PIEGES A IONS

PIERRE DELAHAYE

GANIL CNRS/IN2P3, CEA/DSM Boulevard Henri Becquerel, 14076 CAEN Cedex 05

(précédemment à ISOLDE, CERN)

Résumé

Ces dix dernières années, l'instrumentation nucléaire s'est enrichie d'une nouvelle technique : le piégeage d'ions. Les pièges participent aux mesures de précision de la masse atomiques des isotopes radioactifs, aux tests du modèle standard par l'étude de la désintégration β, ou encore aux tests des symétries fondamentales telle CPT par l'étude de l'antimatière au CERN. Les applications des pièges à la manipulation des faisceaux radioactifs se sont multipliées. Citons par exemple le rôle grandissant des refroidisseurs regroupeurs d'ions auprès des nouvelles installations, permettant la préparation de faisceaux exceptionnellement purs d'isotopes, repoussant de plusieurs ordres de grandeur les limites de sensibilité de la spectroscopie laser colinéaire. Ce cours a pour but de décrire les techniques de piégeage d'ions dans les pièges de Paul et de Penning, et de donner un large éventail d'exemples représentatifs de l'utilisation de ces pièges pour la physique nucléaire, la physique des interactions faibles et des symétries fondamentales.

Abstract

During the last decade, a new kind of instrumentation was developed for nuclear physics. Ion traps are precision tools which for instance permit high accuracy mass measurements of radioactive isotopes, contribute to the tests of the standard model by the study of nuclear beta-decay, and are used for the tests of fundamental symmetries such as CPT by the study of antimatter at CERN. Since the late 1990's the range of applications of traps to the manipulation of radioactive ion beams has been steadily expanding. For instance, traps used as ion coolers and ion bunchers increase the sensitivity of laser spectroscopy experiments by several orders of magnitude. They should enable the preparation of exotic beams of unprecedented purity by new facilities. The goals of this course are to describe the ion trapping techniques in Paul and Penning traps, and to present a broad range of examples representative of the applications of these techniques to nuclear physics, weak interaction physics and fundamental symmetries.

Table des matières

1 Introduction		
2 Bref hi	storique	3
3 Mode de fonctionnement		4
3.1 F	'ièges de Paul	4
3.1.1	Equations de Matthieu et diagramme de stabilité	4
3.1.2	Application en spectromètre de masse	7
3.1.3	Refroidissement par « buffer gas cooling »	9
3.2 F	lièges de Penning	11
3.2.1	Mouvements propres	12
3.2.2	Excitations des mouvements propres	13
3.2.3	Techniques de refroidissement	14
3.2.4	Techniques de mesure des fréquences propres	17
4 Manipulation de faisceaux d'ions radioactifs		19
4.1 F	aisceaux ISOL	20
4.1.1	RFQ coolers	20
4.1.2	Piège de Penning refroidisseur	20
4.1.3	Séparation en masse	21
4.2 F	aisceaux in-flight	
	5	
5 Applic	ations des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des i	nteractions
5 Application 5 Application 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5	ations des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des i ales	nteractions 22
5 Application fondamentation 5.1 States	ations des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des i ales pectrométrie de masse de haute résolution	nteractions 22 22
5 Applic fondament 5.1 S 5.1.1	ations des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des i ales spectrométrie de masse de haute résolution Penning trap mass spectrometry	nteractions 22 22 22
5 Applica fondamenta 5.1 S 5.1.1 5.1.2	ations des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des i ales pectrométrie de masse de haute résolution Penning trap mass spectrometry Structure nucléaire	nteractions 22 22 22 23
5 Applic fondament 5.1 5 5.1.1 5.1.2 5.1.3	ations des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des i ales pectrométrie de masse de haute résolution Penning trap mass spectrometry Structure nucléaire Tests des modèles de masse nucléaires	nteractions 22 22 22 23 24
5 Application fondamentation 5.1 5 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4	ations des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des i ales pectrométrie de masse de haute résolution Penning trap mass spectrometry Structure nucléaire Tests des modèles de masse nucléaires Masses et astrophysique nucléaire	nteractions 22 22 22 23 24 25
5 Application fondamentar 5.1 5 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 5.1.5	ations des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des i ales pectrométrie de masse de haute résolution Penning trap mass spectrometry Structure nucléaire Tests des modèles de masse nucléaires Masses et astrophysique nucléaire Masses et tests de l'unitarité de CKM / CVC	nteractions 22 22 22 23 23 24 25 25 27
5 Applic fondament 5.1 5 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.3 5.1.4 5.1.5 5.2 T	ations des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des i ales pectrométrie de masse de haute résolution Penning trap mass spectrometry Structure nucléaire Tests des modèles de masse nucléaires Masses et astrophysique nucléaire Masses et tests de l'unitarité de CKM / CVC rests du modèle standard et de l'interaction faible	nteractions 22 22 22 23 24 24 25 27 28
5 Applic fondament 5.1 5 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 5.1.5 5.2 T 5.2.1	ations des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des i ales spectrométrie de masse de haute résolution Penning trap mass spectrometry Structure nucléaire Tests des modèles de masse nucléaires Masses et astrophysique nucléaire Masses et tests de l'unitarité de CKM / CVC rests du modèle standard et de l'interaction faible Mesure du paramètre de corrélation angulaire β-v	nteractions
5 Application fondamentar 5.1 5 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 5.1.5 5.2 T 5.2.1 5.2.1 5.2.2	ations des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des i ales pectrométrie de masse de haute résolution Penning trap mass spectrometry Structure nucléaire Tests des modèles de masse nucléaires Masses et astrophysique nucléaire Masses et tests de l'unitarité de CKM / CVC Tests du modèle standard et de l'interaction faible Mesure du paramètre de corrélation angulaire β-v Spectroscopie des transitions Fermi pures	nteractions 22 22 22 23 23 24 25 25 27 28 28 28 35
5 Application fondamentar 5.1 5 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 5.1.5 5.2 T 5.2.1 5.2.2 5.3 5	ations des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des i ales pectrométrie de masse de haute résolution Penning trap mass spectrometry Structure nucléaire Tests des modèles de masse nucléaires Masses et astrophysique nucléaire Masses et tests de l'unitarité de CKM / CVC Tests du modèle standard et de l'interaction faible Mesure du paramètre de corrélation angulaire β-v Spectroscopie des transitions Fermi pures pectroscopie laser des atomes radioactifs	nteractions 22 22 22 23 24 24 25 25 27 28 28 28 35 36
5 Applic fondament 5.1 5 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 5.1.5 5.2 T 5.2.1 5.2.2 5.3 5 5.3.1	ations des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des i ales pectrométrie de masse de haute résolution Penning trap mass spectrometry	nteractions 22 22 22 22 23 24 24 25 27 27 28 28 28 35 36 36
5 Application fondamentation 5.1 5 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 5.1.5 5.2 T 5.2.1 5.2.1 5.2.1 5.2.1 5.2.1 5.2.1 5.2.1 5.2.1 5.3.1 5.4 Application	ations des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des i ales	nteractions 22 22 22 22 23 24 25 27 27 28 28 28 35 36 36 36 37
5 Application fondamentation 5.1 5 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 5.1.5 5.2 T 5.2.1 5.2.2 5.3 5 5.3.1 5.4 A 5.5 T	ations des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des i ales pectrométrie de masse de haute résolution Penning trap mass spectrometry	nteractions 22 22 22 23 24 25 25 27 28 28 28 35 36 36 37 38
5 Applic fondament 5.1 5 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 5.1.5 5.2 T 5.2.1 5.2.2 5.3 5 5.3.1 5.4 A 5.5 T 6 Future	ations des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des i ales	nteractions 22 22 22 22 23 24 24 25 27 27 28 28 35 35 36 36 36 37 38 39
5 Applic fondament 5.1 5 5.1.1 5.1.2 5.1.3 5.1.4 5.1.5 5.2 T 5.2.1 5.2.2 5.3 5 5.3.1 5.4 A 5.5 T 6 Future 7 Remet	ations des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des i ales pectrométrie de masse de haute résolution Penning trap mass spectrometry Structure nucléaire Tests des modèles de masse nucléaires Masses et astrophysique nucléaire Masses et tests de l'unitarité de CKM / CVC Tests du modèle standard et de l'interaction faible Mesure du paramètre de corrélation angulaire β-v Spectroscopie des transitions Fermi pures OLLAPS et ISCOOL à ISOLDE Antihydrogène et test de CPT au CERN s installations rciements	nteractions 22 22 22 22 23 24 24 25 27 27 28 28 28 35 36 36 36 37 38 39 40

1 Introduction

Le but des notes de ce cours est de présenter le principe des pièges électromagnétiques dans une première partie et leurs applications à la physique nucléaire et plus généralement à la physique fondamentale dans une seconde. Même si l'essentiel de ce cours porte sur les pièges de Penning et de Paul, d'autres techniques de piégeage plus ou moins apparentées sont évoquées en particulier pour leurs applications complémentaires.

2 Bref historique

Les pièges de Paul et de Penning ont été développés dans les années 1950 par les physiciens W. Paul et H. W. Dehmelt. Le confinement de particules électriquement chargées y est réalisé par un potentiel électrique quadrupolaire.

En l'absence de charges, la loi de Laplace s'écrit :

Équation 1

$$\Delta \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0$$

Elle implique qu'il existe une dérivée seconde du potentiel de signe opposée aux deux autres. De fait, il n'existe pas de potentiel harmonique qui puisse confiner les particules chargées dans toutes les dimensions, et il y a nécessairement une direction de fuite. Dans le piège de Paul, les particules sont confinées par l'utilisation de tensions RF : les particules y sont piégées comme des billes seraient piégées sur une selle de cheval à un régime de fréquence et d'amplitude donné. Dans le piège de Penning, les particules sont confinées radialement par l'ajout d'un champ magnétique perpendiculaire à l'axe de fuite (Figure 1).



