Mesure de la masse atomique du noyau N=Z, 74Rb, avec le spectromètre MISTRAL

Nelson Vieira

▶ **To cite this version:**

Nelson Vieira. Mesure de la masse atomique du noyau N=Z, 74Rb, avec le spectromètre MISTRAL. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2002. Français. NNT : . tel-00002578

HAL Id: tel-00002578

https://theses.hal.science/tel-00002578

Submitted on 24 Mar 2003

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

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

UNIVERSITE PIERRE & MARIE CURIE
PARIS 6 SCIENCE A PARIS

CSNSM
CENTRE DE SPECTROMÉTRIE NUCLÉAIRE ET DE SPECTROMÉTRIE DE MASSE
UNIVERSITÉ PARIS SUD - CNRS - IN2P3

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

Spécialité
Physique Nucléaire

présentée par
M. Nelson VIEIRA
Pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

Sujet de la thèse :

Mesure de la masse atomique du noyau N=Z ^{74}Rb avec le spectromètre MISTRAL

soutenue le 27 novembre 2002

devant le jury composé de :

Catherine THIBAULT	Directeur de thèse
Nicolas ALAMANOS	Rapporteur
Brigitte ROUSSIERE	Rapporteur
Jacques CHAUVEAU	
Philippe DESSAGNE	
Christoph SCHEIDENBERGER	
Piet VAN ISACKER	

Remerciements :

Cette thèse n'aurait pu être réalisée sans l'aide et la collaboration de personnes que je voudrais remercier.

Tout d'abord j'aimerais remercier Hubert Doubre, directeur du C.S.N.S.M. au moment de mon arrivée, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire ainsi que Catherine Thibault d'avoir bien accepté d'être ma directrice de thèse.

J'aimerais aussi remercier tous les membres de mon jury : Nicolas Alamanos, Brigitte Roussière, Jacques Chauveau, Philippe Dessagne, Christophe Scheidenberger, Catherine Thibault et Piet Van Isacker.

Dès mon arrivée dans l'équipe, je fut envoyé au C.E.R.N. afin d'apprendre à me servir du spectromètre MISTRAL et je fus accueilli sur place par Geneviève Le Scornet et Céline Monsanglant. Je remercie Geneviève de m'avoir guidé au sein du C.E.R.N. au niveau des modalités pratiques en particulier administratives ainsi que Céline qui a su me montrer avec clarté les rouages du spectromètre ainsi que les différentes étapes à réaliser pour le démarrer.

Je remercie Michel de Saint-Simon de m'avoir montré et expliqué de façon détaillée les différents éléments techniques de MISTRAL ainsi que le réglage délicat de la trajectoire du faisceau le long des lignes, sans oublier sa grande disponibilité lors de problèmes techniques. Au niveau de ces problèmes, je n'oublie évidemment pas le travail essentiel de Jean-François Képinski et Michel Jacotin en ce qui concerne la mécanique et l'électronique.

Je remercie une fois de plus Catherine Thibault pour ses diverses modifications du programme d'analyse des données suivant les divers besoins que l'on pouvait avoir ainsi que Georges Audi pour sa rigueur lors de tests effectués sur le spectromètre. Je remercie également David Lunney pour sa bonne humeur aussi bien lors de tests que des campagnes de mesure ainsi que pour les réglages du faisceau d'ISOLDE, et Carole Gaulard, arrivée dans notre équipe en même temps que moi.

Je remercie aussi toute la collaboration ISOLDE pour avoir fourni le faisceau de ^{74}Rb dont j'ai pu mesurer sa masse atomique.

Je remercie tout particulièrement Piet Van Isacker de m'avoir accueilli durant une semaine au GANIL de Caen pour m'expliquer le modèle IBM4 qui m'a permis de faire quelques calculs d'energies de liaison.

Je tiens également à remercier Gérald Conreur pour son énorme travail sur le programme d'acquisition ainsi que le service informatique.

Enfin je tiens à remercier les diverses personnes qui m'ont soutenu et qui m'ont permis de me détendre l'esprit lors de la lourde phase de rédaction de la thèse. Parmi celles-ci, se trouvent Cyril, Cathy, Nicolas et les autres durant les pauses déjeuner ainsi que mes parents, ma sœur et mes amis.

Table des matières

1 Introduction **5**
- 1.1 La masse atomique et les noyaux N=Z 5
- 1.2 Les différentes méthodes de mesure de masse 10
  - 1.2.1 méthodes indirectes 10
  - 1.2.2 méthodes directes 11
    - 1.2.2.1 SPEG 11
    - 1.2.2.2 CSS2 12
    - 1.2.2.3 ESR (Experimental Storage Ring) 13
    - 1.2.2.4 ISOLTRAP 13
    - 1.2.2.5 MISTRAL 16

2 Principe de MISTRAL **17**
- 2.1 Trajectoire d'un ion dans un champ magnétique homogène . . 17
- 2.2 Ajout d'une modulation de l'énergie cinétique et transmission à travers le spectromètre 18
- 2.3 Représentation en diagrammes de Fresnel 24
  - 2.3.1 Hauteur du pic 24
  - 2.3.2 Largeur du pic et résolution du spectromètre 25
  - 2.3.3 Hauteur de «la barbe» 27
  - 2.3.4 Largeur de «la barbe» 27
- 2.4 Résolution théorique du spectromètre 28
  - 2.4.1 Effet relativiste 30
  - 2.4.2 Effet des inhomogénéités du champ magnétique 30
  - 2.4.3 Effet du modulateur 30
  - 2.4.4 Relation entre résolution et précision de la mesure . . . 31
- 2.5 Mesure de masse par comparaison avec une masse de référence 32

3 Dispositif expérimental **33**
- 3.1 Introduction 33
- 3.2 ISOLDE 35
  - 3.2.1 Les différentes sources d'ions 35

3.2.1.1 Ionisation de surface 35
3.2.1.2 Plasma 36
3.2.1.3 RILIS, la source laser 36
3.2.2 Sélection et transport des ions radioactifs d'ISOLDE . 38
3.2.2.1 Les séparateurs en ligne d'ISOLDE 38
3.2.2.2 La ligne de transport du faisceau 38
3.3 MISTRAL 40
3.3.1 Les sources d'ions de MISTRAL 42
3.3.2 Les alimentations HT des lignes MISTRAL 44
3.3.2.1 Alimentation de chaque élément à travers un pont de résistances 44
3.3.2.2 Commande et Calibration des HT 44
3.3.2.3 Mesure de la durée de stabilisation des HT après un saut de tension 45
3.3.3 L'aimant 46
3.3.3.1 Caractéristiques Générales 46
3.3.3.2 Corrections des défauts par l'ajout de nappes de courant 49
3.3.4 Le système radiofréquence 50
3.3.4.1 Schéma général 50
3.3.4.2 Le modulateur 51
3.3.4.3 La ligne RF 52
3.3.4.4 Formation 54
3.3.4.5 Accord du système RF 55
3.3.5 Le multiplicateur d'électrons 56
3.3.5.1 Principe 56
3.3.5.2 Utilisation du dérouleur 57
3.4 Choix des paramètres ISOLDE et MISTRAL utilisés lors de la mesure du ^{74}Rb 58
3.4.1 ISOLDE : Le faisceau de ^{74}Rb 58
3.4.1.1 La cible 58
3.4.1.2 Le mode d'ionisation 58
3.4.1.3 Le séparateur 58
3.4.2 MISTRAL : Le faisceau de ^{74}Ge 60
3.4.2.1 Le germanium 60
3.4.2.2 La transmission de MISTRAL et le bruit de fond 61

4 L'acquisition des données 63
4.1 Introduction 63
4.2 Les différents outils de l'acquisition 65

4.2.0.3 Le contrôle de la ligne 65
4.2.0.4 La démagnétisation de l'aimant 66
4.2.0.5 Le calcul des coefficients de calibration des alimentations 67
4.3 le programme d'acquisition 68
4.3.1 Définitions des différents termes 68
4.3.2 L'interface utilisateur 69
4.3.3 Les fichiers de données 70
4.4 Choix des paramètres d'acquisition 71
4.4.1 La Tension d'Accélération 71
4.4.2 La fréquence et la puissance RF 72
4.4.3 L'incrément passe et le nombre de canaux 73
4.4.4 Récapitulatif 74

5 L'analyse des données MISTRAL 77
5.1 Principe de l'analyse 77
5.2 Détermination de l'offset par la comparaison ^{76}Rb-^{76}Ge 84
5.3 Mesure de la masse du ^{74}Rb 88
5.3.1 Une première analyse 92
5.3.2 Le bruit de fond comme paramètre de l'ajustement triangulaire 95
5.3.3 Analyse finale de la masse du ^{74}Rb 97

6 Les noyaux N=Z 103
6.1 L'interaction neutron-proton pour ^{74}Rb 103
6.2 Différentes formules de masse 105
6.2.1 modèle microscopique 105
6.2.2 Modèles macro-microscopiques 109
6.2.2.1 Le modèle FRDM 110
6.2.2.2 La méthode ETFSI (Extended Thomas-Fermi plus Strutinsky Integral) 112
6.2.2.3 La méthode TF-FRDM (Thomas-Fermi plus FRDM) 113
6.2.2.4 Comparaison des différents modèles macro-microscopiques 113
6.2.3 Autres modèles basés sur un calcul global 115
6.2.3.1 Duflo-Zuker 115
6.2.3.2 KUTY 115
6.2.3.3 Comparaison des résultats entre Duflo-Zuker et KUTY 116

6.2.4 Les relations de Garvey-Kelson et le calcul local des énergies de liaison . . . 118
6.2.5 Récapitulatif . . . 121
6.3 Un modèle basé sur IBM4 . . . 122
6.4 L'hypothèse CVC et le modèle standard . . . 128

7 Conclusion **133**

A Structure et lecture des fichiers de données **135**
A.1 Structure du fichier . . . 135
A.2 La lecture des données . . . 136

B Les différents fichiers utilisés **145**

Bibliographie **147**

Chapitre 1

Introduction

1.1 La masse atomique et les noyaux N=Z

La masse atomique, notion commune à chacun, permet d'avoir accès à une quantité très importante : l'énergie de liaison du noyau atomique. Ces deux quantités sont reliées par la relation

$$M(N,Z)c^2 = (Nm_n + Zm_p + Zm_e)c^2 - B(N,Z) - \sum E_i \qquad (1.1)$$

où m_n, m_p et m_e sont respectivement la masse du neutron, du proton et de l'électron et où $M(N,Z)$ et $B(N,Z)$ sont la masse atomique et l'énergie de liaison du noyau contenant Z protons et N neutrons. $\sum E_i$ correspond à l'énergie de liaison du cortège électronique et elle est petite par rapport à B(N,Z).

