piégeage (fig 5.2.11). Cette étape a une durée de quelques millisecondes à quelques dizaines de millisecondes en fonction de la pression de gaz H_2 . Les temps de vie des ions sont mesurés après cette étape d'évaporation.

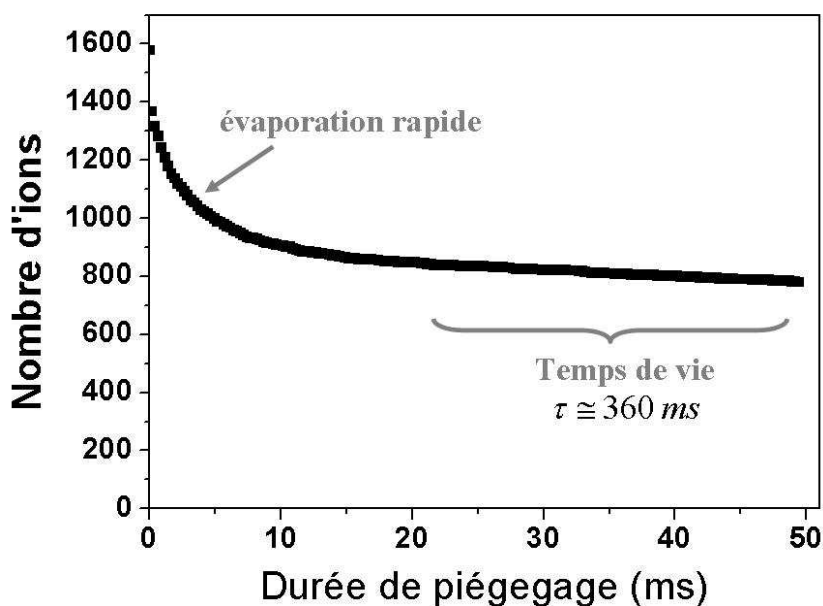


Fig 5.2.11 : Evolution du nombre d'ions piégés au cours du temps ($P(H_2) = 2 \cdot 10^{-5}$ hPa).

Les temps de vie sont alors ajustés par une exponentielle décroissante

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

où $\lambda = \frac{1}{\tau}$ caractérise les pertes et τ est le temps de vie correspondant. Ces ajustements sont réalisés après la phase d'évaporation et après la phase de refroidissement (lorsqu'elle existe).

Dans le cas idéal où il n'y a pas de gaz, les trajectoires des ions s'étalent jusqu'à la limite du champ quadripolaire de piégeage. Le temps de vie est alors directement relié aux pertes des ions sur les trajectoires instables (imperfections du piège). Le temps de vie correspondant est de 51 ms.

Dans les cas où une pression non nulle de gaz H_2 est utilisée, le temps de vie dépend de cette pression. Lorsque la pression est trop importante, les collisions sont trop nombreuses et entraînent la perte des ions par chauffage radiofréquence. Par contre, si la pression est suffisamment basse, le processus de refroidissement se fait lentement (amenant les ions vers des trajectoires proches du centre du piège) et le temps de vie de ceux-ci est alors plus élevé. Les simulations donnent les valeurs suivantes pour les pertes en fonction de la pression (fig 5.2.12).

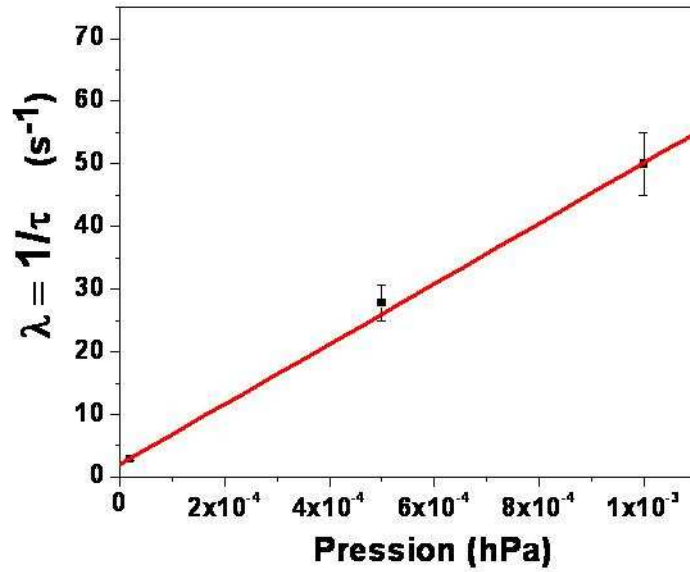


Fig 5.2.12 : Evolution du terme de pertes dues aux collisions sur le gaz pour trois pressions : $P(H_2) = 10^{-3}$, 5.10^{-4} et 2.10^{-5} hPa.

Les temps de vie correspondant τ évoluent entre environ 20 et 360 ms. Après refroidissement, le terme de perte global des ions dépend donc linéairement de la pression (il est proportionnel au nombre moyen de collisions par unité de temps). A la vue de ces résultats, on s'attend à mesurer expérimentalement (pour une pression $P(H_2) \cong 6 \cdot 10^{-6}$ hPa) des temps de vie supérieurs à 400 ms.

Rappelons que dans ces simulations seules les pertes par collisions sur du gaz H_2 ou par imperfections du champ de piégeage sont traitées et qu'expérimentalement d'autres termes peuvent apparaître. Notamment des pertes dues à l'interaction coulombienne entre les ions piégés (charge d'espace) et des pertes dues à des collisions sur des molécules de gaz résiduel plus lourdes. Le temps de vie total mesuré correspond donc à la somme de toutes ces contributions :

$$\lambda_{tot} = \lambda_{H_2} + \lambda_{piège} + \lambda_{Coulomb} + \lambda_{gaz} + \dots$$

V.2.2.2.4 Etude du micromouvement

On a vu que le mouvement des ions dans un piège de Paul peut être décrit comme la superposition d'un mouvement lent et de grande amplitude appelé macromouvement (ou mouvement séculaire), et d'un mouvement rapide de faible amplitude appelé micromouvement. En pratique, si l'on considère un groupe d'ions piégés, le mouvement séculaire impose les valeurs moyennes des caractéristiques (position et vitesse) des ions. Le micromouvement se superpose à ces valeurs moyennes et crée des variations rapides de l'espace de phase du nuage. La figure 5.2.13 montre l'évolution de la taille du nuage d'ions au cours de quelques périodes RF (dans l'état d'équilibre obtenu après refroidissement sur les molécules de gaz H_2).

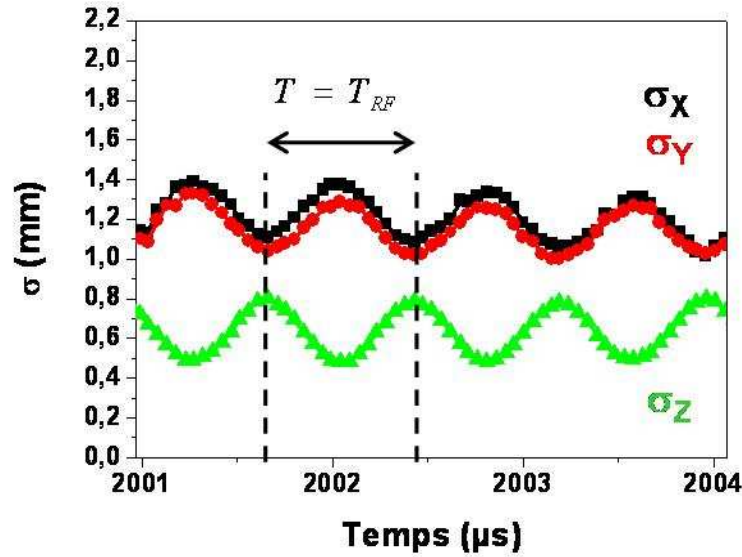


Fig 5.2.13 : Evolution de la largeur en position selon les trois directions. Le micromouvement impose des oscillations à la fréquence de piégeage.

On observe ici des variations à une fréquence égale à la fréquence de piégeage. Ceci signifie que, même si le mouvement de chaque ion peut être décomposé selon les fréquences f_0 , f_+ et f_- , le nuage d'ions oscille lui à la fréquence f_{RF} de piégeage : le nuage suit donc globalement les variations du potentiel de piégeage.

Il existe de plus un déphasage de π entre le mouvement selon les directions radiale et axiale. Ce phénomène est dû à l'alternance (à la fréquence RF) des directions de fuite et de piégeage au sein du piège. Si l'on s'intéresse aux variations relatives par rapport à la tension de piégeage imposée : $V = V_0 \cos(\omega t)$, on observe que le mouvement selon la direction axiale est en phase avec la RF contrairement à ce qui a été vu dans le chapitre III (eq 3.3.6). Cette équation indique en effet que dans la direction axiale, on a :

$$\delta_z = \frac{q_z}{2} \cos(\omega t) \Xi$$

et donc (puisque que $q_z < 0$) que le micromouvement axial est en opposition de phase avec les variations de la RF. La différence observée s'explique par le déphasage de π qui existe entre le mouvement des ions dans notre piège et celui décrit pour le piège de Paul idéal.

L'amplitude du micromouvement est identique selon les 3 directions de l'espace et représente environ 25% (resp. 50%) de l'amplitude moyenne du mouvement selon la direction radiale (resp. axiale). On voit donc que la taille du nuage dépend fortement de la phase RF.

La figure 5.2.14 montre l'évolution de la largeur de la distribution en énergie du nuage au cours du temps. Ici, les variations en température ont une fréquence deux fois plus grande que la fréquence de piégeage. En fait, cela s'explique en regardant l'évolution des distributions en position. Chacun des extrema en position (selon la direction axiale ou radiale) correspond à un minimum pour l'énergie des ions. En effet, à cet instant, les vitesses selon les trois directions passent par un minimum (changement du sens d'évolution du nuage) et donc l'énergie correspondante est minimale. On a donc une fréquence de variation de l'énergie des ions deux fois plus grande que la fréquence du micromouvement.

Le même raisonnement peut se faire lorsque les distributions en positions (axiale ou radiale) passent par leur valeur moyenne. Alors les vitesses correspondantes passent par un maximum, et la température du nuage également. Ceci amène à la même conclusion : la distribution en énergie des ions varie avec une fréquence égale à deux fois la fréquence de piégeage. La variation en température due au micromouvement est de l'ordre de la valeur de la température moyenne du nuage.

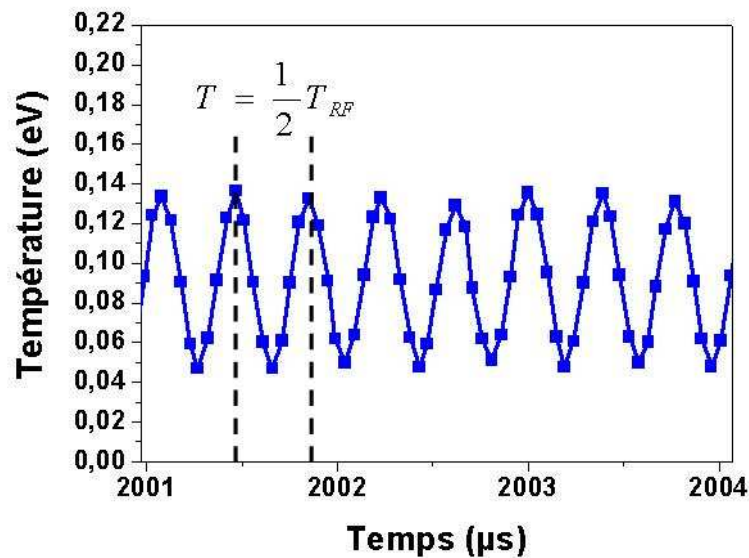


Fig 5.2.14 : Evolution de la température du nuage d'ions au cours du temps. La fréquence caractéristique est 2 fois la fréquence de piégeage.

En pratique, lors de l'observation des décroissances radioactives dans le piège, il est nécessaire de connaître la phase RF au moment de chaque désintégration pour pouvoir estimer l'espace de phase du nuage d'ions à cet instant. Les effets de l'espace de phase sur les observables accessibles (temps de vol de l'ion, position de l'ion sur son détecteur) doivent être simulés pour une analyse fine des résultats. De plus, les effets d'accélération ou de décélération des ions de recul émis dépendent aussi de la phase RF à l'instant de la décroissance.

V.3 Résultats expérimentaux

De même que pour la caractérisation de l'ensemble de la ligne, les résultats présentés ici (sauf indication contraire) sont issus de tests réalisés avec des ions ${}^6\text{Li}^+$ fournis par la source hors-ligne (voir IV.1.2.1)

V.3.1 Temps de vie

La mesure expérimentale du temps de vie des ions dans le piège se fait en extrayant les ions au bout d'une durée de piégeage variable. Les ions sont alors simplement comptés grâce au détecteur d'extraction MCP2 (fig 5.3.1).

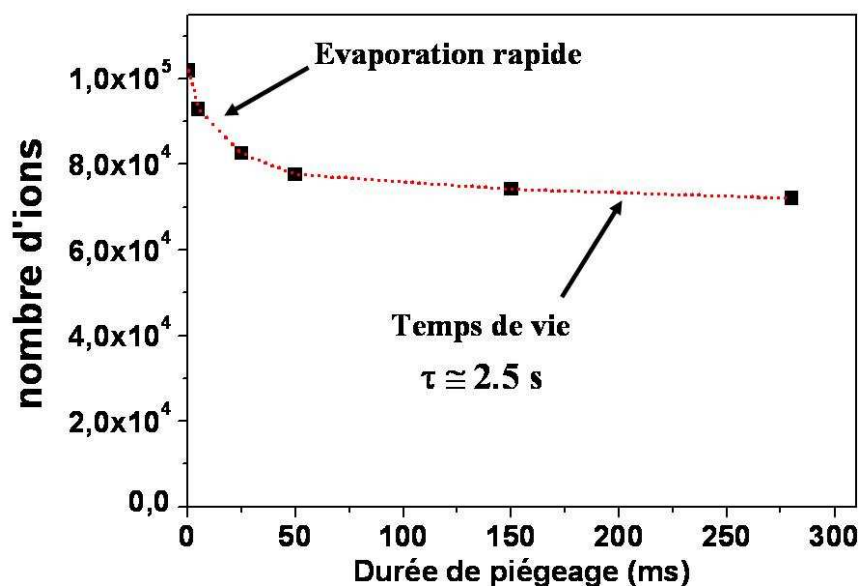


Fig 5.3.1 : Mesure du temps de vie des ions ${}^6\text{Li}^+$ dans le piège

($V_{RF} = 120 V_{pp}$, $f_{RF} = 1.15 \text{ MHz}$, $V_5 = V_6 = 10 \text{ V}$)

On observe clairement deux composantes. Tout d'abord, un temps de vie court correspondant à l'évaporation des ions les plus chauds. Cette phase dure environ 50 ms. La seconde composante correspond au vrai temps de vie des ions et peut varier entre 300 ms et 3 s selon la configuration de piégeage adoptée (tension RF et correction appliquée sur les anneaux A5 et A6).

Les mesures ont également été menées pour étudier la dépendance de ce temps de vie en fonction de la pression de gaz H_2 présent dans l'enceinte du piège et en fonction du nombre d'ions piégés. Il est apparu que le temps de vie est indépendant de la pression H_2 dans une gamme allant de 5.10^{-6} à 4.10^{-5} hPa qui sont les pressions typiques de fonctionnement. Les mesures de temps de vie ont été réalisées pour des nombres d'ions piégés d'environ 10^4 et 10^5 . Les résultats obtenus ne semblent pas montrer d'influence du nombre d'ions piégés sur le temps de vie.

Il résulte de ces deux observations que les termes de perte due aux collisions sur le gaz et à la charge d'espace sont négligeables. Le temps de vie des ions est alors gouverné par les pertes dues aux imperfections du champ de piégeage.

Le temps de vie des ions ${}^4\text{He}^+$ dans le piège a été mesuré pour les paramètres suivants : $V_{RF} = 86 V_{pp}$ et $f_{RF} = 1.15 \text{ MHz}$ [Rodrig06]. Ce temps de vie vaut ici $\tau_{\text{piège}} \cong 120 \text{ ms}$ (fig 5.3.2) et est lui aussi inférieur aux temps de vie mesurés pour les ions ${}^6\text{Li}^+$ ou ${}^6\text{He}^+$.

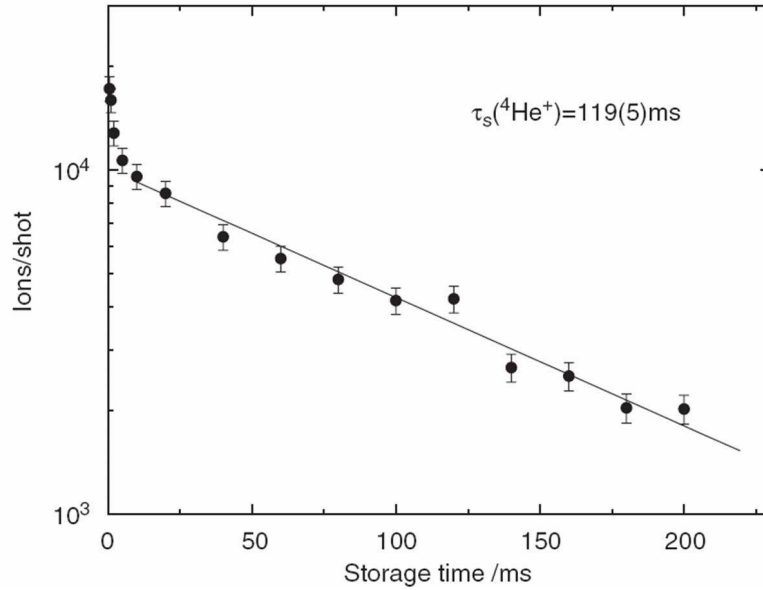


Fig 5.3.2 : Mesure du temps de vie des ions ${}^4\text{He}^+$ dans le piège de Paul. On distingue la phase d'évaporation rapide sur une durée d'environ 5 ms.

V.3.2 Temps de refroidissement

On étudie ici l'effet de refroidissement des ions par les collisions élastiques sur les molécules de gaz H_2 . Le temps de refroidissement des ions est déterminé expérimentalement par l'évolution de la largeur en temps de vol du paquet d'ions extrait du piège en fonction du temps de piégeage de ceux-ci. Pour cela, la RF est stoppée rapidement (moins de 50 ns) et on applique un potentiel $V_{3\text{extract}} = 300 \text{ V}$ sur l'anneau A3 pour pousser les ions vers le détecteur d'extraction MCP2 (fig 5.3.3).

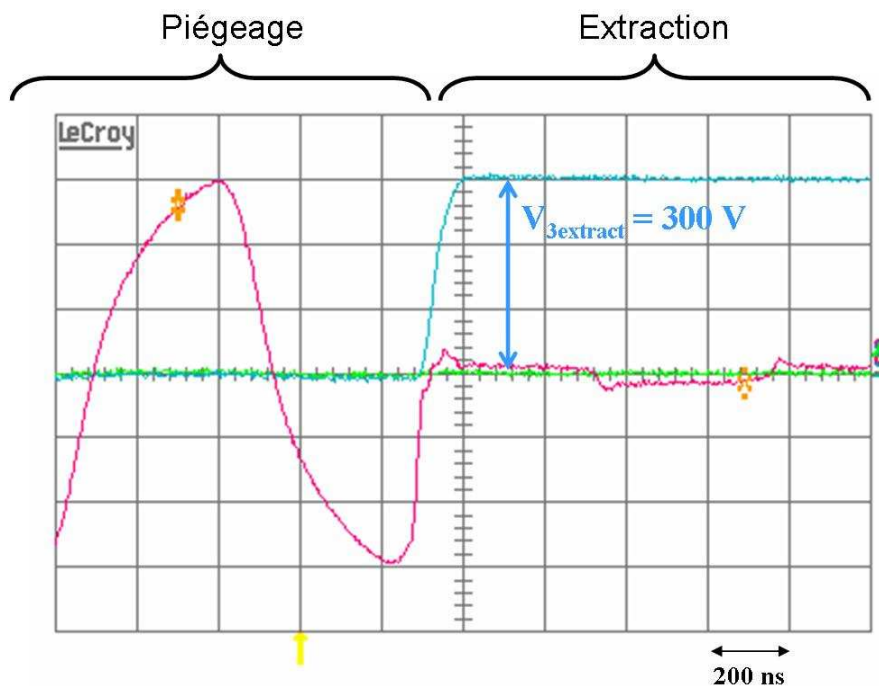


Fig 5.3.3 : Vue d'oscilloscope de la configuration d'extraction.

La largeur en temps de vol est directement reliée à l'espace de phase occupé par le nuage (température et étendue spatiale). La figure suivante 5.3.4 montre le spectre en temps de vol typique pour un nuage avant et après refroidissement.

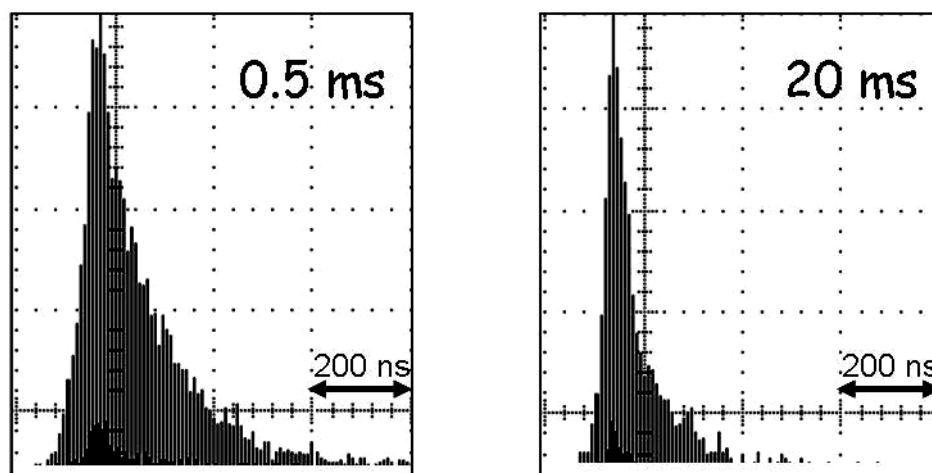


Fig 5.3.4 : Spectres typiques de temps de vol obtenus par extraction pour des temps de piégeage de 0.5 et 20 ms.

On remarque clairement l'effet de refroidissement puisque la largeur en temps de vol passe ici de 120 à 60 ns. Cette observable va donc permettre d'étudier indirectement l'effet de refroidissement des ions sur les molécules de gaz H_2 .

Nous savons de plus que le micromouvement implique une évolution de l'espace de phase du nuage au cours d'une période RF. Nous pouvons alors vérifier l'influence de ce micromouvement sur la forme des spectres en temps de vol des ions extraits à des phases RF différentes (fig 5.3.5).

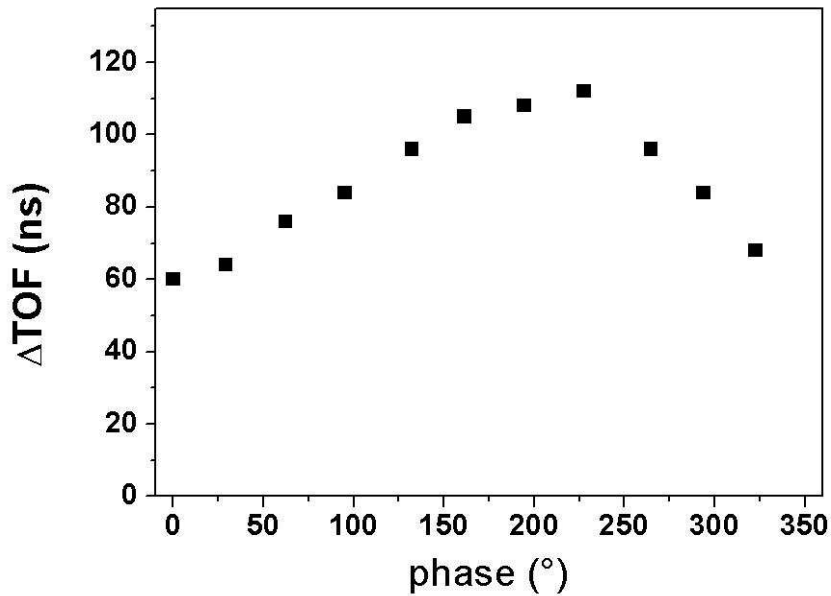


Fig 5.3.5 : Evolution de la largeur en temps de vol des ions en fonction de la phase d'extraction (temps de piégeage : 0.5ms)

La phase d'extraction est donc un paramètre important pour observer l'effet de refroidissement des ions dans le piège. Celle-ci est alors choisie de sorte que la largeur en temps de vol associée soit maximale (on est ainsi plus sensible à la variation de cette largeur). La mesure de temps de refroidissement est alors réalisée pour différentes pressions en H₂ (fig 5.3.6).

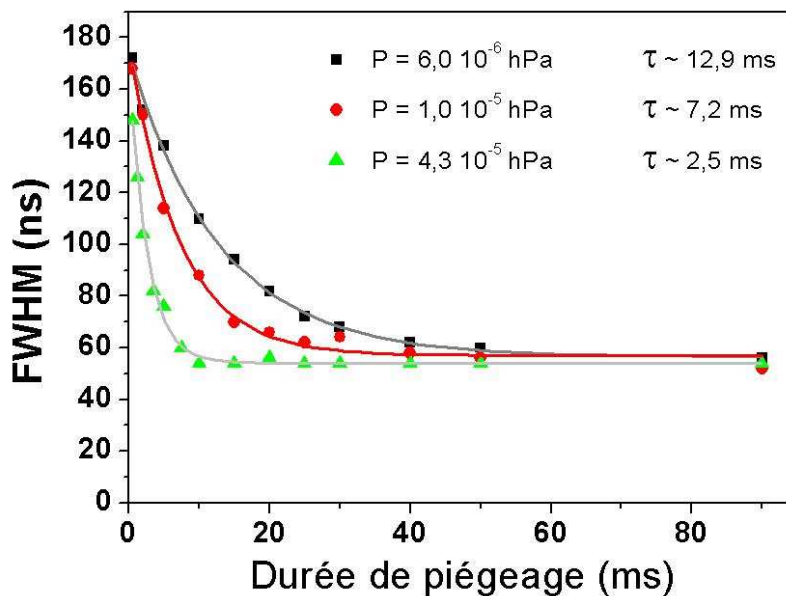


Fig 5.3.6 : Mesure du temps de refroidissement des ions dans le piège pour différentes pressions H₂.

Les résultats obtenus sont ajustés par une fonction exponentielle décroissante de constante τ . On note que le temps de refroidissement est inversement proportionnel à la pression de H₂

comme attendu puisque le nombre moyen de collisions par unité de temps est directement proportionnel à la pression. Notons que les pressions indiquées ici sont des pressions corrigées par rapport aux valeurs données par la jauge Penning. Ces jauges sont calibrées par rapport au diazote N_2 et leur sensibilité dépend du gaz présent (jauge à ionisation). Pour le dihydrogène, le facteur de correction est d'environ 2.4 [Pfeiffer] et exprime le fait que H_2 est un gaz plus difficilement ionisable que N_2 .

On remarque de plus que les simulations reproduisent effectivement ces temps de refroidissement. Rappelons que les simulations prédisent $\tau \cong 6.5 \text{ ms}$ pour une pression de 2.10^{-5} hPa. Si l'on suppose une évolution inversement proportionnel de τ en fonction de la pression, ceci correspond à un temps de refroidissement de $\tau \cong 3.1 \text{ ms}$ pour une pression de $4.3 \cdot 10^{-5}$ hPa. La mesure donne, dans ces mêmes conditions, $\tau \cong 2.5 \text{ ms}$. L'accord entre la mesure et la simulation est donc bon sachant que la précision sur la mesure de pression avec une jauge Penning est de l'ordre de 30 % et que le facteur de correction entre H_2 et N_2 est lui aussi approximatif.

V.3.3 Harmoniques du mouvement

Les harmoniques du mouvement des ions au sein de notre piège ont été déterminées en utilisant la méthode d'excitation dipolaire des ions [Rodrig07]. Pour cela, un faible champ d'excitation dipolaire est superposé au champ de piégeage des ions. Si l'excitation est réalisée à une fréquence égale à la valeur d'une des harmoniques du mouvement des ions alors ceux-ci rentrent en résonance avec ce champ d'excitation et leur trajectoire est amplifiée de sorte qu'ils sortent rapidement de la zone de piégeage effective. En d'autres termes, pour un couple tension-fréquence de piégeage donné, l'application d'une tension supplémentaire d'excitation dipolaire à une fréquence quelconque n'a pas d'influence sur le piégeage des ions ; par contre si la fréquence d'excitation appliquée est égale à une fréquence d'oscillation des ions alors ceux-ci ne peuvent plus être confinés.

En pratique, cette tension supplémentaire de faible amplitude $V_{dipol} \approx 5 \text{ V}$ est superposée à la tension RF de piégeage via un amplificateur spécifique [Stahl] qui permet d'appliquer séparément sur l'anneau A1 la tension $V_{RF} + V_{dipol}$ et sur l'anneau A2 la tension $V_{RF} - V_{dipol}$ (fig 5.3.7).

