

N° d'ordre : 5820

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

présentée

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par

Cristian-Florentin TOADER

**Sujet : Mesures de masses atomiques de nucléides très éloignés de la vallée
de stabilité β à l'aide d'un spectromètre de masse à radiofréquence.**

Soutenue le **VENDREDI 16 JUILLET 1999** devant la commission d'examen

MM. Hubert DOUBRE

Président

Ernst ROECKL

Rapporteur

Guy WALTER

Rapporteur

Hubert FLOCARD

Catalin BORCEA

Michel de SAINT SIMON

Directeur de thèse

Remerciements

Au début, je voudrais remercier mon camarade de lycée qui s'est toujours montré sceptique quant à l'utilité générale du type d'études que j'ai choisi. Ensuite, je voudrais remercier mon ami de Bucarest qui m'a demandé qu'est-ce qu'on produit à l'Institut de Physique Atomique pour justifier son existence. Et je voudrais remercier aussi une de mes amies du programme d'échange Copernicus qui au moment de la soutenance m'a demandé à quoi sert une thèse en physique. Je pourrais répondre en donnant comme exemple le choix de l'unité de masse atomique $u = M_{12C} / 12$ pour éviter la perte de « millions de dollars dans la vente des produits chimiques ». Mais, je vais remercier mes parents qui m'ont appris que le scepticisme est une mise à l'épreuve des motivations.

En mars 1995, j'ai obtenu une bourse européenne TEMPUS pour effectuer le stage de fin d'études de l'Université de Bucarest. Cette bourse m'a donné la possibilité de travailler à Orsay, d'avoir un aperçu de la vie scientifique de ce centre. Quelques mois après, je suis revenu à Orsay dans le Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse pour commencer ma thèse. Si l'idée de continuer mes études à Orsay était elle même très attirante, la personne qui m'a dirigé vers le groupe Masses Atomiques du CSNSM est Catalin Borcea. Les premiers mois j'ai plongé dans un torrent d'informations liées aux nouvelles conditions de vie et de travail. La gentillesse d'Annie Ballouard, Elisabeth Seibert, Jocelyne Lorgeril et Jean-Luc Picot m'a permis de résoudre une quantité de problèmes pratiques.

Depuis mon arrivée au CSNSM, avant même mon inscription en doctorat, et jusqu'au moment de la soutenance de cette thèse j'ai reçu beaucoup d'encouragements du Prof. H. Doubre, le directeur de notre laboratoire. Pendant les périodes de prises des données, je cherchais à suivre ses discussions avec les autres chercheurs car il y avait toujours quelque chose à apprendre sur les expériences de physique en général et par conséquent sur « mon » expérience.

Peu après la première lecture des papiers qui décrivaient le projet MISTRAL, j'ai travaillé avec David Lunney. Au début de la mise au point d'une expérience il y a une période pendant laquelle rien ne marche : les connexions sont défectueuses ou en court-circuit et mieux encore les décharges électriques dans la source d'ions provoquent des pannes d'équipement. David ne jetait jamais l'éponge et si dans ma thèse il y a des données de physique, il y est pour beaucoup.

De Michel Jacotin et Jean François Képinski, j'ai appris aussi beaucoup de choses sur le coté technique des expériences en général et surtout sur la rigueur impliquée par ce travail de préparation. Mis à part cela, les discussions avec eux ont été plus qu'un plaisir et très importantes pour mon intégration à la vie du Campus... et à la vie parisienne. De ce côté, j'ai été beaucoup aidé (tout comme tous les étudiants qui ont travaillé sur MISTRAL) par Geneviève Le Scornet. Je voudrais la remercier pour cela et pour sa patience envers le grand nombre de petites bêtises que j'ai commises pour le plaisir de jouer avec le système de calcul.

Pendant le temps que j'ai consacré à l'analyse des données, j'ai constamment appelé à l'aide Catherine Thibault. Quand je me suis familiarisé avec ce travail d'analyse des données à travers une modeste tentative de développement, elle m'a aidé à comprendre l'enjeu de cette partie des expériences de physique. Par contre, je n'ai jamais compris comment Catherine faisait pour trouver un valeur erronée, cachée parmi cinquante autres valeurs correctes en quelques instants. Le fait que l'année de la soutenance de son doctorat est aussi celui de ma naissance (1971) pourrait peut-être expliquer en partie cela.

Une grande partie de ma thèse à été consacrée à comprendre et à contrôler le fonctionnement du spectromètre à radiofréquence MISTRAL. Mais avant de participer à cette partie de l'expérience, Michel Dedieu avait déjà conçu le système d'acquisition et, avec

Marin Duma, programmé l'interface graphique et les prototypes de pilotage des équipements. Je veux les remercier pour la qualité de leur travail qui m'a permis plus tard d'utiliser un système très flexible du point de vue des nécessités de l'expérience.

Également mes remerciements vont à Bernard Merlant, Moufida Marce et Gerald Conreur qui n'ont pas ménagé l'aide pour l'utilisation des systèmes informatiques du laboratoire.

Dans le domaine des mesures de masses atomiques presque tous les doctorants travaillent, à un moment donné de leur thèse, avec Georges Audi sur l'évaluation de leurs résultats. Le fait qu'il fasse partie du même groupe et qu'il ait participé à l'expérience ne m'a pas épargné le travail nécessaire pour expliciter les effets des premiers résultats de MISTRAL. Certainement que, sans sa rigueur et sa patience, l'enthousiasme des jeunes ne permettrait pas de venir à bout de toutes les causes d'erreur.

Je veux remercier aussi mes jeunes amis du laboratoire : Sylvain Henry, Fairouz Hammache, Giancarlo Rizza, Celine Monsanglant, Claire, Alex, Kim, Brinick. Ils ont été ma famille proche et j'ai appris quelque chose à chaque fois que l'on a passé du temps ensemble.

À la fin, mais pas en dernier je veux remercier mon Directeur de thèse Michel de Saint Simon. Avec le calme d'un joueur d'échecs Michel a toujours su, malgré mon caractère un peu trop dynamique, réveiller ma curiosité pour les détails cachés de l'expérience. Au début quand j'essayais de me familiariser avec le système, mais aussi par la suite, quand j'ai pris plus de confiance, on s'est trouvé, dans des situations apparemment sans issue. Une touche magique sur le réglage du spectromètre ou un conseil et le problème devenait soluble.

... Merci Michel !

INTRODUCTION.....	7
1. MOTIVATIONS POUR LES MESURES DE MASSE	9
1.1 CONSIDÉRATIONS PRÉLIMINAIRES	9
1.2 STRUCTURE DU NOYAU À TRAVERS LA SURFACE DES MASSES.....	12
1.2.1 <i>L'appariement</i>	<i>12</i>
1.2.2 <i>Les nombres magiques et les fermetures de couche</i>	<i>12</i>
1.2.3 <i>Les déformations</i>	<i>13</i>
1.2.4 <i>Les noyaux à « halo ».....</i>	<i>14</i>
1.3 CONTRAINTES EXERCÉES SUR LES MODÈLES DE PRÉDICTION DES MASSES ATOMIQUES	14
1.4 APPLICATIONS À LA MODÉLISATION DE LA NUCLÉOSYNTÈSE STELLAIRE	16
1.5 AUTRES APPLICATIONS DES MESURES DE MASSES ATOMIQUES.....	18
1.5.1 <i>Métrologie</i>	<i>18</i>
1.5.2 <i>L'interaction électro-faible.....</i>	<i>18</i>
2. PRODUCTION DES NOYEAUX DE TRÈS COURTES DURÉES DE VIE.....	19
2.1 MÉCANISMES DE RÉACTION	19
2.1.1 <i>Le cas des projectiles Ions Lourds.....</i>	<i>19</i>
2.1.2 <i>Le cas des projectiles légers.....</i>	<i>20</i>
2.2 TECHNIQUES DES FAISCEAUX RADIOACTIFS.....	20
2.3 ISOLDE : GÉNÉRALITÉS SUR L'INSTALLATION.....	22
2.4. SYSTÈME DE PRODUCTION D'ISOLDE.....	23
2.4.1 <i>Les cibles</i>	<i>23</i>
2.4.2 <i>Les sources d'ions</i>	<i>24</i>
3. TECHNIQUES ACTUELLES DE MESURES DE MASSE	28
3.1 MÉTHODES INDIRECTES DE MESURE DE MASSE	29
3.1.1 <i>Mesures d'énergie de réaction Q</i>	<i>29</i>
3.1.2 <i>Mesures de masse à l'aide des énergies de décroissance radioactive.....</i>	<i>30</i>
3.1.3 <i>Mesures de spectres invariants de masse.</i>	<i>32</i>
3.2 MÉTHODES DE TEMPS DE VOL.....	32
3.3 MESURES DE MASSE À L'AIDE D'ACCÉLÉRATEURS.....	33
3.4 ANNEAUX DE STOCKAGE	35
3.4.1 <i>Les mesures par refroidissement électronique ($\Delta v / v \rightarrow 0$).....</i>	<i>36</i>
3.4.2 <i>Le mode isochrone ($\gamma \rightarrow \gamma_{ir}$).....</i>	<i>36</i>
3.5 MESURES DE MASSE BASÉES SUR LA FRÉQUENCE CYCLOTRON.....	36
3.6 COMPARAISON DES TECHNIQUES DE MESURE DE MASSES ATOMIQUES	39

4. LE SPECTROMÈTRE DE MASSE À RADIOFRÉQUENCE.....	41
4.1. PRINCIPE.....	41
4.2 POUVOIR DE RÉOLUTION EN MASSE D'UN SPECTROMÈTRE RF.....	46
4.3 FENTE DE DÉFINITION DE PHASE.....	49
4.4 COMPARAISON DES MASSES.....	52
4.5 STRUCTURE DU SPECTROMÈTRE À RADIOFRÉQUENCE.....	52
5. ELÉMENTS DE DÉFINITION DE LA TRAJECTOIRE.....	54
5.1 L'AIMANT.....	54
5.2 ÉLÉMENTS D'OPTIQUE IONIQUE.....	55
5.3 STRUCTURE DES LIGNES DE FAISCEAUX.....	56
5.4 SYSTÈMES DE DÉTECTION ET DIAGNOSTIC.....	58
5.5 SAUTS DE MASSE.....	60
5.6 DÉFINITION ET OPTIMISATION DE LA TRAJECTOIRE.....	60
5.6.1 <i>Les calculs préliminaires d'optique ionique.....</i>	<i>61</i>
5.6.2 <i>La détermination pratique des plages de tension.....</i>	<i>62</i>
6. SYSTÈME DE RADIOFRÉQUENCE.....	64
6.1 PROFIL IDÉAL DE MODULATION.....	64
6.2 DESCRIPTION DU MODULATEUR.....	66
6.3 PARAMÈTRES GÉOMÉTRIQUES.....	66
6.4 CALCUL DE L'AMPLITUDE DE MODULATION.....	68
6.5 MESURE DE L'AMPLITUDE DE MODULATION.....	70
6.6 REMARQUES SUR LE MODULATEUR.....	71
6.7 SYSTÈME RADIOFRÉQUENCE.....	71
7. SYSTÈME D'ACQUISITION DES DONNÉES.....	76
7.1 OBJET DE L'ACQUISITION.....	76
7.2 GÉNÉRALITÉS SUR L'ARCHITECTURE DU SYSTÈME.....	77
7.3 CONTRÔLE DES PARAMÈTRES.....	79
7.4 PILOTAGE DES ÉLÉMENTS ÉLECTROSTATIQUES ET SAUTS DE MASSE.....	80
7.5 BALAYAGES DE FRÉQUENCE.....	82
7.6 COMMANDE DE L'AIMANT ET DE L'AMPLIFICATEUR RF.....	83
7.7 LA BOITE À OUTILS VxWORKS.....	83
7.8 LES MODES D'ACQUISITION.....	84
8. PRISES DES DONNÉES.....	90
8.1 MODE OPÉRATOIRE.....	90
8.1.1 <i>L'optimisation de la trajectoire :.....</i>	<i>91</i>
8.1.2 <i>Détermination des rangs harmoniques :.....</i>	<i>92</i>
8.1.3 <i>La mesure des fréquences de résonance.....</i>	<i>94</i>
8.2 PRISES DE DONNÉES.....	94

9. ANALYSE DES DONNÉES.....	103
9.1 DÉTERMINATION DES FRÉQUENCES DE RÉSONANCE.....	103
9.2 PROCÉDURE D'ANALYSE.....	106
9.2.1 <i>Tests en faisceau stable :.....</i>	<i>106</i>
9.2.2 <i>Mesures avec un faisceau radioactif.....</i>	<i>106</i>
9.3 POSSIBILITÉ DE SÉPARATION DES ISOBARES ET DES ISOMÈRES.....	108
9.4 ANALYSE DES DONNÉES.....	110
9.4.1 <i>Définition de l'ensemble cohérent des données :.....</i>	<i>110</i>
9.4.2 <i>Définition de la procédure d'analyse :.....</i>	<i>110</i>
10. RÉSULTATS.....	114
10.1 LA CALIBRATION DES MESURES DE JUILLET 1998 (RUN-987).....	114
10.1.1 <i>Observations.....</i>	<i>114</i>
10.1.2 <i>Remarques.....</i>	<i>117</i>
10.2 LA CALIBRATION DES RÉSULTATS DE NOVEMBRE 1998.....	118
10.2.1 <i>La double-calibration.....</i>	<i>118</i>
10.2.2 <i>L'étude des paramètres de calibration.....</i>	<i>120</i>
10.3 RÉSULTATS.....	124
11. L'ÉVALUATION DES RÉSULTATS.....	129
11.1 LES ISOTOPES PROCHES DE LA STABILITÉ.....	131
11.2 LA MESURE DE ²⁶Na.....	131
11.3 LA MESURE DE ²⁷Na.....	133
11.4 LES MESURES DE ^{28,29}Na.....	135
11.5 LA MESURE DE ³⁰Na.....	136
11.6 CONCLUSION.....	138
12. DISCUSSION DES RÉSULTATS.....	139
12.1 COMPARAISON DES DONNÉES MISTRAL AVEC QUELQUES MODÈLES THÉORIQUES.....	139
12.1.1 <i>Formules locales.....</i>	<i>139</i>
12.1.2 <i>Les modèles semi-empiriques.....</i>	<i>140</i>
12.1.3 <i>Les méthodes fondamentales.....</i>	<i>142</i>
12.2 ÉNERGIES DE SÉPARATION DE 2 NEUTRONS.....	143
CONCLUSION.....	145
LISTE DES RÉFÉRENCES.....	147

Dans un raisonnement cartésien, la description d'un système quelconque repose sur la capacité de lui associer des nombres. Si ce système est un corps en interaction avec l'environnement, on peut dire que ces nombres caractérisent ses propriétés.

Introduction

Dans le cas particulier du noyau atomique « décrire » signifie passer en revue ses caractéristiques : l'identification du noyau, durée de vie, masse, énergie de liaison du système (ou bien *niveaux* d'énergie intrinsèques).

Toutes les informations que l'on peut obtenir sur un noyau dépendent du nombre d'événements acquis pendant le processus de mesure, autrement dit de la statistique de celui-ci. De ce fait, des limitations d'ordre technique ont fait que presque 100 ans après la découverte des « rayons canaux », en 1971, on pouvait encore écrire : « ... la physique nucléaire repose sur une connaissance approfondie des noyaux voisins de la vallée de stabilité » [Thibault71]. Depuis, il s'est établi une *compétition* pour contredire cette affirmation et prendre en compte les propriétés des noyaux de plus en plus éloignés de la stabilité β . Ceci est le but du programme de recherche du groupe Masses Atomiques du Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse d'Orsay. Plus précisément, ce but est *la mesure des masses atomiques des noyaux de très courte durée de vie*. Ce programme inclut le travail qui fait l'objet de ce mémoire.

Dans le premier chapitre on explique quelques unes des motivations des mesures de masses atomiques. Comme il a été dit plus haut, les noyaux de très courte durée de vie constituent l'objet de notre étude. Le deuxième chapitre décrit les méthodes utilisées pour produire ces noyaux afin de souligner les difficultés expérimentales afférentes. Ensuite, dans le troisième chapitre, on essaye de classer notre programme parmi les expériences ayant le même but. Ce chapitre comprend aussi une analyse des autres programmes expérimentaux de mesure de masse afin de montrer les raisons pour lesquelles ce nouveau programme est nécessaire. Ces trois premiers chapitres permettent de situer et de justifier ce programme.

Après cette justification, la partie suivante est consacrée à la description de notre méthode : la mesure des masses atomiques à l'aide d'un spectromètre à radiofréquence. Le chapitre 4 explique le principe de fonctionnement du spectromètre à radiofréquence et donne

une estimation de ses performances théoriques. Les chapitres 5, 6 et 7 traitent chacun d'un aspect du *développement expérimental* de notre spectromètre c'est-à-dire respectivement : l'optique ionique, le système de modulation radiofréquence et le système d'acquisition des données.

La dernière partie est consacrée à la présentation des résultats obtenus. Elle comprend, d'une part, les mesures de vérification de la qualité des données effectuées sur des masses bien connues et, d'autre part, les premières mesures de masse d'isotopes radioactifs éloignés de la stabilité effectuées avec ce dispositif. Dans le chapitre 8 on explique la procédure de mesure des masses et le déroulement des premières prises de données. Dans les chapitres 9 et 10 on explique d'abord la procédure d'analyse des données et ensuite on présente les résultats de cette analyse effectuée sur les premières prises de données. L'évaluation des données issues de notre expérience (chapitre 11) a pour but d'interpréter et d'expliquer certains désaccords avec les données issues d'autres expériences dont les résultats ont été précédemment inclus dans la Table des masses. Finalement les conclusions et les perspectives qui s'ensuivent sont présentées.

1. Motivations pour les mesures de masse

1.1 Considérations préliminaires

Caractériser un noyau atomique implique, entre autres caractéristiques, de l'identifier, déterminer sa stabilité en tant que système lié et déterminer son énergie de liaison. Cela revient à déterminer le nombre de protons et de neutrons qui le constituent, sa durée de vie et sa masse.

L'unité de mesure de la masse atomique (u) est égale à 1/12 de la masse de l'atome de ^{12}C : $u = 1,66054 \times 10^{-27} \text{ kg} = 931,49386 \text{ MeV}/c^2$. Le MeV/c^2 est une unité de mesure universellement utilisée en physique nucléaire car elle donne rapidement la correspondance entre la masse et l'énergie totale du système.

La comparaison de la masse nucléaire M_v du noyau de nombre de masse A à la somme des masses de ses constituants (Z protons et N neutrons) donne son énergie de liaison :

$$B_{Z,N}^v = Zm_p + Nm_n - M_v$$

Les énergies de liaison électroniques pouvant être négligées, cette énergie est très proche de la quantité $B_{Z,N}$ donnée dans les Tables :

$$B_{Z,N} = Zm_H + Nm_n - M_A$$

où m_H et M_A désignent les masses atomiques respectivement de l'hydrogène, et du nucléide de masse A . L'excès de masse Δ est aussi une grandeur utile : elle représente l'écart entre la masse atomique M_A et le produit $A \times u$.

$$\Delta = M_A - A \times u$$

Une autre grandeur importante est l'énergie de séparation d'un nucléon qui s'écrit :

$$S_n = B_{Z,N} - B_{Z,N-1} \text{ dans le cas du neutron}$$

$$S_p = B_{Z,N} - B_{Z-1,N} \text{ dans le cas du proton.}$$

Ces grandeurs représentent l'énergie nécessaire pour extraire un nucléon d'un noyau (Z, N).

L'énergie totale, la masse atomique, l'excès de masse et l'énergie de liaison contiennent des informations équivalentes.

Les noyaux stables sont caractérisés par une certaine proportion entre le nombre de protons et celui de neutrons. Cette proportion obéit en moyenne à la relation empirique:

$$Z = A / (2 + 0,015A^{2/3}) \text{ [Valentin75] .}$$

Plus on s'éloigne de cet « équilibre », en ajoutant au système des neutrons ou des protons, moins le système est lié. L'image la plus claire de ces observations est donnée par une représentation tridimensionnelle des noyaux avec les nombres de neutrons et de protons placés sur les deux axes horizontaux et la masse atomique sur l'axe vertical. On peut observer que les systèmes les plus liés se trouvent au fond d'une vallée entourée de flancs sur lesquels on trouve des noyaux de moins en moins liés à mesure que l'on s'éloigne du fond de la vallée.

Inversement, la dépendance de l'énergie de liaison par nucléon en fonction de N et de Z est représentée par une colline avec des valeurs maximales situées autour de 8 MeV pour les noyaux stables (figures 1.1 et 1.2).

Les lignes de délimitation des noyaux liés vis-à-vis de l'interaction forte sont appelées les « drip-lines » : drip-line de neutrons et drip-line de protons. Au-delà de ces limites, les noyaux ne sont plus liés par rapport à l'émission de nucléons.

À cause de limitations d'ordre expérimental, lorsqu'on s'éloigne autant qu'il est possible de la vallée de stabilité, les informations accessibles se limitent à l'identification, la durée de vie et la masse atomique. Néanmoins la masse, ou l'énergie de liaison qui s'en déduit, est une *information globale* qui reflète l'ensemble des interactions qui agissent dans le noyau : les interactions électromagnétiques, les interactions faibles et les interactions fortes [Heyde99].

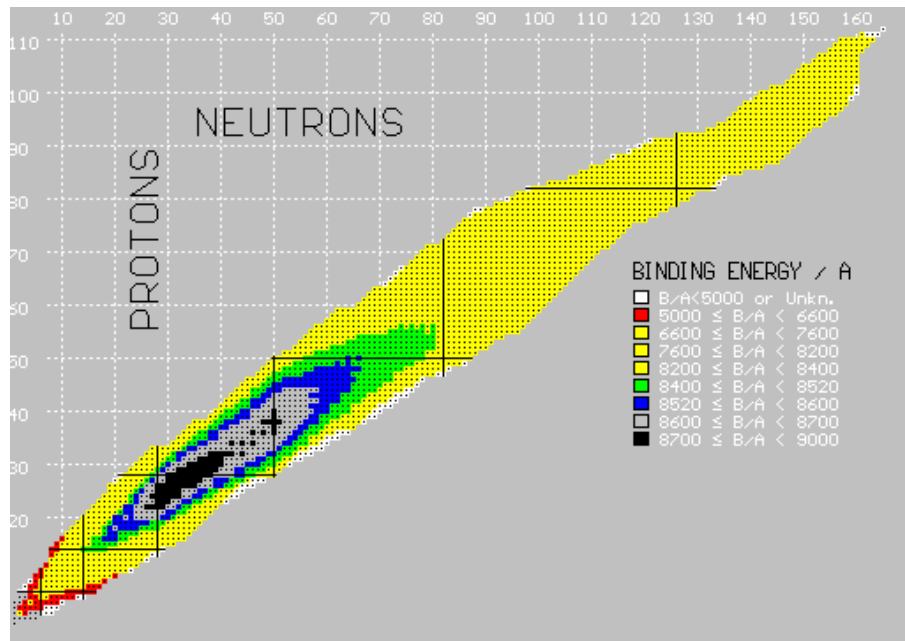


Figure 1.1 : Carte des énergies de liaison en fonction des nombres de neutrons et de protons (figure produite par le programme NUCLEUS [Potet 95]).

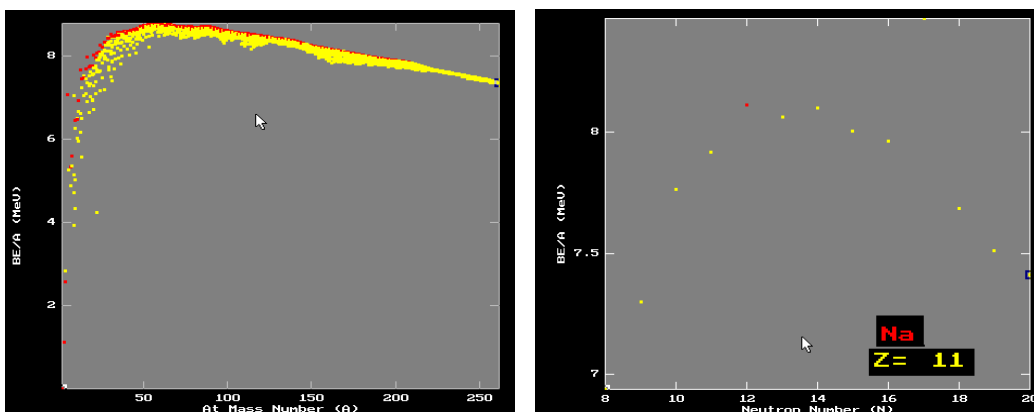


Figure 1.2 : À gauche, projection de la surface des énergies de liaison – en fonction du nombre de masse A . À droite, section en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes de sodium (graphiques produits à l'aide de programmes de simulation [Bigelow95]).

1.2 Structure du noyau à travers la surface des masses

On peut dire que l'observation de la surface des masses $M = f(N,Z)$ nous donne une première possibilité de mettre en évidence ces interactions. Par contre, le fait qu'elle soit une information globale ne facilite pas l'interprétation des observations en ce qui concerne la structure du noyau. On a besoin de *séparer différents effets qui ont été mis en évidence par l'étude de la structure nucléaire* en particulier, grâce aux mesures de masses atomiques.

1.2.1 L'appariement

Un premier pas dans cette direction résulte de l'observation que les noyaux ayant des nombres pairs de neutrons ou de protons sont plus liés que ceux qui ont des nombres impairs. La représentation tridimensionnelle de l'énergie de liaison est structurée en quatre feuilles, à peu près parallèles, disposées les unes au-dessus des autres. Les noyaux les plus liés, ayant des nombres pairs de neutrons et de protons, se trouvent sur la feuille la plus élevée. C'est l'effet *d'appariement*. Pour s'affranchir de cet effet et pouvoir suivre l'influence d'autres effets, il faut considérer l'énergie de séparation de deux nucléons :

$$S_{2n} = B_{Z,N} - B_{Z,N-2} \quad \text{ou} \quad S_{2p} = B_{Z,N} - B_{Z-2,N}.$$

1.2.2 Les nombres magiques et les fermetures de couche

En 1948, on avait déjà observé une corrélation entre la valeur de l'énergie de liaison du noyau et la valeur de son abondance dans l'univers [Audouze80]. Les noyaux ayant un nombre de neutrons ou de protons dit « magique » : 2, 8, 20, 50, 82 ... sont particulièrement abondants. L'existence des nombres magiques a conduit, par analogie avec la structure en couches de l'atome, à l'idée que les nucléons sont aussi répartis en couches [Mayer55]. Sur les courbes S_{2n} (ou S_{2p}) la fermeture d'une couche est visible pour tous les noyaux passant d'un certain nombre magique de neutrons ou de protons au nombre immédiatement supérieur (figure 1.3) [Borcea93].

Du point de vue de la modélisation, un pas en avant dans la compréhension de la structure du noyau a résulté de l'hypothèse « de la particule indépendante ». On a supposé alors que les nucléons se déplacent dans un potentiel central $V(r)$ créé par tous les autres nucléons, puis plus tard, que toutes les autres interactions peuvent être traitées comme des perturbations. L'effet des couches a été introduit par regroupement et dégénérescence des énergies propres des niveaux. La capacité d'un potentiel nucléaire à reproduire les nombres magiques connus permet d'évaluer son degré de confiance. Cette hypothèse est à la base du modèle en couches du noyau qui nous fournit une partie des nombres magiques et explique

avec succès les spins et les parités des noyaux doublement magiques mais aussi des noyaux qui ont un ou deux nucléons de plus ou de moins.

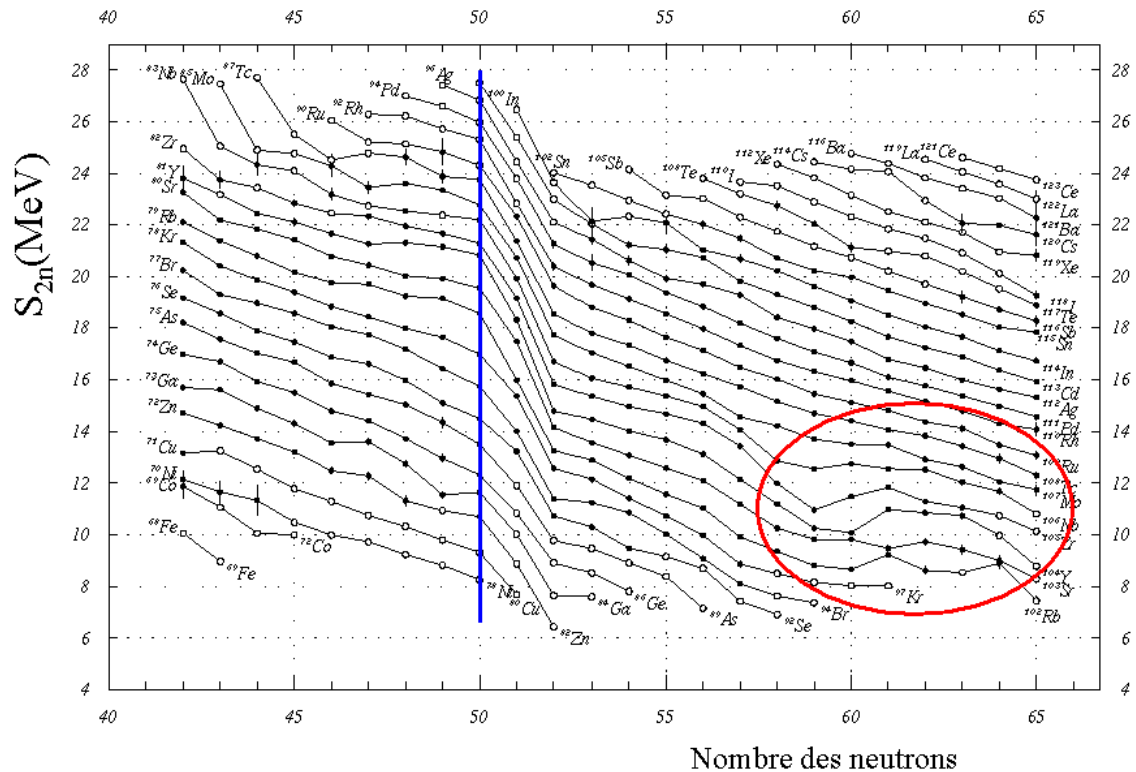


Figure 1.3 : Chute des valeurs des énergies de séparation de deux neutrons au-delà du nombre magique $N=50$ et changement de monotonie des mêmes courbes au voisinage de la région de déformation entre Rb et Nb au-delà de $N=60$.

1.2.3 Les déformations

Mises à part les régions des noyaux magiques on peut trouver des abondances isotopiques assez élevées et des énergies de liaison importantes dans d'autres régions de la carte des noyaux. En 1955, S.G. Nilsson [Nilsson55] a proposé de renoncer à la symétrie sphérique des potentiels et de donner plus de flexibilité aux positions des niveaux d'énergie à une particule en fonction de la déformation. Ainsi, la dégénérescence des niveaux d'énergie a pu être levée. Un nouveau regroupement est possible à des déformations plus importantes. Sur une carte des S_{2n} les déformations sont observables sous la forme de perturbations locales (ou de la monotonie des courbes de séparation). La figure 1.3 en donne un exemple pour la région de déformation des isotopes de Rb, Sr, Y, Zr et Nb au-delà de $N=60$.

1.2.4 Les noyaux à « halo »

Dans le voisinage de la drip-line des neutrons, les noyaux ont une structure moins dense du fait que le dernier neutron (ou les deux derniers) est (sont) faiblement lié (s). La fonction d'onde peut avoir une extension spatiale beaucoup plus importante que habituellement [Mueller93]. Dans le cas extrême d'une énergie de liaison nulle, cette extension devient infinie.

Un tel comportement a été observé [Tanihata85] d'abord sur ^{11}Li , puis sur quelques autres noyaux (^8He , ^{11}Be , ^{14}Be).

Une des premières descriptions théoriques du halo est le modèle « quasi-moléculaire » proposé par P.G. Hansen [Hansen87]. Il donne une valeur de dimension du halo proportionnelle à $1/S^{1/2}$, où S est l'énergie de séparation du neutron du halo. Cependant, d'autres caractéristiques importantes comme par exemple : le moment magnétique, la distribution de matière du noyau, ne sont pas prédites d'une manière satisfaisante par les modèles actuels.

Un certain nombre de noyaux ont des nucléons liés seulement par quelques centaines de keV. Ce sont des candidats pour l'existence du halo : ^{33}Na (n), ^{31}Ar (p , $2p$), ^{35}K (p), ^{61}Ga (p), ^{114}Cs (p), ^{149}Tm (p), ^{189}Bi (p), $^{195-197}\text{At}$ (p). Cette liste n'est sûrement pas complète. La mesure de la masse est un outil unique pour cibler les bons candidats à l'existence du halo. Ensuite, d'autres techniques comme la spectroscopie laser colinéaire ou les réactions de « break-up » peuvent raffiner cette étude.

1.3 Contraintes exercées sur les modèles de prédiction des masses atomiques

Les masses atomiques *utilisées* dans différentes applications proviennent soit de déterminations expérimentales soit, pour les masses non mesurables actuellement, de calculs ajustés sur les masses mesurées.

L'accord des prédictions de masses atomiques avec les valeurs mesurées est caractérisé par la moyenne quadratique des écarts entre les deux valeurs (écart type) :

$\text{rms} = \langle (\text{Mass}_{\text{theo.}} - \text{Mass}_{\text{exp.}})^2 \rangle^{1/2}$. Une comparaison récente des différents modèles de prédictions de masses [Ring98] montre que les modèles macroscopiques-microscopiques donnent des résultats globalement meilleurs que les autres méthodes. Alors que ceux-ci sont caractérisés par des écarts types de l'ordre de $\sim 0,5$ à $0,8 \text{ MeV}/c^2$, les méthodes fondamentales de type Hartree-Fock (HF) et Champ Moyen Relativiste (RMF) montrent des écarts types de

~ 2 à $\sim 10 \text{ MeV}/c^2$. Il faut remarquer que le nombre de paramètres ajustés dans les calculs macroscopiques-microscopiques est important, ce qui donne une grande liberté au niveau de l'ajustement avec les données expérimentales. Par contre les méthodes fondamentales contiennent beaucoup moins de paramètres ; ceux-ci sont ajustés uniquement sur quelques noyaux sphériques.

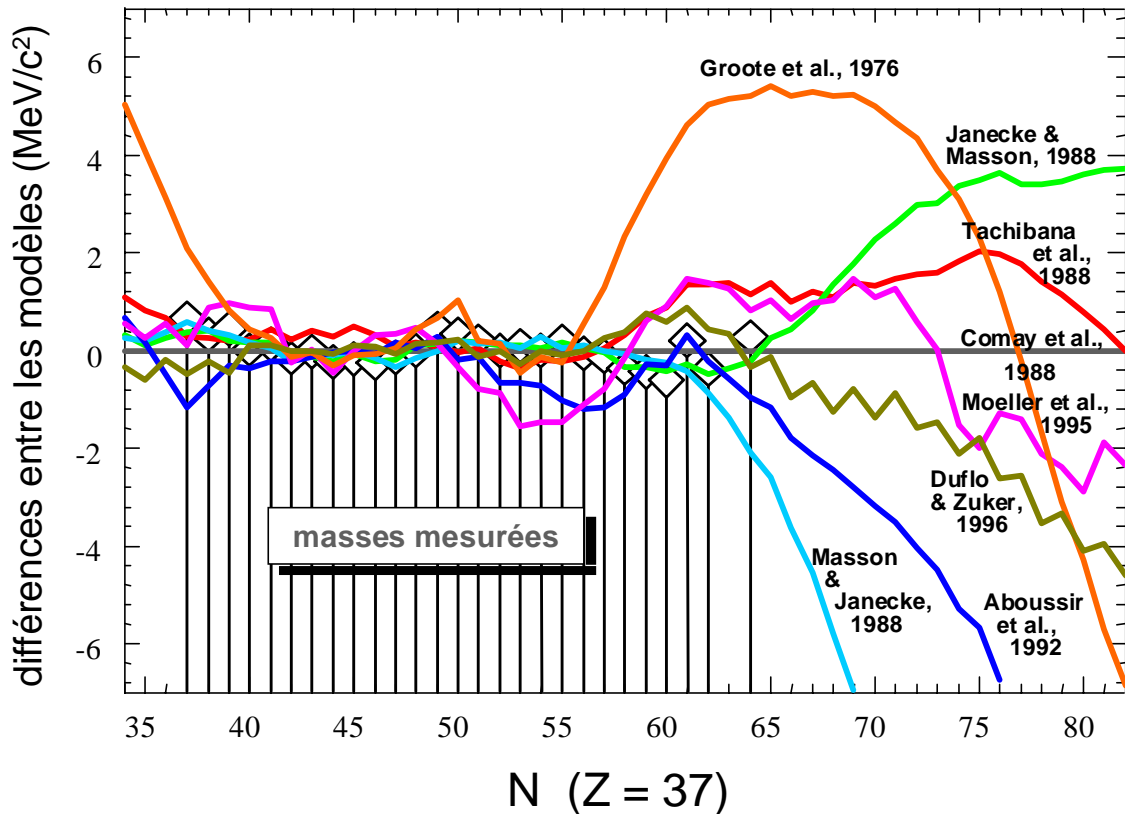


Figure 1.4. Écarts entre les masses prédites pour les isotopes du rubidium par les différents modèles, l'un d'entre eux étant choisi arbitrairement.

Dans les régions proches de la stabilité où les masses sont très bien connues il y a une bonne compatibilité des prédictions des différents modèles (figure 1.4). Par contre, on observe des divergences lorsque l'on s'éloigne de la stabilité vers les régions intéressantes pour la structure nucléaire et, comme on le verra par la suite, pour les calculs de nucléosynthèse stellaire. Pour améliorer le pouvoir prédictif des modèles loin de la stabilité, il faut constamment améliorer la qualité des mesures de masse et étendre leur domaine aussi loin que possible de la stabilité afin d'exercer sur ces modèles des contraintes expérimentales supplémentaires.

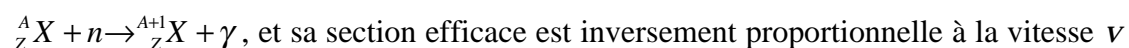
1.4 Applications à la modélisation de la nucléosynthèse stellaire

Le fait que les noyaux ayant un nombre « magique » de nucléons sont particulièrement abondants fait partie de notre connaissance actuelle de la distribution type ou « standard » des abondances des éléments dans l'univers.

L'étude des abondances relatives des éléments dans l'univers [Audouze80] montre que l'hydrogène et l'hélium constituent ~ 97 % de la masse totale de celui-ci. On observe une décroissance des abondances des éléments plus lourds marquée de temps en temps par des pics correspondant à des noyaux ayant un nombre magique de nucléons.

Pour comprendre cette distribution il faut prendre en compte l'ensemble des mécanismes qui ont pour finalité la synthèse des éléments lourds à partir des éléments plus légers. Les températures atteintes dans les étoiles, en équilibre ou bien pendant un processus explosif, nous permettent d'expliquer la nucléosynthèse de beaucoup¹ de noyaux stables plus légers que ^{56}Fe par des réactions thermonucléaires. Pour des noyaux plus lourds que ceux de $A = 64$, les barrières coulombiennes sont suffisamment hautes pour nécessiter des énergies de réaction telles que les réactions de fusion sont très défavorisées par rapport aux probabilités de désintégration. Dans le cas de la capture de neutrons, l'interaction coulombienne ne joue pas ; de ce fait la nucléosynthèse des éléments lourds s'effectue principalement à travers cette réaction.

La capture des neutrons peut être décrite simplement par la relation :



du neutron capturé : $\sigma(n, \gamma) \propto 1/v$.

L'« absorption » d'un neutron se traduit alors par la synthèse des isotopes du noyau cible ayant une masse supérieure d'une unité à celui-ci. La réaction de capture peut être ensuite répétée en ayant pour cible cette fois l'isotope ${}^{A+1}_Z X$ et pour produit ${}^{A+2}_Z X$. Le processus de capture de neutrons ne peut pas continuer à l'infini car, après avoir capturé n_w neutrons, le nouveau noyau ${}^{A+n_w+1}_Z X$ n'est plus lié : le noyau ${}^{A+n_w}_Z X$ ne peut plus absorber de neutrons. Ce noyau ${}^{A+n_w}_Z X$ s'appelle un point d'attente ou « waiting-point ».

D'autre part, pour les isotopes de masse inférieure à la masse du point d'attente, la capture neutronique est en compétition avec la décroissance β^- : ${}^{A+p}_Z X \rightarrow {}^{A+p}_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e$, et, par

¹ Quelques éléments légers « Li, Be, B » sont particulièrement détruits par les réactions habituellement rencontrées dans les étoiles et leur mécanismes de synthèse sont très différents de ceux mentionnés plus haut.

conséquent, on peut « changer de cible ». Les scénarios de nucléosynthèse dépendent de la probabilité relative de ces deux processus.

Si les isotopes X se trouvent dans un flux réduit de neutrons, la décroissance β se produit pour $n \ll n_W$. Alors il s'agit de capture « lente » de neutrons ou processus « s ». C'est le cas dans les géantes rouges. Dans des conditions explosives, les isotopes X se trouvent dans un flux très intense de neutrons, et n_W pourra être atteint : il s'agit de la capture « rapide » de neutrons ou processus « r ». À part ces chemins de capture des neutrons, la nucléosynthèse des éléments lourds peut suivre d'autres chemins, comme la spallation des éléments formés par des processus r et s (les processus p).

Si le schéma de principe de ces processus est relativement clair, leurs aspects quantitatifs dépendent de la qualité des données d'entrée, en particulier des masses et des durées de vie des noyaux impliqués. Dans le processus r , des flux plus importants de neutrons favorisent des points d'attente plus riches en neutrons. L'abondance relative des noyaux produits par le processus r dépend fortement de la masse atomique de ces points d'attente.

Les nucléides marqués en rouge dans la figure 1.5 sont probablement mesurables par la technique que l'on propose dans ce travail. Ces mesures permettront à leur tour d'améliorer les modèles de prédiction de masse et de mieux comprendre les processus cités plus haut.

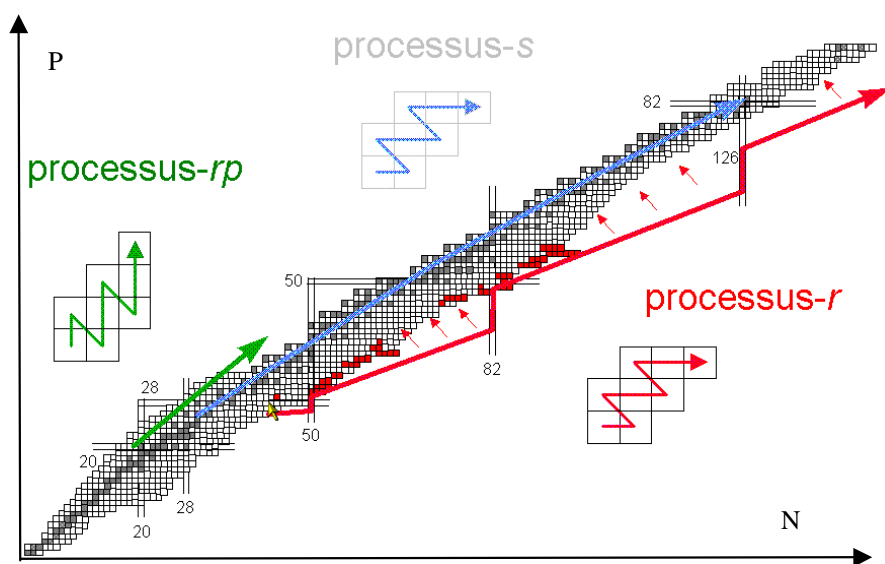


Figure 1.5 : Un grand nombre de nucléides (marqués en rouge) sont probablement mesurables par la technique que l'on propose dans ce travail. Ces mesures permettraient d'améliorer les modèles de prédiction de masse et de mieux comprendre les processus de nucléosynthèse stellaire.

1.5 Autres applications des mesures de masses atomiques.

1.5.1 Métrologie

L'étalon international pour la mesure de la masse est à l'heure actuelle le seul à rester un objet matériel, les unités de mesure de longueurs et de temps étant définies par rapport à des propriétés atomiques invariables en temps et mesurables avec une très grande précision.

Une définition alternative pourrait être obtenue [DiFilippo94] en utilisant un monocristal de Si, enrichi en ^{28}Si . Actuellement, les techniques de piégeage des ions permettent des précisions suffisamment élevées pour que les mesures de masse ne limitent pas cette définition, puisque la masse de ^{28}Si est connue à $\Delta m/m \sim 7 \times 10^{-11}$. Mais, pour déterminer la masse molaire de ^{28}Si , il faut aussi mesurer les paramètres cristallographiques, et malheureusement, le problème de la production d'un cristal de Si suffisamment enrichi en ^{28}Si pour limiter les erreurs sur la connaissance de ces paramètres en dessous des valeurs citées n'est pas encore complètement maîtrisé.

1.5.2 L'interaction électro-faible

L'étude des décroissances β superpermises ($0^+ \rightarrow 0^+$) peut fournir des informations très importantes sur les propriétés de l'interaction électro-faible. Chaque transition est caractérisée par un facteur \mathcal{F}_t qui dépend de trois valeurs expérimentales : la demi-vie, le rapport d'embranchement et l'énergie de décroissance. Cette dernière peut être déterminée par des mesures des masses des noyaux père et fils. Les mesures du facteur \mathcal{F}_t permettent de vérifier l'hypothèse de la conservation du courant vecteur (CVC) ayant des implications dans le calcul de l'élément up-down dans la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [Hardy90]. Comme on le verra plus tard, les précisions nécessaires dans ce type de détermination ($\sim 10^{-10}$) ne sont pas accessibles actuellement par notre technique de mesure des masses.

2. Production des noyaux de très courtes durées de vie

2.1 Mécanismes de réaction

Les techniques utilisées pour produire des noyaux très éloignés de la stabilité β utilisent différents mécanismes de réaction. Pour la plupart, ces réactions peuvent être modélisées en deux étapes. La première étape est un processus de formation d'un noyau intermédiaire qui se trouve dans un état excité grâce à l'énergie de collision. Dans la deuxième étape le noyau obtenu tend vers l'équilibre, indépendamment de sa voie de production, et se désexcite.

2.1.1 Le cas des projectiles Ions Lourds

Malgré la description générale par un processus en deux étapes, ces mécanismes de production sont très différents en fonction de l'énergie de la collision. Pour des énergies réduites $\sim 5\text{-}30 \text{ A}\cdot\text{MeV}$ on peut parler de la formation d'un véritable *Noyau Composé* qui se désexcite. D'autre part, pour des énergies plus élevées (au delà de $\sim 100 \text{ A}\cdot\text{MeV}$) la première étape de l'interaction du projectile avec la cible est réalisée par l'« abrasion » des nucléons qui se trouvent dans la zone de recouvrement. Les parties éloignées de cette zone agissent comme des spectateurs et constituent après l'interaction des pré-fragments modérément excités.

Pour tous les « systèmes intermédiaires » excités obtenus, les canaux en compétition sont l'émission de plusieurs particules légères (n , p , α), la fission prompte et finalement l'émission de rayonnements γ . Si le noyau intermédiaire se trouve près de la drip-line des protons, l'émission de particules chargées est dominante par rapport aux autres processus conduisant à des noyaux très déficients en neutrons. Pour les noyaux intermédiaires lourds, le canal prédominant de désexcitation est la fission prompte.

On peut citer les calculs théoriques des sections efficaces faits par Sümmerer [Sümmerer90] et Goldhaber. La paramétrisation de Sümmerer fournit d'une manière semi-empirique la section efficace totale en fonction de la masse et de la charge du fragment alors que le calcul de Goldhaber fournit la distribution des moments des fragments produits selon une statistique gaussienne.

2.1.2 Le cas des projectiles légers

Dans le cas de réactions induites par des protons ou par des particules très légères de haute énergie, l'étape de formation du noyau intermédiaire est dans ce cas un processus en cascade où le proton incident frappe successivement plusieurs nucléons de la cible qui, à leur tour, subissent des collisions avec d'autres nucléons. Pendant cette étape le noyau-cible perd quelques nucléons. Ce type de réaction peut être classifié selon la modalité de désexcitation du noyau intermédiaire.

Si le nombre de nucléons du produit de réaction le plus lourd est légèrement inférieur au nombre de nucléons de la cible, alors il s'agit de la spallation. Dans ce cas, le nombre de nucléons expulsés est directement proportionnel à l'énergie du projectile (une trentaine pour des protons de ~ 10 GeV). Pour des protons d'énergie proche de 1 GeV, les sections efficaces les plus importantes se trouvent dans le « couloir de la spallation ». Celui-ci suit la vallée de stabilité β en étant légèrement déplacé, par rapport à elle, vers les noyaux riches en protons, dans une région où les densités des niveaux intrinsèques des protons et des neutrons sont égales [Geissel95].

Le deuxième type de réaction est la fission de cibles d'uranium ou de thorium, induite par des protons de haute énergie. Les produits de ce mode de décroissance sont retrouvés surtout dans la région riche en neutrons et ils sont séparés des produits de la spallation par une région de basse production dans le voisinage de la stabilité β .

Finalement, le troisième type est la fragmentation de la cible. Ces réactions sont responsables de la production des noyaux de nombre de protons inférieur à $Z = 20$. Les produits finaux sont obtenus par l'évaporation de noyaux légers riches en neutrons à partir du noyau intermédiaire, en compétition avec des neutrons, protons et α .