L'énergie de liaison $B(N,Z)$ reflète toutes les interactions se déroulant au sein du noyau et est ainsi une donnée essentielle en physique nucléaire. L'énergie de liaison par nucléon (figure 1.1) est quasiment uniforme et vaut environ 8 MeV par nucléon. Les interactions vues par chaque nucléon ne dépendent « quasiment pas » du nombre de nucléons, chacun ne voyant que ses plus proches voisins, d'où l'idée d'une interaction à courte distance, comme dans un liquide. La formule de masse de Bethe-Weizsäcker [1], basée sur cette idée, fut écrite :

$$B(N,Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} + \Delta(A) \qquad (1.2)$$

où les différents coefficients a_v, a_s, a_c et a_a sont déterminés par ajustement sur les énergies de liaison mesurées et correspondent respectivement

aux termes de volume, de surface, de Coulomb et d'asymétrie. $\Delta(A)$ est le terme d'appariement et est positif pour les noyaux pair-pair, négatif pour les noyaux impair-impair et nul pour les noyaux pair-impair. Cette formule de masse permet de reproduire le comportement global des énergies de liaison, sans prendre en compte les effets plus fins de structure comme les effets de couche et les déformations. La différence entre les énergies de liaison, calculées par la formule de Bethe-Weizsäcker, et les énergies de liaison expérimentales est représentée figure 1.2.

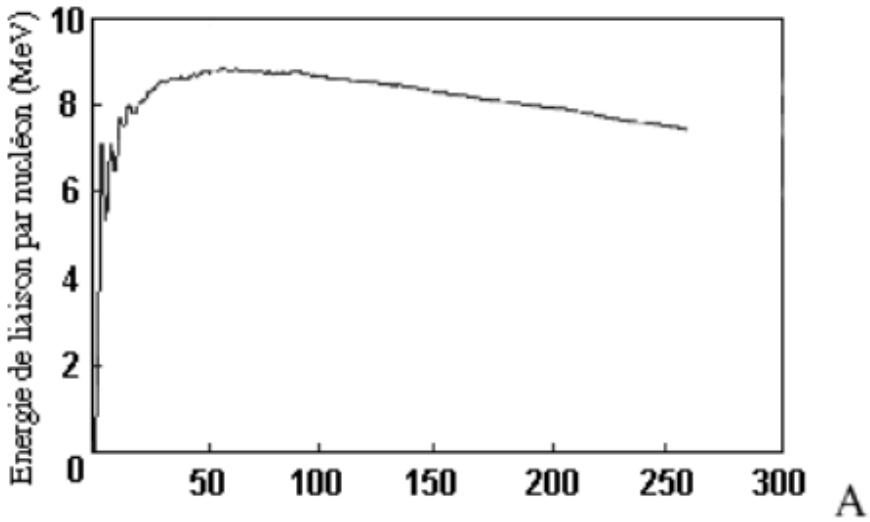


Fig. *1.1: Énergie de liaison par nucléon du noyau atomique en fonction du nombre A de nucléons (appelé également le nombre de masse)*

On remarque un surplus de l'énergie de liaison pour les noyaux $N = Z$ qui n'est pas décrit par l'équation 1.2. Ce surplus peut être décrit par l'ajout d'un terme en $\mid N - Z \mid /A$ ou en $\exp(-\alpha \mid N - Z \mid /A)$ dans la formule de masse, selon les modèles.

Ce terme reflète une certaine symétrie neutron-proton, intervenant pour les noyaux $N = Z$. Il est par conséquent intéressant de considérer l'interaction neutron-proton qui est représentée par le paramètre δV_{np}. Ci-après je vais définir le paramètre δV_{np} [2] selon la parité du noyau considéré.

δV_{np} est construit à partir de différences d'energies de liaison. Pour construire une telle différence permettant de refléter l'interaction neutron-proton, considérons le noyau de manière schématique comme sur la figure 1.3.

Par exemple, un noyau pair-pair peut être décomposé en un cœur et en deux paires de nucléons : une paire de neutrons et une paire de protons. Chaque paire est reliée au cœur par une interaction paire-cœur et les deux

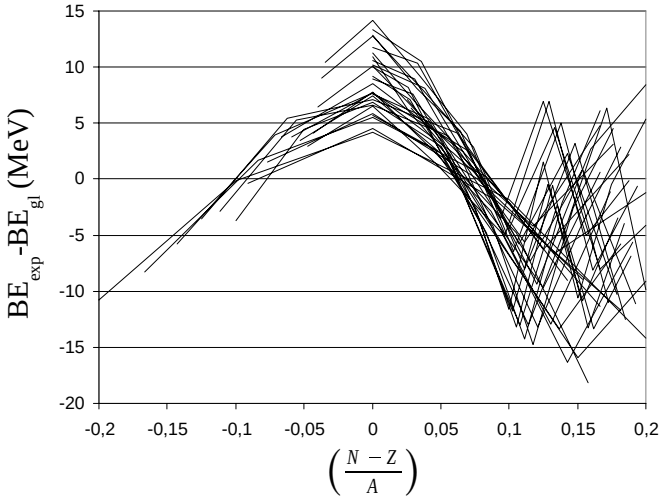


Fig. *1.2: Différence entre l'énergie de liaison de la goutte liquide et l'énergie de liaison expérimentale et mise en évidence de l'énergie de Wigner.*

paires interagissent entre elles par quatre interactions neutron-proton (chaque double flèche de la figure représente un terme d'interaction). On suppose que les différents termes d'interaction varient doucement en fonction des noyaux, c'est à dire qu'ils peuvent être considérés comme identiques entre noyaux voisins et des différences de noyaux peuvent être réalisées pour extraire le terme d'interaction neutron-proton. Ainsi, par exemple dans le cas pair-pair, on peut faire des différences avec les noyaux ayant la paire de neutrons ou de protons en moins et obtenir comme terme reflétant l'interaction neutron-proton :

$$\delta V_{np} = \frac{1}{4}[(B(N,Z) - B(N,Z-2)) - (B(N-2,Z) - B(N-2,Z-2))] \quad (1.3)$$

de même pour les noyaux impair-impair :

$$\delta V_{np} = [(B(N,Z) - B(N,Z-1)) - (B(N-1,Z) - B(N-1,Z-1))] \quad (1.4)$$

pour les noyaux pair-impair :

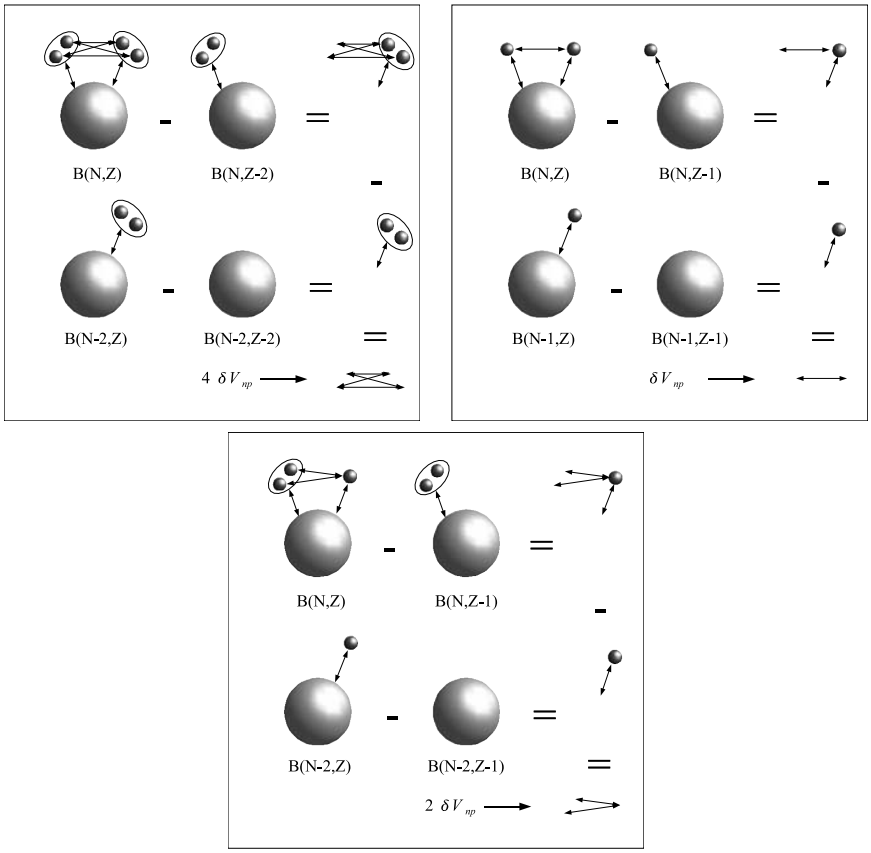


Fig. *1.3: Construction de la différence δV_{np} par une vue schématique des noyaux, pour les cas pair-pair (en haut à gauche), impair-impair (en haut à droite) et pair-impair (en bas).(voir texte)*

$$\delta V_{np} = \frac{1}{2}[(B(N,Z) - B(N,Z-1)) - (B(N-2,Z) - B(N-2,Z-1))] \quad (1.5)$$

et les noyaux impair-pair :

$$\delta V_{np} = \frac{1}{2}[(B(N,Z) - B(N,Z-2)) - (B(N-1,Z) - B(N-1,Z-2))] \quad (1.6)$$

En calculant ce terme δV_{np} pour les différents nucléides en fonction de A, le nombre de nucléons, on obtient la figure 6.1.