Figure 1 : principe de confinement dans les pièges de Paul et Penning.

A l'origine, les pièges de Paul furent développés par W. Paul et collègues comme filtres de masse [Paul53, Paul58]. Le livre de Dawson est une référence en la matière [Dawson76]. Les pièges de Penning ont été développés en plusieurs étapes. Dans la fin des années 1930, F. M. Penning a l'idée d'introduire un champ magnétique perpendiculaire à la direction

des particules chargées produites par les jauges de vide à ionisation pour augmenter leur précision [Penning36]. On attribue à J. R. Pierce l'addition d'électrodes perpendiculaires au champ magnétique [Pierce49]. Ce type de piège fut dénommé piège de Penning par Hans G. Dehmelt qui développa cette technique pour le piègeage d'électrons isolés et au repos. H. G. Dehmelt et W. Paul partagèrent le prix nobel de physique en 1989, « pour le développement de la technique de piègeage d'ions » avec N. F. Ramsey pour l'invention de la « méthode des champs d'oscillation séparés » [Dehmelt90, Paul90].

3 Mode de fonctionnement

3.1 Pièges de Paul

3.1.1 Equations de Matthieu et diagramme de stabilité

Dans deux dimensions, l'équation du potentiel quadrupolaire s'écrit sous la forme :

Équation 2

$$\phi(x,y) = \frac{V_0}{2} (\frac{x^2 - y^2}{r_0^2})$$

Ce potentiel satisfait à la loi de Laplace (Équation 1). Les constantes V_0 et r_0 sont homogènes à un potentiel électrique et une distance. Il correspond exactement au potentiel créé par deux jeux d'électrodes hyperboliques infinies couplées, dont chaque couple serait séparé par une distance r_0 du centre et entre lesquels une différence de potentiel V_0 serait appliquée. En pratique, ces électrodes hyperboliques sont très bien approximées par des électrodes cylindriques de diamètre 2*1.148* r_0 (cf Figure 2, [Dawson76]).



Figure 2 : pièges de Paul 2D et 3D.

En trois dimensions, le potentiel quadrupolaire est traditionnellement appliqué par des électrodes hyperboliques de révolution appelées « anneau, ring » dans le plan azimutal et « chapeaux, end caps » dans l'axe du piège, à une distance $z_0=r_0/\sqrt{2}$ du centre du piège (Figure 2).

Dans un piège de Paul linéaire, aussi appelé RFQ pour « RadioFrequency Quadrupole », les équations du mouvement des ions peuvent s'écrire :

Équation 3

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -q(U - V\cos(\Omega t))\frac{x}{r_0^2}$$
$$m\frac{d^2y}{dt^2} = q(U - V\cos(\Omega t))\frac{y}{r_0^2}$$

Et si l'on note :

Équation 4

$$a_r = rac{4qU}{mr_0^2\Omega^2}; \ q_r = rac{2qV}{mr_0^2\Omega^2} \ et \ \zeta = rac{\Omega t}{2}$$

Les équations du mouvement se réduisent à :

Équation 5

$$\frac{d^2x}{d\zeta^2} + (a_r - 2q_r \cos 2\zeta)x = 0$$
$$\frac{d^2y}{d\zeta^2} - (a_r - 2q_r \cos 2\zeta)y = 0$$

Ces équations sont connues sont le nom d'équations de Matthieu. Leurs solutions peuvent s'exprimer sous la forme de série entière :

Équation 6

$$u(\zeta) = \alpha' \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} C_{2n} e^{(2n\pm\beta)i\zeta} + \alpha'' \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} C_{2n} e^{-(2n\pm\beta)i\zeta}$$

où α' et α'' dépendent des conditions initiales, et les C_{2n} et $\beta \in \mathbb{R}$ dépendent des paramètres de Matthieu a_r et q_r . Le mouvement étant instable pour des valeurs entières de β , un diagramme de stabilité délimite les valeurs de a_r et q_r pour lesquelles les ions sont piégés (Figure 3). La première zone de stabilité ($\beta \in [0; 1.0]$, Figure 4) est la plus communément utilisée pour des régimes d'amplitude les plus bas.



Figure 3 : allure du diagramme de stabilité en x (à gauche) et du recouvrement des diagrammes de stabilité en x et y (à droite) pour un piège de Paul linéaire.



Figure 4 : zoom sur la première zone de stabilité pour les pièges 2D (plan a_r , q_r à gauche) et 3D (plan a_z , q_z à droite, $z_0=r_0/\sqrt{2}$).

Une notion utile pour définir la capacité de charge d'espace d'un piège de Paul est le puits de pseudo-potentiel. Dans un régime correspondant à β <<1, le mouvement se décompose principalement en deux harmoniques : le macromouvement ou mouvement séculaire, de fréquence $\beta\Omega/2$ et le micromouvement de fréquence proche de celle de la RF (1- $\beta\Omega/2$). Dans ce cas, on peut montrer que les forces électriques variables au cours du temps sont en moyenne équivalentes à une force statique de potentiel harmonique et correspondant à un puits de (pseudo) potentiel de profondeur donné par les formules (pièges de Paul linéaires D_r et 3D D_r, D_z) :

Équation 7

$$\bar{D}_{z} = \frac{qV^{2}}{4mz_{0}^{2}\Omega^{2}} = \frac{mz_{0}^{2}\Omega^{2}q_{z}^{2}}{16q}$$
$$\bar{D}_{r} = \frac{qV^{2}}{4mz_{0}^{2}\Omega^{2}} = \frac{\bar{D}_{z}}{2}$$

Une trajectoire typique d'ion piégé dans un piège de Paul 3D pour des régimes de β faible est présentée sur la Figure 5.



Figure 5 : trajectoire d'un ion 6 amu dans un piège de Paul de r_0 =12.5 mm avec q_z =0.196 et a_z =5.22 10^{-3} .

3.1.2 Application en spectromètre de masse

Une application directe du diagramme de stabilité du Piège de Paul est le filtre de masse. A fréquence fixe, les régimes d'amplitude à la pointe extrême de ce diagramme correspondent à des tensions U et V qui varie linéairement avec la masse (Figure 6). En scannant U et V tout en conservant un rapport U/V= a_r/q_r constant, un spectre de masse peut être réalisé.



Figure 6 : principe du filtre de masse.

Des spectromètres de masse commerciaux, essentiellement utilisés pour les analyses de gaz, l'analyse moléculaire en chimie et biochimie sont par exemple vendus par la firme EXTREL ([Extrel], Figure 7).



MAX SYSTEM SELECTION CHART Mass Range Quadrupole **RF** Operating Model Typical Applications amu Size Frequency MAX 60 He-D2, He Scattering, Atmospheric Chemistry 1-60 19 mm 2.9 MHz MAX 120 1-120 19 mm 2.1 MHz SIMS, Inorganic Analysis, Atmospheric Chemistry MAX 200 1-200 19 mm 1.2 MHz TPD, SIMS, Gas Analysis, Plasma/CVD Monitoring MAX 260 1-260 9.5 mm 2.8 MHz SIMS, Inorganic Analysis, ICP-MS MAX 300 1-300 TPD, SIMS, Gas Analysis, Plasma/CVD Monitoring 19 mm 1.2 MHz MAX 500 1-500 19 mm 1.2 MHz TPD, SIMS, Gas Analysis, Plasma/CVD Monitoring MAX 500b 1-500 9.5 mm 2.1 MHz Special Ultra-High Resolution Work 1.2 MHz MAX 800 2-800 9.5 mm SIMS, Gas Analysis, Plasma/CVD Monitoring 880 KHz MAX 1000 1-1000 19 mm Cluster Analysis, Biomolecules MAX 1200 2-1200 9.5 mm 1.2 MHz Cluster Analysis, Biomolecules MAX 2000 2-2000 880 KHz Cluster Analysis, Biomolecules 9.5 mm Cluster Analysis, Biomolecules MAX 4000 10-4000 9.5 mm 880 KHz MAX 9000+ 25-9000 880 KHz Cluster Analysis, Biomolecules 6 mm

Figure 7 : Extrait du catalogue EXTREL

Suivant ce principe, le CSNSM à Orsay développe un spectromètre de haute résolution qui devrait à un moindre coût être compétitif avec les séparateurs magnétiques de haute résolution (R~20000, cf Figure 8).



Figure 8 : Le « cirque d'ions » développé par le CSNSM (D. Lunney et E. Minaya-Ramirez).

3.1.3 Refroidissement par « buffer gas cooling »

Le développement de pièges refroidisseurs regroupeurs linéaires (RFQ coolers and bunchers) et fonctionnant sur le principe des pièges de Paul date de la fin des années 1990. Les premiers prototypes opérationnels ont été ceux d'ISOLTRAP à ISOLDE et JYFL au début des années 2000. Un article de wikipédia¹ regroupe les performances mesurées ou attendues des prototypes existants ou en voie de développement.