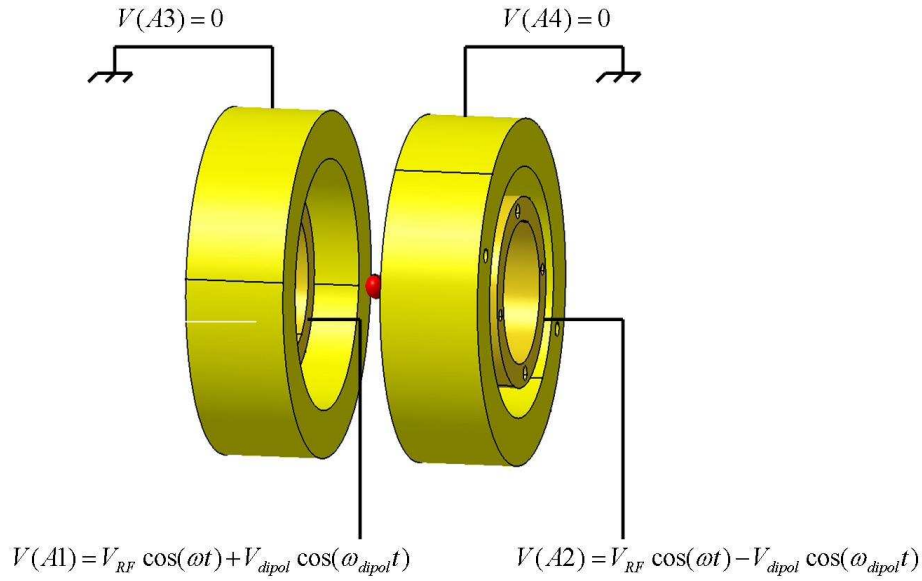


Fig 5.3.7 : Superposition d'une tension d'excitation dipolaire pour la détermination des fréquences d'oscillation des ions dans le piège (les anneaux A5 et A6 ne sont pas représentés sur la figure et sont connectés à la masse).

La figure 5.3.8 montre le résultat d'une telle mesure pour une tension de piégeage de $V_{RF} = 120 V_{pp}$ et $f_{RF} = 1.15 MHz$ et correspond à un paramètre de Mathieu de :

$$q_z = -\frac{4ne \Delta V(r_0)}{mr_0^2 \omega^2} \cong 0.463 \quad (5.3.1)$$

où l'on a pris $r_0 = 5 mm$ et où $\Delta V(r_0)$ est la différence de potentiel entre le point $r = r_0$ et le point $z = z_0$ correspondant. On a, pour $V_{RF} = 120 V_{pp}$, $\Delta V(r_0 = 5 mm) \cong 9.4 V$. Notons que la valeur de r_0 utilisé (choisie dans la zone de champ quadripolaire) est arbitraire et n'a pas d'influence sur le calcul de q_z . Etant donné le mode d'excitation utilisé, la mesure donne les fréquences d'oscillation selon l'axe de révolution du piège (Oz).

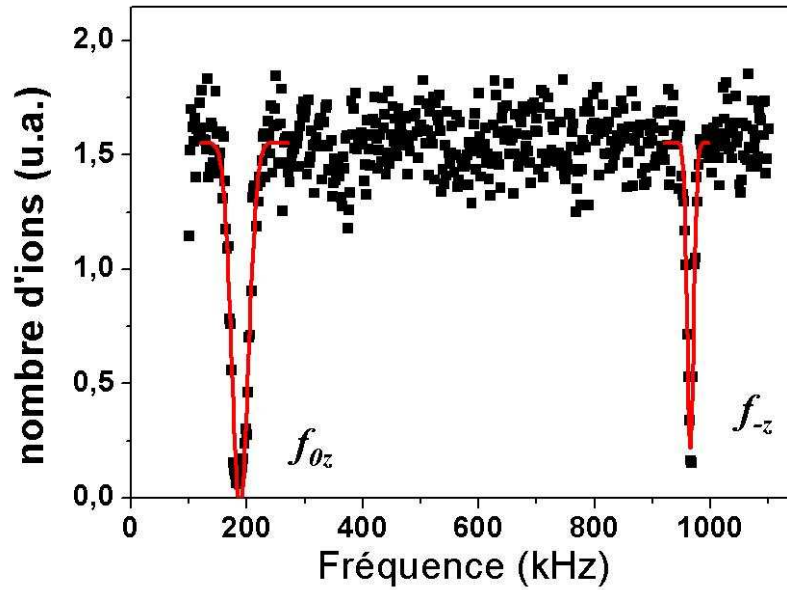


Fig 5.3.8 : Fréquences d'oscillation des ions ${}^6\text{Li}^+$ obtenues par excitation dipolaire sur le nuage d'ions.

On observe ici les fréquences caractéristiques d'oscillations des ions. Après identification, on obtient :

$$\begin{cases} f_{0z} \cong 188 \text{ kHz} \\ f_{-z} \cong 965 \text{ kHz} \end{cases} \quad (5.3.2)$$

Ces fréquences vérifient bien la relation décrite pour le piège de Paul idéal :

$$f_{-z} = f_{RF} - f_{0z} \quad (5.3.3)$$

La relation (3.3.9) permet un calcul du paramètre de Mathieu q_z à partir des fréquences d'oscillations :

$$q_z = 2\sqrt{2} \frac{f_{0z}}{f_{RF}} \cong 0.462 \quad (5.3.4)$$

On retrouve ainsi la valeur du paramètre q_z calculée en (5.3.1) bien que l'on se situe en limite de validité de l'approximation réalisée pour $q_z \leq 0.4$.

De plus, les valeurs f_{0z} et f_{-z} mesurées expérimentalement sont parfaitement reproduites par la simulation du vol d'un ion dans le piège avec ce même couple tension-fréquence de RF. Ceci valide le fait que les caractéristiques du nuage d'ions peuvent effectivement être déduites de l'étude du mouvement des ions séparément c'est-à-dire que les effets collectifs sont négligeables.

V.4 Bilan

Nous avons vu que les résultats des simulations de piégeage des ions dans le piège transparent reproduisent qualitativement et quantitativement les mesures expérimentales. Notamment, l'effet de refroidissement des ions dans le piège et les fréquences d'oscillations ont pu être étudiés en détail grâce aux simulations. Ces phénomènes ont ensuite pu être mis en évidence expérimentalement par la mesure de ce temps de refroidissement et des fréquences d'oscillations (excitation dipolaire). On rappelle que, lors des expériences ${}^6\text{He}$, la connaissance du temps de refroidissement des ions est nécessaire pour déterminer l'instant à partir duquel les coïncidences mesurées peuvent être réellement exploitées.

Les caractéristiques d'espace de phase occupé par le nuage d'ions n'ayant pas été mesurées directement expérimentalement, les résultats des simulations seront prises comme référence pour décrire l'espace de phase des vertex de décroissance β . On rappelle ici les valeurs de la taille du nuage :

$$\sigma_{radial} \approx 1.2 \text{ mm} \text{ et } \sigma_{axial} \approx 0.6 \text{ mm}$$

et celle de la distribution en vitesse du nuage (selon les 3 directions) :

$$\sigma_v \approx 1200 \text{ m.s}^{-1}$$

Ces valeurs seront à ajuster selon les valeurs de tension et de fréquence RF utilisées lors de l'expérience pour rendre compte au mieux des caractéristiques du nuage d'ions.

Les simulations ont également permis de souligner l'importance du micromouvement des ions. Ce micromouvement a pu être observé expérimentalement par extraction des ions à différentes phases RF et sera donc lui aussi pris en compte dans la représentation de l'espace de phase des vertex. Lors des expériences ${}^6\text{He}$, il sera donc important de connaître la phase RF au moment de chaque décroissance enregistrée puisque la répartition des vertex des décroissances dépend précisément de cette phase.

VI Le système de détection

La géométrie adoptée pour la détection des coïncidences a été présentée dans la partie II.3. Le système de détection comprend un détecteur pour l'électron et un détecteur pour l'ion de recul placés en vis-à-vis par rapport au centre du piège (fig 6.1).

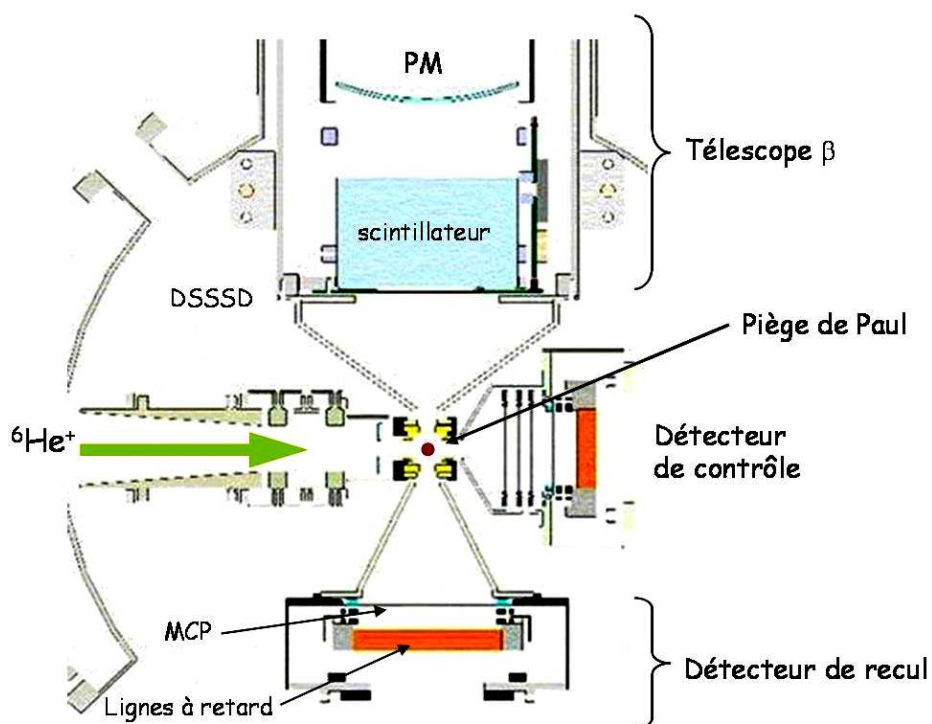


Fig 6.1 : Système de détection des coïncidences autour du piège de Paul.

Ce système doit permettre la mesure de l'énergie et de la position de la particule β ainsi que le temps de vol et la position de l'ion de recul. Nous allons détailler le fonctionnement et les caractéristiques de ces deux détecteurs.

VI.1 Le détecteur d'électrons

VI.1.1 Description

Un détecteur à 2 étages est utilisé pour la détection de l'électron : le télescope β . Il est constitué tout d'abord d'un Silicium mince à pistes (pour la mesure de la position) puis d'un scintillateur plastique qui donne à la fois l'énergie de la particule et un signal START pour la mesure de temps de vol de l'ion de recul (fig. 6.1.1).

La mesure de la position se fait grâce à un Silicium à pistes de 300 μm d'épaisseur. Sa surface active est un carré de 60×60 mm^2 . Il est constitué de 60 pistes verticales et 60 pistes horizontales de largeur 1 mm. Ces deux faces correspondent respectivement aux côtés Jonction (J) et Ohmique (Ω) du Silicium. Pour des électrons d'énergie allant de 500 à 3500 keV, l'énergie déposée dans le Silicium est d'environ 100 keV. L'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou dans le Silicium est d'environ 3.6 eV. Le nombre de paires créées est donc d'environ 30 000. Le traitement de la charge collectée dans chaque piste est réalisé par une puce électronique (VA-Rich) embarquée au plus proche du détecteur. Ce système a été adapté d'un détecteur similaire utilisé par un groupe de Louvain-la-Neuve [VanHove00]. Les 60 pistes, de chaque côté (J et Ω), sont connectées à cette puce VA-Rich qui permet le traitement (pré-amplification et mise en forme) et le multiplexage des signaux de chaque piste, ainsi que la conversion courant-tension. Le signal résultant (contenant l'information des 60 pistes du Silicium) est envoyé vers un ADC (CAEN V550) où il est démultiplexé et codé. La gestion du séquençage nécessaire à la lecture des composants VA-Rich est assurée par un module CAEN V551 [CaenVME]. Le codage en amplitude de l'énergie déposée côtés J et Ω se fait sur deux voies différentes de l'ADC puisque l'on a d'un côté des signaux positifs (J) et de l'autre des signaux négatifs (Ω). En pratique, un piédestal commun à toutes les pistes est ajustable de sorte que les piédestaux de chaque piste du côté J (resp. Ω) soient tous positifs (resp. négatifs). L'ADC V550 dispose de 2 voies d'entrée, l'une positive et l'autre négative. On a ainsi accès aux piédestaux et aux signaux de toutes les pistes (J et Ω).

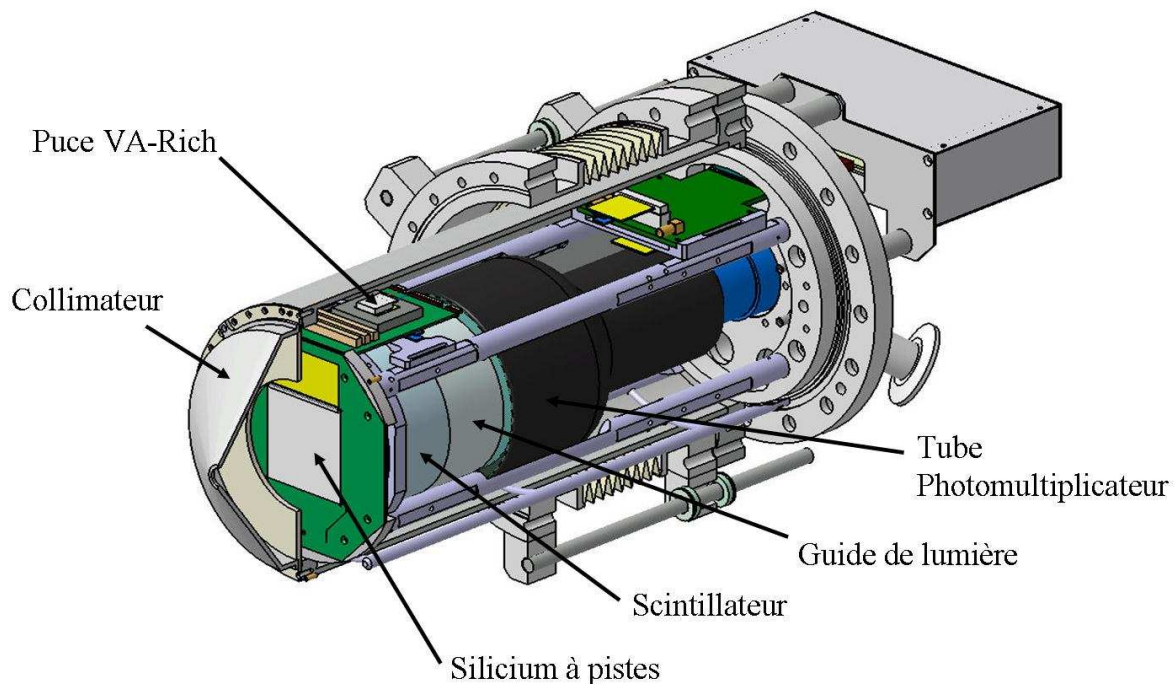


Fig 6.1.1 : Le télescope β . On distingue les 2 étages successifs (Silicium à pistes puis Scintillateur)

La mesure de l'énergie de l'électron se fait par utilisation d'un scintillateur plastique couplé à un photomultiplicateur (fig 6.1.2). Après avoir traversé le premier étage (le Silicium à pistes), l'électron interagit donc avec ce scintillateur dans lequel il va déposer son énergie. L'utilisation d'un tel détecteur a été motivée par 2 raisons principales. La première est la nécessité d'avoir un signal rapide signifiant l'interaction d'un électron pour la mesure du temps de vol de l'ion de recul. La seconde est la volonté de limiter les effets de rétrodiffusion des électrons à l'entrée du détecteur. En effet, les électrons (du fait de leur faible masse) peuvent facilement diffuser avec des grands angles et ainsi ressortir du détecteur avant d'avoir déposé la totalité de leur énergie. Dans un tel cas de rétrodiffusion, l'énergie mesurée n'est pas l'énergie totale de l'électron. L'utilisation d'un matériau léger permet de limiter ce processus par rapport à l'utilisation d'un détecteur à semi-conducteur qui aurait une meilleure résolution en énergie mais aurait une moins bonne résolution sur la prise de temps.

Le scintillateur utilisé est de type BC400. Il offre un temps de réponse de l'ordre de 1 ns et un temps de descente de l'ordre de 3 ns. C'est un cylindre de diamètre 110 mm et d'épaisseur 70 mm. Ce bloc de scintillateur est collé à un guide de lumière (plexiglas : PPMA) de diamètre 110 mm et d'épaisseur 48 mm. Ce guide est lui-même relié à un tube photomultiplicateur (Photonis XP4512B). Pour améliorer la collection de lumière, une épaisseur d'aluminium de 200 nm a été évaporée sur la face d'entrée du scintillateur. De plus, la surface latérale du scintillateur et du guide de lumière ont été recouvertes de peinture blanche. Notons aussi que la taille du scintillateur est bien supérieure à celle du silicium à pistes, ce qui permet de concentrer les signaux en coïncidence sur la partie centrale du scintillateur. On s'assure ainsi que l'électron va perdre le maximum de son énergie dans le scintillateur et également que la collection de lumière est bien homogène sur toute la surface utile.

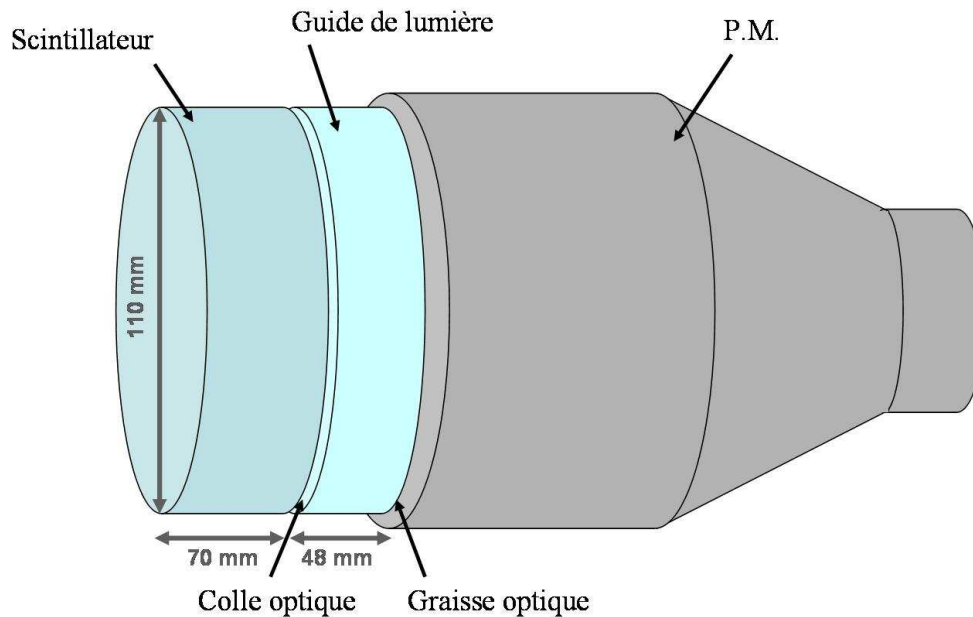


Fig 6.1.2 : Schéma montrant la partie scintillateur du télescope β .

Notons que la présence de composants électroniques (puces VA-Rich, ...), incompatible avec les conditions de vide nécessaire dans l'enceinte du piège, oblige à utiliser une séparation entre la chambre du piège et le détecteur β . Cette séparation est faite par une fine feuille de mylar aluminisé (épaisseur $1.5 \mu\text{m}$). Cette feuille permet d'assurer l'étanchéité entre les 2 enceintes et la faible épaisseur utilisée permet de limiter la perte d'énergie et la diffusion des particules β lors de sa traversée. Pour cette dernière raison, la feuille de mylar est située au plus proche de la face d'entrée du détecteur (espacement 2.5 mm). Du côté détecteur, un vide primaire est assuré par une pompe indépendante. Les pressions typiques dans ces deux enceintes sont :

$$P_{\text{piège}} \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ hPa}$$

$$P_{\text{télescope}} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ hPa}$$

VI.1.2 Caractérisation

VI.1.2.1 Le Silicium à pistes

La lecture des pistes est déclenchée par la détection d'un signal dans le scintillateur. Le temps d'intégration des signaux de chaque piste est d'environ $4 \mu\text{s}$. Le multiplexage et la conversion prennent ensuite environ $50 \mu\text{s}$. La résolution sur la position d'interaction de la particule est de 1 mm (taille physique des pistes). La difficulté est en fait de placer un seuil pertinent sur chacune des pistes car l'énergie déposée est relativement faible (par rapport au bruit inhérent au Silicium). En pratique, chaque piste est caractérisée par l'étude de son piédestal. L'optimisation du rapport signal/bruit a conduit à l'utilisation d'une tension de polarisation du silicium de 30 V .

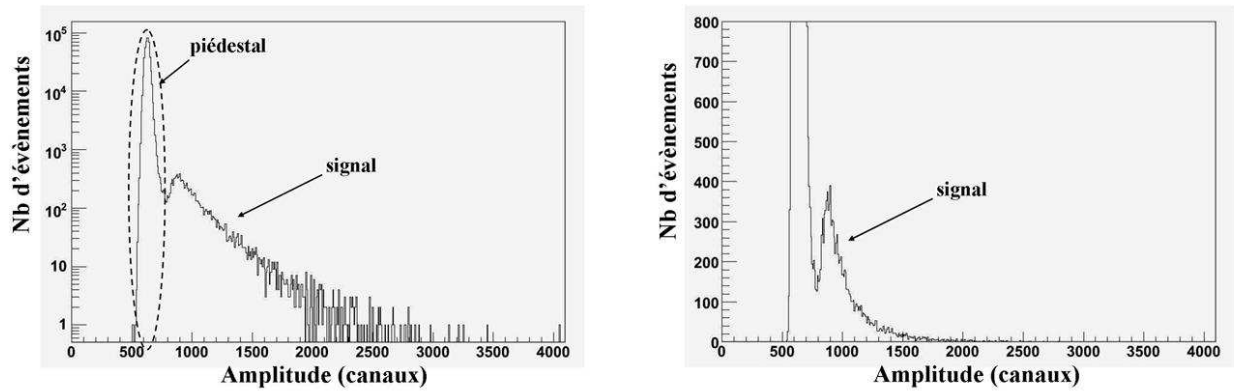


Fig 6.1.3 : Spectre en amplitude de l'énergie déposée dans une piste du Silicium (obtenue pendant l'expérience ^6He).

La figure 6.1.3 présente le spectre en charge obtenu sur une piste du Silicium pendant l'expérience ^6He de juillet 2006. Ce spectre ne présente que les événements où un signal a été détecté dans, au moins, une des pistes du silicium (ce sont les β en 'single'). On remarque que le signal chevauche le piédestal de chaque piste. Ceci est dû en partie aux événements qui touchent plusieurs pistes : l'énergie déposée se répartit alors entre les pistes voisines touchées. De plus, l'intégrale du piédestal est très supérieure (d'un facteur 60 environ) à l'intégrale du signal déposé dans chaque piste. En effet, la lecture des pistes du Silicium est déclenchée à chaque fois qu'une particule est détectée dans le scintillateur et donc, chaque piste n'est touchée en moyenne qu'une fois sur 60 (si on suppose une distribution uniforme des événements sur la surface du détecteur). La méthode utilisée pour dire qu'une piste a été touchée ou non est la suivante. Pour chacune des pistes (60 côté Ohmique et 60 côté Jonction), on détermine la position et la largeur du piédestal (ajustement gaussien). On considère alors qu'une piste est touchée si la charge codée est supérieure à 3 sigmas par rapport à la position du piédestal.

La figure 6.1.4 montre l'évolution de la perte d'énergie des électrons dans une épaisseur de 300 μm de Silicium. Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse (entre 250 keV et 3500 keV), on voit que cette perte d'énergie est relativement indépendante de l'énergie initiale : elle varie entre 105 keV et 125 keV environ.

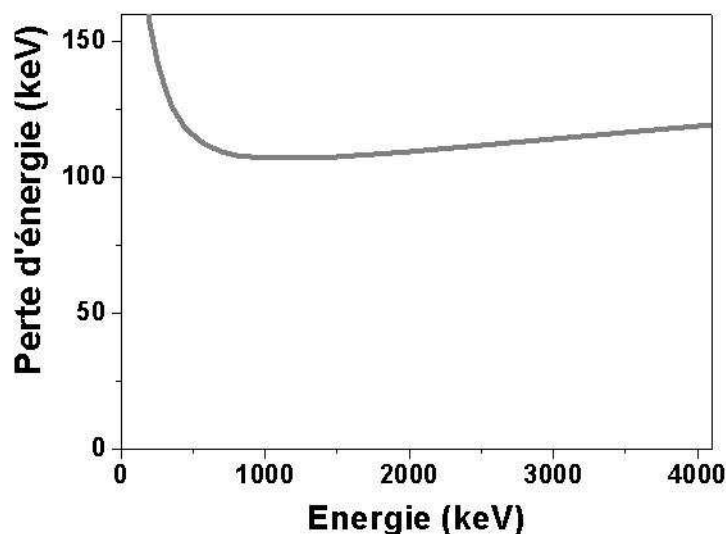


Fig 6.1.4 : Perte d'énergie des électrons dans une épaisseur de 300 μm de silicium (d'après les tables NIST e-STAR).

On s'attend donc à collecter pour chaque événement une charge correspondant à environ 110 keV. La figure 6.1.5 présente la perte d'énergie dans le silicium observée lors de l'expérience ${}^6\text{He}$ avec ou sans sélection des coïncidences électron-ion de recul. L'étalonnage en énergie est réalisé grâce à la position du piédestal de chaque piste et en imposant le pic de perte d'énergie pour les événements en coïncidence à 110 keV. Dans le cas où plusieurs pistes adjacentes sont touchées (2 ou 3), l'énergie totale présentée ici est la somme des énergies déposées dans chacune de ces pistes.

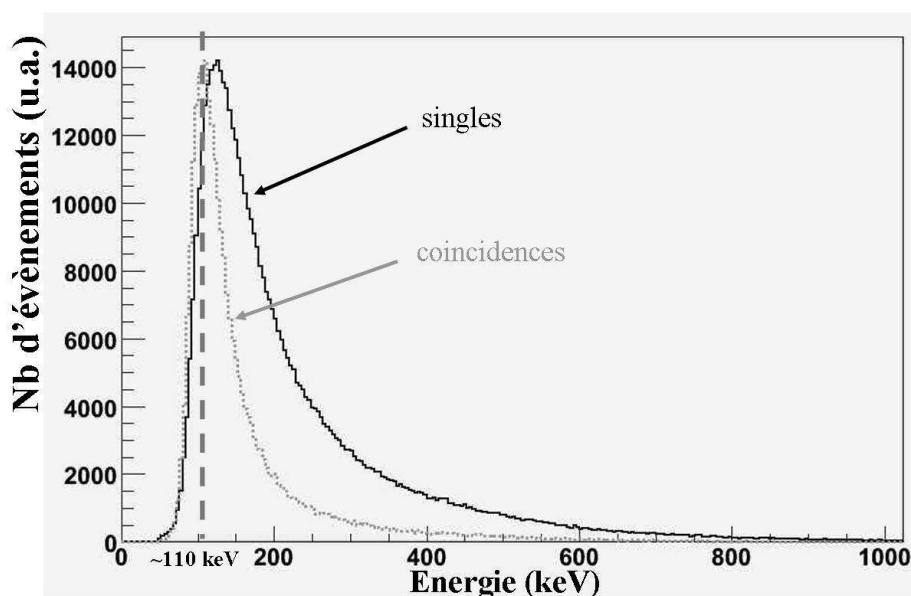


Fig 6.1.5 : Perte d'énergie totale dans le Silicium obtenue pendant l'expérience ${}^6\text{He}$.

On remarque, lorsque l'on s'intéresse aux particules β en 'single' que le dépôt d'énergie s'étale jusqu'à environ 800 keV. Ceci pourrait s'expliquer par le fait que, dans ce cas, les électrons n'ont pas nécessairement une trajectoire quasi normale au plan du silicium (car ils peuvent provenir d'ions implantés ou de la présence d' ${}^6\text{He}$ sous forme de gaz dans l'enceinte du piège). L'épaisseur traversée par ces électrons peut ainsi être très supérieure à 300 μm ; le dépôt d'énergie est alors d'autant plus grand. En observant les décroissances provenant du centre du piège (coïncidences), le dépôt d'énergie est alors, en moyenne, plus faible et centré autour de 110 keV. Ceci est la signature d'événements ayant des trajectoires incidentes quasi normales au plan du Silicium. La largeur de la distribution ($\sigma \approx 10 \text{ keV}$) est de l'ordre de la largeur du piédestal et correspond donc à la résolution du détecteur et de l'électronique associée. La queue de cette distribution s'explique notamment par des effets de diffusion multiple à l'intérieur du Silicium. Ces hypothèses restent néanmoins à vérifier par l'intermédiaire de simulations Monte-Carlo.

VI.1.2.2 L'ensemble scintillateur + PM

La linéarité de l'ensemble scintillateur + PM a été étudiée avec des sources gammas. Rappelons que pour des matériaux légers (scintillateur plastique), la probabilité d'effet photoélectrique est très faible et que l'on observe alors seulement les interactions par effet

Compton. Les différentes sources utilisées ont permis de couvrir une gamme en énergie allant de 500 à 2500 keV environ. Pour cela, le PM est polarisé à une tension de -1200 V. Cette tension est en-dessous de la valeur nominale conseillée et permet de fonctionner dans un régime quasi linéaire jusqu'à environ 1500 keV. Nous verrons néanmoins qu'un effet de saturation apparaît clairement pour de plus grandes énergies. Cette sous-polarisation provoque une diminution de la résolution due à la phase de multiplication des électrons.

Les différentes sources utilisées ainsi que les énergies gamma associées sont présentées dans le tableau 6.1.1. Les contributions du ^{40}K et ^{208}Tl proviennent d'une analyse du bruit de fond de la salle. La position du piédestal donne un point correspondant à une énergie déposée égale à zéro.

Source	E_γ (keV)	E_{Compton} (keV)
^{22}Na	511	341
	1275	1062
^{137}Cs	662	478
^{54}Mn	835	639
^{40}K	1460	1242
^{208}Tl	2614	2381

Tab 6.1.1 : Liste des énergies gamma utilisées pour la calibration.