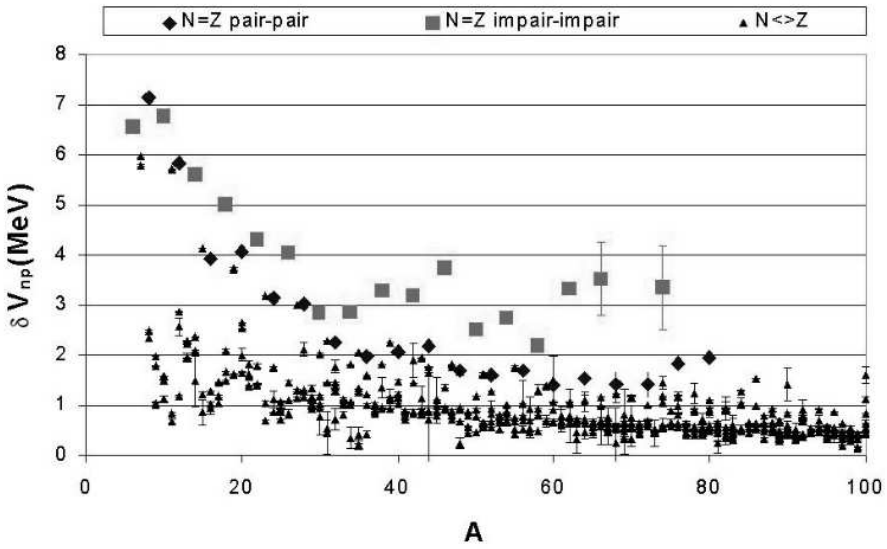


Fig. *1.4: L'interaction neutron-proton vue par le paramètre δV_{np} en fonction de A, le nombre de nucléons. Les noyaux $N = Z$ sont représentés par des losanges dans le cas pair-pair et par des carrés dans le cas impair-impair. Les noyaux $N \neq Z$ sont représentés par des triangles.*

Dans le cas des noyaux $N = Z$, lorsque la masse du noyau $(N-2,Z)$ ou $(N-1,Z)$ n'a pas été mesurée, son énergie de liaison est déterminée à partir de la masse du noyau miroir $(N,Z-2)$ ou $(N,Z-1)$ à laquelle est appliquée une correction coulombienne due à la différence en nombre de protons entre le noyau qui nous intéresse et le noyau miroir utilisé. Cette correction coulombienne est celle qui est prescrite par Möller et Nix [3]. Tout d'abord, on remarque sur cette figure, que l'interaction neutron-proton est plus importante pour les noyaux $N = Z$ que pour les noyaux $N \neq Z$. Ce qui est dû à l'énergie de Wigner. L'interaction neutron-proton est aussi plus importante pour les noyaux $N = Z$ impair-impair que pour les noyaux $N = Z$ pair-pair. En effet, dans le cas $N = Z$ impair-impair le neutron et le proton célibataires sont sur le même niveau d'énergie et ont tendance à s'apparier alors que dans le cas pair-pair, les nucléons sont déjà appariés. Cette différence entre les impair-impair et les pair-pair s'accentue à partir de $A \sim 40$ et les δV_{np} ont tendance à se stabiliser autour d'une valeur qui est environ 2 MeV au dessus des noyaux $N = Z$ pair-pair avec toutefois une chute au niveau de $A = 50$, puis une brusque remontée pour $A = 60$. La stabilisation de la valeur de δV_{np} pour $A > 60$ est définie par les nucléides ^{66}As et ^{74}Rb dont la valeur est déterminée avec une grande incertitude. En effet, dans le cas du ^{74}Rb, elle est

déterminée à l'aide de son énergie de liaison, déterminée avec une incertitude de 700 keV, ce qui est loin d'être négligeable par rapport aux 2 MeV d'écart entre les noyaux $N = Z$ impair-impair et les noyaux $N = Z$ pair-pair.

Le but de cette thèse était donc de mesurer la masse atomique du ^{74}Rb avec une meilleure précision afin de diminuer l'incertitude sur la valeur de δV_{np} pour ce noyau. Notre objectif était de réduire l'incertitude à environ 10% de l'écart de 2 MeV, c'est-à-dire de mesurer la masse atomique du ^{74}Rb avec une précision meilleure que 200 keV, soit un écart relatif d'environ 3.10^{-6}.

De plus, la durée de vie du ^{74}Rb étant seulement de 65 ms, il est nécessaire d'avoir une méthode de mesure qui soit rapide.

Avant de décrire les différents éléments de l'expérience de mesure qui m'a permis de mesurer cette masse, je vais vous présenter brièvement quelques méthodes de mesure de masse.

1.2 Les différentes méthodes de mesure de masse

1.2.1 méthodes indirectes

Pour mesurer les masses, la loi de conservation de l'énergie totale peut être utilisée. Lors d'une réaction A(a,b)B, l'énergie totale, c'est-à-dire la somme des masses des constituants, de leurs énergies cinétiques et de leurs énergies d'excitation est conservée. Ainsi, on obtient la relation :

$$m_A c^2 + m_a c^2 + T_A + T_a + E_A + E_a = m_B c^2 + m_b c^2 + T_B + T_b + E_B + E_b \quad (1.7)$$

où T_i est l'énergie cinétique pour l'élément i et E_i est son énergie d'excitation. Ainsi, en connaissant les conditions initiales (masses et énergies des éléments A et a) ainsi que la masse du produit b, et en mesurant les énergies cinétiques et d'excitation des produits b et B, on peut en déduire la masse du produit B. Le plus souvent, l'élément A est au repos et constitue une cible sur laquelle un faisceau de a vient réagir. Une mesure récente utilisant cette méthode à été réalisée sur $^{13-16}B$ au HMI à Berlin [4] où une précision de 10^{-4} sur la chaleur de réaction Q a été obtenue, ce qui correspond à une précision pour la masse de 10^{-6}.

Dans le cas où A est un noyau radioactif, on peut aussi utiliser sa décroissance $A \rightarrow B + b$ pour mesurer sa masse en connaissant celle du fils et en mesurant l'énergie de b [5], à condition de bien connaître son schéma de décroissance. Ceci est utilisé dans le cas des chaînes radioactives où on peut déterminer les masses des différents noyaux en remontant la chaîne.

Ces méthodes, dites indirectes, ont l'avantage de ne pas être contraintes par la durée de vie du noyau que l'on veut mesurer, contrairement aux méthodes directes où le noyau ne doit pas décroître durant la mesure. Cependant, le schéma de décroissance doit être connu, ce qui n'est pas le cas avec les noyaux loin de la vallée de stabilité, comme ^{74}Rb.

1.2.2 méthodes directes

Les méthodes directes utilisent le mouvement d'ions dans un champ magnétique dont les paramètres obéissent aux relations :

$$\frac{B\rho}{v} = \gamma\frac{m}{q} = \frac{B}{\omega_c} \tag{1.8}$$

où $B\rho$ est la rigidité magnétique, v est la vitesse de l'ion, m sa masse, q sa charge, γ le facteur de Lorentz relié à la vitesse de l'ion par la relation 1.9 et ω_c la fréquence cyclotron de l'ion dans ce champ magnétique.

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}} \tag{1.9}$$

D'après l'équation 1.8, la masse de l'ion peut être déterminée à partir de la mesure de la rigidité magnétique $B\rho$ et de la vitesse de l'ion, qui est connue à travers le temps de vol le long d'un parcours (SPEG [6], CSS2 [7, 8] et ESR [9]). La masse de l'ion peut aussi être déterminée à partir de la mesure du champ magnétique et de la fréquence cyclotron (ISOLTRAP [10] et MISTRAL[11, 12]).

Pour des raisons de calibration, les mesures sont toujours faites par comparaison avec des masses de référence.

1.2.2.1 SPEG

Les mesures de masses auprès de SPEG, le Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL, sont faites à partir de la détermination de la rigidité magnétique $B\rho$ et du temps de vol entre le point de production des noyaux radioactifs et le point focal de SPEG sur une distance d'environ 85 m.

Le pouvoir de résolution en masse obtenu avec ce système est de 10^4, ce qui est assez modeste. Cependant, la grande sensibilité de SPEG permet d'aller loin de la vallée de stabilité, ce qui est un avantage important. Les mesures sur SPEG sont aussi limitées à $A < 70$, à cause de la rigidité du système de transport du faisceau.

1.2.2.2 CSS2

Les méthodes par temps de vol ont une précision qui dépend bien entendu de la longueur de parcours. Plus ce parcours est long et plus précise sera la mesure par temps de vol. Pour augmenter significativement ce parcours, un cyclotron est utilisé et les nombreux tours à l'intérieur de celui-ci représentent une distance qui peut être supérieure au kilomètre. Le cyclotron utilisé est CSS2 qui est le deuxième Cyclotron à Secteurs Séparés qui permet habituellement l'accélération des faisceaux du GANIL (voir figure 1.5). Avant le cyclotron CSS2 est habituellement placé un éplucheur qui permet

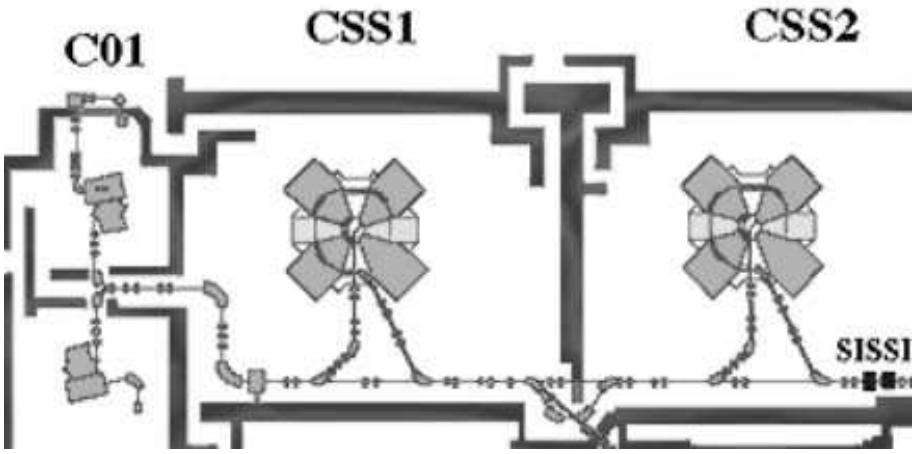


Fig. *1.5: Les deux cyclotrons à secteurs séparés (CSS1 et CSS2) du GANIL*

d'ioniser complètement les atomes afin que CSS2 confère aux ions une plus grande énergie. Cet éplucheur est remplacé, pour la mesure de masse, par une cible, et ce sont les noyaux radioactifs qui vont traverser CSS2. Pour deux ions de masse voisine, la différence de phase $\delta\phi$ entre les deux à la sortie du cyclotron est reliée à la différence de masse par la relation :

$$\frac{\delta\phi}{\phi} = \frac{\delta m/q}{m/q} \tag{1.10}$$

Ainsi, en mesurant la différence de phase, c'est-à-dire une différence de temps d'arrivée entre deux noyaux, on en déduit leur différence de masse. Pour mesurer ce temps, un détecteur placé sur un bras télescopique est inséré dans le cyclotron et le temps d'arrivée sur celui-ci est comparé à la phase de la fréquence d'accélération du cyclotron. Cette méthode est très sensible, ce qui a permis, par exemple, d'obtenir une valeur de masse pour ^{100}Sn[7]. Son

point faible est l'incertitude sur le nombre de tours N effectués par l'ion alors que $\delta\phi$ est proportionnel à N.