Les piège de Paul utilisés comme refroidisseurs regroupeurs sont remplis de gaz Hélium à des pressions de l'ordre de la dizaine de Pa (10⁻¹ mbar), et généralement segmentés pour appliquer différents gradients de tensions suivant la direction longitudinale (Figure 9). D'après le théorème de Liouville, la densité d'espace des phases – et par extension l'émittance d'un faisceau de particules à énergie fixe – se conserve au cours du temps et en l'absence de forces dissipatives. L'effet du gaz est donc essentiel pour le refroidissement puisque c'est celui-ci qui introduit la force dissipative qui permet la réduction des émittances transverse et longitudinale (en mode regroupement) des ions. Les potentiels électriques ont eux pour effet i) de confiner les particules sur l'axe du quadrupole pendant le refroidissement (potentiel quadrupolaire), et ii) d'extraire en continu ou sous forme de pulses les particules piégées (potentiels des segments statiques ou pulsés).

¹ http://en.wikipedia.org/wiki/RFQ_Beam_Coolers



Figure 9 : principe des pièges à ions refroidisseurs regroupeurs. Les potentiels appliqués suivant l'axe du piège peuvent être distribués suivant un gradient uniforme pour le mode d'extraction continue ou de sorte à créer un puits de potentiel pour le mode pulsé.

Les performances du RFQ refroidisseur regroupeur de seconde génération ISCOOL sont en transmission et en capacité de charge les meilleures que l'on puisse trouver actuellement pour ce type de piège. Quelques unes sont présentées sur les Figure 10, Figure 11 et Figure 12. Une capacité en courant encore plus importante devrait être possible dans les refroidisseurs haute-intensité tels que SHIRAC [Gian08] pour lesquels une plus grande puissance RF est utilisée pour le confinement des ions.



Figure 10 : transmission du RFQ cooler buncher ISCOOL en mode continu (à gauche) et temps de refroidissement (à droite).

Ainsi que l'on peut l'observer sur la Figure 10, les efficacités de transmission sont plus faibles pour les ions légers. Ceci est du au phénomène de « RF heating » qui correspond au fait que les collisions ions-atomes peuvent amener les ions sur des trajectoires plus énergétiques qu'elles ne l'étaient auparavant, et éventuellement engendrer des pertes en début de refroidissement lorsque les ions peuvent rencontrer les électrodes du piège sur des trajectoires excentrées. Ce phénomène est d'autant plus important que la masse des ions s'approche de celle des atomes du gaz tampon. C'est entre autres pourquoi il a été imaginé d'employer de l'hydrogène pour refroidir des ions ⁶He⁺ dans une expérience récente du LPC Caen [Ban03]. L'autre principale motivation était d'éviter les échanges de charge résonnants avec le gaz tampon d'Hélium communément utilisé pour ses propriétés de gaz inerte.



Figure 11 : réduction d'émittance d'un facteur >10 (de 30 à $<3\pi$.mm.mrad) pour des ions ¹³³Cs⁺ provenant d'une source d'ionisation de surface.



Figure 12 : capacité de charge d'espace du RFQ cooler buncher ISCOOL mesurée en variant les temps d'accumulation et piégeage de 10 ms à 1s pour des ions ³⁹K⁺. Au maximum 10⁸ ions peuvent être stockés et extraits en mode pulsé.

3.2 Pièges de Penning

Le piège de Penning est équivalent à un piège de Paul 3D dont les potentiels appliqués seraient statiques et auquel on ajoute un champ magnétique dirigé suivant l'axe de révolution du piège (Figure 13).



Figure 13 : schéma d'un piège de Penning hyperbolique

3.2.1 Mouvements propres

Les potentiels des chapeaux donnent aux particules un mouvement d'oscillateur harmonique suivant l'axe du piège. Dans la direction radiale, les champs magnétique et électrique croisés donnent naissance aux mouvements propres superposés cyclotron et magnétron qui sont tous les deux stables. Autour du centre et suivant l'axe du piège, la fréquence d'oscillation des ions est donnée par la formule :

Équation 8

$$\omega_{0z} = \sqrt{\frac{2qU}{mr_0^2}}$$

elle dépend du rapport q/m et des paramètres du piège.

Les équations du mouvement radial sont couplées :

Équation 9

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \omega_c \frac{dy}{dt} + \frac{\omega_{0z}^2}{2}x$$
$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\omega_c \frac{dx}{dt} + \frac{\omega_{0z}^2}{2}y$$

elles peuvent se résoudre suivant les méthodes classiques (méthode matricielle ou substitution x et y par u=x+iy par exemple).

Les solutions peuvent alors s'exprimer sous la forme :

Équation 10

$$x = |A_{+}|\cos(-\omega_{r+}t - \alpha +) + |A_{-}|\cos(-\omega_{r-}t - \alpha -)$$

$$y = |A_{+}|(\sin(-\omega_{r+}t - \alpha +) + |A_{-}|\sin(-\omega_{r-}t - \alpha -))$$

avec les fréquences propres :

Équation 11

$$\omega_{+} = \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}}$$

la fréquence cyclotron réduite (pour rappel la fréquence cyclotron est ω_c =qB/m) et

Équation 12

$$\omega_{-} = \frac{\omega_{c}}{2} - \sqrt{\frac{\omega_{c}^{2}}{4} - \frac{\omega_{z}^{2}}{2}}$$

la fréquence magnétron.

Les constantes A₊ et A₋ sont les rayons et a₊ et a₋ les avances de phases cyclotron et magnétron. Elles dépendent des conditions initiales. On notera que $\omega_++\omega_-=\omega_c$. En général on a de plus la relation : $\omega_+\sim\omega_c>>\omega_-$ et on démontre aisément avec cette condition qu'au premier ordre ω_- ne dépend pas de m. Le mouvement magnétron est centré sur l'axe du piège tandis que le mouvement cyclotron évolue autour du premier. La Figure 14 donne une trajectoire typique d'ion piégé dans un piège de Penning. Pour les paramètres du piège et de l'ion donnés dans cet exemple, $\omega_+<\sim\omega_c=2.56$ MHz, $\omega_z\sim200$ kHz et $\omega_-\sim8$ kHz ce qui correspond bien aux inégalités données ci-dessus.



Figure 14 : trajectoire d'un ion de ⁶Li⁺ piégé dans un piège de Penning avec comme paramètres U₀=8V, B=1 T, r₀=12.5mm.

3.2.2 Excitations des mouvements propres

Les mouvements propres des ions sont excités par l'application, suivant leur direction, de potentiels variables à la fréquence correspondante ou théoriquement à l'une de ses harmoniques. Les excitations des mouvements axiaux et cyclotrons dépendent donc de la masse des ions piégés tandis que l'excitation du mouvement magnétron y sera relativement insensible. La plupart des résultats montrés ci-dessous sont analytiquement traités dans la référence [König95].

3.2.2.1 Excitations dipolaires

Les excitations dipolaires résonantes ont pour effet d'augmenter l'amplitude des mouvements propres et donc l'énergie cinétique des particules. L'excitation dipolaire magnétron décentre les trajectoires des ions tandis que l'excitation cyclotron se traduit par un gain d'énergie cinétique significatif tout en conservant la même trajectoire moyenne (Figure 15).



Figure 15 : effet des excitations dipolaires résonnantes à la fréquence magnétron et cyclotron des ions.

3.2.2.2 Excitations quadrupolaires

L'excitation quadrupolaire la plus utilisée est l'excitation à la fréquence cyclotron $\omega_c = \omega_+ + \omega_$ des ions, car elle est une excitation qui couple les mouvements magnétrons et cyclotrons. Au cours du temps, l'amplitude du mouvement cyclotron est transformée en amplitude magnétron et vice-versa. Si le mouvement est à l'origine purement magnétron, sa transformation en mouvement cyclotron résulte en un gain d'énergie proportionnel à (ω_+/ω_-)².

3.2.3 Techniques de refroidissement

3.2.3.1 Buffer gas cooling

Dans le cas des pièges de Penning, l'introduction de gaz tampon a pour effet d'augmenter le rayon magnétron des ions, et non de le réduire, car l'énergie potentielle associée à ce mouvement diminue avec le rayon qV= - $m\omega_{0z}^2r^2/4$. Pour remédier à ce problème, une excitation quadrupolaire à la fréquence cyclotron des ions permet de coupler les deux mouvements et de diminuer de concert l'énergie cinétique des mouvements propres des ions tout en les gardant sur l'axe du piège [König95] (Figure 16).



Figure 16 : refroidissement des ions par gaz tampon sans excitation (à gauche) et avec excitation quadrupolaire (à droite) qui couple les mouvements propres magnétron et cyclotron.

L'excitation quadrupolaire à la fréquence ω_e étant sélective en masse, cette technique de refroidissement est couramment utilisée comme méthode de purification de faisceau dans les spectromètres de masse utilisant les pièges de Penning. Traditionnellement, une excitation magnétron est d'abord employée pour décentrer tous les ions piégés, puis l'excitation quadrupolaire est appliquée pour ne recentrer et refroidir que les ions de masse

recherchée. Au premier ordre le pouvoir de résolution de cette méthode est déterminé par le rapport du temps d'excitation sur la période RF :

Équation 13

$R=m/\delta m=\omega_{rf}/\delta\omega_{rf} T_{exc}/T_{rf}$

du fait des propriétés de la transformée de Fourier du signal d'excitation.

En pratique des résolutions de l'ordre de $m/dm \sim 10^5$ sont couramment obtenues pour des temps d'excitation de l'ordre de 100ms [Bollen2001].