Pour obtenir la position de ces fronts Compton, le bruit de fond de la salle est préalablement soustrait après normalisation au temps d'acquisition. La section du spectre en énergie obtenu correspondant au front Compton est dérivée puis ajustée par une gaussienne (fig 6.1.6).

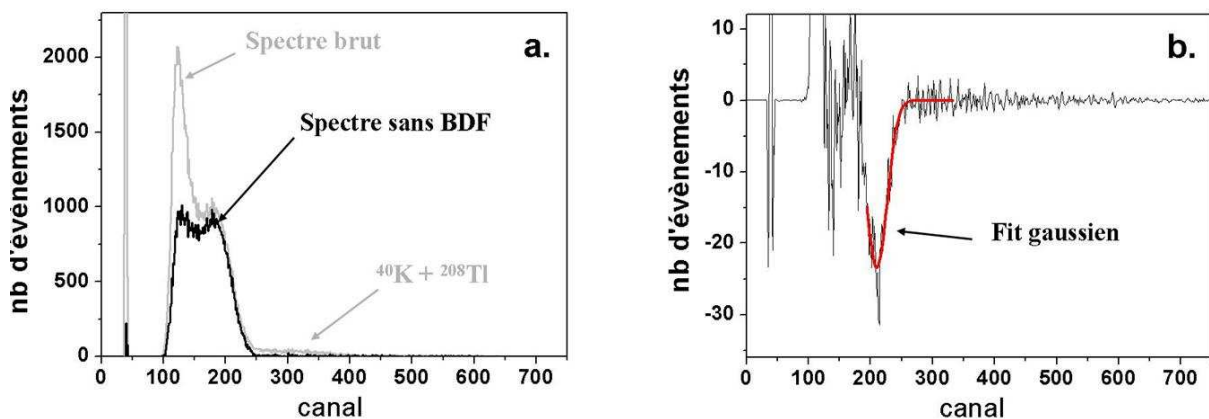


Fig 6.1.6 : a) Spectre obtenu à partir de la source de ^{54}Mn avec et sans soustraction du bruit de fond. On distingue les contributions du ^{40}K et ^{208}Tl . b) Dérivée du spectre après soustraction du bruit de fond. La position du front Compton est obtenue par ajustement gaussien.

On obtient ainsi une bonne approximation de la position du front Compton. En fait, le centroïde de la forme obtenue par dérivation ne coïncide pas exactement avec la position du front (ceci à cause de la forme particulière de ces fronts). Une correction est alors apportée

pour tenir compte de ce décalage (fig 6.1.7). Cette correction est obtenue en convoluant la forme théorique d'un front Compton avec la fonction de réponse déterminée (à l'ordre 0) par la position des fronts sans correction. On applique alors à ce spectre la méthode décrite ci-dessus (dérivation puis ajustement gaussien) et l'on compare la position du centroïde obtenu avec la position exacte connue.

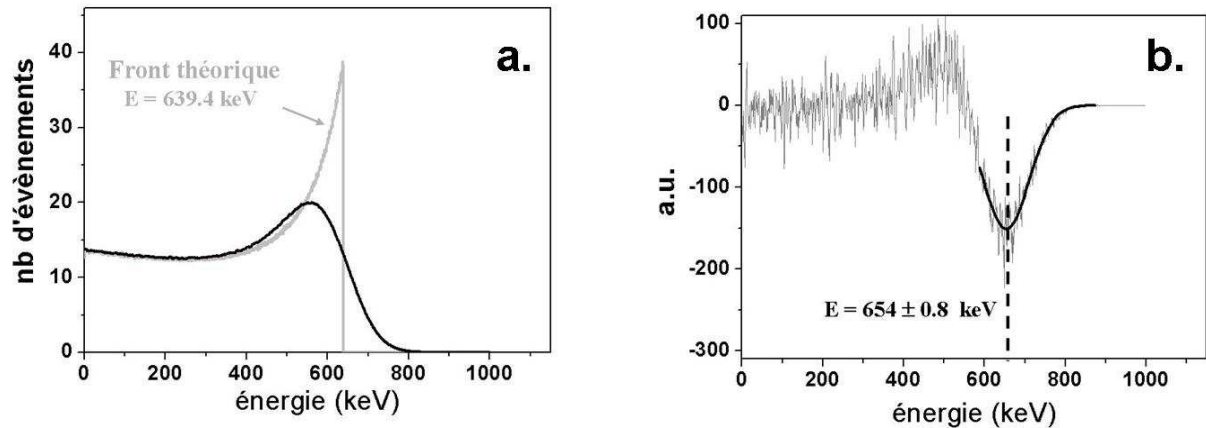


Fig 6.1.7 : a.) Forme théorique du spectre Compton de ^{54}Mn (en gris) et convolution avec la fonction de réponse de notre détecteur (en noir). b.) Dérivée du spectre précédent et résultat de l'ajustement par une gaussienne.

Dans l'exemple du ^{54}Mn (figure 6.1.7), l'erreur faite sur la position du front Compton est de 14.6 keV. Cette différence est prise en compte pour réaliser l'étalonnage en énergie. L'étude a été menée pour tous les fronts utilisés dans la calibration et l'erreur relative sur chacun d'eux est de l'ordre de 1 à 3 % (la position du front est surestimée). La largeur de l'ajustement doit elle aussi être corrigée. La forme du front Compton provoque une sous-estimation de cette largeur de l'ordre de 10%. Cette étude a permis de quantifier la résolution relative en énergie. Celle-ci est constante sur toute la gamme en énergie utilisée et est de l'ordre de :

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx 11 \% \quad \text{c'est-à-dire} \quad \frac{\Delta E}{E} \approx 25 \%$$

La détermination de la position de ces fronts permet la calibration en énergie. Il apparaît un effet de saturation pour des énergies plus grandes que 1500 keV. La fonction de calibration choisie a la forme suivante :

$$E = \frac{p_1 \times C^2 + p_2 \times C}{C - p_3} + p_4$$

où les coefficients p_i sont les paramètres libres ajustés sur les points de calibration (fig 6.1.8).

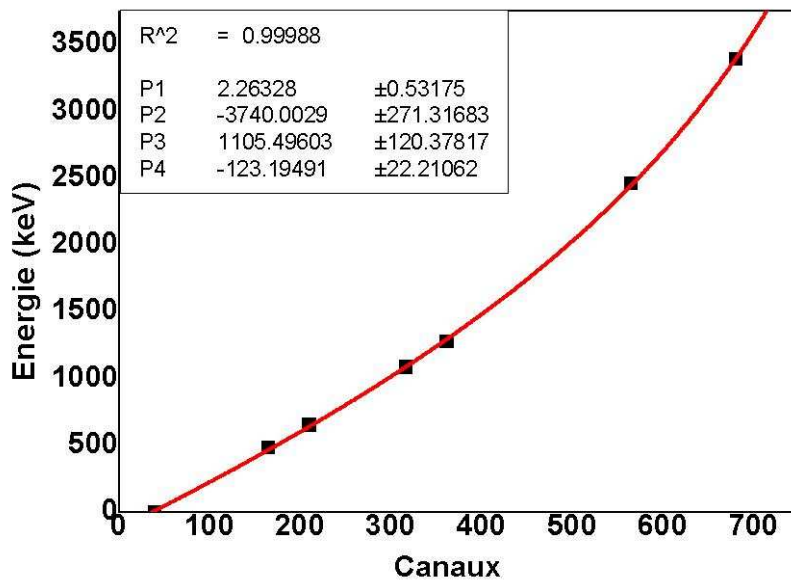


Fig 6.1.8 : Calibration en énergie de l'ensemble scintillateur+PM.

Sur cette calibration, un point supplémentaire a été ajouté. Il s'agit du $T_{\beta\max}$ du spectre d' ${}^6\text{He}$ obtenu pendant l'expérience de juillet 2007. Ce point a été déterminé en tenant compte de la perte d'énergie dans le silicium et en convoluant un spectre β théorique avec la fonction de réponse obtenue précédemment. Ce point supplémentaire permet de guider le comportement de l'ensemble pour de plus hautes énergies.

La relativement mauvaise résolution en énergie et l'effet de saturation sont dus à l'utilisation du PM dans une mauvaise gamme de fonctionnement (sous-polarisation). A ce stade du projet, la partie scintillateur + PM du télescope n'avait en effet pas fait l'objet d'une optimisation soignée. Un nouveau PM présentant un gain environ 20 fois plus faible que celui décrit précédemment est en cours de test. Il devrait permettre de travailler dans un régime linéaire et d'améliorer la résolution d'un facteur 2 environ.

Pour obtenir une bonne prise de temps, la sortie rapide dynode du PM est envoyée dans un Discriminateur à Fraction Constante (CFD). La résolution sur la prise de temps a été déterminée directement à l'oscilloscope à partir du signal analogique lui-même et du signal logique de sortie du CFD. La mesure a été réalisée avec une source de ${}^{22}\text{Na}$. Sur cette gamme en énergie, on a une résolution de l'ordre de $\sigma_t \approx 100 \text{ ps}$.

VI.2 Le détecteur d'ions

VI.2.1 Description

Les ions de recul à détecter ont des énergies de l'ordre de 1 keV ($T_{r\max} \cong 1.4 \text{ keV}$). A ces énergies, il est nécessaire d'utiliser un détecteur sans zone morte car les ions ne pénètrent pas dans la matière. On utilise un détecteur constitué de galettes de micro-canaux. Le signal rapide donné par ce détecteur permet une mesure du temps de vol de l'ion de recul par rapport

au signal du télescope β . La localisation de l'impact de la particule est réalisée grâce à des anodes de lignes à retard. Une caractérisation complète de ce détecteur a été réalisée et a permis de déterminer les points de fonctionnement optimaux [Lienard05].

Le détecteur utilisé est constitué de deux galettes de diamètre actif 83 mm (DLD80 de chez Roentdek [Roentdek]) montées en chevron et suivies de lignes à retard donnant la position d'impact en 2 dimensions X et Y. Un tel détecteur est fabriqué dans un matériau très résistif (verre) d'épaisseur 1.5 mm. La surface active est criblée de canaux de diamètre 25 μm espacés de 32 μm et inclinés d'un angle de 7° par rapport à la perpendiculaire à la surface de la galette. La surface sensible est alors de :

$$S = \frac{32^2}{\pi \cdot 25^2 \cdot \cos(7^\circ)} \cong 52.5 \%$$

La surface sensible correspond à l'efficacité de détection du système de galettes et est donc de l'ordre de 50%. Dans notre cas (2 galettes montées en chevron avec une polarisation de 1200 V par galette), l'amplification obtenue est ainsi de l'ordre de 10^7 . La chute de tension due à l'avalanche d'électrons est très rapide et le temps de montée du signal (de l'ordre de la nanoseconde) correspond au temps de formation de l'avalanche dans le canal touché. Ceci donne un signal rapide signant l'arrivée d'un ion sur la galette.

La cascade d'électrons est ensuite ré-accélérée vers les anodes. Pour permettre la collection de ces charges, les fils d'anodes sont polarisés à une tension plus élevée que la face arrière de la galette. En réalité, chaque anode est constituée de 2 fils indépendants : SIG (signal) et REF (référence). Les enroulements sont réalisés comme suit : on a alternativement un enroulement SIG puis un REF chacun distant d'environ 1 mm. La distance qui sépare chacun des enroulements SIG est donc d'environ 2 mm. Une différence de potentiel de l'ordre de 50 V est imposée entre ces 2 fils de sorte que la majorité des électrons se dirigent vers le fils SIG. Les électrons ainsi collectés induisent, dans le fils d'anode, une impulsion sous forme d'un courant électrique. Ces charges migrent alors vers les 2 extrémités du fils SIG. Le rôle du fils REF est de s'affranchir du bruit électromagnétique. La soustraction de ces 2 signaux permet ainsi de nettoyer le signal collecté. Cette soustraction se fait grâce à un transformateur HF situé au plus proche du détecteur.

La figure 6.2.1 montre la configuration utilisée lors des tests de caractérisation et de l'expérience sur LIRAT.

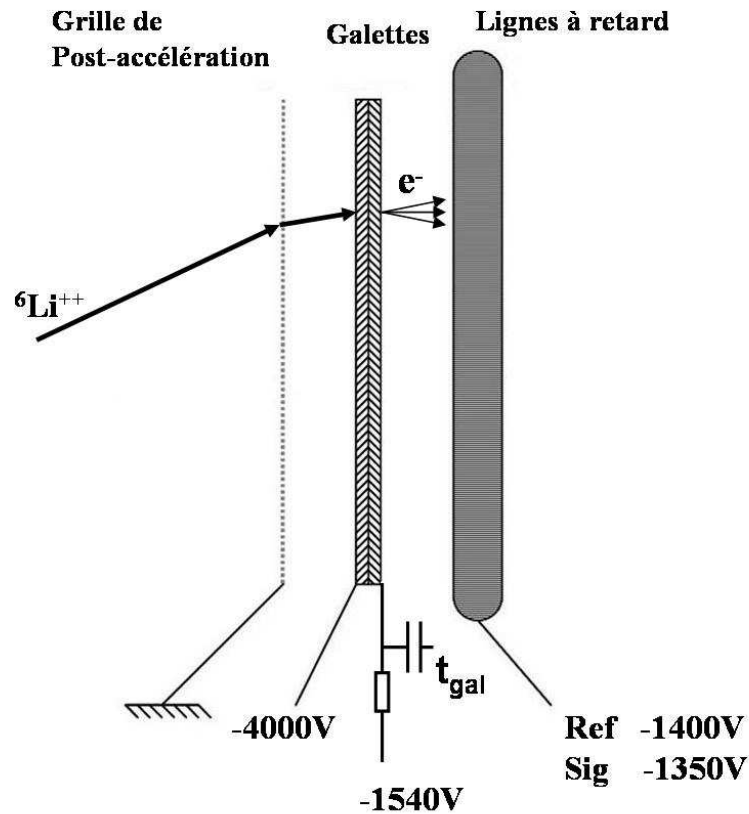


Fig 6.2.1 : Schéma de principe du détecteur d'ions de recul.

On dispose au final de 5 signaux : le signal galette t_{gal} (pris en face arrière) et les 4 signaux anodes (t_{x1} , t_{x2} , t_{y1} , t_{y2}) obtenus par soustraction des signaux SIG et REF. Le signal t_{gal} est une référence en temps qui signe l'impact d'un ion sur la galette (le temps de montée est de l'ordre de 1 ns). Il permet une mesure de temps de vol par rapport à un autre trigger extérieur (dans notre cas, la détection d'un β) et sert également de référence pour mesurer les temps de propagation le long des lignes à retard. Les 4 signaux anodes permettent de remonter à la position d'impact de l'ion. Le temps de propagation le long de chaque anode est proportionnel à la distance parcourue par le signal pour atteindre chacune des extrémités du fil (fig 6.2.2).

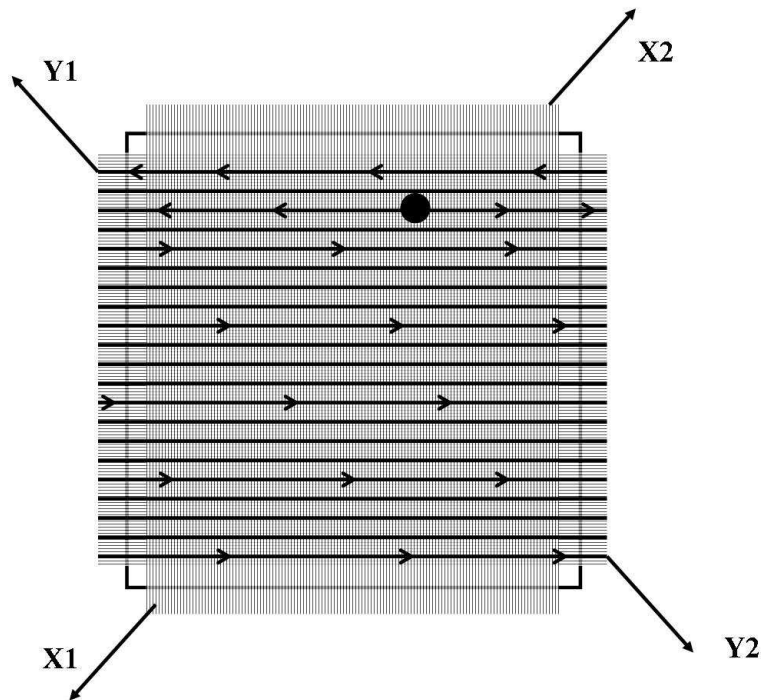


Fig 6.2.2 : Principe des anodes de lignes à retard.

Les grandeurs $x_1 = t_{x1} - t_{gal}$, $x_2 = t_{x2} - t_{gal}$, $y_1 = t_{y1} - t_{gal}$ et $y_2 = t_{y2} - t_{gal}$ sont donc directement reliées à la position d'impact de l'ion sur la galette. Plus précisément, les valeurs $X = t_{x1} - t_{x2} = x_1 - x_2$ et $Y = t_{y1} - t_{y2} = y_1 - y_2$ donnent la position relative par rapport au centre de la galette (plus exactement par rapport un milieu des lignes à retard). Un étalonnage permet de relier, de façon linéaire, ces grandeurs à la position de l'impact. De plus, les grandeurs $ttx = t_{x1} + t_{x2}$ et $tty = t_{y1} + t_{y2}$ sont constantes puisqu'elles correspondent au temps de propagation sur la longueur totale des fils d'anode. Dans notre cas, compte tenu de la géométrie utilisée, ces temps de propagation dans les lignes est d'environ : $ttx \approx tty \approx 320 \text{ ns}$. Ces valeurs connues (ttx et tty) servent également comme signature d'un évènement valide.

VI.2.2 Caractérisation

Des tests complets de caractérisation de l'ensemble galette + lignes à retard ont été réalisés avec des ions ${}^6\text{Li}^+$ et ${}^{23}\text{Na}^+$ et ont permis de déterminer quelques caractéristiques de ce détecteur [Lienard05]. Les principaux résultats de cette étude sont :

- Efficacité de détection : l'efficacité d'un tel détecteur (pour des ions de basse énergie) dépend essentiellement du nombre d'électrons primaires créés. En pratique, il existe une vitesse minimum au-dessus de laquelle l'efficacité de détection est constante ; cette valeur correspond à une énergie cinétique de l'ordre de 3000 eV. Ici, on a utilisé un système de post-accélération pour s'assurer que des ions d'énergies initiales quelconques viennent tous heurter la face avant de la galette avec une énergie cinétique supérieure à la limite de 3000 eV (fig 6.2.1). On

a ainsi une efficacité indépendante de l'énergie de l'ion incident sur toute la gamme qui nous intéresse (de 0 à 1.4 keV). Cette efficacité absolue a été mesurée, et on a :

$$\varepsilon_{abs} = (52.3 \pm 0.3) \%$$

On vérifie ici que l'efficacité de ces galettes est alors égale à l'efficacité géométrique (c'est-à-dire le rapport entre la surface couverte par l'ensemble des canaux et la surface totale de la galette).

- Homogénéité de la réponse : une étude de l'efficacité absolue de la galette en fonction de la position d'impact des ions et de leur angle d'incidence a également été menée. Il en est ressorti que les variations d'efficacité sur toute la surface du détecteur sont inférieures à 2 %. Concernant la dépendance en fonction de l'angle d'incidence, l'application d'une forte tension de post-accélération permet de limiter l'effet de l'angle d'incidence sur l'efficacité absolue de détection. En effet, l'application de cette tension de post-accélération (4000 V) entre une grille située à environ 3 mm de la face avant de la galette et cette même galette crée une zone de fort champ électrique perpendiculaire à la surface de la galette. Ce champ électrique a pour effet de rediriger les ions incidents selon une direction normale à la surface de la galette.
- Réponse en temps : La résolution en temps sur la prise des signaux t_{gal} , t_{x1} , t_{x2} , t_{y1} , t_{y2} est déduite des largeurs temporelles des grandeurs ttx et tty . Ceci conduit, en supposant les résolutions identiques sur ces 5 prises de temps, à la valeur :

$$FWHM(t) < 200 \text{ ps}$$

Ceci implique notamment que, pour la mesure du temps de vol de l'ion, la contribution due à la prise de temps sur la galette de micro-canaux est inférieure à 200 ps (la résolution sur la prise de temps de la particule β est également de l'ordre de 200 ps).

- Résolution en position : La précision sur la prise de temps des 5 signaux va se traduire également, compte tenu de la géométrie de notre système de lignes à retard, par une résolution en position qui a été mesurée :

$$FWHM(X) \cong FWHM(Y) \cong 120 \mu\text{m}$$

Une calibration en position a également montré une bonne linéarité de la reconstruction de la position sur toute la surface de la galette. Les écarts à cette linéarité sont de l'ordre de grandeur de la résolution en position du système.

VI.3 Le système d'acquisition

Le système d'acquisition associé à la détection des décroissances des noyaux ${}^6\text{He}$ doit permettre d'enregistrer des événements en coïncidence dans une fenêtre en temps de l'ordre

de plusieurs microsecondes. En effet, nous avons vu que le spectre de temps de vol entre un électron et un ion de recul provenant du centre du piège s'étale entre 500 ns et environ 4 μ s (fig 2.3.8). Pour ces évènements, les données à enregistrer sont les suivantes :

- *Pour l'électron :*
 - l'énergie déposée dans chacune des 128 pistes du Silicium
 - l'énergie déposée dans le scintillateur

- *Pour l'ion de recul :*
 - le temps de vol (par rapport à la détection de l'électron)
 - les temps de propagation dans les lignes à retard
 - la charge récoltée en face arrière de la galette de micro-canaux

En plus de ces informations caractérisant les particules détectées, deux autres grandeurs sont enregistrées. D'une part l'instant auquel a eu lieu la décroissance par rapport au cycle de piégeage. Cette information permet de sélectionner les évènements selon leur position dans le cycle de piégeage (notamment pour comparer au temps de refroidissement des ions). D'autre part, la phase RF est également enregistrée pour permettre des corrections liées à la perturbation de la trajectoire des ions par la tension RF appliquée sur les anneaux du piège.

Le système d'acquisition adopté a été développé en commun par le GANIL et le LPC Caen et utilise une station d'acquisition (PC sous Linux) qui réalise les fonctions suivantes :

- Configurations des modules électroniques
- Contrôle – Commande
- Sauvegarde et analyse en ligne des données

Les deux premières fonctions sont interfacées par le logiciel DAS. Le dialogue avec le système embarqué comprenant les châssis (VME et VXI) ainsi que le CPU (processeur CES RIO2 sous système Lynx0S [CES]) se fait via un bus Ethernet et permet un transfert des informations en temps réel vers la station d'acquisition.

Les modules de conversion utilisés sont les suivants :

- des codeurs VXI : trois modules **XDC3214** qui permettent le traitement analogique des trois fonctions de base : l'amplitude A, la charge Q et le temps T [GanilVXI]
- des codeurs VME : un ADC **CaenV550** couplé au séquenceur **CaenV551** [CaenVME] pour traiter les 128 voies du silicium à pistes.

D'autre part, une échelle VME **CaenV260E** comportant 16 voies indépendantes est également incluse dans le système d'acquisition. Enfin, l'enregistrement des données se fait directement sur le disque dur du PC d'acquisition.

Le trigger est délivré par un module GMT (Ganil Master Trigger) qui réalise donc le déclenchement de l'acquisition, la décision de rejet ou d'acceptation de l'évènement et enfin la

gestion des modules de conversion [GANILACQ]. La durée de la fenêtre de coïncidence est, dans notre cas, imposée à :

$$T_C = 8 \mu s$$

L'utilisation de ce trigger permet un fonctionnement en mode asynchrone c'est-à-dire que chacun des codeurs doit être validé indépendamment par un point de validation pendant la durée de la fenêtre de coïncidence. Ce fonctionnement est utilisé pour les codeurs VXI mais est impossible pour l'ADC VME associé au Silicium à pistes.

Compte tenu du taux d'évènements attendu, le déclenchement de l'acquisition se fait directement par la détection d'un électron en 'single' dans le scintillateur. Le trigger est généré à partir du signal rapide de sortie du photomultiplicateur : sortie Dynode. La charge déposée est prise directement sur la sortie anode du PM. L'énergie déposée dans chaque piste du Silicium est convertie en tension et multiplexée par les puces VA-Rich (ce traitement prend environ 4 μs) et est ensuite codée par un ADC. L'information sur la position dans le cycle de piégeage est obtenue grâce à une rampe initialisée à chaque début de cycle. L'amplitude de cette rampe est alors échantillonnée à chaque évènement et codée par un ADC. La phase RF est elle obtenue par une mesure de temps entre un START donné par un signal synchronisé et en phase avec la tension RF et un STOP donné par le trigger de l'évènement.

Si une coïncidence est détectée, le temps de vol entre les deux particules est mesuré grâce à un ensemble composé d'un convertisseur Temps-Amplitude TAC (Ortec 566 [Ortec]) et d'un ADC (XDC3214). Les temps de propagations des signaux le long des anodes sont mesurés par rapport au signal rapide délivré en face arrière de la galette grâce à un TDC.

Au final, les données suivantes sont codées et enregistrées :

- Q_{beta} : charge déposée dans le scintillateur
- $V_{\text{Si}} (\times 128)$: amplitude du signal provenant de chacune des pistes du silicium
- T_{cycle} : repérage de l'instant de décroissance dans le cycle de piégeage
- T_{RF} : phase RF à l'instant de la décroissance
- TOF_{ion} : temps de vol de l'ion par rapport à l'électron
- $T_{x1}, T_{x2}, T_{y1}, T_{y2}$: temps de propagation le long des lignes à retard
- Q_{ion} : charge récoltée en face arrière de la galette de micro-canaux

Ceci correspond à un total de 137 paramètres enregistrés pour les évènements en coïncidence ou 131 paramètres pour les évènements sans coïncidence. Le temps mort associé est d'environ 250 μs et est principalement dû à la lecture séquentielle de l'ADC codant les 128 pistes du Silicium à pistes.

VI.4 Etalonnage pour la mesure de temps de vol

La mesure du paramètre a sera déduite de la forme du spectre de temps de vol de l'ion de recul. Un étalonnage précis de l'ensemble réalisant cette prise de temps entre les deux particules a donc été effectué.

VI.4.1 Linéarité

La mesure du temps de vol de l'ion (par rapport à l'arrivée de l'électron) se fait grâce à l'utilisation d'un TAC et d'un ADC. La réponse de cet ensemble est tout d'abord considérée comme linéaire. La valeur du coefficient de proportionnalité est mesurée à partir d'un Time Calibrator (Ortec 462 [Ortec]). Celui-ci simule de façon aléatoire mais à intervalle de temps régulier un signal d'arrivée (STOP) par rapport à une référence (START). Les entrées Start et le Stop du TAC sont alors directement connectées sur les sorties correspondantes du Time Calibrator. La figure 6.4.1 montre le spectre de calibration ainsi obtenu. Notons, que la position du temps zéro de l'ensemble {détecteurs + TAC + ADC + électronique + câbles} ne peut pas être déduite de cette mesure.

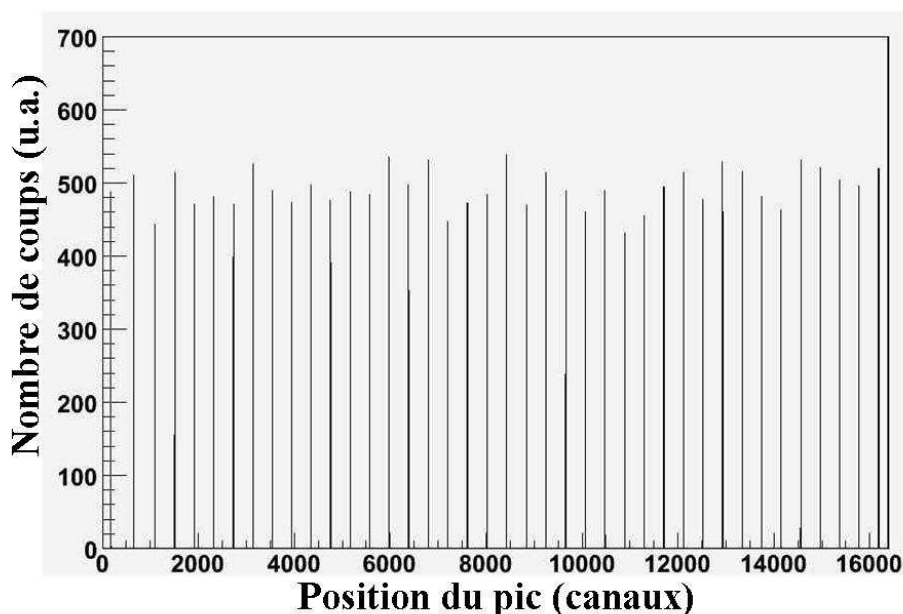


Fig 6.4.1 : Spectre en temps obtenu en utilisant le Time Calibrator. La gamme utilisée est $10.24 \mu\text{s}$ et la période 160 ns . La distance entre deux pics successifs est alors de 160 ns .

Un ajustement linéaire donne la relation suivante entre le canal et le temps de vol de l'ion :

$$TOF = 0.3925 \times (\text{canal} - c_0)$$

où c_0 est la position du temps zéro qui sera déterminée par la suite. Si l'on étudie la différence en position entre chacun des pics, on remarque une forte non-linéarité de la réponse de l'ensemble TAC+ADC. Cette non-linéarité est de l'ordre de 1%. La figure 6.4.2 montre l'évolution de la distance entre 2 pics consécutifs sur toute la gamme de fonctionnement.