1.2.2.3 ESR (Experimental Storage Ring)

Des ions circulent dans un anneau de stockage (figure 1.6), ce qui permet de réaliser des séries de mesure de temps de vol. La fréquence de révolution moyenne d'un ion dans un anneau de stockage est déterminée par le rapport de sa vitesse sur la circonférence de son orbite, qui dépend des conditions optiques de l'anneau.

La différence relative des fréquences de révolution pour différentes masses est égale à :

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{1}{\gamma_T^2}\frac{\Delta(m/q)}{(m/q)} + \left(1 - \frac{\gamma^2}{\gamma_T^2}\right)\frac{\Delta v}{v} \tag{1.11}$$

où γ est le facteur de Lorentz, déterminé par la vitesse du faisceau (equation 1.9 et $\gamma_T^2 = \frac{\delta(p/q)/(p/q)}{\delta C/C}$ où (p/q) est la rigidité magnétique et C est la circonférence de l'orbite. Pour γ égal à γ_T, les ions sont isochrones et les différences de fréquences de révolution ne dépendent plus des différences de vitesse, ce qui permet des mesures de masses à partir des différences de fréquences de revolution[13, 14]. Un autre moyen d'éliminer le second terme de l'équation 1.11 est de réduire la dispersion des vitesses (Δv). Ceci est réalisé par un refroidisseur à électrons placé sur l'anneau de stockage. Ce refroidisseur permet d'obtenir une dispersion sur le moment cinétique $\delta p/p$ de l'ordre de 10^{-6}. La trajectoire des ions est ainsi bien définie et le signal engendré sur des conducteurs par le passage des ions (signal de Schottky) est aussi bien défini et la fréquence de révolution peut être déterminée assez précisément ainsi que sa masse [9]. Le pouvoir de résolution est de l'ordre de 4×10^5. Cette méthode est plus facile à mettre en oeuvre mais le temps de refroidissement limite les mesures à des noyaux ayant des durées de vie supérieures à quelques secondes.

1.2.2.4 ISOLTRAP

ISOLTRAP mesure la masse d'ions, confinés dans un piège de Penning [15]. Plus la durée de la mesure est longue et plus précise sera la mesure de l'énergie (ici la masse de l'ion), ce qui est un avantage certain pour les mesures à l'aide de pièges. Cependant, cela limite la mesure de masse à des noyaux avec une durée de vie suffisante. Pour les noyaux ayant une durée de vie inférieure à une seconde, un compromis doit être fait entre précision et sensibilité. Le piège de Penning est constitué d'un champ électrique quadripolaire qui confine les ions longitudinalement, et d'un champ magnétique constant

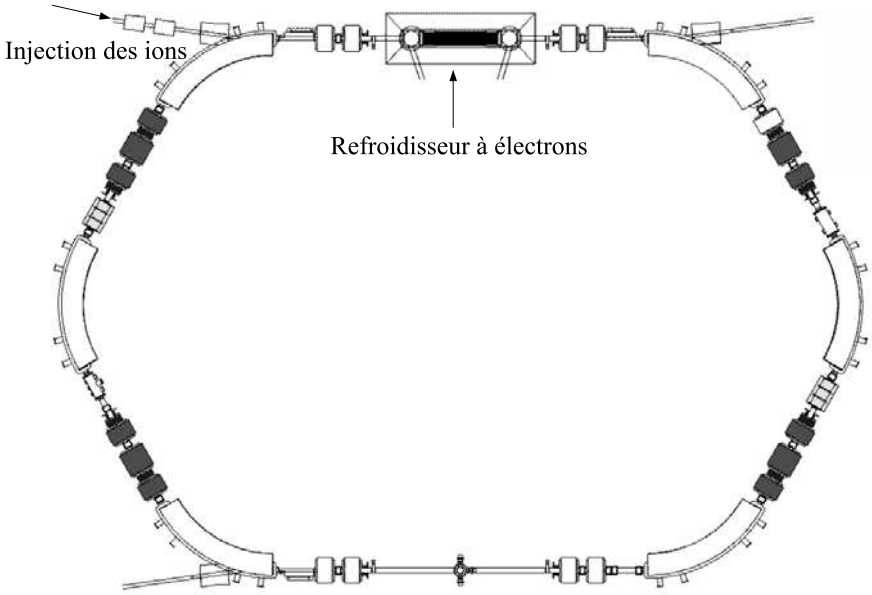


Fig. *1.6: L'anneau de stockage ESR à GSI*

qui les confine radialement. On obtient ainsi la trajectoire représentée figure 1.7. On peut observer sur celle-ci deux composantes sur le plan radial, une composante avec une fréquence haute f_+ appelée mouvement cyclotron et une composante avec une fréquence basse f_- appelée mouvement magnétron, ces deux fréquences étant reliées à la fréquence cyclotron f_c par la relation :

$$f_c = f_+ + f_- \tag{1.12}$$

En appliquant une excitation azimutale, on peut contrôler les deux composantes et même transformer le mouvement en un mouvement purement cyclotron et dans ce cas, on est à la résonance, celle-ci se produisant pour une fréquence d'excitation égale à f_c. Après un certain temps d'excitation, dont dépend le pouvoir de résolution (pour un temps d'excitation de quelques secondes, le pouvoir de résolution dépasse 10^7), les ions sont extraits du piège et leur temps de vol est mesuré en fonction de la fréquence d'excitation. Les ions à la résonance ont une plus grande énergie cinétique et ceci engendre un creux dans la courbe du temps de vol en fonction de la fréquence d'excitation, permettant de déterminer la fréquence cyclotron reliée à la masse par l'équation 1.8.

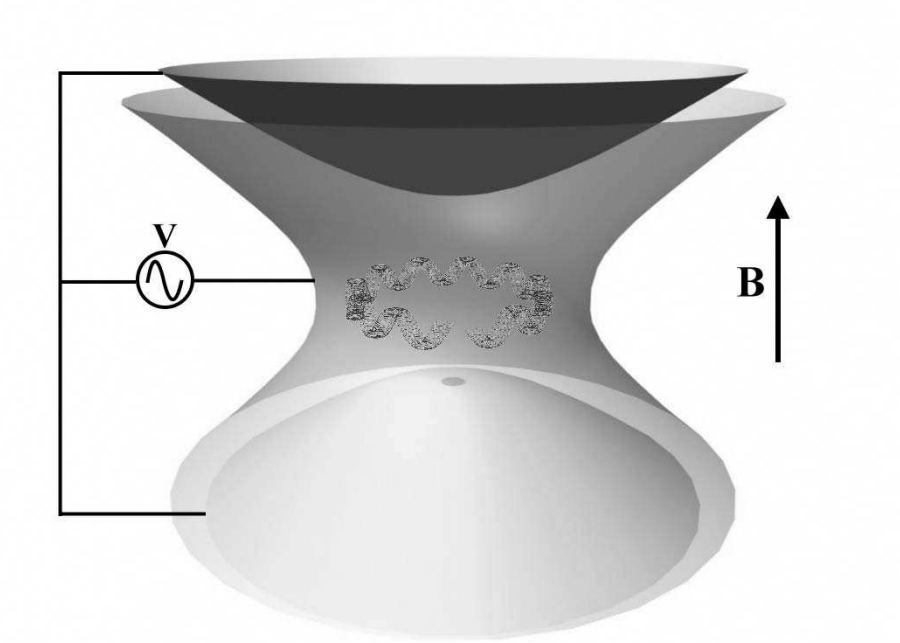


Fig. *1.7: Trajectoire des ions à l'intérieur d'un piège de Penning. Dans le plan radial, le mouvement contient deux modes, un mode à fréquence haute f_+ et un autre à fréquence basse f_- et la fréquence cyclotron est égale à la somme de ces deux fréquences.*

1.2.2.5 MISTRAL

Dans ce que je vous ai présenté, on peut remarquer qu'il est difficile d'avoir en même temps la rapidité de la mesure et la haute précision. En effet, dans le cas des mesures indirectes, le temps nécessaire est très court mais la précision est insuffisante et dans le cas d'ISOLTRAP, la précision est très bonne mais avec un temps nécessaire relativement long. Cependant, MISTRAL, qui est un spectromètre de masse à radiofréquence, est capable de mesurer des masses dans un temps très court (le temps de passage des ions à travers le spectromètre) et avec une précision suffisante pour la mesure de la masse atomique du ^{74}Rb produit par le séparateur en ligne ISOLDE . Il a donc été utilisé dans le cadre de cette thèse.

Dans ce qui suit, je vais expliquer son principe (chapitre 2), puis le dispositif expérimental utilisé (chapitre 3) et enfin le système d'acquisition employé (chapitre 4). Ensuite je développerai la méthode d'analyse et les résultats de la mesure de la masse du ^{74}Rb (chapitre 5) et dans une dernière partie, je présenterai diverses formules de masse et leur application pour les noyaux $N = Z$ en particulier pour tenter de reproduire l'énergie de Wigner. J'y présenterai aussi l'hypothèse CVC du modèle standard et la possible contribution de la mesure du ^{74}Rb sur celle-ci (chapitre 6).