2.2 Techniques des faisceaux radioactifs

Du point de vue technique, les méthodes de production des faisceaux se sont développées selon deux directions principales (figure 2.1):

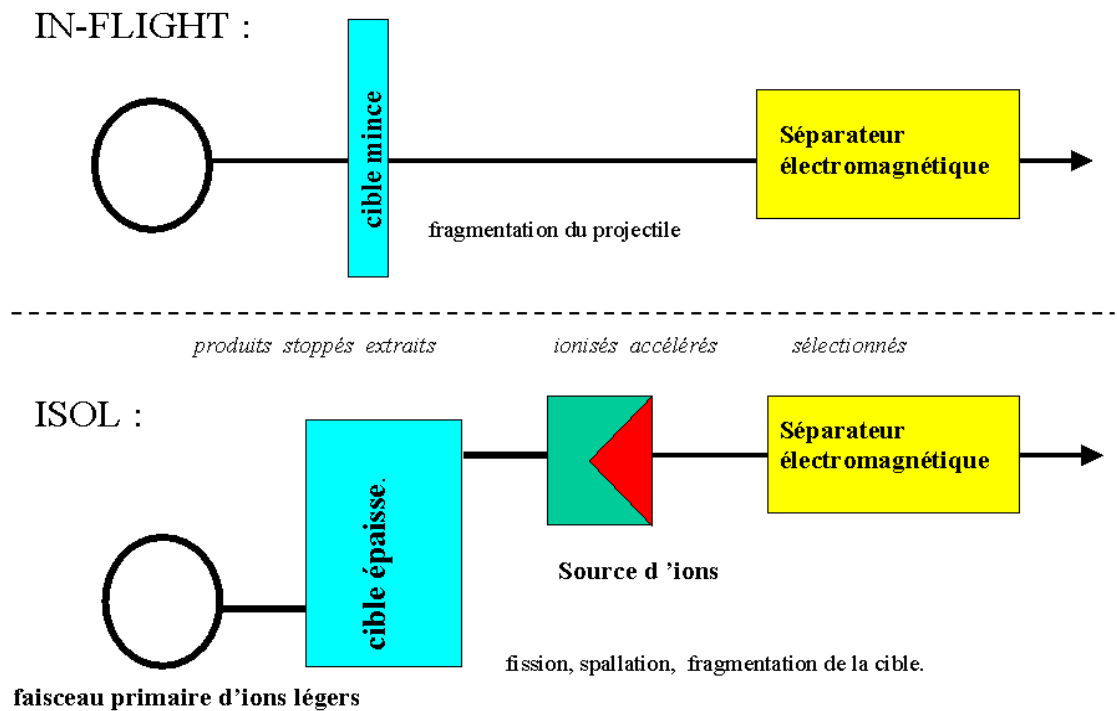


Figure 2.1 : Comparaison schématique des deux types de techniques de production des faisceaux radioactifs : ISOL et IN-FLIGHT.

- Le principe de la première méthode dite « ISOL » est de produire les noyaux exotiques à l'aide d'une réaction induite par un faisceau primaire d'ions légers dans une cible épaisse. Les produits de réaction stoppés dans la cible sont ensuite extraits, ionisés, accélérés et sélectionnés à l'aide d'un séparateur d'isotopes électromagnétique. Les réactions utilisées jusqu'à présent sont la fission, la spallation et la fragmentation de la cible, mais à GANIL, le projet SPIRAL utilisera des faisceaux d'ions lourds et produira des faisceaux exotiques par fragmentation du projectile

- La deuxième méthode dite « IN-FLIGHT » (en vol) est basée sur des réactions de fragmentation du projectile. Dans ce cas le faisceau produit a une énergie peu différente de l'énergie du faisceau incident.

En ce qui concerne l'expérience qui est l'objet de ce travail, les noyaux éloignés de la stabilité β étudiés ont été produits par des réactions de fragmentation induites par des protons de 1 GeV d'énergie cinétique. Le faisceau de protons a été fourni par le PS-Booster du CERN et les faisceaux radioactifs ont été produits par le séparateur d'isotopes en-ligne ISOLDE.

2.3 ISOLDE : généralités sur l'installation.

ISOLDE est un séparateur d'isotopes en-ligne, mis en fonction en 1967 auprès du Synchro-Cyclotron du CERN. Dans les années 1990, le CERN-SC a été fermé et ISOLDE a été placé en-ligne avec le Booster du Synchrotron à protons du CERN.

Le PS-Booster est formé de quatre synchrotrons superposés préaccéléralant à 1 GeV les protons fournis par un linac de 50 MeV afin de les injecter dans le PS. A son tour le PS sert d'injecteur pour les installations de plus haute énergie du CERN [Kugler92].

Les protons sont dirigés vers ISOLDE par une ligne de transfert de 100 m de long (fig. 2.2). Le courant de protons fourni par le PS-B est pulsé : les protons sortent du PS-B par des éjections d'une durée de quelques microsecondes qui contiennent typiquement 3×10^{13} protons et qui sont séparées par des intervalles de 1,2 s. Ces protons interagissent avec une cible épaisse de 10 g/cm^2 ; les produits de réaction sont stoppés dans celle-ci, puis extraits par diffusion thermique. Ces produits sont ensuite transportés vers une source d'ions où ils sont ionisés à l'état 1^+ , accélérés à 60 keV et analysés en masse.

Le faisceau de protons peut être dirigé sur deux emplacements de cible correspondant à deux séparateurs. Ceux-ci permettent de sélectionner en masse les produits ionisés et accélérés et de les diriger vers un système commun de distribution pour les expériences. Les pouvoirs de résolution en masse des séparateurs sont de l'ordre de 1500 pour le General Purpose Separator (GPS) et d'environ 15000 pour le High Resolution Separator (HRS). Un point très délicat est la manipulation des cibles irradiées. Cette opération est effectuée par un robot industriel : l'ensemble solidaire formé par la cible et la source d'ions est déposé après son utilisation dans une cavité de stockage.

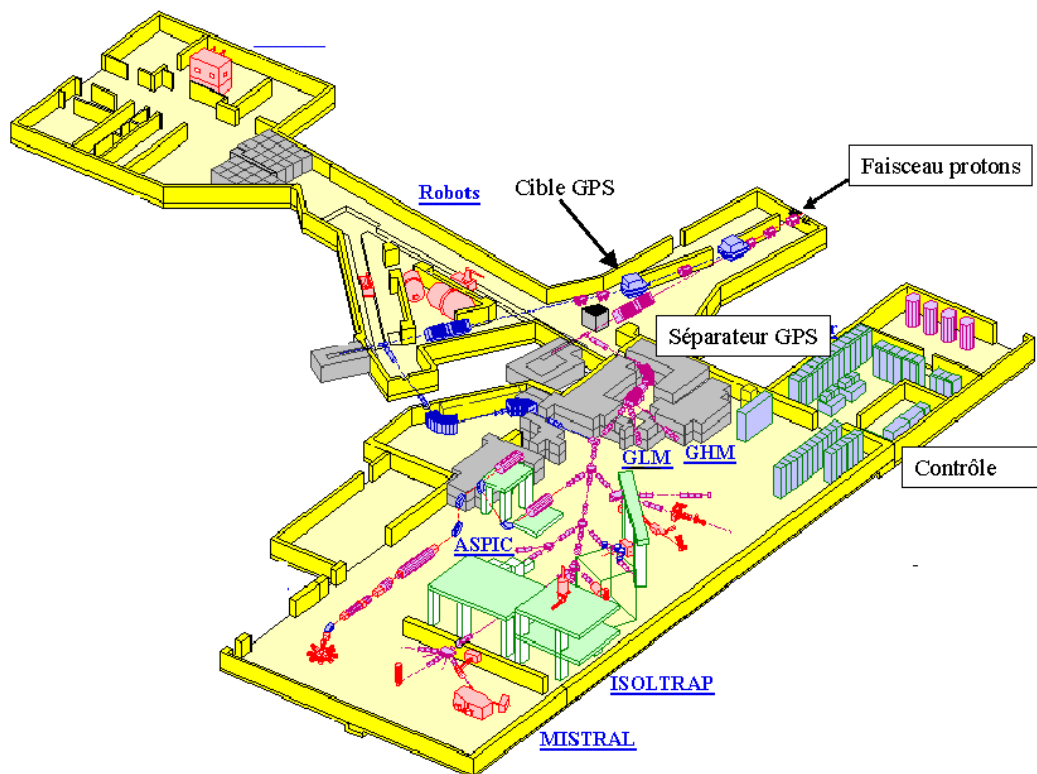


Figure 2.2 : Emplacement de l'expérience MISTRAL à ISOLDE.

2.4. Système de production d'ISOLDE.

2.4.1 Les cibles

Grâce à la grande pénétrabilité des protons ($E_c \approx 1\text{GeV}$), des cibles épaisses peuvent être utilisées. Les premiers critères qui décident du choix d'une cible sont liés aux sections efficaces des réactions qui produisent les noyaux exotiques. D'autre part, des raisons d'ordre technique imposent certaines restrictions sur la nature chimique des cibles : stabilité chimique pour éviter la corrosion à haute température ou faible pression de vapeur pour des raisons de conservation du vide. Le matériau de la cible est contenu dans un cylindre de tantale de 20 cm de long et 1,9 cm de diamètre. Les cibles les plus communes sont les oxydes et les carbures métalliques, en poudre ou en feuilles, et aussi des métaux fondus ayant une faible pression de vapeur (Pb, Ge, Sn) [Hagebø92].

Un facteur essentiel pour améliorer la production, dans les installations de type ISOL, est le procédé de transport des produits à l'extérieur de la cible. Dans notre cas, les produits radioactifs sont extraits de la cible par diffusion thermique. Les temps de diffusion dépendent beaucoup de la réactivité chimique de l'élément vis-à-vis des matériaux utilisés. Ces temps sont compatibles avec la production de nucléides de très courte durée de vie. Par exemple ^{11}Li ($t_{1/2} = 8,5 \text{ ms}$) est produit à raison de 10^4 atomes / seconde. La vitesse de diffusion thermique augmentant exponentiellement avec la température, il est essentiel de porter la cible à une température très élevée, typiquement 2000°C . Cette température est atteinte à l'aide d'un courant de 800 A qui traverse la cible et aussi grâce à l'énergie dissipée par le passage du faisceau de protons.

2.4.2 Les sources d'ions

Après la diffusion les atomes produits sont transférés à l'intérieur de la source d'ions. À ISOLDE, différents types de source sont disponibles : la décharge dans les gaz, l'ionisation de surface et la photo-ionisation par laser. Ces sources peuvent être combinées à divers types de cible de façon à optimiser la production des éléments désirés (figure 2.3).

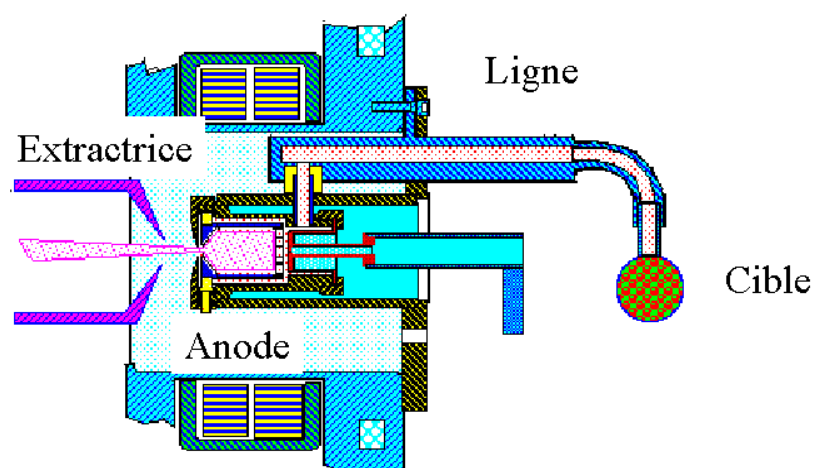


Figure 2.3 : Unité typique de production et d'ionisation d'ISOLDE.

- La source à ionisation de surface : Lorsqu'un atome quitte la surface d'un métal, il peut échanger un électron avec la surface et être désorbé avec une charge positive ou négative. L'expression mathématique qui règle la production des ions est la loi de Saha-Langmuir. Celle-ci exprime le rapport du nombre d'ions et du nombre d'atomes désorbés N^+/N^0 en fonction du potentiel d'ionisation de l'atome I , du travail de sortie de l'électron du métal ϕ , et de la température T , le tout normalisé par une constante C^+ relative aux poids statistiques des ions et des atomes.

$$N^+/N^0 = C^+ \exp [(\phi - I) / kT].$$

Les matériaux de fort travail de sortie portés à des températures élevées sont les ioniseurs les plus communs à ISOLDE. Les éléments alcalins qui ont un très faible potentiel d'ionisation sont ionisés avec des efficacités très élevées sur des surfaces de Ta chauffées à 1000°C. Une combinaison d'ioniseur de surface en tungstène (W) avec des cibles de UC, ThC ou Ta est appropriée pour la productions des isotopes de Na riches en neutrons. Un autre ioniseur de surface beaucoup plus efficace est le rhénium qui, porté à 2200°C, peut être utilisé pour l'ionisation des alcalino-terreux et des terres rares. Les éléments avec une grande affinité électronique, comme les halogènes, peuvent être ionisés négativement par des plaquettes de LaB₆ (hexaborure de lanthane) portées à 1600°C.

- La source d'ions à décharge : En principe les décharges électriques dans les gaz arrivent à ioniser la plupart des éléments chimiques. Les sections efficaces d'ionisation par collisions électroniques varient seulement d'un ordre de grandeur dans le tableau des éléments. Pour des éléments de $I > 7$ eV, c'est ce mode d'ionisation qui a le rendement le plus élevé. La source de type FEBIAD (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge) utilisée à ISOLDE est une source à décharge qui produit des ions positifs. Conçue pour travailler longtemps à température élevée (> 2000°C) pour évaporer (ou garder à l'état gazeux) les atomes radioactifs, elle doit avoir une efficacité de simple ionisation très élevée. L'ensemble des éléments constitutifs : cylindre, tube de transfert, cathode, écran d'anode, est porté à haute température par le courant de chauffage de la cathode (~ 400 A). Faite de tantale et portée à 2150°C, la source fonctionne avec une simple décharge d'arc stimulée par émission d'électrons, ce qui permet des pressions de travail inférieures à 10⁻⁴ mbar. Une des caractéristiques de cette source est le grand nombre d'éléments ionisés simultanément.

- La source à photoionisation par laser : En plus des deux types d'ionisation décrits plus haut, la photo-ionisation résonante est le choix qui s'impose pour les expériences qui ont besoin d'une grande sélectivité de la source d'ions. L'utilisation simultanée de plusieurs lasers rend possible l'excitation successive de plusieurs niveaux excités jusqu'à l'ionisation finale [Hoff93]. Comme les atomes des différentes espèces ont chacun des schémas de niveaux particuliers, leur ionisation sélective est possible.

Les développements expérimentaux des combinaisons cibles-sources d'ions permettent de produire actuellement à ISOLDE des isotopes radioactifs de plus de 60 éléments chimiques (figure 2.4).

H																			He
Li	Be											B	C	N	O	F		Ne	
Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl		Ar	
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br		Kr	
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I		Xe	
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At		Rn	
Fr	Ra	Ac	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu			

Figure 2.4 : Les éléments accessibles à ISOLDE.

La structure pulsée du faisceau de protons conduit à une structure pulsée de la production des ions. Chaque éjection de protons déclenche une émission d'ions radioactifs dont l'intensité varie au cours du temps. La forme de la courbe de production dépend des temps caractéristiques de diffusion de la cible, du transport et du temps de vie de l'isotope considéré. Le phénomène est compliqué par le fait que la température n'est pas constante (échauffement temporaire dû au passage du faisceau). La figure 2.5 montre un exemple typique pour la production du sodium dont la diffusion est rapide.

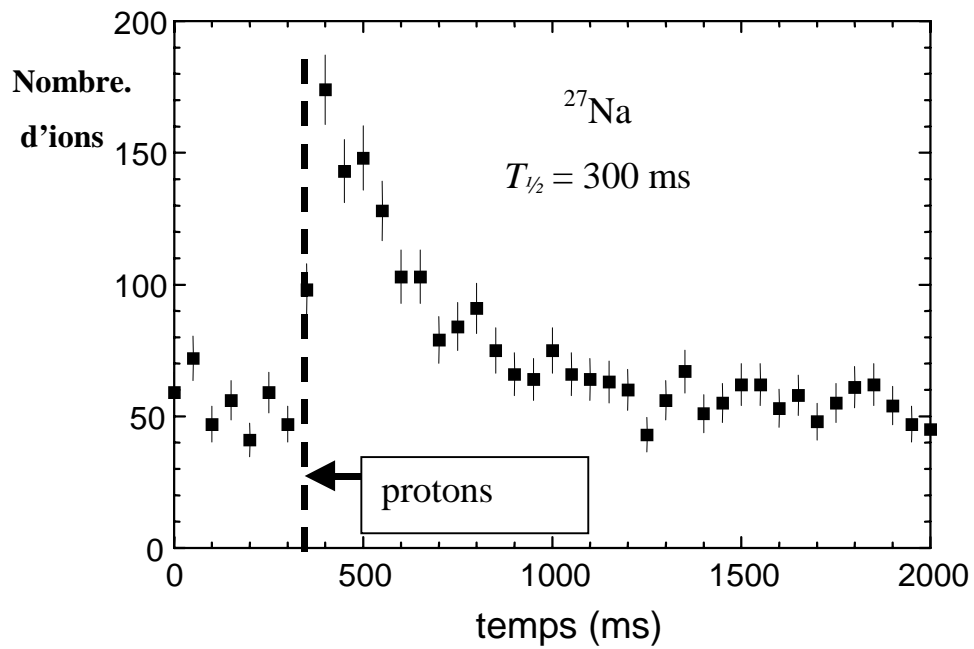


Figure 2.5 : Un exemple typique de l'évolution dans le temps de la production du sodium. On observe un temps très court de montée caractéristique d'une diffusion rapide suivie d'une décroissance de l'intensité du faisceau due à la désintégration du ^{27}Na ainsi qu'à son épuisement.

Par ailleurs, cette structure pulsée crée un problème technique important : le passage des protons non seulement chauffe la cible mais aussi ionise l'air situé autour du caisson contenant la cible, ce qui a pour effet de court-circuiter la haute tension de 60 kV utilisée pour accélérer le faisceau d'ISOLDE. Pour éviter ce court-circuit, la haute tension est momentanément ramenée à 0 V pendant le passage du faisceau de protons puis rétablie aussitôt après (la chute prend 35 μs et la montée 10–20 ms). La tâche est accomplie par un circuit dit résonateur qui fournit une impulsion HT de 60 kV de polarité inverse, déclenchée par des signaux synchronisés avec l'éjection des protons.

3. Techniques actuelles de mesures de masse

On peut considérer que cette activité débute par les études de Thomson sur les noyaux en 1913. Son travail est décrit dans son livre « Rays of positive electricity » où il décrit l'étude des ions positifs produits par décharge électrique, accélérés sous l'action d'un champ électrique et ensuite séparés dans un champ magnétique afin d'impressionner une plaque photographique. Ces travaux constituent l'acte de naissance de la spectrométrie de masse. De cette manière on a découvert l'existence des isotopes et on a pu les séparer.

Le développement des techniques de séparation des particules chargées a permis initialement à Aston en 1919, puis à Bainbridge, de construire les premiers spectromètres de masse. Celui d'Aston avait un pouvoir de résolution de 100 et permettait la détermination de la masse avec une précision de 10^{-3} .

Les premières mesures de masse en ligne d'isotopes radioactifs datent de 1973 [Klapisch73] ; elles ont permis l'accès aux mesures de masse des noyaux de Li et Na ayant des temps de vie courts. Ensuite des mesures de masse des isotopes de $^{74-79}\text{Rb}$, $^{90-99}\text{Rb}$, $^{117-124,126}\text{Cs}$, $^{138,140,147}\text{Cs}$ et $^{204-210,212}\text{Fr}$, $^{224-228}\text{Fr}$ ont été faites à l'aide d'un spectromètre à double focalisation caractérisé par un pouvoir de résolution $\mathcal{R} \sim 5000$ [Audi82].

Maintenant les nécessités ont évolué, vers :

- de meilleures précisions pour améliorer la qualité des données ;
- des pouvoirs de résolution en masse plus élevés pour séparer les isobares ou les isomères ;
- des méthodes de mesure qui permettent l'identification plus rapide d'un grand nombre d'isotopes.

Les techniques de mesure se sont diversifiées et obéissent à différents principes.

3.1 Méthodes indirectes de mesure de masse

Le bilan énergétique d'une réaction ou d'un processus de décroissance fait intervenir les masses atomiques des participants et l'énergie de réaction que l'on définit comme la quantité d'énergie nécessaire pour que la réaction ou la désintégration en cause soit possible.

3.1.1 Mesures d'énergie de réaction Q

Pour une réaction à deux corps $a(b, c)d$ les masses des noyaux intervenant, exprimées en unités convenables (MeV/c^2), peuvent être mises dans l'équation suivante :

$Q = M_a + M_b - M_c - M_d$ où Q est le bilan énergétique de la réaction. Pour que la réaction en cause ait lieu il est nécessaire que ce bilan soit positif.

Du point de vue expérimental, la méthode consiste à mesurer les spectres d'énergie cinétique des produits de réaction à l'aide de spectromètres magnétiques.

Les réactions de transfert de nucléons à basse énergie ($\sim 5\text{-}30 \text{ A}\cdot\text{MeV}$) ont été les premières approches expérimentales des mesures de masse des noyaux légers loin de la stabilité. Les réactions du type $(d, {}^3\text{He})$, (t, p) , $(t, {}^3\text{He})$ permettent de s'approcher de la drip-line des neutrons pendant que de l'autre côté de la vallée de stabilité on peut progresser par des réactions de pick-up de neutrons (p, t) , $({}^3\text{He}, {}^6\text{He})$ et $(\alpha, {}^8\text{He})$ [Mittig97a].

Il faut remarquer que pour ce type de mesures la méthode de production des noyaux intéressants est pratiquement confondue avec le processus qui conduit à la mesure elle-même.

Chaque mesure de masse basée sur le bilan énergétique d'une réaction nucléaire est caractérisée par les difficultés expérimentales de mise en pratique de la réaction en cause.

Les réactions induites par les ions légers sont bien maîtrisées. Une précision de 1 à 20 keV/c^2 peut être obtenue. Par contre elles sont inappropriées pour obtenir des noyaux très éloignés de la stabilité car les produits de réaction sont limités à des variations de $\Delta T_z \leq 1$ par rapport au noyau-cible. Pour produire des isotopes plus éloignés de la stabilité β , il faut utiliser des ions plus lourds. Des noyaux avec $\Delta T_z \leq 2$ peuvent être encore mesurés par cette méthode avec des précisions de l'ordre de 20 à 50 keV/c^2 .

Pour s'approcher davantage des régions riches en neutrons, des expériences impliquant comme participants des noyaux radioactifs ont été développées. Par exemple, l'approche de la région de fermeture de la couche $N = 20$ a été rendue possible soit en utilisant des cibles enrichies en isotopes excédentaires en neutrons, soit à l'aide de faisceaux du même type.

Toutes ces approches expérimentales, excellentes du point de vue des résultats, ont un grand désavantage : pour des noyaux plus lourds les difficultés de mise en pratique dues aux forces répulsives coulombiennes plus intenses rendent la méthode inefficace.

Les réactions de transfert de plusieurs nucléons sont difficiles à réaliser à cause des valeurs réduites des sections efficaces et des énergies élevées de réaction. Les produits de réaction peuvent dans ce cas se trouver dans un état excité plutôt que dans l'état fondamental ce qui amène des incertitudes sur l'identification du niveau mesuré et par conséquent sur le bilan énergétique.

Une autre méthode, également basée sur des mesures de bilan énergétique de réactions, étudie les doubles échanges de charge de pions : $a(\pi^\pm, \pi^\mp)d$. Les incertitudes de cette méthode peuvent être inférieures à $150 \text{ keV}/c^2$. Des limitations d'ordre statistique viennent des sections efficaces très réduites ($\sigma < 500 \text{ nb}$) de ce type de réaction. De plus, comme l'isospin du noyau à étudier, « d », diffère de $\Delta T_z = 2$ par rapport au noyau cible, « a », des cibles d'isotopes proches des régions concernées sont nécessaires. Les difficultés techniques de réalisation d'une *cible épaisse* d'un isotope de *courte durée de vie* étant insurmontables, les mesures des noyaux de *très courte* durée de vie ne sont pas possibles par cette méthode.

3.1.2 Mesures de masse à l'aide des énergies de décroissance radioactive

La connaissance exacte d'un schéma de désintégration nous permet de calculer la masse des noyaux impliqués l'un par rapport à l'autre, en occurrence la masse du noyau-père par rapport à la masse du noyau-fils.

Tous les types de désintégration connus peuvent en principe lier la masse des noyaux instables à celle de leurs descendants :

Type de décroissance	Réaction	Bilan Energétique
β^-	${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e$	$Q_{\beta^-} = \Delta_X - \Delta_Y$
β^+	${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + e^+ + \nu_e$	$Q_{\beta^+} = \Delta_X - \Delta_Y - 2 m_e c^2$
EC	${}^A_Z X + e^- \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \nu_e$	$Q_{EC} = \Delta_X - \Delta_Y$
α	${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2} Y + \alpha$	$Q_\alpha = \Delta_X - \Delta_Y - \Delta_\alpha$

où Δ_X , Δ_Y et Δ_α désignent les excès de masse des noyaux X , Y et de la particule α .

a) La décroissance α

Le fait que la désintégration α soit une *transition discrète* permet dans certains cas des précisions meilleures que $10 \text{ keV}/c^2$. C'est le cas des désintégrations des noyaux pairs-pairs qui ont une probabilité maximale de désintégration vers le niveau fondamental. En ce qui concerne les noyaux pairs-impairs, la probabilité de transition sur un état excité du noyau-fils devient plus importante et, par conséquent, la fiabilité de la mesure est fortement détériorée.

Les données concernant les énergies de désintégration sur beaucoup de chaînes α sont déjà bien connues et leurs énergies de désintégration répertoriées. Si la masse de l'un des membres de la chaîne est connue, on peut déterminer la masse de tous les membres de cette chaîne. C'est le cas des récentes mesures d'ISOLTRAP (cf. section 3.5) sur ^{150}Ho et des mesures aux ESR (cf. section 3.4) du GSI dans les régions riches en protons entre Hf et Bi.

b) La décroissance β^-

Le deuxième cas, très utile aussi, est le cas des mesures basées sur l'énergie de désintégration β^- (Q_β). Une première complication par rapport au cas des α vient du fait que le spectre énergétique de la particule émergente détectable (e^-) n'est pas discret. L'énergie disponible de la transition β^- est partagée entre l'électron et l'anti-neutrino électronique. Connaître la différence de masse absolue entre le père et le fils implique une bonne connaissance de la réponse en énergie des détecteurs utilisés ainsi qu'une statistique suffisante pour établir l'énergie maximale des électrons émergents « β endpoint». Les transitions β^- peuvent aussi alimenter différents états d'énergie du noyau fils qui se désexcite par des γ successifs caractéristiques de son schéma de niveaux. Pour les noyaux éloignés de la stabilité β ce schéma n'est pas toujours connu avec précision, ce qui oblige à faire des mesures spectroscopiques délicates car de bonnes statistiques sont très difficiles à atteindre avec des noyaux au voisinage des drip-lines. Par exemple, pour des noyaux légers, des mesures sur $^{31,32}\text{Mg}$, ^{52}Ca , $^{49,50}\text{K}$, $^{40,42}\text{Cl}$, $^{31,32}\text{Na}$ ont été effectuées en détectant les électrons avec un système $E-\Delta E$ (scintillateur plastique) dans lequel le spectre β^- était mesuré en coïncidence avec les γ secondaires [Détraz89].

c) La décroissance β^+

La désintégration β^+ présente des difficultés expérimentales supplémentaires à cause des annihilations des positrons dans la matière. La désintégration β^+ et la capture électronique

sont des processus concurrents et leurs probabilités relatives dépendent de l'énergie de la transition β^+ . Le problème de la désintégration vers des niveaux excités du noyau fils demeure non résolu et des mesures complémentaires comme dans le cas du β^- sont nécessaires.

3.1.3 Mesures de spectres invariants de masse.

Cette méthode basée sur des études « en vol » est, en quelque sorte, le métissage des méthodes basées sur les réactions et sur les désintégrations. Des réactions avec des faisceaux radioactifs permettent d'obtenir des noyaux exotiques ou encore des systèmes non-liés. Les temps de vie de ces noyaux sont extrêmement courts. L'étude des énergies et des angles d'émission de leurs descendants permet de calculer l'énergie totale initiale de l'ensemble et donc sa masse. Les masses de ^{10}He , ^{10}Li et ^{12}Be ont été mesurées par cette méthode [Korshennikov94]. Le grand avantage de cette méthode est sa capacité d'accéder à des régions très exotiques. Par contre le pouvoir de résolution limité des déterminations angulaires et les faibles statistiques font que les incertitudes de la méthode restent supérieures à $300 \text{ keV}/c^2$.

3.2 Méthodes de temps de vol.

Le principe de ces techniques repose sur la détermination du rapport des rigidités magnétiques et des vitesses des ions étudiés. La masse et la rigidité magnétique sont liées par la relation $B\rho = m v/q$. Les vitesses sont mesurées par le temps nécessaire pour parcourir une distance fixe. La résolution en temps des détecteurs ainsi que la longueur insuffisante de la base de temps de vol limitent la précision de la mesure.

Deux installations importantes basées sur la méthode du temps de vol sont TOFI (Time of Flight Isochronous) à LAMPF (Los Alamos Meson Proton Facility) et SPEG (SPectromètre à Perte d'Énergie) au GANIL.

TOFI a été élaboré pour effectuer des mesures de masse de fragments riches en neutrons et de produits de fission issus du système de production de LAMPF [Détraz89]. Les produits de réaction sont obtenus par fragmentation et spallation induites par des protons de 800 MeV sur une cible de Th naturel.

Le spectromètre lui-même est constitué de quatre dipôles disposés symétriquement pour focaliser transversalement le faisceau. La caractéristique de base de TOFI est son isochronisme : le temps de vol dans le système est indépendant de la vitesse des ions pour des

ions ayant le même rapport masse sur charge (m/q). Par conséquent, la mesure du temps de vol des fragments de recul fournit avec précision la valeur de ce rapport.

Les signaux de mesure de temps de vol sont obtenus en détectant les électrons secondaires produits par le passage du faisceau à travers des feuilles minces. Ces électrons sont détectés par des galettes de micro-canaux. Le pouvoir de résolution en masse que l'on peut obtenir avec TOFI est voisin de $\sim 3 \times 10^4$.

Un autre point fort est la grande acceptance de TOFI : $\Omega=2,5$ msr en angle solide et $\delta p/p=4\%$ en impulsion, en raison de l'achromatisme du système. Connaissant l'énergie et le pouvoir d'arrêt des fragments grâce à d'autres mesures, on est capable d'identifier de nombreux fragments simultanément, ce qui facilite le survol rapide d'une région de la surface des masses [Vieira86].

Des mesures comparables, du point de vue de la précision, ont été effectuées avec SPEG, le Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL. Dans ce cas, les noyaux qui nous intéressent sont produits par fragmentation du projectile (^{40}Ar , ^{48}Ca , ^{78}Kr) accéléré à des énergies intermédiaires (40 – 60 A·MeV). Les signaux de départ et d'arrivée sont donnés par des galettes de micro-canaux. Le détecteur de stop a une structure sensible à la position, ce qui permet la détermination de la rigidité magnétique des ions. La mesure de la perte d'énergie et celle de l'énergie totale par un détecteur silicium de type télescope placé dans le plan focal de SPEG permettent l'identification des noyaux.

Des mesures récentes de 20 masses atomiques dans la région de $A = 22$ à 48 ont été effectuées avec des précisions meilleures que $1 \text{ MeV}/c^2$ [Sarazin99].

On peut considérer ces méthodes comme bien adaptées aux mesures de masse des noyaux légers. Les pouvoirs de résolution en masse enregistrés typiquement avec les systèmes de temps de vol sont de l'ordre de quelques 10^4 alors que l'erreur systématique est de 4×10^{-6} à 1×10^{-5} . Ce pouvoir de résolution en masse est insuffisant pour séparer les mélanges isobariques et isomériques, ce qui altère les résultats par l'obtention d'une masse moyenne. Tenant compte de tous ces facteurs limitatifs, cette méthode reste intéressante pour les noyaux plus légers que $A = 80$.

3.3 Mesures de masse à l'aide d'accélérateurs.

Dans ce type de méthode, l'idée de base est d'utiliser l'isochronisme des trajectoires dans un cyclotron pour fournir une très longue base de temps de vol. Ceci donne accès à des noyaux plus lourds que les méthodes de temps de vol classiques.

Dans le cas des mesures effectuées au GANIL, les ions produits par une source ECR (electron cyclotron resonance) sont pré-accélérés par un petit cyclotron C0 avant d'être injectés dans un deuxième cyclotron plus puissant CSS1 (figure 3.1). Celui-ci accélère les ions lourds à l'énergie de 5 A·MeV et les ions légers à 13 A·MeV. Les faisceaux ainsi obtenus sont utilisés pour induire des réactions de fragmentation dans une cible située après la sortie de CSS1. Les produits de réaction sont introduits dans un troisième accélérateur CSS2 pour la mesure de masse proprement dite. Un premier inconvénient de cette méthode est l'utilisation d'un seul des deux cyclotrons prévus pour l'accélération, ce qui limite l'accès à des énergies plus importantes des projectiles et par conséquent limite la possibilité de produire des noyaux intéressants.

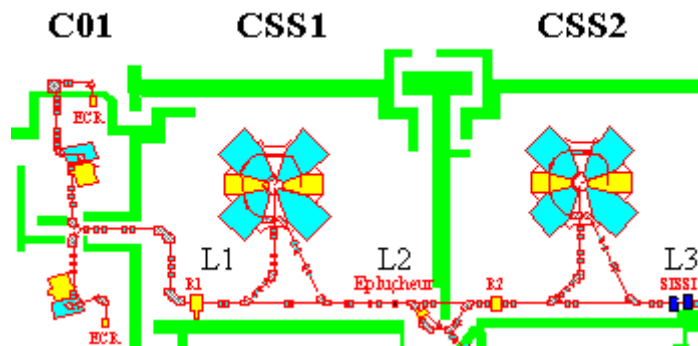


Figure 3.1 Schéma d'ensemble des cyclotrons du GANIL.

Dans un cyclotron, la relation entre le champ magnétique et la fréquence RF appliquée pour l'accélération des ions est donnée par :

$$\frac{B}{2\pi f_{RF}/h} = \frac{\gamma m}{q} = \frac{B\rho}{v}$$

où B est l'induction magnétique, f_{RF} est la fréquence RF appliquée sur les cavités accélératrices, γ est le facteur relativiste, ρ est le rayon du mouvement et h est le rang harmonique défini comme le rapport f_{RF}/f_c où f_c est la fréquence cyclotron. Comme $f_c = qB/2\pi m$, l'accélération est possible à condition que la fréquence cyclotron soit constante indépendamment du nombre des tours (n) ou de l'énergie cinétique des ions (T), et que le passage des ions dans les zones d'accélération où la radiofréquence est appliquée, soit en phase .

Pour deux ions de masses légèrement différentes en mouvement à l'intérieur du cyclotron, on aura en première approximation :

$$\delta f_c / f_c = \delta(m/q) / (m/q) \quad \text{soit pour leurs périodes de rotation :}$$

$$\delta T / T = \delta(m/q) / (m/q).$$

(après n tours la différence entre les deux temps de vol sera $n \times \delta T$)

La différence de masse est alors déduite de la différence de phase entre les deux ions à la sortie du cyclotron.

Les facteurs de limitation de cette méthode sont la qualité de l'isochronisme et la qualité du contrôle de la trajectoire. Pratiquement la précision expérimentale atteint 2×10^{-6} . Un autre désavantage de cette méthode est la faible acceptation en masse ($\sim 10^{-4}$) du cyclotron pour une valeur fixe du champ magnétique. Un changement de la valeur du champ permet de contourner ce problème, mais alors les ions qui servent de référence et ceux qui sont mesurés ne sont plus accélérés simultanément, ce qui dégrade la précision de la mesure.

Un succès important de cette méthode a été la mesure du noyau doublement magique ^{100}Sn , et de ses isobares ^{100}In et ^{100}Cd [Mittig97b].

3.4 Anneaux de stockage

Une nouvelle installation où il est possible d'effectuer des mesures de masse de noyaux exotiques se trouve au GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung /Darmstadt) avec le système SIS/ESR (Heavy Ion Synchrotron / Experimental Storage Ring)

Les ions lourds accélérés par le synchrotron SIS sont utilisés comme projectiles à des énergies de $\sim 2 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ jusqu'à l'uranium pour produire des noyaux exotiques relativistes par le processus de fragmentation. Après une séparation rapide effectuée à l'aide du séparateur FRS (FRagment Separator), les fragments sont injectés dans l'anneau de stockage ESR. À l'intérieur de l'anneau les fragments peuvent être refroidis par interaction coulombienne, avec un faisceau d'électrons accélérés dans un champ magnétique longitudinal. Un faisceau de $300 \text{ A} \cdot \text{MeV}$ peut être refroidi jusqu'à une dispersion d'impulsion $\Delta p/p \sim 10^{-6}$ et une émittance transversale de $0,005 \pi \times \text{mm} \times \text{mrad}$ par interaction sur une longueur de 2 m avec un faisceau d'électrons d'intensité 200 mA accélérés à 170 keV.

Deux scénarios sont utilisés pour mesurer des masses : l'un repose sur le refroidissement électronique du faisceau tandis que l'autre fait appel à un mode isochrone de fonctionnement de l'anneau [Geissel98]. Les deux méthodes peuvent être comprises à partir de l'approximation de premier ordre de la masse m exprimée en fonction de la fréquence cyclotron f et de la vitesse des ions v :

$$\Delta m/m = -\gamma_{\text{tr}}^2 \Delta f / f + (\gamma_{\text{tr}}^2 - \gamma^2) \Delta v / v$$

Dans cette expression γ est le facteur de Lorentz et γ_{tr} est sa valeur à l'énergie de transition de l'anneau : γ_{tr} est une constante dépendant du réglage de l'anneau. Avec le refroidissement électronique le deuxième terme s'annule car $\Delta v/v$ devient nul. Dans le mode isochrone, l'anneau est réglé de manière à ce que les fréquences de rotation deviennent indépendantes de la vitesse des ions. La constante γ_{tr} est alors égale à γ , et $\gamma_{tr}^2 - \gamma^2 = 0$.

3.4.1 Les mesures par refroidissement électronique ($\Delta v / v \rightarrow 0$)

Pour un faisceau refroidi la vitesse des ions ne dépend que de m/q , ce qui permet de déduire la masse à partir de la fréquence de rotation dans l'anneau. Cette fréquence est déterminée en mesurant les courants induits par les ions circulant dans l'anneau dans des sondes métalliques (bruit Schottky).

La principale limitation de cette méthode est la durée de la mesure car les temps de refroidissement sont supérieurs à la seconde ;

Des mesures dans la région des Hf–Bi ont été effectuées avec un pouvoir de résolution de $6,5 \times 10^5$ et des précisions de l'ordre de $200 \text{ keV}/c^2$ [Radon97].

3.4.2 Le mode isochrone ($\gamma \rightarrow \gamma_{tr}$)

Dans ce mode le refroidissement n'est pas nécessaire, ce qui permet de mesurer la masse d'isotopes de durée de vie plus courte qu'avec le refroidissement.

Les principales limitations sont données par les erreurs faites sur la mesure du temps de vol. Pour un seul tour ($\sim 500 \text{ ns}$) et une résolution du détecteur de 100 ps (FWHM) la précision est de quelques 10^{-4} . Dans le mode multi-tour une précision de $\approx 3 \times 10^{-7}$ pour 100 ions sur 100 tours pourrait être obtenue [Trötscher92]. Les premières prises de données dans ce mode de mesure de masse [Geissel98] montrent un pouvoir de résolution de $1,5 \times 10^5$.

3.5 Mesures de masse basées sur la fréquence cyclotron.

La fréquence est la grandeur physique mesurable actuellement avec la plus grande précision (10^{-14}). Des efforts ont été déployés pour établir une relation expérimentale entre la masse d'un noyau et la fréquence d'oscillation d'un champ électrique. Une de ces méthodes fait appel à des ions confinés tridimensionnellement à l'aide de champs électromagnétiques.

Cette technique de piégeage est utilisée déjà de façon courante en chimie où elle permet d'accéder à la masse de molécules massives formées dans des réactions chimiques complexes.

Dans le piège de Penning, les ions sont confinés dans un petit volume à l'aide d'un champ magnétique et d'un champ quadripolaire électrostatique de symétrie axiale qui empêche les ions de se disperser le long des lignes du champ magnétique. Le champ quadripolaire est obtenu par 3 électrodes de section hyperbolique : une en forme d'« anneau » et deux autres en forme de « chapeau » (figure 3.2).

La fréquence cyclotron de rotation dans le champ magnétique est :

$$f_c = qB / 2\pi m,$$

Mais la présence du champ quadripolaire électrostatique modifie le mouvement de la particule, et on peut montrer qu'il est la superposition de trois composantes (figure 3.2) :

- un mouvement « cyclotron » avec une fréquence f_+ plus basse que la fréquence f_c ;
- un mouvement « magnétron » qui est un lent mouvement de précession de fréquence f_- autour de l'axe défini par le champ magnétique ;
- un mouvement d'oscillation axial le long de l'axe du champ magnétique de fréquence f_z .

avec :

$$f_{\pm} = \frac{f_c}{2} \pm \sqrt{\frac{f_c^2}{4} - \frac{f_z^2}{2}}$$

$$f_z = \frac{1}{2\pi d} \sqrt{\frac{qU_0}{m}}$$

où $4d^2 = 2Z_0^2 + \rho_0^2$ Z_0 étant la demi-distance entre les électrodes « chapeau »

ρ_0 étant le rayon intérieur de l'électrode « anneau »

La somme $f_+ + f_-$ est égale à f_c .

Pour déterminer la fréquence cyclotron, les ions piégés sont excités par une tension RF azimutale quadripolaire. Ceci est obtenu en divisant l'électrode « anneau » en 4 quadrants. Si la fréquence RF est égale à la somme des fréquences f_+ et f_- le mouvement des ions oscille entre un pur mouvement magnétron et un pur mouvement cyclotron avec une période de conversion T_{conv} . L'excitation RF quadripolaire azimutale doit être appliquée pendant une durée $T_{\text{conv}}/2$ pour obtenir le mouvement cyclotronique qui correspond au confinement des ions au centre du piège et à un gain d'énergie cinétique radiale maximal.

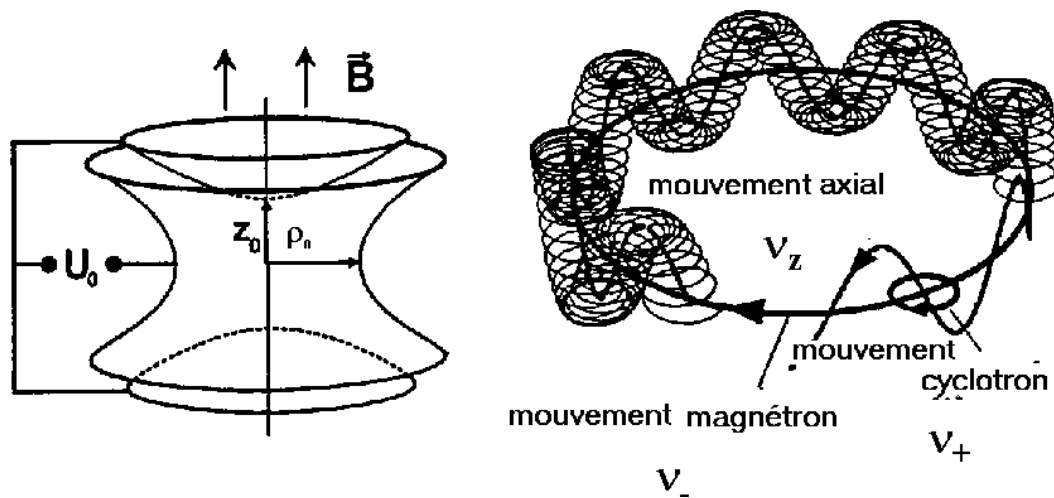


Figure 3.2 : Schéma du mouvement d'une particule chargée dans un piège de Penning [Bollen96].

On éjecte alors les ions suivant l'axe du champ magnétique à travers des ouvertures ménagées dans les électrodes « chapeau ». Lorsqu'ils franchissent le champ de fuite inhomogène de l'aimant le gradient convertit la vitesse radiale en gain de vitesse axiale. Cette accélération est mise en évidence par une méthode de temps de vol. Ce temps de vol est minimal lorsque la fréquence RF est égale à la fréquence cyclotron (condition de résonance). L'utilisation d'un solénoïde supraconducteur donne une excellente stabilité au champ magnétique. De plus les dimensions de l'espace de confinement sont très petites et le champ magnétique a une excellente homogénéité. De ce fait le piège de Penning est devenu l'instrument le plus précis pour mesurer la masse atomique, avec des précisions de $\delta m/m \approx 10^{-10}$ pour les noyaux stables. Cependant, le pouvoir de résolution en masse \mathfrak{R} est proportionnel à la durée d'excitation RF: $T_{RF} = T_{conv}/2$

$$\mathfrak{R} = m / \Delta m = f_c / \Delta f_{FWHM} \sim f_c \times T_{RF}$$

Pour obtenir une résolution en masse importante on a besoin :

- soit d'une fréquence cyclotron élevée ce qui revient à un champ magnétique très intense (supraconducteur), ou un état de charge élevé ;

- soit d'un long temps d'interaction avec les ions, ce qui empêche l'accès à des isotopes de très courte durée de vie.

Pour une durée de l'action de la RF sur les ions d'une seconde, on peut atteindre une résolution en masse de 10^6 ; pour un temps de 100 ms, le pouvoir de résolution est réduit à 10^5 . Le prix à payer pour des durées de vie plus courtes est une diminution du pouvoir de résolution et une détérioration de la précision de la mesure.

L'exemple le plus significatif de l'utilisation de cette technique pour des mesures de masse de noyaux radioactifs est l'expérience ISOLTRAP à ISOLDE/CERN. L'ensemble expérimental est constitué de deux pièges montés en tandem placés dans un champ magnétique supraconducteur ($B = 5,7$ T). Les ions radioactifs sont fournis par le séparateur en-ligne ISOLDE. Le premier piège sert à accumuler, refroidir et centrer les ions délivrés par ISOLDE. Il a aussi un rôle de sélection en masse (purification). Le deuxième piège, dans lequel la mesure de masse est effectuée, est un piège de Penning de haute précision. Après l'éjection des ions de ce piège, le temps de vol est mesuré à l'aide d'un détecteur à galette de micro-canaux.

Cette technique, grâce à son pouvoir de résolution très élevé ($\sim 10^6$), a permis la séparation d'isomères [Beck97]. Des mesures sur $^{78}\text{Rb}^{\text{m,g}}$, $^{84}\text{Rb}^{\text{m,g}}$ ont été effectuées par ISOLTRAP avec des précisions de $70 \text{ keV}/c^2$. D'autres résultats importants ont été obtenus pour les noyaux riches en protons $^{75-87}\text{Rb}$ et $^{78-83,87}\text{Sr}$ avec des précisions de $\sim 10 \text{ keV}/c^2$ environ.

3.6 Comparaison des techniques de mesure de masses atomiques

Les différentes méthodes de mesure de masse ont chacune des limitations de principe ou d'ordre technique, en ce qui concerne leur précision ou la durée de vie des isotopes accessibles. Une comparaison des différents programmes de mesure de masse nous montre leur complémentarité (figure 3.3) [Bollen97].

Les motivations physiques des mesures de masse ont montré l'intérêt des mesures d'une précision meilleure que 10^{-5} pour des isotopes de temps de vie inférieur à 1 seconde. Ce domaine n'est actuellement couvert par aucun des dispositifs existants. C'est la raison pour laquelle il a été proposé d'utiliser la technique du spectromètre de masse à radiofréquence qui constitue l'objet de ce travail.