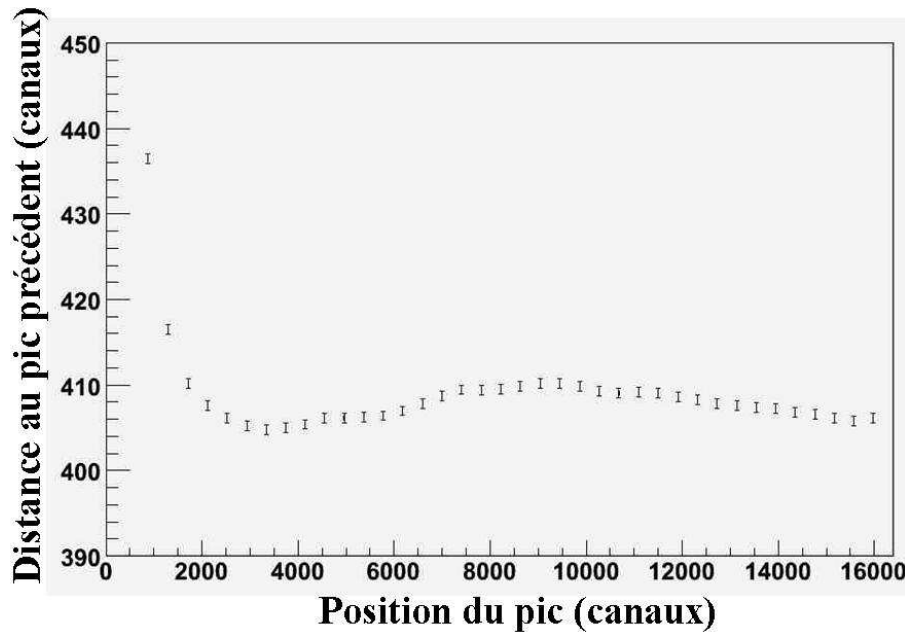


Fig 6.4.2 : Evolution de la distance entre les pics successifs. La non-linéarité observée est de l'ordre de 1 % dans la zone allant de 2000 à 16000 canaux.

Ce spectre est alors ajusté par un polynôme de degré 5 qui permet de rendre compte de ces écarts non négligeable à la linéarité. On a alors l'étalonnage suivant :

$$TOF = B \times (c - c_0) + C \times (c^2 - c_0^2) + D \times (c^3 - c_0^3) + E \times (c^4 - c_0^4) + F \times (c^5 - c_0^5)$$

avec $B=0.3869$, $C=3.3316 \cdot 10^{-6}$, $D=-5.314 \cdot 10^{-10}$, $E=3.310 \cdot 10^{-14}$ et $F=-7.126 \cdot 10^{-19}$.

L'origine de cette non-linéarité a été étudiée avec le même procédé en utilisant le Time Calibrator mais un TDC (XDC3214) du même type que l'ADC utilisé précédemment. Il en est ressorti que c 'est le TAC qui induit cette non-linéarité dans la mesure du temps de vol.

VI.4.2 Détermination d'un temps de référence

Le temps de référence de la mesure de temps de vol a été déterminé en utilisant une source radioactive télescopique qui peut être descendue dans le centre du piège (fig 4.1.1). La source est une source de ^{241}Am émettant des α d'énergie de l'ordre de 5.5 MeV. La décroissance de l' ^{241}Am se fait dans 85.2% des cas vers un niveau excité du ^{237}Np à 59 keV. Ce niveau est un niveau métastable qui a un temps de vie de 67 ns et se désexcite par émission de γ d'énergie environ 59 et 26 keV. Dans ce cas, il y a donc émission de deux particules corrélées en temps (un α et un γ) qui peuvent être détectées en coïncidence. On observe ainsi le temps de vie du niveau puisque le γ donne le START du temps de vol de l' α . Le spectre observé est présenté sur la figure 6.4.3 et correspond à une durée d'acquisition de 12 heures. La référence en temps va être déterminée à partir de la position du front de montée du signal de coïncidence correspondant aux γ émis les plus rapidement après la décroissance α .

L'aiguille observée n'est pas due à la présence de la source puisqu'elle a été observée (avec une même intensité) lorsque la source est rétractée. Nous allons voir que cette aiguille coïncide, dans une fourchette d'environ 200 ps, avec la position du temps zéro. Sa position est ajustée par une distribution gaussienne et on a les caractéristiques suivantes :

$$t_{\text{aiguille}} = 1530.81 \pm 0.03 \text{ canaux}$$

$$\sigma_{\text{aiguille}} = 0.94 \pm 0.03 \text{ canaux}$$

La largeur ci-dessus correspond à une largeur en temps de : $\sigma_{\text{aiguille}} \cong 1.5 \text{ ns}$.

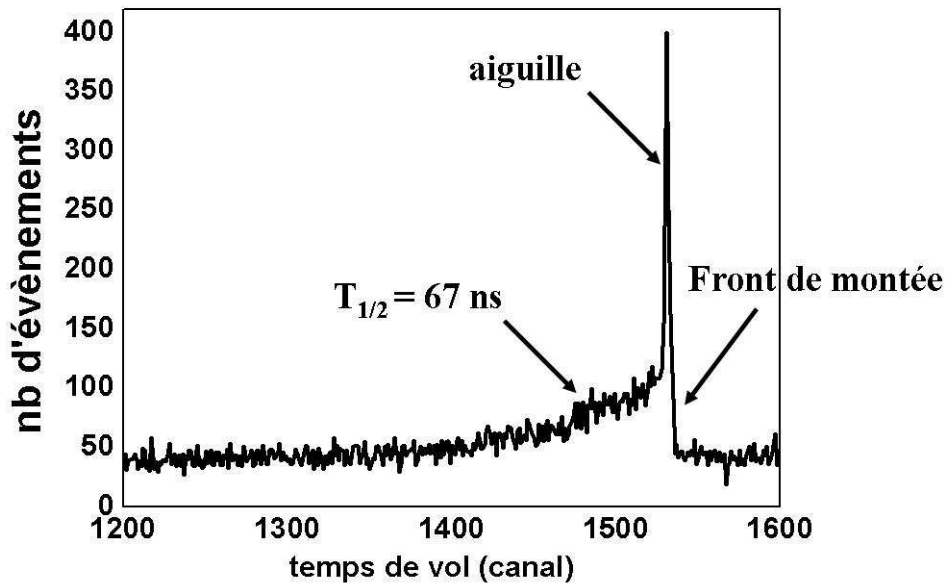


Fig. 6.4.3 : Spectre de temps de vol des coïncidences entre les α et les γ de la source d' $^{241}_{95}\text{Am}$ obtenu en 12 heures de mesure.

Pour connaître la position du front de montée du signal de coïncidence, l'aiguille est tout d'abord soustraite du spectre puis le spectre obtenu est dérivé. Un ajustement gaussien de cette dérivée permet de déterminer la position du front de montée comme le montre la figure 6.4.4.

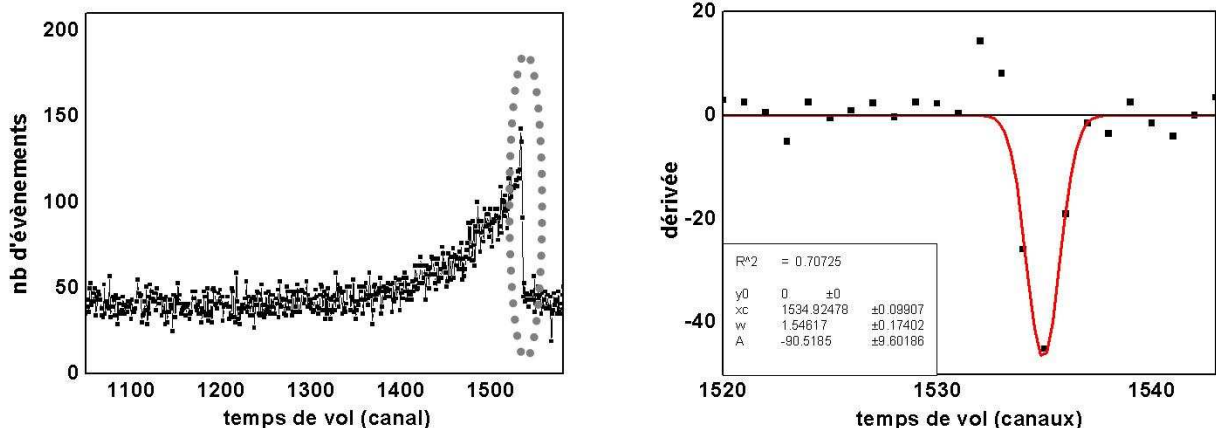


Fig 6.4.4 : Détermination de la position du front de montée des coïncidences entre α et γ de la source d' ^{241}Am .

- spectre de temps de vol après soustraction de l'aiguille
- dérivée et ajustement gaussien de la position du front.

La position de ce front est ici de :

$$t_{front} = 1534.92 \pm 0.1 \text{ canaux}$$

Le temps de référence correspondant peut alors être déterminé compte tenu des vitesses de l' α et du photon émis. Une simulation de Monte-Carlo de cette différence de temps de vol entre les alphas et les gammas en coïncidence a alors été réalisée en utilisant notre géométrie de détection (distance entre le centre du piège et le détecteur de recul : 104 mm) et en tenant compte du temps de vie du niveau excité du ${}^{237}_{93}\text{Np}$ à 59 keV ($T_{1/2} = 67 \text{ ns}$). Une analyse similaire à celle décrite pour le spectre expérimental a été réalisée pour connaître la position attendue du front de montée. La figure 6.4.5 montre le résultat de cette simulation.

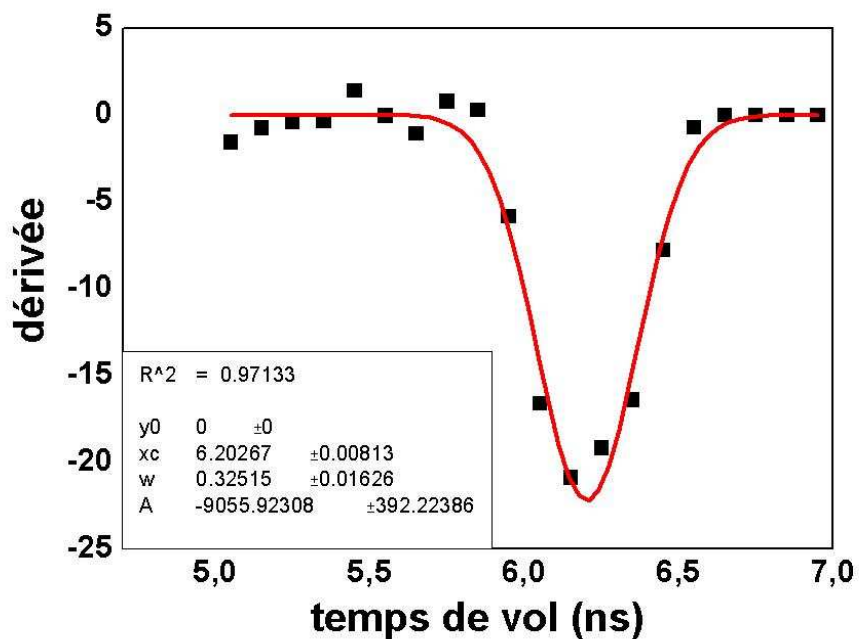


Fig 6.4.5 : Position du front de montée en temps de vol des α par rapport aux γ issue de la simulation.

La position du front de montée est ainsi déterminée à partir de ces simulations :

$$\Delta t_{\text{moyen}} \approx 6.203 \pm 0.008 \text{ ns}$$

Cette méthode permet donc de connaître la position du temps $t = 6.20 \text{ ns}$. Grâce à ce point et à l'étalonnage précédent (polynôme de degré 5), on a donc une calibration de l'ensemble TAC+ADC permettant la mesure de temps de vol de l'ion par rapport à la détection de la particule β .

Nous pouvons maintenant comparer la position de l'aiguille par rapport à ce temps de référence et on a :

$$\Delta t = t_{front} - t_{aiguille} = 1534.92 - 1530.81 = 4.11 \pm 0.13 \text{ canaux}$$

Cette différence correspond à un temps de :

$$\Delta t = 6.45 \pm 0.20 \text{ ns}$$

Dans ces conditions, l'aiguille est caractérisée par un temps de vol absolu de :

$$t_{\text{aiguille}} = \Delta t_{\text{of}_{\text{moyen}}} - \Delta t = -0.25 \pm 0.20 \text{ ns}$$

Notons également que la précision sur la position de la source d' ${}^{241}_{95}\text{Am}$ par rapport au détecteur est de l'ordre de 1 mm. Cela induit donc une incertitude de l'ordre de 1 % (soit environ 60 ps) sur la détermination du temps de vol de la particule α . On conclut alors que la position de cette aiguille est compatible avec 0.

Nous reviendrons sur les caractéristiques de ces événements lors de l'analyse préliminaire des résultats de l'expérience de juillet 2006. Disons seulement ici que l'origine physique de cette aiguille n'est pas comprise et d'autres mesures seront menées pour confirmer le résultat présenté ci-dessus. Notamment, une acquisition des coïncidences entre α et γ de la source avec une statistique plus importante sera réalisée pour déterminer les positions du front de montée et de l'aiguille avec une plus grande précision. Nous pouvons cependant affirmer que, quelque soit son origine physique, l'aiguille est une référence en temps précise qui pourra être utilisée pour suivre un éventuelle dérive de l'électronique d'acquisition et, en première approximation, pourra être prise comme référence pour un temps zéro.

VII Les expériences en ${}^6\text{He}^+$

VII.1 L'expérience ${}^6\text{He}$ de mai 2005

Le premier faisceau radioactif d'ions ${}^6\text{He}^+$ a été délivré sur LIRAT du 18 au 29 mai 2005 soit 30 UT. Ce temps de faisceau est l'occasion de mettre en évidence les premières mesures de coïncidences dans le piège de Paul transparent ; c'est-à-dire de prouver la faisabilité de l'expérience. Avant cette expérience, de nombreux tests de l'ensemble de la ligne avec la source hors-ligne de ${}^6\text{Li}^+$ avaient mis en évidence un fonctionnement non optimal de plusieurs parties de la ligne. Notamment, le comportement de la cavité pulsée PD1 ne permettait pas d'obtenir des transmissions de plus de 20 % lors de la réduction d'énergie de 10 keV à 1 keV. L'efficacité de piégeage était elle aussi non optimale. De plus, le fonctionnement de la ligne souffrait à cette période de problèmes de stabilité et de reproductibilité. Dans ces conditions, le but de l'expérience est de mesurer au minimum 'quelques' évènements en coïncidence et de tester l'ensemble de la ligne, depuis la source d'ions SPIRAL jusqu'au piège de Paul.

VII.1.1 Transmission dans la ligne

L'énergie du faisceau radioactif en sortie de la source dans LIRAT est de 9945 eV. Le contrôle de l'intensité d' ${}^6\text{He}^+$ se fait grâce à une diode silicium Si1 placée dans la chambre d'entrée avant le RFQ. Le courant incident total (${}^{12}\text{C}^{2+}$ et ${}^6\text{He}^+$) est lu directement sur la cage de faraday CF14 (fig 4.1.3). Les intensités disponibles sont typiquement $3 \cdot 10^7$ ions ${}^6\text{He}^+$ par seconde pour un total de 200 nA : le faisceau radioactif d'intérêt est donc noyé dans une énorme quantité de ${}^{12}\text{C}^{2+}$.

Le réglage du RFQ est difficile à réaliser puisque la seconde diode Si2 située en sortie du RFQ (fig 4.1.18) ne fonctionne pas correctement pendant l'expérience. L'identification des espèces présentes en sortie du RFQ peut se faire par temps de vol entre les deux détecteurs utilisant des galettes de micro-canaux : l'espion et le détecteur MCP2. Cette identification ne renseigne que sur le rapport Q/m de l'ion observé. Ainsi, il nous est impossible de distinguer par cette méthode (la résolution est bien trop faible) les ions ${}^6\text{He}^+$ et les ions ${}^{12}\text{C}^{2+}$. Il faut alors

faire appel à des tests indirects et à nos connaissances du fonctionnement du RFQ pour pouvoir certifier que les ions présents en sortie du RFQ sont bien des ions ${}^6\text{He}^+$.

Après un réglage complet de la ligne avec une durée du cycle $T_{\text{cycle}} = 10 \text{ ms}$, le nombre maximal d'ions piégés après un temps de $T_{\text{piege}} = 1 \text{ ms}$ est d'environ 300. Soit une efficacité globale de :

$$\varepsilon(10 \text{ ms}) = \frac{300 \times 100}{2 \cdot 10^7} \cong 1.5 \cdot 10^{-3}$$

On utilise ensuite une durée de piégeage plus longue ($T_{\text{piege}} = 8 \text{ ms}$). Dans ces conditions, le nombre d'ions extraits est d'environ 225. Si l'on considère un nombre moyen d'ions égal à $N_{\text{ions}} \approx 250$ et l'angle solide de détection du télescope β ($\varepsilon_{\beta} = 2.6 \%$), on s'attend alors à avoir un taux de détection de β d'environ (si les décroissances proviennent effectivement du centre du piège) :

$$f_{\beta} = N_{\text{ions}} \times \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \times \varepsilon_{\beta} \times \frac{T_{\text{piege}}}{T_{\text{cycle}}} \approx 0.4 \text{ Hz}$$

où $T_{1/2} \cong 0.806 \text{ ms}$ est le temps de vie des ions ${}^6\text{He}$.

Le taux de déclenchement du scintillateur est cependant beaucoup plus élevé que celui attendu : il est d'environ 30 kHz. En comparant ce taux de déclenchement au nombre d'ions piégés, il est clairement impossible de pouvoir distinguer d'éventuelles vraies coïncidences provenant du centre du piège parmi cette source de bruit permanent. La cause de ce bruit a été identifiée 3 jours avant la fin de l'expérience. Cette activité provient non pas de la chambre du piège mais de la chambre du télescope β . En effet, le vide primaire de cette dernière est assuré par le système de pompage général de la ligne. Une grosse partie des ions se neutralisant à l'entrée dans le RFQ, les atomes ${}^6\text{He}$ produits sont pompés via les pompes turbo-moléculaires placées le long de la ligne et sont donc présents dans le circuit de pompage primaire avant d'être refoulés avec les gaz de pompage. Il en résulte que ces atomes ${}^6\text{He}$ sont présents directement dans la chambre du télescope et entourent le scintillateur. Lors des décroissances des noyaux d' ${}^6\text{He}$, les β sont donc émis directement en contact du scintillateur offrant ainsi un grand angle solide de détection et donc à l'origine de ce 'bruit'. Une fois le problème identifié, celui-ci est résolu en utilisant pour le télescope β une autre pompe primaire indépendante du circuit primaire général de la ligne. Après modification, le taux de déclenchement du scintillateur est d'environ 15 Hz.

VII.1.2 Les premières coïncidences

Une nouvelle optimisation de la ligne est nécessaire pour piéger à nouveau des ions ${}^6\text{He}^+$. Celle-ci dure plusieurs jours notamment à cause de problèmes de stabilité du faisceau radioactif et de notre ligne. Au final, elle permet d'obtenir un nombre moyen d'ions piégés de l'ordre de $N_{\text{ions}} \approx 30$ pour un cycle de $T_{\text{cycle}} = 10 \text{ ms}$ et une durée de piégeage de $T_{\text{piege}} = 7.5 \text{ ms}$. Le principal problème est une efficacité de piégeage très faible : environ 0.5 % au lieu de 10 à 20 %. Dans ces conditions, les toutes premières coïncidences provenant du piège sont observées (fig 7.1.1). Sur cette figure, le pic de temps de vol débutant aux alentours de 500 ns est la signature de la détection en coïncidence de désintégrations de noyaux d' ${}^6\text{He}$ au centre du piège (fig 2.3.8). Notons que ce spectre ne montre que les événements complets

(signaux de position sur le Silicium et le détecteur d'ions) et ayants lieu plus de 2 ms après le début du piégeage. Il s'agit ici des premières désintégrations radioactives observées en coïncidences au sein d'un piège de Paul et constituent une preuve de principe de l'expérience. Cependant la statistique accumulée est très faible. Le nombre total de coïncidences enregistrées en 6 heures de mesure est de 10^3 (intégrale du spectre montré à la figure 7.1.1).

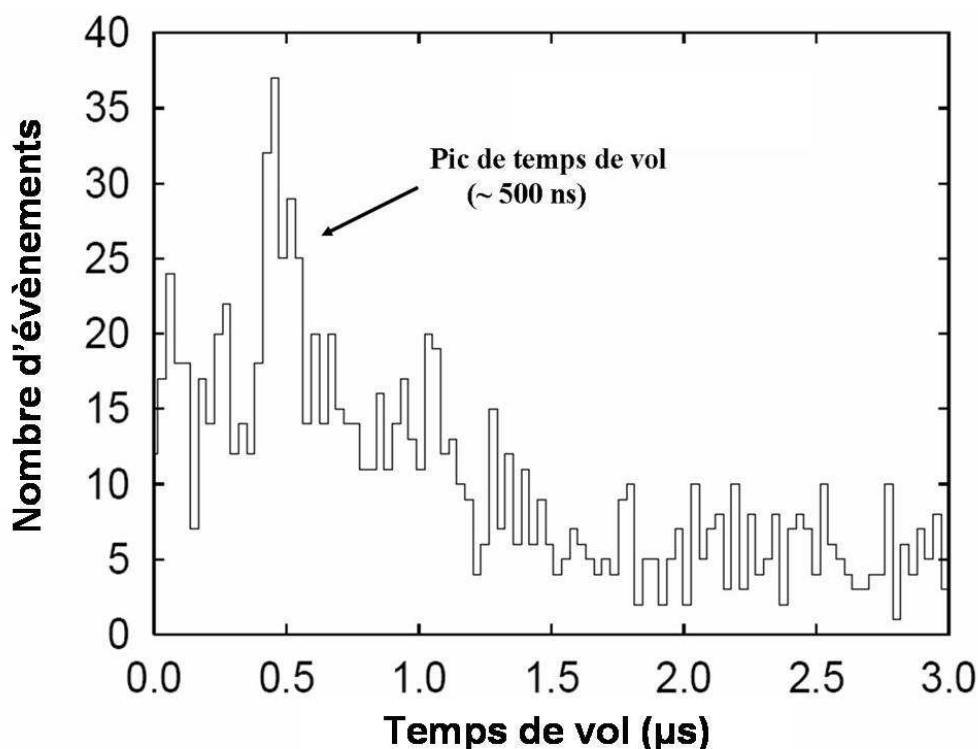


Fig 7.1.1 : Spectre de temps de vol de l'ion de recul. Le pic observé est la signature de détection en coïncidence d'un électron et d'un ion de recul provenant du centre du piège.

De plus, la forme du spectre indique un faible rapport signal sur bruit. Celui-ci dépend de la fenêtre en temps considérée et varie entre $\frac{2}{3}$ (pour une fenêtre allant de 450 ns à 700 ns) et $\frac{1}{7}$ dans le cas le plus défavorable on l'on considère toute la fenêtre disponible (entre 0 et 3 μ s).

Le nombre de vraies coïncidences provenant du centre du piège peut ainsi être estimé à environ 150. Ces 150 coïncidences ont été obtenues en 6 heures avec une moyenne de 30 ions piégés. Le taux moyen de vraies coïncidences est alors de :

$$f_{coinc} \approx 0.007 \text{ s}^{-1}$$

VII.1.3 Etude du bruit

La figure 7.1.2 montre la comparaison entre les spectres de coïncidences obtenus avec ou sans ions piégés (sans normalisation par rapport au temps d'acquisition). Le second spectre a été obtenu sans appliquer la tension de piégeage RF sur les anneaux du piège (RF off) pendant un

temps de mesure de 1 heure. On constate clairement l'absence du pic de temps de vol correspondant aux décroissances ayant lieu au centre du piège dans le spectre sans RF.

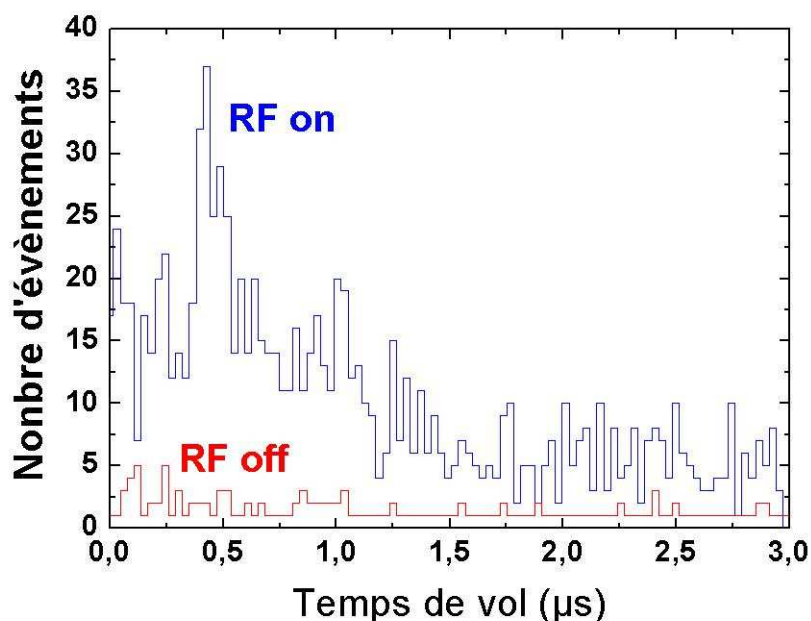


Fig 7.1.2 : Comparaison des spectres de temps de vol obtenus avec et sans ions piégés. Le pic de temps de vol présent aux alentours de 500 ns provient bien de décroissances d'ions piégés.

La forme du bruit de fond n'est cependant pas plate indiquant que celui-ci ne provient pas uniquement de coïncidences fortuites. Il y a donc présence de coïncidences ne provenant pas du centre du piège. Ces coïncidences 'hors-piège' peuvent provenir d'ions implantés (lors de l'injection dans le piège) sur le détecteur d'ions de recul et sur la feuille de mylar située devant le Scillicium à pistes. Elles peuvent également provenir de la présence d' ${}^6\text{He}$ gazeux dans l'enceinte du piège. Pour ces sources de décroissances délocalisées, la distance de vol pour l'ion s'étale entre 0 cm (noyau ${}^6\text{He}$ proche du détecteur d'ions) et 20 cm (noyau ${}^6\text{He}$ proche du détecteur d'électrons). Les temps de vol correspondant se répartissent alors entre 0 et environ 1 μs . Cette hypothèse permettrait d'expliquer la forme observée pour la répartition du bruit de fond sur le spectre de temps de vol (fig 7.1.2).

VII.1.4 Bilan

Cette première expérience en ${}^6\text{He}$ a permis d'observer les premières détections en coïncidence d'événements de décroissance d'ions radioactifs dans un piège de Paul. Compte tenu du comportement non optimal de la ligne LPCTrap et de problèmes de stabilité du faisceau délivré par LIRAT (au niveau du faisceau primaire, de la source de production et du faisceau basse énergie), la statistique accumulée est faible mais constitue la première preuve de principe de l'expérience. L'étude qualitative de la forme du bruit de fond a permis d'identifier la présence de coïncidences 'hors-piège'. Notons que le rapport signal sur bruit devrait augmenter très fortement dans des conditions optimales de fonctionnement. En effet, un facteur 40 peut être gagné sur l'efficacité de piégeage. Il y aurait alors 40 fois plus d'ions piégés et moins d'ions implantés devant les détecteurs.

VII.2 L'expérience ${}^6\text{He}$ de juillet 2006

Le deuxième temps de faisceau en ${}^6\text{He}$ a eu lieu du 16 au 23 juillet 2006 soit 20 UT. Des tests réalisés avant cette expérience ont montré une plus grande stabilité et reproductibilité du fonctionnement de l'ensemble LPCTrap. Notamment, la mise en place du tube d'injection à l'entrée du RFQ (fig 4.1.8) a permis d'éviter des problèmes d'accumulation de charge sur la céramique qui sépare la partie LIRAT de la plateforme haute-tension du RFQ. La charge accumulée sur cette céramique pouvait provoquer une déviation du faisceau incident lors de sa décélération et ainsi, dégrader l'injection dans le RFQ. D'autre part, le fonctionnement de la première cavité pulsée a aussi été amélioré et des transmissions allant jusqu'à 80 % avaient été mesurées pour cette première réduction d'énergie. De plus, un travail en commun avec les responsables de la ligne LIRAT a permis de disposer d'un faisceau de meilleure qualité (contrôle de l'intensité du faisceau contaminant ${}^{12}\text{C}^{2+}$) que lors de l'expérience de mai 2005. Dans ces conditions, le but avéré de cette expérience était d'accumuler une statistique suffisante pour étudier les effets systématiques sur la mesure des différentes observables. Ce temps de faisceau ne constitue pas l'étape finale de l'expérience LPCTrap mais doit servir à identifier d'éventuels problèmes ou effets systématiques qui devraient être résolus avant l'expérience finale.

VII.2.1 Le faisceau LIRAT

VII.2.1.1 Choix de l'énergie du faisceau

Les ions sont extraits de la source à une énergie de 10 keV. On sait qu'en se plaçant à une telle énergie, la quantité d' ${}^6\text{He}^+$ extrait de la source et disponible pour notre dispositif n'est pas optimum. En effet, celle-ci doit évoluer comme $N({}^6\text{He}^+) \propto V^{3/2}$ et on a, a priori, intérêt à utiliser une tension d'extraction la plus grande possible (dans les limites acceptables par la ligne LIRAT, entre 9 et 35 keV). Avec l'énergie choisie (10 keV), on sait donc, d'une part, que l'on se situe dans des conditions défavorables pour l'extraction des ions radioactifs de la source et, d'autre part, que le transport du faisceau à basse énergie dans LIRAT n'est lui aussi pas optimal. Ce sont des raisons liées à notre dispositif qui ont conduit à ce choix. Les tests réalisés précédemment avec des faisceaux stables (notamment ${}^4\text{He}^+$) ont montré que l'efficacité globale du dispositif LPCTrap diminue significativement lorsque l'énergie du faisceau incident dépasse 10 keV. En particulier, les comportements à l'injection dans le RFQ et lors de la réduction en énergie des paquets d'ions (ligne de transfert : PD1, PD2) sont moins bien fiabilisés pour de plus hautes énergies. Il a par conséquent été décidé de travailler à une tension d'extraction de 10 kV.