3.2.3.2 Resistive cooling

La méthode dite de refroidissement résistif consiste à dissiper l'énergie de la charge induite des ions dans un circuit résonnant RLC adapté à la masse des ions piégés et usuellement refroidi à 4K la température de l'Hélium liquide. Si ce circuit est connecté aux chapeaux du piège alors l'équation de l'amortissement du mouvement s'écrit :

Équation 14

 $dE/dt=P= - RI^2 = L\omega_z/Q \cdot I^2$

où à la résonance $\omega_z = 1/\sqrt{(LC)}$, et Q est le facteur de qualité du circuit. En notant que l'énergie totale de n ions piégés est égale à

Équation 15

Équation 16

 $<\!\!dE/dt\!\!>=n\cdot q^2/m\cdot R/2\cdot\!<\!\!E\!\!>$ on en déduit que le temps d'amortissement du mouvement est :

Équation 17

 $\tau = (m/q^2) \cdot (2/R)$ Cette méthode est donc particulièrement efficace pour les ions multichargés.

3.2.3.3 Evaporative cooling

La méthode de refroidissement évaporatif consiste à supprimer les particules les plus énergétiques dans un bain de particules chargées légères où les ions à refroidir se thermalisent par des interactions coulombiennes (Figure 17). Cette méthode est principalement utilisée dans les sources EBIS et peu utilisée dans les pièges Penning de refroidissement car peu efficace. En revanche elle est utile dans les pièges de Penning de mesure de masse où un ion peut être refroidi très rapidement (SMILETRAP [Bergström02]).



Figure 17 : principe du refroidissement évaporatif dans une source EBIS.

3.2.3.4 Electron cooling



Figure 18 : principe du refroidissement à électrons prévu sur HITRAP

La technique dite « electron cooling » ou de refroidissement par interaction avec un faisceau d'électrons a été à l'origine développée pour les anneaux de stockage d'ions [Poth90]. Comme pour le refroidissement évaporatif, les ions multichargés chauds transfèrent leur énergie aux électrons froids. Le temps typique de refroidissement étant de l'ordre de plusieurs secondes, elle est peu applicable au refroidissement des ions radioactifs de durée de temps de vie courte. Dans un piège de Penning, la méthode est limitée par les recombinaisons de charge des ions avec les électrons piégés. Dans le projet HITRAP, il est

prévu de ce fait que le refroidissement évaporatif soit remplacé par un refroidissement résistif une fois les ions suffisamment refroidis (Figure 18 [Kluge08]).

3.2.4 Techniques de mesure des fréquences propres

3.2.4.1 Temps de vol

Une méthode couramment utilisée dans les spectromètres de masses Penning pour la mesure de la fréquence cyclotron des ions est la méthode dite de « temps de vol ». Elle consiste en l'application successive d'une excitation dipolaire magnétron qui décentre tous les ions autour d'un large rayon magnétron (cf. 3.2.2) et d'une excitation quadrupolaire autour de la fréquence cyclotron présumée. Les ions piégés sont ensuite éjectés vers une ligne de temps de vol où ils sont détectés par un détecteur type galette de microcanaux (MCP pour Micro-Channel Plate). Lorsque l'excitation quadrupolaire est résonnante, le mouvement magnétron est transformé entièrement en mouvement cyclotron de même rayon mais de fréquence bien plus élevée. De fait les ions excités à la résonnance ont gagné bien plus d'énergie transverse que les ions excités loin de la résonnance. Lorsqu'ils sont éjectés hors du champ magnétique intense du piège sur la ligne de temps de vol, la conservation du moment magnétique a pour effet de transformer leur énergie cinétique radiale en énergie cinétique longitudinale et donc de réduire leur temps de vol. Les Figure 19 et Figure 20 présentent respectivement le principe de mesure de fréquence par temps de vol et la forme de la résonnance en temps de vol lorsqu'une excitation quadrupolaire de durée finie est appliquée. La forme de la résonnance est liée aux propriétés de la transformée de Fourier qui transforme une fonction porte dans l'espace des temps en sinus cardinal dans l'espace des fréquences. A ISOLTRAP, une précision de l'ordre de 10⁻⁷- 10⁻⁸ est couramment atteinte pour la détermination de la fréquence cyclotron des ions. Les erreurs résiduelles systématiques sont dues aux variations du champ magnétique du piège.



Figure 19 : principe de la détermination de la fréquence cyclotron par la méthode temps de vol.



Figure 20 Courbe de résonnance pour la mesure de la fréquence cyclotrons d'ions ⁸⁵Rb par ISOLTRAP.

En principe il est possible d'appliquer une autre forme d'excitation à la place d'une simple fonction porte pour optimiser la forme de la résonnance. Récemment, une excitation consistant en deux fonctions portes successives séparées par une durée variable, dite de type « Ramsey » [George07] a également été développée pour accroître la sensibilité de la mesure des masses par temps de vol. La précision obtenue est jusqu'à 4 fois meilleure avec la même statistique que la méthode d'excitation classique.

3.2.4.2 Charge image

Une autre méthode de mesure de la fréquence des mouvements propres est la mesure de la charge image aux bornes de deux électrodes radiales ou des chapeaux du piège. Cette méthode est non destructive en comparaison de la précédente. Un scan en fréquence n'est en outre pas nécessaire. Mais elle est compliquée par le fait que les courants à mesurer sont très faibles (fA) lorsque quelques ions seulement sont piégés – ce qui est le usuellement le cas pour les mesures de masse qui sont sensibles aux effets de charge d'espace. De ce fait un circuit électronique résonnant de bande passante très étroite et refroidi à la température de l'hélium liquide doit être utilisé pour l'amplification du signal image.

3.2.4.3 Mesure de la masse

La mesure de la masse des ions radioactifs peut être réalisée par l'une des deux méthodes décrites ci-dessus. Entre deux mesures de masses d'ions radioactifs, une mesure de référence est réalisée. Elle donne la valeur du champ magnétique qui est la source d'incertitude systématique résiduelle la plus importante de ce type de mesure. La masse des ions est déduite de celle de référence par le rapport des fréquences cyclotrons mesurées $\omega/\omega_{ref}=m_{ref}/m$. Idéalement, la masse des ions de référence est proche de la masse des ions à mesurer pour s'affranchir d'effets systématiques supplémentaires, liés à la différence des trajectoires d'ions de masse différente dans le spectromètre. Elle doit aussi être autant que possible très bien connue. Une source de fullerène de carbone qui fournit des clusters de masse différentes C_n^+ par abrasion laser a été développé dans cet objectif à ISOLTRAP. En utilisant cette source, la masse des ions de référence n'est jamais plus loin de 6 unités de masse atomiques des ions à mesurer (Figure 21) et est pratiquement parfaitement connue

par définition. Dans le cas d'ISOLTRAP l'énergie de liaison des clusters étant négligeable par rapport à la précision de la mesure, la mesure de la masse peut être considérée comme une mesure directe. L'article de revue de K. Blaum [Blaum06] est une référence dans le domaine de la spectrométrie de masse de haute résolution des ions radioactifs et présente en détail les méthodes de mesures de masses avec les pièges Penning. La possibilité d'utiliser des ions multichargés plutôt que des ions chargés 1+ pour augmenter la précision de la mesure y est discutée. Cette méthode est déjà utilisée pour les ions stables, par exemple avec une EBIS auprès de SMILETRAP [Bergström03].



Figure 21 : mesure de masse directe par l'utilisation de clusters de carbone.

4 Manipulation de faisceaux d'ions radioactifs

Pour la production de faisceaux radioactifs, 2 types principaux de méthodes sont employés. La méthode dite « in flight » utilise un faisceau primaire énergétique sur une cible mince de laquelle les fragments de haute énergie sont éjectés et ensuite séparés par un spectromètre type filtre de Wien. La méthode « ISOL » (pour Isotope Separation On Line) utilise une cible épaisse dans laquelle les atomes radioactifs doivent diffuser avant d'atteindre une source d'ions où ils seront ionisés. Le faisceau d'ions radioactifs ainsi formé est en suite séparé en masse. La première méthode est particulièrement adaptée aux courts temps de vie et noyaux très exotiques. La seconde méthode est plus adaptée à la production de faisceaux intenses d'isotopes plus ou moins exotiques de bonnes propriétés optiques et à leur postaccélération. En Europe, les installations de type ISOL sont par exemple ISOLDE, SPIRAL à GANIL, JYFL, Louvain La Neuve. L'installation de référence pour les faisceaux in-flight est GSI et son projet FAIR.

4.1 Faisceaux ISOL

A cause de leurs bonnes propriétés optiques, les faisceaux ISOL sont naturellement plus faciles à manipuler dans les pièges que les faisceaux in-flight. Le développement des méthodes de refroidissement a permis d'obtenir une efficacité optimisée dans les spectromètres de masse de type Penning ou dans les spectromètres de masse à transmission sur le principe de MISTRAL. Elle a également permis d'améliorer la sensibilité des expériences de spectroscopie laser colinéaire ou l'étude de l'interaction faible dans des piège de Paul et de Penning (voir chapitre 5). Les refroidisseurs opérationnels ou en développement sont de plus en plus nombreux auprès des installations ISOL.

4.1.1 RFQ coolers

Les RFQ coolers sont particulièrement adaptés aux faisceaux intenses continus (jusqu'à quelques centaines de nanoampères). En mode pulsé, le refroidisseur ISCOOL peut délivrer jusqu'à 10⁸ ions par pulse pour des durée de l'ordre de la dizaine de µs. Les transmissions sont excellentes (80%) pour les ions de masse supérieure à 20 amu et >10% jusqu'au Li (3.1.3). La Figure 22 présente la structure fermée du piège ISCOOL et de ses segments DC. ISCOOL est le premier RFQ cooler en ligne qui dessert l'ensemble des lignes d'une installation.



Figure 22 : à gauche structure du piège ISCOOL. Sa longueur est d'environ 80cm. A droite électrode DC du piège.