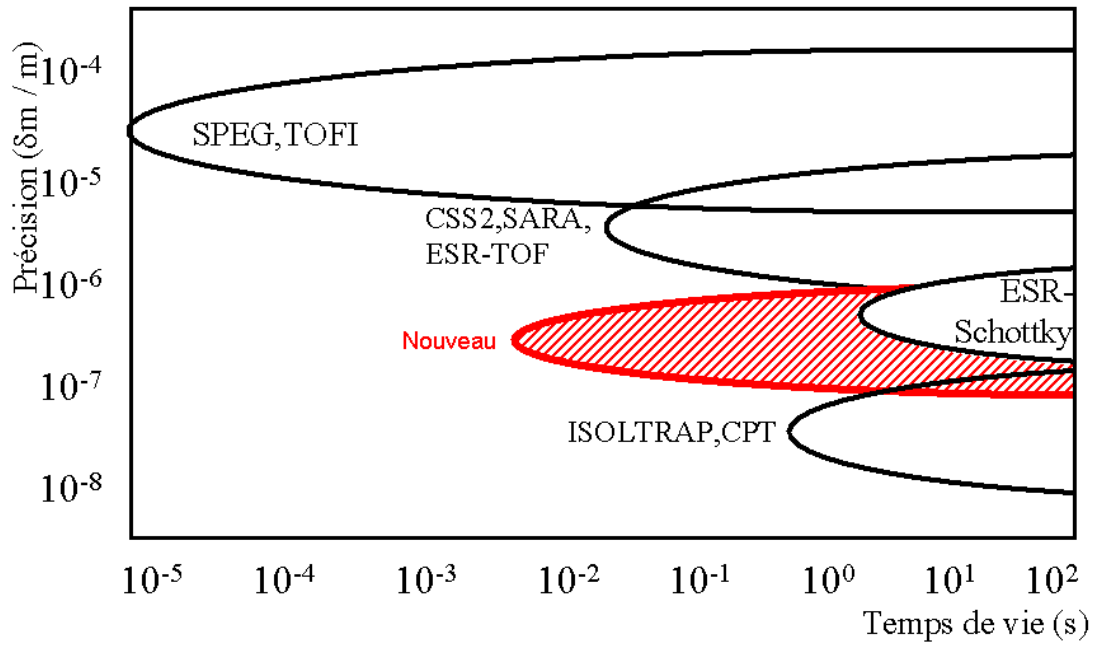


Figure 3.3 : Les différents programmes actuels de mesure de masse sont complémentaires [Bollen97]. L'indication « Nouveau » correspond à l'objet de ce mémoire.

4. Le spectromètre de masse à Radiofréquence

4.1. Principe

Vers 1960, L.G. Smith a été le premier à réaliser un appareil qui permet de déterminer la masse d'un ion à partir de sa fréquence cyclotron de révolution dans un champ magnétique de grande homogénéité [Smith60][Smith75]. Cette fréquence est déterminée grâce à une modulation radiofréquence (RF) de l'énergie cinétique des ions. MISTRAL est un spectromètre de masse à radiofréquence construit à Orsay sur ce principe.

Le mouvement d'un ion de masse m et de charge q dans un champ magnétique obéit à la relation :

$$B \cdot r / v = \gamma m / q \quad 4.1.1$$

Dans cette relation B est l'induction du champ magnétique, r le rayon de la trajectoire, v la vitesse de la particule et γ le facteur relativiste. La vitesse angulaire du mouvement cyclotron que l'on déduit directement est :

$$\omega_c = v / r = q B / m \quad 4.1.2$$

Dans les calculs courants il est souvent commode d'utiliser la *fréquence cyclotron* reliée à la vitesse angulaire par la relation :

$$f_c = \omega_c / 2\pi = q B / 2 \pi m \quad 4.1.3$$

Cette relation montre que la *fréquence cyclotron* d'un ion en rotation dans un champ magnétique uniforme *dépend uniquement du rapport q/m et de l'induction du champ magnétique*. Il en résulte que cette fréquence ne dépend ni de l'énergie cinétique, ni de la vitesse de l'ion sur la trajectoire, ni du diamètre de celle-ci. L'état de charge de l'ion étant généralement connu, cette relation montre que la mesure de la fréquence cyclotron permet de déterminer la masse de cette particule chargée à partir du moment où on connaît le champ magnétique.

Pour déterminer la fréquence cyclotron des ions en rotation dans un champ magnétique uniforme, L.G. Smith a utilisé le procédé suivant :

Les ions sont injectés dans un champ magnétique homogène où ils effectuent deux tours en suivant une trajectoire hélicoïdale. Après un premier demi-tour à l'intérieur du spectromètre le faisceau d'ions traverse un modulateur RF qui module l'énergie cinétique et par conséquent le diamètre de la trajectoire des ions. Le premier demi-tour délimité par la

fente d'entrée et la première fente du modulateur constitue un filtre d'énergie cinétique de telle sorte que le faisceau à moduler a une très faible dispersion en énergie.

Malgré la dispersion en énergie introduite par la modulation RF, les trajectoires des différents ions sont convergentes après un tour car elles appartiennent à une famille de cercles tangents en un point. Cette propriété permet au champ magnétique de focaliser le faisceau en énergie à chaque tour. On remarque également que les trajectoires issues d'un même point sont focalisées en angle à chaque demi-tour (figure 4.1). Ces propriétés sont à la base de la structure de ce spectromètre. Comme on vient de le voir ci-dessus, la fréquence cyclotron reste inchangée, indépendamment de la modulation, et les trajectoires des différentes particules sont isochrones quelle qu'ait été leur modulation.

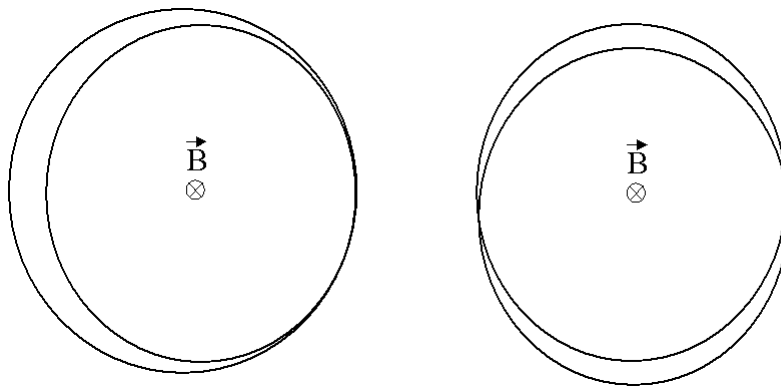


Figure 4.1 : Le champ magnétique focalise le faisceau en énergie à chaque tour (à gauche), et en angle à chaque demi-tour (à droite).

Après un tour complet supplémentaire les ions traversent la deuxième fente du modulateur RF située sur le même axe vertical que la première (figure 4.2). Ils subissent une nouvelle modulation qui se combine avec la première. Les deux modulations du diamètre sont comparables en amplitude car la modulation de la vitesse est faible ($\Delta v/v = 5 \times 10^{-3}$).

L'espace compris entre la deuxième fente du modulateur et la fente de sortie définit le dernier $\frac{1}{2}$ tour. Celui-ci, semblable au premier demi-tour, effectue, grâce à la fente de sortie, une analyse en énergie cinétique de la modulation résultante. Dans le cas particulier où les deux modulations ont des amplitudes égales et sont de sens opposés, leur résultante est nulle et les ions reviennent sur la trajectoire nominale, ils sont alors transmis à travers la fente de sortie.

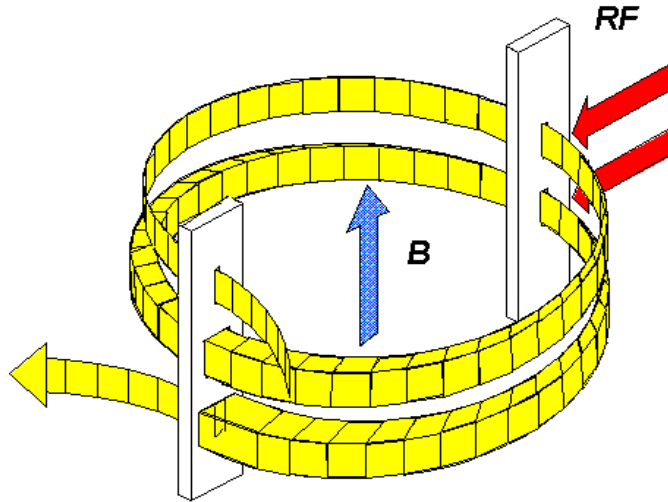


Figure 4.2 : Le principe de fonctionnement du spectromètre MISTRAL : les ions sont injectés dans un champ magnétique homogène où ils effectuent deux tours en suivant une trajectoire hélicoïdale. A la fin du premier et du troisième demi-tour, soit à un tour d'intervalle, le faisceau traverse le modulateur RF qui module l'énergie cinétique et par conséquent le diamètre de leur trajectoire.

Quantitativement la dispersion en énergie introduite par le modulateur RF peut être explicitée par les propriétés du modulateur. Celui-ci est constitué d'un système de plaques parallèles entre lesquelles on applique une tension $V_{RF} = V_m \cos(\omega_{RF}t + \varphi_0)$ où ω_{RF} est la pulsation d'oscillation du champ électrique longitudinal, V_m son amplitude et φ_0 une phase arbitraire qui peut être choisie nulle. t est défini par l'instant où l'ion pénètre dans le modulateur. La modulation en énergie est sinusoïdale :

$$T(t) \approx T_0 + T_m \cos(\omega_{RF}t) \quad 4.1.4.$$

où T_0 est l'énergie cinétique initiale des ions, T_m est la variation maximale de l'énergie cinétique au passage du modulateur et $T(t)$ l'énergie de l'ion après son passage dans le modulateur à l'instant t .

Il faut observer que la modulation de l'énergie cinétique se traduit par la modulation équivalente du diamètre de la trajectoire, ainsi, pour un passage dans le modulateur, on a :

$$D(t) \approx D_0 + D_m \cos(\omega_{RF}t) \quad 4.1.5.$$

où D_0 , diamètre de la trajectoire nominale, est la distance entre les centres des fentes d'entrée et sortie, et les centres des fentes du modulateur. D_m est défini comme l'amplitude de modulation du diamètre qui a la valeur approximative :

$$D_m \approx D_0 T_m / 2T_0 \quad \text{pour } T_m \ll T_0. \quad 4.1.6.$$

On peut visualiser l'effet du modulateur à l'aide d'un diagramme de Fresnel où les vecteurs intervenant sont $(D_m, \omega_{RF}t)$ et $(D_m, \omega_{RF}t + \Delta\phi)$ représentant les deux modulations successives appliquées à un ion donné (figure 4.3).

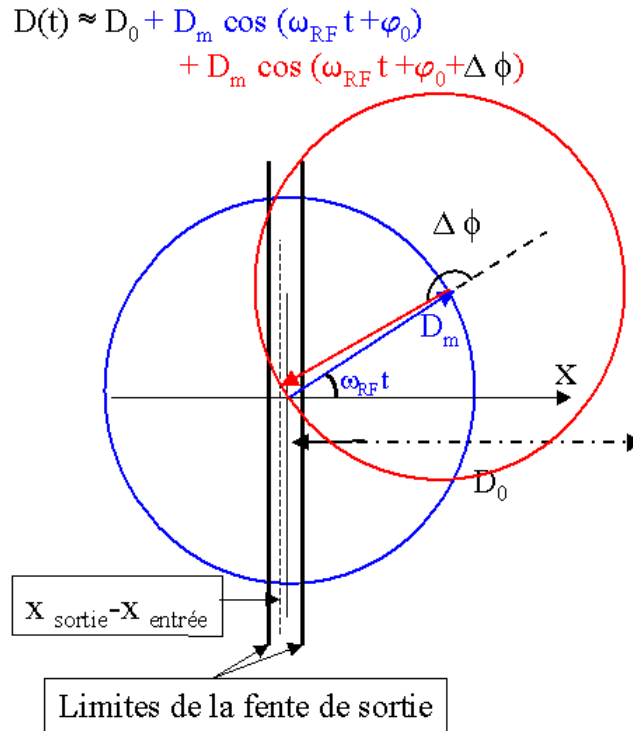


Figure 4.3 : Les vecteurs $(D_m, \omega_{RF}t + \varphi_0)$ et $(D_m, \omega_{RF}t + \Delta\phi + \varphi_0)$ représentent les deux modulations qu'un ion subit lors de ses deux passages dans le modulateur. Dans le cas où la résultante pointe à l'intérieur de la fente de sortie de demi-largeur w , l'ion va sortir du spectromètre et va être détecté.

La demi-largeur commune des fentes d'entrée et de sortie du spectromètre, et des deux fentes du modulateur étant désignée par w , on note $x_{\text{entrée}}$ et x_{sortie} la position horizontale d'un ion quelconque dans le plan de la fente d'entrée et respectivement celle de sortie.

La position x_{sortie} de l'ion au niveau de la fente de sortie est donc :

$$x_{\text{sortie}} = x_{\text{entrée}} + D_m \cos(\omega_{RF}t) + D_m \cos(\omega_{RF}t + \Delta\phi) \quad 4.1.7.$$

où la différence de phase entre les deux modulations $\Delta\phi$, est directement liée au temps de vol de l'ion entre les deux passages dans le modulateur. Ce temps de vol est la période même du mouvement cyclotron : $t_{\text{vol}} = t_c = 2\pi/\omega_c$, et $\Delta\phi = 2\pi(\omega_{RF}/\omega_c)$.

La fréquence de modulation $f_{RF} = \omega_{RF}/2\pi$ peut être ajustée de telle sorte que les deux modulations se compensent. Dans une première approximation ceci revient au fait que le

champ électrique est de phase opposée lors des deux traversées du modulateur. Nous allons expliciter maintenant cette condition :

La relation 4.1.7. s'écrit :

$$x_{\text{sortie}} - x_{\text{entrée}} = 2 D_m \cos(\omega_{RF} t + \pi \omega_{RF} / \omega_c) \cos(\pi \omega_{RF} / \omega_c). \quad 4.1.8$$

L'annulation de $\cos(\pi \omega_{RF} / \omega_c)$ entraîne l'annulation du terme de droite de cette relation quelle que soit la valeur de t , et par conséquent tous les ions entrés dans le spectromètre ($|x_{\text{entrée}}| \leq w$) peuvent sortir ($|x_{\text{sortie}}| \leq w$).

Cette condition se traduit par : $\pi \omega_{RF} / \omega_c = \pi / 2 + n \pi$,

soit $\omega_{RF} = (n+1/2)\omega_c$ ou $f_{RF} = (n+1/2)f_c \quad 4.1.9$

où n est un entier nommé rang harmonique.

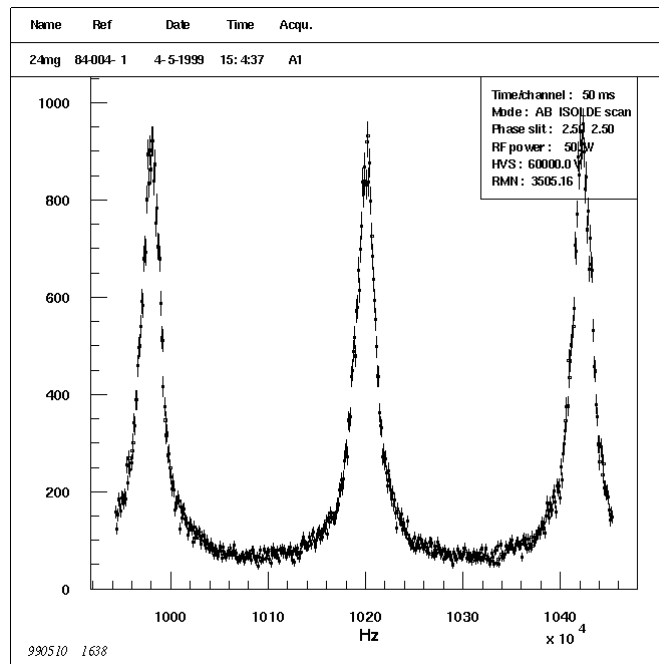


Figure 4.4 : L'enregistrement de la transmission en fonction de la fréquence de modulation est un spectre composé de pics équidistants séparés de f_c . Ces pics sont triangulaires au voisinage des maxima de transmission (en abscisse il faut ajouter 350 MHz à la valeur affichée en Hz).

La relation 4.1.9 est appelée « la condition de résonance » et la fréquence RF qui satisfait cette relation « fréquence de résonance ». Dans ce cas, les trajectoires des ions dans le 4^{ème} demi-tour sont regroupées sur la trajectoire nominale et la transmission à travers le spectromètre est maximale. Cette relation nous permet de déterminer la fréquence cyclotron à partir des fréquences de résonance en déterminant des maxima de transmission.

L'enregistrement de la transmission en fonction de la fréquence de modulation produit un spectre contenant des pics équidistants séparés par des intervalles égaux à la fréquence cyclotron (figure 4.4).

4.2 Pouvoir de résolution en masse d'un spectromètre RF

Le pouvoir de résolution en masse est défini par le rapport $\mathcal{R}=m/\Delta m$ ce qui revient à $m/\Delta m = \omega_c/\Delta\omega_c = \omega_{RF}/\Delta\omega_{RF}$ où $\Delta\omega_{RF}$ désigne la largeur du pic de résonance à mi-hauteur.

En suivant un raisonnement similaire à celui du paragraphe précédent [Coc88], la variation de l'énergie cinétique d'un ion quelconque après deux passages dans le modulateur est:

$$\Delta T = T_m \cos \omega_{RF} t + T_m \cos \omega_{RF} (t + 2\pi/\omega_c) \quad 4.2.1$$

$$\text{soit } \Delta T = 2 T_m \cos (\omega_{RF} t + \pi \omega_{RF} / \omega_c) \cos (\pi \omega_{RF} / \omega_c). \quad 4.2.2$$

L'annulation de $\cos (\pi \omega_{RF} / \omega_c)$ entraîne l'annulation de ΔT quelle que soit la valeur des autres termes et quelle que soit la valeur de t . Cette condition conduit à la condition de résonance 4.1.9.

Un calcul approché du pouvoir de résolution en masse d'un spectromètre basé sur ce principe repose sur le développement limité de ΔT en fonction de ω_c , à proximité de ses racines données par la condition de résonance.

L'expression 4.2.2. devient :

$$|\Delta T| \approx 2\pi (n+1/2) T_m (\Delta\omega_c/\omega_c) |\sin (\omega_{RF} t)|$$

et, pour $n \gg 1/2$

$$|\Delta T| \approx 2\pi n T_m (\Delta\omega_c/\omega_c) |\sin (\omega_{RF} t)| \quad 4.2.3.$$

Le pouvoir de résolution est maximal pour $|\sin (\omega_{RF} t)| \approx 1$, et 4.2.3. s'écrit :

$$|\Delta T| \approx 2\pi n T_m \Delta\omega_c/\omega_c \quad \text{soit :}$$

$$\mathcal{R} \approx 2\pi n T_m / \Delta T \quad 4.2.4.$$

ΔT peut être exprimé en utilisant le pouvoir dispersif A_δ du dernier demi-tour dans le champ magnétique défini par la relation :

$$\Delta T / T_0 = \Delta x / A_\delta \quad 4.2.5.$$

où Δx est le déplacement de la position d'un ion dans le plan de la fente de sortie obtenu pour une variation d'énergie cinétique ΔT .

On va expliciter l'élargissement de l'image de la dernière fente du modulateur. Pour cela rappelons que w est la demi-largeur des fentes et par conséquent la demi-largeur de

l'enveloppe du faisceau après le passage à travers la dernière fente du modulateur. W_{sortie} est la demi-largeur de l'enveloppe du faisceau avant le passage à travers la fente de sortie (figure 4.5).

$$\Delta w = W_{\text{sortie}} - w = A_{\delta} \Delta T / T_0 \quad 4.2.6$$

$$\Delta w = 2 \pi n A_{\delta} (T_m / T_0) (\Delta \omega_{RF} / \omega_{RF}) \quad 4.2.7$$

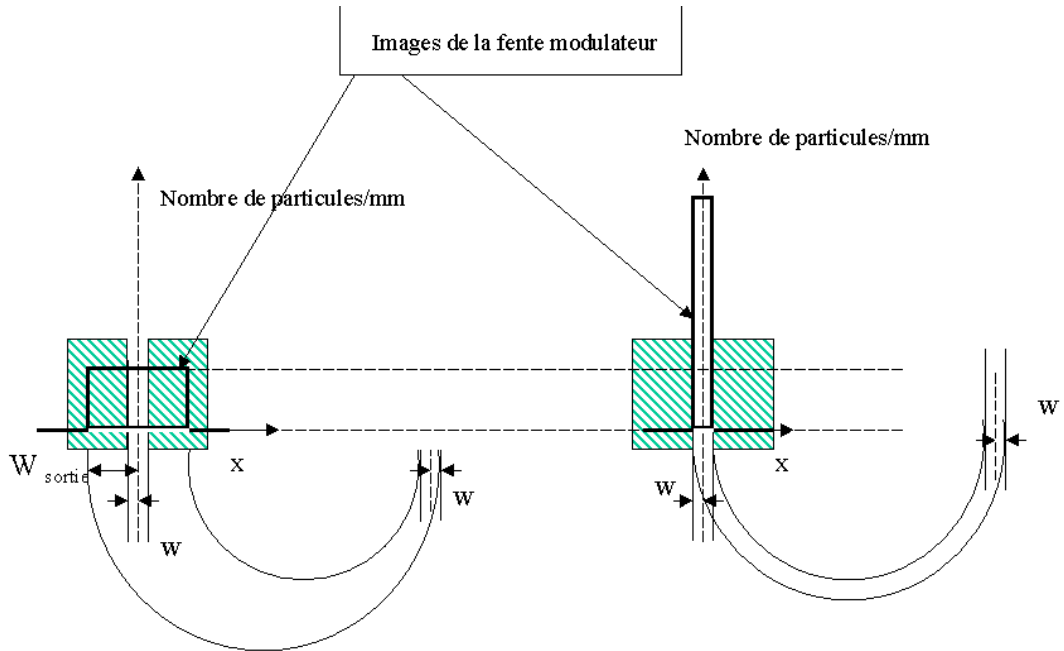


Figure 4.5 : L'image de la dernière fente du modulateur projetée sur la fente de sortie pour deux fréquences de modulation : à gauche (fréquence RF hors résonance) le faisceau est dispersé en énergie et la tache obtenue est beaucoup plus large que la dimension w de la fente de sortie ; à droite (fréquence RF égale à la fréquence de résonance) l'image de la fente a les mêmes dimensions que celle-ci et la transmission est maximale.

Par conséquent, la transmission à travers la fente de sortie varie comme $w / (w + \Delta w)$, et donc finalement, comme $\Delta \omega_{RF}$, ce qui donne un profil de pic sensiblement triangulaire de part et d'autre de la fréquence de résonance.

Après avoir estimé la forme du pic, nous allons maintenant évaluer sa largeur pour calculer le pouvoir de résolution. Pour $\Delta w = w$ la dimension transversale de cette image vaut deux fois la dimension transversale de la fente et comme le nombre des particules est

conservé la transmission totale est la moitié de la transmission maximale. La mi-hauteur du pic de transmission est définie alors par $w = A_\delta \Delta T / T_0$.

D'autre part 4.2.3 peut être écrite :

$$\Delta T / T_0 = (\Delta\omega_c / \omega_c) (2\pi n) (T_m / T_0) \quad 4.2.8.$$

La largeur à mi-hauteur du pic est donnée par:

$$\Delta m / m \approx (2\pi n)^{-1} (T_0 / T_m) (w / A_\delta) \quad 4.2.9.$$

Le pouvoir de résolution que l'on peut obtenir est :

$$\mathfrak{R} = (m / \Delta m) \approx (2\pi n) (D_m / D_0) (A_\delta / w). \quad 4.2.10.$$

Le pouvoir dispersif du demi-tour s'exprime en fonction du diamètre de la trajectoire nominale : $A_\delta = D_0 / 2$, ce qui donne finalement pour le pouvoir de résolution à mi-hauteur :

$\mathfrak{R} = (m / \Delta m) \approx (\pi n) (D_m / w).$	4.2.11.
--	---------

Pour une géométrie donnée, *le pouvoir de résolution en masse* est proportionnel à l'amplitude de modulation du diamètre et par conséquent à la tension RF appliquée sur le modulateur. Il est remarquable qu'il soit indépendant de la masse, contrairement aux pièges de Penning où il est inversement proportionnel à la masse. Surtout, il *croît proportionnellement au rang harmonique donc à la fréquence RF* à laquelle on a choisi de travailler. Tout cela est vrai tant que l'élargissement du pic dû aux inhomogénéités du champ magnétique demeure négligeable.

Les valeurs numériques qui ont été choisies lors de l'étude de cet appareil sont les suivantes :

Diamètre de la trajectoire nominale :	1000 mm
Rang harmonique n :	2000 - 4000
Amplitude de modulation du diamètre D_m :	5 mm
Demi-largeur des fentes :	0,2 mm
Demi-hauteur des fentes :	2,5 mm
Pouvoir dispersif du dernier demi-tour A_δ :	500 mm

On obtient pour le pouvoir de résolution en masse de notre spectromètre:

$$\mathfrak{R} \approx 150\,000, \text{ pour } n=2000$$

Ce pouvoir de résolution est largement suffisant pour séparer les isobares. Par ailleurs, une valeur plus élevée est difficile à obtenir par des modifications de la géométrie. Par exemple, compte-tenu de l'émittance du faisceau d'ISOLDE, réduire la largeur totale des

fentes à moins de 0,4 mm diminuerait fortement la transmission, ce qui réduirait la statistique des mesures, et limiterait la possibilité de s'éloigner de la ligne de stabilité.

Dans une version précédente de ce spectromètre, des lignes d'injection et d'éjection avec un pouvoir dispersif très élevé, $A_\delta \approx 3000$ mm, ont été utilisées pour obtenir un pouvoir de résolution en masse de l'ordre de 10^6 .

4.3 Fente de définition de phase

Dans la section précédente on a démontré que dans le voisinage des maxima de transmission un balayage de la fréquence de modulation conduit à une résolution à mi-hauteur : $\mathcal{R} = \pi n (D_m / w)$. Pour faire ces calculs on a étudié uniquement la situation où les fréquences de modulation sont limitées par $|\sin(\omega_{RF}t)| \approx 1$.

On a vu que pour $\Delta\phi \approx \pi$ les ions traversent la fente de sortie quelle que soit la phase de la modulation. Comme on peut le voir d'après la relation 4.1.8, mise à part cette résonance, une deuxième solution existe pour que les ions sortent du spectromètre. Cette solution dépendante de $\omega_{RF}t$ est fournie par l'annulation du terme dépendant du temps soit :

$$\cos(\omega_{RF}t + \pi \omega_{RF}/\omega_c) = 0.$$

Par conséquent, même si on se trouve en dehors de la résonance la transmission ne tombe jamais à zéro (figure 4.4), car pour n'importe quel rapport ω_{RF}/ω_c il existe une phase de modulation $\omega_{RF}t$ qui vérifie la relation :

$$2 D_m \cos(\omega_{RF}t + \pi \omega_{RF}/\omega_c) \cos(\pi \omega_{RF}/\omega_c) = 0.$$

Le spectre comprend des événements « inutiles » situés entre les pics de résonance qu'il faut éliminer autant que possible.

Par ailleurs, la fente de sortie de largeur non nulle fait que les ions sortent du spectromètre pour toutes les phases comprises dans un intervalle défini par l'inégalité :

$$|2 D_m \cos(\omega_{RF}t + \pi \omega_{RF}/\omega_c) \cos(\pi \omega_{RF}/\omega_c)| \leq w$$

Ceci a pour effet d'élargir le pic de résonance.

L'analyse de ces deux cas peut être effectuée à l'aide des diagrammes de Fresnel (figure 4.6.)

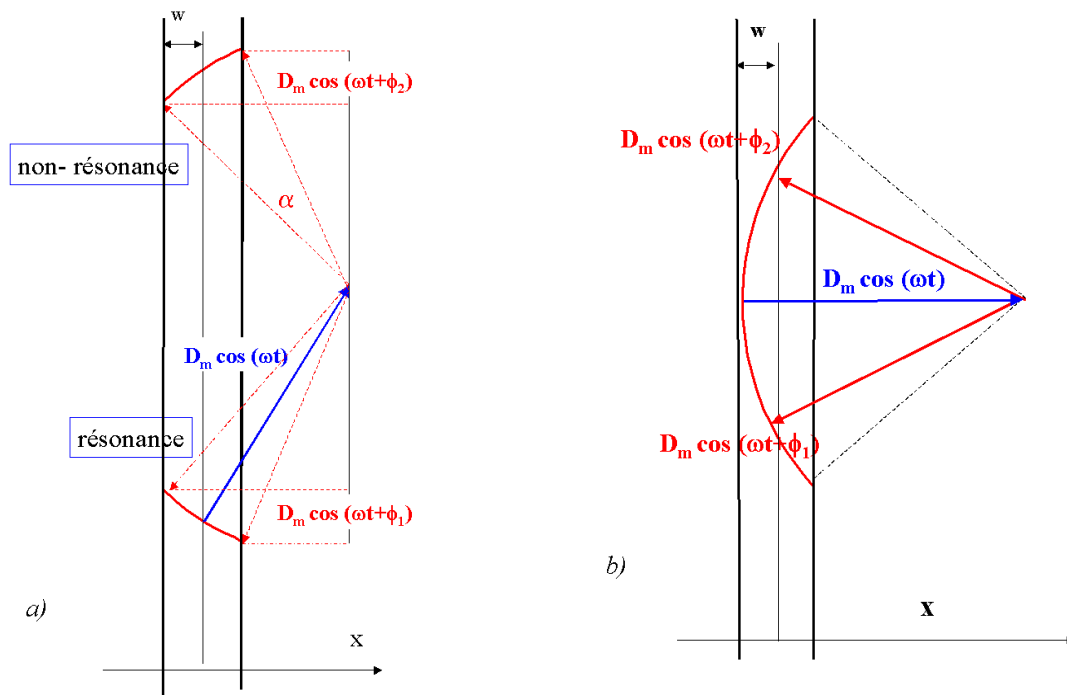


Figure 4.6 : a) Mise à part la résonance déjà explicitée, une deuxième solution existe pour que les ions sortent du spectromètre. Cette solution est dépendante du temps. b) L'intervalle de phase valide pour que les ions sortent du spectromètre est d'autant plus grand que la modulation est voisine de sa valeur maximale. Ceci se traduit par un élargissement du pic.

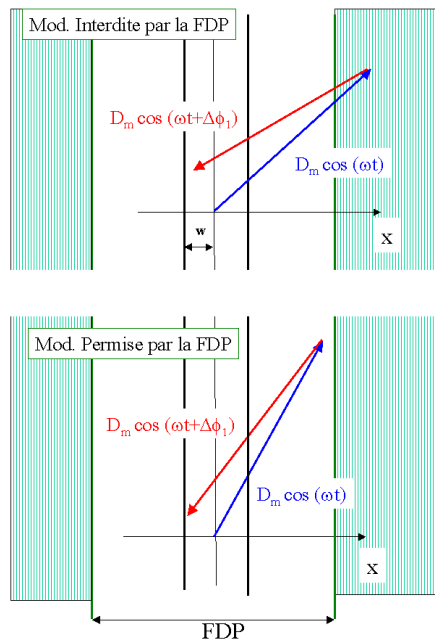


Figure 4.7 : Représentation schématique de la fente de définition de phase : en haut la particule est perdue.

Pour un ion de coordonnée transversale à l'entrée $x_{\text{entrée}} = 0$, la phase de la démodulation peut varier de :

$$2\alpha = 2 \left(\arccos \frac{D_m \cos \omega_{RF} t + w/2}{D_m} - \arccos \frac{D_m \cos \omega_{RF} t - w/2}{D_m} \right)$$

L'élimination des ions inutiles revient alors à réduire autant que possible l'intervalle de phase où l'annulation du terme dépendant du temps est possible. Comme nous l'avons déjà vu (section 4.1), le diamètre de la trajectoire des ions à l'intérieur du spectromètre obéit à la relation : $D(t) \approx D_0 + D_m \cos \omega_{RF} t$. Par conséquent, une limite de la phase est *équivalente* à une limitation des valeurs du diamètre de la trajectoire des ions. Cette limitation est imposée par une fente réglable montée à mi-chemin entre la modulation et la démodulation. Cette fente s'appelle la fente de définition de phase (figure 4.7).

En fonction de sa dimension relativement à la modulation maximale D_m les spectres de transmission sont plus ou moins nettoyés des contributions dépendantes de la phase RF dans le voisinage de la résonance. Généralement, cette fente réglable est ouverte de façon à ne laisser subsister que la moitié de l'amplitude de modulation. Les spectres obtenus (figure 4.8) sont alors constitués de grands pics étroits correspondant aux résonances, séparés par des petits pics larges centrés sur $f_{RF} = n f_c$ appelés pics entiers. Les pics entiers ont une hauteur constante et une largeur qui dépend de la largeur de la fente de phase.

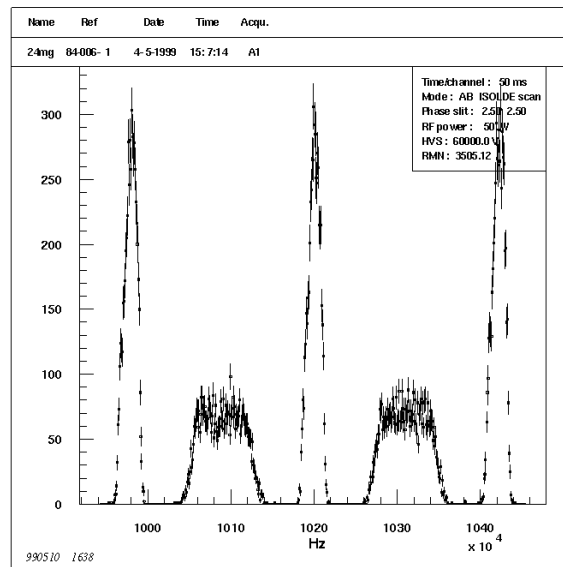


Figure 4.8 : Spectre de transmission enregistré avec une fente de définition de phase de demi-largeur inférieure à D_m .

Les pics de résonance deviennent triangulaires et à leur voisinage la transmission s'annule. Par contre la transmission au sommet des pics de résonance est diminuée (par un facteur 3 si la fente de phase est ouverte à $D_m/2$) (figure 4.8). Le pouvoir de résolution n'est que faiblement amélioré par l'utilisation de cette fente.

4.4 Comparaison des masses

Pour déterminer la masse, en plus de f_c il faut connaître la valeur de l'induction du champ magnétique. Pour des mesures de masse de haute précision ($\Delta m/m < 10^{-6}$), la précision avec laquelle B peut être déterminée est insuffisante. Il faut alors éliminer B en déterminant des rapports de masses.

Le but du spectromètre est donc de comparer les masses des ions en rotation dans un champ magnétique en comparant leurs fréquences cyclotron.

$$m_A f_{cA} / q_A = m_B f_{cB} / q_B \quad 4.4.1$$

Cette dernière relation peut être écrite sous la forme équivalente :

$$m_B = m_A \frac{f_{RFA}}{n_A + 1/2} \times \frac{n_B + 1/2}{f_{RFB}} \quad 4.4.2$$

Ainsi il est possible de déterminer la masse atomique inconnue d'un ion à partir de la masse atomique, connue avec une bonne précision, d'un ion choisi comme référence et de leurs fréquences de résonance.

4.5 Structure du spectromètre à radiofréquence

La partie centrale du spectromètre est l'aimant dans l'entrefer duquel est placée la chambre à vide annulaire. Les ions sont en mouvement à l'intérieur de la chambre sur une trajectoire hélicoïdale définie par quatre fentes identiques (entrée, première modulation, deuxième modulation, sortie). Symétriquement par rapport au plan médian on dispose de deux lignes d'injection et éjection (figure 4.9). La ligne d'injection sert à définir la trajectoire tandis que la ligne de sortie permet d'extraire le faisceau d'ions du champ magnétique et de le diriger sur le détecteur. Le secteur électrostatique pulsé permet d'injecter alternativement le faisceau d'ISOLDE (masse inconnue) et le faisceau de la source d'ions de référence (masse stable très bien connue). Par la suite, on va décrire les éléments du spectromètre d'une façon plus détaillée.

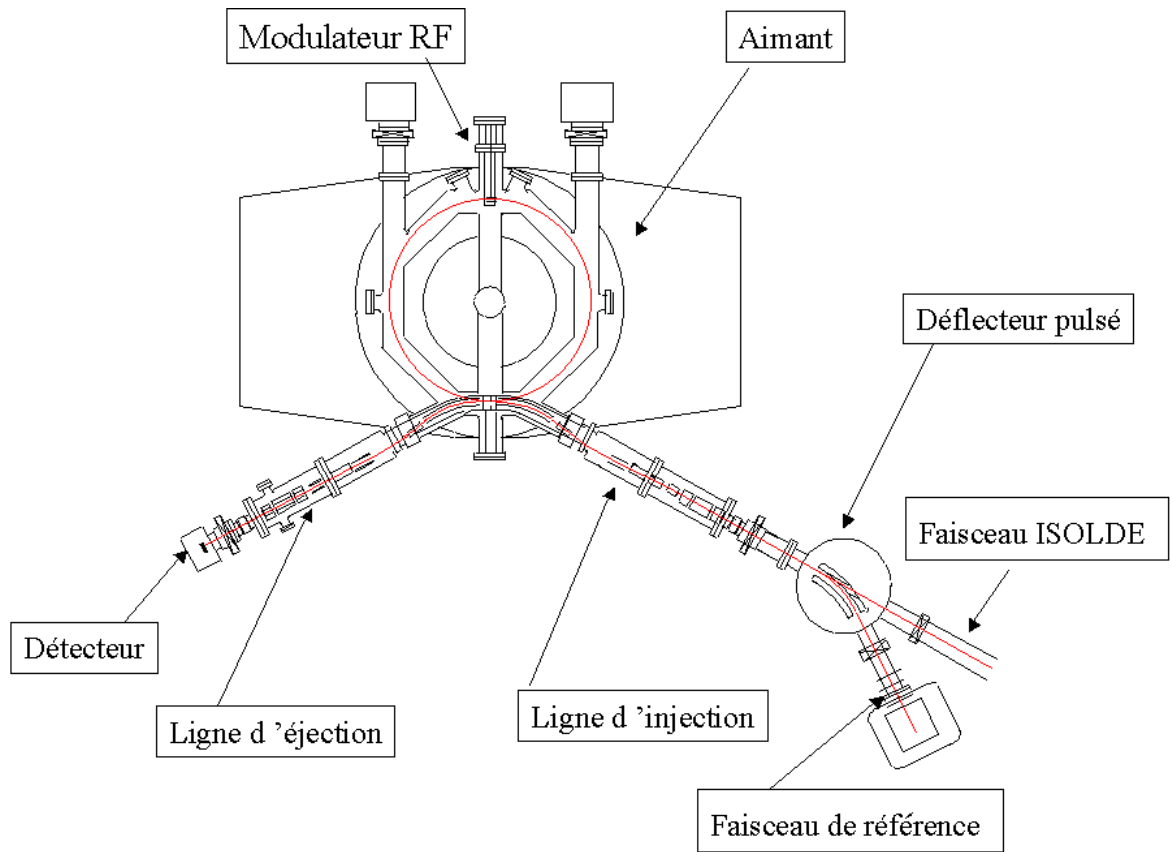


Figure 4.9 : Vue aérienne schématique du spectromètre. Les principales parties du dispositif sont : l'aimant chargé de produire un champ magnétique de grande homogénéité ; les deux lignes symétriques pour l'injection et l'éjection du faisceau dans le champ ; le modulateur RF constitué d'un système de plaques parallèles ; la source d'ions auxiliaire.

5. Eléments de définition de la trajectoire

5.1 L'aimant

L'aimant est chargé de produire un champ magnétique très homogène et très stable dans le temps de façon à permettre l'injection tour à tour des ions de la masse inconnue et ceux de la masse de référence. Il est composé de deux pièces polaires en forme de couronne qui délimitent l'entrefer d'une hauteur de 140 mm et qui ont un rayon moyen de 500 mm. Le champ est induit dans les pièces polaires par 2 bobines alimentées par un courant maximal de 60 A. L'induction magnétique peut atteindre 0,8 T sur la trajectoire nominale. En dehors de l'entrefer, le champ magnétique décroît rapidement avec la distance, à 2 m du centre il devient négligeable. Le champ de fuite par contre est important dans la région de l'injection du faisceau, ceci rend particulièrement délicat le réglage de la trajectoire.

La mesure de l'intensité du champ magnétique est assurée par une sonde RMN. La précision de cette mesure est de l'ordre de 2×10^{-6} . La sonde ne peut pas être placée sur la trajectoire nominale des ions. Par contre la fréquence cyclotron dépend de la valeur moyenne du champ magnétique vu par l'ion sur un tour. Par conséquent, la valeur indiquée par cette sonde n'est pas exactement la valeur réelle du champ vu par l'ion mais une valeur proportionnelle que l'on utilise comme repère.

L'homogénéité du champ magnétique est une caractéristique essentielle du spectromètre. Pour éviter de la détériorer tous les éléments placés dans l'entrefer : chambre à vide et accessoires sont aimantés. Après l'installation des shims magnétiques, une cartographie destinée à déterminer la qualité de l'homogénéité du champ magnétique a été effectuée à l'aide d'un système de sondes à effet Hall [Coc91].

Pour caractériser cette homogénéité on étudie les gradients radial et axial du champ magnétique qui sont définis à partir de l'expression du champ magnétique en coordonnées cylindriques au voisinage de la trajectoire:

$$B(R, \phi, z) = B_0(R_0, \phi, z_0(\phi)) + (R - R_0) \left[\frac{\partial B}{\partial R} \right]_{(R_0, \phi, z_0(\phi))} + (z - z_0(\phi)) \left[\frac{\partial B}{\partial z} \right]_{(R_0, \phi, z_0(\phi))}$$

Le gradient radial du champ magnétique est défini comme $1/B \left[\frac{\partial B}{\partial R} \right]$ et le gradient vertical comme : $1/B \left[\frac{\partial B}{\partial z} \right]$.

Ces mesures ont été effectuées dans le volume qui contient la trajectoire et leurs valeurs sont égales à $8 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ pour le gradient radial, indépendamment de l'induction magnétique, et de $-3 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ (0,15 T) à $-25 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ (0,8 T) pour le gradient vertical.

Ces caractéristiques sont compatibles avec le pouvoir de résolution envisagé. Par ailleurs, des effets systématiques peuvent apparaître à cause des gradients du champ magnétique si les enveloppes des deux trajectoires ne coïncident pas exactement. La mesure de masse elle-même est la seule modalité suffisamment précise pour imposer des améliorations au niveau des caractéristiques techniques de l'aimant. Dans une phase ultérieure ces gradients seront contrôlés par un système de corrections magnétiques constitué de boucles de courant installées sur les pièces polaires.

Le phénomène de l'hystérésis peut nuire à la reproductibilité de l'induction de champ magnétique. Celui-ci résulte de la superposition du champ induit par la magnétisation rémanente et du champ induit par le courant circulant dans les bobines. De cette manière l'induction B dépend aussi de l'évolution dans le temps du courant dans les bobines. Pour éliminer ce problème et partir toujours d'une même situation, un cycle de démagnétisation est effectué périodiquement. Ce cycle de démagnétisation consiste à induire alternativement des champs magnétiques de sens opposés avec des inductions élevées puis de plus en plus faibles.

5.2 Éléments d'optique ionique.

Pour *conserver l'isochronisme* des différentes trajectoires qui constituent le faisceau dans le champ magnétique homogène, *aucune autre force que la force magnétique* ne doit s'exercer sur les ions, au moins *dans le tour qui sépare les deux modulations*. De façon à éviter toute perturbation, aucun élément de contrôle de la trajectoire n'est placé le long des 2 tours qui séparent la fente d'entrée et la fente de sortie. Les éléments qui servent à obtenir la trajectoire sont tous situés en amont de la fente d'entrée, dans le champ de fuite de l'aimant.

Pour *ne pas perturber l'homogénéité du champ magnétique*, les éléments placés près de l'aimant doivent être des éléments électrostatiques. En particulier, c'est le cas de l'injecteur qui détermine la trajectoire hélicoïdale, et de l'éjecteur qui extrait le faisceau. Ils sont placés à l'intérieur du champ magnétique. De plus, les éléments électrostatiques ont aussi le grand

avantage de ne pas avoir d'hystérésis et de ne pas introduire une dispersion en masse du faisceau.

Rappelons que les noyaux visés pour des mesures de masse sont produits en quantités très faibles. La transmission à travers le spectromètre est une grandeur très importante car elle conditionne la sensibilité de cette technique.

Les ions étant produits à l'extérieur du spectromètre il va falloir *les guider pour franchir le champ de fuite* de l'aimant, et ajuster leur direction de façon à franchir les fentes de définition de la trajectoire.

Ces éléments électrostatiques comprennent 14 corrections de direction (plaques parallèles), 3 systèmes de déflexion (secteurs cylindriques) et 3 dispositifs de focalisation (triplets de quadripôles). Leur but est de compenser les déflexions dues au champ de fuite de l'aimant, d'injecter le faisceau à travers la fente d'entrée avec une direction tangentielle dans le plan horizontal et avec la pente requise pour obtenir la trajectoire hélicoïdale dans le plan vertical. Les corrections de direction sont associées par paires de façon à déplacer la trajectoire transversalement là où il est nécessaire.

5.3 Structure des lignes de faisceaux

Le faisceau d'ISOLDE voit sa position et sa direction définies par une fente de même dimension que les autres fentes du spectromètre (demi-largeur 0,2 mm) désignée par S11 sur le schéma de la ligne d'entrée (figure 5.1). En plus des moyens de contrôle de la ligne de faisceau d'ISOLDE, un double déflecteur est placé à l'entrée du déflecteur pulsé, de façon à optimiser la coïncidence de ce faisceau avec l'axe optique de la ligne d'injection. Le faisceau d'ISOLDE passe à travers une ouverture ménagée à travers l'électrode extérieure du déflecteur SD2 qui n'est pas polarisé dans cette situation. Cette ouverture est munie d'une fine grille métallique dans le but de conserver la forme des équipotentielles lorsque le déflecteur est polarisé afin d'assurer le passage du faisceau de référence.

De façon à limiter les erreurs systématiques, il est essentiel de faire coïncider les trajectoires des 2 types d'ions (masse inconnue et masse de référence) de façon que ces ions traversent le même champ magnétique. Pour assurer cette condition, le faisceau issu de la source de référence doit être aligné sur le même axe que le faisceau d'ISOLDE quand il

traverse la fente S11. Pour cela la ligne de faisceau de la source d'ions de référence est équipée de 4 correcteurs de direction (DH/DV 21/22) qui permettent de compenser les variations de conditions initiales qui interviennent au cours de la vie du filament de la source. Ensuite, un triplet de quadripôles (TR21) assure en conjonction avec le déflecteur SD2 la focalisation du faisceau sur la fente S11. La combinaison de DH22 et de SD2 permet d'aligner l'axe du faisceau avec celui d'ISOLDE.

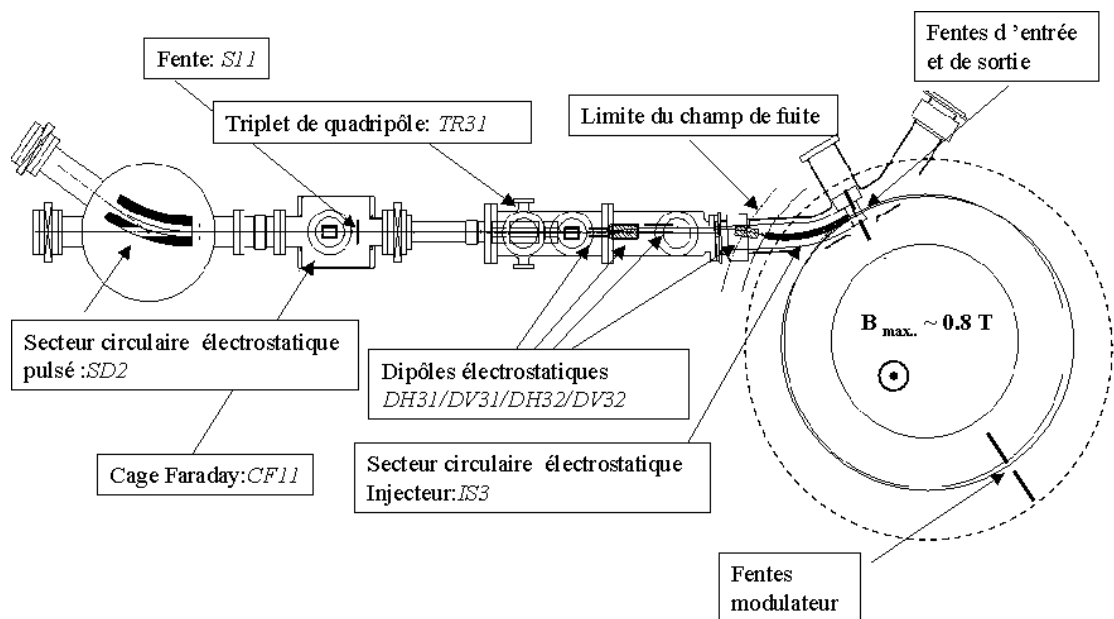


Figure 5.1 : L'injection des ions dans le champ magnétique se fait à travers le champ de fuite de l'aimant. Les éléments électrostatiques utilisés sont des dipôles, des triplets de quadripôles et un secteur cylindrique placé dans le champ magnétique.

À l'intérieur du champ magnétique homogène il faut obtenir une trajectoire hélicoïdale de façon à permettre la séparation verticale de l'injection et de l'éjection, ainsi que de la modulation et de la démodulation. La trajectoire doit franchir les fentes d'entrée et de sortie et les deux fentes du modulateur.

L'injection des ions sur la trajectoire hélicoïdale dans le champ magnétique est faite à l'aide d'un secteur cylindrique électrostatique (IS3). La force électrostatique, créée par la différence de potentiel entre ses deux électrodes compense la force de Lorentz, due au champ magnétique et dévie le faisceau en sens opposé.