VII.2.1.2 Intensité du faisceau radioactif

L'intensité du faisceau ${}^6\text{He}^+$ disponible en entrée de notre dispositif est déterminée grâce à la diode Si1 placée en entrée du RFQ (fig 4.1.3). La figure 7.2.1 montre un spectre typique obtenu avec la diode Si1 lors de la présence du faisceau ${}^6\text{He}$. On reconnaît la forme d'un spectre β bien que celui-ci soit déformé à basse énergie. Cette forme peut s'expliquer par des diffusions des électrons à l'entrée du détecteur qui ne vont déposer qu'une partie de leur énergie dans le silicium.

Grâce à l'étalonnage réalisé à partir d'une source de ^{207}Bi , on vérifie la position du point final du spectre β : $T_{\beta\text{max}} \approx 3500$ keV. Le seuil est ici placé au alentour de 150 keV.

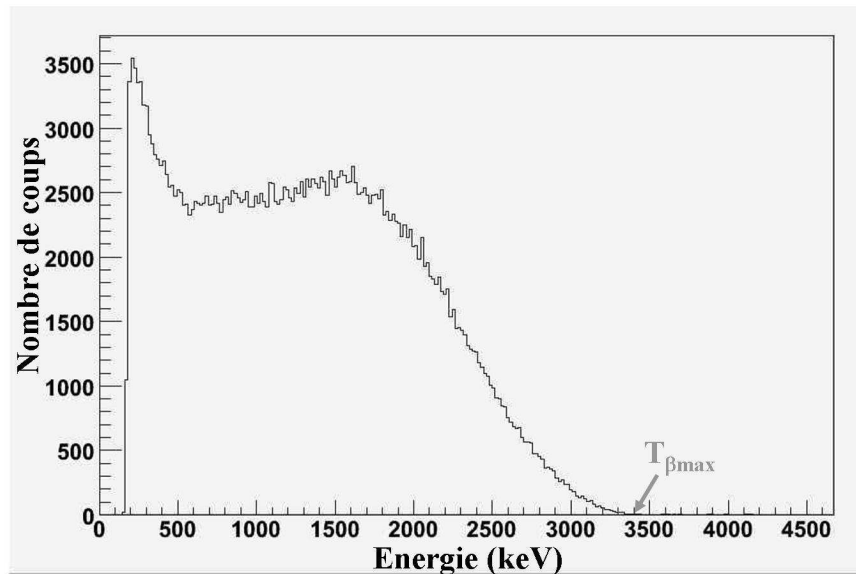


Fig 7.2.1 : Spectre β de l' ^6He obtenu sur la diode Si1 placée en entrée de notre dispositif.

Le nombre d'ions $^6\text{He}^+$ est alors déduit de l'intégrale du spectre ci-dessus après correction de l'angle solide de détection et du seuil de détection. Au cours de l'expérience, des intensités variant entre 10^8 et $2 \cdot 10^8$ pps ont ainsi été mesurées.

Rappelons cependant la nécessité de réduire l'intensité du faisceau avant l'implantation sur les diodes. Dans le cas de cette diode Si1 située en entrée du RFQ la réduction se fait loin en amont dans la ligne LIRAT par les réducteurs variables ('pepper pot'). Néanmoins, dans le cas de la diode Si2, l'atténuation du faisceau se fait par l'atténuateur variable du COD qui se situe juste devant le détecteur (voir IV.1.4.2). Il en résulte que le nombre de β détectés est la somme de ceux émis par les ions implantés en surface du détecteur et de ceux émis par les ions implantés sur les grilles de l'atténuateur variable. Même si l'angle solide est bien plus faible pour ceux implantés sur l'atténuateur variable (environ 0.35% de 4π), leur quantité est, elle, bien plus importante (atténuation des deux dernières grilles de l'ordre de 99%). Au final, le nombre de β détectés sur la diode Si2 ne sera pas exploité quantitativement pour connaître le nombre d'ions $^6\text{He}^+$ contenus dans les paquets extraits du RFQ. En revanche, elle donne une information qualitative qui sert lors de l'optimisation de la transmission au travers du RFQ et du PD1.

VII.2.1.3 Contrôle des contaminants

L'émittance du faisceau est réglée à 100π mm.mrad. La tension d'extraction de la source est réglable autour de la valeur théorique optimale pour les ions $^6\text{He}^+$ (HTECR = 9960 V).

Le dipôle de séparation en masse de SPIRAL/LIRAT n'a pas une résolution suffisante pour séparer les ions $^{12}\text{C}^{2+}$ et les ions $^6\text{He}^+$. Les ions $^{12}\text{C}^{2+}$ sont alors présents en énorme quantité dans le faisceau puisque la cible utilisée pour la production des ^6He est une cible de carbone. Ces ions peuvent provoquer une charge d'espace importante lors de l'injection dans le RFQ.

La distribution de ces ions à l'intérieur du faisceau est très large et vient recouvrir la partie du faisceau correspondant aux ions ${}^6\text{He}^+$. Pour limiter la contamination par ces ions ${}^{12}\text{C}^{2+}$, une fente horizontale (FH13D) située juste après le dipôle de séparation D1P permet de couper dans la distribution du faisceau. La figure 7.2.2 montre, schématiquement, l'allure de la superposition des deux faisceaux en sortie du dipôle. A cet endroit, les deux faisceaux sont relativement bien définis et séparés.

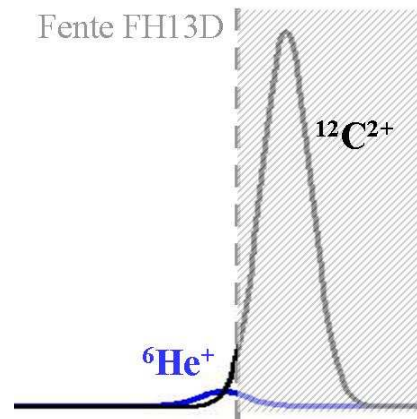


Fig 7.2.2 : Allure du faisceau secondaire après le dipôle de séparation en masse. L'utilisation d'une fente horizontale permet de limiter la contamination en ${}^{12}\text{C}^{2+}$.

Cette fente permet de limiter la présence du faisceau contaminant ${}^{12}\text{C}^{2+}$ en affectant peu l'intensité des ions ${}^6\text{He}^+$. La figure 7.2.3 montre l'évolution du nombre d'ions ${}^6\text{He}^+$ et ${}^{12}\text{C}^{2+}$ en fonction de l'ouverture de cette fente FH13D.

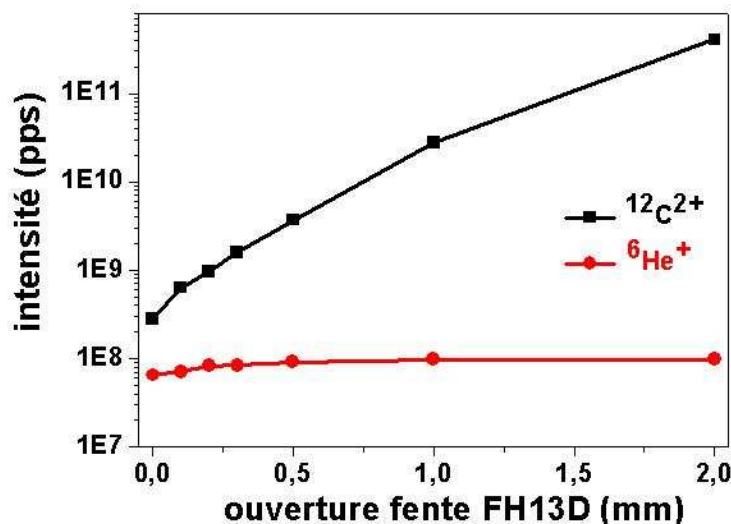


Fig 7.2.3 : Evolution des intensités respectives en ${}^6\text{He}^+$ et ${}^{12}\text{C}^{2+}$ en fonction de la position de la fente horizontale FH13D pour HTECR = 9960 V. L'expérience a été réalisée avec une ouverture ajustée entre 0.5 et 1 mm.

On voit ici que lorsque la fente droite FH13D est positionnée en 0 (c'est-à-dire qu'elle couvre toute la partie droite du tube), l'intensité sur la cage de Faraday CF14 est d'environ 100 pA et le nombre d'ions ${}^6\text{He}^+$ disponible en entrée du RFQ est d'environ 7.10^7 pps. Quand la fente est ouverte jusqu'à +2 mm, l'intensité en ${}^6\text{He}^+$ augmente d'un facteur 2. Par contre, dans le même temps, l'intensité en ${}^{12}\text{C}^{2+}$ est multipliée par un facteur 1000. Pour travailler avec un faisceau incident le plus pur possible, le réglage FH13D = 0 donne la composition suivante pour le faisceau : $n({}^6\text{He}^+) \approx 7.10^7$ pps et $n({}^{12}\text{C}^{2+}) \approx 3.10^8$ pps.

Cependant, lors de l'expérience, aucune influence claire de l'intensité de ${}^{12}\text{C}^{2+}$ sur la transmission du RFQ n'a pu être observée. En fait, la comparaison se faisait directement sur le nombre d'ions piégés dans le piège de mesure ce qui permet de connaître l'influence sur le nombre d'ions de rapport $m/q=6$ extraits du RFQ. En pratique, la position de la fente FH13D était ajustée autour de 1 mm de façon à avoir une intensité en ${}^6\text{He}^+$ maximale. L'intensité de ${}^{12}\text{C}^{2+}$ correspondante est alors d'environ 10 nA. La faible influence de la présence d'ions ${}^{12}\text{C}^{2+}$ sur la transmission du RFQ signifie donc que la charge d'espace créée en entrée de celui-ci n'est pas suffisante pour altérer son fonctionnement. D'autre part, cela signifie que les sections efficaces d'échange de charge de ces ions sur le gaz H_2 sont telles que la quasi-totalité d'entre eux deviennent des ions mono-chargés ${}^{12}\text{C}^+$. Ceci confirme les conclusions des tests réalisés avec faisceau de ${}^{12}\text{C}^{2+}$ (voir IV.2.2.2).

VII.2.2 Transmissions dans la ligne

L'optimisation des différents éléments du dispositif se fait en utilisant un cycle global relativement court ($T_{\text{cycle}} = 20$ ms). La première étape consiste à optimiser la transmission du RFQ. Pour cela, l'alignement et la forme du faisceau incident peuvent être ajustés grâce aux derniers éléments d'optiques situés avant le RFQ (quadripôles, steerers horizontaux et verticaux). La tension de la plateforme du RFQ ainsi que les valeurs des lentilles d'entrée du RFQ sont également ajustées pour que le processus de refroidissement des ions et l'injection soient optimaux. La transmission du RFQ ainsi obtenue est de l'ordre de 8 % à 10 keV (sans réduction d'énergie par PD1). Dans ce cas, le transport des ions entre la sortie du RFQ et notre diagnostique est également ajusté grâce à la lentille de sortie L_s du RFQ (fig 4.1.5).

Lorsque l'électrode PD1 est utilisée (réduction de l'énergie des ions à 1keV), cette transmission n'est que d'environ 6.10^{-3} ce qui correspond à une efficacité de transmission dans PD1 d'environ 10 % (les paramètres d'optiques en sortie du RFQ sont modifiés pour guider les ions d'énergie 1 keV : lentille de sortie $L_s=0$ V). Cette valeur est plus faible que les valeurs de transmissions obtenues lors des tests en ${}^6\text{Li}^+$ (80%) et est due à un problème dans l'électronique de commutation de la haute tension survenu au début de l'expérience.

Les ions sont ensuite guidés vers le piège. Les deux phases importantes lors du transfert des ions jusqu'au piège sont : la réduction d'énergie à environ 120 eV par le PD2 et l'injection dans le piège. Le temps de piégeage utilisé est de 18 ms et le nombre d'ions extraits du piège est d'environ $N_{\text{piégés}} \cong 200$. On obtient dans ces conditions une efficacité globale de :

$$\varepsilon_{\text{totale}}(20\text{ms}) = \frac{N_{\text{piégés}}}{N_{\text{incident}}} \times N_{\text{cycle}} = \frac{200}{1.25 \cdot 10^8} \times 50 \cong 8 \cdot 10^{-5}$$

Cette efficacité peut être décomposée comme suit :

$$\varepsilon_{\text{totale}}(20\text{ms}) = \varepsilon_{\text{RFQ}} \times \varepsilon_{\text{PD1}} \times \varepsilon_{\text{transfert}} \times \varepsilon_{\text{piégeage}}$$

avec $\varepsilon_{RFQ} \approx 8 \%$, $\varepsilon_{PD1} \approx 10 \%$, $\varepsilon_{transfert} \approx 25 \%$ et $\varepsilon_{piégeage} \approx 4 \%$

Ces différentes valeurs ne sont pas les valeurs optimales attendues. Notamment, les efficacités de transfert entre le RFQ et le piège sont faibles et peuvent être un effet indirect du fonctionnement non optimal de l'électrode PD1.

Cette première étape a permis de déterminer les efficacités typiques de fonctionnement de la ligne. La durée du cycle est ensuite augmentée pour disposer d'un cycle utile plus long pour la mesure des décroissances des ions. La figure 7.2.4 montre l'évolution du nombre d'ions par paquets en fonction de la durée du cycle.

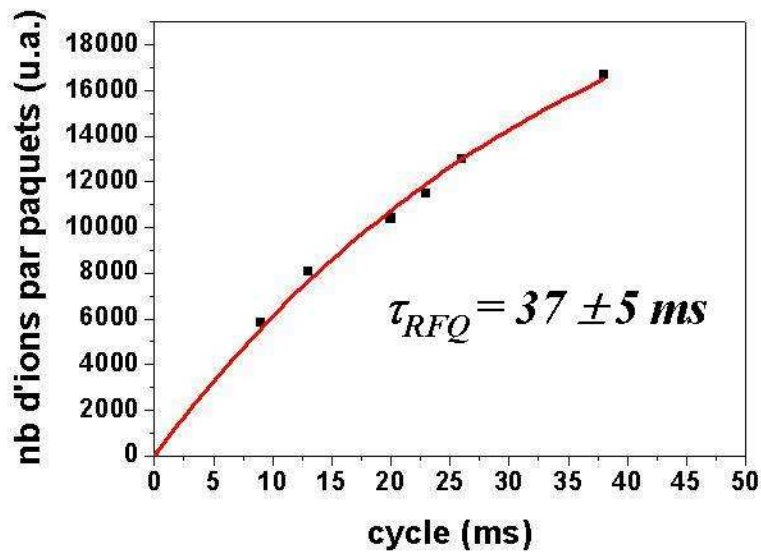


Fig 7.2.4 : Evolution du nombre d'ions par paquets en sortie du RFQ en fonction de la durée du cycle.

Le temps de vie des ions dans le RFQ peut être déduit de cette étude, on obtient :

$$\tau_{RFQ} \approx 37 \pm 5 \text{ ms}$$

Rappelons ici que la durée du cycle (lors de la prise de données) doit être grande par rapport au temps de refroidissement des ions dans le piège pour disposer du nuage d'ions froids pendant un temps maximal. Ce temps de refroidissement étant d'environ : $\tau_{cooling} \approx 13 \text{ ms}$, le temps de vie des ions dans le piège étant d'environ $\tau_{piège} \approx 200 \text{ ms}$ (temps de vie mesuré juste avant cette expérience pour des ions ${}^6\text{Li}^+$) et le temps de vie dans le RFQ étant $\tau_{RFQ} \approx 37 \text{ ms}$, la durée optimale du cycle à utiliser peut être calculée et on obtient : $T_{cycle} \approx 125 \text{ ms}$. La variation de part et d'autre de cet optimum étant relativement lente, la durée du cycle utilisée pour toute la durée de prise de données (pour des raisons de facilité lors du réglage de la phase d'injection dans le piège) est de

$$T_{cycle} = 100 \text{ ms}$$

Pour étudier l'efficacité totale de la ligne, une durée de piégeage courte est utilisée (1 ms), l'efficacité de la ligne est typiquement, dans ces nouvelles conditions :

$$\varepsilon_{totale}(100ms) = \frac{N_{piégés}}{N_{incident}} \times N_{cycle} = \frac{700}{1.110^8} \times 10 \cong 6.5 \cdot 10^{-5}$$

qui peut se décomposer comme suit :

$$\varepsilon_{totale}(100ms) = \varepsilon_{RFQ} \times \varepsilon_{PD1} \times \varepsilon_{transfert} \times \varepsilon_{piégeage}$$

avec $\varepsilon_{RFQ} \approx 3.5 \%$, $\varepsilon_{PD1} \approx 10 \%$, $\varepsilon_{transfert} \approx 20 \%$ et $\varepsilon_{piégeage}(1ms) \approx 9 \%$

L'efficacité du RFQ n'a pas été mesurée directement pour un cycle de 100 ms mais, on peut le déduire de ce qui précède. Sachant que la transmission pour un cycle de 20 ms est de 8 % et le temps de vie des ions dans le RFQ étant de 37 ms, on peut déduire la transmission pour un cycle de 100 ms :

$$\varepsilon_{RFQ}(100ms) \approx 3.5 \%$$

Notons cependant que des variations de l'ordre d'un facteur 2 du nombre d'ions piégés ont été observées au cours de l'expérience. Les causes de ces fluctuations ne sont pas claires. Elles peuvent être attribuées à des dérives lentes au niveau de la source d'ions et de l'optique du faisceau LIRAT ainsi qu'à des éléments de notre dispositif. Il en résulte que la valeur d'efficacité présentée ci-dessus est une valeur typique moyennée sur tous ces effets de fluctuations.

VII.2.3 Résultats généraux

Nous allons ici décrire plus précisément les résultats concernant la détection des événements de décroissance des ions ${}^6\text{He}^+$. Nous allons tout d'abord discuter l'activité du nuage d'ions puis nous décrirons brièvement la distribution des différentes observables accessibles pour les événements détectés en coïncidence et pour les événements détectés sans coïncidence.

VII.2.3.1 Activité des ions piégés

On se propose tout d'abord de comparer l'activité due aux ions piégés avec le taux de coïncidences détectées. Pour cela, calculons tout d'abord le temps de vie des ions dans le piège. Celui-ci peut être estimé en comparant le nombre d'ions piégés après 1 ms ($N(1ms) \approx 700$) et le nombre d'ions piégés après 95 ms ($N(95ms) \approx 310$). On a ici

$$\frac{N(95ms)}{N(1ms)} \cong 0.45, \text{ d'où l'on déduit } \tau_{piège} \cong 120ms. \text{ Or, on sait que la phase d'évaporation}$$

rapide des ions après injection dure plusieurs millisecondes. Le temps de vie dans le piège est donc sous-estimé par cette méthode. Nous verrons plus loin que ce temps de vie a pu être mesuré indirectement grâce à la répartition des événements de décroissance au cours de la durée de piégeage. Le résultat obtenu est le suivant :

$$\tau_{piège} \approx 241ms$$

L'évolution du nombre d'ions dans le piège est la suivante :

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_{tot}}}$$

où $\tau_{tot} = \left(\frac{1}{\tau_{piège}} + \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \right)^{-1}$ exprime les pertes au cours du piégeage (pertes dans le piégeage lui-même et pertes par désintégration des ions). L'activité β associée, provenant du piège, est alors de :

$$A(t) = \lambda N(t)$$

avec $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$.

L'activité moyenne, provenant des ions piégés, est alors :

$$\langle A \rangle = \frac{\int_{t=1ms}^{t=95ms} \lambda N(t) dt}{\int_{t=1ms}^{t=95ms} dt} = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \times \tau_{tot} \times \frac{|\Delta N|}{\Delta t}$$

Cette activité moyenne est le nombre moyen de décroissances susceptibles d'être observées :

$$\langle A \rangle \cong 710 \text{ décroissances. } s^{-1}$$

Calculons maintenant le nombre de coïncidences attendues compte tenu de cette activité. Lors de cette expérience, à cause d'une erreur de conception, les diamètres d'entrée des collimateurs placés devant le télescope β et le détecteur de recul étaient mal dimensionnés ($\phi = 12 \text{ mm}$ au lieu de 18 mm pour le collimateur du télescope β et $\phi = 16 \text{ mm}$ au lieu de 18 mm pour le collimateur du détecteur de recul). L'angle solide de détection des 2 particules est alors plus faible que l'angle solide couvert par les 2 détecteurs. L'influence de ces collimateurs sur l'efficacité de détection a été déterminée grâce à des simulations. L'efficacité globale de détection en coïncidence n'est alors, dans cette configuration, que d'environ $\varepsilon_{coinc} \cong 0.15 \%$ soit un facteur 2 plus faible que celle donnée par la relation (eq 2.3.6). Le nombre moyen de coïncidences, par seconde, provenant du piège doit alors être de :

$$n_{coinc}^{attendue} = \langle A \rangle * \varepsilon_{coinc} \cong 1.1 \text{ coïncidences. } s^{-1}$$

Cependant, lors de l'expérience, ce nombre moyen de coïncidences était seulement de :

$$n_{coinc}^{mesurée} \cong 0.43 \text{ coïncidences. } s^{-1}$$

Celui-ci est donc plus faible d'un facteur 2.5 environ par rapport au taux attendu calculé grâce au nombre d'ions piégés. Le facteur manquant peut s'expliquer par l'incertitude liée à la détermination du nombre d'ions piégés (transmission des grilles placées devant le détecteur

d'extraction) ou encore par une éventuelle présence d'ions $^{12}\text{C}^{2+}$ dans le piège. Au final, le nombre de coïncidences enregistrées par seconde est cependant globalement cohérent avec l'activité estimée à partir du nombre moyen d'ions piégés.

VII.2.3.2 Les observables en coïncidences

Nous allons ici décrire successivement les différentes grandeurs accessibles lors de l'expérience.

Répartition des évènements dans le cycle de piégeage

La répartition des évènements au cours du cycle de piégeage est présentée sur la figure 7.2.5. On distingue plusieurs phénomènes. Tout d'abord, lors de l'injection des ions dans le piège, beaucoup d'ions non piégés sont déviés vers l'extérieur du piège. Certains d'entre eux arrivent vers le détecteur d'ions de recul provoquant un grand nombre d'évènements enregistrés au cours de ces quelques premières centaines de microsecondes. On distingue ensuite la phase d'évaporation des ions qui dure approximativement 20 millisecondes. Cette phase est suivie d'une décroissance du nombre de coïncidences correspondant directement au temps de vie des ions dans le piège. Finalement, les ions sont extraits du piège au bout d'environ 95 millisecondes de piégeage. Les coïncidences enregistrées après extraction sont donc des coïncidences fortuites, des coïncidences provenant d'ions implantés ou des coïncidences provenant d' ^6He présent à l'état de gaz dans la chambre du piège.

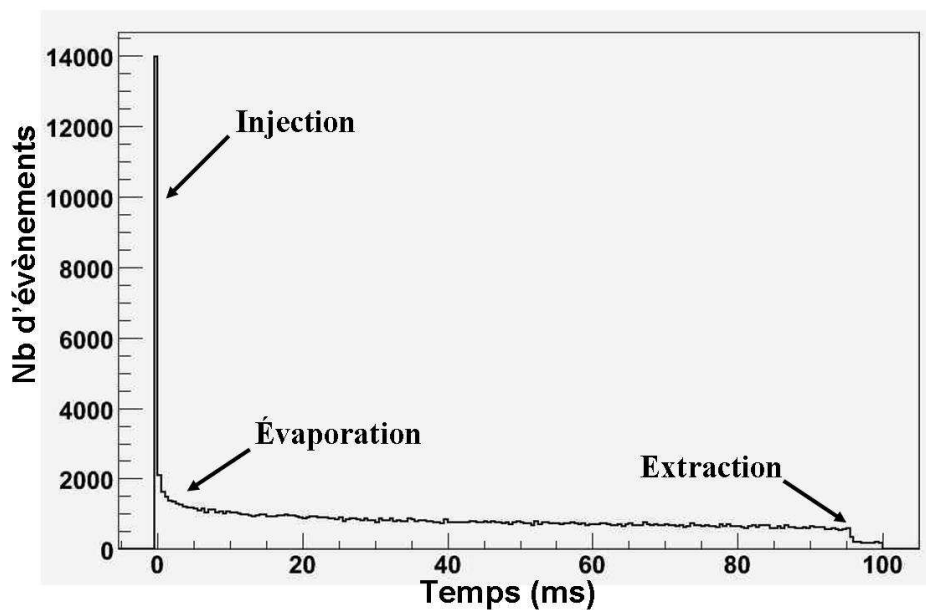


Fig 7.2.5: Evolution du nombre de coïncidences détectées au cours de la durée du cycle.

Le temps de vie des ions dans le piège peut être déduit d'un ajustement exponentiel décroissant du nombre de coïncidences détectées entre 30 et 95 ms, il résulte :

$$\tau_{tot} = 200 \text{ ms}$$

Ce temps de vie inclut la période de demi-vie radioactive de l' ${}^6\text{He}$ et le temps de vie des ions dans le piège est alors :

$$\tau_{\text{piège}} \cong 241 \text{ ms}$$

Le spectre de temps de vol

La figure 7.2.6 montre le premier spectre de temps de vol obtenu sur une durée de 2 heures.

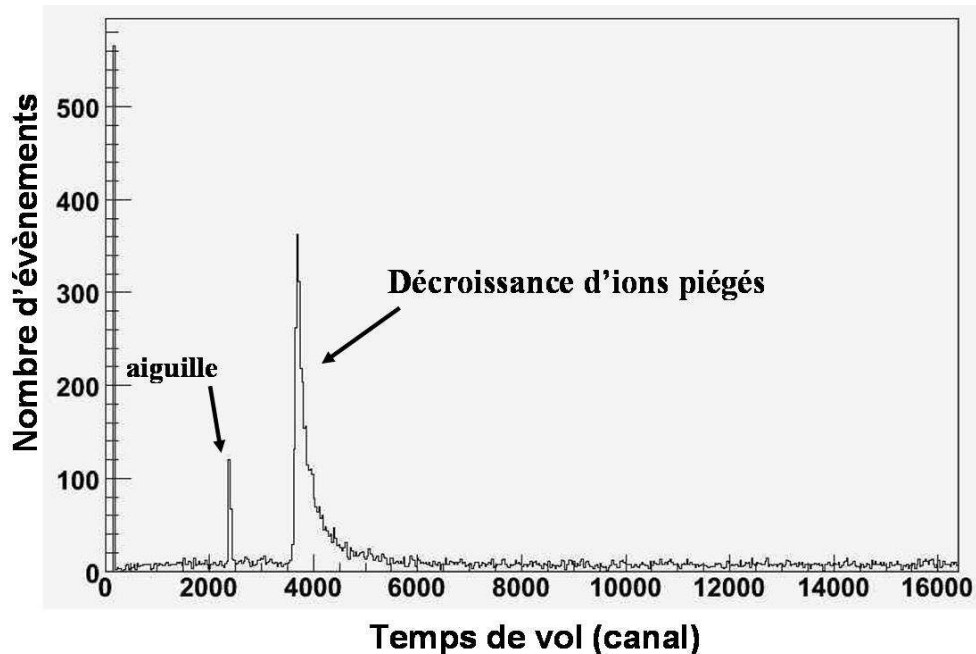


Fig 7.2.6: Spectre de temps de vol (non calibré en temps) des ions de recul par rapport à l'électron.

On observe très nettement le pic de temps de vol correspondant aux décroissances des ions piégés. Le rapport signal sur bruit est ici nettement meilleur que lors de la première expérience de mai 2005. On distingue également un pic très fin qui semble correspondre au temps zéro du temps de vol : détection 'simultanée' d'une particule sur le détecteur β et sur le détecteur d'ion. Nous reviendrons plus loin sur l'origine de cette aiguille. Disons seulement que la position de celle-ci a été prise comme référence en temps pour recalibrer entre eux les spectres obtenus pour les différentes périodes d'acquisition de données.

Nous pouvons remarquer la présence d'un bruit de fond qui semble être réparti uniformément sur toute la durée de la fenêtre de coïncidence utilisée (la partie comprise entre le canal 0 et environ 1000 est inexploitable à cause de forts défauts de linéarité de l'ensemble TAC+ADC utilisé (fig 6.4.2)). Le nombre d'événements accumulé pendant ces deux heures est d'environ 7000.

Sur toute la durée de l'expérience, un total d'environ $1.7 \cdot 10^5$ événements en coïncidences a ainsi été enregistré. Ces événements sont des événements pour lesquels une particule a été détectée sur la galette de micro-canaux et une autre dans le scintillateur du télescope β . Nous verrons plus loin que, parmi ces événements, d'autres observables nécessaires peuvent être

absentes (notamment la position enregistrée sur les lignes à retard du détecteur d'ion de recul ou la position enregistrée sur le silicium à piste pour l'électron). Ces derniers seront rejetés car la cinématique de la désintégration ne peut alors pas être reconstruite.

La figure 7.2.7 présente l'allure du spectre de temps de vol pour l'ensemble de la statistique accumulée (environ 170000 évènements).