Chapitre 2

Principe de MISTRAL

Le spectromètre MISTRAL permet de déterminer la masse d'un ion à partir de sa fréquence cyclotron dans un champ magnétique. La détermination de la fréquence cyclotron est faite selon le principe élaboré par L. G. Smith dans les années 1960 [16, 17]. Ce chapitre explique ce principe. Il commence par décrire la trajectoire de l'ion dans un champ magnétique uniforme, puis les variations de celle-ci par l'ajout du modulateur radiofréquence, qui permet une mesure précise de la fréquence cyclotron. Enfin j'expliquerai la forme des pics de transmission obtenus par balayage de la fréquence RF appliquée au modulateur et enfin je parlerai de la résolution et de la précision attendues pour un tel spectromètre de masse ainsi que de la nécessité de réaliser une mesure de masse par comparaison avec un noyau de référence de masse bien connue.

2.1 Trajectoire d'un ion dans un champ magnétique homogène

Dans un champ magnétique homogène, la trajectoire d'un ion est circulaire et de rayon

$$R = \frac{mv}{qB} = \frac{\sqrt{2mT}}{qB} \tag{2.1}$$

où

- m est la masse
- v est la vitesse
- q est la charge
- B est la valeur du champ magnétique
- T est l'énergie cinétique de l'ion.

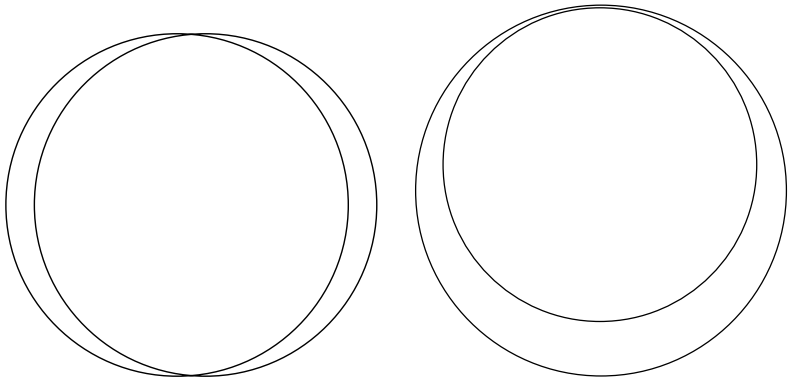


Fig. *2.1: Différentes focalisations du faisceau dans un champ magnétique homogène : (a) en angle tous les demi-tours, (b) en énergie tous les tours*

Le point essentiel pour le spectromètre MISTRAL est que le temps t_c que met l'ion pour faire un tour complet ne dépend pas de son énergie cinétique mais uniquement du rapport q/m et de la valeur du champ magnétique par la relation

$$\frac{1}{t_c} = f_c = \frac{qB}{2\pi m} \tag{2.2}$$

où f_c est la fréquence cyclotron égale à l'inverse du temps mis pour faire un tour. Cette relation va nous permettre de faire une mesure de la masse atomique de l'ion en mesurant sa fréquence cyclotron. De plus, le faisceau est focalisé en angle tous les demi-tours et en énergie tous les tours (figure 2.1).

2.2 Ajout d'une modulation de l'énergie cinétique et transmission à travers le spectromètre

La partie principale du spectromètre MISTRAL est un aimant de 1m de diamètre qui crée un champ magnétique vertical. Les ions sont injectés au niveau de la fente d'entrée, font deux tours selon une trajectoire helicoïdale (voir fig 2.2), à l'intérieur du champ magnétique, puis sont éjectés au niveau de la fente de sortie. Au premier et au troisième demi-tour, ils traversent un modulateur où est appliqué un champ électrique sinusoïdal. Ceci a pour effet de moduler l'énergie cinétique des ions, ainsi que le rayon de leur trajectoire. Lorsque les deux modulations se compensent exactement l'une l'autre,

alors l'énergie cinétique finale est la même qu'avant les modulations, le rayon de la trajectoire est le rayon nominal et la transmission à travers la fente de sortie est maximale, sinon le rayon de la trajectoire est quelconque, et les ions ne franchissent pas la fente de sortie. Ceci se produit lorsque la fréquence cyclotron des ions, qui ne dépend pas de leur énergie, et la fréquence de la modulation sont en opposition de phase. C'est-à-dire lorsque les deux fréquences sont reliées par la formule 2.3, où f_{RF} est la fréquence de modulation et f_c est la fréquence cyclotron de l'ion dans le champ magnétique du spectromètre et où n, entier, est le rang harmonique :

$$f_{RF} = \left(n + \frac{1}{2}\right) f_c \tag{2.3}$$

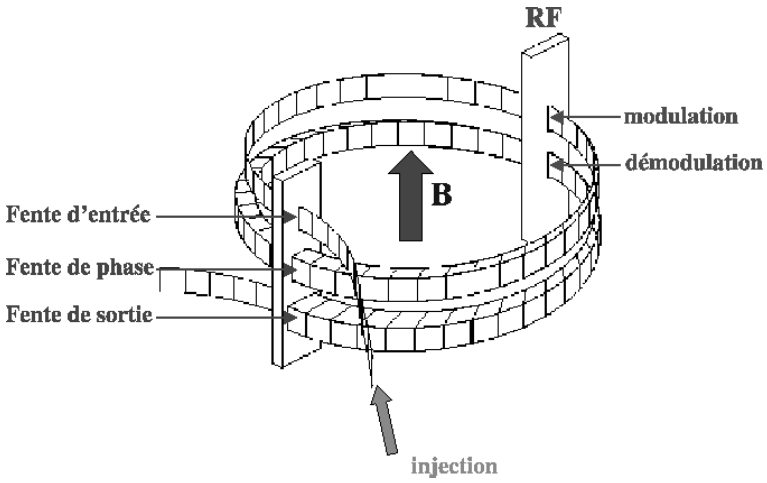


Fig. *2.2: Enveloppe du faisceau à l'intérieur du spectromètre pour une fréquence quelconque de modulation. Le faisceau est très large au niveau de la fente de sortie et la transmission est par conséquent très faible.*

Soit T_0 l'énergie cinétique initiale des ions. Après le premier passage dans le modulateur, cette énergie vaut $T_0 + T_m \sin(\omega t)$, où T_m est l'amplitude de modulation en énergie, ω est la pulsation du modulateur et t est l'instant où l'ion a traversé la première fente du modulateur. Après le second passage, cette énergie vaut

$$T_f = T_0 + T_m \sin(\omega t) + T_m \sin(\omega(t + t_c)) \tag{2.4}$$

et on définit le déphasage ϕ correspondant au temps mis entre ces deux modulations, soit le temps mis par l'ion pour effectuer un tour, c'est-à-dire l'inverse de sa fréquence cyclotron.

$$\phi = \omega t_c = 2\pi \frac{f_{RF}}{f_c} \tag{2.5}$$

En utilisant les relations trigonométriques, l'équation 2.4 peut se ré-écrire

$$T_f = T_0 + 2T_m \sin\left(\omega t + \frac{\phi}{2}\right) \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \tag{2.6}$$

ce qui correspond à un diamètre de trajectoire égal à

$$D = D_0 + 2D_m \sin\left(\omega t + \frac{\phi}{2}\right) \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \tag{2.7}$$

où D_0 est le diamètre nominal, c'est a dire celui obtenu sans aucune modulation de l'énergie cinétique et $D_m = D_0 \frac{T_m}{2T_0}$ est l'amplitude de modulation.

Pour $\cos\left(\frac{\phi}{2}\right) = 0$, quelle que soit la valeur de ωt, c'est-à-dire quel que soit l'instant de la première modulation, alors le diamètre est égal au diamètre nominal. La fente de sortie étant placée exactement sur ce diamètre, tous les ions sont transmis à travers cette fente et la transmission à travers le spectromètre est maximale. Cette valeur correspond à $\phi = \pi + 2n\pi$ soit

$$f_{RF} = \left(n + \frac{1}{2}\right) f_c \tag{2.8}$$

où n, entier, est appelé le rang harmonique. En traçant la transmission en fonction de la fréquence de modulation, on observe une série de pics étroits correspondant aux différentes valeurs de n, puis en ajustant une fonction adéquate, la fréquence optimale pourra être extraite, ainsi que la fréquence cyclotron de l'ion à condition de connaître n, qui peut être déterminé à partir de la distance entre deux pics consécutifs ou à partir de la mesure du champ magnétique B.

Afin de visualiser cette courbe de transmission, j'ai fait une simple simulation qui tire au sort l'instant de première modulation (ωt) et la position de l'ion au niveau de la fente d'entrée. Par l'application de la formule 2.7, je calcule la position de l'ion au niveau de la fente de sortie. Ceci me donne les distributions de la figure 2.3.

Tout d'abord, lorsque la fréquence de modulation est celle définie par la relation 2.8 ($\phi = \pi$), cette distribution est très fine (environ la largeur des fentes) et la transmission est maximale. Ensuite, pour des fréquences de modulation quelconques, la distribution est symétrique de part et d'autre de la fente et ses maxima sont pour les grandes modulations.

Pour obtenir la transmission, j'ai compté les ions qui, au niveau de la fente de sortie, sont à l'intérieur de la fente de sortie de largeur ξ, c'est à

2.2. Ajout d'une modulation de l'énergie cinétique et transmission à travers le spectromètre

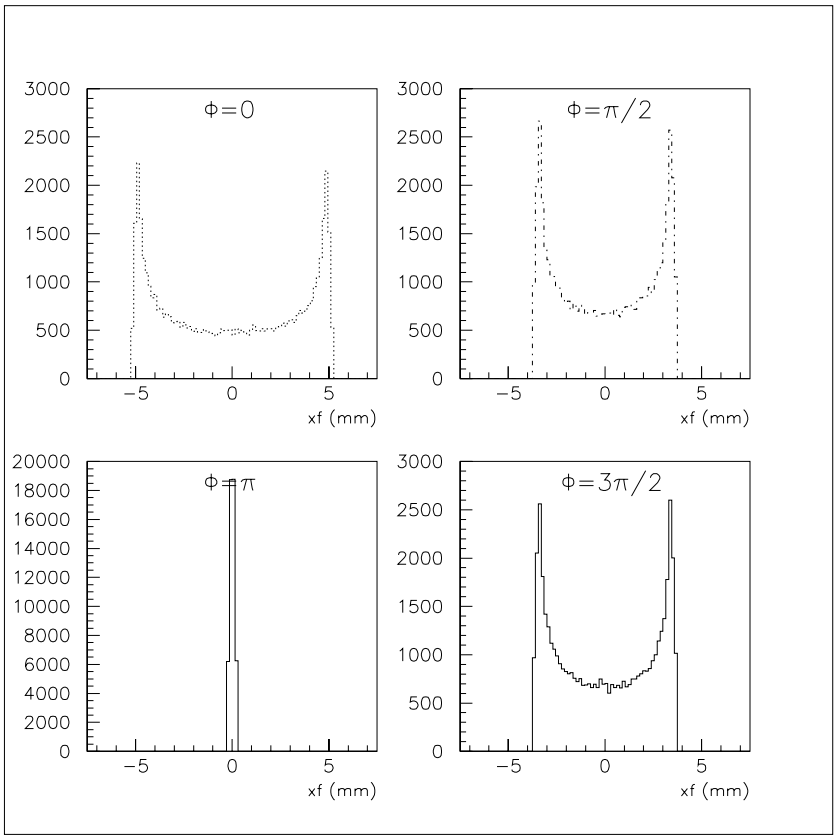


Fig. *2.3: Distribution du faisceau au niveau de la fente de sortie pour différentes valeurs de ϕ*

dire compris entre $-\xi/2$ et $+\xi/2$, et ceci pour chaque valeur de $\phi \in [0, 2\pi]$. J'obtiens ainsi la courbe de transmission de la figure 2.4.