Un éventuel décentrement de la trajectoire est corrélé avec la direction horizontale de franchissement de la fente d'entrée dans l'aimant (S31). Le contrôle de cet angle est assuré à l'aide d'une autre paire de dipôles électrostatiques DH31/32 et de l'injecteur IS3.

Le pas de l'hélice est défini par un changement vertical de direction effectué lors du franchissement du champ de fuite de l'aimant par une paire de dipôles électrostatiques disposés verticalement (DV 31/32).

La ligne d'éjection conduit le faisceau à travers le champ de fuite vers le système de détection. Les lignes d'injection et d'éjection sont construites symétriquement par rapport au plan médian du spectromètre.

Ces éléments électrostatiques sont polarisés de façon symétrique par trois paires de tensions électriques qui alimentent des ponts diviseurs résistifs. À cause de la précision très élevée que demande la trajectoire, chacune des tensions qui polarisent les éléments électrostatiques doit être ajustée finement à l'intérieur d'une plage de réglage étroite.

5.4 Systèmes de détection et diagnostic

Des éléments d'observation sont nécessaires pour le contrôle du faisceau pendant les opérations d'optimisation de la trajectoire. Ces dispositifs de diagnostic sont des cages de Faraday rétractables qui permettent la mesure de l'intensité du faisceau en certains points critiques pendant les opérations d'optimisation de la trajectoire. En plus, un profileur de faisceau à fils mobiles, placé au début de la partie commune aux deux faisceaux (en amont de la fente S11), sert à comparer la direction et le profil des deux faisceaux. Pour maximaliser la transmission pendant l'optimisation de la trajectoire on utilise des courants de faisceau de l'ordre de 10-100 pA.

Les courants de faisceaux radioactifs fournis par ISOLDE sont beaucoup plus faibles : le taux de comptage minimal avec lequel on a effectué des mesures a été de 1 à 2 coups/éjection de protons à la sortie du spectromètre. Le système de détection le plus simple à utiliser dans ces conditions est le multiplicateur d'électrons secondaires (MES). Son fonctionnement est basé sur l'émission d'électrons secondaires par des matériaux bombardés par des particules chargées.

Dans le cas où le nombre moyen d'électrons secondaires produits par l'arrivée d'un ion est supérieur à la charge de la particule incidente on amplifie la charge. On dispose d'une série de dynodes (électrodes émissives d'électrons secondaires) selon une géométrie

focalisante. Ainsi chaque électron secondaire émis par une dynode et accéléré est un projectile pour la dynode suivante et le gain final en nombre de charges peut atteindre 10^8 . L'avalanche des électrons donne une impulsion suffisamment importante pour être traitée par un discriminateur et une échelle de comptage (comptage d'impulsions).

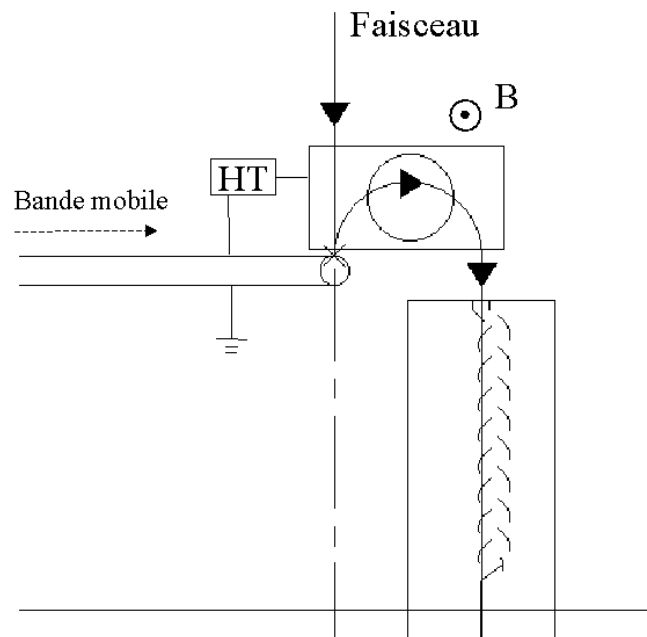


Figure 5.2 : Le système de détection est composé d'un dérouleur de bande et d'un multiplicateur d'électrons secondaires. La bande reçoit directement les ions, et émet des électrons secondaires qui sont accélérés puis reçus par le multiplicateur d'électrons qui, à son tour amplifie ce signal et délivre une impulsion électrique.

L'accumulation d'ions radioactifs sur la première dynode du multiplicateur d'électrons est nuisible par la production continue de coups parasites dus à leurs désintégrations. Pour éloigner les noyaux radioactifs du MES et empêcher la contamination, un système de renouvellement de la surface qui accueille ces noyaux a été mis en place [Touchard77]. Le rôle de la première dynode est alors joué par une bande d'aluminium déroulable (figure 5.2). La bande reçoit directement les ions radioactifs et émet des électrons secondaires qui sont ensuite accélérés par une tension de 1,5 kV et dirigés vers le multiplicateur d'électrons à l'aide d'un champ magnétique. La déflexion magnétique de 180°

est faite sur un rayon de courbure de 25 mm de façon que ces électrons secondaires soient focalisés et arrivent simultanément sur la première dynode du MES (déflexion isochrone). Le multiplicateur d'électrons joue alors son rôle habituel.

5.5 Sauts de masse

On a vu que le processus de mesure est réalisé par la comparaison des fréquences cyclotron d'ions différents circulant sur la *même trajectoire*, ou plus rigoureusement à l'intérieur de la même enveloppe de faisceau, et dans le *même champ magnétique*.

Pour que des ions de masses différentes circulent sur la même trajectoire, leurs énergies cinétiques doivent se trouver dans une relation de proportionnalité inverse $m_A T_A = m_B T_B$. La conséquence immédiate est que l'énergie des ions en provenance d'ISOLDE et ceux en provenance de notre source auxiliaire doivent avoir des énergies cinétiques différentes. Si de cette manière on règle le problème de la coïncidence de la trajectoire à l'intérieur du champ magnétique, cela implique d'adapter les tensions de toutes les éléments électrostatiques qui contrôlent la trajectoire commune aux deux faisceaux.

5.6 Définition et optimisation de la trajectoire

Après les calculs d'optique ionique préliminaires et la construction mécanique, l'optimisation de la trajectoire a pu être divisée en deux étapes :

- 1) un réglage initial qui a permis de déterminer les plages requises de variation de chacune des tensions nécessaires pour obtenir la trajectoire nominale ;
- 2) les éléments de définition de la trajectoire doivent être réajustés périodiquement (chaque jour) pour prévenir les pertes de transmission dues à des dérives de tension, à des variations de température, etc...

5.6.1 Les calculs préliminaires d'optique ionique

Les programmes informatiques décrivant le mouvement des particules chargées sont souvent basés sur des méthodes Monte-Carlo ou des méthodes matricielles. Les calculs de ce spectromètre ont été effectués entre autres avec le programme GIOSP de l'Université de Giessen [Wollnik84]. Ils permettent d'estimer les tensions à appliquer sur les éléments électrostatiques de telle manière que les points de focalisation coïncident avec les fentes (figure 5.3).

Par ailleurs un programme de simulation du spectromètre permet de vérifier l'effet d'un grand nombre de paramètres sur son pouvoir de résolution et sur sa transmission.

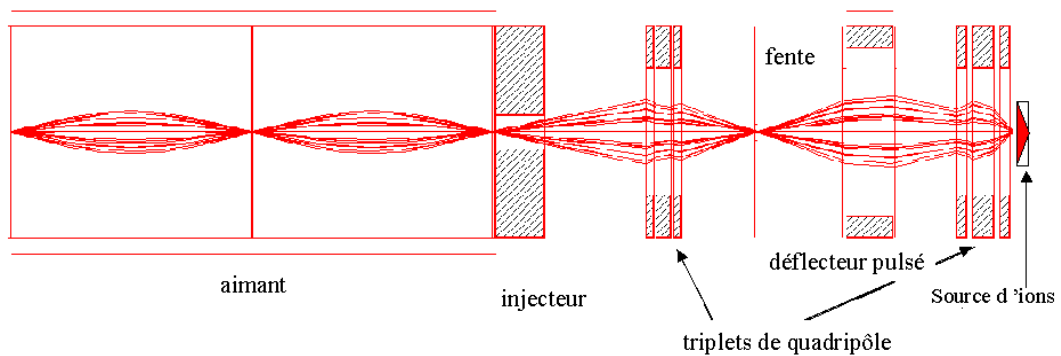


Figure 5.3 : Représentation schématique de l'enveloppe du faisceau dans le spectromètre (plan horizontal) depuis la source d'ions de référence jusqu'à la fente de phase. La seconde partie de la trajectoire se déduit de celle-ci par symétrie.

Cette simulation utilise des ions générés de façon aléatoire dans l'espace des phases en amont de l'injecteur. Leurs caractéristiques cinématiques correspondent à une distribution gaussienne en position et direction, et demi-gaussienne en énergie cinétique. Ensuite leurs caractéristiques cinématiques sont évaluées pas à pas le long de la trajectoire.

La position des ions dans le plan horizontal et dans le plan vertical est comparée à la largeur des fentes à chaque fois qu'une fente est rencontrée. Les ions qui arrivent à atteindre le détecteur final sont comptés afin de construire des histogrammes, en fonction de la fréquence par exemple.

5.6.2 La détermination pratique des plages de tension

L'espace disponible longitudinalement pour installer les éléments optiques nécessaires pour amener les ions de référence sur la trajectoire convenable est très réduit. Ce regroupement rend les réglages délicats car les effets des différents éléments sont couplés entre eux. Contrairement à une ligne de transport de faisceau classique, où des diagnostics successifs permettent d'isoler les effets individuels des éléments, dans cette configuration les différents effets se combinent au niveau des dispositifs de diagnostic.

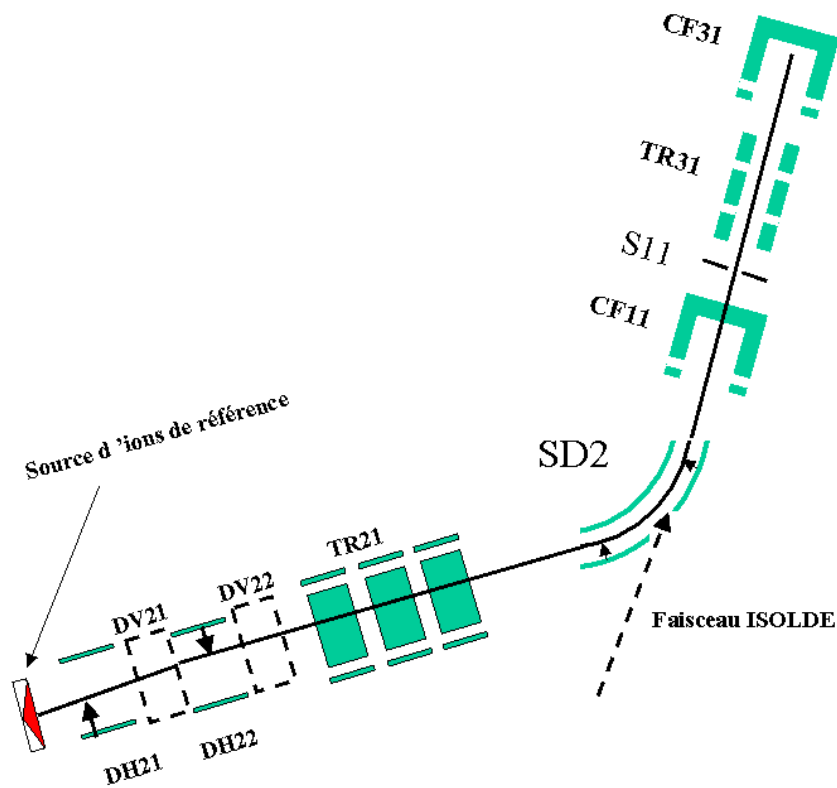


Figure 5.4 : Schéma des éléments électrostatiques situés à la sortie de la source auxiliaire ; l'ensemble de ces éléments constituent un groupe d'éléments : la « ligne L2 » est pour le faisceau de référence. La « ligne L1 », commune pour le faisceau de référence et le faisceau en provenance d'ISOLDE constitue un autre groupe d'éléments.

Pour pouvoir déceler les effets de chaque groupe d'éléments sur la transmission, l'ensemble de la trajectoire est partagé en trois segments terminés par des cages de Faraday. Ces segments sont réglés individuellement et sont considérés ensuite comme indépendants (figure 5.4). Par exemple, un courant maximal au niveau de la première cage Faraday CF11 peut être obtenu pour plusieurs combinaisons des tensions appliquées sur les premiers

éléments : DH21/DH22 TR21 SD2 (fig. 5.4). Le réglage correct est celui qui fait passer le faisceau sur l'axe optique du triplet de focalisation suivant TR31. En effet si cette condition n'était pas remplie, cet élément produirait une déflexion du faisceau qu'il serait ensuite difficile de corriger. Il pourrait en résulter un décentrement de la trajectoire circulaire qui amènerait le faisceau en dehors de la zone de bonne homogénéité du champ magnétique et ainsi induirait des erreurs systématiques dans les mesures de masse.

La traversée du champ de fuite de l'aimant introduit des déflexions dans le plan horizontal et vertical. La trajectoire est gauche et exige une faisceauologie de grande précision. À cet endroit, les éléments couplés sont les dipôles DH31/DH32, l'injecteur IS3 et le champ magnétique dans le plan horizontal, les dipôles DV31/DV32 et le champ de fuite magnétique dans le plan vertical.

Les caractéristiques techniques du spectromètre sont données en résumé dans la Table ci-dessous :

Énergie cinétique des ions 1^+	60 keV
Induction magnétique maximale	0,8 T
Rayon nominal de l'orbite	500 mm
Pas de l'hélice	30 mm/tour
Entrefer de l'aimant	140 mm
Fréquence cyclotron	45-230 kHz
Fréquence RF	250-500 MHz
Rang harmonique	1000-5000
Amplitude de modulation du diamètre	5 mm
Puissance RF maximale	1 kW
Demi-hauteur des fentes	2,5 mm
Demi-largeur des fentes	0,2 mm
Pouvoir de résolution en masse	> 100000
Transmission pour un faisceau de $30 \pi \times \text{mm} \times \text{mrad}$	1%
Durée de transit des ions	~ 50 μs
Temps de commutation des ions (ISOLDE-Référence)	100 ms

6. Système de radiofréquence.

Dans les considération générales, on s'est contenté de dire que les ions doivent recevoir successivement, à un tour d'intervalle, deux modulations sinusoïdales de leur énergie cinétique. On va d'abord expliciter les effets de ce type de modulation sur le faisceau pour ensuite expliquer le fonctionnement du système de modulation réel. Celui-ci a pour but d'appliquer un champ électrique radiofréquence longitudinal. Il est constitué du modulateur qui contient les électrodes entre lesquelles on applique la tension RF. La puissance RF nécessaire est issue d'un amplificateur de puissance ; elle est appliquée sur le modulateur par l'intermédiaire d'un système d'adaptation d'impédance afin d'obtenir une tension RF aussi élevée que possible entre les plaques de celui-ci.

6.1 Profil idéal de modulation

On va commencer par évaluer l'allure du profil de la modulation dans le cas d'une simple modulation sinusoïdale.

En supposant que les ions arrivent à flux constant dans le spectromètre on peut écrire :

$$dn = n_0 dt / T_{RF} \quad 6.1.1.$$

où n_0 est le nombre d'ions qui entrent dans le spectromètre pendant la période T_{RF} de la radiofréquence. Ensuite, en faisant l'hypothèse simplificatrice que l'épaisseur du faisceau est négligeable, la position d'un ion par rapport au centre de la fente de phase à l'instant t de la traversée de celle-ci est:

$$u = D_m \cdot \cos(\omega_{RF} t) \quad 6.1.2.$$

soit successivement :

$$du = -\omega_{RF} \cdot D_m \cdot \sin(\omega_{RF} t) \cdot dt \quad 6.1.3.$$

$$du = -\frac{2\pi D_m}{n_0} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{u}{D_m}\right)^2} \cdot dn \quad 6.1.4.$$

$$dn = -\frac{n_0 \cdot du}{2 \cdot \pi \cdot D_m \sqrt{1 - \left(\frac{u}{D_m}\right)^2}} \quad 6.1.5.$$

Mais, à la même position u , on trouve aussi les ions qui sont passés à l'instant $T_{RF} - t$. À cette position, on a donc au total :

$$dn = -2 \times \frac{n_0 \cdot du}{2 \cdot \pi \cdot D_m \sqrt{1 - \left(\frac{u}{D_m}\right)^2}} \quad 6.1.6.$$

Le nombre d'ions qui traversent une fente de largeur l centrée sur u dans le plan de la fente de phase (fente définie par $u + l/2$ et $u - l/2$) est égal à :

$$n = \frac{n_0}{\pi} \cdot \int_{(u-l/2)/D_m}^{(u+l/2)/D_m} \frac{dx}{\sqrt{1-x^2}} \quad 6.1.7.$$

soit

$$n(u, l) = \frac{n_0}{\pi} \cdot \left| \arccos \frac{u+l/2}{D_m} - \arccos \frac{u-l/2}{D_m} \right| \quad 6.1.8.$$

Le profil de l'intensité du faisceau à mi-chemin entre la modulation et la démodulation est donné par une courbe ayant un minimum dans la partie centrale et deux maxima aux extrémités (figure 6.1). Sur cette courbe la fente de définition de phase sélectionne la partie centrale qui est centrée sur la trajectoire nominale ($D-D_0 = 0$), les trajectoires les plus extérieures sont supprimées.

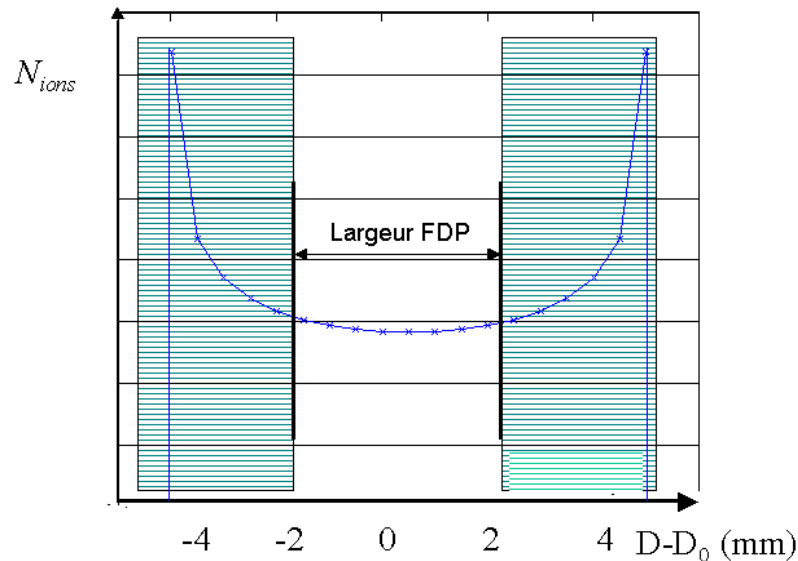


Figure 6.1 : Profil idéal de modulation; les zones hachurées représentent la fente de définition de phase.

6.2 Description du modulateur

Le modulateur est formé de trois plaques métalliques parallèles en cuivre dans lesquelles des fentes sont pratiquées pour permettre le passage du faisceau (figure 6.2).

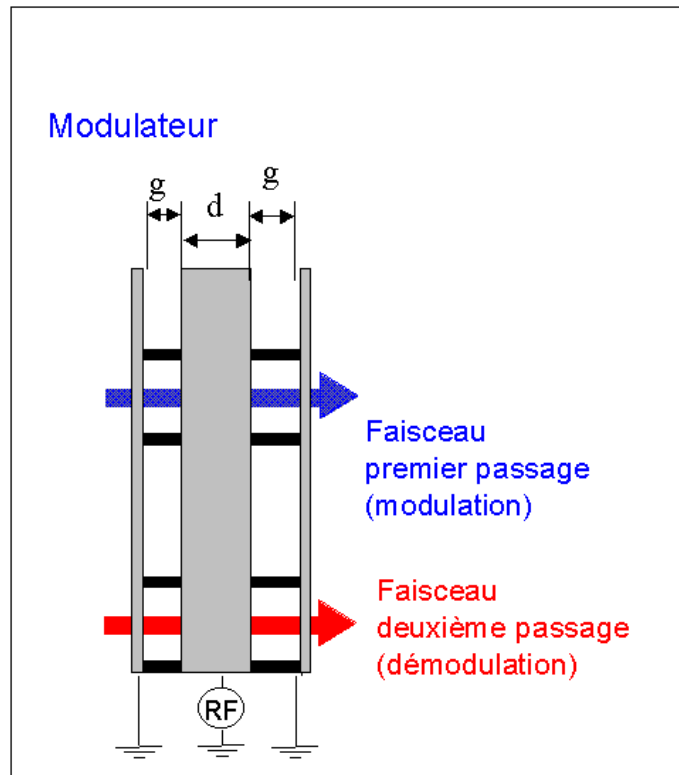


Figure 6.2 : La tête du modulateur est composée de trois plaques parallèles. Dans les espaces (gaps) situés entre la plaque centrale et les plaques extérieures, les ions subissent l'action du champ électrique. À l'intérieur de l'électrode centrale (drift d) les ions glissent librement.

Les deux plaques externes sont maintenues au potentiel de la masse tandis que l'électrode centrale reçoit la tension RF, les deux espaces séparant les électrodes constituent 2 zones d'accélération ou de décélération suivant le sens du champ électrique \vec{E} . À un instant donné, les champs électriques dans chacun des gaps sont de sens opposés.

6.3 Paramètres géométriques

Pour obtenir une combinaison résultante constructive de l'effet de ces deux champs, l'épaisseur de la plaque centrale (ou drift d) est calculée de façon que l'ion qui traverse ces zones voit le champ électrique dans le même sens, c'est-à-dire qu'il y ait opposition de phase

dans les gaps g . Cette condition dépend de la vitesse de l'ion, et par conséquent de sa masse, puisque l'on travaille à champ magnétique constant. En première approximation, on peut écrire que le temps mis par l'ion pour parcourir la distance $d+g$ qui sépare les centres des gaps doit être un multiple impair de la demi-période, soit : $(d + g)/v = (k+1/2) T_{RF}$ où v désigne la vitesse de l'ion, et k est un entier (figure 3). À cause de cette dépendance en masse, à une géométrie donnée du modulateur, il correspond une efficacité de modulation variable lentement avec la masse de l'ion et la fréquence RF. À cause de cela, la plage de masse a été divisée en 4 zones couvertes par 4 types de modulateurs caractérisés par des géométries différentes adaptées au fonctionnement entre 250 et 500 MHz (table 6.1).

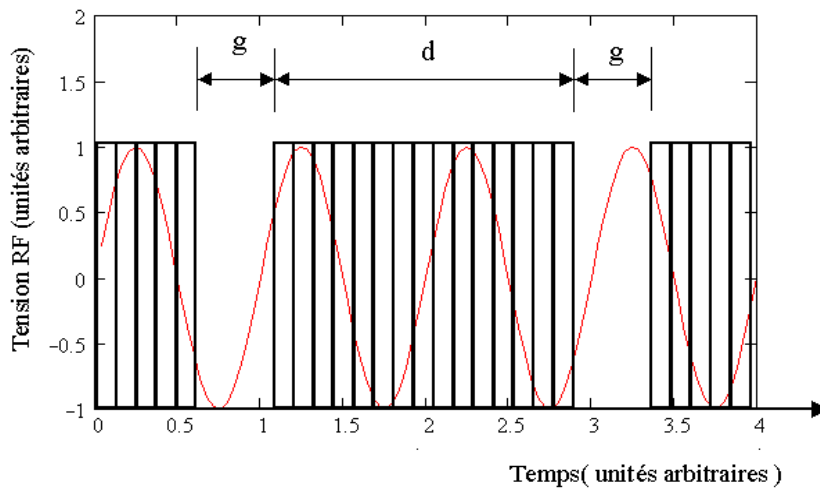


Figure 6.3 : Évolution en fonction du temps de la tension RF. Les zones non-hachurées correspondent aux périodes pendant lesquelles l'ion se trouve dans le champ électrique modulateur, c'est-à-dire, pendant qu'il traverse les gaps.

Table 6.1

Modulateur	A	g (mm)	d (mm)
Mod. I	7-28	0,5	3,36
Mod. II	23-92	0,5	1,63
Mod. III	84-200	0,4	1,46
Mod. IV	170-250	0,4	1,13

6.4 Calcul de l'amplitude de modulation

La détermination de l'efficacité de modulation doit aussi tenir compte du fait que les fentes ménagées dans les plaques pour faire passer le faisceau déforment la répartition du champ électrique (figure 6.4).

Le calcul des équipotentielles du champ électrique dans le modulateur permet de déterminer les dimensions géométriques effectives d_e et g_e correspondant à la répartition du champ vu par l'ion en cause en fonction de ses coordonnées transversales.

La modulation de l'énergie cinétique T_m dans un gap est égale à l'intégrale du travail de la force électrique $F(t)$ le long de la trajectoire, soit pour le premier gap :

$$F(t)_{\text{ins tant}} = q|\vec{\mathcal{E}}|\sin \omega t \quad 6.4.1$$

$$T_{m1} = \int_0^{g_e} q \cdot |\vec{\mathcal{E}}| \cdot \sin \omega \frac{x}{v} \cdot dx \quad 6.4.2$$

Pour l'ensemble des deux gaps, on a:

$$\begin{aligned} T_m &= T_{m1} + T_{m2} \\ &= \int_0^{g_e} q \cdot |\vec{\mathcal{E}}| \cdot \sin \frac{\omega x}{v} \cdot dx + \int_{d_e+g_e}^{d_e+2g_e} q \cdot |\vec{\mathcal{E}}| \cdot \sin \frac{\omega x}{v} \cdot dx \end{aligned} \quad 6.4.3$$

Cette expression est évaluée numériquement dans la simulation du spectromètre.

Les paramètres cinématiques relativistes sont calculés par récurrence en utilisant une segmentation convenable ($L_{\text{pas}} = g_e/10$) du parcours longitudinal dans le champ électrique de chacun des gaps. De cette façon on intègre l'action du champ électrique sinusoïdal le long du mouvement de l'ion dans le champ.

Dans une première approximation la variation de l'énergie cinétique après que l'ion ait parcouru le segment (i) dans une cavité peut être écrite :

$$\Delta T_i = T_{i+1} - T_i = qV_0 \cdot [\sin \varphi_i + C_2 \sin 2\varphi_i + C_3 \sin 3\varphi_i + \dots] \quad 6.4.4$$

où C_2 et C_3 représentent d'éventuelles distorsions harmoniques de rang 2 et 3, et la phase RF :

$$\varphi_i = \varphi_{i-1} + 2 \pi f_{RF} L_{\text{pas}} / \beta c. \quad 6.4.5.$$

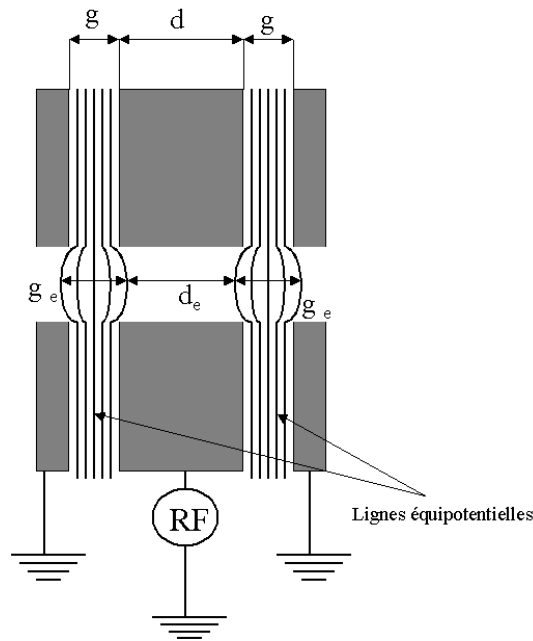


Figure 6.4 : Dimensions géométriques réelles et effectives du modulateur : gaps g , g_e , d , d_e .

Dans l'espace qui sépare les équipotentielles « 0 » (espace de glissement) l'énergie de l'ion est constante ; à la sortie de l'espace de glissement, la phase RF est augmentée de : $2 \pi f_{RF} d_e / \beta c$. Ensuite le calcul est poursuivi de la même façon à l'intérieur du deuxième gap. Pour chaque ion, la phase de la RF, à l'instant t de son entrée dans le premier gap est aléatoire. Par conséquent, chaque ion reçoit une modulation différente. La simulation permet de tracer un profil de modulation plus réaliste que celui qui été calculé précédemment pour une modulation sinusoïdale (figure 6.5).

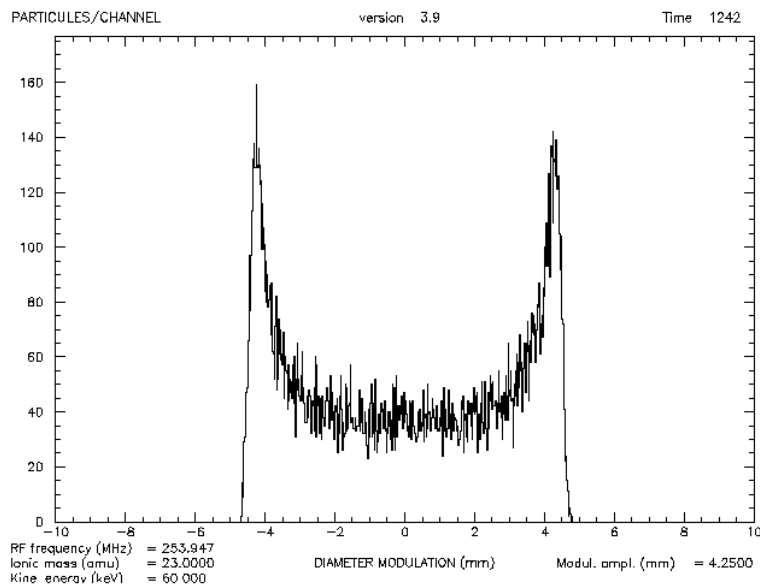


Figure 6.5 : Profil de modulation généré à l'aide du programme de simulation.

6.5 Mesure de l'amplitude de modulation

Il est possible de mesurer l'amplitude D_m de modulation du diamètre en utilisant la fente de définition de phase. En effet ce dispositif réglable en largeur peut être rendu étroit (0,2 mm) et déplacé dans son plan. En se plaçant à la fréquence de résonance et en comptant les particules qui arrivent sur le détecteur final on obtient le profil de modulation (figure 6.6). La surface délimitée par ce profil, proportionnelle au nombre d'ions considérés, reste constante pour différentes puissances RF. Par contre, la valeur de l'amplitude de modulation D_m dépend de la puissance et elle est égale à la demi-distance entre les maxima de transmission (cornes).

Comme il a été dit précédemment, l'amplitude D_m , qui, avec le rang harmonique, détermine le pouvoir de résolution du spectromètre, varie lentement avec la masse de l'ion. Lors d'une comparaison de deux masses il faut donc vérifier que l'amplitude de modulation est satisfaisante pour chacune d'elles. Des mesures systématiques de l'amplitude de modulation sont nécessaires pour préparer les prises de données.

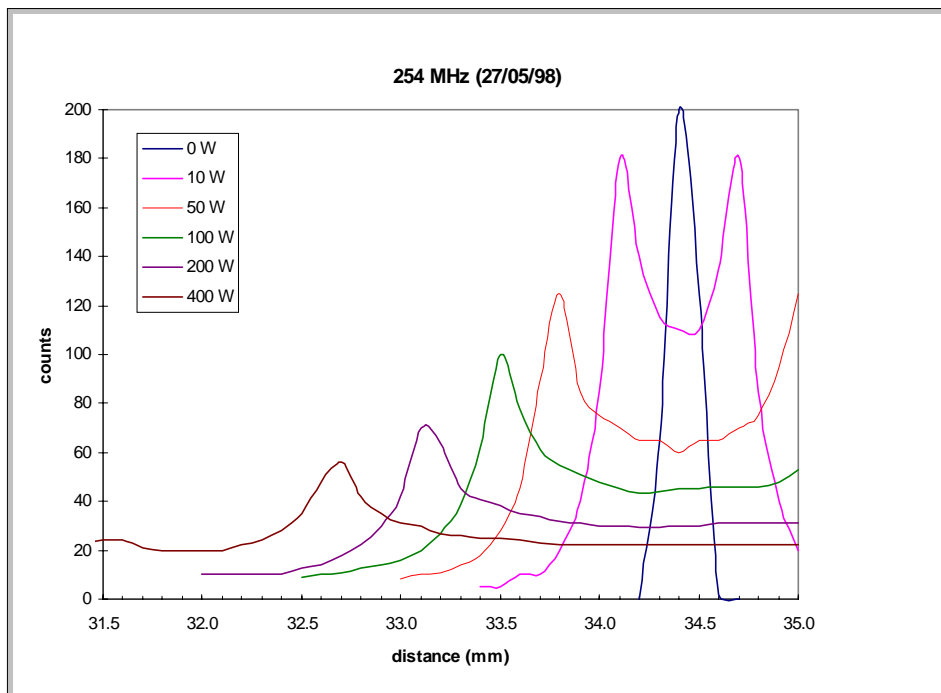


Figure 6.6 : Profils d'intensité du faisceau au niveau de la fente de phase pour différentes puissances RF. La mesure est faite en balayant le plan de la fente de définition de phase avec une fente très étroite. Pour des raisons techniques, les mesures ne sont pas possibles sur la totalité du profil de modulation. Le profil est symétrique par rapport au centre géométrique du faisceau, situé sur la figure à 34,4 mm.

6.6 Remarques sur le modulateur

Il faut remarquer que les paramètres du modulateur doivent permettre de fonctionner au voisinage de l'opposition de phase pour les deux gaps d'accélération et que cela n'a rien à voir avec la condition de résonance du spectromètre qui demande l'opposition de phase entre la première et la deuxième modulation (que l'on peut aussi appeler démodulation).

Lors du second passage dans le modulateur, le fonctionnement est similaire dans la mesure où la modulation en énergie est petite comparée à l'énergie cinétique du faisceau :

$$T_m/T_0 \leq 10^{-2}.$$

Il faut aussi remarquer que le principe du spectromètre suppose que la longueur de la trajectoire correspond exactement à 1 tour entre les deux modulations (condition d'isochronisme). Cela suppose un modulateur idéal dont l'épaisseur $d+2g$ serait nulle. Cette condition n'est pas tout à fait satisfaite puisque cette épaisseur est voisine de 2,5 mm quand on choisit $k=0$, soit un écart de $\sim 10^{-4}$ par rapport à la longueur du tour. On ne détermine donc pas exactement la fréquence cyclotron, cependant cet effet devient négligeable quand on considère des rapports de masses.

En pratique, on ne peut pas mesurer directement la tension RF en raison de la haute impédance du modulateur. Cela n'a pas d'inconvénient majeur puisque l'amplitude de modulation peut être mesurée directement sur le faisceau. Par conséquent, cette tension est considérée comme un paramètre libre dans la simulation du spectromètre. Nous allons voir maintenant que cette tension est principalement tributaire du système d'adaptation d'impédance qui relie l'amplificateur au modulateur.

6.7 Système radiofréquence

Le premier élément de ce système est le générateur de fréquence à synthèse directe (COMSTRON) couvrant la plage de 250 à 500 MHz. Pour pouvoir s'adapter au cycle de production des noyaux exotiques, celui-ci doit être capable de faire un balayage de la fréquence à une vitesse supérieure à 2 MHz/s. Pour que la tension sinusoïdale appliquée sur les électrodes du modulateur ait l'amplitude nécessaire, le signal RF doit être amplifié jusqu'à

1000 W par un amplificateur à composants solides. Ce signal de puissance est transporté vers le modulateur par un système de lignes coaxiales d'impédance caractéristique 50Ω (fig. 6.7).

Dans le cas général, un système de transmission de puissance RF est le siège de réflexions et, par conséquent, le signal appliqué à la tête est le résultat de la superposition d'une onde incidente et d'une onde réfléchie. Par ailleurs, la puissance réfléchie, en arrivant dans l'amplificateur perturbe son fonctionnement. Pour éviter cet inconvénient, l'amplificateur est automatiquement protégé contre un excès de puissance réfléchie. Dans ce cas, sa puissance de sortie se trouve réduite. Il y a deux possibilités pour échapper à ce problème : l'adaptation de l'impédance de la tête du modulateur de façon à minimiser les réflexions et la dissipation de la puissance réfléchie. Cette adaptation ne présenterait pas de difficulté particulière si le système devait fonctionner sur une bande de fréquences étroite. Ici il est prévu de couvrir une octave (250 à 500 MHz). Il faut alors prévoir un système d'adaptation accordable en fréquence.

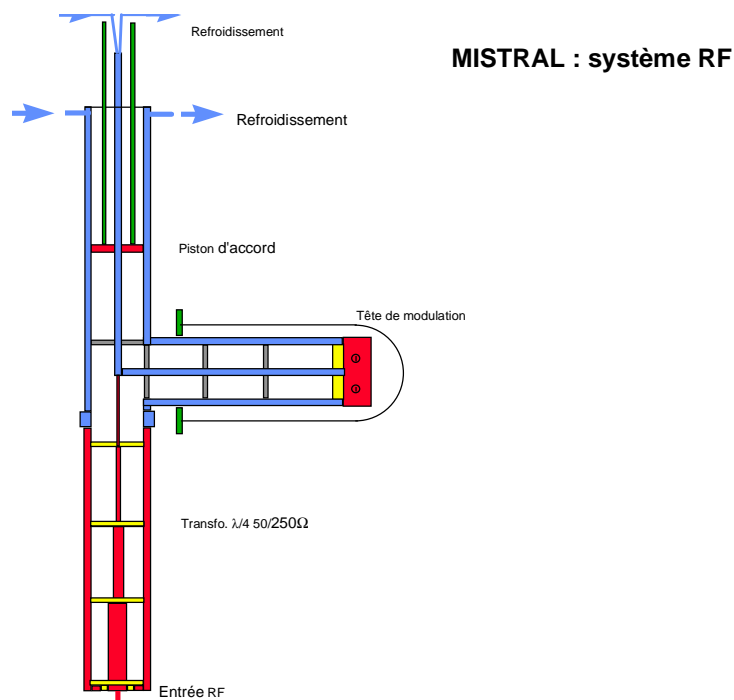


Figure 6.7 : Schéma général du système d'adaptation d'impédance du modulateur RF.

Le problème de l'adaptation des impédances pour minimiser les réflexions est résolu par l'utilisation d'un court-circuit réglable en position, branché en dérivation sur la ligne principale. Son impédance d'entrée étant : $Z(x) = j Z_c \operatorname{tg} \beta x$, on peut introduire une réactance de grandeur et signe contrôlables en faisant varier sa longueur. Z désigne l'impédance

ramenée à l'entrée de cette ligne lorsque le court-circuit se trouve à la distance x , Z_c est l'impédance caractéristique de la ligne et $\beta = 2\pi/\lambda$ est le facteur de propagation.

À une fréquence donnée, il existe une valeur de x telle que la réactance de cette ligne combinée à celle de la ligne du modulateur donne une résultante purement réelle. Dans ce cas l'ensemble des deux lignes est équivalent à un système résistif.

Cependant, ce système ne supprime pas complètement la réflexion car l'impédance du modulateur qui correspond à une capacité de 35 pF est très élevée, donc très différente de l'impédance caractéristique de l'amplificateur et des lignes coaxiales (50 Ω). Pour atténuer ce défaut et augmenter la tension RF disponible sur le modulateur, une série de 4 transformateurs quarts d'onde est insérée dans le dispositif, ce qui apporte un gain de tension égal à 5. En effet, un élément de ligne de longueur $\lambda/4$, d'impédance caractéristique Z'_c , fermé sur une impédance Z_s , va ramener à son entrée une impédance: $Z_e = Z'^2_c / Z_s$.

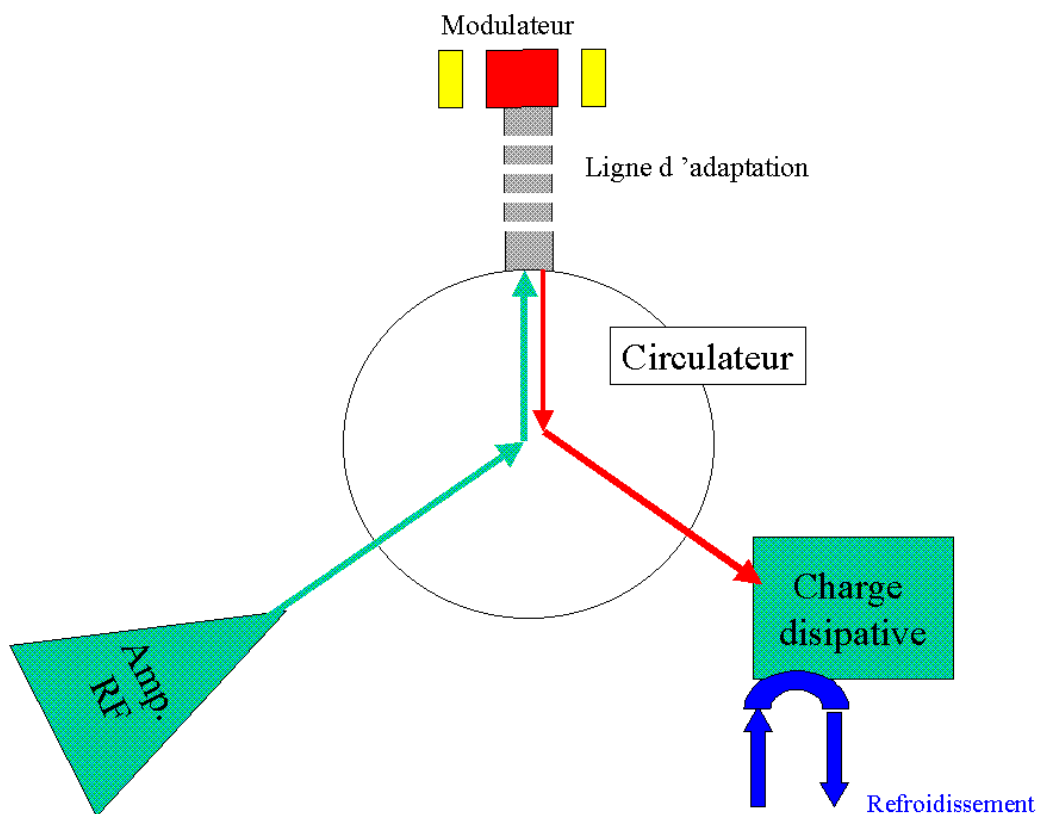


Figure 6.8 : Utilisation d'un circulateur pour dissiper la puissance RF réfléchie par le système de modulation.

Ce système RF repose sur l'utilisation d'une ligne $\lambda/2$ entre le point de raccordement de la ligne équipée d'un court-circuit et le modulateur. Cette ligne a la propriété de ramener à son extrémité la même impédance que celle qui se trouve à l'autre extrémité.

Malheureusement cette propriété n'est valable qu'à une seule fréquence, ici 375 MHz. L'utilisation de cette ligne est rendue indispensable pour des raisons d'encombrement et de structure de la chambre à vide. Il en résulte une adaptation d'impédance imparfaite ce qui se traduit par une puissance réfléchi vers l'amplificateur. Pour éviter de perturber celui-ci l'onde réfléchi est séparée de l'onde incidente par un circulateur dont le principe est basé sur la déviation d'une onde électromagnétique par un champ magnétique inhomogène. L'onde incidente se trouve déviée vers la ligne du modulateur, tandis que l'onde réfléchi se trouve déviée vers une ligne terminée par une charge dissipative refroidie de 50Ω (figure 6.8).

La version initiale du système d'adaptation d'impédance a été testée à l'aide d'un analyseur de réseau. Le rapport entre le signal de sortie et celui réfléchi vers l'analyseur en fonction de la fréquence peut être directement mis sous la forme de l'abaque de Smith. Ceci nous donne une information directe sur la dépendance en fréquence de l'impédance du circuit étudié, dans notre cas, l'ensemble « lignes »-« modulateur ».

Un mode de contrôle de la tension RF appliquée sur le modulateur utilise le rayonnement émis par la plaque centrale de celui-ci, capté par une antenne placée à proximité de la chambre à vide. Ce système nous permet de déterminer les positions du piston qui correspondent à un maximum de tension RF, données nécessaires pour pouvoir accorder le système à la fréquence de travail. Des courbes de réponse pour chaque position du piston ont été enregistrées (figure 6.9). Ces mesures ont montré qu'il n'est pas possible d'obtenir une tension RF suffisante entre 275 et 350 MHz.

Pour effectuer des mesures de masse, il faut balayer la fréquence au minimum sur une plage égale à la fréquence cyclotron soit de l'ordre de 250 kHz. Pour effectuer la détermination du rang harmonique il faut même parcourir une zone plus large. La bande passante du système a été mesurée à 8 MHz à -3 dB ce qui est très largement suffisant. Cette bande passante assez large a été obtenue en diminuant le facteur de qualité de la résonance en utilisant pour la construction des éléments de lignes coaxiales de l'acier inoxydable dont la résistivité est plus grande que celle du cuivre. En plus, ces éléments ont été construits à double paroi afin de les refroidir et de les stabiliser en température par une circulation d'eau maintenue à température constante.

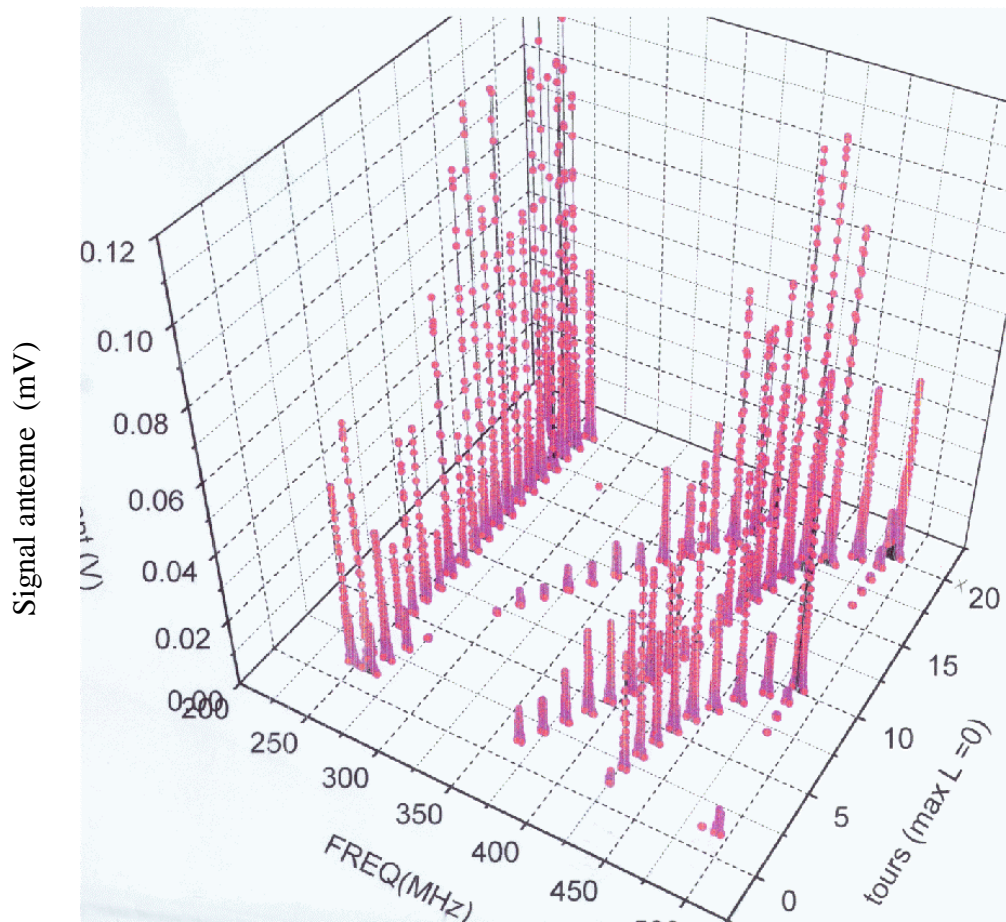


Figure 6.9: Données obtenues en captant le signal rayonné par le modulateur (en ordonnée), représenté en fonction de la fréquence RF et de la position du piston (abscisses).

Dans le futur, l'obtention d'une courbe de réponse uniforme couvrant totalement la plage de 250-500 MHz pourrait être obtenue par la suppression de la ligne $\lambda/2$, en reliant directement la sortie des transformateurs $\lambda/4$ et le court-circuit réglable du modulateur. Cette amélioration, qui nécessite une modification importante du système RF et surtout de la chambre à vide, n'a pu être décidée qu'après avoir démontré l'aptitude du spectromètre à effectuer des mesures de masse de qualité.

7. Système d'acquisition des données

7.1 Objet de l'acquisition

Dans les deux chapitres précédents, on a expliqué quels sont les moyens techniques d'action sur les ions.

D'une part, les éléments d'optique ionique, l'aimant et les fentes de définition de la trajectoire sont nécessaires pour contrôler la transmission à travers le spectromètre. Les paramètres cinématiques des ions à moduler doivent être le moins dispersés possible.

D'autre part, le système de modulation permet par la mesure de la transmission de déterminer la fréquence cyclotron. Ce système doit transférer suffisamment d'énergie cinétique aux ions pour que le pouvoir de résolution atteigne la valeur souhaitée [chapitre 6].