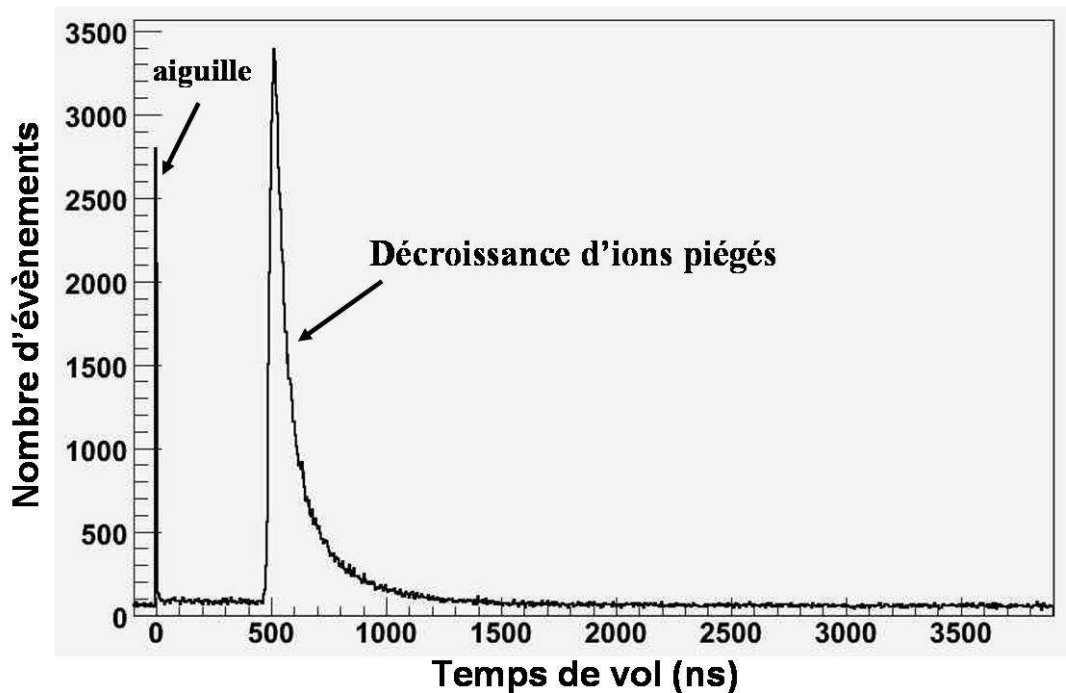


Fig 7.2.7 : Spectre de temps de vol pour l'ensemble des évènements en coïncidence.

La figure 7.2.8 montre ce même spectre en échelle logarithmique. On observe un niveau constant de coïncidences fortuites pour les temps de vol supérieurs à $3\mu\text{s}$ et pour les temps de vol négatifs. En effet, aucun évènement physique n'est attendu pour de tels temps de vol (fig 2.3.8). Ces coïncidences fortuites sont dues à la détection de 2 particules ne provenant pas de la même décroissance. Différents cas sont alors possibles :

- la détection d'un électron et d'un ion provenant de 2 décroissances indépendantes
- la détection de 2 électrons : l'un dans le télescope β et l'autre sur le détecteur de recul puisque l'efficacité de ce dernier n'est pas nulle pour des électrons de ces énergies [Duval06]
- la détection d'un gamma de bruit de fond dans le scintillateur et d'un ion (ou un électron) sur le détecteur de recul

Nous verrons qu'une grande partie de ces coïncidences fortuites peut être éliminée lorsque l'on impose de plus d'avoir un signal exploitable pour les lignes à retard (position de l'ion) et le silicium à pistes (position de l'électron).

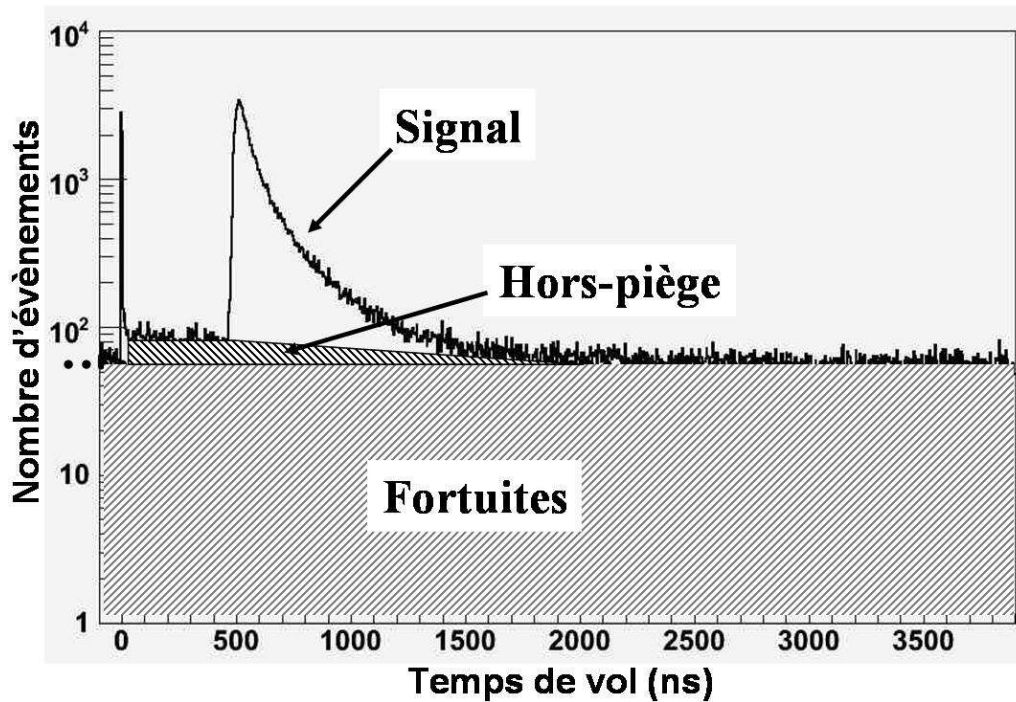


Fig 7.2.8 : Spectre de temps de vol calibré pour l'ensemble des événements en coïncidence.

Cependant, un surplus d'événements est présent pour des temps de vol compris entre 0 et 500 ns. Ces événements sont des vraies coïncidences (l'ion et l'électron détectés proviennent bien d'une même désintégration) mais la décroissance ne provient pas du centre du piège (on parlera de décroissances 'hors-piège'). Pour ce type d'événements, les temps de vol peuvent effectivement être très courts (cas de la désintégration d'un noyau ${}^6\text{He}$ situé proche du détecteur d'ion de recul) ou longs (cas de la désintégration d'un noyau ${}^6\text{He}$ situé plus près du télescope β). Ces événements pourraient avoir pour origine des décroissances de noyaux ${}^6\text{He}$ implantés devant chacun des détecteurs lors de l'injection des ions dans le piège ou la décroissance de noyaux ${}^6\text{He}$ présents sous forme de gaz dans la chambre du piège. L'importance respective de ces 2 contributions n'a pas été déterminée mais des mesures expérimentales seront réalisées pour essayer d'évaluer le nombre d'ions implantés sur les détecteurs lors de l'injection. Des simulations seront alors réalisées pour essayer de reproduire la forme observée sur le spectre expérimental de coïncidence.

Rapport signal sur bruit

Si l'on se place dans la zone d'intérêt du spectre pour la détermination de la valeur de a (entre 470 et 2000 ns), que l'on considère la contribution des coïncidences fortuites et celle des mauvaises coïncidences, on peut définir un rapport signal sur bruit brut :

$$\left. \frac{S}{B} \right|_{\text{brut}} = \frac{N_{\text{Tot}} - (N_{\text{fortuites}} + 0.5 \times N_{\text{hors-piège}})}{N_{\text{fortuites}} + 0.5 \times N_{\text{hors-piège}}} \approx 3.8$$

Où $N_{\text{fortuites}}$ correspond au taux de coïncidences fortuites (fig 7.2.8) et $N_{\text{hors-piège}}$ correspond au taux de coïncidences ne provenant pas du centre du piège. Pour cette estimation, nous avons considéré arbitrairement une diminution linéaire entre une valeur initiale et zéro (d'où

le facteur 0.5) puisque l'on ne connaît a priori pas la forme de la répartition en temps de vol de ces coïncidences 'hors-piège'. Celle-ci sera tirée des simulations lorsque la proportion des 2 contributions aura été identifiée.

Rappelons que le rapport signal sur bruit calculé précédemment correspond à des événements pour lesquels un signal a été détecté sur le télescope β et sur le détecteur de recul. Si l'on ne considère que les événements complets (c'est-à-dire ceux pour lesquels on dispose aussi de l'information sur la position des deux particules), ce rapport vaut :

$$\frac{S}{B} \Big|_{\text{complet}} \approx 9.9$$

Le fait de sélectionner uniquement les événements complets permet donc de gagner un facteur 2.5 environ sur le rapport signal sur bruit. Cette condition supplémentaire supprime environ 10 % des événements du signal. La figure 7.2.9 montre la comparaison entre le spectre de temps de vol brut et le spectre pour les événements complets. Les événements supprimés sont donc bien essentiellement des coïncidences fortuites. Notons que l'absence d'événements complets pour les temps de vol inférieurs à 300 ns est dû à un défaut dans la synchronisation des points de validation des codeurs permettant la localisation de l'ion de recul. Les observables liées au détecteur d'ion de recul (charge récoltée sur la galette MCP et signaux des lignes à retard) sont donc inexploitable pour ces temps de vol.

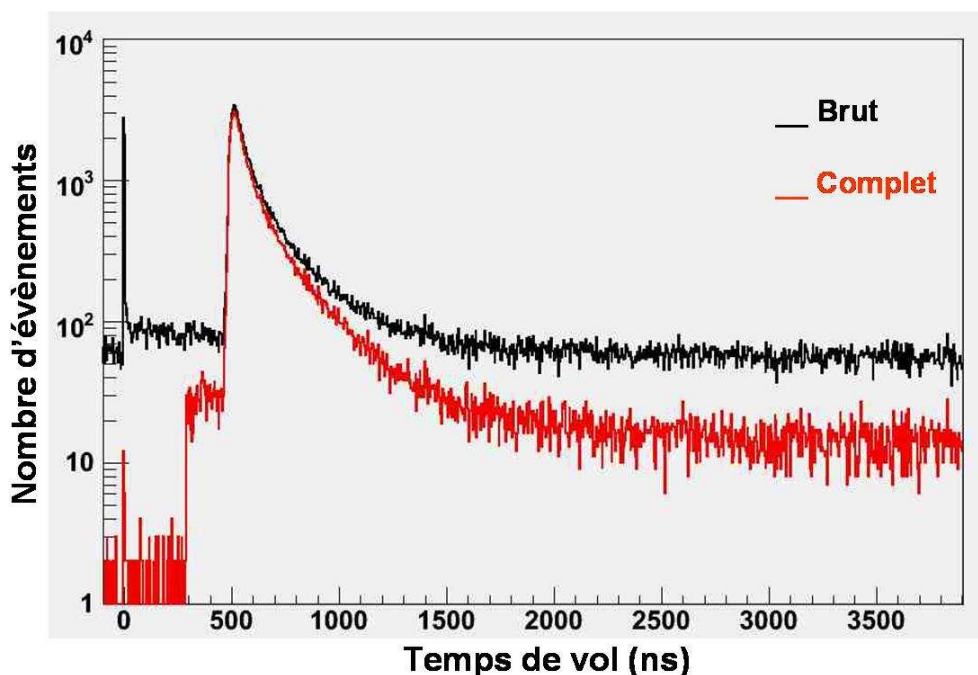


Fig 7.2.9 : Spectre de temps de vol brut et pour les événements complets.

Spectre en énergie dans le scintillateur

La figure 7.2.10 présente l'énergie déposée dans le scintillateur. Notons qu'il s'agit bien de l'énergie déposée dans le scintillateur et non pas de l'énergie des électrons puisqu'il faut pour cela tenir compte, notamment, de la perte d'énergie dans le Silicium à pistes. On remarque sur ce spectre une contribution à basse énergie qui ne correspond pas à la détection d'électrons

provenant du piège (pour ces événements, aucun signal n'est détecté dans le Silicium à pistes). Ces événements proviennent du bruit de fond. Si l'on compare le spectre conditionné par le Silicium à pistes au spectre attendu pour une détection en coïncidence des électrons dans cette configuration 'back-to-back' (fig 2.3.6), on constate malgré tout un excès d'événements à basse énergie provenant notamment de coïncidences fortuites et 'hors-piège'.

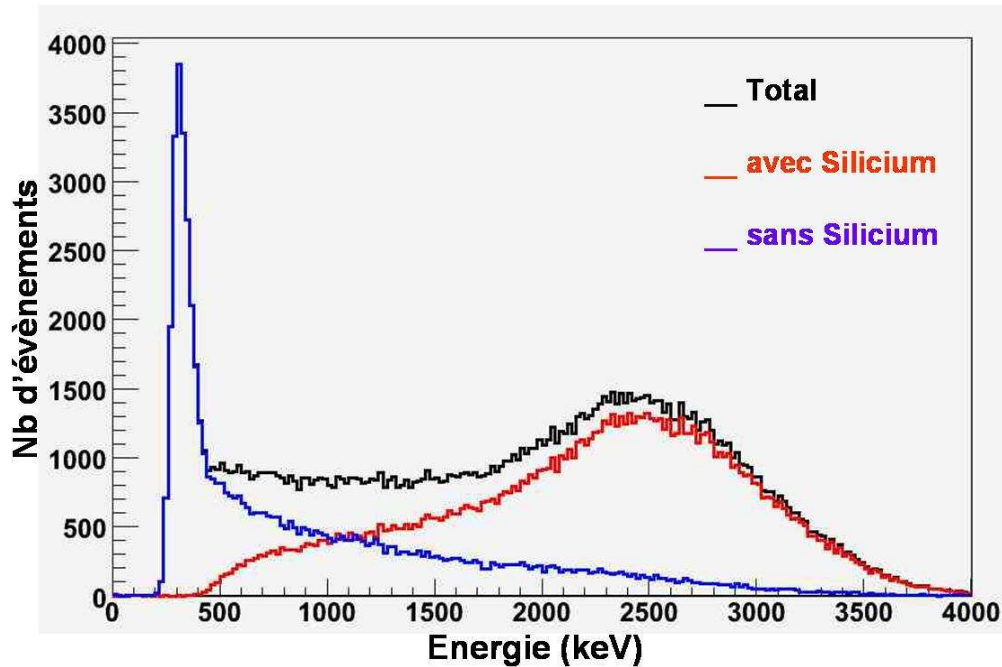


Fig 7.2.10 : Energie déposée dans le scintillateur dans le cas où les particules déposent ou non un signal dans le silicium à pistes.

Le silicium à pistes

La forme des distributions en position des électrons détectés sur le Silicium à pistes est présentée sur la figure 7.2.11.

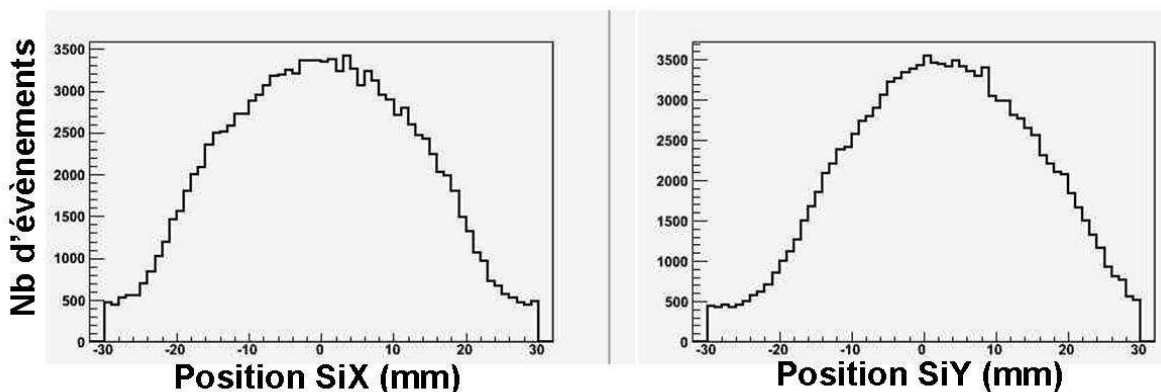


Fig 7.2.11 : Distribution en position des événements en coïncidence selon les deux directions X et Y.

On remarque clairement que, selon la direction Y, la distribution n'est pas symétrique autour de zéro. En outre, le décalage peut être estimé à environ 2.5 mm. Cela signifie donc que le détecteur n'est pas correctement aligné par rapport au centre du piège. En effet, le positionnement des détecteurs par rapport au piège a été réalisé grâce aux collimateurs et ceci n'assure le correct positionnement du détecteur que si l'ajustement du collimateur et du détecteur entre eux est parfaitement réalisé. Ce défaut d'alignement devra évidemment être pris en compte dans l'analyse des données (selon les directions X et Y).

La figure 7.2.12 montre la corrélation entre l'énergie récoltée sur les deux cotés du Silicium. On note bien une répartition relativement uniforme autour du MIP des électrons dans 300 μm de Silicium soit environ 110 keV (voir VI.1.2.1).

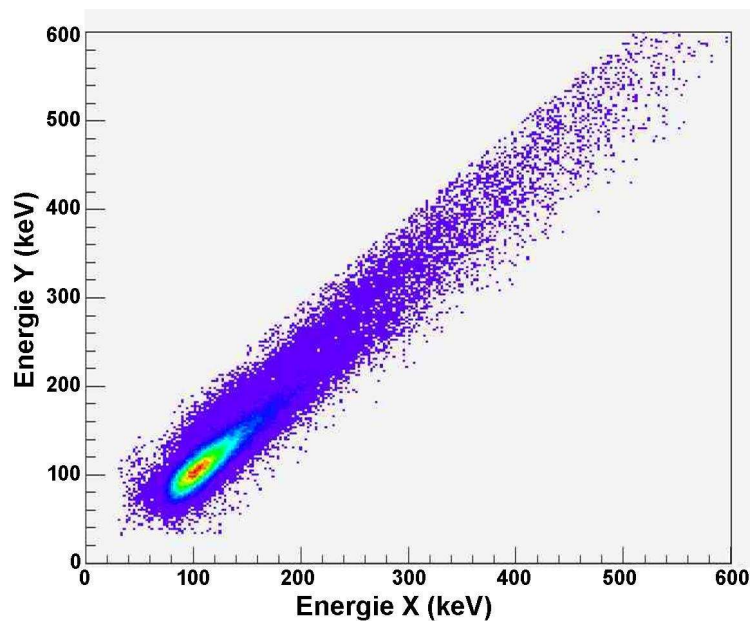


Fig 7.2.12 : Energie déposée sur chaque côté du Silicium à pistes.

Spectre en position des ions

La figure 7.2.13 présente la forme de la distribution en position des ions de recul détectés. Ici aussi, il semble que le détecteur ne soit pas centré par rapport au piège.

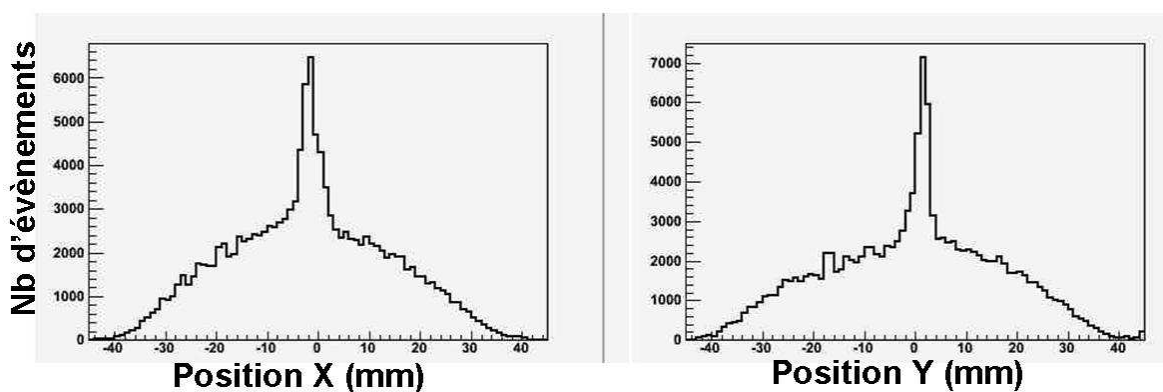


Fig 7.2.13 : Distribution en position des ions de recul détectés.

L'origine des deux pics observés autour des positions $x=0$ et $y=0$ n'a pas été clairement identifiée. La proportion de ces événements diminue cependant d'un facteur 4 environ si l'on ne considère que les événements complets et ayants lieu plus de 2 ms après l'injection dans le piège, ce qui démontre une forte contribution des coïncidences fortuites liées à la phase d'injection.

VII.2.3.3 Les observables sans coïncidences

Rappelons que lors de l'expérience, le déclenchement de l'acquisition était donné par la détection d'une particule dans le scintillateur plastique du télescope β . Nous savons également que dans la majorité des cas, il n'y aura pas détection de l'ion correspondant (car il n'est pas émis en direction du détecteur d'ion de recul ou encore parce que celui-ci n'a une efficacité optimale que d'environ 50 %). Nous pouvons alors comparer ce nombre de particules détectées en 'single' avec le nombre de coïncidences enregistrées. Nous avons vu (chap II.3) que lorsque qu'un électron est détecté, la probabilité de détecter l'ion de recul est d'environ 10 %. Calculons alors ce même rapport avec les données de l'expérience. On obtient, pour les événements pour lesquels un signal est présent dans le Silicium à pistes, en moyenne :

$$\eta = \frac{N_{coinc}}{N_{Single}} \approx 1 \%$$

Il y a donc un facteur 10 de différence entre ce nombre et celui tiré des simulations. Cette différence pourrait s'expliquer la présence d' ${}^6\text{He}$ gazeux dans l'enceinte et par la présence d'ions ${}^6\text{He}^+$ implantés sur la feuille de mylar qui sépare les vides entre l'enceinte du piège et le détecteur β . Lors de la décroissance de ces noyaux, l'angle solide offert par le scintillateur est alors très important. Les déclenchements dus à ces ions implantés contribuent également dans le taux de coïncidences fortuites et de mauvaises coïncidences observées. Ici aussi, des mesures expérimentales et des simulations seront menées pour vérifier ces hypothèses.

Spectre en énergie dans le scintillateur

Notons qu'environ $\frac{3}{4}$ des déclenchements du scintillateur plastique sont dus au bruit de fond de la salle ou au bruit d'obscurité de l'ensemble Scintillateur+PM. Ces événements sont facilement identifiables par le fait qu'il n'y pas d'énergie déposée dans le silicium à pistes. La figure 7.2.14 montre l'identification des événements avec et sans conditions sur le silicium.

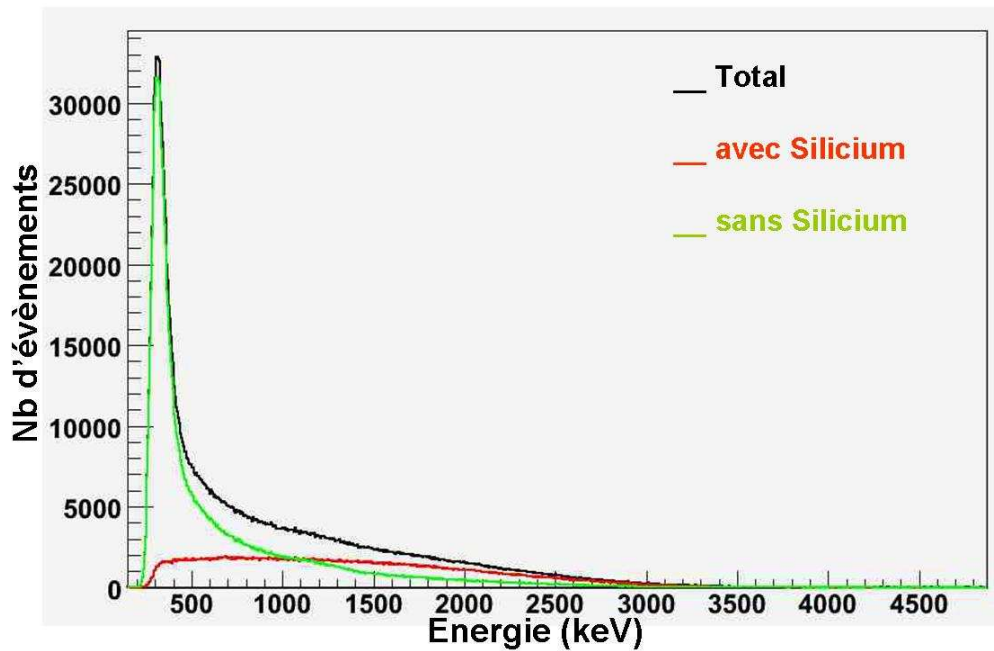


Fig 7.2.14 : Energie déposée dans le scintillateur pour les évènements en single avec ou sans condition sur le silicium à pistes.

Nous pouvons maintenant comparer la forme du spectre en énergie β obtenu lorsque l'on impose la condition de détection d'un signal dans le Silicium à pistes et celle d'un spectre β convolué avec la résolution en énergie du scintillateur (fig 7.2.15).

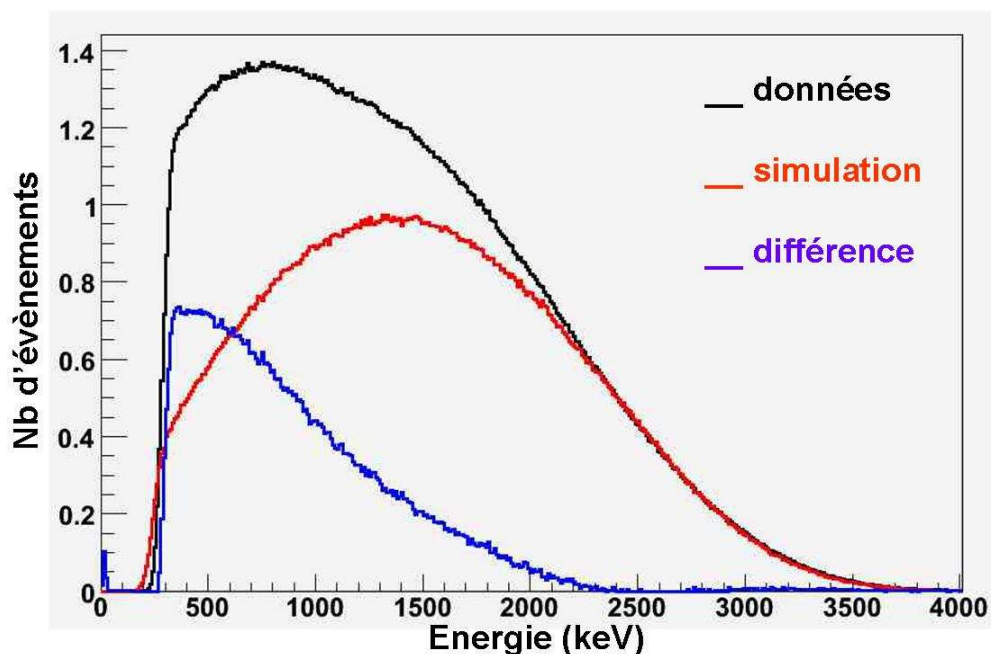


Fig 7.2.15 : Energie déposée dans le scintillateur pour les évènements en single avec condition sur le silicium à pistes (comparaison entre des données et la simulation).

Le spectre expérimental est déformé à basse énergie par la contribution d'électrons (provenant de décroissances 'hors-piège') ayant préalablement diffusé sur les parois des collimateurs. Des simulations utilisant le logiciel GEANT4 seront réalisées pour tenter de reproduire ces effets de diffusions des électrons dans l'enceinte du piège.

VII.2.4 Etude de l'aiguille de temps de vol

Pendant l'expérience, le STOP du temps de vol (signal logique provenant de la détection d'un ion de recul) est retardé de $1 \mu\text{s}$ pour permettre l'étude des coïncidences fortuites à gauche du pic de temps de vol. Il a été observé pendant l'expérience qu'un pic très fin est présent à gauche du pic de temps de vol attendu pour les décroissances d'ions piégés (fig 7.2.7). La position de ce dernier semble coïncider avec la position du temps $t=0$. Cependant, il existe une différence d'environ 0.25 ns entre la position de cette aiguille et le temps zéro déterminé grâce à la source d' ^{241}Am (chapitre VI.4.2). Rappelons que, à cause d'une mauvaise synchronisation des points de validation des codeurs, les observables liées au détecteur d'ion de recul sont inexploitable pour les événements de temps de vol inférieur à environ 300 ns . Pour l'étude de cette aiguille de temps de vol, nous n'avons accès qu'aux informations liées au télescope β et évidemment au temps de vol entre les deux détecteurs.

Une étude menée après l'expérience a montré que cette aiguille de temps de vol est présente en l'absence de faisceau radioactif et que son origine n'est donc pas liée aux décroissances des noyaux ^6He . La fréquence moyenne de détection de tels événements a été estimée à :

$$f \cong 7.10^{-3} \text{ s}^{-1}$$

Pour essayer néanmoins de comprendre la provenance de ce pic, la distribution des autres observables a été analysée. Les événements correspondant à ce pic sont présents uniformément pendant toute la durée du piégeage (fig 7.2.16.a) ; ceci confirme bien qu'il n'est pas relié aux ions $^6\text{He}^+$. La charge déposée dans le scintillateur pour ces événements s'étend jusqu'à environ 3 MeV (fig 7.2.16.b).