4.1.2 Piège de Penning refroidisseur

Un exemple de piège Penning refroidisseur utilisé pour la manipulation du faisceau est REXTRAP. REXTRAP est le premier étage de préparation du faisceau pour le postaccélérateur linéaire REX-ISOLDE au CERN (Figure 23). Vient ensuite REXEBIS qui réalise l'élévation de charge des ions nécessaire à leur post-accélération dans le LINAC (acceptance en A/q : 3-4.5). Afin d'être injecté avec une bonne efficacité dans REXEBIS le faisceau est nécessaire pulsé et refroidi. Ces opérations sont le rôle de REXTRAP.



Figure 23 : Le post-accélérateur REX-ISOLDE au CERN.

Les performances de REXTRAP sont des transmissions de l'ordre de 60% pour toutes les masses, des temps de refroidissement de l'ordre de 20ms et une capacité maximale de l'ordre de 10⁸-10⁹ par pulse. A cause de l'excitation quadrupolaire qui doit être appliquée pour le refroidissement, le mode de fonctionnement de REXTRAP est nécessairement pulsé. En principe, une méthode de refroidissement sélectif en masse pourrait être appliquée. En pratique, la charge d'espace créée par les ions piégés limite la résolution en masse par l'élargissement de la résonnance cyclotron pour les nombres d'ions supérieurs ou égal à 10⁷. Un projet de simulation et de tests a débuté pour développer et améliorer la sélection en masse de REXTRAP [Sturm07].

4.1.3 Séparation en masse

Les performances des séparateurs magnétiques de haute résolution devrait bénéficier des émittances des faisceaux ISOL réduites à quelques mm.mrad avec les techniques de refroidissement décrites ci-dessus. C'est l'idée qui est actuellement étudiée pour HIE-ISOLDE et SPIRAL 2 afin d'atteindre des résolutions de l'ordre de 20000 qui est suffisante pour supprimer ou diminuer efficacement un bon nombre de contamination isobarique. La Figure 24 présente le projet d'ISOLDE.



Figure 24 Projet d'ISOLDE de déplacer le refroidisseur ISCOOL à l'amont du séparateur HRS.

4.2 Faisceaux in-flight

Dans le cas des faisceaux in-flight, les mêmes techniques de refroidissement de piégeage que celle des faisceaux ISOL peuvent être appliquées en utilisant la technique dite de « gas catcher ». Des cellules de gaz He à des pressions de plusieurs centaines de mbar stoppent les fragments énergétiques qui se recombinent jusqu'à un état de charge 1+ et sont ensuite guidés par des champs électriques radiofréquences. Des variantes prometteuses de ces « gas catchers » sont les « cyclotron gas stopper » [Bollen05] et laser ion source trap [Wendt03] pour lesquelles les problèmes de charge d'espace créée par les fragments incidents sont réduits.

5 Applications des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des interactions fondamentales

Le développement des techniques de piégeage d'ions radioactifs à basse énergie a été particulièrement important pour l'émergence d'expériences de précision visant à tester à basse énergie les fondations de la physique nucléaire et des interactions fondamentales. Dans ce chapitre, différents exemples particulièrement représentatifs d'expériences utilisant le piégeage d'ions radioactifs sont décrits.

5.1 Spectrométrie de masse de haute résolution

La mesure de la masse des noyaux radioactifs est une mesure indirecte de l'énergie de liaison des nucléons. Les différents intérêts de la mesure de masse de précision pour la physique nucléaire sont vastes et décrits dans les articles de revue [Blaum06, Lunney03].

5.1.1 Penning trap mass spectrometry

La spectrométrie de masse de haute résolution des ions radioactifs avec les pièges de Penning utilisant les techniques décrites dans le chapitre 3 a connu récemment un essor considérable les dix dernières années. La Figure 25 présente les différents spectromètres en opération ou en développement auprès des installations de physique nucléaire.



Figure 25 : Installations de spectromètres de masse Penning en 2006, d'après [Klaus06].

Le précurseur de ces expériences est ISOLTRAP, qui est opérationnel à ISOLDE depuis 1989. Un schéma d'ISOLTRAP est présenté sur la Figure 26. Le spectromètre consiste d'un

RFQ refroidisseur regroupeur, d'un piège Penning de purification isobarique du faisceau (R= $\delta m/m\sim 10^5$) et du piège de mesure au bout duquel une ligne de temps de vol et un détecteur channeltron ou MCP est installé.



Figure 26 : spectromètre de masse de haute résolution ISOLTRAP.

Dans cette section des exemples d'application de la mesure de masse des noyaux radioactifs par ISOLTRAP à la physique nucléaire sont présentés.

5.1.2 Structure nucléaire

Un exemple d'application des mesures de masse de haute précision est la structure nucléaire. L'observation de l'énergie de séparation de deux neutrons - notée traditionnellement S_{2n} - le long des chaînes isotopiques permet de révéler les phénomènes tels que fermeture de couche ou déformation sur la surface de masse.

La Figure 27 présente les modifications de la surface de masse par la mesure des masses de Ni, Cu et Ga par ISOLTRAP en 2004. Les points entourés par les cercles sont les modifications les plus importantes par rapport à AME 2003 [Wapstra03]. Ces résultats ont permis d'apporter une information complémentaire sur la fermeture de sous couche présumée pour N=40 [Guénault07].



Figure 27 : surface de masse des isotopes riches en neutrons Ni, Cu et Ga [Guénault07] autour de la fermeture de sous couche présumée à N=40.

5.1.3 Tests des modèles de masse nucléaires

Les modèles de masses nucléaires sont en particulier importants pour décrire la nucléosynthèse lors de la formation des étoiles et de notre système solaire. Si le processus r est une explication plausible de l'abondance des masses m>140 dans notre système solaire [Cowan04], la prédiction du chemin qu'il emprunte est particulièrement compliquée par le peu d'informations expérimentales existant pour les noyaux très riches en neutron. Une donnée de base telle que la masse permet d'estimer les sections efficaces de capture radiatives, le temps de vie de décroissance β et la probabilité d'émission de neutron. La

Figure **28** représente les résultats de la mesure de masse des noyaux Kr riches en neutron récemment réalisée par ISOLTRAP et leur comparaison avec les prédictions de divers modèles (modèle de goutte liquide, Duflo-Züker 95 et Hartree Fock Bogolyubov) [Delahaye07].





La Figure 29 présente le chemin prédit pour le processus r autour des Kr radioactifs pour deux conditions de flux de neutrons et de température initiale. La masse du 95Kr, entourée par ces deux prédictions a été mesurée lors de l'expérience d'ISOLTRAP.



Figure 29 : deux chemins possibles du processus r correspond aux conditions initiales décrites dans l'encadré [Delahaye07].

5.1.4 Masses et astrophysique nucléaire

Un autre exemple de l'intérêt des mesures de masses pour l'astrophysique est la mesure de la masse du ²²Mg auprès d'ISOLTRAP [Mukherjee04], qui est un noyau à la fois intéressant pour l'étude des transitions 0+ \rightarrow 0+ (voir 5.1.5) et l'astrophysique. Lors des explosions des novae ONe, le noyau de ²²Na est potentiellement formé par deux cycles appelés cycles NeNa à partir du ²⁰Ne par captures de protons successives et décroissance β (Figure 30). Le noyau ²²Na est particulièrement intéressant car le gamma caractéristique de sa décroissance (1275keV correspondant à la transition 2+ \rightarrow 0+ du ²²Ne) n'a jamais été observé. Ceci n'est pas pour l'instant en contradiction avec les modèles des novae ONe, mais la probabilité d'observer la transition caractéristique du ²²Na dépend du cycle suivi. Le cycle froid passe par le ²¹Ne et le cycle chaud par le ²²Mg, pour lequel la capture de proton par le ²¹Na à plus haute énergie est favorisée. Dans les deux cas, le cycle passe par le ²¹Na, ce qui donne plus de noyaux de ²²Na à un temps où l'enveloppe de la nova devient transparente au rayonnement gamma.



Figure 30 : cycles chauds et froids NeNa et schéma de niveaux du ²²Mg.

La mesure de masse des noyaux ²²Mg, ²¹Na et ²²Na par rapport aux masses des noyaux stables ²³Na ²⁴Mg et ³⁹K et de son noyau fils ²²Na par ISOLTRAP a permis de résoudre une situation controversée sur la masse du ²²Mg [Mukherjee04] et donner une valeur révisée de l'énergie de résonnance de la réaction ²¹Na(p, γ)²²Mg de 209.7(1.2) keV vers l'état excité 2+ du ²²Mg à 5713.9 keV. Cette énergie de résonnance est un des deux paramètres qui permet la détermination indirecte de la fréquence de la transition ²¹Na(p, γ)²²Mg [Fowler67], avec la force de la résonnance $\omega\gamma$. La mesure d'ISOLTRAP a confirmé l'hypothèse de [Bishop03, Hardy03] d'un noyau ²²Mg plus lié que ne le donnait l'AME [Wapstra03] qui s'appuyait sur deux anciennes mesures de réaction (p,t) contradictoires, et d'une énergie de résonnance plus faible. Pour cette mesure, un réseau de relations des masses des ions radioactifs mesurées par ISOLTRAP par rapport aux masses stables très bien connues a permis d'obtenir des barres d'erreurs davantage réduites sur la mesure des masses, utilisant une méthode très similaire à ce qui est appliqué pour l'AME (Figure 31).



Figure 31 : réseau de relations utilisé pour l'évaluation des masses des isotopes radioactifs.