Le pic de transmission est centré sur $\phi = \pi$ et a une forme triangulaire près du maximum. Un triangle est donc un bon choix comme fonction d'ajustement de la courbe de transmission pour extraire la fréquence de modulation. Cependant, de part et d'autre de ce pic, il y a un fond et les bords du pic peuvent gêner le bon déroulement de l'ajustement et ainsi faire perdre en précision et en qualité. Afin de montrer comment on se débarrasse de ce fond, j'ai regardé quels sont les couples (ωt,ϕ) qui permettent le passage de l'ion à travers la fente de sortie. J'obtiens ainsi le diagramme figure 2.5.

Ce diagramme est composé de deux familles de droites autour desquelles les couples(ωt,ϕ), correspondant à la transmission de l'ion, sont regroupés.

– Les droites $\phi = \pi + 2n\pi$, correspondant aux points qui vérifient la condition 2.8 et qui sont par conséquent associées au pic de transmission

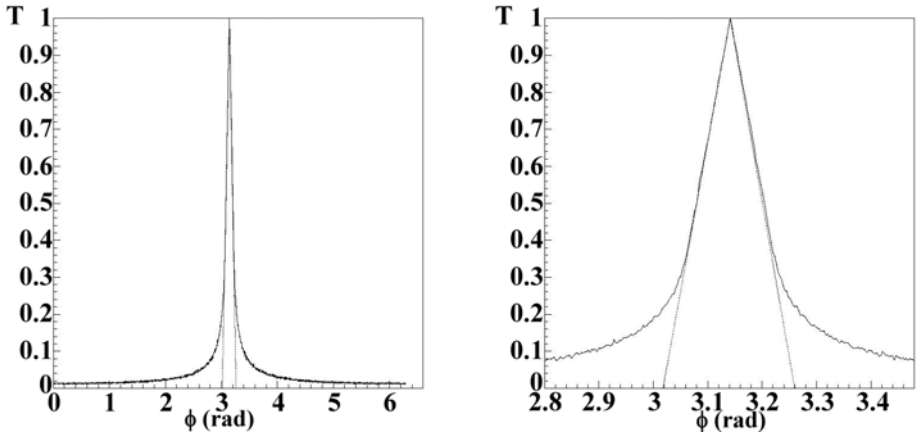


Fig. *2.4: Courbe de transmission en fonction du paramètre ϕ, représentant le rapport entre la fréquence de modulation et la fréquence cyclotron de l'ion dans le champ magnétique du spectromètre avec $D_m = 5$ mm et $\xi = 0.4$ mm.*

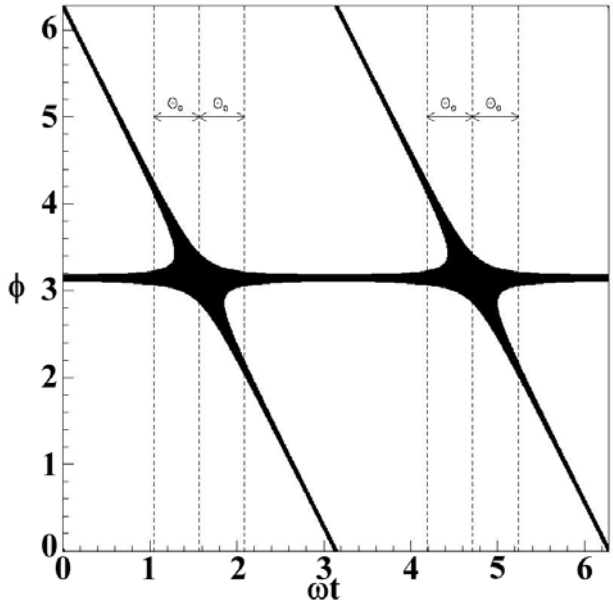


Fig. *2.5: Couples (ωt,ϕ) permettant le passage de l'ion à travers la fente de sortie.*

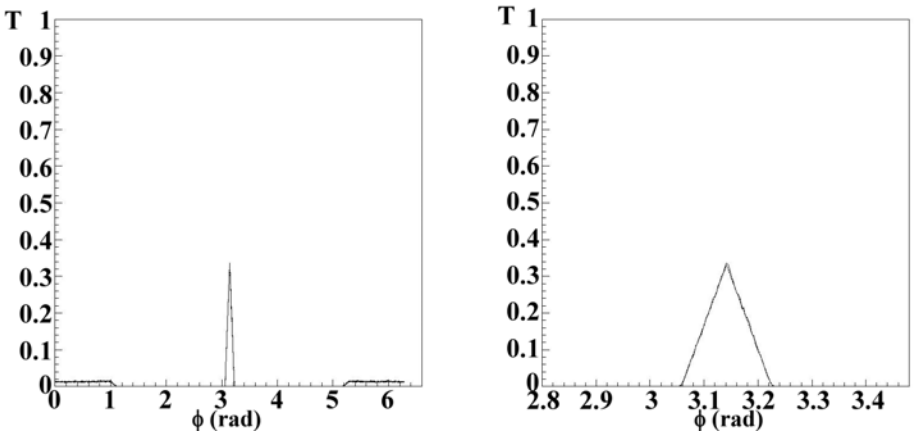


Fig. *2.6: Courbe de transmission en fonction du paramètre ϕ, représentant le rapport entre la fréquence de modulation et la fréquence cyclotron de l'ion dans le champ magnétique du spectromètre avec $D_m = 5$ mm, $\xi = 0.4$ mm et la fente de phase fermée à ± 2.5 mm.*

(également appelé pic de résonance).

– Les droites $\phi = -2\omega t + 2n\pi$, pour lesquelles il y a, quelle que soit la valeur de ϕ, toujours des ions qui passent la fente de sortie. Elles sont par conséquent associées à un fond.

Un moyen de séparer le fond du pic est de séparer les deux familles de courbes en éliminant les différents noeuds de croisement en $\omega t = \pi/2 + n\pi$. Ces points correspondent à un $\sin(\omega t)$ extremum, et donc à une première modulation maximale. Pour éliminer ces noeuds, il faut donc rejeter tous les événements qui ont une grande modulation au premier passage dans le modulateur. Pour cela, une fente réglable (la fente de phase) est placée un demi-tour après la première fente du modulateur (voir fig. 2.2). Soit η, la largeur de la fente de phase, les ions qui ont une première modulation $|D_m \sin(\omega t)|$ supérieure à $\eta/2$ sont stoppés par cette fente de phase et tous les points du diagramme 2.5 compris entre $\pi/2 + n\pi - \theta_0$ et $\pi/2 + n\pi + \theta_0$, où $\theta_0 = \arccos(\frac{\eta}{2D_m})$, seront éliminés. Ainsi en réglant convenablement la largeur de la fente de phase, on peut séparer le fond du pic et on obtient la courbe de transmission de la figure 2.6 au lieu de celle de la figure 2.4

D'une part, le pic est bien séparé du fond et sa forme est nettement triangulaire, ce qui donne à l'ajustement une meilleure qualité. Cependant, le fond n'est pas annulé partout et pour ϕ proche de 0, le fond subsiste, formant ainsi un pic assez plat pour $f_{RF} = nf_c$. Ce pic est plus communément appelé le pic n ou «la barbe», terme employé plus tard. D'autre part, avec cette largeur de fente de phase (environ la moitié de la modulation), la transmission

est réduite de 2/3 par rapport au cas sans fente de phase (figure 2.4) . En effet, comme il a été montré dans la figure 2.3, le maximum d'événements est produit pour les grandes modulations, qui sont éliminées par la fente de phase. Ainsi, le prix à payer pour se débarrasser du fond est une perte de transmission d'un facteur 3.

2.3 Représentation en diagrammes de Fresnel

Comme mentionné précédemment, la variation finale du diamètre de la trajectoire de l'ion est reliée aux variables D_m, ωt et ϕ par la relation :

$$\Delta D = D - D_0 = D_m \sin(\omega t) + D_m \sin(\omega t + \phi) \tag{2.9}$$

À chaque terme de l'équation 2.9, correspond un vecteur dans l'espace de Fresnel (fig.2.7). La projection des extrémités de ces vecteurs sur l'axe horizontal donne la position de l'ion au niveau du bloc fentes. Le premier donne la position après un tour, le deuxième après deux tours. Sur ce diagramme sont également représentées les limites de la fente de sortie. L'ion est transmis si l'extrémité du deuxième vecteur est à l'intérieur de ces limites.

La représentation en diagrammes de Fresnel permet de faire des calculs assez simplement [18], comme d'obtenir les différents paramètres de la courbe de transmission. Cette courbe est composée d'un pic triangulaire centré en $\phi = \pi$ et d'un plateau (plus communément appelé «la barbe») centré en $\phi = 0$ (voir figure 2.6). Les hauteurs et largeurs de ces deux parties peuvent être déterminées à l'aide des diagrammes de Fresnel. Par raison de symétrie, on ne considère que la partie supérieure des diagrammes et ces calculs sont faits avec la prise en compte de la fente de phase.