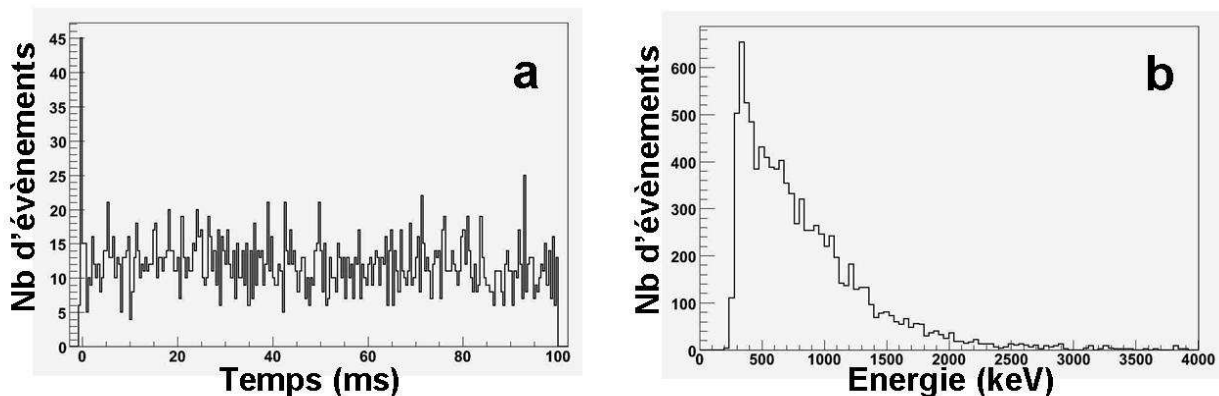


Fig 7.2.16 : Caractérisation de l'aiguille de temps de vol :

a. répartition au cours du cycle de piégeage b. énergie déposée dans le scintillateur

Imposons maintenant que la particule détectée dans le scintillateur ait également déposé (ou non) de l'énergie dans le Silicium à pistes. On distingue alors deux contributions distinctes. L'une semble provenir de particules chargées et l'autre de particules ne déposant pas

d'énergie dans le Silicium à pistes. La répartition en temps de vol de chacune de ces contributions est présentée sur la figure 7.2.17.

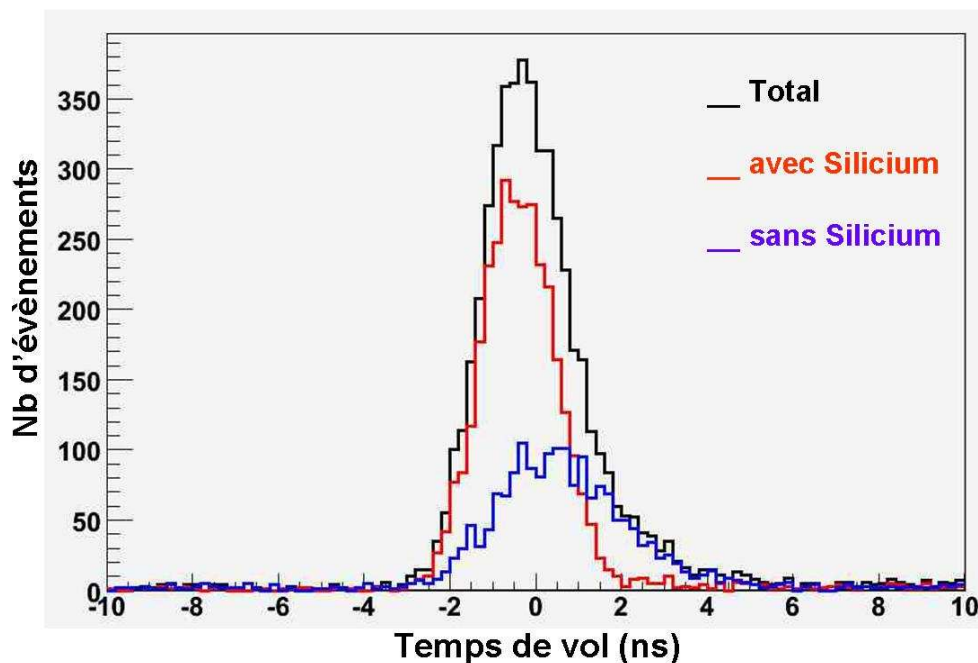


Fig 7.2.17 : Identification de deux contributions distinctes dans la forme en temps de vol de l'aiguille.

La différence de temps de vol moyen entre chacune de ces contributions est d'environ :

$$\Delta t \cong 0.95 \text{ ns}$$

Les largeurs respectives associées sont :

$$\sigma_{Si} \cong 0.86 \text{ ns} \quad \text{et} \quad \sigma_{\bar{Si}} \cong 1.41 \text{ ns}$$

La proportion des deux contributions est la suivante :

$$n_{Si} \cong 65 \% \quad \text{et} \quad n_{\bar{Si}} \cong 35 \%$$

La figure 7.2.18 montre l'énergie déposée dans le scintillateur pour ces deux contributions. Dans les deux cas l'énergie déposée peut aller jusqu'à environ 3 MeV (rappelons que la coupure à basse énergie aux alentours de 250 keV est due au seuil de détection imposé).

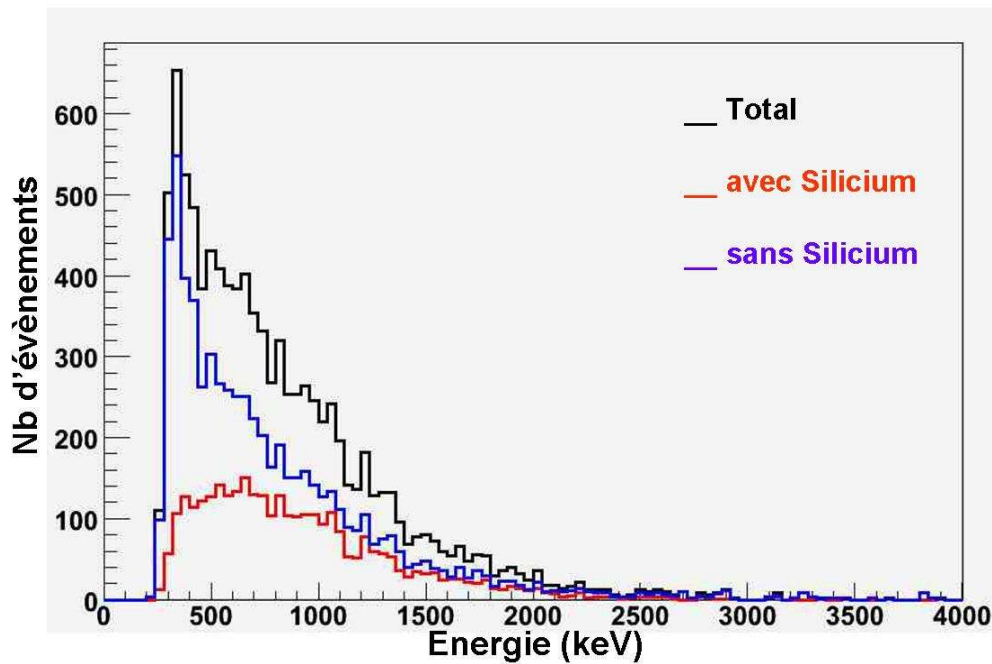


Fig 7.2.18 : Energie déposée dans le scintillateur pour chacune des deux contributions.

Pour les particules chargées, nous pouvons de plus étudier le signal donné par le Silicium à pistes (fig 7.2.19).

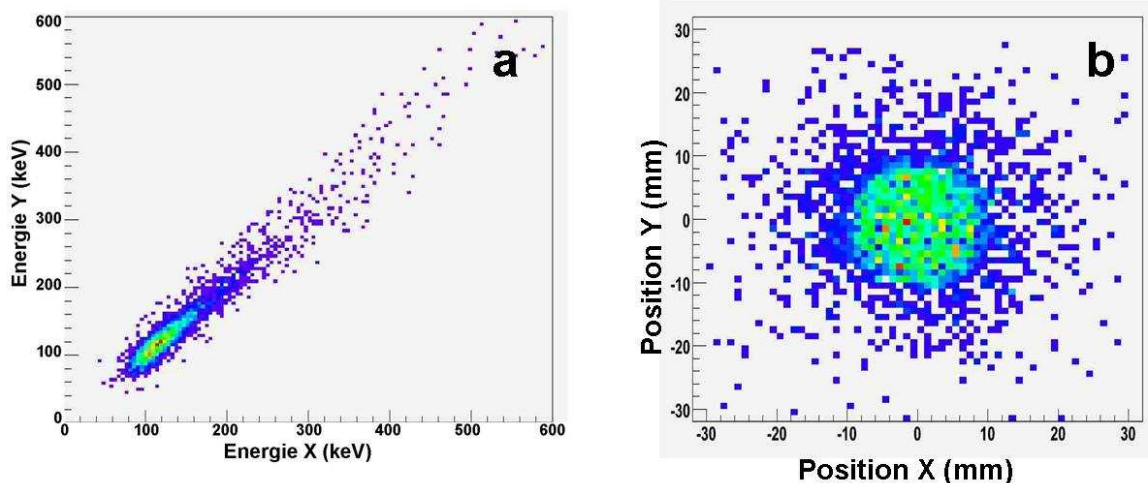


Fig 7.2.19 : Signature des signaux de l'aiguille de temps de vol :

a. énergie déposée dans le Silicium à pistes, b. image des impacts sur le Silicium à pistes.

L'énergie déposée dans le Silicium à pistes correspond au MIP des électrons dans une épaisseur de 300 μm de Silicium : il peut donc s'agir d'électrons (voir fig 7.2.12). De plus, la position des impacts est concentrée sur le centre du détecteur. Cette dernière observation semble montrer que ces électrons doivent traverser les deux collimateurs avant d'être détectés. Ceci est cohérent avec le fait que l'on détecte ici « simultanément » une particule sur la galette de micro-canaux et dans le télescope β .

Une explication possible de la présence de cette aiguille peut alors être une activité radioactive propre à la galette. Dans ce cas, lors de la décroissance du noyau, un signal est directement détecté dans la galette de micro-canaux et un électron (ou un photon γ) est émis dans la direction du télescope β . Une simulation a montré que la probabilité de détection dans le scintillateur d'une particule (e^- ou γ) émis uniformément en surface de la galette est d'environ $2.8 \cdot 10^{-4}$. Nous avons vu que le nombre de tels événements détectés est de $7 \cdot 10^{-3}$ par seconde et que parmi eux 35 % proviennent de photons. L'efficacité de détection du scintillateur pour des photons de 1.5 MeV est d'environ 35 %. L'activité correspondante serait alors de $\frac{7 \cdot 10^{-3}}{2.8 \cdot 10^{-4} \times 0.35} \times 0.35 \approx 25 \text{ Bq}$. Pour tenter de vérifier cette hypothèse, l'activité

radioactive de la galette a été mesurée grâce à un détecteur Germanium mais aucune activité de cet ordre n'a pu être identifiée.

Des tests supplémentaires sont prévus pour identifier l'origine physique de cette aiguille. Ceci permettrait alors de valider la calibration en temps de vol réalisée grâce à la source d' ^{241}Am . En effet, l'origine de la présence d'une telle aiguille doit permettre d'expliquer la différence observée entre le temps zéro déterminé par la source d' ^{241}Am et la position de l'aiguille.

VII.2.5 Reconstruction de la cinématique

La mesure en coïncidence des deux particules issues de la désintégration des noyaux d' ^6He permet d'avoir accès à 3 observables physiques :

- le temps de vol de l'ion
- l'énergie de l'électron
- l'angle entre les deux particules

Or, la cinématique de la réaction est totalement décrite par 2 observables seulement. On a donc la possibilité de reconstruire la cinématique de la décroissance et de tester la validité de l'évènement grâce à la troisième observable. Plusieurs stratégies sont alors envisageables ; l'une d'elle consiste à utiliser l'ensemble des 3 observables pour calculer la masse du neutrino. Pour cela, on compare l'énergie E_ν communiquée au neutrino (calculée à partir du principe de conservation de l'énergie) avec l'impulsion p_ν du neutrino (calculée par conservation de l'impulsion). On déduit alors une masse au carré du neutrino telle que :

$$M_\nu^2 c^4 = E_\nu^2 - p_\nu^2 c^2$$

Notons que cette reconstruction ne peut évidemment se faire que pour les événements complets (c'est-à-dire les événements pour lesquels toutes les observables ont été mesurées) et rappelons que pour les temps de vol inférieurs à 300 ns, aucun événement complet n'est disponible. La distribution en M_ν^2 est alors tronquée des événements de temps de vol inférieur à 300 ns.

Les figures 7.2.20 et 7.2.21 présentent la distribution de cette masse du neutrino reconstruite pour les événements complets en coïncidence.

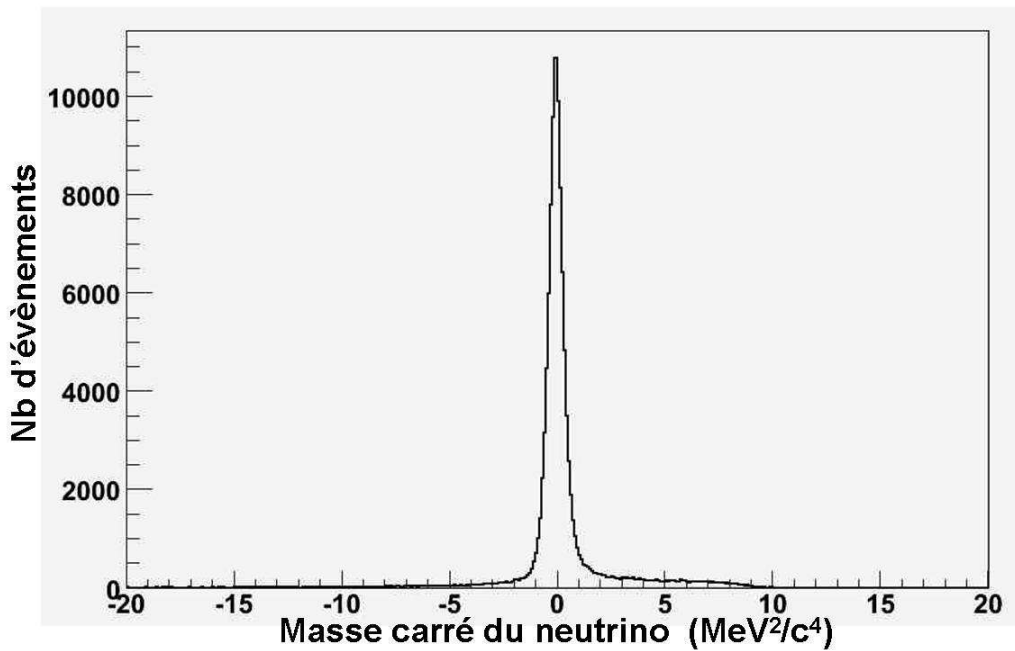


Fig 7.2.20 : Masse au carré du neutrino reconstruite à partir des 3 observables mesurées.

La reconstruction est bien réalisée pour la plupart des événements (distribution symétrique centrée sur 0). Cependant, les événements provenant de coïncidences fortuites ou de mauvaises coïncidences peuvent être identifiées par cette méthode. La figure 7.2.20 montre cette même reconstruction de M_ν^2 en échelle logarithmique.

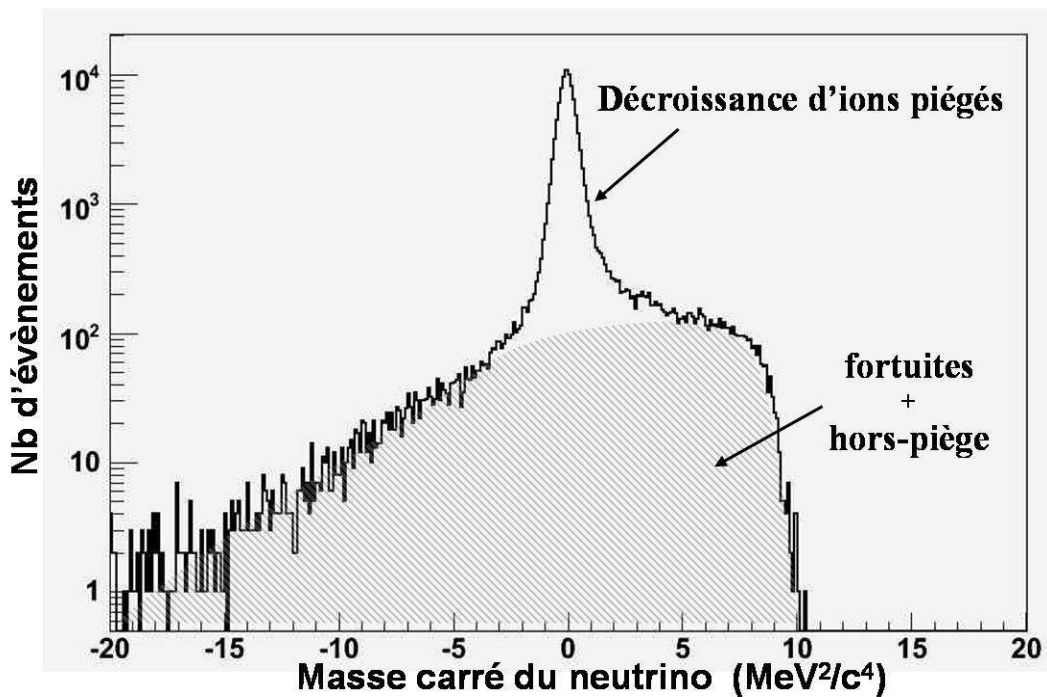


Fig 7.2.21 : Masse au carré du neutrino reconstruite à partir des 3 observables mesurées.

La largeur de cette distribution de la masse au carré du neutrino est de :

$$FWHM \cong 1.0 \text{ MeV}^2 / c^4$$

VII.2.6 Analyse préliminaire

Nous allons ici discuter plusieurs points qui constituent une analyse préliminaire des données recueillies pendant cette expérience. La statistique accumulée (environ 10^5 évènements complets) correspond à une erreur statistique inférieure à 2 % sur la détermination de la valeur de a [Delahaye02]. Cependant, une étude des effets systématiques sur la mesure est indispensable pour l'analyse des données. Rappelons que la valeur de a sera déduite d'une comparaison du spectre de temps de vol expérimental avec des simulations réalisées pour différentes valeurs de a . Pour cela, les simulations doivent reproduire tous les effets systématiques qui affectent la mesure expérimentale. Ceux-ci incluent d'une part la résolution sur la mesure des différentes observables. Mais d'autres sources d'erreurs systématiques sont liées : à la connaissance de la phase d'espace du nuage d'ions, à l'influence de la RF sur les trajectoires des ions de recul, au positionnement précis des détecteurs par rapport au piège, aux contributions des décroissances 'hors-piège' ainsi qu'à la diffusion des électrons autour du système de détection. Il est nécessaire de quantifier ces effets systématiques car l'incertitude sur la connaissance de ces effets constituera l'incertitude systématique sur la mesure de a .

Nous allons ici présenter une comparaison préliminaire entre les données de l'expérience et les résultats de simulations Monte-Carlo de la décroissance d'ions piégés utilisant un code développé par Pierre Delahaye [Delahaye02]. Il ne s'agit pas ici d'une analyse finale des données mais d'une analyse qualitative en vue d'identifier les effets systématiques mais sans en tirer d'incertitude sur la mesure de a . Les simulations sur lesquelles va s'appuyer la comparaison qui va suivre n'incluent pas toutes les sources d'effets systématiques identifiées et correspondent aux conditions du Modèle Standard $a_0 = -\frac{1}{3}$. Elles comportent une modélisation de :

- L'influence de la tension de piégeage sur les trajectoires des ions de recul. Les valeurs d'amplitude et de fréquence sont celles utilisées pendant l'expérience :

$$V_{RF} = 60 \text{ V} \quad \text{et} \quad f_{RF} = 1.15 \text{ MHz}$$

- L'espace de phase du nuage d'ions après refroidissement sur le gaz H_2 . Les largeurs des distributions en position et en vitesse sont celles déterminées par les simulations de piégeage (chapitre V):

$$\sigma_{radial} = 1.2 \text{ mm} \quad \text{et} \quad \sigma_{axial} = 0.6 \text{ mm}$$

$$\sigma_V = 1200 \text{ m.s}^{-1}$$

Notons qu'il n'a pas été tenu compte des variations de ces distributions dues aux micromouvements ni de la corrélation qui existe entre la position et la vitesse d'un ion à un instant donné. On utilise ici indépendamment les largeurs moyennes de chacune des distributions.

- La résolution en énergie de l'ensemble scintillateur + PM qui a été déterminée expérimentalement :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 11 \%$$

- La géométrie du système de détection avec les collimateurs utilisés :

$$\phi_{\text{telescope}} = 12 \text{ mm} \quad \text{et} \quad \phi_{\text{recoil}} = 16 \text{ mm}$$

En revanche, ni les diffusions (scattering) des électrons sur les parois de la chambre du piège, ni le shake-off des électrons lors du recul des ions ${}^6\text{Li}^{++}$, ni la présence d'ions implantés devant les détecteurs ou celle d'atomes ${}^6\text{He}$ à l'état de gaz n'ont été incluses dans cette simulation.

De plus, le temps de vol des ions dans la zone de post-accélération située devant le détecteur de recul a été introduit de manière analytique. Rappelons que cette zone de post-accélération est délimitée par une grille transparente (à un potentiel de 0 V) et la face avant de la galette (à un potentiel de -4000 V). Dans cette zone, il règne donc un champ électrique constant :

$$E = \frac{\Delta V}{d_{PA}}$$

où $\Delta V = 4000 \text{ V}$ et $d_{PA} = 4 \text{ mm}$ est la distance entre la grille et la face avant de la galette. Il en résulte que les ions incidents subissent une accélération progressive de leur énergie cinétique initiale T_0 à une énergie finale $T = T_0 + q \times V$ où q est la charge de l'ion. Le calcul du temps de vol dans cette zone est réalisée pour chaque ion à partir de sa vitesse initiale $v_{0\perp}$ normale à la surface du détecteur et par application du principe fondamental de la dynamique. Pour les ions les plus rapides ($T_0 \cong 1.4 \text{ keV}$), ce temps de vol vaut :

$$t_{\text{PostAccel}} \cong 10.5 \text{ ns}$$

Cette correction du temps de vol est donc indispensable pour la comparaison entre les simulations et les résultats expérimentaux..

Position du pic de temps de vol

Nous avons vu dans le chapitre II.3 que la position du front de montée du pic de temps de vol est très peu sensible à la valeur de a . La position de ce front est alors utilisée ici pour contrôler la distance qui sépare le centre du piège du détecteur d'ion de recul. La figure 7.2.22 présente une comparaison entre les données expérimentales et une simulation imposant la distance théorique entre le centre du piège et le détecteur de recul $d = 100 \text{ mm}$.

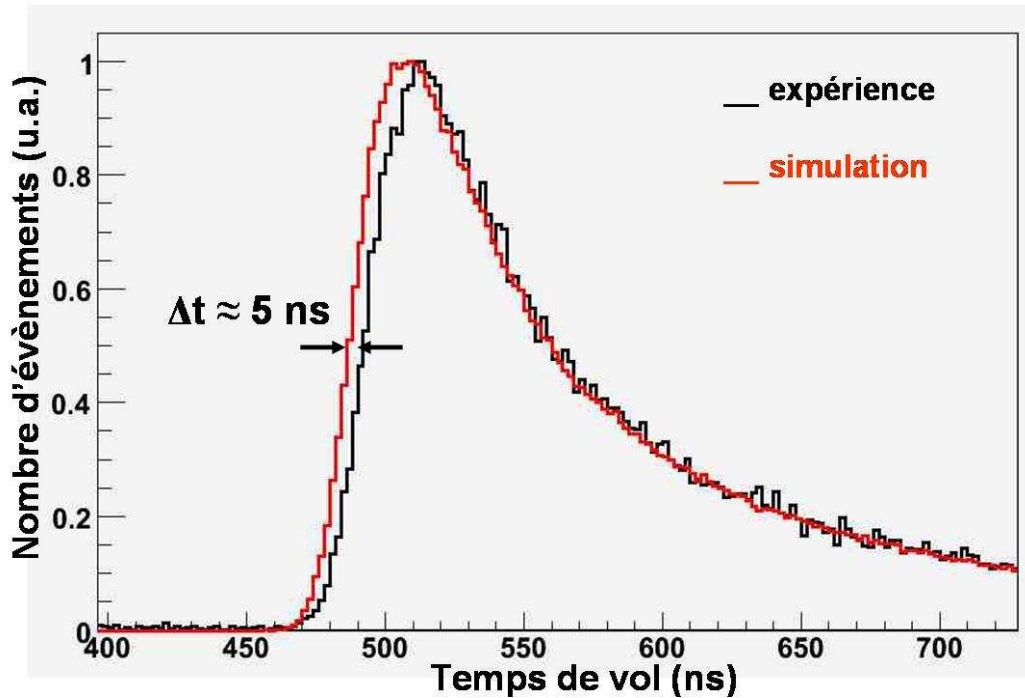


Fig 7.2.22 : Comparaison du spectre de temps de vol expérimental et d'un spectre simulé pour une distance entre le centre du piège et le détecteur d'ions de 100 mm.

Pour le spectre expérimental, une soustraction d'un niveau constant de coïncidences fortuites a été réalisée. La normalisation des deux spectres est faite ensuite par rapport au maximum de chacun des spectres. La différence de temps de vol est prise à mi-hauteur du front de montée du signal de coïncidence et vaut :

$$\Delta t = 5.0 \pm 0.5 \text{ ns}$$

Cette différence est non négligeable et est bien supérieure aux incertitudes liées à la position du temps zéro ou à la résolution en temps du dispositif de détection. Ce décalage peut être attribué à la position du détecteur d'ions par rapport au centre du piège ou à la grandeur de la zone de post-accélération. Or, un tel temps de vol dans la zone de post-accélération correspondrait à une distance effective entre la grille et la face avant de la galette d'environ 2 mm. La tolérance sur assemblage mécanique de la grille par rapport à la galette interdit un tel écart avec les cotes théoriques. Dans la suite de cette analyse, cette différence de temps de vol sera donc attribuée entièrement à la distance entre le piège et le détecteur de recul. On peut ainsi recalculer la distance entre le centre du piège et le détecteur par :

$$d = 100 \times \left(1 + \frac{\Delta t}{t}\right) \cong 101 \text{ mm}$$

Une nouvelle simulation est alors réalisée utilisant la distance déterminée ci-dessus. La comparaison avec les données est exposée sur la figure 7.2.23.

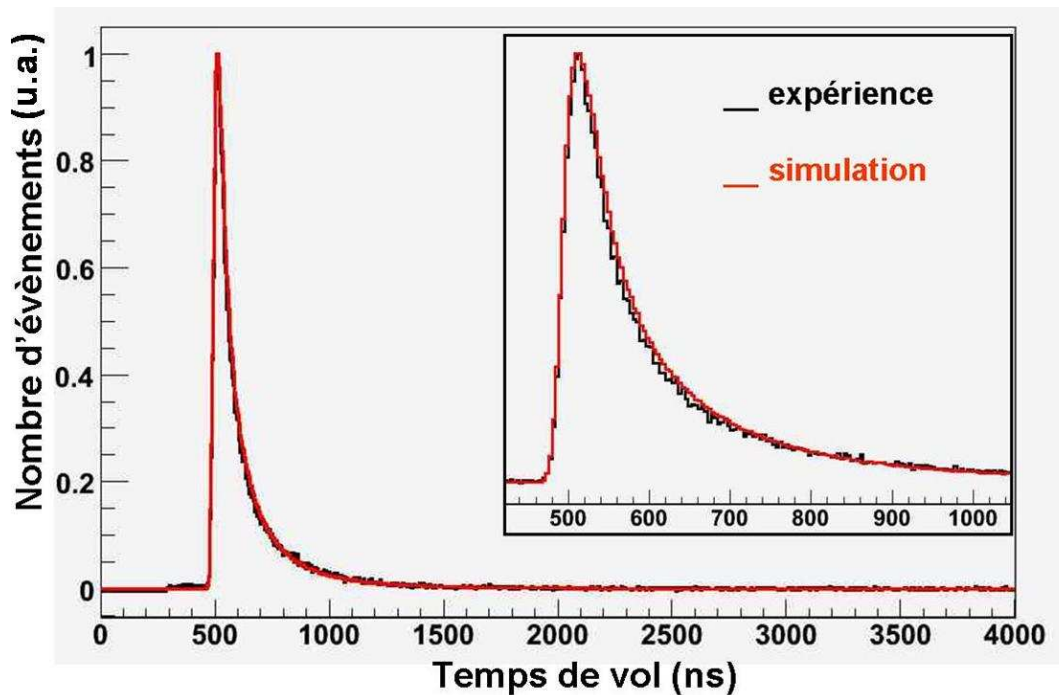


Fig 7.2.23: Comparaison du spectre de temps de vol expérimental avec une simulation utilisant $a_0 = -\frac{1}{3}$ et $d = 101$ mm.

Dans cette comparaison, seuls les évènements complets après refroidissement du nuage d'ions ($t > 20$ ms) ont été inclus. De plus, la soustraction du fond des coïncidences fortuites et la normalisation des deux spectres ont été réalisées de manière identique au cas précédent. En revanche, aucune correction n'a été apportée pour tenir compte des coïncidences 'hors-piège'. La fonction de réponse en temps des détecteurs n'est également pas incluse dans la simulation. On note alors que la forme générale du spectre de temps de vol est assez bien reproduite par les simulations. Nous ne sommes pas, faute de temps dans le cadre de cette thèse, allés plus loin dans cette analyse.

Influence de la tension RF

Nous allons mettre en évidence l'influence de la tension de piégeage sur la trajectoire (sur le temps de vol) des ions de recul émis. Ici encore une comparaison est faite avec la simulation. La figure 7.2.24 montre la forme du spectre de temps de vol pour quatre intervalles répartis sur une période RF.