5.1.5 Masses et tests de l'unitarité de CKM / CVC

La mesure des masses de haute précision des isotopes radioactifs participe aux tests de certaines des hypothèses du modèle standard par l'étude des transitions $0+\rightarrow 0+$, dite superpermises [Hardy08]. L'hypothèse CVC (Conserved Vector Current) correspond au fait que le milieu nucléaire ne doit pas influencer la composante vectorielle de la force nucléaire - ou force forte. Dans cette hypothèse les temps de vie comparatifs corrigés Ft des transitions $0+\rightarrow 0+$ sont indépendantes de la transition étudiée et s'expriment sous la forme :

Équation 18

$$Ft \equiv ft(1+\delta_{\rm R})(1-\delta_{\rm C}) = \frac{K}{2G_{\rm V}^2(1+\Delta_{\rm R}^{\rm V})}$$

les termes δ_R , δ_C et Δ_R^V sont respectivement des termes de correction radiative, de correction dépendant de Z, et de correction radiative indépendante du noyau qui peuvent être estimées théoriquement [Hardy08]. K est un produit de constantes fondamentales. G_V est la constante de couplage vectorielle qui intervient dans V_{ud} le premier élément de la matrice CKM par la formule :

Équation 19

$$V_{\rm ud}^2 = \frac{G_{\rm V}^2}{G_{\rm A}^2}$$

 G_A la constante de couplage de type vecteur axial connue par la désintégration du muon. De ce fait et en faisant l'hypothèse de CVC, la mesure des Ft des transitions $0+\rightarrow 0+$ participe au test de l'unitarité de la matrice CKM :

Équation 20

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1$$

La valeur de Ft dépend de la valeur des corrections présentées ci-dessus, du temps de vie et du rapport d'embranchement de la transition, de la probabilité de capture électronique le cas échéant et pour la fonction statistique f de la valeur du Q de réaction à la puissance 5. La mesure des masses de haute précision par les pièges de Penning des noyaux père et fils d'une même transition est une méthode alternative à la détermination du Q de réaction par les mesures directes. Elle a participé récemment à l'amélioration des précisions des valeurs Ft de plusieurs noyaux (voir Figure 32).



G. Bollen et al., Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 152501

G. Savard et al., Phys. Rev. Lett. 95, 102501 (2005) Phys. Rec. C70, 042501(R) (2004)

Figure 32 : estimation de Ft pour les transitions 0+→0+ récemment améliorées par les mesures de masse de haute précision par les pièges de Penning.

A l'heure actuelle l'unitarité de la première colonne de CKM est vérifiée mais est susceptible de subir des changements rapides liés aux variations fréquentes de valeur du deuxième terme V_{us} ([Hardy08]).

5.2 Tests du modèle standard et de l'interaction faible

En plus des tests de l'unitarité de CKM par la mesure de masse et les mesures de temps de vie et rapport de branchement des transitions $0+\rightarrow 0+$, le développement des techniques de piégeage a ouvert la porte à de nouvelles expériences de précision visant à tester la théorie V-A du modèle standard par l'étude de la désintégration β de transitions Fermi ou GT pures. Les deux expériences WITCH et LPCtrap visent à mesurer le paramètre de corrélation angulaire β -v dans la désintégration respectivement Fermi pure de ³⁵Ar et GT pure de ⁶He. L'article [Severijns07] est une revue des tests de la théorie électrofaible par ces mesures de précisions à basse énergie étudiant la désintégration β .

5.2.1 Mesure du paramètre de corrélation angulaire β -v

Le paramètre de corrélation angulaire β - ν dans la désintégration β nucléaire est de façon la plus générale qui soit - sans polarisation du noyau - une fonction quadratique des constantes de couplages de l'hamiltonien nucléaire de l'intéraction faible [Jackson57] :

Équation 21

$$a_F = \frac{|C_V|^2 + |C_V'|^2 - |C_S|^2 - |C_S'|^2}{|C_V|^2 + |C_V'|^2 + |C_S'|^2 + |C_S'|^2}$$

pour les transitions Fermi pures et

Équation 22

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

pour les transitions Gamow-Teller pures.

Les constantes de couplages C_V , $C_S C_T$ et C_A sont les constantes de couplage vectoriel, scalaire, tensoriel et axial-vecteur, réelles dans le cas d'invariance par rapport à l'inversion du temps. Les valeurs des constantes primées sont, dans le cadre de l'hypothèse de violation maximale de parité, égales aux valeurs des constantes non primées. Le spectre de désintégration nucléaire en l'absence de polarisation du noyau peut s'écrire sous la forme :

Équation 23

$$N(E_e, \Omega_{e\nu})dE_e d\Omega_{e\nu} = F(\pm Z, E_e)N_0(E_e)(1 + b\frac{m}{E_e} + a\frac{\vec{p_e}\vec{p_\nu}}{E_eE_\nu})dE_e d\Omega_{e\nu}$$

où b est le terme d'interférence de Fierz et a le paramètre de corrélation angulaire. F est la fonction de Fermi, N₀ un terme d'espace de phase. La Figure 33 présente la forme des spectres de désintégration de Fermi et de Gamow Teller respectivement pour les noyaux ⁴⁶V et ⁶He dans les hypothèses du modèle standard :

théorie V-A C_V =- C_A , a_F =1, a_{GT} =-1/3.



Figure 33 : spectres de désintégration β sur le plan impulsion de recul énergie β pour les désintégrations de ⁴⁶V (Fermi pure) et ⁶He (GT pure).

Une déviation du paramètre de corrélation angulaire par rapport à la valeur prédite par la théorie V-A impliquerait donc l'existence d'interaction exotique - non prédite par le modèle standard - de type scalaire dans le cas des transitions de Fermi, ou tenseur dans le cas des transitions GT. Les limites actuelles sur les interactions scalaires proviennent d'une mesure

similaire à celle présentée pour LPCtrap et utilisant un piège magnéto-optique pour ^{38m}K [Gorelov05] :

Équation 24

\tilde{a} =0.9981±0.0030^{+0.0032}_{-0.0037}

Les limites sur l'interaction tenseur proviennent d'une mesure des années 1960 du spectre d'énergie de recul d'ions 6He à Oak Ridge [Johnson63].

Équation 25

$a_{GT} = -.3343 \pm .0030$

5.2.1.1 L'expérience WITCH

L'expérience WITCH à ISOLDE au CERN [Beck03] a pour but la mesure de a_F à partir du spectre de recul en énergie de ³⁵Ar. Le spectromètre est installé après REXTRAP (4.1.2) qui fournit un faisceau refroidi et pulsé (Figure 34).



Figure 34 : spectromètre WITCH à ISOLDE, CERN. Les spectres de recul associés aux interactions scalaire (exotique) et vectorielle (prédite par V-A) sont présentés à gauche.

La Figure 35 présente le principe du spectromètre. Deux pièges de Penning placés dans un champ magnétique de 9 T permettent pour le premier l'accumulation et le refroidissement des ions issus de REXTRAP et pour le deuxième d'y attendre leur décroissance. Dans ce dernier les ions qui se sont désintégrés ont une chance sur 2 d'être émis dans la direction du spectromètre de retardement, du fait de la géométrie ouverte du piège et du champ magnétique intense qui concentre les reculs suivant l'axe. Les ions passent du champ magnétique élevé du piège (9T) au champ magnétique faible du spectromètre (0.1T) et leur énergie cinétique radiale est alors convertie en énergie longitudinale par conservation du

moment magnétique. Cette propriété de conversion d'énergie est aussi utilisée pour la méthode de résonnance en temps de vol dans les spectromètres de masse (3.2.4.1). Les ions de recul ayant une énergie supérieure au potentiel de retardement sont détectés par un détecteur MCP. Ainsi mesure-t-on le spectre d'énergie de recul *intégré*. La détermination du paramètre de corrélation angulaire est compliquée par le fait que l'état de charge des ions de recul après désintégration n'est pas unique. La distribution des états de charge provient des phénomènes de shake-off, qui est une réorganisation du cortège électronique après la désintégration, et de cascade Auger, qui intervient après la conversion interne des transitions gamma suivant la désintégration. D'après les états de charge mesurés pour le ^{38m}K et la probabilité de capture électronique, un spectre de recul tel qui pourrait être mesuré par WITCH a été simulé et est présenté sur la Figure 36. Un spectre de désintégration de ^{124m}In a été mesuré expérimentalement et de celui-ci les distributions d'état de charge dues au shake-off et cascade Auger ont pu en être déduite (Figure 37).



Figure 35 Principe du spectromètre WITCH à ISOLDE.



Figure 36 spectre d'énergie de recul simulé tel qu'il serait mesuré par WITCH pour ^{38m}K et tenant compte des états de charge des ions après désintégration (compétition EC et décroissance β).





Figure 37 A gauche spectre expérimental obtenu avec un faisceau mixte de ^{124g-m}In. A droite distribution d'états de charge déduite de la mesure du spectre expérimental, montrant les contributions respectives du shake-off et des cascades Auger après conversion interne.

Le dispositif expérimental WITCH est constamment amélioré (voir Tableau 1) et finalement la première mesure de corrélation angulaire β -v devrait être réalisée avec ³⁵Ar.

Description	fideal set un?	Best achieved yet
Description	iueai set-up	2004 now
Beamline transfer + pulse-down	50%	~ 80%
Injection into B-field, $\varepsilon_{injection}$	100%	20%
Cooler trap efficiency	100%	~ 45%
Transfer between traps	100%	~ 80%
Storage in the decay trap	100%	100%
Fraction of ions leaving the decay trap	~~ 40%	not yet studied
Shake-off to lowest charge state	10% ^{c)}	not yet studied
Transmission through spectrometer	100%	~ 100% (<u>prelim</u> .)
MCP efficiency, ε_{MCP}	60%	52.3(3)% ^{a)}
Total efficiency	~ 1% ^{•)}	0.1% ^{b), c)}

^{a)} Lienard et al., NIM A 551 (2005) 375.