La maîtrise de ces deux parties du spectromètre est par conséquent indispensable. Le système d'acquisition est chargé de les contrôler ainsi que d'enregistrer les données expérimentales.

On va d'abord montrer les *spécificités* de ce système qui ont un rapport précis avec les caractéristiques de notre méthode de mesure des masses atomiques. Ensuite, on va expliquer quelles sont les *solutions techniques* adoptées pour chacune des tâches qu'il doit effectuer. Finalement, on va montrer comment les *prises de données sont structurées*.

Récapitulatif des tâches à effectuer :

- L'opération la plus simple est l'enregistrement des paramètres optiques pendant les périodes d'optimisation de la trajectoire. Parce que la traversée du champ de fuite nécessite une faisceauologie de grande précision (sect. 5.2) on doit connaître le mieux possible la dépendance entre la transmission à travers le spectromètre et ces paramètres.

- Ensuite les paramètres électrostatiques des lignes d'injection et d'éjection doivent être changés pour que des ions de masses différentes passent sur la même trajectoire dans un même champ magnétique (saut de masse, voir sect. 5.5). Ce changement doit être reproductible et s'effectuer dans les délais les plus courts possibles afin de conserver l'accessibilité à des espèces de noyaux de très courte durée de vie. Par contre, les temps de commutation des tensions appliquées aux éléments électrostatiques doivent être suffisants

pour permettre la stabilisation de ces tensions. Dans le cas contraire, la transmission serait dégradée et le régime transitoire pourrait être une cause d'erreurs systématiques. En effet, un décentrement temporaire de la partie circulaire de la trajectoire pourrait modifier le champ magnétique moyen subi par les ions dans le tour qui sépare les deux modulations.

- La dernière opération, tout aussi importante, est l'enregistrement de la *transmission* à travers le spectromètre en fonction de la fréquence de modulation. Idéalement la mesure de la transmission suppose d'effectuer la mesure du courant du faisceau à l'entrée et à la sortie du spectromètre. Afin de ne pas perdre inutilement des noyaux radioactifs, seulement le nombre d'ions en sortie du spectromètre est mesuré. Les variations du taux de comptage final peuvent néanmoins dépendre en plus de la fréquence de modulation, d'autres facteurs comme la production des noyaux radioactifs. Ceci nous a conduit à développer une procédure de mesure qui découple ces dépendances.

7.2 Généralités sur l'architecture du système

Comme dans les systèmes temps réel habituels, les tâches sont réparties selon leurs caractéristiques entre une unité de calcul qui pilote l'électronique et une station de travail qui permet le suivi de l'acquisition et l'envoi des commandes vers la première.

Les logiciels sont réalisés autour d'une architecture de type client-serveur, utilisant une interface basée sur Motif tournant sur une station SUN et un noyau temps réel, VxWorks, pour piloter une carte MVME167 basée sur un processeur de type MC68040 (Motorola). La liaison entre les deux unités de calcul est assurée par une connexion Ethernet privée. L'échange d'informations entre ces programmes s'effectue par l'utilisation des techniques de mémoire partagée et de transmission de signaux.

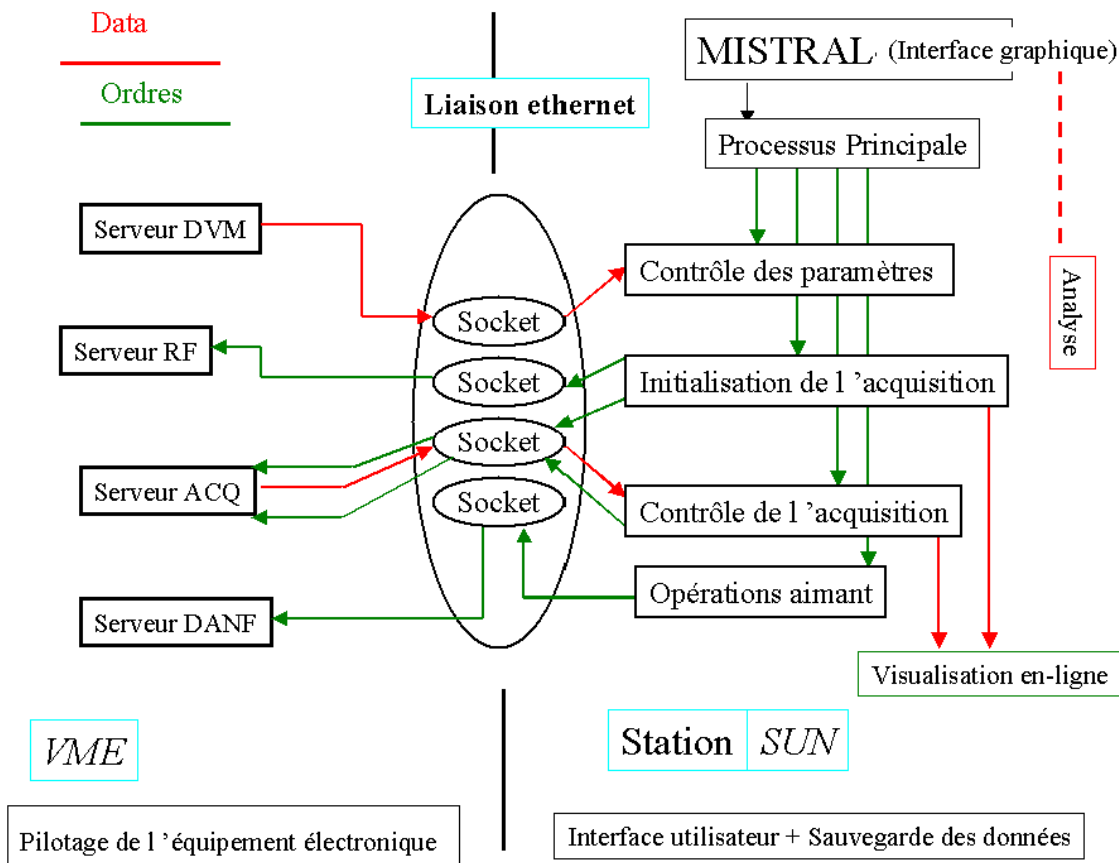


Figure 7.1 : Organigramme informatique du système d'acquisition.

La communication et la synchronisation avec les programmes VxWorks sont réalisées par l'ouverture et la gestion de ports de communication (sockets) entre les processus. Les tâches sous VxWorks, téléchargées dans le VME au lancement de l'application, communiquent, à travers l'interface VME-CAMAC, avec les contrôleurs CAMAC qui, à leur tour, dirigent les modules électroniques. Elles sont réparties en différents serveurs en attente de requêtes, introduits dans les programmes utilisateurs tournant sur la station SUN (figure 7.1).

Chaque serveur contrôle alors des fonctions directement liées au matériel : programmation des modules CAMAC, séquençage d'un cycle d'acquisition, pilotage des alimentations programmables (figure 7.2).

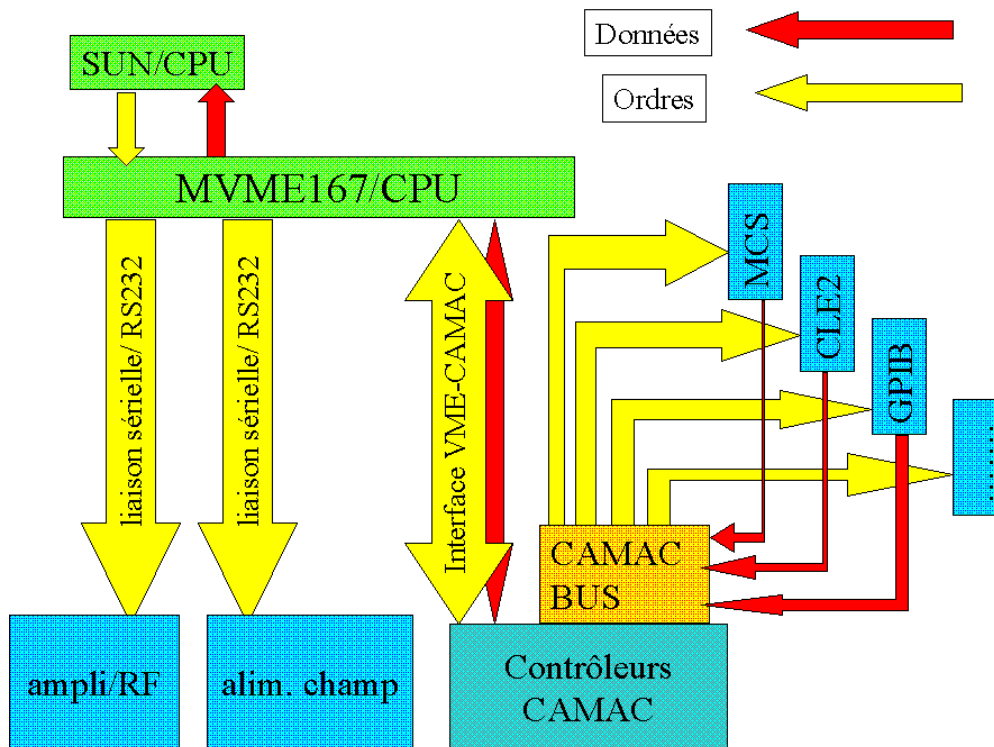


Figure 7.2 : Organigramme général de l'équipement électronique.

7.3 Contrôle des paramètres

Avant de passer à la mesure proprement dite, des étapes d'optimisation et de réglage de la trajectoire du faisceau sont nécessaires. Pendant les prises de données, il faut aussi s'assurer que les paramètres de l'optique restent dans des intervalles qui respectent suffisamment le réglage initial de façon à garder une transmission raisonnable. Ces opérations sont effectuées à l'aide du programme de contrôle des paramètres (rf_param).

Concrètement, à l'activation du serveur (server_dvm), les tensions caractéristiques des éléments optiques sont lues une par une à travers des multiplexeurs et envoyées vers le programme de contrôle qui les affiche sur l'écran de la station SUN. D'autres paramètres comme la valeur du champ magnétique sont également lus et affichés, l'ensemble de ces valeurs pouvant être sauvegardé afin de servir de référence.

L'information fournie par ce système a nécessité une longue série d'opérations de calibration à la mise en route du système.

Par exemple, la commutation des tensions et leur mesure nécessitent un temps assez long. Un temps insuffisant conduit à des erreurs de l'ordre de quelques millièmes du total.

L'optimisation de ce temps pour ne pas le prolonger inutilement est le résultat d'une série de tests.

7.4 Pilotage des éléments électrostatiques et sauts de masse

Rappelons que des ions de masses différentes doivent vérifier la relation $m_A \times T_A = m_B \times T_B$ pour circuler dans le spectromètre avec le même champ magnétique. Il en résulte que l'ensemble des tensions qui déterminent la trajectoire de la masse A : $\{V_i\}_A$ et celles $\{V_i\}_B$ de la masse B doivent vérifier la relation : $m_A \times \{V_i\}_A = m_B \times \{V_i\}_B$.

Pour le système d'acquisition le « saut de masse » représente *alors l'ensemble des changements de tensions des éléments électrostatiques* des lignes et celui de la haute tension accélératrice² des ions pour faire passer sur la même trajectoire deux faisceaux d'ions de masses différentes dans le même champ magnétique du spectromètre.

Le système d'acquisition commande en fait quatre convertisseurs de tensions (Digital_Analog_Converter), modules CAMAC, dont les tensions de sortie pilotent à leur tour les alimentations. Les tensions finales appliquées sur les éléments électrostatiques sont obtenues à l'aide de ponts diviseurs résistifs, alimentés par des tensions délivrées par sept alimentations (figure 7.3).

Entre le moment de l'envoi de l'ordre et celui de la stabilisation des tensions aux valeurs désirées, le faisceau se trouve dans un régime transitoire, où la trajectoire n'est pas stabilisée. Le diagramme temporel des prises des données doit prendre en compte ces effets et inclure des temps d'attente. Par ailleurs, les courbes de réponse des différentes alimentations sont légèrement différentes, ce qui amène certains écarts au niveau de la proportionnalité des paramètres.

² Le changement de la tension accélératrice est nécessaire uniquement dans le cas où les deux éléments sont en provenance de la source auxiliaire de l'expérience.

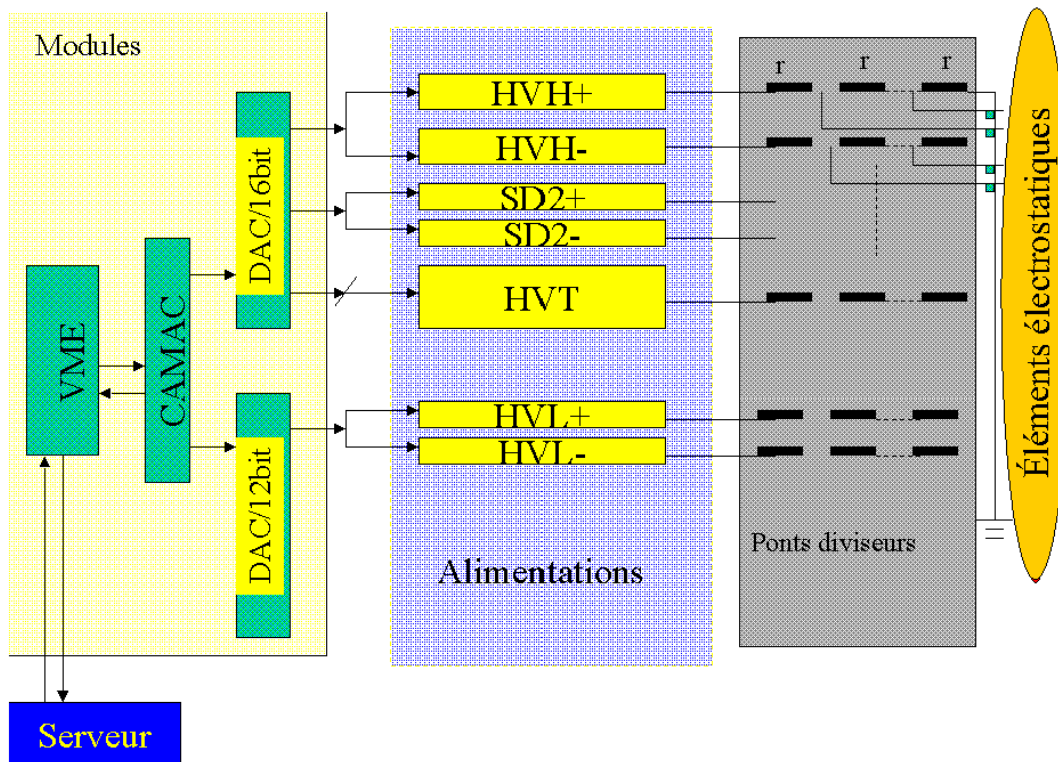


Figure 7.3: Schéma de pilotage des sauts de tensions.

Pour garder cette proportionnalité, une calibration préliminaire des tensions est nécessaire : le premier pas d'une telle calibration est d'établir une trajectoire optimisée du point de vue de la transmission. Le pas suivant est d'établir une relation entre les valeurs écrites à l'entrée des DAC et les tensions finales produites par les alimentations. Ensuite, les valeurs d'entrée sont corrigées au niveau du programme pour établir la proportionnalité entre les tensions des éléments électrostatiques et l'énergie cinétique des ions. La dernière étape de cette calibration des tensions des lignes est la calibration fine à l'aide du faisceau provenant de la source auxiliaire.

Pour contrôler la qualité de la calibration et, par conséquent, la bonne superposition des trajectoires des deux masses, nous utilisons comme critère le fait que le saut de masse ne doit pas altérer la valeur du rapport isotopique mesurée sur deux isotopes stables. Si la valeur mesurée s'éloigne de trop ($\Delta > 0,5\%$) du rapport isotopique connu, alors la loi de correction est modifiée jusqu'à l'obtention d'un rapport correct. Les tensions obtenues après cette modification doivent rester proportionnelles dans la limite de la précision des mesures de tensions. Si cette proportionnalité ne peut pas être obtenue, l'optimisation initiale de la trajectoire est refaite et la calibration est reprise.

7.5 Balayages de fréquence

Toujours à la requête des programmes d'interface-utilisateur, le serveur qui pilote l'acquisition devient actif. Le premier échange entre le programme de contrôle tournant sur la station de travail SUN et le serveur d'acquisition concerne les paramètres d'initialisation de l'opération à suivre.

On rappelle qu'un balayage de fréquence (ou « SCAN ») est l'opération au cours de laquelle on enregistre la transmission à travers le spectromètre en fonction de la fréquence RF appliquée sur le modulateur. Le serveur d'acquisition doit gérer plusieurs modules :

- *le synthétiseur de fréquences :*

Parmi les paramètres d'initialisation d'un balayage de fréquence on compte la fréquence centrale RF et le pas du balayage. Les fréquences RF des pas successifs sont calculées à partir de ces deux éléments et converties dans un format accepté par le synthétiseur. L'étape suivante est l'écriture de ces valeurs dans deux modules mémoire FIFO (First_In_First_Out). Ces valeurs sont ensuite successivement envoyées une à une par un signal d'avance vers le synthétiseur. Le signal RF généré ainsi est ensuite amplifié à la puissance voulue par l'utilisateur, qui est communiquée au serveur au moment de l'initialisation.

- *le module multiéchelle et sa mémoire :*

L'allocation de la zone mémoire qui correspond au nombre de canaux du balayage, le choix du mode de déclenchement et des modalités d'incrémentation de l'adresse sont des opérations à faire avant le lancement d'un balayage. Evidemment, les pas en fréquence et les incréments mémoire doivent être synchronisés. Cela se fait en utilisant les mêmes signaux de temporisation pour l'avancement des fréquences et l'incrémentation des adresses du module multiéchelle (MCS).

Cela nous donne un troisième élément clé pour le balayage standard :

- *l'horloge :*

Les unités de temps disponibles sont 1, 2, 5, 10, 20, 50 ms et le nombre de pas est compris entre 2 et 2048. À part les tâches liées aux temporisations, l'impulsion de l'horloge qui marque la fin d'un balayage est transformée en interruption (appelée signal Look_At_Me ou LAM dans le standard CAMAC) qui va constituer le signal pour la lecture des données accumulées dans la mémoire, et leur envoi vers les programmes interface-utilisateur (station SUN).

7.6 Commande de l'aimant et de l'amplificateur RF

Dans les deux tâches (serveurs) décrites plus haut, les équipements électroniques sont gérés par les processus tournant sur la carte VME à travers le Contrôleur CAMAC qui à son tour gère les modules CAMAC.

Les autres tâches VME qui n'ont pas le caractère temps réel communiquent directement en utilisant des ports sériels. L'amplificateur RF et l'alimentation du champ magnétique sont équipés de contrôleurs de liaison série. Ce mode de commande, quoique plus lent, permet des opérations d'initialisation des paramètres nominaux ainsi que des opérations plus complexes telles que le déroulement du cycle de démagnétisation visant à supprimer les effets de l'hystérésis de l'aimant.

7.7 La boîte à outils VxWorks

La mise au point et les améliorations quotidiennes nécessitent des mesures non standardisées, difficiles à faire en utilisant le programme d'acquisition. Les mesures de contrôle du système RF et les tests du système d'acquisition nous ont permis l'identification de quelques limites d'ordre technique. Il ne serait cependant pas raisonnable de trop surcharger le programme d'acquisition, car ceci le rend de plus en plus difficile à maintenir et de plus en plus complexe à utiliser. Cela nous a amené à mettre au point des outils de dépannage qui ont constitué un plus dans la période de mesure des erreurs systématiques.

Grâce à leur mise au point, on a pu déterminer par exemple, les temps de stabilisation des tensions appliquées sur les lignes ainsi que les caractéristiques du système de transmission de la puissance RF.

Leur programmation implique des interfaces sous la forme de scripts Tk/Tcl avec des tâches VxWorks simplifiées pour des raisons de vitesse d'exécution. Ces applications écrivent les données directement sur le disque dur de la station de travail sans passer par une visualisation interactive.

7.8 Les modes d'acquisition

On a défini plusieurs «*modes d'acquisition*» qui consistent en *enchaînements d'opérations caractéristiques* des diverses situations de prises de données.

La situation la plus simple est la vérification de la stabilité des paramètres. Notre méthode consiste à effectuer *deux balayages de fréquence en utilisant le même faisceau d'une manière cyclique*. La comparaison des deux fréquences de résonance, séparées en temps de la durée d'un balayage typique, nous donne une première idée de la stabilité du champ magnétique pendant ce laps de temps. Ce type de mesure sert aussi pour s'assurer de la qualité de la forme des pics. Il s'appelle «**AA**»

Un deuxième mode d'acquisition «**AB**» inclut des *balayages de fréquence pour deux faisceaux différents A et B, de noyaux stables, avec les sauts de masse nécessaires pour le passage des deux masses à travers le spectromètre et le contrôle du déflecteur pulsé*. Ce mode fournit deux fréquences de résonance et par conséquent *c'est une mesure de masse*.

L'utilité de ce mode est de permettre l'étude des effets systématiques par des mesures test. Dans le cas où *A* et *B* proviennent de la source auxiliaire de MISTRAL, les effets systématiques étudiés sont ceux dus en particulier au saut de masse. Dans le cas où les deux faisceaux contiennent le même isotope (par exemple ^{23}Na) provenant de la source auxiliaire et d'ISOLDE, les écarts systématiques, liés à des angles d'injection différents, peuvent être mis en évidence. L'étude de ces effets constitue une partie importante de la mise au point du spectromètre et va être présentée dans le chapitre concernant les prises de données. Une autre variante de ce mode à deux balayages consiste à comparer deux faisceaux de la même masse, mais avec des balayages de fréquence correspondant à deux harmoniques différents. Cette variante permet de déterminer le rang harmonique des deux résonances observées.

Finalement, le troisième mode d'acquisition est destiné aux prises de données de physique. Dans ce cas, on compare *A (source) stable* et *B (ISOLDE) radioactif*.

Pour la masse de référence, il suffit d'intercaler des balayages complets à intervalles de temps réguliers.

Rappelons qu'un balayage de fréquence est l'enregistrement séquentiel d'un spectre de transmission en fonction de la fréquence de modulation. Dans le cas d'un faisceau d'intensité constante à l'entrée du spectromètre, ceci revient à compter le nombre d'ions arrivant sur le détecteur final. La fréquence de résonance est dans ce cas la fréquence pour laquelle ce nombre est maximal.

Si l'intensité du faisceau non-modulé n'est pas constante, l'enregistrement du taux de comptage n'est plus la vraie mesure de la transmission à travers le spectromètre. Le taux de comptage sur le détecteur dépend dans ce cas de la fréquence de modulation *et* de l'intensité instantanée du faisceau.

Nous allons maintenant examiner plus en détail ce point. Comme on l'a vu dans le chapitre concernant les faisceaux radioactifs, ISOLDE produit un faisceau avec une structure pulsée. Pour une fréquence de modulation donnée le taux de comptage peut être intégré sur la période d'une éjection³ du faisceau radioactif. Cette intégrale est indépendante de l'intensité instantanée du faisceau et dépendante uniquement de la fréquence de modulation.

Une telle mesure peut être déclenchée à chaque impulsion de protons destinés à ISOLDE. À chaque impulsion, le faisceau est modulé avec une nouvelle valeur de la fréquence RF. Cette fréquence est choisie, parmi une série décidée à l'avance. L'ordre dans lequel les fréquences sont appliquées est aléatoire pour éviter des effets systématiques possibles. Après avoir épuisé toutes les valeurs de la série les points enregistrés permettent de reconstituer le pic *B*. C'est le mode « point-par-point » (figure 7.4).

Cependant, l'intensité du faisceau de protons et la réponse de la cible peuvent fluctuer d'une impulsion à la suivante. S'il apparaît nécessaire de s'affranchir de ces fluctuations, il est possible de segmenter la mesure du nombre d'ions collectés en alternant des canaux modulés et non-modulés (le changement de puissance peut être effectué quasi instantanément). On obtient alors un spectre comme celui de la figure 7.5, et le contenu des canaux modulés est normalisé par rapport au contenu des canaux non-modulés. Les points du pic final sont donnés par les rapports $I_{\text{modulés}}/I_{\text{non-modulés}}$.

³ le début du comptage est synchronisé avec l'impact du faisceau de protons sur la cible d'ISOLDE et la fin est définie par le moment où la production des noyaux radioactifs est au niveau du bruit de fond.

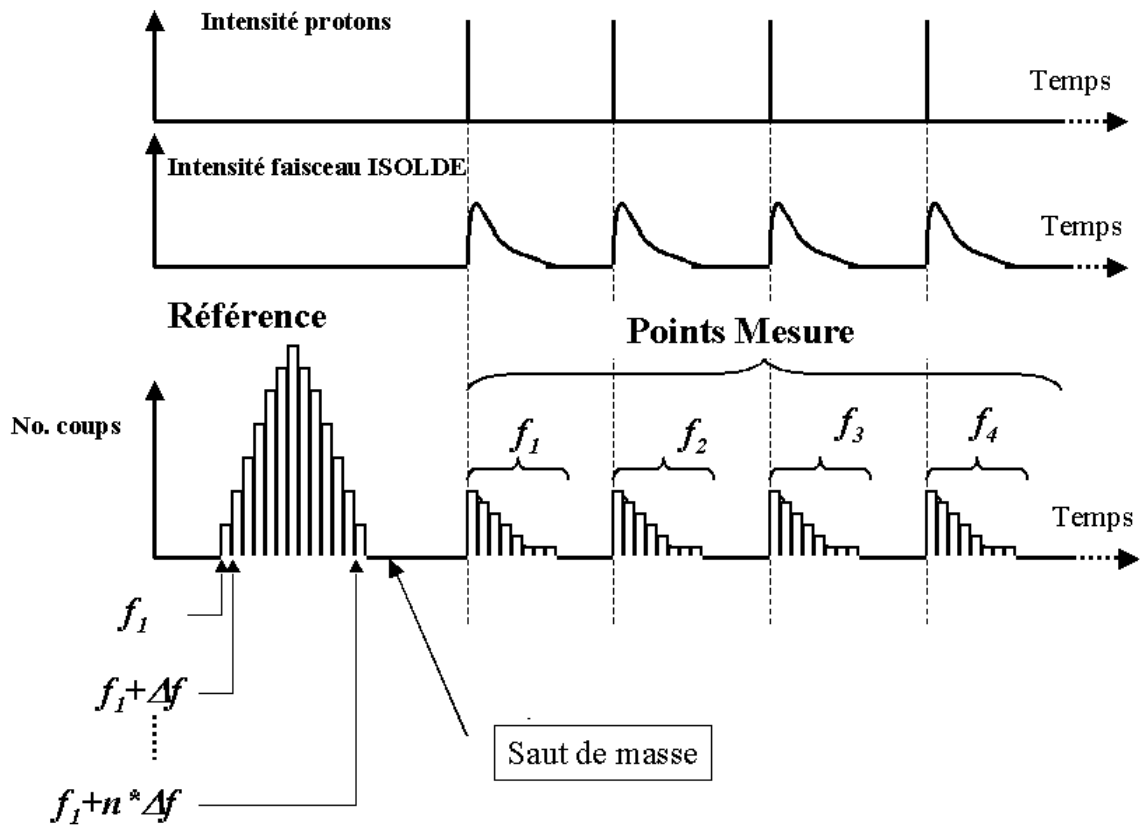


Figure 7.4 : Schéma temporel des prises de données : pour les isotopes stables, le balayage de la fréquence peut s'effectuer linéairement. Pour des isotopes radioactifs chaque éjection d'ISOLDE permet l'enregistrement d'un seul point de fréquence. A la fin d'une mesure, l'ensemble des points de fréquence permet de construire un spectre complet.

Le fait de segmenter la mesure a aussi l'avantage de fournir une information sur la dépendance en temps de l'intensité de l'ion radioactif et donc de vérifier son identité ou de mesurer son temps de vie si celui-ci n'est pas connu.

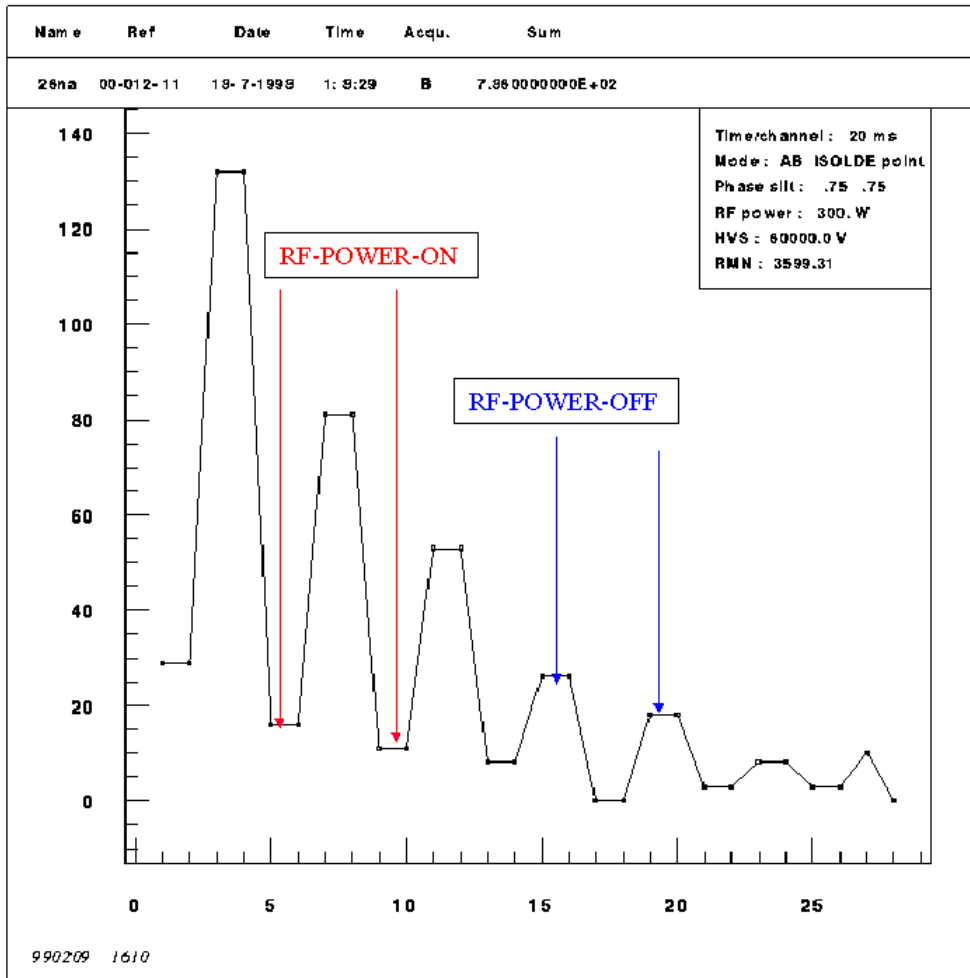


Figure 7.5 : Pour les noyaux radioactifs, chaque « point » d'un spectre de transmission consiste en des canaux non - modulés alternés avec des canaux modulés à la puissance RF nominale. Ainsi, on peut normaliser les données pour s'affranchir des fluctuations d'une éjection à l'autre du faisceau d'ISOLDE.

Comparaison avec la masse de référence :

Les impulsions du PS-BOOSTER sont séparées par 1,2 s. Mais elles ne sont évidemment pas toutes destinées à ISOLDE ! Le fonctionnement de l'ensemble des accélérateurs du CERN est soumis à un "super-cycle" composé typiquement de 16 impulsions de protons.

On intercale des balayages de la masse de référence, soit avant chaque éjection de protons, soit une fois par super-cycle. Il faut noter que la première méthode est incompatible avec une succession d'éjections séparées de 1,2 s car le temps minimum nécessaire pour

effectuer les sauts de masse $A \rightarrow B$ et $B \rightarrow A$, et enregistrer le balayage A est d'environ 2 à 3 secondes.

Techniquement, on dispose de deux signaux pour synchroniser le cycle d'acquisition :

- un premier signal nous est fourni 900 ms avant l'impact des protons (FWD) ;
- un deuxième signal est délivré au moment de la remise de la haute tension de la source d'ISOLDE après le passage des protons (T2) (cf. chapitre 2).

Les deux signaux peuvent être retardés et transformés en « interruptions » pour le serveur d'acquisition.

En juillet 1998, la première impulsion a été retardée et utilisée pour démarrer l'enregistrement d'un point du pic de la masse inconnue juste après l'impact des protons. Entre deux points B on a intercalé le balayage des fréquences sur la masse de référence. Ces balayages durent typiquement entre 320 et 640 ms afin d'obtenir une statistique raisonnable avec la source d'ions auxiliaire dans des conditions nominales de fonctionnement (température de filament optimale). En rajoutant le temps nécessaire pour le saut de masse et la stabilisation des tensions, l'écart minimal entre deux éjections de protons que l'on a pu enregistrer était de 3,6 s. Ceci présente un inconvénient car la durée de la mesure pour accumuler une statistique suffisante devient très longue.

Les études effectuées sur la stabilité du champ magnétique nous ont montré que le nombre des balayages sur la masse de référence pouvait être réduit tout en gardant une moyenne correcte des fréquences de résonance. Par conséquent, en novembre 1998, on a enregistré un balayage sur la masse de référence une fois par super-cycle. Actuellement, une mesure de masse débute par un balayage de la masse de référence. Ensuite, les tensions sont changées pour permettre l'enregistrement des points B pendant plusieurs éjections de protons consécutives. Une fois ces points enregistrés, les tensions sont remises aux valeurs caractéristiques de la masse de référence et, au super-cycle suivant, une nouvelle résonance est enregistrée.

Table 7.1 modes d'acquisition :

Mode d'acquisition	Provenance des faisceaux	Type	Saut de masse (Changements des tensions)	Synchronisation (Triggers)	Destination
A_A	Source auxiliaire (A)	Balayage (continu)	Non	Non	Mesure de la stabilité des paramètres / Mesure du pouvoir de résolution
A_B	Source auxiliaire (AB)	Balayage ou Point par point	Oui	Non	Mesure des effets systématiques (dus en particulier au saut de masse)
A_B_A	“	“	“	“	“
A_B(ISOLDE)	Source auxiliaire (A) et ISOLDE (B)	Balayage ou Point par point	Oui	Oui	Mesure de masse / Mesure des effets systématiques (dus en particulier à la non-coïncidences des faisceaux)
A_B(ISOLDE)_A	“	“	“	“	“

8. Prises des données

8.1 Mode opératoire

La description du principe du spectromètre RF a montré qu'une mesure de masse est faite par la comparaison des fréquences cyclotron de deux masses dont l'une sert de référence et l'autre est la masse à mesurer. D'autre part, dans le chapitre 7 nous avons montré comment organiser les prises de données par mode (ou type) d'acquisition. On doit alors injecter alternativement, à l'aide du déflecteur pulsé, les faisceaux provenant de la source de référence d'une part, et d'ISOLDE d'autre part, et on détermine les deux fréquences de résonance.

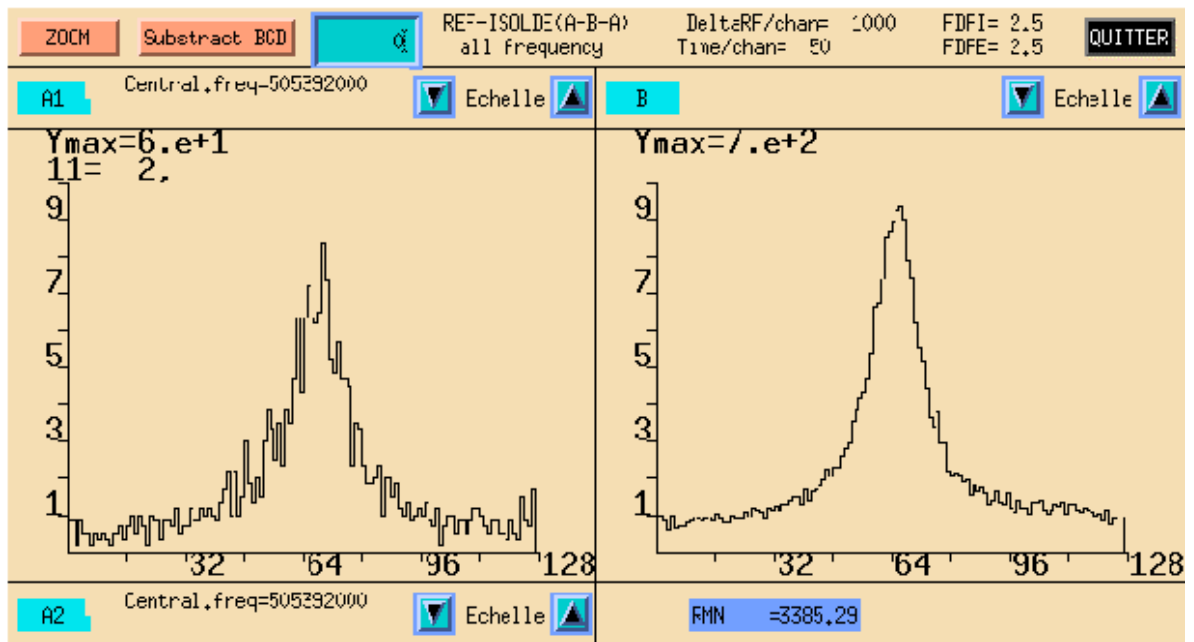


Figure 8.1 : Première mesure de masse : ^{41}K est mesuré en balayage séquentiel par rapport à ^{39}K pris comme référence.

Le rapport des masses est finalement déduit de la relation 5.4.2 :

$$\frac{m_B}{m_A} = \frac{f_{\text{résonance A}}}{n_A + 1/2} \times \frac{n_B + 1/2}{f_{\text{résonance B}}}$$

Par conséquent la détermination de la masse inconnue m_B nécessite :

- la superposition *des trajectoires des faisceaux d'ISOLDE et de référence* ;
- la détermination des *nombres harmoniques* ;
- la mesure des *fréquences de résonance*.

8.1.1 L'optimisation de la trajectoire :

- Transport ISOLDE

Le spectromètre est placé à la fin d'une ligne de faisceau d'approximativement 40 m comprenant deux importants changements de direction (déflexions horizontales) ainsi qu'un nombre important de points de focalisation. Il en résulte que la transmission totale atteinte entre le séparateur et l'entrée du spectromètre ne dépasse pas 50%. Par ailleurs, le passage du faisceau à travers la fente d'entrée du spectromètre de 0,4 mm de largeur totale doit se faire autant que possible le long de l'axe optique d'injection. Pour cela, il faut éviter d'introduire des angles importants en début de la ligne de transport ISOLDE pendant les opérations d'optimisation. Sinon il est difficile d'annuler ces angles par la suite et la transmission totale à travers le spectromètre s'en trouve réduite.

Le rapport final entre le courant détecté sur le détecteur de sortie de MISTRAL et le courant de sortie du GPS est jusqu'à maintenant de l'ordre de $\sim 5 \times 10^{-5}$. L'enjeu de ces opérations de réglage du transport du faisceau d'ISOLDE est en fait la sensibilité du spectromètre que l'on estime actuellement entre 10000 et 20000 atomes /éjection d'ISOLDE. Toutes ces opérations de réglage sont très coûteuses en temps de faisceau : 30 à 48 heures ont été nécessaires pour obtenir une transmission nominale.

- Trajectoire MISTRAL

Le réglage de la trajectoire, en période de prise de données, revient à optimiser les paramètres optiques du spectromètre de manière que la transmission soit maximale. La procédure appliquée au faisceau fourni par la source auxiliaire, décrite dans la section concernant l'optimisation de la trajectoire est valable pour un faisceau stable en provenance d'ISOLDE.

Un problème de procédure vient du fait que les mesures des tensions accélératrices des deux faisceaux dépendent des particularités techniques de chacune des deux sources d'ions. De ce fait, on peut se trouver dans la situation où les transmissions des deux faisceaux ne sont pas optimales pour le même champ magnétique même si, selon les dispositifs de contrôle, la relation de proportionnalité entre les énergies cinétiques des deux faisceaux et leurs masses est vérifiée. Il n'est pas souhaitable de changer la haute tension de la source d'ions d'ISOLDE car il faut alors modifier en conséquence tous les paramètres du transport depuis ISOLDE. C'est donc notre champ magnétique qui doit être optimisé pour maximiser la transmission. Les éléments électrostatiques sont moins sensibles aux incertitudes sur l'énergie cinétique mais ils doivent être réglés également à l'aide du faisceau en provenance d'ISOLDE. L'énergie cinétique du faisceau de référence et sa direction sont ensuite réglées à leur tour pour optimiser le passage des ions de référence dans le champ magnétique qui a été ajusté au préalable.

Pour des espèces produites en abondance à ISOLDE, cette optimisation peut être faite en suivant les taux de comptage sur le multiplicateur d'électrons. Dans le cas des éléments moins produits à ISOLDE, la maximisation de la transmission est difficile, compte tenu du caractère pulsé du faisceau combiné avec des taux de comptage très faibles. L'optimisation du champ se fait dans ce cas par l'enregistrement de spectres non-modulés, synchronisés avec les impulsions des protons, à plusieurs valeurs du champ magnétique. Pour les éléments très peu produits, comme ^{30}Na , les taux de comptage de l'ordre de 1 coup/éjection sur le détecteur final rendent cette optimisation impossible. La valeur du champ magnétique est dans ce cas obtenue par extrapolation des valeurs précédentes.

8.1.2 Détermination des rangs harmoniques :

Pour connaître un entier sans ambiguïté, il faut que son incertitude soit inférieure à 0,2 ($\sigma n \leq 0,2$). Le rang harmonique est alors *connu* si la relation 5.1.10 ré-écrite sous la forme :

$$n = \frac{f_{\text{résonance}}}{f_{\text{cyclotron}}} - 1/2, \quad \text{nous permet d'estimer « } n \text{ » avec une incertitude absolue de 0,2.}$$

Ceci est équivalent à :

$$\frac{\sigma n}{n} = \sqrt{\left(\frac{\sigma f_{\text{résonance}}}{f_{\text{résonance}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma f_{\text{cyclotron}}}{f_{\text{cyclotron}}}\right)^2}$$

pour $n \sim 2000$, $f_{\text{résonance}} \gg f_{\text{cyclotron}}$ et l'inégalité ci-dessus devient :

$$\sigma f_{\text{cyclotron}} / f_{\text{cyclotron}} \leq 10^{-4}$$

D'autre part une détermination approximative de f_c est possible à partir de sa définition $f_c = qB/2\pi m$. L'induction magnétique B peut être connue à 10^{-4} près, la précision accessible avec une sonde RMN. Les masses qui nous intéressent, peuvent être estimées par les modèles à 10^{-5} près. Comme on l'a dit dans la section concernant le champ magnétique, la sonde ne peut pas être placée sur la vraie trajectoire nominale des ions donc la mesure ne donne pas la valeur réelle mais une valeur qui lui est proportionnelle :

$$B_{\text{réel}} = k B_{\text{mesuré}}.$$

Il est nécessaire alors de calibrer le facteur de proportionnalité de la mesure du champ par d'autres mesures. Pour une masse quelconque la différence entre les positions des fréquences de résonance successives est f_c . En imposant une incertitude relative inférieure à 10^{-4} pour f_c , on peut écrire successivement :

$$f_{\text{cyclotron}} = f_{\text{résonance}(n)} - f_{\text{résonance}(n-1)}$$

$$\sigma f_{\text{cyclotron}} \approx \sqrt{2} \sigma f_{\text{résonance}}$$

$$\sigma f_{\text{cyclotron}} / f_{\text{cyclotron}} \approx 1,41 \sigma f_{\text{résonance}} / f_{\text{cyclotron}} \approx 1,41 n \sigma f_{\text{résonance}} / f_{\text{résonance}}$$

$$\sigma f_{\text{résonance}} / f_{\text{résonance}} \leq 5 \times 10^{-8}$$

Par conséquent, il faut mesurer la fréquence de résonance à 5×10^{-8} près pour que le nombre harmonique soit déterminé, ce qui est à la limite des possibilités de notre appareil. En pratique, on enregistre des pics éloignés de plusieurs fréquences cyclotron pour réduire l'incertitude relative de la mesure de cet intervalle. Par contre, cet intervalle ne peut pas dépasser 10 harmoniques à cause de la bande passante du système RF qui est limitée à 8 MHz.

Cette procédure de détermination du rang harmonique est indépendante de la valeur du champ magnétique, mais elle est difficile du point de vue de la procédure. Elle a été utilisée pour calibrer le champ magnétique avec des mesures effectuées sur des faisceaux stables (ou de référence) ce qui a donné $k = 1,00014$.

8.1.3 La mesure des fréquences de résonance

Les paramètres d'un balayage séquentiel (A) sur le faisceau de référence sont définis de la manière suivante :

La région des fréquences de modulation est d'abord choisie en tenant compte de l'amplitude de modulation du faisceau (*cf.* 6.4). L'enregistrement d'un spectre de transmission avec une plage très large de fréquence RF permet de définir une fenêtre de balayage ayant comme *fréquence centrale* une *fréquence de résonance approximative* et comme largeur la base d'un pic. Rappelons que la fréquence centrale est celle qui correspond au centre du domaine de fréquence balayé. Elle constitue un paramètre de l'acquisition et elle est différente de la fréquence de résonance qui est le centre **déterminé** du pic de transmission. Une fréquence de résonance approximative peut être déterminée visuellement sur un spectre continu. La durée d'un balayage est limitée par le fait qu'un balayage A doit s'encadrer entre deux séries d'impulsions de protons destinés à ISOLDE. En pratique, on ne dépasse pas 640 ms pour la durée du scan A . Le facteur statistique ne constitue pas un problème ici, car le courant de la source auxiliaire peut être augmenté en élevant la température du filament.

En ce qui concerne les paramètres du pic B , celui qui correspond à la masse inconnue, la procédure à suivre est compliquée par sa faible durée de vie, il doit alors être enregistré en mode point-par-point et sa visualisation en ligne est impossible. De nouveau, à cause de la bande passante limitée du système RF, la fréquence centrale du balayage du faisceau à mesurer B doit être proche de la fréquence centrale de balayage du faisceau de référence A . Ceci se traduit par un rang harmonique de B différent de celui de A . La fréquence centrale de B est calculée à partir de la fréquence de résonance de A , du rang harmonique de A , de la masse de l'ion de référence et de la masse approximative du noyau à mesurer.

8.2 Prises de données

8.2.1 Mesures test : mars 1997- octobre 1997

Après la mise au point des paramètres de la trajectoire, les premiers pics de résonance ont été obtenus sur le site d'Orsay en mars 1997. Ceci nous a permis de faire quelques mesures de pouvoir de résolution, des déterminations de rangs harmoniques et d'estimer le temps de stabilisation du champ magnétique (figure 8.2) et celui des alimentations des éléments électrostatiques.

En mesurant une masse par rapport à elle même, on a estimé que la stabilité du champ est de l'ordre de 5×10^{-7} pour des intervalles de temps de 640 ms.

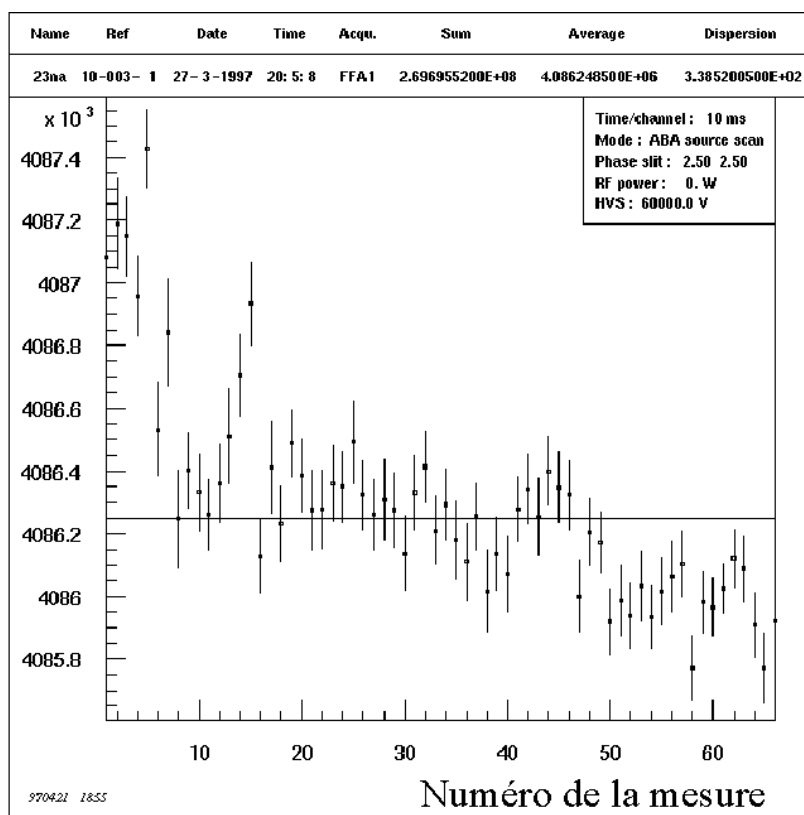


Figure 8.2 : Évolution de la fréquence du pic de référence en fonction du temps aussitôt après la mise en marche de l'alimentation de l'aimant. Le centre des pics nous montre une dérive du champ magnétique et une fluctuation de celui-ci. Les fluctuations relatives du champ magnétique sur des périodes de temps de 640 ms (durée typique d'un balayage de fréquences RF) est de l'ordre de 5×10^{-7} .