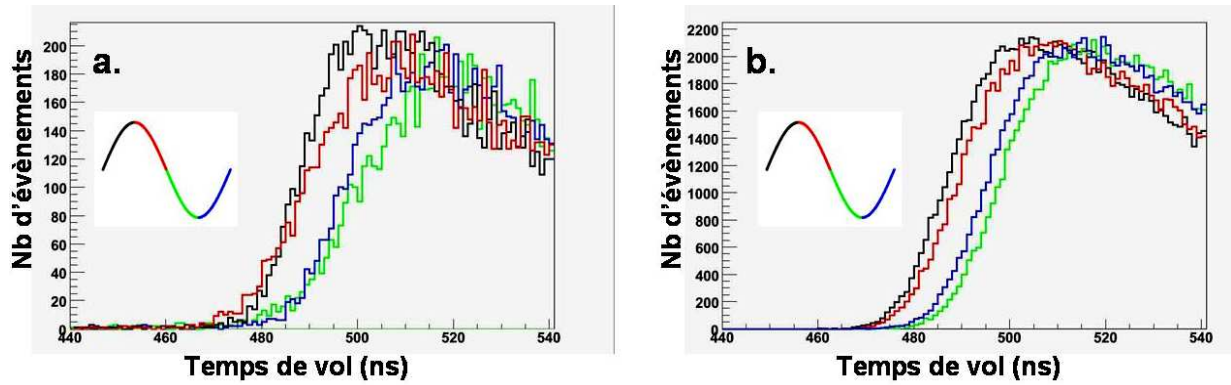


Fig 7.2.24 : Influence de la tension RF de piégeage sur le spectre de temps de vol
 a) données expérimentales, b) simulations

On note que les ions de recul sont alors accélérés ou ralentis par le champ de piégeage et que l'élargissement correspondant est de l'ordre de 15 à 20 ns. Cette différence de temps de vol est due à l'énergie potentielle des ions au moment de la décroissance. Un calcul approximatif permet de reproduire l'effet observé. Pour cela, considérons que la période RF est grande devant le temps de vol des ions avant leur sortie du piège. En effet, ceux-ci ne vont ressentir l'effet du champ de piégeage sur environ 1 cm (taille du piège) soit pendant un temps de l'ordre de 50 ns par rapport à la période RF d'environ 870 ns. Nous avons vu dans le chapitre V que le potentiel au centre du piège oscille entre les valeurs extrêmes :

$$V_{\min} = -0.379 \times V_{RF} \cong -23 V \text{ et } V_{\max} = +0.379 \times V_{RF} \cong 23 V$$

L'énergie potentielle des ions de recul ${}^6\text{Li}^{++}$ peut donc varier entre :

$$\Delta E = q \times (V_{\max} - V_{\min}) \cong 92 eV$$

Calculons alors la différence de temps de vol correspondant à cette différence d'énergie potentielle initiale pour les ions de recul les plus énergétiques:

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{1}{2} \frac{\Delta E}{E}$$

Où $E = 1400 eV$, $\Delta E = 92 eV$ et $t = 480 ns$.

On a alors :

$$\Delta t \cong 16 ns$$

On reproduit bien par cette approximation l'ordre de grandeur de la différence de temps de vol observé sur le front de montée du signal de coïncidence.

Même si l'influence est qualitativement bien reproduite dans la simulation, une modélisation plus complète de l'espace de phase du nuage est indispensable pour tenir compte de l'effet du micromouvement des ions piégés. En effet, l'élargissement mentionné ci-dessus correspond aux ions les plus rapides et l'effet est donc encore plus important pour la partie basse énergie du spectre de temps de vol de laquelle sera déduite la valeur du paramètre a .

Reconstruction de la cinématique

Nous allons maintenant étudier la reconstruction de la masse au carré du neutrino. La figure 7.2.25 montre la comparaison entre la reconstruction de la cinématique à partir des données expérimentales et de la simulation.

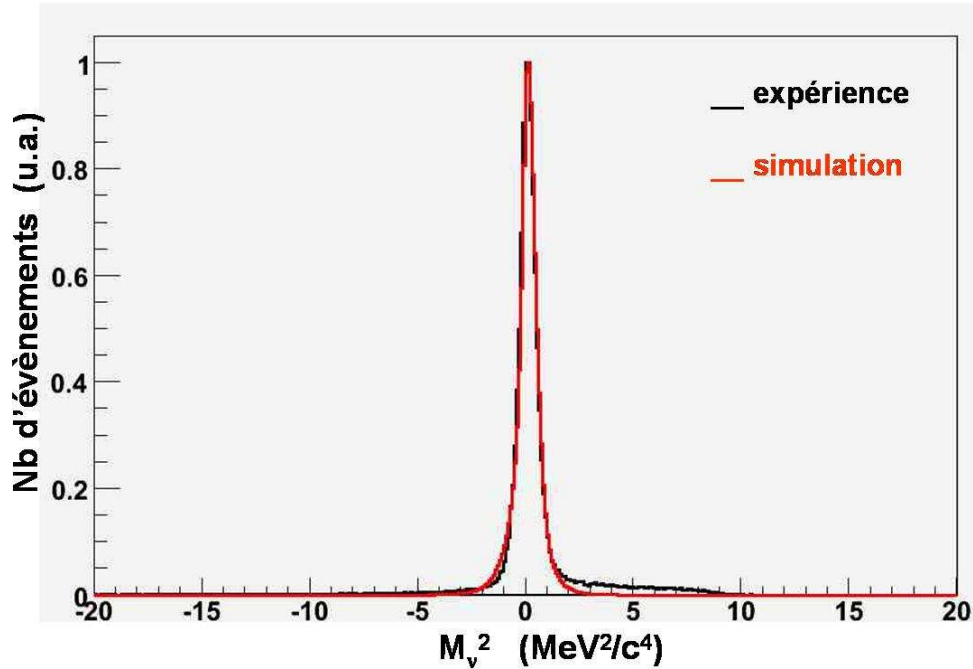


Fig 7.2.25 : Comparaison entre la masse au carré reconstruite du neutrino pour les évènements expérimentaux et pour des simulations de décroissances d'ions piégés.

La largeur de la distribution est correctement reproduite par les simulations :

$$FWHM \cong 1.0 \text{ MeV}^2 / c^4 \text{ ou encore } \sigma_{M_\nu^2} \cong 0.42 \text{ MeV}^2 / c^4$$

Ceci signifie notamment que les effets instrumentaux pour la détermination de M_ν^2 dus aux erreurs sur la position des 2 particules (résolution en position des détecteurs) sont faibles par rapport aux trois principales sources d'erreurs prises en compte dans la simulation (espace de phase du nuage, tension RF de piégeage et résolution en énergie du scintillateur). Un léger décalage de la position centrale du pic ($\Delta \cong 0.05 \text{ MeV}^2 / c^4$) et de la forme de la distribution est néanmoins observée. Ceci peut être dû à la reproduction approximative de l'espace de phase du nuage d'ions (micromouvement et corrélation entre vitesse et position). Ces effets devront être étudiés dans une analyse plus fine des données. Les contributions de chacun des effets sur la largeur de la distribution en M_ν^2 ont été étudiées séparément grâce aux simulations (fig 7.2.26). Il apparaît alors que l'effet le plus important est la phase d'espace du nuage d'ions. Il est clair, alors, qu'une connaissance précise de cet espace de phase est indispensable pour la détermination de a . Des mesures indirectes de cet espace de phase seront réalisées en utilisant le détecteur d'extraction MCP2 [Darius05]. Nous remarquons également que la zone de post-accélération des ions devant leur détecteur introduit naturellement un biais dans la reconstruction de la cinématique.

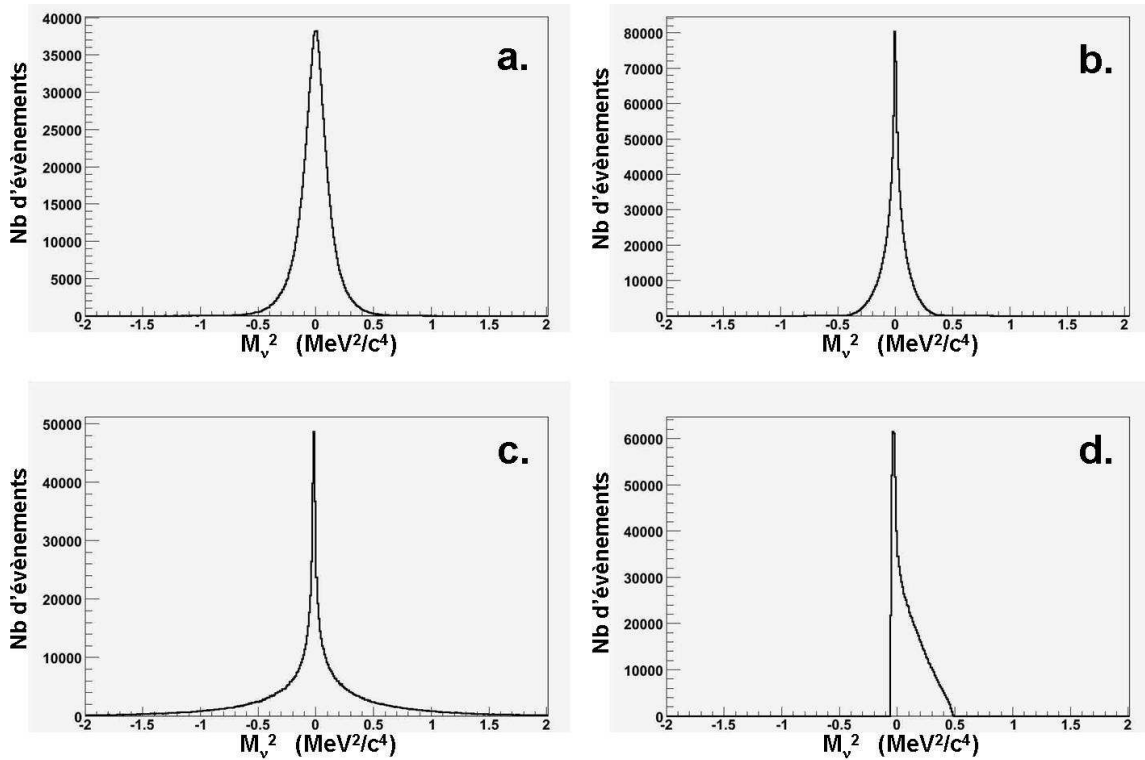


Fig 7.2.26 : Représentation de la reconstruction de la cinématique pour les différents effets systématiques :

- a) espace de phase du nuage d'ions
- b) tension RF de piégeage
- c) résolution en énergie du scintillateur
- d) zone de post accélération

La figure 7.2.27 montre l'effet de la coupure dans la cinématique de la décroissance correspondant à la condition arbitraire $|M_v^2| < 3 \times \sigma_{M_v^2}$.

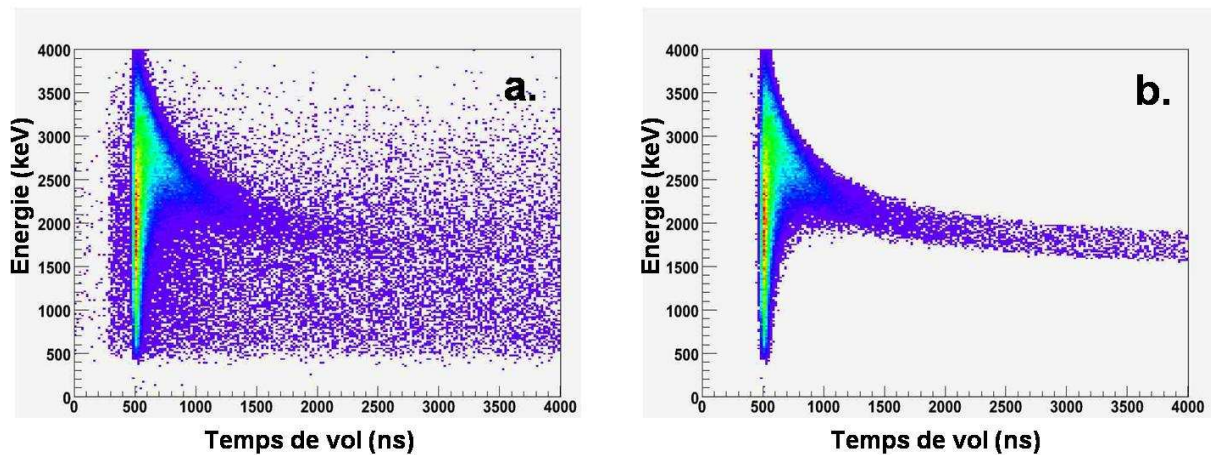


Fig 7.2.27 : Répartition des évènements dans le plan TOF- T_e pour les évènements complets.

- a) sans conditions
- b) avec condition $|M_v^2| < 3 \times \sigma_{M_v^2}$

Cette représentation montre que la condition appliquée sur la masse du neutrino permet de rejeter une grande partie des événements fortuits ou cinématiquement impossibles (si ils provenaient du centre du piège). Il paraît alors intéressant d'utiliser cette condition pour nettoyer le spectre de temps de vol expérimental puisque cette sélection permet d'améliorer considérablement le rapport signal sur bruit :

$$\left. \frac{S}{B} \right|_{\text{cinématique}} \approx 110$$

Cependant, la coupure ainsi réalisée introduit naturellement une déformation du spectre de temps de vol. Pour pouvoir être utilisée convenablement, il faut donc avant tout s'assurer que cette même coupure, appliquée aux résultats des simulations, reproduise la forme du spectre de temps de vol. Autrement dit, le spectre en temps de vol des événements rejetés doit être reproduit par les simulations. L'étude de l'effet quantitatif de la coupure réalisée sur M_ν^2 n'a pas été effectuée au cours de cette thèse. Celle-ci permettra notamment de valider la modélisation du bruit de fond.

VII.2.7 Bilan

Lors de cette seconde expérience en ${}^6\text{He}^+$, plus de 10^5 événements complets en coïncidences ont été mesurés. L'intensité incidente délivrée par l'ensemble cible-source de SPIRAL et la ligne basse énergie était comprise entre 1 et $2 \cdot 10^8$ pps. Une sélection de ce faisceau d'intérêt par rapport aux ions ${}^{12}\text{C}^{2+}$ contaminants était possible grâce à une fente située derrière le dipôle de séparation en masse. Le réglage optimal correspondait à une intensité de $I({}^{12}\text{C}^{2+}) \approx 10 \text{ nA}$. Cette intensité n'était alors pas une limitation pour le fonctionnement du RFQ. Dans ces conditions, le nombre moyen d'ions piégés par un cycle de 100 ms était d'environ 700. Ceci correspond à une efficacité globale de la ligne LPCTrap de $\varepsilon \approx 6.5 \cdot 10^{-5}$ qui est inférieure aux efficacités mesurées lors de test en ${}^6\text{Li}^+$. La différence provient essentiellement d'un fonctionnement non optimal de la première cavité pulsée PD1 lors de l'expérience.

Pour les événements complets mesurés en coïncidence, un rapport signal sur bruit d'environ $\frac{S}{B} \approx 10$ a été calculé sur la zone d'intérêt du spectre de temps de vol. Outre les coïncidences fortuites, la présence de coïncidences 'hors-piège' a pu être identifiée. Ces dernières introduisent une déformation du spectre de temps de vol et l'étude de ces sources de bruit sera réalisée afin de les inclure dans une simulation complète de l'expérience. Enfin, une analyse préliminaire de la forme du spectre de temps de vol montre un bon accord avec le résultat de simulations incluant certains des effets systématiques connus. L'étude réalisée ici ne permet pas de quantifier l'incidence des effets systématiques sur la mesure de a . D'autre part, il a été montré qu'une sélection sur la reconstruction de la cinématique de la décroissance permet de supprimer la majorité des événements fortuits et 'hors-piège' et conduit à un rapport signal sur bruit de l'ordre de $\frac{S}{B} \approx 100$. L'influence de cette coupure sur la forme du spectre de temps

de vol doit néanmoins être étudiée en détail par la comparaison aux simulations de Monte-Carlo.

Conclusion

Le but premier de cette thèse était de mettre en place le piège de Paul transparent et de caractériser entièrement son fonctionnement. Ceci s'est fait en menant en parallèle un travail de simulations et de tests expérimentaux réalisés sur la ligne LPCTrap. Les simulations ont principalement permis de trouver les points de fonctionnement optimaux pour l'injection dans le piège. L'efficacité optimale de $\varepsilon_{\text{piégeage}} = 20\%$ ainsi déterminée fut confirmée expérimentalement par les tests en ${}^6\text{Li}^+$. D'autre part, l'effet du refroidissement sur le gaz résiduel H_2 a également été mis en évidence. Les temps de refroidissement associés, de l'ordre de 10 ms (dépendant de la pression de gaz), sont bien reproduits par un modèle de diffusion élastique sur les molécules de gaz. L'espace de phase occupé par le nuage d'ions piégés a lui aussi été déterminé par la simulation. La taille du nuage après refroidissement est de l'ordre de 1 mm et la température de l'ordre de 0.1 eV . L'importance du micromouvement a également été démontrée et provoque un mouvement collectif du nuage d'ions à une fréquence égale à celle du champ de piégeage et dont l'amplitude est de l'ordre de 50% de la taille du nuage.

Une autre part importante de ce travail a consisté à optimiser et à fiabiliser l'efficacité globale de la ligne après son installation sur LIRAT au GANIL en janvier 2004. En particulier, des modifications apportées dans l'optique d'injection et d'extraction du RFQ ainsi qu'au niveau de l'électrode PD1 ont permis d'assurer un fonctionnement plus stable de l'ensemble de la ligne. Une caractérisation complète a alors été réalisée en utilisant des faisceaux stables délivrés par LIRAT [Rodrig06] et la source hors-ligne d'ions ${}^6\text{Li}^+$.

En parallèle, la préparation de la première expérience en faisceau radioactif ${}^6\text{He}^+$ (mai 2005) a nécessité la mise en place et la caractérisation du système de détection des coïncidences. Lors de cette expérience, les premières décroissances β furent observées en coïncidence. Bien que le nombre d'évènements obtenus soit trop faible pour pouvoir en tirer quelque conclusion que ce soit sur la valeur de a , ces premières détections de décroissances radioactives au sein du piège de Paul de mesure ont constitué la preuve de principe de l'expérience.

La seconde expérience en ${}^6\text{He}$ a eu lieu en juillet 2006 et a permis d'enregistrer plus de 10^5 événements complets en coïncidence. Ici encore, l'efficacité globale de la ligne n'était pas suffisante pour obtenir une statistique permettant de déterminer a avec la précision souhaitée. L'analyse est actuellement en cours et devrait cependant permettre d'extraire une valeur de a avec une incertitude statistique inférieure à 2 %. Une étude des effets systématiques a déjà permis, en première approximation, de valider la modélisation utilisée dans la simulation Monte-Carlo. Cependant une simulation complète de l'expérience sera nécessaire. Celle-ci sera réalisée grâce au logiciel GEANT4 et inclura toutes les sources d'effets systématiques identifiées. Une modélisation des sources de 'bruit' présentes dans l'enceinte du piège sera également indispensable à l'analyse finale des données. Ceci se fera en parallèle avec des tests expérimentaux visant à quantifier l'activité provenant de chacune des sources de bruit. L'étape suivante de l'analyse sera alors de quantifier de manière précise l'impact des effets systématiques sur la mesure de a .

L'analyse préliminaire réalisée ici a également permis d'identifier certains points à améliorer pour atteindre l'objectif de 0.5 % sur a . Une attention particulière va alors être portée à la calibration du système de détection. Tout d'abord, un alignement plus précis de la position spatiale des détecteurs par rapport au centre du piège est en cours de réalisation. L'assemblage mécanique de l'ensemble va permettre une quantification des incertitudes associées à ce positionnement. Un marquage a également été réalisé sur le détecteur d'ions pour permettre une calibration précise de la mesure de la position de l'ion de recul. Ces repères produiront 4 zones d'ombre sur le détecteur et permettront de localiser la position du centre du détecteur avec les données de l'expérience. De plus, nous avons vu que le PM utilisé présente un fort effet de saturation dans la gamme de fonctionnement qui nous intéresse. L'installation d'un nouveau PM couplé au scintillateur du télescope β devrait permettre d'améliorer d'un facteur 2 la résolution sur la mesure de l'énergie de l'électron. Le fonctionnement dans un régime linéaire de ce dernier devrait également faciliter la calibration de l'ensemble.

Des améliorations sont aussi prévues pour limiter les coïncidences 'hors-piège'. Une réduction d'un facteur 5 environ des atomes ${}^6\text{He}$ (neutralisés dans le RFQ) diffusant vers l'enceinte du piège sera obtenue par la mise en place d'une conductance de vide entre la chambre d'optiques et diagnostics et l'enceinte du piège. De plus, un schéma d'injection utilisant les anneaux extérieurs A5 et A6 (application de tensions opposées sur chacun de ces anneaux) doit permettre de limiter l'implantation des ions devant les détecteurs sans réduire l'efficacité de piégeage.

En plus, un second détecteur d'ions de recul sera installé à 90° par rapport au détecteur β (il sera situé sous le piège). Celui-ci permettra d'étudier les événements dans une seconde portion de l'espace cinématique. Ces événements constitueront un échantillon supplémentaire pour l'étude des effets systématiques.

La détermination expérimentale de l'espace de phase du nuage est un point essentiel puisque l'on a vu que sa contribution est dominante parmi les effets systématiques étudiés. La mesure est inspirée d'une technique de spectroscopie d'ion de recul (focalisation en position et en temps de vol) vers le détecteur MCP2 situé dans l'axe du piège. L'utilisation d'un schéma d'extraction adapté doit permettre de connaître la taille et la température du nuage d'ions au moment de l'extraction [Darius05]. Les simulations correspondantes ont été réalisées mais le schéma d'extraction tiré de ces simulations n'a jusqu'ici pas pu être mis en oeuvre expérimentalement. Des développements électroniques seront menés pour permettre la finalisation de cette caractérisation du nuage d'ions.

Finalement, d'un point de vue statistique, les tests réalisés en début d'année 2007 ont montré une amélioration importante de l'efficacité de la ligne LPCTrap. Une efficacité globale de

l'ordre de 0.2 % a été mesurée avec la source hors-ligne de ${}^6\text{Li}^+$ soit une amélioration d'un facteur 30 par rapport aux transmissions obtenues lors de la dernière expérience en ${}^6\text{He}^+$. De plus, un système d'injection indépendant de di-hydrogène dans l'enceinte du piège de mesure est également en cours d'installation. Son but est de pouvoir imposer une pression H_2 convenable (de l'ordre de 5.10^{-5} hPa) dans la chambre du piège pour réduire le temps de refroidissement des ions et ainsi augmenter la proportion du cycle utile. Dans de telles conditions, la statistique nécessaire à la mesure de a avec une précision de 0.3 % devrait être atteinte lors de la prochaine expérience qui sera programmée dans le courant de l'année 2008. Notons qu'il est également prévu, au cours de cette expérience, d'accumuler une grande statistique pour l'étude du bruit de fond. Ces données seront prises dans les mêmes conditions que celles utilisées pour la mesure des coïncidences d'ions piégés mais après extraction des ions et permettra une étude des sources de décroissances 'hors-piège'.

Pour conclure, la prochaine expérience devrait permettre d'accumuler une statistique correspondant à une incertitude de 0.3 % sur la mesure de a . Les améliorations apportées au dispositif devraient, de plus, permettre une amélioration d'un facteur au moins 5 du rapport signal sur bruit. L'objectif fixé sur la détermination de a dans la décroissance de ${}^6\text{He}$ pourra alors être atteint puisque, dans la pré-analyse des résultats de la dernière expérience, aucun effet systématique susceptible de compromettre la mesure n'a pu être mise en évidence.

Bibliographie

- [Achouri04] L. Achouri et al., Precision measurement of the Gamow-Teller branching ratio in ^{21}Na decay, Proposal for an experiment at KVI-Groningen, 2004.
- [Adel99] E.G. Adelberger et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 1299 (1999).
- [Ban04] G. Ban et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **518**, 712 (2004).
- [Ban05] G. Ban et al., Nucl. Phys. A **752**, 67 (2005).
- [Beck03] M. Beck et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B **204**, 521 (2003).
- [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).
- [Byrne02] J. Byrne et al., J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **28**, 1325 (2002).
- [CaenVME] <http://www.caen.it/nuclear/family.php?fam=vme>
- [CES] <http://www.ces.ch/>
- [Darius05] G. Darius, Thèse de doctorat, Université de Caen, 2005.
- [Delahaye02] P. Delahaye, Thèse de doctorat, Université de Caen, 2002.
- [Duval06] F. Duval, Stage de M2, Université de Caen, 2006.
- [Fermi34] E. Fermi, Z. Phys. **88**, 161 (1934).

- [Fischer95] Susan L. Fischer, “Ions in electromagnetic traps”, Senior Honors Thesis, Davidson College, North Carolina (1995).
- [Ganil06] http://www.ganil.fr/operation/available_beams/radioactive_beams.htm
- [GanilACQ] http://www.ganil.fr/acquisition/doc/liste_modules.html
- [GanilSpiral] <http://www.ganil.fr/spiral/>
- [GanilVXI] <http://www.ganil.fr/gip/electronique/electronique.html>
- [Glash61] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
- [Glück98] F. Glück, Nucl. Phys. A **628**, 493 (1998).
- [Glück05] F. Glück et al., Eur. Phys. J. A **23**, 135 (2005).
- [Gold58] M. Goldhaber et al., Phys. Rev. **109**, 1015 (1958).
- [Gore05] A. Gorelov et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 142501 (2005).
- [Herczeg01] P. Herczeg, Prog. Part. Nucl. Phys. **46**, 413 (2001).
- [Iacob06] V.E. Iacob et al., Phys. Rev. C **74**, 015501 (2006).
- [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).
- [Kozlov05] V. Kozlov, PhD thesis, KUL Leuven, 2005.
- [Lee56] T.D. Lee et C.N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956).
- [Lee57] T.D. Lee et C.N. Yang, Phys. Rev. **105**, 1671 (1957).
- [Lienard05] E. Liénard et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **551**, 375 (2005).
- [Méry03] A. Méry, Stage de D.E.A., Université de Caen, 2003.
- [Ortec] <http://www.ortec-online.com/electronics/tac/>
- [Paul90] W. Paul, Rev. Mod. Phys. **62**, 531 (1990).
- [Pauli30] Lettre à Meitner et Geiger, 1930.
- [Pfeiffer] Pfeiffer vacuum, IKR060, www.pfeiffer-vacuum.de
- [Phrasor] Phrasor Scientific Inc., Duarte, California.
- [Rodrig06] D. Rodríguez et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **565**, 876 (2006).

- [Rodrig07] D. Rodríguez et al., proceedings TCP06, à paraître.
- [Roentdek] <http://www.roentdek.de>
- [Scielzo04] N. Scielzo et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 102501 (2004).
- [Sever06] N. Severijns, M. Beck, O. Naviliat-Cuncic, Rev. Mod. Phys. **78**, 991 (2006).
- [Stahl] HF-D200 Class-D Amplifier, www.stahl-electronics.de
- [Strat78] C. Stratowa et al., Phys. Rev. D **18**, 3970 (1978).
- [VanHove00] P. Van Hove, Thèse de doctorat, Université Catholique de Louvain, 2000.
- [Wein67] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
- [Wu57] C.S. Wu et al., Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).

|

|

Résumé

Mesure du coefficient de corrélation angulaire bêta-neutrino dans la décroissance de l' ${}^6\text{He}$ à l'aide d'un piège de Paul.

Le thème central de ce travail est la mise en place et la caractérisation d'un piège de Paul utilisé pour la mesure du coefficient de corrélation angulaire électron-neutrino dans la décroissance de l' ${}^6\text{He}$. Ce coefficient est sensible aux types d'interactions mis en jeu dans l'interaction faible. La valeur de ce coefficient peut être obtenue grâce à la distribution cinématique des événements de décroissance. Un piège électromagnétique est utilisé pour confiner les ions ${}^6\text{He}^+$ dans un petit volume de l'espace des phases. Sa géométrie ouverte permet la détection en coïncidence de l'électron et de l'ion de recul émis lors de la désintégration bêta. Un dispositif de détection adapté est utilisé pour mesurer l'énergie de l'électron, le temps de vol de l'ion de recul et la position des deux particules pour chaque événement. Une description globale de l'installation LPCTrap ainsi que de ses performances est présentée et montre que ce dispositif est apte à réaliser la mesure envisagée. En particulier, les caractéristiques du nuage d'ions piégés ont été obtenues par des simulations de type Monte Carlo et confrontées aux mesures expérimentales avec un bon accord. La première expérience a permis d'accumuler plus de 100 000 événements en coïncidence. Une analyse préliminaire de ces résultats est exposée. Elle présente notamment une description des différentes observables accessibles ainsi qu'une comparaison entre le spectre de temps de vol expérimental et le spectre issu des simulations. Ces données vont permettre une mesure du coefficient de corrélation angulaire avec une erreur statistique inférieure à 2 %.

Mots Clefs : interactions faibles (physique nucléaire), désintégration bêta, ions piégés, ions**manipulation

Abstract

Measurement of the beta-neutrino angular correlation parameter in the decay of ${}^6\text{He}$ using a Paul trap.

The central topic of this work is the study of the properties and the implementation of a Paul trap used for the measurement of the beta-neutrino angular correlation parameter in the decay of ${}^6\text{He}$. This coefficient provides a signature of the nature of the interactions involved in the weak interaction. The value of this coefficient can be deduced from the kinematical distribution of the decay events. An electromagnetic trap is used for the trapping of ${}^6\text{He}^+$ ions in a small volume. This trap has an open geometry that enables the detection in coincidence of the electron and the recoil ion emitted in the beta decay. A dedicated detection set up is used for the measurement of the electron energy, the ion time of flight and the position of the two particles for each event.

A general description of the LPCTrap facility and of its performances is presented and shows that this set up is able to fulfill the proposed measurement. Especially, a comparison is made between the characteristics of the ion cloud obtained from Monte Carlo simulations and the experimental measurements with a good agreement. More than 100 000 coincident events have been recorded during the first experiment. A preliminary analysis of these results is shown. It includes a description of the different observables as well as a comparison between the experimental time of flight spectrum and the simulated spectrum. These data will allow a measurement of the angular correlation parameter with a statistical error smaller than 2 %.

Key Words : weak interactions (nuclear physics), beta decay, trapped ions, ions ** handling

Discipline : Constituants Élémentaires

**Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen – U.M.R. 6534
ENSICAEN – 6, Boulevard du Maréchal Juin 14050 Cedex - FRANCE**