2.3.1 Hauteur du pic

Au sommet du pic de transmission, $\phi = \pi$ et le diagramme de Fresnel correspondant est celui représenté figure 2.8.

Au sommet du pic, tous les ions sont transmis, sauf bien entendu ceux qui sont stoppés par la fente de phase. Ainsi, pour calculer la hauteur du pic, il suffit de calculer la probabilité d'avoir ωt compris $[-\frac{\pi}{2} + \theta_0, +\frac{\pi}{2} - \theta_0]$ et de multiplier celle-ci par l'intensité I_0 du faisceau transmis par le spectromètre en l'absence de fente de phase. ωt étant distribué uniformément dans $[-\frac{\pi}{2}, +\frac{\pi}{2}]$(moitié supérieure du diagramme), la probabilité que l'ion soit transmis par le spectromètre en présence de la fente de phase est égale à

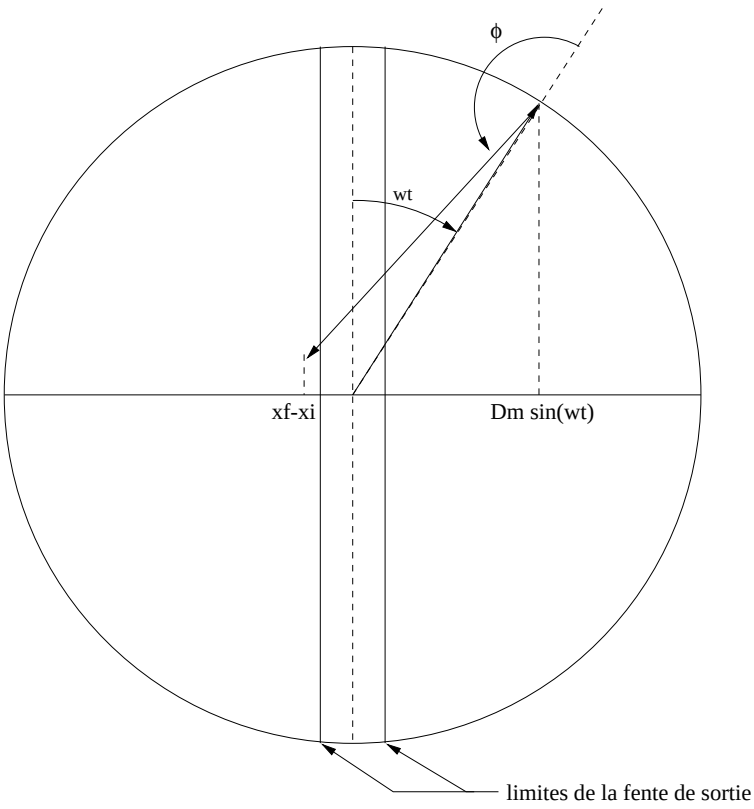


Fig. *2.7: Représentation de la modulation et de la démodulation par deux vecteurs ayant pour norme l'amplitude de modulation et comme phase, la phase de la modulation. Cette représentation est plus communément appelée diagramme de Fresnel.*

$(\pi - 2\theta_0)$ divisé par π, ce qui donne pour la hauteur du pic :

$$I = I_0 \left(1 - \frac{2\theta_0}{\pi}\right) \tag{2.10}$$

Par exemple, pour une fente de phase qui coupe le faisceau à la moitié de la modulation, $\eta = D_m$ et $\theta_0 = \frac{\pi}{3}$. Cela donne comme hauteur de pic $I_0/3$, comme deja obtenu précédemment avec la simulation.

2.3.2 Largeur du pic et résolution du spectromètre

La largeur du pic de transmission est une donnée essentielle du spectromètre. En effet, elle donne directement accès à sa résolution qui n'est autre que le rapport $\frac{f_{RF}}{\Delta f_{RF}} = \frac{\phi}{\Delta\phi}$ où $\Delta\phi$ est la largeur du pic de transmission à mi-hauteur. Le pic de transmission étant un triangle, la largeur à mi-hauteur est

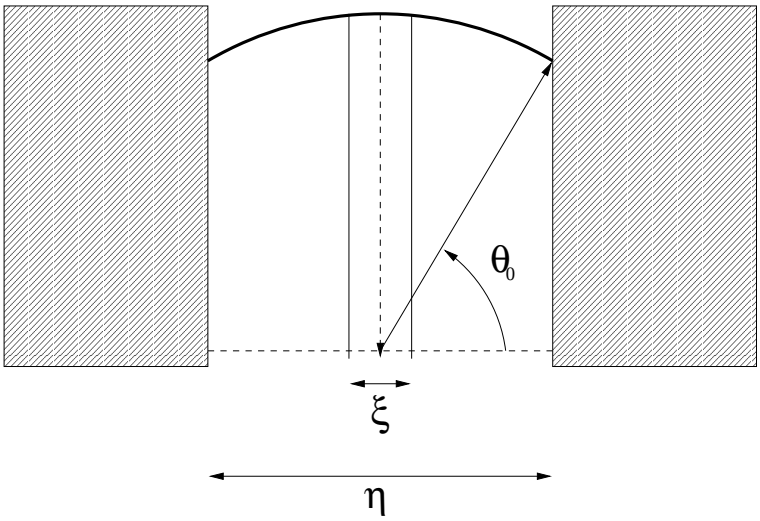


Fig. *2.8: Diagramme de Fresnel correspondant au sommet du pic de transmission pour lequel $\phi = \pi$. Les zones grisées correspondent à la fente de phase et la zone centrale à la fente de sortie.*

la moitié de la largeur à la base du triangle. Le bord du triangle correspond à la limite de passage des ions. Cette limite est atteinte lorsque le diagramme de Fresnel est celui représenté figure 2.9.

On a $\sin(\pi - \phi) = \frac{\xi}{D_m}$ et puisque $\xi \ll D_m$, alors $\pi - \phi \sim \frac{\xi}{D_m}$ et le bord du pic de transmission, représenté par le diagramme 2.9, correspond à $\phi = \pi - \frac{\xi}{D_m}$. Donc, la demi-largeur à la base du pic de transmission, ainsi que la largeur du pic à mi-hauteur vaut

$$\Delta\phi = \frac{\xi}{D_m} \tag{2.11}$$

et le pouvoir de résolution du spectromètre défini comme $R = \frac{m}{\Delta m} = \frac{f}{\Delta f} = \frac{\phi}{\Delta\phi}$ est égal à

$$R = \frac{2\pi D_m}{\xi}\left(n + \frac{1}{2}\right) \tag{2.12}$$

Pour les valeurs suivantes des paramètres :

$$\begin{aligned} D_m &= 5 \text{ mm} \\ \xi &= 0.4 \text{ mm} \\ n &= 1000 \end{aligned}$$

la résolution du spectromètre est $R \sim 78000$.

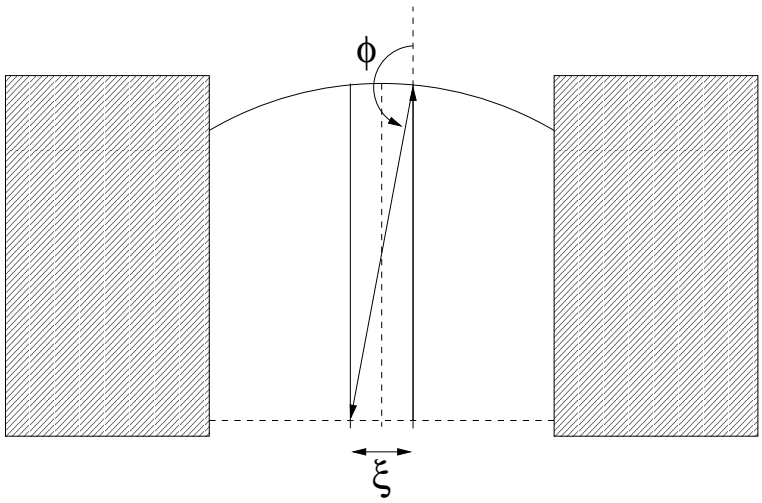


Fig. *2.9: Diagramme de Fresnel correspondant au bord du pic de transmission permettant ainsi un calcul simple de la largeur du pic et par conséquent de la résolution du spectromètre.*

2.3.3 Hauteur de «la barbe»

Pour évaluer la hauteur de «la barbe» (ou pic n, comme il a été défini précédemment au paragraphe 2.2) , on utilise le diagramme de Fresnel pour $\phi = 0$ représenté figure 2.10.

De même que pour la hauteur du pic de transmission, la probabilité d'avoir ωt tel que la condition de sortie soit respectée, est calculée. Et ceci nous donne comme hauteur de «la barbe»

$$I = I_0 \left(\frac{\xi}{2\pi D_m} \right) \tag{2.13}$$

2.3.4 Largeur de «la barbe»

La largeur de «la barbe» est calculée en utilisant le diagramme de Fresnel de la figure 2.11. En effet, $\phi = 0$ correspond au milieu de la «barbe» et pour un ϕ supérieur à celui de la figure 2.11, le premier vecteur de Fresnel (celui correspondant à la modulation) serait éliminé par la fente de phase. Ainsi, ce diagramme correspond au bord du pic n, et la largeur de la «barbe» en est déduite et on obtient :

$$\Delta\phi = 2\pi - 4\theta_0 \tag{2.14}$$

Les différents paramètres de la courbe de transmissions sont récapitulés dans la figure 2.12.