Par ailleurs, l'observation des pics de résonance a souvent été marquée par des défauts de symétrie dus principalement à des réglages imparfaits de la trajectoire pendant la période de stabilisation du faisceau. Même si ces résultats étaient encourageants et intéressants comme premiers tests, on était alors encore loin du but final : les mesures de masse.

Juste après cette série de mesures, le spectromètre a été démonté et déplacé à ISOLDE/CERN. Après avoir obtenu les premières résonances, le pas suivant a été de mettre au point l'alternance des deux faisceaux dans le spectromètre, c'est-à-dire le saut de masse. Une fois l'électronique nécessaire mise en service, des opérations de calibrations des tensions ont été entreprises.

Table 8.1 Résultats des mesures de test effectuées sur 50 cycles le 27 mars 1997.

Variable	moyenne	Chi2
Différence des fréquences de résonance de deux balayages A successifs (FDAA)	-6 ± 20 Hz	1,1
Fréquence de résonance A (FFA1)	$254,08 \times 10^6 \pm 14$ Hz	7,4
rang harmonique A (HRAA)	$1125,7 \pm 0,04$	0,9
CHI2 A	1,7	-
pouvoir de résolution (RPA1)	55000	-

À défaut d'un faisceau d'isotope stable issu d'ISOLDE, les premières mesures de masse *test* ont été faites avec la source auxiliaire. Celle-ci produit ^{23}Na , ^{39}K et ^{41}K en quantités suffisantes, mais dans ce cas, le saut de masse englobe aussi la haute tension de la source d'ions auxiliaire. Le temps relativement long de stabilisation de cette tension a imposé une calibration particulière et l'introduction de délais programmés. Ceux-ci permettent d'atteindre le régime de stabilisation après les sauts de tension au niveau de la source d'ions et au niveau des alimentations des lignes. Le changement de tension de la HT est caractérisé par une composante rapide étendue sur 2 à 3 secondes et une composante lente qui dure 12 à 15 secondes en fonction de l'amplitude du saut. On peut considérer le changement lent comme un régime de quasi-stabilité et effectuer un balayage des fréquences (durée 640 ms) pendant ce temps. Pour respecter la proportionnalité des masses et des tensions il faut viser une valeur légèrement supérieure à la tension finale de manière à obtenir la bonne tension à la quasi-stabilité.

Des tests effectués dans la même période ont mis en évidence des problèmes de fonctionnement du module multi-échelle. Les contenus des deux premiers canaux de l'enregistrement d'un spectre de transmission étaient identiques, ce qui conduisait à une mauvaise identification des fréquences de modulation. Ceci implique un décalage d'un canal entre les fréquences de résonance des pics enregistrés en mode balayage et en mode point-par-

point. Dans un premier temps la correction de ce défaut a été faite au niveau du programme d'analyse.

Les premières résonances utilisant un faisceau stable en provenance du séparateur ISOLDE ont été enregistrées en octobre 1997.

8.2.2 Premiers tests en faisceau radioactif (novembre 1997)

La première prise de données avec du faisceau radioactif a eu lieu en novembre 1997. La cible utilisée par le séparateur était une cible de carbure d'uranium en tandem avec une source d'ions à ionisation par plasma. La principale caractéristique de cette source ionique est son pouvoir d'ionisation très élevé pour tous les éléments. La conséquence directe est la présence de nombreux isobares. Dans un premier temps, le nombre important des isobares a été un avantage car il a permis de montrer que le spectromètre a un pouvoir de résolution suffisant pour pouvoir éviter les problèmes de contamination à ce niveau. Le pouvoir de résolution utilisé était de l'ordre de 10^5 (figure 8.3).

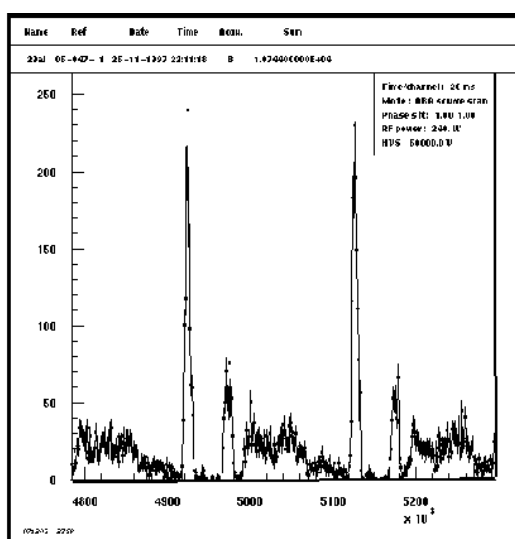


Figure 8.3 : Séparation des isobares pour la masse $A=29$; le pic le plus intense est celui qui est favorisé par le champ magnétique.

Par la suite, la multitude des pics détectés est devenu un problème. Leur présence simultanée avec des effets systématiques non encore étudiés a rendu plus que difficile l'identification des pics. De plus, les rangs harmoniques n'étaient pas encore déterminés

facilement. Il faut ajouter que toutes les molécules ou radicaux libres qui se trouvent à l'intérieur de la source sont aussi ionisés et produits avec de très fortes intensités ce qui rend difficile la détection des isotopes intéressants, malheureusement beaucoup moins abondants.

En ce qui concerne la séparation des isobares, y compris les molécules, qui ont le même rapport q/A , il faut observer que leur rigidités magnétiques sont voisines. Le pouvoir de résolution en masse *du seul champ magnétique* et des fentes ($m/\Delta m = 2500$) est insuffisant pour séparer ces composantes. Cependant, en agissant sur la valeur de l'induction magnétique, il est possible de favoriser l'un de ces isobares par rapport aux autres. *En répétant le même balayage de fréquence, pour différentes valeurs légèrement différentes du champ magnétique, on voit évoluer l'intensité des différents pics de résonance.*

Les résultats de cette première période de travail avec le faisceau radioactif nous ont fourni une grille de fréquences de résonance difficile à attribuer aux éléments produits par ISOLDE. Même si cette tentative n'a pas permis de faire réellement des mesures de masse, elle a été très utile pour *élaborer une première version du mode opératoire et définir clairement les conditions expérimentales optimales* pour effectuer des mesures de masse avec MISTRAL.

8.2.3 Première prise de données : juillet 1998 (RUN-987)

MISTRAL a eu de nouveau accès au faisceau radioactif en juillet 1998 (« RUN-987 »). La cible était de nouveau en carbure d'uranium (UC_2) mais cette fois elle était couplée avec une source d'ions à ionisation de surface. Avec cette source, la contamination isobarique dans les régions d'intérêt $A=23-30$ n'était plus un problème. Les productions de Na étaient suffisamment élevées pour tenter des mesures de masse pour une série d'isotopes de cette chaîne. À l'exception de ^{27}Na , aucun isotope du sodium entre $A=23$ et 30 n'est contaminé. Ceci a permis une étude approfondie des effets systématiques.

Pour pouvoir suivre l'influence de tous les paramètres sur le résultat d'une mesure de masse une analyse en ligne a été effectuée en permanence. Au début de ce RUN, les résultats des mesures des isotopes de $^{23,25,26}Na$ semblaient s'éloigner de quelques 10^{-5} de la valeur indiquée dans les tables de masse.

La première tentative pour s'affranchir de cet écart a visé une meilleure définition des pics de résonance. Pour cela on a fait des mesures en changeant plusieurs paramètres d'acquisition :

- plusieurs régions de fréquence RF : 250 MHz, 480 MHz et 510 MHz ;
- plusieurs configurations de la fente de phase (position et largeur);
- plusieurs puissances RF ;
- plusieurs angles d'injection dans le champ magnétique.

Un saut qualitatif des mesures a été obtenu par un réglage de paramètres optiques du spectromètre avec un faisceau stable en provenance d'ISOLDE. Le réglage des paramètres optiques à la sortie de la source d'ions auxiliaire est une opération plus facile que le réglage des derniers éléments de la ligne de transport d'ISOLDE. Le contrôle des angles d'injection est aussi plus facile et par conséquent, pour améliorer la superposition des enveloppes des deux faisceaux, il vaut mieux effectuer le réglage d'abord avec le faisceau d'ISOLDE et ensuite avec celui de la source auxiliaire.

Comme on va le voir dans le prochain chapitre, ces améliorations ont produit des résultats caractérisés par des incertitudes plus faibles et des écarts systématiques proportionnels à l'amplitude des sauts de masse. Ces écarts étaient pour cette période de l'ordre de $(M_{\text{tables}} - M_{\text{mesures}}) / M_{\text{tables}} \sim 7 \times 10^{-6}$ et ils pouvaient être corrigés par une fonction définie par les mesures des noyaux proches de la stabilité comme $^{23, 24, 25}\text{Na}$. De cette manière on a mesuré la masse des isotopes de Na de $A = 26$ à $A = 30$ (figure 8.4). *Les trois derniers isotopes mesurés ont des temps de vie inférieurs à 50 ms. Ces mesures constituent les premières données produites par MISTRAL.*

Les effets systématiques observés sont encore importants, ils ont été expliqués par un écart entre les trajectoires des deux espèces d'ions à l'intérieur du champ magnétique.

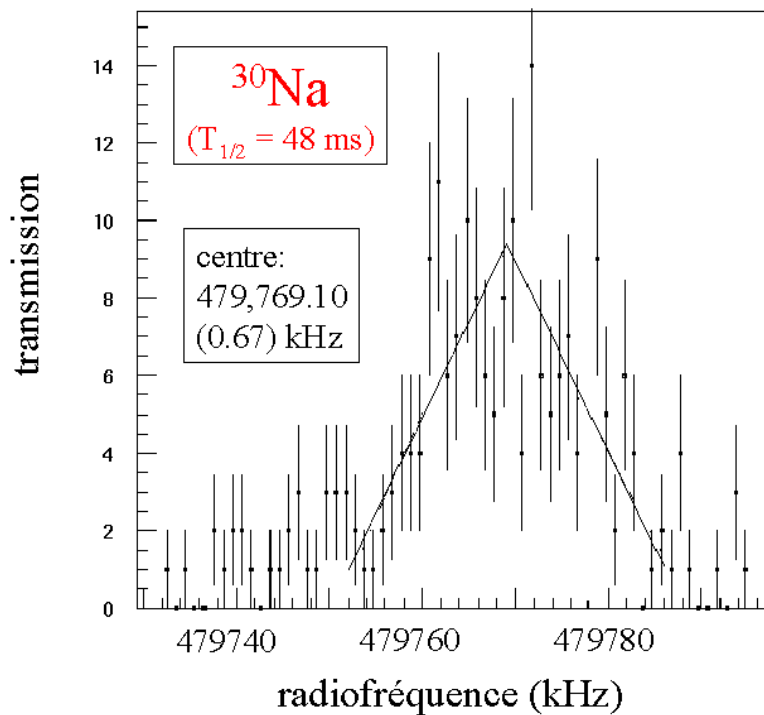


Figure 8.4 : Pic de résonance de ^{30}Na enregistré en juillet 1998.

Comme on l'a déjà indiqué, les gradients axial et radial du champ magnétique ne sont pas nuls. Deux espèces d'ions injectés avec des angles différents peuvent se déplacer dans des *champs magnétiques* légèrement *différents*, et ce d'autant plus que le saut de masse est grand. Alors, la condition de base de détermination des fréquences cyclotron d'ions différents en mouvement dans un *même* champ magnétique n'est plus respectée.

8.2.4 Confirmation des résultats : novembre 1998 (RUN-98b)

En novembre 1998, une réduction supplémentaire des effets systématiques a été obtenue par un réglage des paramètres optiques caractérisé par une meilleure focalisation verticale. De cette manière les faisceaux incidents sont étalés verticalement de façon à couvrir toute la hauteur des fentes. Si l'hypothèse selon laquelle les effets systématiques sont dus au gradient vertical du champ magnétique est vraie, alors cet élargissement du faisceau dans le plan vertical peut améliorer la superposition des enveloppes des deux faisceaux et réduire les effets systématiques observés. Expérimentalement, une réduction des écarts systématiques de $\sim 7 \times 10^{-6}$ à ~ 2 ou 3×10^{-6} a été constatée.

Tenant compte du fait que l'écart systématique semble proportionnel à l'amplitude du saut de masse, une double-calibration des mesures devient possible en effectuant les mesures par rapport à deux masses de référence. Ces références doivent être suffisamment éloignées l'une de l'autre, et si possible, choisies de part et d'autre de la masse à mesurer, afin de pouvoir bien définir cette droite de double-calibration. Malheureusement, pour le RUN de juillet 1998, cette méthode n'était pas applicable car l'énergie cinétique du faisceau de référence était limitée techniquement à 60 kV : la masse de référence devait par conséquent être supérieure à la masse à mesurer (soit ^{39}K).

Une amélioration de la source d'ions auxiliaire a permis de monter l'énergie cinétique du faisceau auxiliaire jusqu'à 80 kV. Les mesures par rapport à des références plus légères (^{23}Na) que les noyaux à mesurer sont alors devenues possibles. Les mesures effectuées par la suite ont été faites autant que possible par rapport aux deux masses de référence ^{23}Na et ^{39}K .

Un autre problème résolu pendant ce RUN est celui de la séparation correcte des isobares de ^{27}Na et ^{27}Al . En effet, une situation spéciale est générée par une simple coïncidence : la différence entre les masses atomiques des deux isobares de ^{27}Na et ^{27}Al est telle que leurs pics de résonance se superposent exactement dans la région des fréquences de modulation voisines de 480 MHz. Les mesures du RUN de juillet 1998 ont été effectuées dans cette région.

Pour comprendre les effets de cette situation, rappelons que les fréquences de résonance des deux ions sont des multiples demi-entiers de leurs fréquences cyclotron. La distance entre les pics de même rang harmonique n dépend de ce rang harmonique :

$$f_{\text{résonance A } n} - f_{\text{résonance B } n} = (n+1/2)(f_{\text{cyclotron A}} - f_{\text{cyclotron B}})$$

Ainsi, pour deux rangs harmoniques différents n et p , les pics de résonance des deux éléments peuvent se superposer si la fréquence de résonance f est telle que :

$$f = (n+1/2)f_{\text{cyclotron A}} = (p+1/2)f_{\text{cyclotron B}}$$

Pour ^{27}Na et ^{27}Al les pics de résonance de rangs harmoniques 2295 et respectivement 2297 sont en partie superposés. Pour éliminer ce problème il suffit d'utiliser des fréquences RF correspondant à des rangs harmoniques différents de ceux-ci.

Des mesures utilisant des radiofréquences autour de 510 MHz ont donné des bons résultats (figure 8.5). La séparation de ^{27}Na et ^{27}Al est tout à fait correcte, ce qui est une preuve d'un fonctionnement satisfaisant dans des conditions de contamination isobarique.

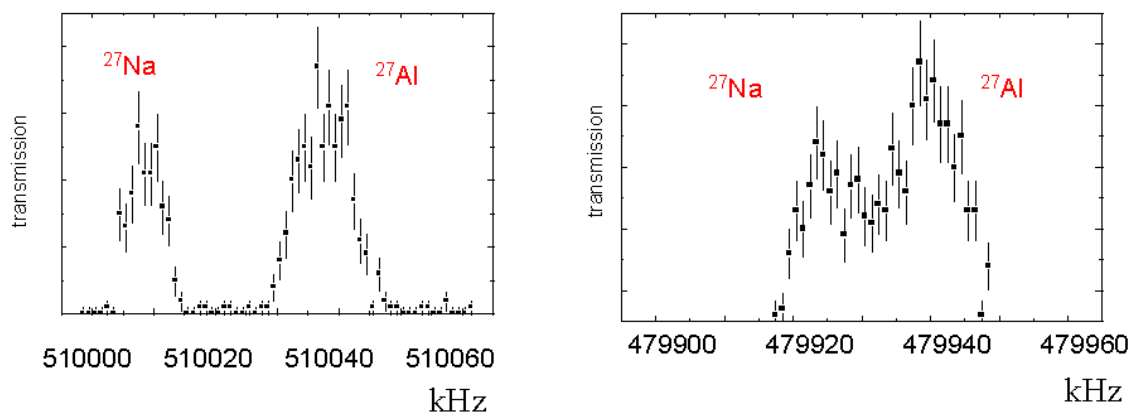


Figure 8.5 : Séparation des isobares pour la masse $A=27$ à 510 MHz et à 480 MHz.

Finalement, la série de mesures effectuée en novembre 1998 a permis une étude approfondie des écarts systématiques et de confirmer les mesures effectuées pendant le RUN de juillet 1998.

9. Analyse des données

9.1 Détermination des fréquences de résonance

La forme du pic est un triangle symétrique et non pas un pic caractéristique d'une distribution normale. En fait, si la fente de phase est plus large que l'amplitude de modulation du diamètre, les pics conservent des traînes gênantes non compatibles avec cette forme analytique. Pour les éliminer, on choisit une limite inférieure de la transmission en dessous de laquelle on rejette les points. On peut aussi, pour éliminer l'aplatissement du sommet du pic dû à la largeur des fentes, mettre une limite supérieure de la transmission. Ces limites sont calculées finalement par rapport au triangle ajusté.

Le problème consiste donc à déterminer les paramètres caractéristiques de ce triangle qu'il s'agisse de balayages continus ou bien reconstruits à partir des points isolés. La méthode utilisée pour ajuster le triangle est la méthode des moindres carrés. L'expression analytique du triangle a été écrite en fonction des trois paramètres qui nous intéressent (figure 9.1) :

- C_m – la position du centre du pic : c'est la fréquence de résonance ;
- Y_m – la hauteur du triangle : idéalement cela correspond au taux de comptage maximal ;
- Δ_m – la largeur à mi-hauteur du pic qui définit le pouvoir de résolution.

Soit X_i et Y_i les coordonnées des points mesurés. L'expression analytique de la forme théorique du pic peut être écrite sous la forme :

$$f(X_i) = Y_m \left(1 - \frac{|X_i - C_m|}{\Delta_m} \right) \quad \text{pour } X_i \in [C_m - \Delta_m, C_m + \Delta_m].$$

$$f(X_i) = 0 \quad \text{pour } X_i \notin [C_m - \Delta_m, C_m + \Delta_m]$$

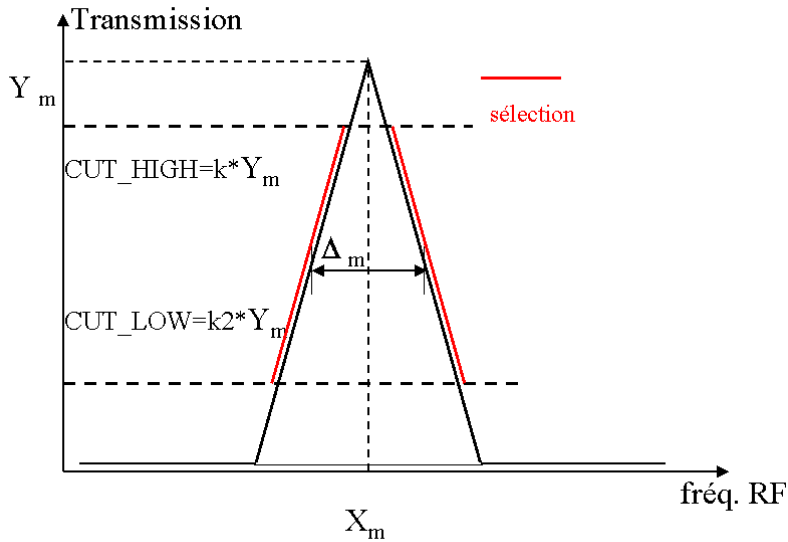


Figure 9.1 : La forme idéale du pic est caractérisée par trois paramètres: C_m - la fréquence de résonance, Δ_m - la largeur à mi-hauteur, Y_m - la hauteur du triangle.

La fonction à ajuster sur Y_i n'étant pas linéaire, l'ajustement se fait par itérations successives. La première fois, cet ajustement est effectué sur l'ensemble des points : les paramètres recherchés sont estimés initialement à :

- $Y_m \text{ initial} = Y_{\max}$
- $\Delta_m \text{ initial} = [X_{\max} - X_{\min}] / 2$
- $C_m \text{ initial} = [X_{\max} + X_{\min}] / 2$

Pour effectuer l'ajustement avec Y_i on développe en série la fonction $f(X_i)$ au voisinage des valeurs estimées pour les paramètres :

$$Y_i = Y_m \left(1 - \frac{|X_i - C_m|}{\Delta_m} \right) + \frac{\partial f}{\partial Y_m} X(1) + \frac{\partial f}{\partial \Delta_m} X(2) + \frac{\partial f}{\partial C_m} X(3)$$

Si on note $Y_{0i} = Y_i - Y_m \left(1 - \frac{|X_i - C_m|}{\Delta_m} \right)$ la relation précédente devient :

$$Y_{0i} = \left(1 - \frac{|X_i - C_m|}{\Delta_m} \right) X(1) + \frac{Y_m |X_i - C_m|}{\Delta_m^2} X(2) + \frac{\varepsilon Y_m}{\Delta_m} X(3)$$

$\varepsilon = \pm 1$, son signe étant celui de $(X_i - C_m)$

$X(1)$, $X(2)$ et $X(3)$ sont ajustés par moindres carrés.

Les nouvelles valeurs des paramètres C_m , Δ_m , Y_m sont

$$Y_m = Y_m + X(1); \quad \Delta_m = \Delta_m + X(2); \quad C_m = C_m + X(3)$$

et elles sont utilisées pour une nouvelle itération du calcul. Le processus d'itération continue jusqu'à ce qu'un test de convergence de χ^2 soit satisfait. Normalement 5 itérations sont suffisantes pour amener la différence entre les valeurs de χ^2 successives à sa valeur de seuil ($\chi^2 / 500$).

Une fois l'ajustement terminé, une nouvelle sélection des points utilisés est définie par les limites des coupures calculées à partir des paramètres obtenus : C_m , Δ_m , Y_m (figure 9.1), et la procédure d'ajustement est reprise. Ce processus de sélection est répété jusqu'à ce que la sélection opérée soit stable. Typiquement 2 à 3 sélections sont suffisantes.

Les incertitudes utilisées dans le calcul des poids pour le traitement par moindres carrés ont plusieurs origines :

-les incertitudes d'ordre statistique : $\sigma Y_{\text{statistique}} = (Y_{\text{calculé}})^{1/2}$

-les fluctuations d'intensité de la source : $\sigma Y_{\text{fluctuations}} \propto Y$. En effet, le faisceau en provenance de la source auxiliaire peut être affecté par une modulation d'intensité de 50 Hz induite par le réseau électrique; le faisceau venant d'ISOLDE est affecté par des fluctuations du faisceau d'une éjection à l'autre ; un ordre de grandeur typique pour $\sigma Y_{\text{fluctuations}} / Y$ est 5 %

-les fluctuations du champ magnétique σX qui peuvent être estimées à partir de la dispersion des fréquences de résonance d'une série d'enregistrements portant sur la même masse.

-l'incertitude sur la mesure de la fréquence RF est considérée comme négligeable : 0,1 Hz / 1,5 GHz (fréquence la plus élevée délivrée par le générateur).

Les erreurs σY sont ajoutées quadratiquement et combinées avec les erreurs σX pour obtenir les erreurs totales :

$$\sigma^2 = \sigma Y^2 + (Y_m / \Delta_m)^2 \sigma X^2$$

Pendant les périodes de réglage, un ajustement sur un triangle dissymétrique est également effectué afin d'évaluer quantitativement la dissymétrie du pic. Ceci est très important, car un réglage correct et un bon fonctionnement du modulateur doivent fournir un pic de résonance symétrique. En effet, la procédure d'ajustement a pour but de déterminer le centre de symétrie de ce pic.

9.2 Procédure d'analyse

9.2.1 Tests en faisceau stable :

Dans le cas des tests en faisceau stable, on choisit un cycle de base de balayage AA ou AB . Chaque pic est analysé suivant la procédure montrée dans la section précédente. La masse B est donnée simplement par :

$$m_B = m_A \frac{f_{\text{résonance}A}}{f_{\text{résonance}B}} \times \frac{n_B + 1/2}{n_A + 1/2}$$

L'incertitude sur la mesure de m_B est due aux incertitudes sur $f_{\text{résonance}A}$ et $f_{\text{résonance}B}$. La valeur de la masse de référence est prise dans la Table des masses AME95 d'Audi et Wapstra [Audi95], avec laquelle le programme d'analyse est connecté. Son incertitude est généralement négligeable, et n_B et n_A sont des entiers connus exactement.

Si on enchaîne une série de cycles de base, on peut garder en mémoire des variables importantes comme f_A , f_B , χ_A , χ_B , Y_A ... ce qui permet de suivre la reproductibilité des mesures, leur stabilité dans le temps et, ce qui est très important, permet d'étudier les effets systématiques.

9.2.2 Mesures avec un faisceau radioactif

Comme on l'a signalé plus tôt, une mesure est composée d'un certain nombre de balayages de la masse de référence A intercalés parmi les points (i) de mesure de l'isotope radioactif B où le faisceau est modulé avec des fréquences RF : $f_{Bi} = X_i$.

On adopte la notation N_j (RF_W) et N_j (0_W) pour désigner le nombre d'événements enregistrés dans les canaux $2j$ et $(2j+1)$ avec un faisceau respectivement modulé et non-modulé. On aura alors, selon que l'on applique une normalisation ou pas :

$$Y_i = \sum_j N_j (\text{RF_W}) / \sum_j N_{j+1} (0_W) \quad \text{ou} \quad Y_i = \sum_j N_j (\text{RF_W})$$

Le centre de symétrie du pic B est alors déterminé comme dans le cas de la détermination des fréquences de résonance des balayages séquentiels (figure 9.2).

La masse de B est alors obtenue comme :

$$m_B = m_A \frac{\langle f_{\text{résonance } A} \rangle}{f_{\text{résonance } B}} \times \frac{n_B + 1/2}{n_A + 1/2}$$

où $\langle f_{\text{résonance } A} \rangle$ est la moyenne des fréquences de résonance de A sur la période d'enregistrement.

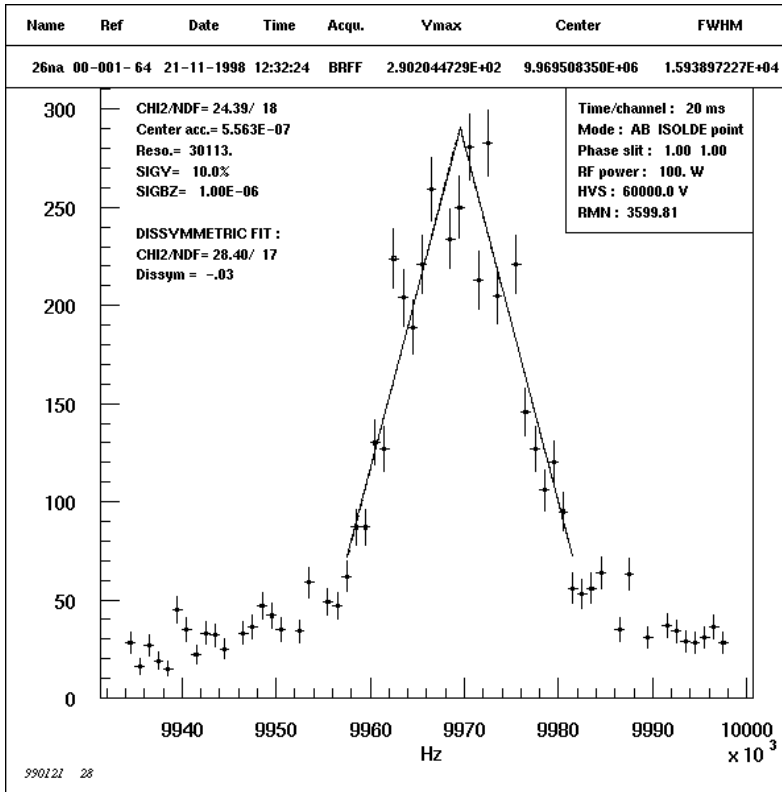


Figure 9.2 : Ajustement d'un triangle sur un seul pic (FIT).

Cette procédure convient bien si $f_{\text{résonance } A}$ fluctue moins que son incertitude et ne dérive pas. Cette situation est rencontrée si le champ magnétique est suffisamment stable pendant la durée de la mesure. C'est le cas pour des noyaux produits en abondance par ISOLDE, pour lesquels une statistique suffisante sur le pic B peut être accumulée dans un temps relativement court, c'est-à-dire 15 à 20 minutes. Par contre, quand la statistique est très faible

(moins de quelques coups par impulsion) il faut grouper ensemble plusieurs mesures. Le champ magnétique peut dériver et la moyenne des fréquences de résonance $\langle f_{\text{résonance}A} \rangle$ perd sa signification. Dans ce cas on normalise chaque fréquence f_B par la fréquence de résonance A la plus proche :

$$X_i = f_{Bi} / f_{\text{résonance}A}$$

On calcule alors le centre de symétrie correspondant $X_{\text{résonance}}$, et la nouvelle expression de la masse B sera :

$$m_B = \frac{m_A}{X_{\text{résonance}}} \times \frac{n_B + 1/2}{n_A + 1/2}$$

9.3 Possibilité de séparation des isobares et des isomères.

Le pouvoir de résolution est limité à environ 10^5 . Par conséquent certains isomères ne peuvent pas être séparés par le spectromètre. Dans ce cas la forme d'un pic n'est plus un triangle mais le résultat d'une convolution entre deux pics triangulaires.

Pour se préparer à ce type de situation, on a fait une étude des possibilités de déconvolution de ces pics. Pour deux masses très proches, la largeur à mi-hauteur des pics est la même. Les paramètres inconnus auront donc au moins une valeur commune. La fonction qu'on suppose pour la forme théorique du pic sera alors en prenant $C_{m1} < C_{m2}$ pour les centres des deux isomères :

$$f(X_i) = Y_{m1} \left(1 - \frac{|X_i - C_{m1}|}{\Delta_m} \right) \quad \text{si } X_i \in [C_{m1} - \Delta_m, C_{m2} - \Delta_m]$$

$$f(X_i) = Y_{m1} \left(1 - \frac{|X_i - C_{m1}|}{\Delta_m} \right) + Y_{m2} \left(1 - \frac{|X_i - C_{m2}|}{\Delta_m} \right) \quad \text{si } X_i \in [C_{m2} - \Delta_m, C_{m1} + \Delta_m]$$

$$f(X_i) = Y_{m2} \left(1 - \frac{|X_i - C_{m2}|}{\Delta_m} \right) \quad \text{si } X_i \in [C_{m1} + \Delta_m, C_{m2} + \Delta_m]$$

$$f(X_i) = 0 \quad \text{pour les autres valeurs de } X_i$$

La procédure d'ajustement des données utilisée dans le cas d'un triangle simple doit être adaptée. Le principal problème est la définition multiple de la fonction théorique, situation qui peut générer des minimums secondaires pour les χ^2 (les dérivées de deuxième ordre ne sont

plus quasi nulles). L'ajustement des données devient dans ce cas une procédure « élastique » avec des résultats fluctuants.

Il faut choisir alors une autre méthode, moins sensible aux valeurs initiales des variables cherchées et aux discontinuités de la fonction. En général, les méthodes du type « stepping » ou « gradient » utilisées par la librairie CERN MINUIT ont ces qualités. Par exemple la minimisation de type simplex utilise l'estimation des valeurs d'une fonction quelconque à « n » paramètres dans « $n+1$ » points. Le point (x_1, x_2, \dots, x_n) le plus éloigné du minimum est remplacé par le symétrique de celui-ci par rapport au centre de symétrie des autres. L'autre méthode utilisée (dite du gradient), se sert essentiellement de l'information contenue dans les dérivées (tendances locales) pour estimer les tendances pour des points relativement éloignés. La recherche des paramètres revient donc toujours à la minimisation d'une fonction test (χ^2). Pour vérifier la validité de cette méthode, des spectres ont été produits à l'aide du programme de simulation, puis analysés (figure 9.3).

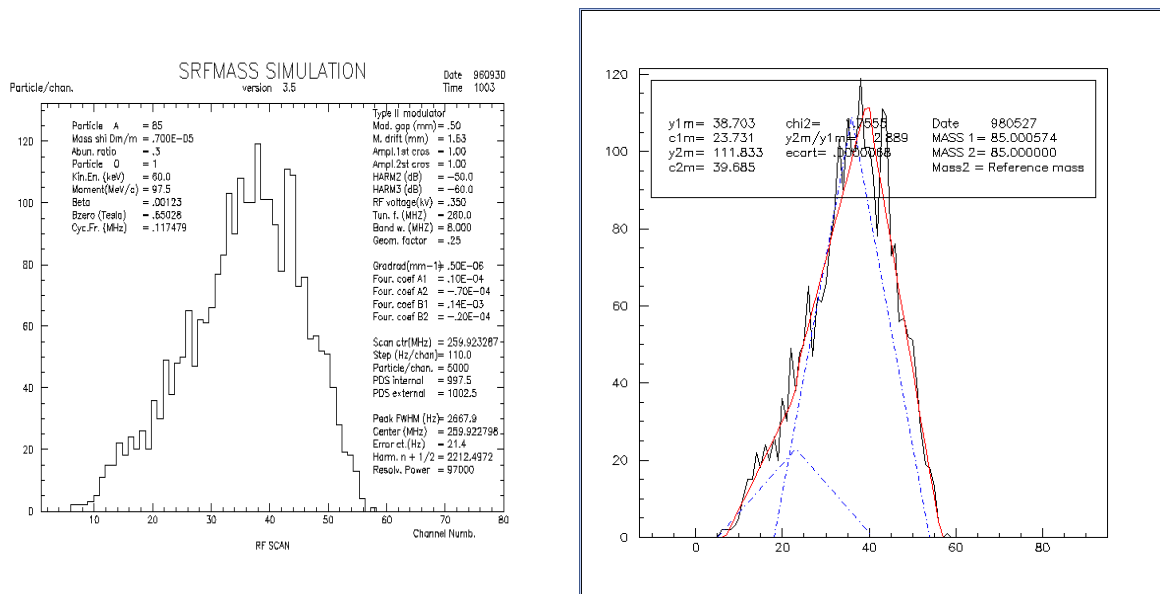


Figure 9.3 : Simulation contenant deux noyaux proches et leur déconvolution.

Les conclusions de cette étude indiquent que pour un écart des centres des deux pics supérieur à 0,005 FWHM, et pour des statistiques égales à celles que l'on peut obtenir avec la source d'ions auxiliaire, il est possible de déconvoluer les deux pics.

9.4 Analyse des données

9.4.1 Définition de l'ensemble cohérent des données :

Par l'expression "ensemble cohérent des données" on comprend la totalité des données enregistrées après les tests de mise en route et avec un même réglage des trajectoires.

Pour le RUN-987 (juillet 98) cet ensemble comprend les données enregistrées après la correction du réglage des éléments d'optique ionique du spectromètre sur le faisceau d'ISOLDE. Il est relativement facile de faire ce choix sur les données du RUN-987 car l'écart entre les valeurs mesurées avant le réglage définitif et les valeurs des tables dépasse quelques 10^{-5} , alors que pendant la période de stockage cet écart ne dépasse pas quelques 10^{-6} . Malgré tout, certaines mesures comme celles sur ^{26}Na ont produit des valeurs de masse qui diffèrent uniquement de $20 \mu u$ entre la valeur qui précède l'opération d'alignement sur le faisceau d'ISOLDE et la valeur de l'ensemble cohérent.

Pour le RUN-98b les ensembles cohérents de données peuvent être définis comme contenant les données prises entre chaque réglage de la ligne d'ISOLDE.

9.4.2 Définition de la procédure d'analyse :

Pendant la partie destinée aux mesures des isotopes de Na du RUN-98b on a accumulé approximativement 2000 fichiers de données dont $\sim 75\%$ de mesures point-par-point. À peu près 70 % d'entre elles ont été prises après le moment de l'élargissement vertical du faisceau.

Pour faciliter l'analyse, chaque série est traitée par une macro qui commande au programme d'analyse les opérations à répéter sur plusieurs mesures, une fois la succession établie sur la première. Pour minimiser le risque de fautes de l'opérateur et tirer le maximum de profit de cette façon de procéder, l'analyse de l'ensemble des données enregistrées sur un isotope suit les étapes suivantes.

Le premier passage :

L'analyse "manuelle" de quelques fichiers au début de chaque série permet la détermination des nombres harmoniques et d'estimer (grossièrement) l'ordre de grandeur de la fluctuation de l'intensité du faisceau et de celle du champ magnétique B . Ces informations

permettent de fixer les paramètres pour la première version des macros ayant uniquement le rôle d'enregistrer les valeurs de masse fournies par chaque pic point-par-point et faire leur moyenne.

L'élimination des points aberrants :

Puis, à l'aide d'un deuxième type de macros, on suit le comportement de quatre paramètres caractérisant les pics de résonance de la référence (A1) :

- les hauteurs des pics, ce qui est équivalent à l'intensité du faisceau de référence à travers le spectromètre;

- les fréquences centrales de ces pics, qui reflètent la fluctuation et la dérive du champ magnétique ;

- les valeurs des pouvoirs de résolution sont suivies uniquement pour déceler l'apparition d'"accidents" ;

- le χ^2 de chaque ajustement de pic qui valide ou non le choix des paramètres.

Les graphiques de ces valeurs ainsi que leurs moyennes et dispersions sont enregistrés dans des fichiers pour chaque isotope. De cette manière, on garde les caractéristiques statistiques des séries et on visualise les "anomalies" sur les pics de référence. Un des problèmes assez fréquemment rencontrés est dû au fait qu'à la fin d'une mesure les tensions des éléments électrostatiques restent sur les valeurs caractéristiques de la masse *B*, et le démarrage d'une nouvelle mesure, ne laisse pas suffisamment de temps pour la stabilisation des tensions caractéristiques de *A*. La hauteur du premier pic de référence de chaque mesure peut alors être inférieure de 50 à 70% à la moyenne des autres valeurs (figures 9.4 et 9.5).

Les fréquences centrales de ces pics de "début-de-mesure" sont généralement fausses. Elles sont remplacées par des interpolations entre les fréquences centrales voisines.

La correction de cet effet amène un glissement du résultat de la masse de B de l'ordre de son erreur statistique. Après avoir remplacé de cette manière les pics *A* incorrects, on fait exécuter de nouveau les macros principales et on enregistre les valeurs des masses.

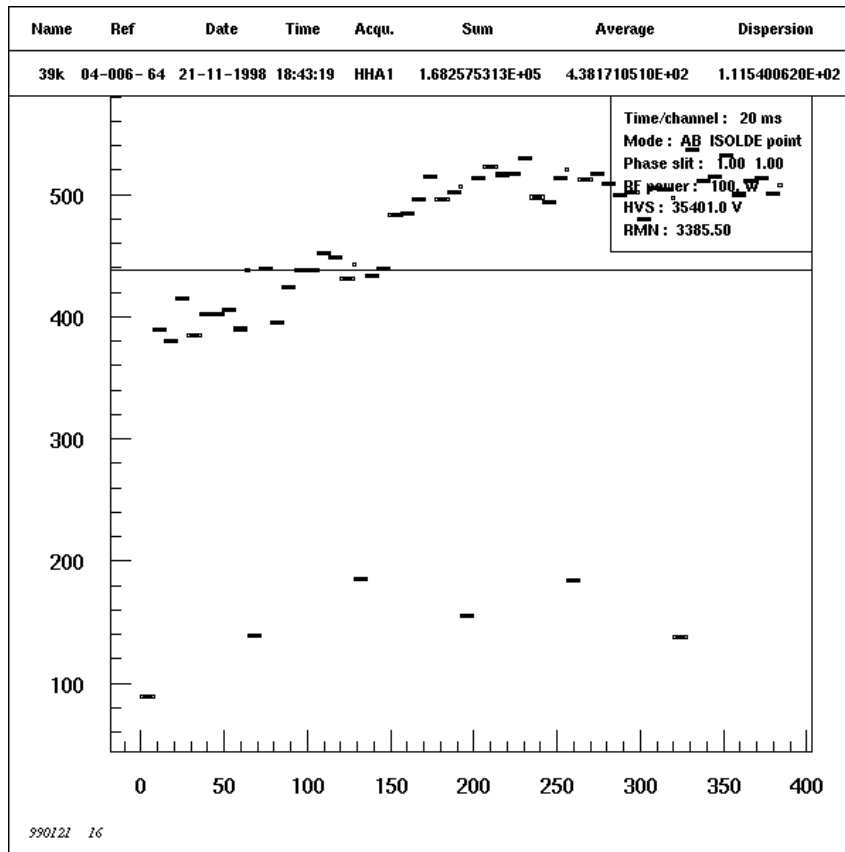


Figure 9.4 : Intensité des pics A pour plusieurs mesures identiques successives. Les pics avec des intensités réduites sont situés en début de mesure.

Un autre problème fréquent se produit quand le temps entre le balayage A et la première éjection du supercycle est trop court pour que le saut de masse $A \rightarrow B$ soit achevé. À défaut d'une normalisation de l'intensité du faisceau radioactif, ces points sont aberrants (figure 9.5) et faussent fortement l'ajustement du triangle pour le pic B. Ces points sont donc retirés. Même si on regroupe des mesures, ces points restent aberrants car la séquence selon laquelle les fréquences RF sont appliquées bien que non monotone, est identique d'une mesure à l'autre. Cet inconvénient devrait être corrigé lors de la remise à niveau du logiciel d'acquisition. *L'enlèvement des points B aberrants amène un glissement de la valeur de B de l'ordre de une à cinq erreurs standard pour l'ensemble des données!*

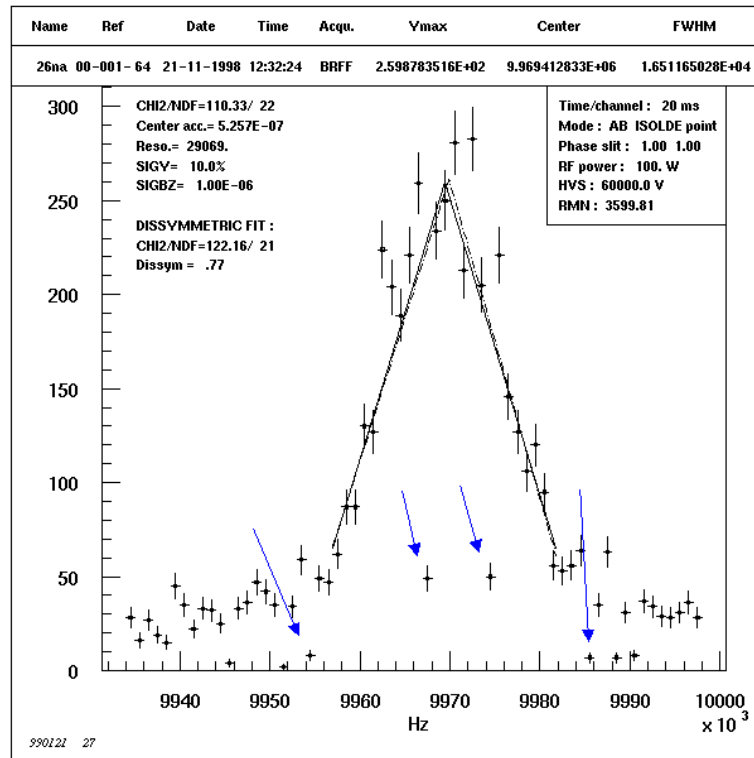


Figure 9.5 : Points B aberrants dûs au temps insuffisant pour le saut de masse, leur intensité est très diminuée.

Les valeurs finales des paramètres utilisés dans les ajustements des pics (fluctuations, coupures, etc.) sont choisies après le troisième passage et sont obtenues par des estimations sur les fluctuations des paramètres enregistrés par les macros secondaires : hauteurs des pics, fréquences centrales des pics A. Ces valeurs doivent être en concordance avec les valeurs nécessaires pour obtenir des χ^2 raisonnables. Une valeur trop élevée de χ^2 est généralement due à des pics B très déformés. Pour des cycles de mesure se déroulant sur une même période de temps, la fluctuation du champ magnétique est une constante du spectromètre .

10. Résultats

Dans le chapitre précédent on a décrit les procédures mathématiques et les étapes successives de l'analyse des données. Les valeurs numériques des mesures MISTRAL résultent du calcul qui inclut les rapports de fréquences et les corrections des effets systématiques. Les pas suivants sont l'évaluation et l'interprétation des résultats.

Presque toutes les expériences de mesures de masse ont besoin d'une calibration de leurs résultats bruts. Ceci revient à déterminer une loi de correspondance entre la masse obtenue et le paramètre mesuré qui peut être une tension, un temps de vol (SPEG) ou une fréquence cyclotron (ISOLTRAP).

Dans le cas de MISTRAL *les résultats bruts* sont les *rapports des fréquences de résonance*. Dans le cas idéal, après les corrections relativistes et la correction de l'électron manquant, ces rapports de fréquences sont égaux au rapport de la masse atomique à mesurer et de référence. Comme il s'agit ici des premières mesures effectuées avec MISTRAL, il nous faut examiner s'il y a des erreurs systématiques et comment les calibrer le cas échéant.

Pour établir la loi qui remplace la relation d'égalité, dans le cas réel on utilise les mesures de masses très bien connues. Pour ce calcul on peut utiliser la différence entre la valeur produite par MISTRAL et celle des Tables de masses [AME95] ou sa valeur relative :

$$\Delta = (\text{Mesure_MISTRAL} - \text{Valeur_Tables})$$

$$\Delta_{\text{rel.}} = (\text{Mesure_MISTRAL} - \text{Valeur_Tables}) / \text{Valeurs_Tables.}$$

10.1 La calibration des mesures de juillet 1998 (RUN-987)

10.1.1 Observations

Pour les isotopes de masse bien connue, $^{23,24,25}\text{Na}$ et ^{27}Al , fournis par ISOLDE et mesurés par rapport à ^{39}K , les valeurs *préliminaires* des mesures de masse s'écartent des valeurs des Tables par des quantités de l'ordre de 270 μu . Par contre la valeur de la masse de

^{23}Na fourni par ISOLDE, mesurée par rapport à ^{23}Na produit par la source auxiliaire coïncide avec la masse de la table.

Table 10.1 Les écarts entre les valeurs préliminaires de MISTRAL et les valeurs données par les Tables de masses [AME95] pour les isotopes de masse « bien connue » RUN-987.

Isotope (Référence)	$\Delta(\mu\text{u})$ (MISTRAL-Tb.)	$\sigma(\Delta)$ (μu)	σ (Tables) (μu)
23Na (39K)	274,82	1,47	0,226
24Na (39K)	272,68	1,49	0,232
27Al (39K)	209,39	1,90	0,135
25Na (39K)	258,72	1,48	1,306
23Na (23Na)	3,36	1,04	0,226
41K (39K)	74,83	33,06	0,280

La mesure de ^{27}Al constitue un cas spécial pour le RUN-987 car c'est la première mesure effectuée dans des conditions de contamination isobarique. Un autre cas spécial est la mesure test de ^{41}K pour laquelle les deux faisceaux étaient fournis par la source auxiliaire.

Après l'élimination des cas spéciaux on dispose, pour établir cette loi, de quatre points :

- les valeurs des $^{23,24,25}\text{Na}$ (^{39}K) ;
- la valeur de ^{23}Na (^{23}Na).

L'observation clé pour calibrer ces mesures est que l'écart relatif Δ_{rel} des mesures par rapport aux Tables de Masse est proportionnel à la différence entre la masse de référence et la masse à mesurer.

Table 10.2 Points d'ajustement des données.

Isotope(Référence)	MJ = Saut de masse (Réf.- Mes.) μu	$\Delta_{rel} \times 10^7$	$\sigma(\Delta_{rel}) \times 10^7$
23Na (39K)	15,9739	119,54	0,65
24Na (39K)	14,9727	113,66	0,63
25Na (39K)	13,9737	103,53	0,79
23Na (23Na)	0	1,46	0,47

Les valeurs données dans la table précédente indiquent des écarts relatifs de l'ordre de 10^{-5} . Par contre la reproductibilité de ces mesures est excellente, les incertitudes statistiques étant inférieures à 10^{-7} .

On adopte donc une loi de calibration d'expression $\Delta_{rel.} = a \times MJ + b$ où MJ est le saut de masse. Pour obtenir les paramètres a et b (pente et ordonnée à l'origine) il faut ajuster cette loi sur les quatre points donnés plus haut. Cet ajustement n'est pas fiable car son χ^2 est égal à 3,8 ce qui nous conduit à l'idée que les erreurs sur l'écart relatif $\sigma(\Delta_{rel.})$ sont sous-estimées. Si aux incertitudes $\sigma(\Delta_{rel.})$ on rajoute quadratiquement 1×10^{-7} alors χ^2 devient égal à 1,2.

Les valeurs des paramètres recherchés ont été déterminées à l'aide du programme MINUIT : la pente est égale à $7,40 \pm 0,08$ et l'ordonnée à l'origine est $1,39 \pm 1,09$ (figure 10.1).