^{h)} improved by factor of ≈ 150 in comparison with 2004

e) for β^+ decay (1⁺ charge state); for β^- decay (2⁻ charge state) these numbers are about 10 times larger

Tableau 1 : efficacités présentes (2008) du spectromètre WITCH et comparaison avecla situation de 2004. Source : N. Severijns.

5.2.1.2 L'expérience LPCTrap

L'expérience LPCtrap au GANIL utilise un piège Paul transparent comme centre du dispositif de détection des particules chargées émises lors de la désintégration β de ⁶He [Ban05]. La désintégration du noyau ⁶He est une transition GT pure 0+ \rightarrow 1+, elle est directe vers le fondamental du noyau ⁶Li qui a une énergie de recul comparativement importante du fait de

sa masse légère, ce qui fait du noyau ⁶He un cas idéal pour la mesure de la corrélation angulaire β - ν par LPCtrap. Le setup expérimental est schématiquement présenté sur la Figure 38.



Figure 38 : principe de l'expérience du LPC au GANIL.

Le spectre de temps de vol de recul est déduit de la mesure en coïncidence d'un temps start sur le détecteur β et d'un temps stop par le détecteur d'ion de recul. D'autres variables de la désintégration telle que l'énergie β et l'angle relatif d'émission β – ion de recul sont aussi enregistrées et permettent un contrôle accru du dispositif expérimental par la donnée de mesures redondantes. L'injection des ions ⁶He provenant de la cave de production de SPIRAL est rendue possible par le refroidissement et regroupement préalable du faisceau par un RFQ refroidisseur utilisant de l'hydrogène comme gaz tampon (Figure 39).



Figure 39 : injection des ions 6He dans le piège de mesure.

La mesure du spectre de recul de ⁶He a été réalisée récemment (été 2008) avec 4.10^6 coïncidences mesurées assurant une incertitude statistique suffisante pour être compétitif avec la meilleure mesure antérieure (quelques ‰ à comparer à 1% d'incertitude totale sur la mesure de Johnson et al.). La mesure de la cinématique complète de la désintégration permet de supprimer les évènements de décroissance en dehors du piège en utilisant l'invariance de la masse du neutrino, autour de zéro considérant la faible sensibilité de cette expérience à ce paramètre (Figure 40). Cette suppression faite, le spectre mesuré en 2006 riche de 10^5 évènements [Fléchard08] a pu être reproduit de façon satisfaisante par

simulation en tenant compte des effets systématiques de piégeage et de résolution du détecteur β (Figure 41).



Figure 40: Suppression des évènements de coïncidence en dehors du piège par la détermination de l'invariant de masse du neutrino.



Figure 41: Reproduction du spectre expérimental de 2006 par la simulation incluant les effets de piégeage et de résolution du détecteur β.

L'analyse des datas enregistrés récemment est en cours. D'autres effets systématiques sont étudiés, tel que les effets du shake-off après désintégration. Une expérience destinée à la mesure de la distribution de charge des noyaux fils de ⁶He par un dispositif de postaccélération électrostatique et de mesure de temps de vol auprès du piège de Paul a été acceptée par le comité d'expérience du GANIL. La diffusion des électrons sur les électrodes et la structure du dispositif expérimental est en cours de simulation par GEANT pour déterminer son effet sur les spectres expérimentaux β .

5.2.1.3 Pièges magnéto-optiques à TRIUMF et Berkeley

Quand leur utilisation est possible, les pièges magnéto-optiques permettent de s'affranchir en grande partie des effets de piégeage décrits ci-dessus. Les atomes radioactifs sont piégés à des températures de l'ordre du mK, et dans des volumes de l'ordre de quelques mm³. La mesure des corrélations angulaires β -v du ^{38m}K a été effectuée à TRIUMF et est la meilleure mesure en date pour les transitions Fermi [Gorelov05]. Elle a été aussi mesurée à Berkeley pour ²¹Na qui est une transition mixte Fermi GT[Scielz004]. Le nombre de candidats possible pour ce type de mesure est limité jusqu'à maintenant par la condition d'existence des transitions adéquates pour le piégeage et par la faible efficacité des processus de neutralisation et de capture des atomes radioactifs.

5.2.2 Spectroscopie des transitions Fermi pures

Ainsi qu'il a été présenté en 5.1.5, la mesure du Ft des transitions $0+ \rightarrow 0+$ participe au test de CVC et de l'unitarité de la première colonne de CKM. La mesure du Q de réaction, avec la mesure du temps de vie partiel t=b·T_{1/2} sont les ingrédients expérimentaux nécessaires à la détermination de Ft. Les mesures de temps de vie et de rapport d'embranchement sont donc complémentaires aux déterminations directes ou non du Q de réaction. Dans ce cadre, les techniques de piègeage de Penning peuvent être utilisées pour la préparation d'un échantillon extrêmement pur d'isotopes radioactifs et la mesure de haute précision de leur temps de vie. C'est cette méthode qui a été employée à JYFL pour la mesure des temps de vie de ⁶²Ga, ²⁶Si et ⁴²Ti [Canchel05, Bey08, Matea08] (Figure 42). Les ions sélectionnés par les pièges Penning utilisé en système de séparation de haute résolution sont collectés sur la bande d'une station d'identification, où l'activité est mesurée en fonction du temps par un détecteur gazeux. Dans le futur, cette station de mesure de temps de vie devrait comporter un détecteur Ge d'efficacité très précisément connue pour la détermination du rapport d'embranchement de la transition à la précision nécessaire (usuellement ‰).



Figure 42 Dispositif expérimental utilisé à JYFL pour la mesure de masse et la spectroscopie nucléaire.

A ISOLDE, REXTRAP a été utilisé pour la mesure du temps de vie du noyau ³⁸Ca en utilisant la formation moléculaire de ³⁸CaF dans la cible d'ISOLDE [Delahaye08]. REXTRAP n'étant pas sélectif en masse et le faisceau de ³⁸Ca étant pollué par son fils ³⁸K de temps de vie similaire, une astuce devait être utilisée pour la préparation d'un ensemble pur de ³⁸Ca. La molécule CaF étant très stable et KF n'étant pas lié, un faisceau pur de ³⁸CaF a pu être injecté dans REXTRAP après sélection de la masse par le séparateur HRS d'ISOLDE. Après accumulation dans REXTRAP, une sélection de temps de vol permettait de supprimer les ions ³⁸K qui auraient pu être conservés dans le piège après décroissance du ³⁸Ca. La Figure 43 présente le dispositif de détection utilisé dans cette expérience similaire à celui utilisé à JYFL, développé par le CENBG.



Figure 43 Dispositif de détection utilisé pour la mesure de temps de vie des transitions $0+\rightarrow 0+$.

5.3 Spectroscopie laser des atomes radioactifs

5.3.1 COLLAPS et ISCOOL à ISOLDE

COLLAPS à ISOLDE est une expérience qui mesure les rayons de charge les spins et les moments nucléaires des noyaux radioactifs par les méthodes de spectroscopie laser colinéaire et β-NMR. L'introduction des techniques de refroidissement et de regroupement du faisceau avec le piège de Paul linéaire ISCOOL a permis d'augmenter de plusieurs ordres de grandeur la sensibilité de COLLAPS comme il avait été démontré précédemment à JYFL utilisant les mêmes techniques [Campbell02]. La Figure 44 présente un schéma de principe de la spectroscopie colinéaire.



Figure 44 : spectroscopie laser colinéaire. Les transitions atomiques des ions ou atomes radioactifs sont excitées par un faisceau laser de longueur d'onde fixe en variant le shift doppler des transitions par le potentiel retardateur.

Les différents intérêts du RFQ refroidisseur regroupeur pour la spectroscopie laser colinéaire sont :

Un rapport signal sur bruit amélioré par la définition d'une fenêtre temporelle d'observation Un shift doppler mieux contrôlé par une meilleure définition de l'énergie du faisceau incident Un meilleur recouvrement du faisceau laser avec le faisceau d'ions ou d'atomes

Une réduction d'un facteur supérieur à 10⁴ du bruit de fond, causé par la réflexion du laser d'excitation, a pu être obtenue sur le signal de florescence de ⁴⁶K au cours des premiers

tests de COLLAPS avec ISCOOL (Figure 45). Une fenêtre d'observation de 12µs était appliquée pour une période de piégeage de 300ms. Le facteur de réduction du bruit de fond correspond simplement au rapport de la période de piégeage sur la fenêtre d'observation.



46K, gated on 12µs window

Figure 45 : réduction du bruit de fond sur le signal de fluorescence 46K en utilisant le **RFQ** refroidisseur regroupeur ISCOOL.

5.4 Antihydrogène et test de CPT au CERN

La comparaison des propriétés de l'atome d'antimatière le plus simple, l'antihydrogène à l'hydrogène doit nous renseigner sur la symétrie matière - antimatière. Elle permet le test de CPT. Au CERN, la formation d'antihydrogène est réalisée dans un piège de Penning par deux expériences : ATHENA et ATRAP. Le principe de la production d'antihydrogène par ATHENA est présenté sur la Figure 46.