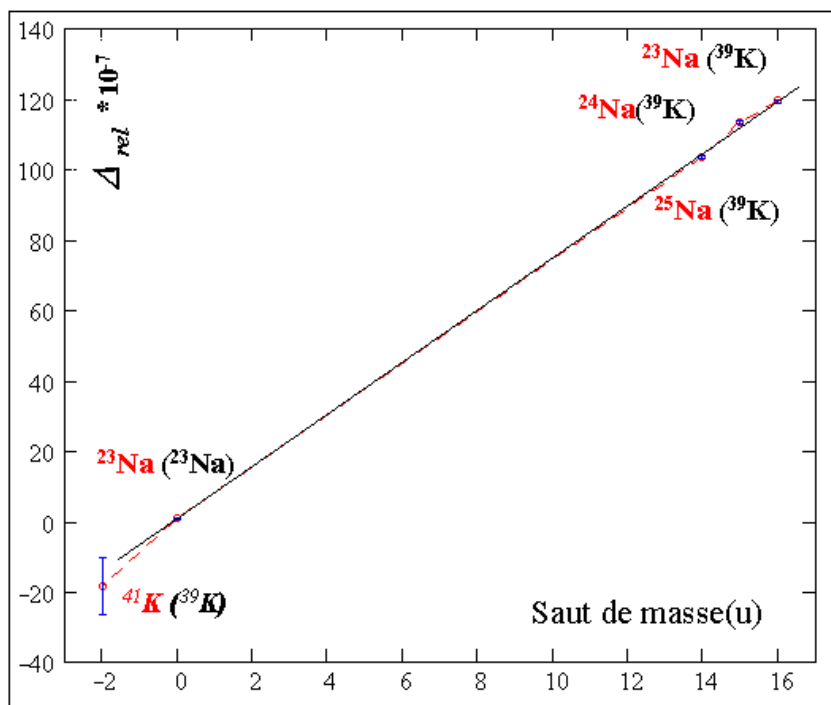


Figure 10.1 : L'écart relatif des mesures MISTRAL par rapport aux tables de masse est proportionnel au saut de masse. Quatre mesures montrées ici correspondent à des valeurs de masse très bien connues utilisées pour définir une droite de correction. Les incertitudes figurées sont uniquement d'ordre statistique.

Après la définition de cette correction on peut recalculer les valeurs des masses produites par les mesures de MISTRAL :

$$\Delta_{rel.}^{corrigé} = \Delta_{rel.} - (a \times MJ + b) \quad 10.1.1$$

où $\Delta_{rel.}^{corrigé}$ est l'écart relatif corrigé entre les résultats MISTRAL et les valeurs données dans les tables de masses.

10.1.2 Remarques

On va montrer maintenant qu'une telle loi de calibration est justifiée d'un point de vue physique.

Le résultat brut d'une mesure MISTRAL s'écrit :

$$R_{freq} = \frac{f_c}{f_{c_reference}} = \frac{B}{m} \times \frac{m_{reference}}{B_{reference}} \quad 10.1.2.$$

on en déduit :

$$m_{mesure} = \frac{m_{ref}}{R_{freq}} = m \times \frac{B_{reference}}{B} \quad 10.1.3.$$

soit:

$$\Delta_{rel.} = \frac{m_{mesure} - m}{m} = \frac{B_{reference} - B}{B} = a \times (m_{reference} - m) \quad 10.1.4.$$

Dans le chapitre 5 on a donné la valeur du gradient radial du champ magnétique : $\sim 8 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$. Dans ce cas, un écart de 1 mm entre les diamètres des trajectoires des ions de référence et des ions à mesurer est suffisant pour que les champs magnétiques vus par les deux types d'ions diffèrent de $\sim 1 \times 10^{-5}$ en valeur relative. Un tel écart de trajectoire correspond à un écart d'angle d'injection de 1 mrad seulement, ce qui est difficile à éviter. En effet à l'intérieur du champ magnétique les trajectoires sont définies dans le plan horizontal uniquement par deux « points » : la fente d'entrée (et sortie) et le modulateur. Pour corriger cet effet, le gradient radial du champ va être corrigé par des bobines de corrections, actuellement en cours d'installation.

De plus, les deux faisceaux sont issus de sources d'ions différentes, il peut donc y avoir un écart même si $m = m_{référence}$. Il faut ajouter alors un terme constant à 10.1.4. qui devient :

$$\Delta_{rel.} = \frac{m_{mesure} - m}{m} = \frac{B_{référence} - B}{B} = a \times (m_{référence} - m) + b \quad 10.1.5.$$

Dans ce cas, a caractérise l'erreur systématique liée au saut de masse, essentiellement due à la difficulté d'ajuster tous les paramètres optiques du spectromètre et b caractérise l'erreur systématique liée au mauvais ajustement entre le faisceau d'ISOLDE et celui de MISTRAL.

10.2 La calibration des résultats de novembre 1998

Grâce à un réglage plus élaboré (voir chapitre 9) les écarts relatifs ont été réduits de moitié par rapport au RUN-987. Ce fait montre que les paramètres de la *loi de calibration* peuvent *changer en fonction des conditions expérimentales*. D'autre part, comme on le verra par la suite ils peuvent aussi *fluctuer au cours du temps*. Par conséquent, il va falloir prendre en compte ces évolutions.

10.2.1 La double-calibration

Pour ce deuxième RUN les mesures de masses ont été faites par rapport à deux masses de référence ^{23}Na et ^{39}K chaque fois que les conditions expérimentales l'ont permis. De ce fait, en supposant que les expressions des écarts relatifs obtenus suivent la même loi que précédemment, on peut écrire :

$$\Delta_{rel.1} = a \times MJ_1 + b \qquad \Delta_{rel.2} = a \times MJ_2 + b,$$

et on trouve pour les valeurs des paramètres :

$$a = (\Delta_{rel.1} - \Delta_{rel.2}) / (MJ_1 - MJ_2) \cong (\Delta_{rel.1} - \Delta_{rel.2}) / (m_{réf1} - m_{réf2})$$

$$b = (\Delta_{rel.2} \times MJ_1 - \Delta_{rel.1} \times MJ_2) / (MJ_1 - MJ_2).$$

On observe que, quelle que soit la masse inconnue, sa mesure peut contribuer à la détermination de la pente a de la calibration car, au 1^{er} ordre, la valeur de celle-ci est

indépendante de la valeur tabulée de la masse à mesurer. En effet, ceci revient à une détermination de la pente par une mesure ^{23}Na (^{39}K), la masse inconnue servant seulement de « pivot » (figure 10.2).

De cette manière, on a une première approche des résultats qui nous permet de calculer les *valeurs instantanées* des paramètres de la loi de calibration.

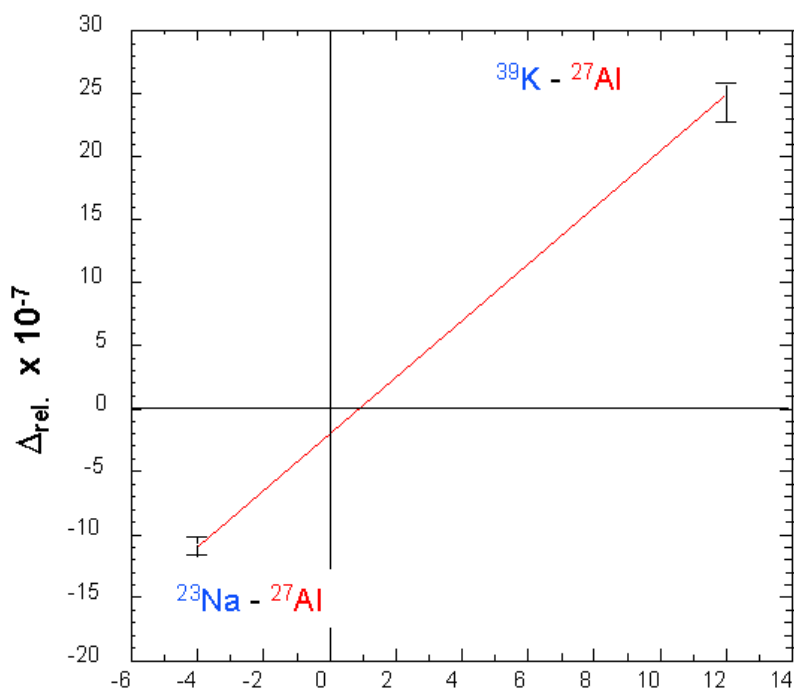


Figure 10.2 : Définition d'une loi de correction pour la mesure de ^{27}Al par rapport à deux références.

D'un point de vue plus rigoureux, les valeurs seraient vraiment « instantanées » si on faisait alterner les balayages des deux références. En réalité, les mesures par rapport à chacune des références se succèdent à des intervalles de temps d'autant plus longs que la statistique de l'isotope que l'on mesure est réduite.

Comme pour le RUN-987, nous allons donc essayer de déterminer une pente moyenne valable sur un ensemble cohérent de données, et évaluer quantitativement sa fluctuation. Rappelons qu'un ensemble cohérent de données désigne une série de mesures sans re-réglage du faisceau d'ISOLDE)

10.2.2 L'étude des paramètres de calibration

En appliquant la double-calibration aux mesures de masse du RUN-98b, on obtient une suite chronologique des valeurs des pentes de la droite de calibration (table 10.3 et figure 10.3).

En ce qui concerne les pentes, on peut observer qu'elles sont groupées autour de deux valeurs :

- + 2,5 pour la période du 20 novembre de 3H06 jusqu'à 9H41.
- - 0,5 pour la période du 21 novembre à 2H00 jusqu'au 22 novembre à 1H28.

Ces domaines sont séparés par des réglages du faisceau d'ISOLDE par rapport à notre spectromètre qui délimitent des ensembles cohérents de données. La mesure de ^{30}Na est également séparée des autres mesures par un réglage d'ISOLDE et la valeur de la pente issue de son estimation est à nouveau différente.

Table 10.3 Pentes des droites de correction obtenues pour le RUN-98b.

Isotope	$\Delta_{\text{rel.}}(^{23}\text{Na}) \times 10^7$	$\Delta_{\text{rel.}}(^{39}\text{K}) \times 10^7$	Pente $\times 10^7$	Date d'arrêt
23Na	$-5,6 \pm 1,4$	$38,1 \pm 2,1$	$2,73 \pm 0,16$	20/11 03:06
25Na	$-13,3 \pm 1,9$	$36,8 \pm 1,0$	$3,14 \pm 0,14$	20/11 03:45
26Na	$-7,7 \pm 1,9$	$29,7 \pm 1,7$	$2,34 \pm 0,16$	20/11 04:44
27Al	$-14,5 \pm 1,8$	$17,8 \pm 1,1$	$2,02 \pm 0,13$	20/11 06:46
27Na	$-241 \pm 2,5$	$-201 \pm 2,4$	$2,50 \pm 0,22$	20/11 09:41
28Na	$25,2 \pm 6,0$	$1,9 \pm 8,1$	$-1,46 \pm 0,63$	21/11 02:00
23Na	$-1,5 \pm 1,3$	$-7,1 \pm 1,4$	$-0,35 \pm 0,12$	21/11 02:29
29Na	$26,1 \pm 3,2$	$-0,1 \pm 6,3$	$-1,64 \pm 0,45$	21/11 12:00
26Na	$20,1 \pm 1,0$	$12,1 \pm 1,0$	$-0,50 \pm 0,09$	21/11 15:17
25Na	$-2,8 \pm 1,5$	$-8,3 \pm 1,9$	$-0,34 \pm 0,16$	21/11 17:08
23Na	$-2,6 \pm 1,5$	$-4,9 \pm 1,4$	$-0,14 \pm 0,13$	21/11 18:46
26Na	$21,3 \pm 1,5$	$10,3 \pm 1,5$	$-0,69 \pm 0,14$	21/11 19:35
24Na	$-4,1 \pm 1,3$	$-15,2 \pm 1,4$	$-0,69 \pm 0,12$	21/11 21:33
27Na	$23,1 \pm 2,2$	$17,2 \pm 1,4$	$-0,37 \pm 0,16$	22/11 00:46
27Al	$2,1 \pm 1,0$	$-10,9 \pm 1,1$	$-0,81 \pm 0,09$	22/11 01:28
30Na	$-68,5 \pm 7,7$	$-36,3 \pm 12,7$	$2,02 \pm 0,90$	25/11 07:33

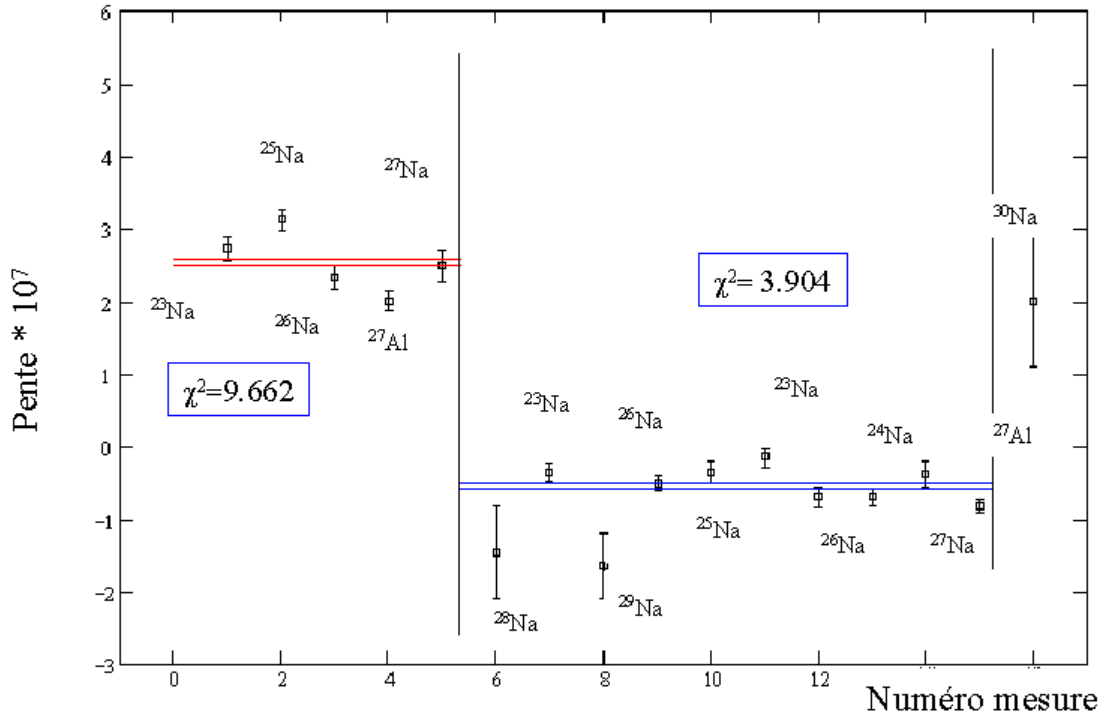


Figure 10.3 : Valeurs des pentes obtenues pour le RUN-98b. Les doubles barres indiquent les moyennes pondérées des pentes pour des périodes délimitées par des reprises du réglage d'ISOLDE (ensembles cohérents de données).

Il faut donc déterminer les paramètres de calibration pour les deux domaines de stabilité. Le calcul des moyennes pondérées des pentes sur chaque domaine nous conduit aux valeurs $a_1 = (2,536 \pm 0,0687) \times 10^{-7}$ et $a_2 = (-0,543 \pm 0,041) \times 10^{-7}$. Malheureusement ces deux déterminations sont caractérisées par des valeurs de χ^2 très grandes : $\chi_1^2 = 9,66$ et $\chi_2^2 = 3,90$. De ce fait, on s'aperçoit que l'on a sous-estimé les valeurs des erreurs sur les pentes individuelles. Pour rendre ces ajustements fiables ($\chi^2 \approx 1$), il faut rajouter quadratiquement une erreur systématique qui représente la fluctuation de la pente au cours du temps.

En procédant par essais on trouve que pour une erreur systématique de 4×10^{-7} rajoutée quadratiquement aux erreurs caractérisant les Δ_{rel} , on obtient $\chi_1^2 = 1,22$ et $\chi_2^2 = 0,89$. Cette erreur systématique représente la fluctuation de la pente de calibration à l'intérieur d'un ensemble cohérent de données.

Avec cette correction, le poids relatif des mesures change et les pentes moyennes des deux domaines changent légèrement (table 10.4 et figure 10.4) : $a_1 = (2,543 \pm 0,174) \times 10^{-7}$ et $a_2 = (-0,578 \pm 0,127) \times 10^{-7}$.

Table 10.4 Pentas des droites de correction obtenues par double-calibration en rajoutant une erreur systématique de 4×10^{-7} aux σ ($\Delta_{rel.}$).

Isotope	$\Delta_{rel.} (^{23}\text{Na}) \times 10^7$	$\Delta_{rel.} (^{39}\text{K}) \times 10^7$	Pente $\times 10^7$	
23Na	$-5,6 \pm 4,2$	$38,1 \pm 4,5$	$2,73 \pm 0,39$	pente moyenne = $2,54 \pm 0,17$ wvf ² =1,22 (weigh. var. of fit)
25Na	$-13,3 \pm 4,4$	$36,8 \pm 4,1$	$3,13 \pm 0,38$	
26Na	$-7,7 \pm 4,4$	$29,7 \pm 4,3$	$2,34 \pm 0,39$	
27Al	$-14,5 \pm 4,4$	$17,8 \pm 4,1$	$2,02 \pm 0,38$	
27Na	$-241,0 \pm 4,7$	$-201,0 \pm 4,7$	$2,50 \pm 0,42$	
28Na	$25,2 \pm 7,2$	$1,9 \pm 9,1$	$-1,46 \pm 0,73$	pente moyenne = $-0,58 \pm 0,13$ wvf ² =0,89
23Na	$-1,5 \pm 4,2$	$-7,1 \pm 4,2$	$-0,35 \pm 0,37$	
29Na	$26,1 \pm 5,1$	$-0,1 \pm 7,5$	$-1,64 \pm 0,57$	
26Na	$20,1 \pm 4,1$	$12,1 \pm 4,1$	$-0,50 \pm 0,37$	
25Na	$-2,8 \pm 4,3$	$-8,3 \pm 4,4$	$-0,34 \pm 0,39$	
23Na	$-2,6 \pm 4,3$	$-4,9 \pm 4,2$	$-0,14 \pm 0,38$	
26Na	$21,3 \pm 4,3$	$10,3 \pm 4,3$	$-0,69 \pm 0,38$	
24Na	$-4,1 \pm 4,2$	$-15,2 \pm 4,2$	$-0,69 \pm 0,37$	
27Na	$23,1 \pm 4,6$	$17,2 \pm 4,2$	$-0,37 \pm 0,39$	
27Al	$2,1 \pm 4,1$	$-10,9 \pm 4,1$	$-0,81 \pm 0,37$	
30Na	$-68,5 \pm 7,7$	$-36,3 \pm 13,3$	$2,01 \pm 0,96$	

Si pour la détermination de la pente moyenne on peut utiliser toutes les mesures, en revanche, pour déterminer l'ordonnée à l'origine de notre droite de calibration, on ne peut utiliser que les mesures effectuées sur les masses très bien connues.

Comme il a été mentionné précédemment l'ordonnée à l'origine est :

$$b = \Delta_{rel.}^{corrigé} = M_{\text{MISTRAL}} - M_{\text{Tables}}$$

(pour les mesures de ^{23}Na fourni par ISOLDE par rapport au ^{23}Na de la source auxiliaire MISTRAL : $b = \Delta_{rel.}$).

On observe que sa valeur moyenne est petite et légèrement différente entre les deux domaines (figure 10.5) mais les deux moyennes sont cohérentes, et la moyenne pondérée totale est : $\langle b \rangle = (-3,63 \pm 0,81) \times 10^{-7}$.

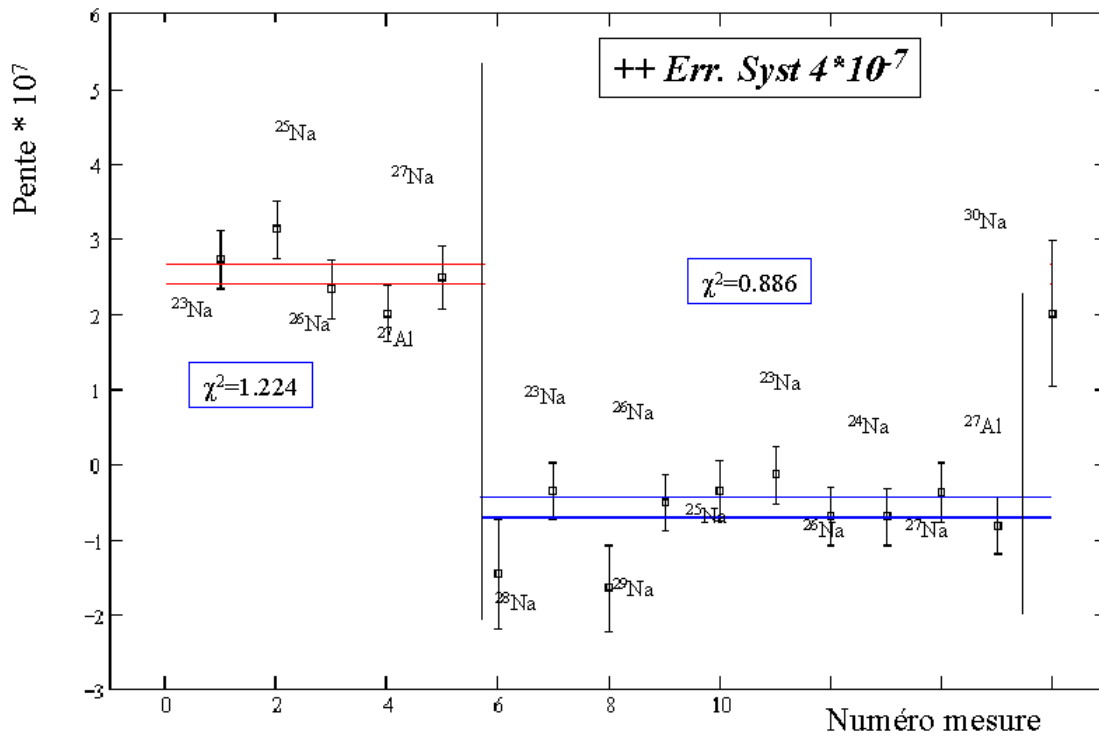


Figure 10.4 : Valeurs des pentes obtenues en rajoutant quadratiquement des erreurs systématiques de 4×10^{-7} aux erreurs individuelles de $\Delta_{rel.}$. Les moyennes pondérées changent légèrement à cause du changement de poids relatifs des points.

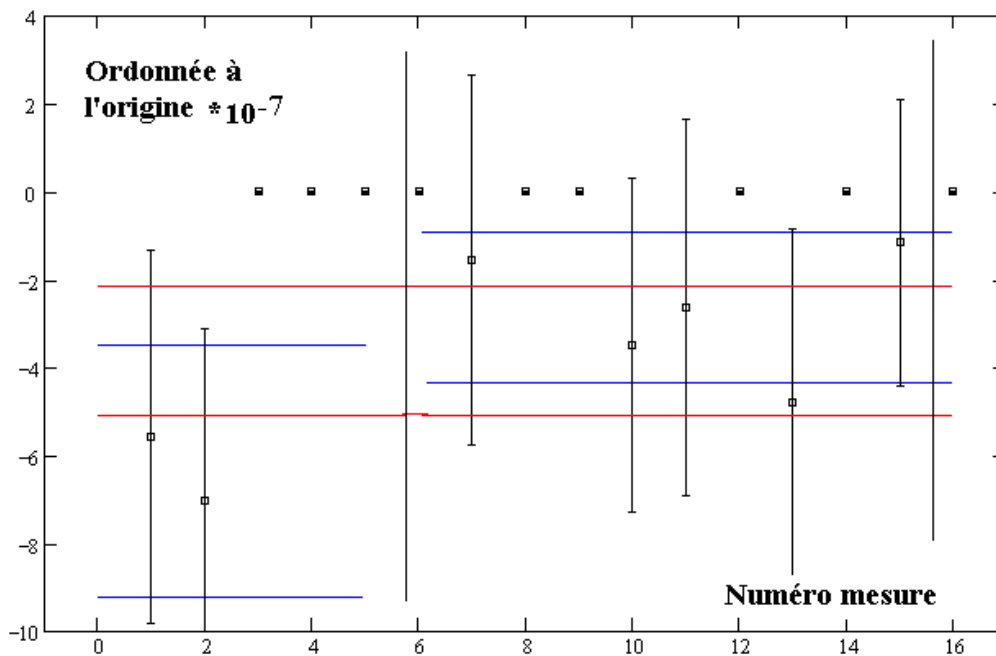


Figure 10.5 : Calcul de l'ordonnée à l'origine de la droite de calibration. Seules les mesures des isotopes bien connus sont utilisées.

10.3 Résultats

10.3.1 Vérification des lois de calibration

Avant de passer au calcul des masses mesurées pendant toutes nos périodes de mesure on doit vérifier les lois de calibration établies. Cela revient à recalculer les valeurs des masses utilisées pour leur définition indépendamment pour chaque ensemble cohérent de données (table 10.5).

Table 10.5 Vérification de la loi de correction : valeurs de $\Delta_{rel.}$ caractérisant les masses utilisées comme points de calibration.

Isotope (Référence)	$\Delta_{corrigé}$ (μ)	Incertitude des mesures (μ)	
23Na (39K)	-0,5	4,2	1. juillet 1998
24Na (39K)	3,2	4,2	
25Na (39K)	-3,5	4,2	
23Na (23Na)	0,1	2,7	
41K (39K)	-20	34	
23Na (23Na)	-4,5	9,9	2. novembre 1998 premier réglage
25Na (23Na)	-11,5	11,3	
23Na (39K)	2,5	12,4	
25Na (39K)	12,2	12,1	
23Na (23Na)	4,7	9,9	3. novembre 1998 deuxième réglage
25Na (39K)	8,4	12,1	
25Na (23Na)	-0,9	10,9	
23Na (23Na)	2,2	10,1	
24Na (23Na)	-2,6	10,3	
27Al (23Na)	9,1	11,4	
23Na (39K)	13,2	10,9	
23Na (39K)	18,2	11,0	
24Na (39K)	-7,1	11,3	
27Al (39K)	-1,0	12,1	

La distribution des valeurs de $\Delta^{\text{corrigé}} / \sigma(\Delta^{\text{corrigé}})$ est présentée sur la figure 10.6. Ces valeurs peuvent être ajustées avec une gaussienne $A e^{-(x-x_0)^2/2\sigma^2}$ centrée sur $x_0=0$ et d'écart standard $\sigma \approx 1$. Ceci indique la validité de nos calculs pour les isotopes utilisés comme calibrants.

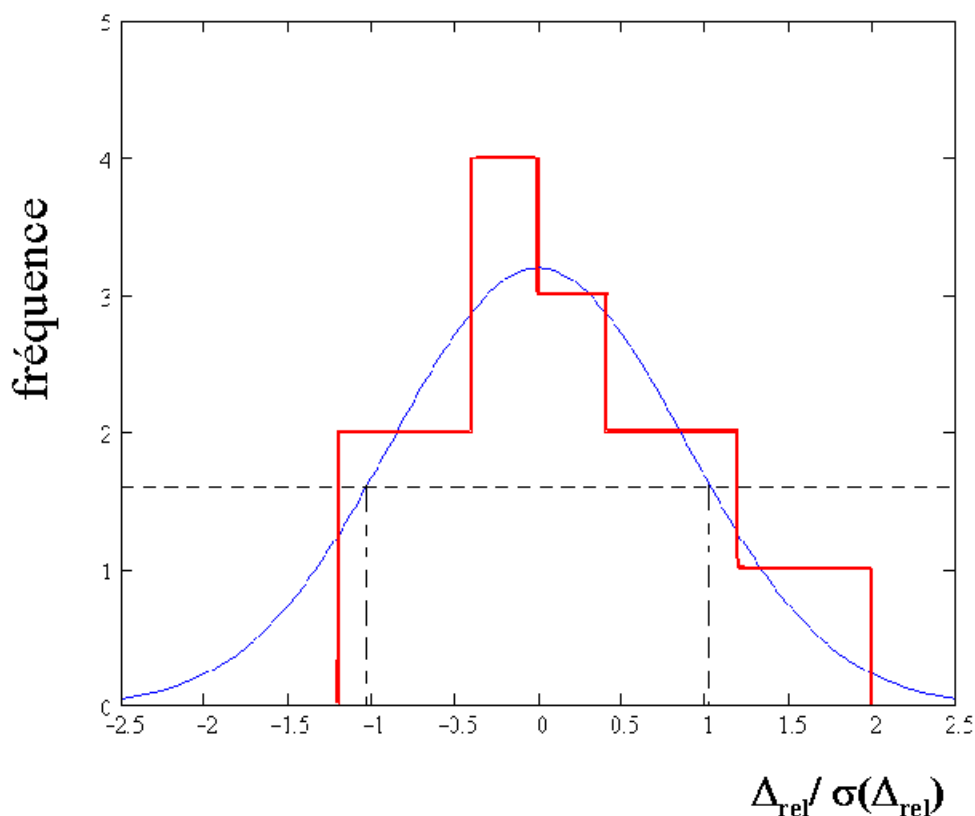


Figure 10.6 : Vérification des lois de calibration : L'histogramme représente la distribution de $\Delta_{\text{rel}} / \sigma(\Delta_{\text{rel}})$ de masses bien connues. Cette distribution est bien ajustable par une gaussienne de $\sigma \approx 1$ centrée sur 0.

On peut par conséquent appliquer les lois de correction établies aux mesures MISTRAL et les résultats issus de chaque ensemble sont donnés dans la table 10.6. Pour la dernière valeur de ^{30}Na on est obligé de prendre la valeur auto-calibrée en rajoutant les erreurs systématiques qui caractérisent les autres mesures de novembre (4×10^{-7}).

Quand on fait les moyennes pondérées (table 10.7), on voit que certaines valeurs individuelles fluctuent trop. Ceci nous amène à la conclusion que les erreurs systématiques sont encore sous-estimées dans le calcul de calibration.

Table 10.6 Résumé des résultats obtenus par l'addition quadratique d'une erreur systématique de 4×10^{-7} .

(1). juillet 1998

Isotope (Référence)	Δ corrigé (μu)	$\sigma(\Delta$ corrigé) (μu)
Na26 (K39)	21,4	4,2
Na28 (K39)	23,1	7,8
Na29 (K39)	58,9	21,0
Na30 (K39)	-243,0	29,5

(2). novembre 1998 : premier réglage

26Na (23Na)	9,3	11,8
26Na (39K)	0,8	12,9

(3). novembre 1998 : deuxième réglage

28Na (23Na)	72,5	20,5
28Na (39K)	33,1	25,8
29Na (23Na)	76,1	15,2
29Na (39K)	26,9	22,2
26Na (23Na)	57,1	11,0
26Na (23Na)	60,2	11,4
26Na (39K)	60,4	11,8
26Na (39K)	55,6	12,1
27Na (23Na)	65,8	12,6
27Na (39K)	74,8	12,4

(4). novembre 1998 : troisième réglage (Auto-calibration)

30Na (23Na et 39K)	-170,5	20,2
--------------------	--------	------

Table 10.7 Valeurs moyennes obtenues pour Δ .

Isotope	Δ MISTRAL-Tb. (μu)	σ mesure (μu)	χ
23Na	4,1	3,7	0,7
24Na	-2,8	6,7	0,4
25Na	0,7	5,3	0,8
26Na	39,9	4,5	2,2
27Na	70,4	8,8	0,5
27Al	4,7	8,3	0,6
28Na	39,1	11,0	1,4
29Na	60,1	11,1	1,3
30Na	-191,1	17,0	1,9

Il faut donc augmenter encore la valeur de l'erreur systématique qui, ajoutée quadratiquement aux erreurs de chaque mesure rend le calcul des moyennes pondérées fiable. Une telle opération change de nouveau les poids relatifs des points utilisés pour la calibration. Par conséquent, les valeurs des paramètres changent légèrement et avec eux les résultats individuels.

Toutes les calibrations et les calculs de masses ont été repris en ajoutant quadratiquement des erreurs de 6×10^{-7} , 8×10^{-7} , 10×10^{-7} et 12×10^{-7} aux $\sigma(\Delta_{\text{rel}})$.

Finalement, on a trouvé que la valeur de l'erreur systématique qui rend nos données cohérentes est $\sigma_{\text{sys.}} = 8 \times 10^{-7}$. Les moyennes pondérées des mesures sont toutes caractérisées par des χ^2 convenables. Dans la table 10.8 les valeurs des écarts relatifs entre les mesures MISTRAL et les Tables de masses sont indiquées ainsi que les χ caractérisant la cohérence des différentes mesures MISTRAL.

Table 10.8 Valeurs moyennes obtenues pour Δ après ajout d'une incertitude de 8×10^{-7} .

Isotope	$\Delta_{\text{MISTRAL-Tb.}}$ (μu)	σ mesure (μu)	χ
23Na	5,1	7,2	0,4
24Na	-2,3	12,9	0,1
25Na	1,3	10,1	0,4
26Na	40,4	8,6	1,1
27Na	70,9	16,2	0,3
27Al	5,3	16,0	0,2
28Na	45,1	17,5	0,9
29Na	56,8	17,1	0,8
30Na	-185,6	21,8	1,6

Dans la table suivante (table 10.9) figurent les résultats des mesures ainsi que les écarts par rapport aux tables et les valeurs des excès de masse correspondants.

Table 10.9 : Les résultats définitifs des premières mesures MISTRAL

Isotope	Mesure MISTRAL (μu)	σ mesure (μu)	Δ MISTRAL-Tb. (μu)	Excès de masse (μu)	Excès de masse (keV/c ²)
23Na	22989774,8	7,2	5,1	-10225,2 \pm 7,2	-9524,7 \pm 6,7
24Na	23990961,1	12,9	-2,2	-9038,9 \pm 12,9	-8419,7 \pm 12,0
25Na	24989955,5	10,1	1,1	-10044,5 \pm 10,1	-9356,3 \pm 9,4
26Na	25992630,3	8,6	40,4	-7369,7 \pm 8,7	-6864,8 \pm 8,0
27Na	26994079,6	16,2	70,9	-5920,4 \pm 16,2	-5514,7 \pm 15,1
27Al	26981543,5	15,9	5,0	-18456,5 \pm 15,9	-17192,1 \pm 14,8
28Na	27998935,5	17,5	45,1	-1064,5 \pm 17,5	-991,5 \pm 16,3
29Na	29002868,1	17,1	56,8	2868,1 \pm 17,1	2671,6 \pm 16,0
30Na	30009040,9	21,8	-185,6	9040,9 \pm 21,8	8421,5 \pm 20,3

11. L'évaluation des résultats

Dans le chapitre précédent on a montré quelles sont les étapes suivies pour obtenir nos premiers résultats. Une attention particulière a été accordée à la cohérence entre les mesures effectuées avec différents réglages du spectromètre et d'ISOLDE. Autrement dit on s'est assuré qu'il n'y a pas de conflit entre les différentes mesures obtenues avec MISTRAL.

L'étape suivante est d'analyser la cohérence de nos résultats avec les valeurs de la Table des masses (figure 11.1 et table 11.1). La comparaison de nos résultats avec ceux des autres expériences a pour but de permettre de comprendre les éventuels désaccords.

Table 11.1 : Écarts entre les résultats des mesures MISTRAL et la Table AME95.

Isotope	$\Delta_{\text{MISTRAL-Tb.}}$ (μu)	σ_{mesure} (μu)	σ_{AME95} (μu)	Data
23Na	5	7	0,23	Calibrant
24Na	-2	13	0,23	''
25Na	1	10	1,3	''
27Al	5	16	0,13	''
26Na	40	9	15	Mesure
27Na	71	16	41	''
28Na	45	17	80	''
29Na	57	17	95	''
30Na	-186	22	100	''

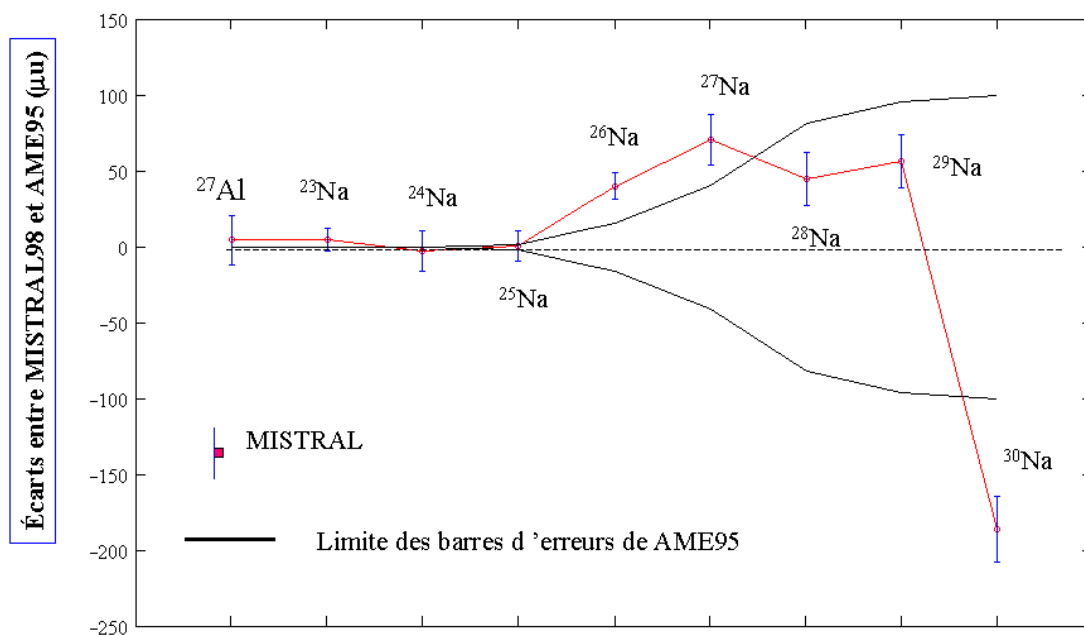


Figure 11.1 : Les écarts entre les résultats des mesures MISTRAL et la Table AME95.

Les calculs d'évaluation des masses qui sont à l'origine des tables *gardent* les résultats sous une *forme dépendante de la méthode de mesure* afin de mieux pouvoir suivre les évolutions des masses atomiques mesurées par rapport aux masses de *référence* utilisées *et susceptibles d'être améliorées*.

La cohérence des valeurs issues de méthodes différentes est plus facilement suivie par la déviation, notée v/s où v est la différence entre la valeur mesurée et la valeur ajustée de la masse et s est l'incertitude sur la mesure.

De ce fait, l'enregistrement d'une mesure de masse atomique faite par $Q_{\text{réaction}}$ contient : la réaction en cause ; l'énergie de réaction mesurée ; sa déviation pondérée par rapport à la moyenne des mesures v/s [AME93]. Les résultats des mesures de masse issues des méthodes de spectrométrie de masse classique sont enregistrés sous la forme d'une relation linéaire entre les masses des atomes et/ou des composants moléculaires considérés. Dans le cas de nos mesures, où les masses de référence sont connues avec des précisions très supérieures à celles de nos mesures, la masse de référence peut être remplacée par celle de ^{12}C (excès de masse 0) que l'on multiplie par un coefficient convenable. Par exemple la masse de ^{26}Na mesurée par spectrométrie RF est enregistrée par la différence :

$$M_{\text{mesurée}}(^{26}\text{Na}) - M(^{12}\text{C}) \times 2,167.$$

Par la suite, on va utiliser cette représentation des résultats. Dans les cas de conflit, on va examiner chacune des mesures. Un autre aspect de ces calculs est lié au fait que les différentes mesures représentent des contributions à la valeur finale de la Table des masses et ces contributions ont un poids relatif inversement proportionnel au carré de leurs incertitudes. Il va de soi que des mesures ayant une incertitude trois fois supérieures aux incertitudes des autres mesures n'ont pas d'influence sur la moyenne pondérée finale, elles peuvent être éliminées des données d'entrée de l'ajustement.

11.1 Les isotopes proches de la stabilité

Les valeurs des mesures que l'on a utilisées comme calibrants : $^{23,24,25}\text{Na}$ et ^{27}Al sont en très bon accord avec la Table des masses. Les incertitudes sur nos mesures sont entre 10 et 60 fois plus grandes que les incertitudes caractérisant les valeurs données pour ces masses dans la Table AME95.

11.2 La mesure de ^{26}Na

Le premier désaccord entre une mesure MISTRAL et la Table AME95 (table 11.1) se trouve pour ^{26}Na . Des mesures de masse sur ^{26}Na (table 11.2 et figure 11.2) ont été effectuées par des méthodes de spectrométrie de masse en ligne [Thibault75], Q_{β^-} [Alburger73], et Q de réaction [Flynn74], [Ball72].

Table 11.2 Résultats des mesures de masse sur ^{26}Na . Les valeurs ajustées sont obtenues en tenant compte de la mesure de MISTRAL.

Équation	Mesure	Valeur ajustée	Unité	v/s	Réf.
$^{26}\text{Mg}(\text{7Li}, \text{7Be})^{26}\text{Na}$	-10182 ± 50	-10202 ± 7	keV	-0,4	[Ball72]
$^{26}\text{Na}(\beta^-)^{26}\text{Mg}$	9210 ± 200	9340 ± 7	keV	0,7	[Alburger73]
$^{26}\text{Mg}(t, \text{3He})^{26}\text{Na}$	-9292 ± 20	-9322 ± 7	keV	-1,5	[Flynn74]
$^{25}\text{Na} - ^{26}\text{Na} \times 0,721$	-2921 ± 22	-2929 ± 5	keV	-0,4	[Thibault75]
$- ^{22}\text{Na} \times 0,284$	-2881 ± 33			-1,5	
$^{26}\text{Na} - ^{12}\text{C} \times 2,167$	-7370 ± 9	-7380 ± 8	μu	-1,1	MISTRAL98

On observe que la valeur de notre mesure et celle de Flynn s'écartent de façon importante ($|v/s| > 1.$) des valeurs ajustées lorsque la mesure MISTRAL est prise en compte dans l'ajustement.

La valeur donnée dans [Ball72] a été considérée [AME95] comme étant déplacée par le fait que le pic détecté contient la contribution du premier niveau excité d'énergie 82,5 keV [Firestone96]. Dans la Table de masses cette valeur est corrigée de $40 \text{ keV}/c^2$ ce qui représente $\sim 50\%$ de l'écart entre les deux pics. Cette correction est bien justifiée par la forme du pic de l'état fondamental. Notre valeur est en accord aussi bien avec leur résultat corrigé que non corrigé.

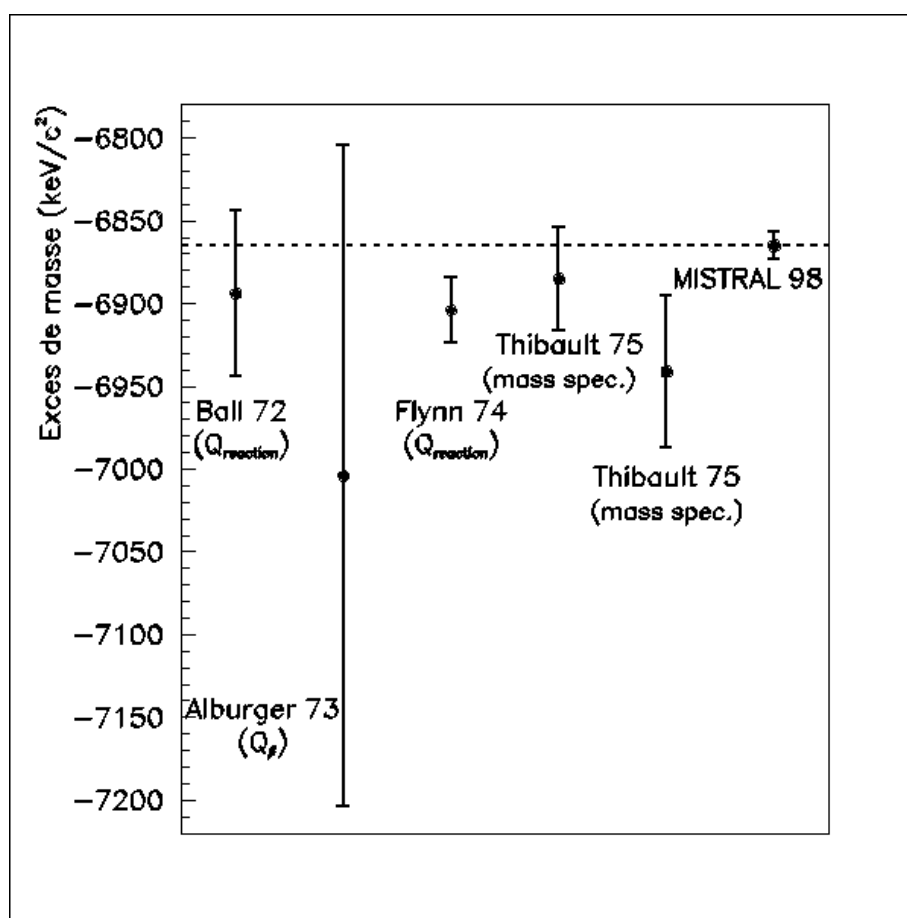


Figure 11.2 : Résultats des mesures de masse sur ^{26}Na .

L'autre valeur déterminée par Q de réaction [Flynn74] est en désaccord significatif avec notre mesure. Dans ce cas, la valeur issue de l'expérience est $Q_{\text{réaction}} = -9292 \pm 20 \text{ keV}$. La valeur ajustée de l'excès de masse de ^{26}Na en tenant compte de la mesure de MISTRAL serait équivalente à une énergie de réaction (ajustée) $Q_{\text{réaction}}^{\text{ajustée}} = -9322 \pm 7 \text{ keV}$. La mesure en cause est effectuée dans des conditions de statistique suffisamment bonnes pour

pouvoir détecter pour la première fois le pic à 82,5 keV (88 keV) de l'état qui a un temps de vie $\sim 9 \mu\text{s}$. Même s'il ne représente que 29 keV et une valeur $v/s = 1,5$ pas très élevée, il y a un conflit.

La comparaison des différentes mesures MISTRAL pour ^{26}Na avec la valeur ajustée (figure 11.3) montre que les valeurs du troisième ensemble cohérent des données de MISTRAL, qui correspondent à la deuxième partie de novembre 98, sont celles qui génèrent ce désaccord.

Ce fait peut être rapproché du fait que dans cette série des mesures souvent le faisceau de référence a été perdu indiquant pour cette masse une trajectoire imparfaite.

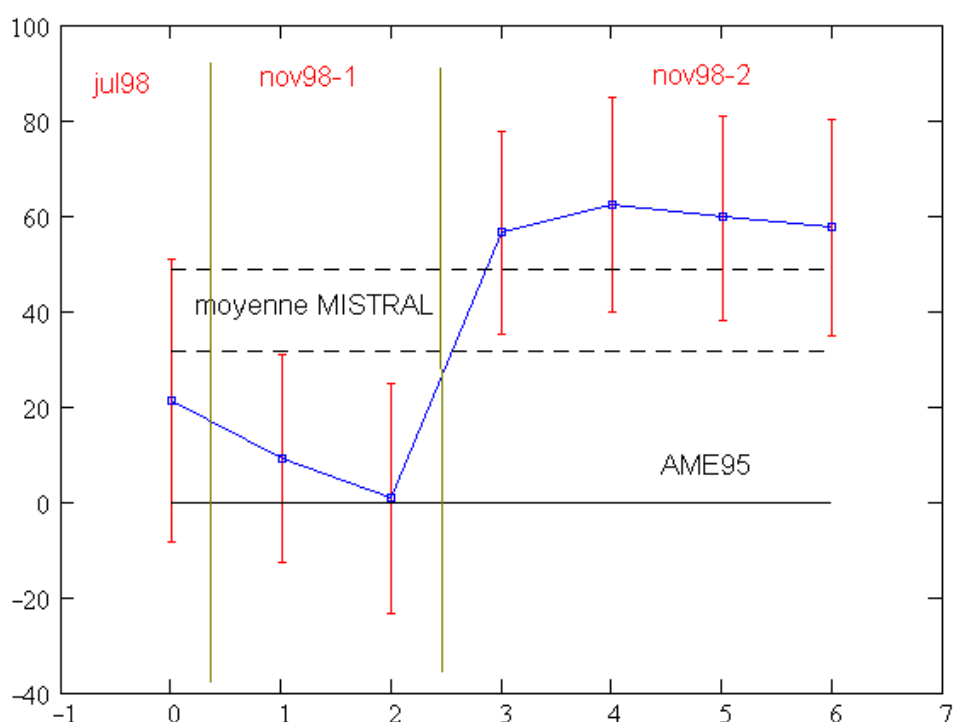


Figure 11.3 : Mesures MISTRAL pour ^{26}Na comparées à la valeur ajustée en tenant compte de toutes les autres mesures). Le zéro de l'ordonnée correspond à la valeur de la Table AME95.

11.3 La mesure de ^{27}Na

Des mesures de la masse de ^{27}Na ont été effectuées en 1973-1975 par spectrométrie de masse [Thibault75], puis en 1978 par la méthode de Q de réaction [Paschopoulos78] et finalement en 1985 par Q de réaction aussi [Fifield85] (table 11.3 et figure 11.4). Les deux dernières mesures ont utilisé la même réaction, $^{26}\text{Mg}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{F})^{27}\text{Na}$, et mesuré l'énergie des produits de réaction.

La valeur ajustée en tenant compte de la mesure de MISTRAL est en accord avec les mesures de [Fifield85] et de [Thibault75] et en fort désaccord avec la valeur donnée par [Paschopoulos78] ($|v/s|=2,4$).

Table 11.3 Résultats des mesures de masse sur ^{27}Na . L'ajustement des valeurs est fait en tenant compte de la mesure de MISTRAL.

Équation	Mesure	Valeur ajustée	Unité	v/s	Réf.
$26\text{Na} - 27\text{Na} \times 0,770$ $- 22\text{Na} \times 0,236$	-1437 ± 86	-1398 ± 13	keV	0,5	[Thibault75]
$26\text{Mg}(180,17\text{F})27\text{Na}$	-13295 ± 55	-13425 ± 14	keV	-2,4	[Paschopoulos78]
$26\text{Mg}(180,17\text{F})27\text{Na}$	-13433 ± 60	-13425 ± 14	keV	0,1	[Fifield85]
$27\text{Na} - 12\text{C} \times 2,25$	-5920 ± 16	-5930 ± 15	μu	-0,6	MISTRAL98

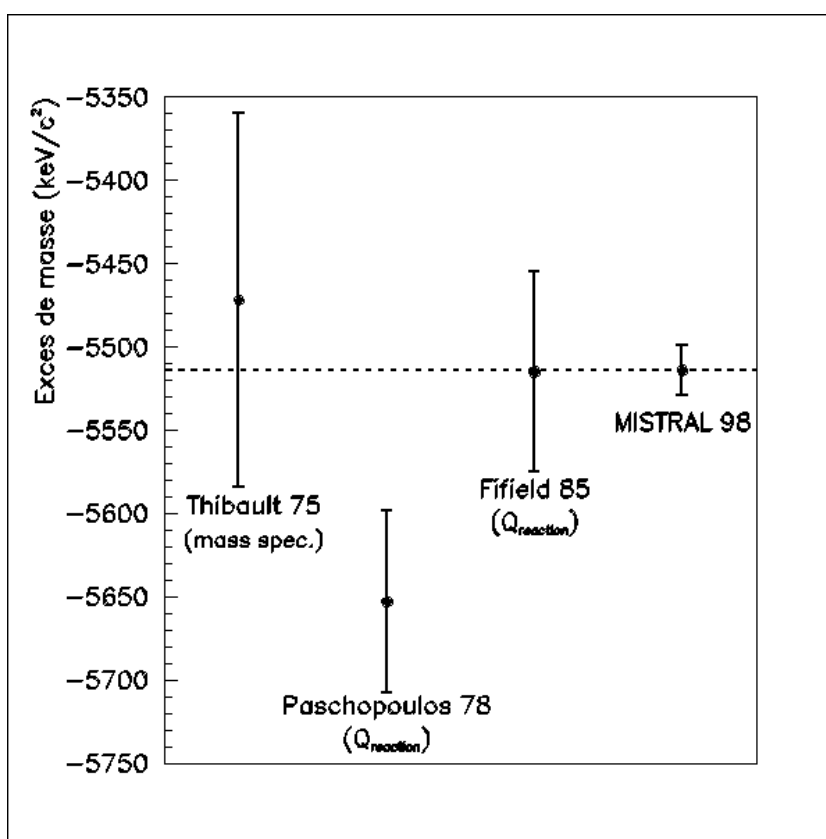


Figure 11.4 : Résultats des mesures de masse sur ^{27}Na .

Un regard sur les spectres enregistrés dans les 2 mesures de Q de réaction (figure 11.5) nous montre que la statistique est bien meilleure pour la mesure de Canberra [Fifield85], ce qui rend cette mesure plus crédible. Le rapport des hauteurs des pics est 1000/20. D'autre

part, le pic enregistré par [Paschopoulos78] est fortement asymétrique ce qui amène des doutes pour cette détermination.

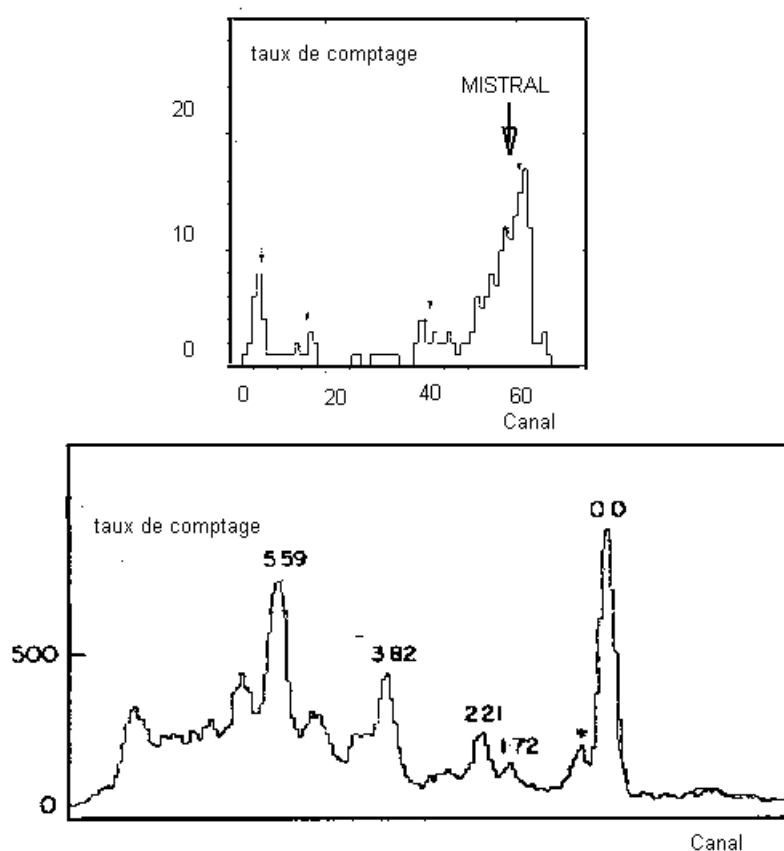


Figure 11.4 : Spectres d'énergies pour la réaction $^{26}\text{Mg}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{F})^{27}\text{Na}$. En haut : [Paschopoulos78].
En bas : [Fifield85]

11.4 Les mesures de $^{28,29}\text{Na}$

Comme on peut le constater sur la table 11.1, il y a des petits décalages entre les mesures MISTRAL et la Table AME95. Cependant, les incertitudes sur les valeurs des tables sont grandes et nos mesures sont cette fois cohérentes avec la Table des masses. Des mesures de ^{28}Na et ^{29}Na ont été effectuées par spectrométrie de masse [Thibault75] et par la méthode de temps de vol à SPEG [Orr91] et à TOFI [Vieira86] (tables 11.4 et 11.5). Après l'ajustement des valeurs de masse en tenant compte de la valeur de MISTRAL98 les différentes mesures sont caractérisées par des déviations $|v/s| \leq 1$.

Table 11.4 Résultats des mesures de masse sur ^{28}Na . L'ajustement des valeurs est effectué en tenant compte de la mesure de MISTRAL.

Équation	Méthode	Mesure	Valeur ajustée	Unité	v/s	Réf.
$26\text{Na} - 28\text{Na} \times 0,619$ $- 22\text{Na} \times 0,394$	Spectrométrie de masse	-4203 ± 87	-4219 ± 13	keV	0,2	[Thibault75]
$28\text{Na} - 12\text{C} \times 2,333$	TOFI	-1220 ± 190	-1064 ± 18	μu	0,5	[Vieira86]
$28\text{Na} - 12\text{C} \times 2,333$	SPEG	-1097 ± 96	-1064 ± 18	μu	0,3	[Orr91]
$28\text{Na} - 12\text{C} \times 2,333$	Spectrométrie RF	-1064 ± 18	-1064 ± 18	μu	0,0	MISTRAL98

Table 11.5 Résultats des mesures de masse sur ^{29}Na . L'ajustement des valeurs est effectué en tenant compte de la mesure de MISTRAL.

Équation	Méthode	Mesure	Valeur ajustée	Unité	v/s	Réf.
$26\text{Na} - 29\text{Na} \times 0,512$ $- 22\text{Na} \times 0,506$	Spectrométrie de masse	-5763 ± 91 -5576 ± 66	-5620 ± 11	keV keV	1,0 -0,7	[Thibault75]
$29\text{Na} - 12\text{C} \times 2,417$	TOFI	2820 ± 230	2868 ± 17	μu	0,1	[Vieira86]
$29\text{Na} - 12\text{C} \times 2,417$	SPEG	2838 ± 143	2868 ± 17	μu	0,2	[Orr91]
$29\text{Na} - 12\text{C} \times 2,417$	Spectrométrie RF	2868 ± 17	2868 ± 17	μu	0,0	MISTRAL98

11.5 La mesure de ^{30}Na

Les premières mesures de spectrométrie de masse en ligne ont produit aussi pour cet isotope une valeur de masse par la méthode des triplets [Thibault75]. Une mesure de Q_β avec une incertitude plus élevée a été faite en 1983 [Détraz83]. Ensuite plusieurs mesures par temps de vol ont été faites à GANIL [Gillibert87], [Orr91] et à TOFI [Vieira86], [Zhou91].

Table 11.6 Résultats des mesures de masse sur ^{30}Na . L'ajustement des valeurs est effectué en tenant compte de la mesure de MISTRAL.

Equation	Méthode	Mesure	Valeur ajustée	Unité	v/s	Réf.
$26\text{Na} - 30\text{Na} \times 0,433$ $- 22\text{Na} \times 0,591$	Spectrométrie de masse	-7515 ± 117	-7461 ± 11	keV	0,5	[Thibault75]
$30\text{Na} (\beta^-) 30\text{Mg}$	Q_β^-	17167 ± 330	17318 ± 69	keV	0,5	[Détraz83]
$30\text{Na} - 12\text{C} \times 2,5$	TOFI	7620 ± 540	9049 ± 21	μu	1,8	[Vieira86]
$30\text{Na} - 12\text{C} \times 2,5$	SPEG	9200 ± 370	9049 ± 21	μu	-0,4	[Gillibert87]
$30\text{Na} - 12\text{C} \times 2,5$	SPEG	9126 ± 218	9049 ± 21	μu	-0,4	[Orr91]
$30\text{Na} - 12\text{C} \times 2,5$	TOFI	9330 ± 130	9049 ± 21	μu	-2,2	[Zhou91]
$30\text{Na} - 12\text{C} \times 2,5$	Spectrométrie RF	9041 ± 22	9049 ± 21	μu	0,4	MISTRAL98

Notre mesure est en accord avec toutes les mesures citées dans la table 11.6 à l'exception de celles de [Zhou91] et de [Vieira86] (figure 11.6). Il faut remarquer que les mesures de TOFI citées ici ne sont pas en accord entre elles. Cette incohérence est expliquée dans [Zhou91] par une contamination isobarique de ^{30}Na par ^{30}Mg pendant la première mesure. La dernière mesure de TOFI ayant l'incertitude la plus réduite a eu la contribution la plus importante dans l'ajustement de AME95 avant l'arrivée des données de MISTRAL. Il en résulte que le désaccord entre la mesure MISTRAL98 et la valeur publiée par AME95 est très important : $\sim -185 \mu u$.

D'après la Table AME95 les mesures de masses de TOFI [Zhou91] sur les noyaux de $A=24$ à $A=38$ sont caractérisées par des déviations qui sont plutôt négatives par rapport aux valeurs ajustées, ce qui pourrait indiquer un problème de calibration.

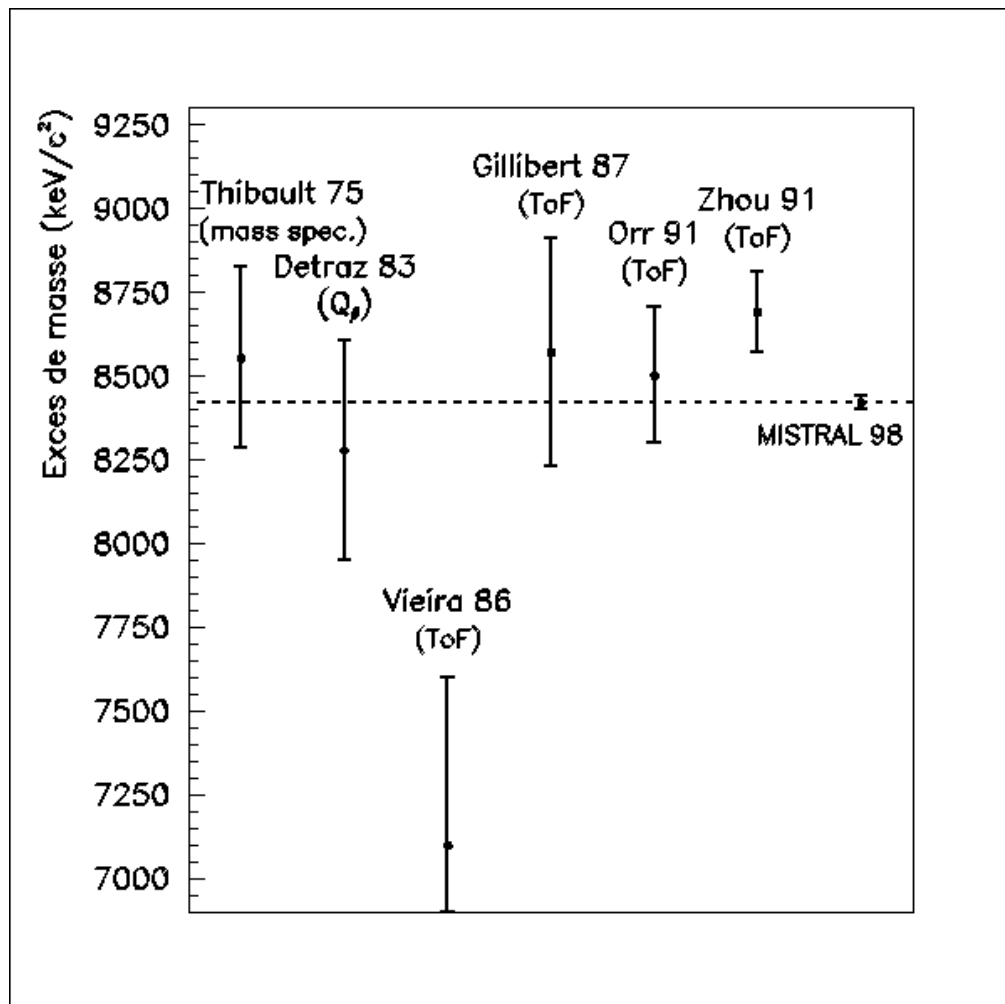


Figure 11.6 : Résultats des mesures de masse sur ^{30}Na .

11.6 Conclusion

Finalement, en calculant à partir des v/s le χ^2 caractérisant l'ensemble des mesures MISTRAL on obtient un facteur de cohérence partiel PCF=0,9 ce qui constitue la preuve finale du bon fonctionnement du spectromètre.

Les mesures effectuées avec MISTRAL ont permis d'améliorer la précision pour les isotopes 26, 27, 28, 29 et 30 du sodium pour lesquelles le poids de nos mesures devient prépondérant. Les valeurs préconisées sont les suivantes :

Isotope	Excès de masse(μu)
^{26}Na	$- 7380 \pm 8$
^{27}Na	$- 5930 \pm 15$
^{28}Na	$- 1064 \pm 18$
^{29}Na	2868 ± 17
^{30}Na	9049 ± 22

12. Discussion des résultats

12.1 Comparaison des données MISTRAL avec quelques modèles théoriques

Comme on l'a montré dans la section 1.3 les méthodes de prédiction des masses contiennent un nombre plus ou moins important de paramètres ce qui permet leurs ajustement sur les données expérimentales, mais qui atténue leur valeur prédictive. En fonction de la méthode on peut distinguer trois types de calculs : les formules locales, les formules semi-empiriques et les approches fondamentales. Par la suite on va comparer nos résultats avec les valeurs prédites par quelques modèles appartenant à chacun de ces types de calculs.

12.1.1 Formules locales

Ce type de prédiction de masses fait appel aux extrapolations, ou utilise les propriétés locales de la table de masses. Dans ces calculs, on considère que les énergies des particules individuelles et les interactions résiduelles varient lentement avec le nombre de nucléons. Dans ces conditions, sans faire aucune autre hypothèse sur l'interaction résiduelle, les termes du potentiel central V_i et les termes d'interaction à deux nucléons varient lentement d'un noyau à l'autre. Par exemple dans les relations de type Garvey-Kelson [Garvey66], les masses de plusieurs noyaux sont liées par une relation locale de la forme

$$\sum_{i=1}^{\alpha} C_i \cdot M(N_i, Z_i) = 0 \quad \text{avec} \quad \sum_{i=1}^{\alpha} |C_i| = 1$$

telle qu'il y ait compensation des interactions coulombiennes et d'appariement. Le point faible de ces relations, est qu'elles supposent que les interactions inconnues sont constantes. Cette hypothèse est justifiée localement, mais ne peut être étendue à une extrapolation lointaine.

Des approches de ce type ont été faites par Comay et Kelson [Comay76], et par Jänecke et Masson [Jänecke88]. La comparaison des données MISTRAL avec les valeurs prédites par ces deux calculs (fig 12.1) nous montre un accord excellent pour toutes les valeurs sauf $^{29-30}\text{Na}$ ($\sim 0,5 \text{ MeV}/c^2$). Il convient de remarquer que cette différence va dans le même sens que la différence entre la mesure MISTRAL et la mesure effectuée par C.Thibault et ses collaborateurs [Thibault75] qui est la première valeur expérimentale sur laquelle ces calculs ont été ajustés.

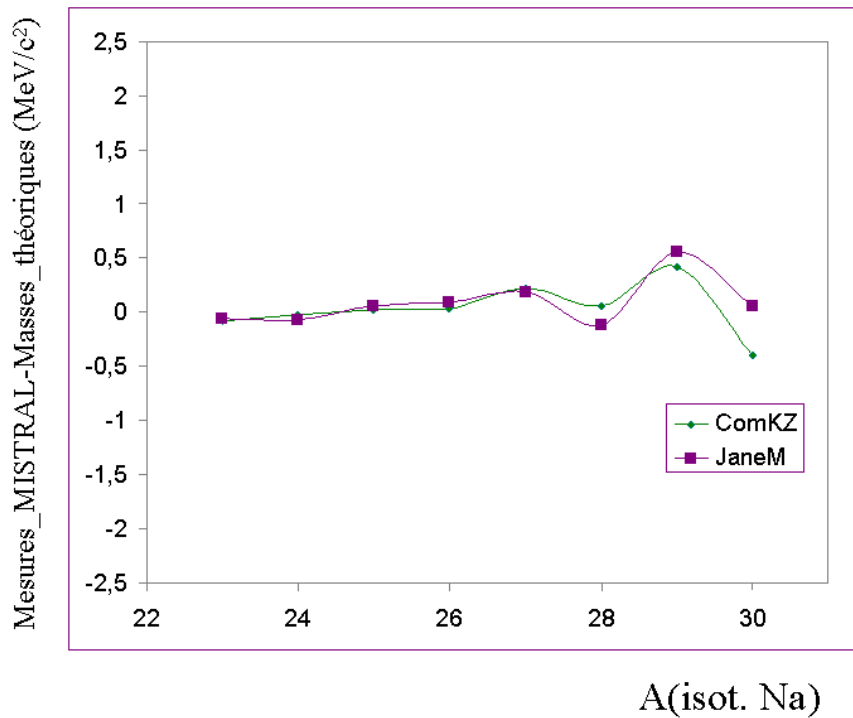


Figure. 12.1 : Comparaison des valeurs MISTRAL avec les valeurs prédites par deux relations de type Garvey-Kelson.

12.1.2 Les modèles semi-empiriques

Quelques modèles actuels sont structurés par l'addition d'un terme lentement variable, dit macroscopique, et de termes correctifs microscopiques. La partie macroscopique est une série de termes dépendant respectivement : du volume, de la surface du noyau, de l'interaction Coulombienne et des propriétés de symétrie. Les termes « microscopiques » résultent d'une distribution non-uniforme des niveaux d'énergie dans le noyau et représentent une correction due aux effets discrets : appariement, regroupement de niveaux d'énergie en couches, etc. Ces calculs partent d'une expression de l'énergie totale du noyau de type :

$$E_{\text{totale}}(Z, N, \text{forme}) = E_{\text{macroscopique}}(Z, N, \text{forme}) + E_{\text{microscopique}}(Z, N, \text{forme})$$

et les paramètres sont déterminés par l'ajustement des résultats avec les données expérimentales.

À titre d'exemple, citons l'expression de Möller et Nix [Möller95] où le terme dépendant de l'énergie de surface est donné par l'intégrale d'une fonction de « Yukawa-plus-exponentielle » et le terme microscopique est calculé par la méthode de Strutinski à partir des niveaux intrinsèques caractéristiques d'un potentiel Yukawa-replié (Yukawa-folded).

Les valeurs produites par d'autres calculs [Groote76] [Myers96] [Tachibana88] sont en moins bon accord (fig. 12.2) avec les valeurs MISTRAL que les formules locales. Ceci est dû au fait que leur ajustement avec les valeurs des Tables de masses est global.

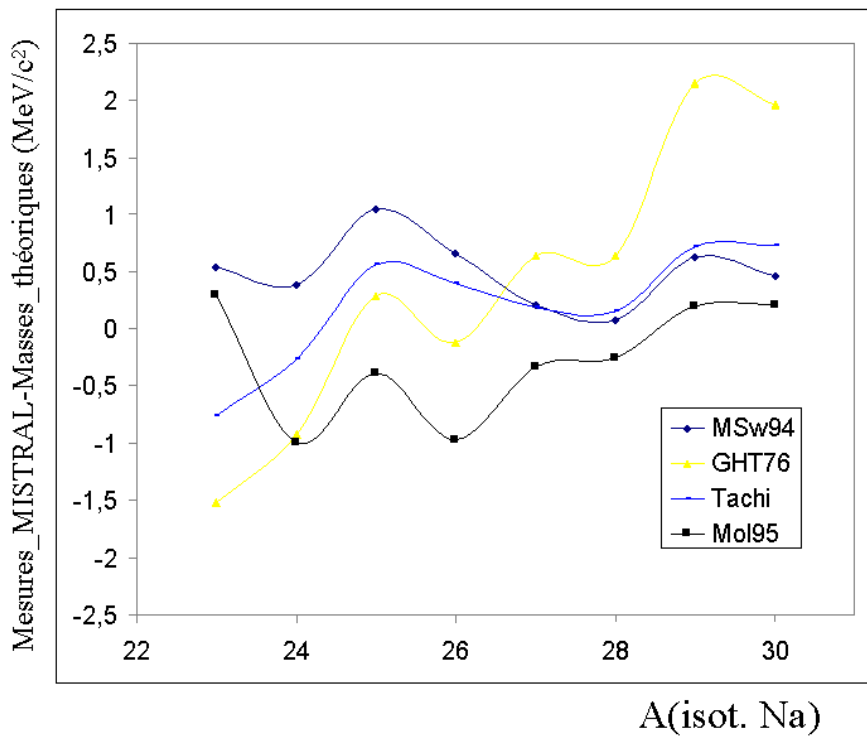


Figure 12.2 : Comparaison des modèles de type Microscopique-Macroscopique avec les données MISTRAL. Le modèle GHT76 [Groote76] n'a pas été ajusté sur des mesures directes de la masse des isotopes $^{29-33}\text{Na}$

Le désaccord le plus important est rencontré pour le modèle de Groote, Hilf et Takahashi [Groote76]. Ce désaccord peut s'expliquer par le fait que son ajustement a été effectué antérieurement à l'arrivée des données de [Thibault75].

12.1.3 Les méthodes fondamentales

Une première approche fondamentale est la résolution de l'équation de Schrödinger par la méthode variationnelle de Hartree-Fock. Le point de départ de la méthode Hartree-Fock est de considérer la fonction d'onde d'un système à plusieurs corps bien décrite par un déterminant de Slater. La fonction d'onde qui décrit le mieux le système est obtenue par la minimisation de $E = \langle \Psi | H | \bar{\Psi} \rangle$ où H est l'hamiltonien du système. Le calcul utilisé est itératif ou auto-cohérent (« self-consistent »). Les différents calculs de ce type se distinguent les uns des autres par le choix de l'interaction nucléon-nucléon qui produit le potentiel moyen. Parmi les interactions effectives souvent utilisées on peut citer les forces de type Skyrme et Gogny [Heyde91]. Les premiers calculs numériques à utiliser les forces de type Skyrme ont été faites par Vautherin et Brink en 1972. Pour les isotopes mesurés par MISTRAL, des calculs ont été effectués par Campi *et al* [Campi75]. Les calculs de type variationnel sont mieux adaptés à reproduire la dépendance de l'énergie totale en fonction du nombre de nucléons et des énergies d'excitation plutôt que l'énergie de l'état fondamental. De ce fait, on peut considérer comme légitime une « translation » verticale arbitraire de la courbe de masse issue de ce calcul. Dans notre cas une soustraction de 1,5 MeV conduit à des valeurs en accord satisfaisant avec les valeurs MISTRAL (fig 12.3).

Une autre approche microscopique est celle de J. Duflo et A. Zuker [Duflo95] qui utilise un pseudo-potentiel dont le développement multipolaire est un oscillateur harmonique suffisamment lisse pour permettre des calculs HF. Les valeurs issues de ce calcul sont en accord satisfaisant (rms $\sim 0,5 \text{ MeV}/c^2$) avec les valeurs MISTRAL.

On peut remarquer que pour ^{30}Na la valeur de la Table des masses est modifiée de manière significative par la mesure de MISTRAL. Cette valeur change de près de $200 \text{ keV}/c^2$, ce qui est largement en dessous des écarts-types des modèles cités plus haut. Des mesures de masses atomiques moins précises existent pour les trois isotopes de Na riches en neutrons au-delà de $A=30$. Ces valeurs sont aussi prises en compte par ces modèles. Par conséquent, on constate, comme il fallait s'y attendre, qu'il n'y a pas de fort désaccord entre les prédictions des modèles et nos mesures.

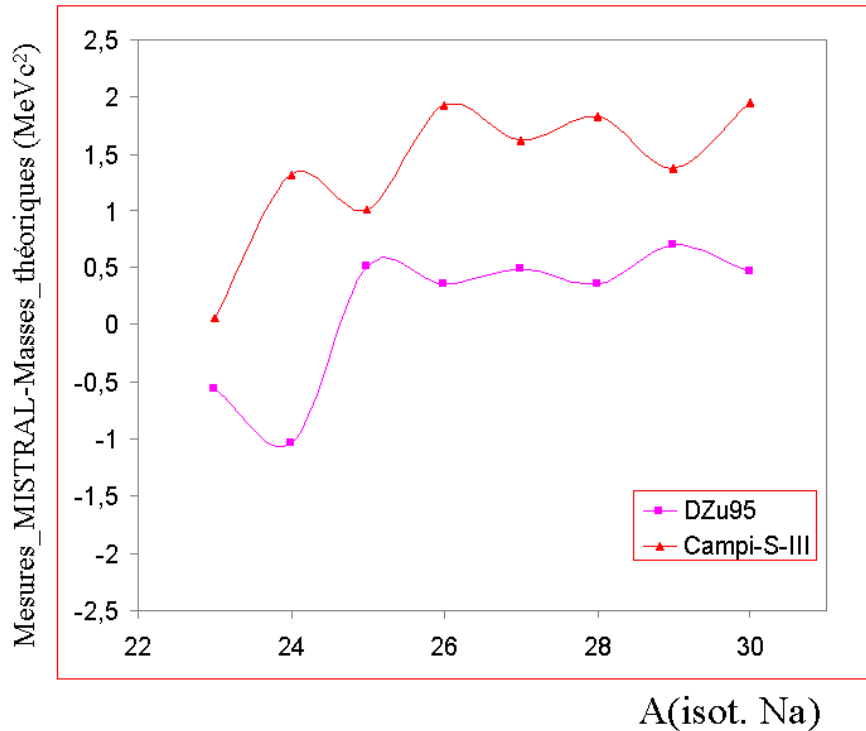


Figure 12.3 : Comparaison des données de MISTRAL avec les valeurs prédites par deux méthodes fondamentales.

12.2 Énergies de séparation de 2 neutrons

Les courbes des énergies de séparation de deux neutrons des isotopes de sodium tracées à partir des valeurs des masses atomiques de AME95 nous permettent d'observer un changement de monotonie à partir de $A=30-31$ qui a été associé [cf section 1.2] à une zone de déformation des noyaux.

Cette déformation, proche du nombre magique de neutrons $N=20$, a été mise en évidence d'abord dans [Thibault75] par des mesures de masse en ligne.

Ensuite les décroissances β^- de ^{31}Mg et de $^{31-32}\text{Na}$ ont été étudiées [Klotz93] à l'aide de coïncidences $\gamma-\gamma$ et $n-\gamma$ conduisant à la conclusion que les noyaux de $N=20, 21$ appartiennent à une région de déformation, tandis que celui de $N=19$ a une structure de transition entre les noyaux sphériques et ceux déformés. Cette zone est aussi appelée zone d'inversion car la fonction d'onde de l'état fondamental est dominée par une configuration double particule-double trou (ou $2p-2h$) avec 2 neutrons dans la couche fp (états intrus).

Finalement, des mesures de moments magnétiques sur les isotopes de $^{26-31}\text{Na}$ ont été effectuées à ISOLDE [Keim95] par β -NMR. Ces mesures indiquent une déformation importante de ^{30}Na et ^{31}Na . La comparaison de ces résultats avec le modèle en couche montre que l'introduction de la couche fp n'a pas d'effet sur le moment quadrupolaire de ^{29}Na , mais produit un bien meilleur accord entre la prédiction et la mesure pour ^{30}Na .

L'information que l'on peut extraire de nos mesures est en accord avec ces observations. Nos données indiquent un noyau de ^{30}Na plus lié par rapport à AME95 (fig.12.4).

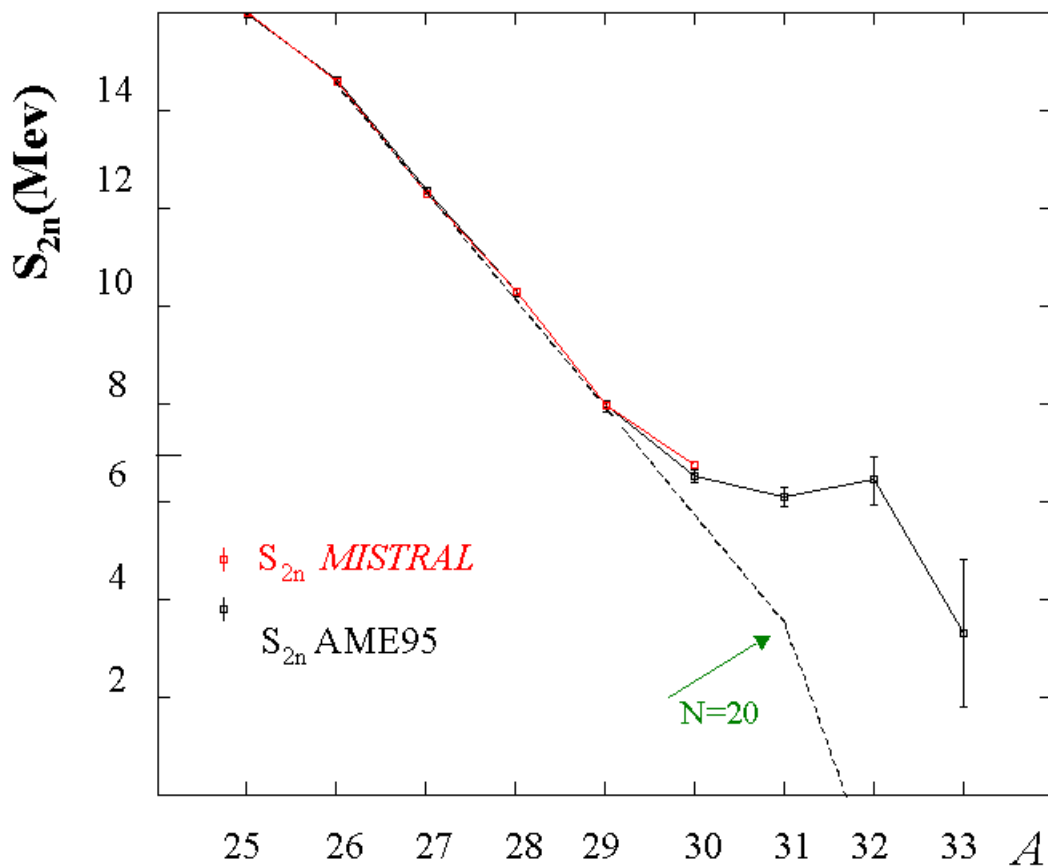


Figure 12.4 : Energies de séparation de deux neutrons calculées à partir des données MISTRAL et des données de la Table AME95. La ligne pointillée représente la tendance des S_{2n} des noyaux sphériques et montre l'effet du franchissement de la fermeture de couche $N=20$.

Conclusion

Alors que l'expérience MISTRAL a été approuvée par le Comité d'expérience d'ISOLDE en 1995 et que le spectromètre a été installé au CERN en 1997, les premiers résultats de physique ont été obtenus en 1998.

La mise au point d'un appareil de métrologie de cette précision a nécessité un travail minutieux et diversifié. Pour argumenter ceci il faut rappeler les éléments qui paraissent très importants dans cette démarche :

La mise au point de la trajectoire est, peut-être, le point le plus délicat du développement de MISTRAL. Ces difficultés sont principalement dues aux contraintes imposées pour assurer, d'une part, un mouvement sur un «*cercle idéal*» et, d'autre part, la coïncidence des trajectoires de deux types d'ions.

Ensuite, le fonctionnement du système de modulation RF est aussi un point critique du fonctionnement du spectromètre. Les mesures d'adaptation d'impédance et les premières mesures d'amplitude de modulation ont permis de le comprendre et de choisir les paramètres de fonctionnement utilisés pour les prises de données. Cette étude a été reprise, d'une manière systématique à la suite de ce travail dans le but d'obtenir une courbe de réponse uniforme.

Les deux points qui viennent d'être cités sont des parties essentielles du spectromètre dont la maîtrise est indispensable pour atteindre les caractéristiques de base de l'appareil : le pouvoir de résolution et la transmission.

Cependant, cet équipement n'aurait pu être utilisé pour effectuer des mesures de masse de noyaux de très courte demi-vie sans le système d'acquisition. Le développement de ce système a un effet « itératif », il a donné en retour un certain nombre d'informations qui ont permis d'améliorer l'appareil. De ce point de vue, ces trois thèmes dans lesquels je me suis impliqué ont permis d'améliorer l'appareil, puis de prendre les données physiques que j'ai ensuite analysées de façon à comprendre les causes d'erreurs systématiques.

Le résultat des premières périodes de prises de données à ISOLDE prouve que l'ensemble fonctionne correctement. Pendant cette période on a défini le mode opératoire du spectromètre.

Ces prises de données comprennent des études systématiques effectuées sur des noyaux des masses atomiques bien connues ($^{23,24,25}\text{Na}$ et ^{27}Al) et aussi des prises de données d'intérêt physique.

L'analyse de ces données a mis en évidence la nécessité d'une calibration à l'aide d'une loi linéaire qui peut être justifiée par les caractéristiques du champ magnétique. Par la suite, on a établi que les paramètres de la loi de calibration changent en fonction du réglage du spectromètre et fluctuent peu entre deux réglages. Ces études ont aussi permis de définir la procédure d'analyse.

Les résultats physiques des mesures effectuées sont des valeurs de masses atomiques d'isotopes ayant des temps de vie inférieurs à 50 ms, c'est-à-dire $^{28,29,30}\text{Na}$. Les incertitudes des mesures MISTRAL sur les isotopes de très courtes durées de vie sont largement inférieures aux incertitudes de la Table des masses AME95, ce qui se traduit par une amélioration de ces valeurs.

Ces mesures ouvrent des perspectives pour obtenir des données plus intéressantes du point de vue de la structure nucléaire :

D'abord, à court terme, des mesures complémentaires dans la même région de la carte des noyaux devraient permettre de mieux apprécier la nature de cette zone de déformation des noyaux qui est très localisée. Après l'amélioration de la valeur de la masse de ^{30}Na et son déplacement de $\sim 200 \text{ keV}/c^2$ il devient nécessaire de vérifier la masse des deux isotopes suivants pour réduire leur incertitude. Les isotopes de Ne de la même région sont également intéressants car la drip-line de neutrons semble se trouver dans ce cas à $N=21$ et permet de franchir la fermeture de couche. Enfin, les valeurs de ^{33}Mg et de ^{34}Al sont très proches l'une de l'autre et les valeurs des mesures de masse effectuées dans cette région sont incohérentes ($\sim 500 \text{ keV}/c^2$).

Ensuite, à plus long terme, le programme de mesure sera étendu vers d'autres régions de la carte des nucléides où la connaissance des masses atomiques devrait améliorer notre compréhension de la structure nucléaire : fermetures de couche, zones de déformation, éventuels candidats halos...

Liste des Références

[Alburger73] : Phys. Rev. **C8**, 1011 (1973)
D.E. Alburger, D.R. Goosman, C.N. Davids

[AME93] et [AME95] : voir [Audi93] et [Audi95]

[Audi82] : Nucl. Phys. **A378**, 443 (1982)
G. Audi, M. Epherre, C. Thibault, A.H. Wapstra, K. Bos

[Audi93] : Nucl. Phys. **A565**, 1 (1993)
G. Audi, A.H. Wapstra

[Audi95] : Nucl. Phys. **A595**, 409 (1995)
G. Audi, A.H. Wapstra

[Audouze80] : An Introduction to nuclear astrophysics, D.Reidel Publishing Company (1980)
J. Audouze

[Ball72] : Phys. Rev. Lett. **28**, 1069 (1972)
G.C. Ball, W.G. Davies, J.S. Forster, J.C. Hardy

[Beck97] : Nucl. Phys. **A626**, 343c (1997)
D. Beck, ISOLDE Collaboration

[Bigelow95] Nuclear and Particle Physics Simulations, Consortium for Upper Level Physics,
Wiley&Sons 1995
R. Bigelow, M. Moloney, J. Philpott, J. Rothberg

[Bollen96] : Nucl. Instr. Meth. **A368**, 675 (1996)
G. Bollen, S. Becker, H.J. Kluge, M. König, R.B. Moore, T. Otto, H. Raimbault-Hartmann,
G. Savard, L. Schweikhard, H. Stolzenberg, ISOLDE Collaboration

[Bollen97] : Nucl. Phys. **A626**, 297c (1997)
G. Bollen

[Borcea93] : Nucl. Phys. **A565**, 158 (1993)
C. Borcea, G. Audi, A.H. Wapstra, P. Favaron

[Campi75] : Nucl. Phys. **A251**, 193 (1975)
X. Campi, H. Flocard, .K. Kerman, S. Koonin

[Cerny68] : Ann. Rev. Nucl. Sci., **18**, 27 (1968)
J. Cerny

[Coc88] : Nucl. Inst. Met. **A271**, 512 (1988)
A. Coc, R. Le Gac, M. de Saint Simon, C. Thibault, F. Touchard

- [Coc91] : Nucl. Inst. Met. **A305**, 143 (1991)
A. Coc, R. Ferreau, R. Grabit, M. Jacotin, J.F. Képinski, R. Le Gac, G. Le Scornet,
G. Petrucci, M. de Saint Simon, G. Stefanini, C. Thibault, F. Touchard
- [Comay76] : At. Data and Nucl. Data Tables **17**, **463** (1976)
E. Comay, I. Kelson
- [Détraz83] : Nucl. Phys. **A394**, 378 (1983)
C. Détraz, M. Langevin, M.C. Goffri-Kouassi, D. Guillemaud, M. Epherre, G. Audi,
C. Thibault, F. Touchard
- [Détraz89] : Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **39**, 407 (1989)
C. Détraz, D.J. Vieira
- [Difilippo94] : Phys. Rev. Lett. **73**, 1481 (1994)
F. Difilippo, V. Natarajan, K. Boyce, D. Pritchard
- [Duflo95] Phys. Rev **C52**, R23 (1995)
J. Duflo, A.P. Zuker
- [Duflo96] : ftp://csnftp.in2p3.fr/AMDC/theory/du_zu_10.feb96, et
ftp://csnftp.in2p3.fr/AMDC/theory/du_zu_10.feb96fort
J. Duflo, A.P. Zuker
- [Fifield85] : Nucl. Phys. **A437**, 141 (1985)
L.K. Fifield, P.V. Drumm, M.A.C. Hotchkis, T.R. Ophel, C.L. Woods
- [Firestone96] : Table of Isotopes
R.Firestone, V.S.Shirley
- [Flynn74] : Phys Rev. **C9**, 210 (1974)
E.R. Flynn, J.D. Garrett
- [Garvey66] : Phys. Rev. Lett. **16**, 197 (1966)
G.T. Garvey, I. Kelson
- [Geissel95] : Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **45**, 163 (1995)
H. Geissel, G. Münzenberg, K. Riisager
- [Geissel98] : ENAM 98, AIP Conference Proceedings **455**, 11 (1998)
H. Geissel, T. Radon, F. Attallah, K. Beckert, F. Bosch, A. Dolinskiy, H. Eickhoff, M. Falch,
B. Franczak, B. Franzke, Y. Fujita, M. Hausmann, M. Hellström, F. Herfurth, Th. Kerscher,
O. Klepper, H.J. Kluge, C. Kozuharov, K.E.G. Löbner, G. Münzenberg, F. Nolden,
Yu. Novikov, Z. Patyk, W. Quint, H. Reich, C. Scheidenberger, B. Schlitt, J. Stadlmann,
M. Steck, K. Sümmerer, L. Vermeeren, M. Winkler, Th. Winkler, H. Wollnik
- [Gillibert87] : Phys. Lett. **B192**, 39 (1987)
A. Gillibert, W. Mittig, L. Bianchi, A. Cunsolo, B. Fernandez, A. Foti, J. Gastebois,
C. Gregoire, Y. Schutz, C. Stephan
- [Groote76] : At. Data and Nucl. Data Tables **17**, 418 (1976)
H.v. Groote, E.R. Hilf, K. Takahashi

- [Hagebø92] : Nucl. Inst. Met. **B70**, 165 (1992)
E. Hagebø, P. Hoff, O.C. Jonsson, E. Kugler, J.P. Omvedt, H.L. Ravn, K. Steffensen
- [Hansen87] : Europhys. Lett. **4**, 409 (1987)
P.G. Hansen, B. Jonson
- [Hardy90] : Nucl. Phys. **A509**, 429 (1990)
J.C. Hardy, I.S. Towner, V.T. Koslowsky, E. Hagberg, H. Schmeing
- [Heyde91] : Phys. Rev. **C44**, R2262 (1991); Erratum Phys. Rev. **C47**, 910 (1993)
K. Heyde, C. de Coster
- [Heyde99] : Basic ideas and concepts in nuclear physics;
Institute of Physics publishing, Bristol and Philadelphia (1999)
K. Heyde
- [Hoff93] : Nucl. Inst. Met. **B79**, 335 (1993)
P. Hoff
- [Jänecke88] : At. Data and Nucl. Data Tables **39**, 265 (1988)
J. Jänecke, P.J. Masson
- [Keim95] : Hyp. Int. **97/98**, 543 (1995)
M. Keim, U. Georg, A. Klein, R. Neugart, M. Neuroth, S. Wilbert, P. Lievens, L. Vermeeren,
ISOLDE Collaboration
- [Klapisch73] : Phys. Rev. **C31**, 118 (1973)
R. Klapisch, R. Prieels, C. Thibault, A.M. Poskanzer, C. Rigaud, E. Roeckl
- [Klotz93] : Phys. Rev. **C47**, 2502 (1993)
G. Klotz, P. Baumann, M. Bounajma, A. Huck, A. Knipper, G. Walter, G. Marguier,
C. Richard-Serre, A. Poves, J. Retamosa
- [Korshennikov94] : Phys. Lett. **B326**, 31 (1994)
A.A. Korshennikov, K. Yoshida, D.V. Aleksandrov, N. Aoi, Y. Doki, N. Inabe,
M. Fujimaki, T. Kobayashi, H. Kumagai, C.B. Moon, E.Yu. Nikolskii, M.M. Obuti,
A.A. Ogloblin, A. Ozawa, S. Shimoura, T. Suzuki, I. Tanihata, Y. Watanabe, M. Yanokura
- [Kugler92] : Nucl. Inst. Meth. **B70**, 41 (1992)
E. Kugler, D. Fiander, B. Jonson, H. Haas, A. Przewloka, H.L. Ravn, D.J. Simon, K. Zimmer
- [Mayer55] : Elementary theory of nuclear shell structure, éd. Wiley (1955)
M.G. Mayer, J.H.D. Jensen
- [Mittig97a] : Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **47**, 27 (1997)
W. Mittig, A. Lepine-Szily, N.A. Orr

[Mittig97b] : Nucl. Phys. **A616**, 329c (1997)

W. Mittig, M. Chartier, J.C. Angelique, G. Audi, J.M. Casandjian, A. Cunsolo, C. Donzaud, M. Chabert, J. Ferme, L.K. Fifield, A. Foti, A. Gillibert, A. Lepine-Szily, M. Lewitowicz, S. Lukyanov, M. Mac Cormick, D.J. Morrissey, M.H. Moscatello, O.H. Odland, N.A. Orr, A. Ostrowski, G. Politi, C. Spitaels, B.M. Sherrill, C. Stephan, T. Suomijarvi, L. Tassan-Got, D.J. Vieira, A.C.C. Villari, J.M. Wouters

[Möller95] : At. Data and Nucl. Data Tables **59**, 185 (1995)

P. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers, W.J. Swiatecki

[Mueller93] : Ann. Rev. Nucl. Part. Sci **43** (1993)

A.C. Mueller, B.M. Sherrill

[Myers96] : Nucl. Phys **A601**, 141 (1996)

W.D. Myers, W.J. Swiatecki

[Nilsson55] : Dan. Mat. Fys. Medd **29**, N^o 16

[Orr91] : Phys. Lett. **B258**, 29 (1991)

N.A. Orr, W. Mittig, L.K. Fifield, M. Lewitowicz, E. Plagnol, Y. Schutz, W.L. Zhan, L. Bianchi, A. Gillibert, A.V. Belozyorov, S.M. Lukyanov, Yu.E. Penionzhkevich, A.C. Villari, A. Cunsolo, A. Foti, G. Audi, C. Stephan, L. Tassan-Got

[Paschopoulos78] : Phys Rev. **C18**, 1277 (1978)

I. Paschopoulos, E. Müller, H.J. Körner, I.C. Oelrich, K.E. Rehm, H.J. Scheerer

[Potet95] : ENAM 95, AIP Conference Proceedings éd. par M. de Saint Simon et O. Sorlin, éd. Frontières 151 (1995)

B. Potet, J. Duflo, G. Audi

[Radon97] : Phys. Rev. Lett. **A78**, 4701 (1997)

T. Radon, Th. Kerscher, B. Schlitt, K. Beckert, T. Beha, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, Y. Fujita, H. Geissel, M. Hausmann, H. Irnich, H.C. Jung, O. Klepper, H.J. Kluge, C. Kozhuharov, G. Kraus, K.E.G. Löbner, G. Münzenberg, Yu. Novikov, F. Nickel, F. Nolden, Z. Patyk, H. Reich, C. Scheidenberger, W. Schwaab, M. Steck, K. Sümmerer, H. Wollnik

[Ring98] : ENAM 98, AIP Conference Proceedings **455**, 22 1998

P. Ring

[Sarazin99] : Thèse, Caen (1999)

F. Sarazin

[Smith60] : Proc. Int. Conf. on Nuclidic Masses, éd. par H.E. Duckworth (Univ. of Toronto Press), Toronto, Canada, p. 418 (1960)

L.G. Smith

[Smith75] : Phys. Rev. **C11**, 1392 (1975)

L.G. Smith, A.H. Wapstra

[Sümmerer90] : Phys Rev **C42** 2546 (1990)

K. Sümmerer, W. Brüche, D.J. Morrissey, M. Schädel, B. Szweryn, Yang Weifan

[Tachibana88] : At. Data and Nucl. Data Tables **39**, 251 (1988)

T. Tachibana, M. Uno, M. Yamada, S. Yamada

[Tanihata85] : Phys. Rev. Lett. **55**, 2676 (1985)

I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi, N. Takahashi

[Thibault71] : Thèse Orsay (1971)

C. Thibault

[Thibault75] : Phys. Rev. **C12**, 644 (1975)

C. Thibault, R. Klapisch, C. Rigaud, A.M. Poskanzer, R. Prieels, L. Lessard, W. Reisdorf

[Touchard77] : Thèse Orsay (1977)

F. Touchard

[Trötscher92] : Nucl. Instr. And Meth. **B70**, 455 (1992)

J. Trötscher, K. Balog, H. Eickhoff, B. Franczak, B. Franzke, Y. Fujita, H. Geissel, Ch. Klein, J. Knollmann, A. Kraft, K.E.G. Löbner, A. Magel, G. Münzenberg, A. Przewloka, D. Rosenauer, H. Schäfer, M. Sendor, D.J. Vieira, B. Vogel, Th. Winkelmann, H. Wollnik

[Valentin75] : Physique subatomique: noyaux et particules, Hermann (1975)

L. Valentin

[Vieira86] : Phys. Rev. Lett. **57**, 3253 (1986)

D.J. Vieira, J.M. Wouters, K. Vaziri, R.H. Kraus, Jr., H. Wollnik, G.W. Butler, F.K. Wohn, A.H. Wapstra

[Wollnik84] : Proc. AMCO7, GSI-Rep. THD-26, 689 (1984)

H. Wollnik, J. Brezina, M. Berz, W. Wendel

[Zhou91] : Phys. Lett. **B260**, 285(1991)

X.G. Zhou, X.L. Tu, J.M. Wouters, D.J. Vieira, K.E.G. Löbner, H.L. Seifert, Z.Y. Zhou, G.W. Butler