Detector

NIM A 518 (2004) 679]

Figure 46: production d'antihydrogène à ATHENA au CERN. Un piège de Penning est utilisé pour l'accumulation de positrons issus de la désintégration des atomes d'une source intense de ²²Na. Dans un autre piège les atomes d'antihydrogène sont formés par le mélange des antiprotons provenant de AD et des positrons.

Dans une première étape, le piège de mélange réalise le refroidissement des antiprotons piégés dans un bain d'électrons. Dans une seconde étape, les atomes d'antihydrogène sont formés par la manipulation des potentiels axiaux pour obtenir la configuration de piégeage et de mélange présentée sur la Figure 47. Pendant cette dernière étape les antiprotons sont refroidis par interaction avec les positrons et les positrons sont refroidis par rayonnement synchrotron.



Figure 47: configuration du piège de mélange pour la production d'antihydrogène.

Le but ultime d'ATHENA et ATRAP est d'étudier la transition 1s-2s de l'atome d'antihydrogène qui est très précisément connue pour l'hydrogène (à 10⁻¹⁴ près !). Pour l'observation de cette transition il se pose alors un problème : l'atome d'antihydrogène est neutre et après sa formation va très vite migrer du centre du piège de mélange vers les parois du piège ou il va s'annihiler. Pour piéger cette atome, le piège d'ATHENA devrait être transformé une nouvelle collaboration ALPHA pour Antihydrogen Laser Physics Apparatus [Alpha] et comporter un piège de type loffe-Pritchard qui est capable de piéger des atomes de très basse énergie par leur moment magnétique (Figure 48).



Figure 48 : principe de la modification du piège d'ATHENA pour y ajouter un piège de type loffe-Pritchard.

5.5 Tests de QED dans les pièges Penning

Comme dernier exemple de test d'interaction fondamentale, les pièges de Penning peuvent être utilisés pour les tests de QED, en particulier par la mesure du facteur gyromagnétique des ions hydrogénoïdes. Ces tests sont réalisés à Heidelberg en utilisant un piège de Penning de structure telle que présenté sur la Figure 49 [Blaum08].



Figure 49 : Structure du double piège de Penning utilisé pour la mesure du facteur gyromagnétique des ions hydrogénoïdes.

Le facteur gyromagnétique peut s'exprimer sous la forme :

Équation 26

$$g = 2 \frac{\omega_L}{\omega_e} \frac{qe/M}{e/m_e}$$

où ω_L et ω_c sont respectivement les fréquences cyclotrons des ions et M la masse de l'ion hydrogénoïde. La mesure de la fréquence cyclotron est réalisée dans le piège de précision tandis que la mesure de la fréquence d'oscillation axiale dans le piège d'analyse permet la détection des spins flips et donc la mesure de la fréquence de Larmor. Ces mesures de fréquence de mouvements propres sont toutes deux réalisées par la méthode de charge induite classique FT-ICR (3.4.2.4).

6 Futures installations

Le domaine d'application des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et aux tests des théories des interactions fondamentales est en constante évolution due à la malléabilité de ces instruments et à l'inventivité de la communauté scientifique qui les développe. Il n'est donc pas étonnant de trouver un bon nombre de projets de construction de ces instruments comme part intégrante des projets d'installations de physique nucléaire de nouvelles générations, telles que SPIRAL 2 à GANIL, FLAIR à GSI et EURISOL. Les pièges de Paul sont utilisés principalement comme refroidisseurs regroupeurs desservant les lignes de faisceaux de basse énergie, ou en amont de séparateurs magnétique de haute résolution ou encore de spectromètre de masse Penning. Les pièges de Penning sont utilisés soit pour les mesures de masse et pour la préparation du faisceau pour les expériences de spectroscopie nécessitant des faisceaux purs et refroidis, soit pour les mesures de moment gyromagnétiques des ions hydrogénoïdes, soit encore pour l'étude de l'antihydrogène comme les expériences ATHENA et ATRAP. Citons par exemple les projets HITRAP, FLAIR et MATS à GSI/ FAIR [Kluge07], le projet DESIR à GANIL [DESIR] et les projets de RFQ refroidisseurs de haute intensité pour EURISOL [EURISOL].

7 Remerciements

Mille mercis à mes collègues et amis Nathals Severijns, professeur à l'université catholique de Leuven, Klaus Blaum, professeur à Heidelberg et Xavier Fléchard chercheur au LPC Caen pour le support en documentation et les transparents qui ont enrichi valablement ce cours d'exemples d'application des pièges à la frontière de leurs disciplines.

Bibliographie

[Alpha] : http://alpha.web.cern.ch/alpha/

[Ban03]: G. Ban et al., Nucl. Instrum. Meth. A 518 (2004) 712.

[Ban05]: G. Ban et al., Nucl. Phys. A 752 (2005) 67.

[Beck03]: M. Beck et al., 2003a, Nucl. Instr. and Meth. A 503, 567 et M. Beck et al., 2003b, Nucl. Instr. and Meth. B 204, 521.

[Bergström02]: I. Bergström, C. Carlberg, T. Fritioff, G. Douysset, J. Schönfelder, R. Schuch, Nucl. Instr. and Meth. A 487 (2002) 618.

[Bey08]:; A. Bey et al., Eur. Phys. J. A36 (2008) 121.

[Bishop03]: S. Bishop et al., Phys. Rev. Lett. 90(2003)162501.

[Blaum06]: K. Blaum, Physics Reports 425 (2006) 1.

[Blaum08] : <u>http://www.mpi-hd.mpg.de/blaum/gfactor/index.en.html</u>

[Bollen05]: G. Bollen et al., Nucl. Instrum. Meth. A550 (2005) 27.

[Bollen2001]: G. Bollen, Nuclear Physics A 693 (2001) 3.

[Campbell02]: P Campbell et al., Eur. J. Phys. A 15 (2002) 45.

[Canchel05] : G. Canchel et al., Eur. Phys. J. A 23 (2005) 409.

[Cowan04]: J. J. Cowan and F.-K. Thielemann, Physics Today, October 2004, pp. 47–53.

[Dawson76] P. H. Dawson Quadrupole Mass Spectrometry and its Application, Editions American Vacuum Society Classics 1976.

[Dehmelt90]:H. Dehmelt, Rev. Mod. Phys. 62 (1990) 525.

[Delahaye07]: P. Delahaye et al., Phys. Rev. C 74(2006)034331.

[Delahaye08]: P. Delahaye, B. Blank and S. Sturm, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 266 (2008) 4647–4651.

[DESIR]: http://www.cenbg.in2p3.fr/desir/

[EURISOL] : http://en.wikipedia.org/wiki/Eurisol, voir task 9.

[Extrel]: http://www.extrel.com.

[Flechard08]: X. Fléchard et al., Phys. Rev. Lett., 101(2008) 212504.

[Fowler67]:W. A. Fowler et al., Annu. Rev. Astron. Astrophys. 5(1967)525.

[George07]: S. George et al., Phys. Rev. Lett. 98(2007)162501.

[Gian08]: O. Gianfranco, F. Duval, G. Ban, R. B. Moore and D. Lunney, Nucl. Instrum. Meth. B, 266 (2008) 4483.

[Gorelov05]: A. Gorelov et al., Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 142501.

[Guénault07]: C. Guénault et al, Phys. Rev. C 75(2007)044303.

[Hardy03]: J. C. Hardy *et al.*, Phys. Rev. Lett. 91(2003)082501.

[Hardy08]:J.C. Hardy and. I.S.Towner. Phys. Rev. C77 (2008) 025501.

[Jackson57]: J. D. Jackson, S. B. Treiman, and H. W. Wyld, Jr., , Nucl. Phys. 4 (1957) 206.

[Johnson63]: C. H. Johnson, F. Pleasonton, and T. A. Carlson, Phys. Rev. 132 (1963) 1149.

[Kluge07]: H-J Kluge, W Quint and D F A Winters Journal of Physics: Conference Series 58 (2007) 9.

[Kluge08]: H.-J. Kluge et al., Advances in Quantum Chemistry, 53(2008)83.

[König95]: M. König et al., International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes 142 (1995) 95.

[Lunney03]: D. Lunney, J. M. Pearson et C. Thibault, Rev. Mod. Phys. 75(2003)1022.

[Mattea08]: I. Mattea et al., Eur. Phys. J. A 37 (2008) 151.

[Mukherjee04]:M. Mukherjee et al., Phys. Rev. Lett. 93(2004)150801.

[Paul53]: W. Paul, H. Steinwedel, "A new mass spectrometer without a magnetic field", Z. Naturforsch., 8a(1953)448.

[Paul58]: W. Paul, H. Steinwedel, "A new mass spectrometer without a magnetic field", Z. Naturforsch., 8a(1953)448.

[Paul90]:W. Paul, Rev. Mod. Phys. 62 (1990) 531.

[Penning30]: F. M. Penning, Physica 3(1936)873.

[Pierce49]: J.R. Pierce, in: Theory and Design of Electron Beams, D. van Nostrand Co., New York 1949, Chap. 3.

[Poth90]: H. Poth, Phys. Rep. 196(1990)135.

[Scielzo04] : N. D. Scielzo, S. J. Freedman, B. K. Fujikawa, and P. A. Vetter, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 10250.

[Severijns06]: N. Severijns, M. Beck et O. Naviliat-Cuncic, Rev. Mod. Phys. 78(2006)991.

[Sturm07]: S. Sturm, Diploma Thesis, University of Heidelberg, 2007.

[Wapstra03]: A. H. Wapstra, G. Audi, and C. Thibault, Nucl. Phys. A 729(2003) 129.

[Wendt03]: K.D.A. Wendt et al., Nuclear Instruments and Methods B 204(2003)325.