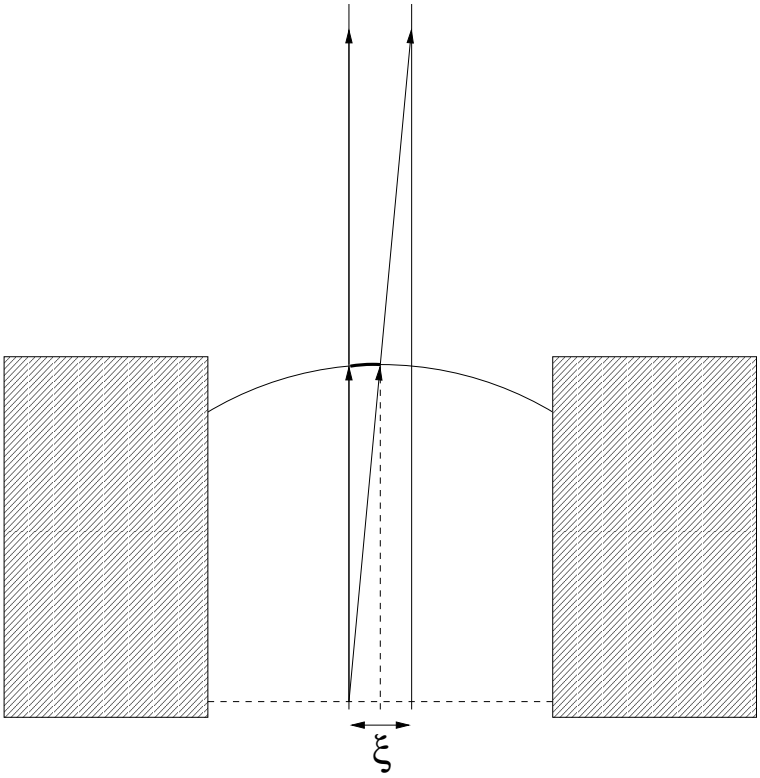


Fig. *2.10: Diagramme de Fresnel permettant le calcul de la hauteur de la «barbe»*

2.4 Résolution théorique du spectromètre

Lorsque la largeur du pic de transmission a été calculée par l'utilisation des diagrammes de Fresnel, la résolution du spectromètre en a été déduite et vaut

$$\mathcal{R} = \frac{2\pi D_m}{\xi}\left(n + \frac{1}{2}\right) \tag{2.15}$$

Cependant, la résolution peut être dégradée par différents effets. En particulier ceux qui introduisent un défaut dans l'isochronisme, c'est-à-dire dans le fait que tous les ions mettent le même temps à faire un tour entre les deux modulations quelle que soit leur énergie. Ainsi, si chaque ion a une fréquence cyclotron légèrement différente, ceci a pour effet d'élargir le pic de transmission et de réduire par conséquent la résolution. La fréquence cyclotron étant exprimée par la relation 2.2, des variations de la masse ou du champ magnétique pourraient affecter celle-ci.

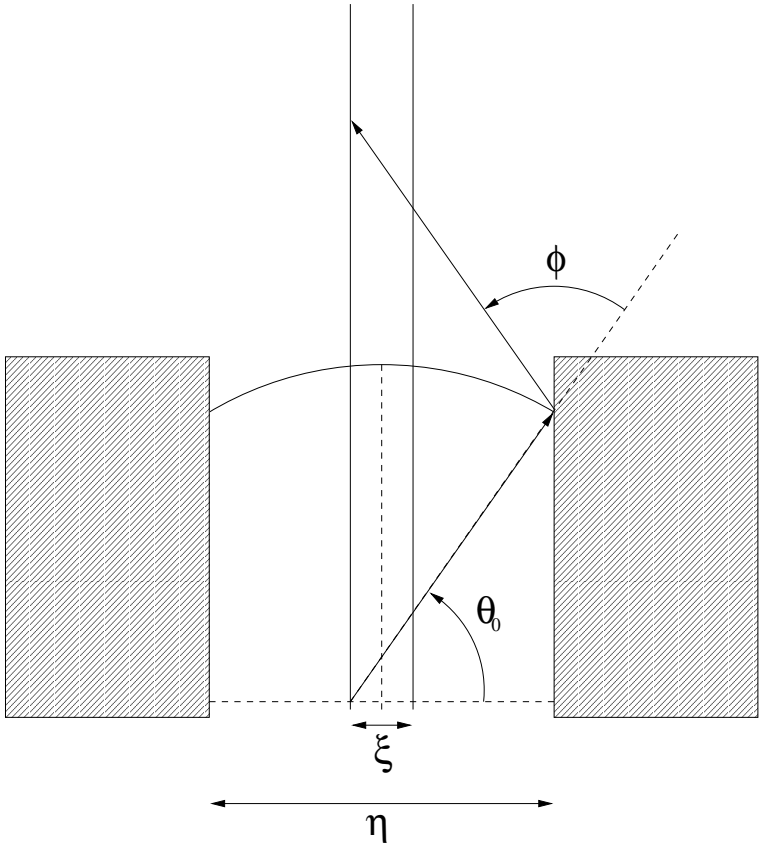


Fig. *2.11: Diagramme de Fresnel permettant le calcul de la largeur de la «barbe»*

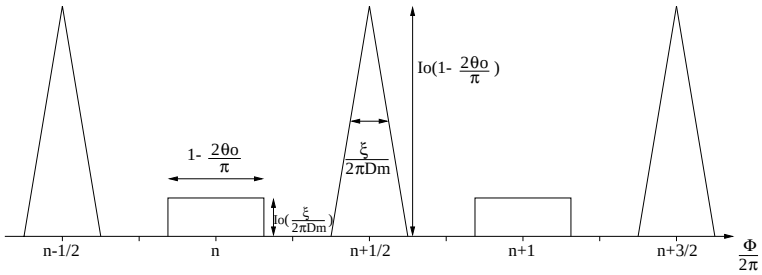


Fig. *2.12: Représentation de la forme de la courbe de transmission en tenant compte de la fente de phase et récapitulation des différents paramètres calculés avec les diagrammes de Fresnel précédents.*

2.4.1 Effet relativiste

En relativité, la masse dépend de l'énergie de l'ion par la formule

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \tag{2.16}$$

Dans le cas de MISTRAL, la vitesse des ions est très petite devant c et l'écart de masse $\Delta m/m$ dû à la relativité est simplement égal au rapport de l'énergie cinétique des ions sur la masse au repos m_0c^2. Ainsi pour une énergie cinétique de 60 keV et une masse de $A \times 10^6$ keV l'écart est de $\frac{6}{A}10^{-5}$, ce qui est supérieur à la précision attendue du spectromètre. Il faut donc prendre en compte cet effet relativiste dans la mesure des masses atomiques à ces précisions. Ensuite, si la modulation de l'énergie cinétique est prise en compte, pour une amplitude de modulation de l'ordre de 100 eV, on obtient un écart de l'ordre de $\frac{1}{A}10^{-7}$ de part et d'autre du pic. Ceci a pour effet d'élargir le pic de transmission et de diminuer la résolution du spectromètre, et ceci de façon plus importante pour les faibles masses. Cependant, les ions accélérés (resp. décélérés) se trouvant à l'extérieur (resp. à l'intérieur) par rapport à la trajectoire nominale, l'ajout d'un gradient radial de champ peut compenser ce défaut.

2.4.2 Effet des inhomogénéités du champ magnétique

Entre les deux modulations, chaque ion a une énergie et une trajectoire différente. Pour que l'isochronisme soit préservé, il faut que l'intégrale du champ magnétique le long de ces trajectoires soit la même pour chaque ion. Or, si des inhomogénéités du champ magnétique existent, alors celle-ci dépendra de la trajectoire de l'ion, et par conséquent de son énergie et de sa direction d'injection. Ceci implique une dispersion du temps de vol entre les deux modulations et un élargissement du pic de transmission.

2.4.3 Effet du modulateur

Une des caractéristiques du modulateur est que l'efficacité de modulation dépend de la vitesse des ions, ceci étant dû à la structure en deux gaps du modulateur. Ainsi, à la seconde modulation, tous les ions ne subiront pas la même démodulation et pour la condition 2.8, les deux modulations ne sont pas compensées exactement. Cependant, cet effet n'apparaît qu'au second ordre et la résolution n'est que légèrement diminuée.

2.4.4 Relation entre résolution et précision de la mesure

La précision de la mesure est liée à cette résolution . Plus la résolution est grande et plus la mesure de la masse va être précise. Mais une autre donnée influe sur la précision : c'est la statistique. Pour augmenter la précision, beaucoup d'ions sont nécessaires. Soit M, la masse mesurée et δM sa précision, on a

$$\frac{\delta M}{M} = \frac{\delta \omega}{\omega} \tag{2.17}$$

où $\delta\omega$ est la précision sur la détermination de la fréquence de résonance (fréquence centrale du pic de transmission) . Lors de l'obtention de la courbe de transmission, la quantité d'ions N_i transmis par le spectromètre est mesurée pour chaque valeur ω_i de la radiofréquence. Une approximation de ω à la résonance peut être faite en calculant la moyenne de la distribution mesurée

$$\omega = \frac{1}{N}\sum_i N_i \omega_i \tag{2.18}$$

De même pour l'écart-type de la distribution

$$\sigma^2 = \frac{1}{N}\sum_i N_i (\omega_i - \omega)^2 \tag{2.19}$$

La distribution est ici triangulaire, donc $\sigma = \frac{\Delta\omega}{\sqrt{6}} = \frac{\omega}{\mathcal{R}\sqrt{6}}$, où $\Delta\omega$ est la largeur à mi-hauteur du pic de transmission. Ensuite la précision de la mesure peut être écrite comme

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{\sigma}{\omega}\frac{\delta\omega}{\sigma} = \frac{\delta\omega}{\mathcal{R}\sigma\sqrt{6}} \tag{2.20}$$

De plus, si on suppose que le fond est nul, alors $\delta\omega/\sigma \sim 1/\sqrt{N}$ et la précision peut s'écrire :

$$\frac{\delta\omega}{\omega} \sim \frac{1}{\mathcal{R}\sqrt{6N}} \tag{2.21}$$

Par exemple, pour $\mathcal{R} = 78500$ et $N = 1000$, on obtient $\frac{\delta\omega}{\omega} \sim 10^{-7}$, ce qui est une valeur tout à fait raisonnable pour les mesures de masses loin de la stabilité.

2.5 Mesure de masse par comparaison avec une masse de référence

Pour relier la masse de l'ion à la fréquence cyclotron mesurée, on utilise la formule

$$m = \frac{qB}{2\pi f_c} \tag{2.22}$$

Pour obtenir une précision sur la masse de l'ordre de 10^{-7}, comme sur f_c il faut aussi avoir une très bonne précision sur la détermination du champ magnétique. Cependant, celui-ci, mesuré avec une sonde RMN, ne peut pas être déterminé avec une précision meilleure que 10^{-5}. De plus, la sonde ne voit pas les différentes inhomogénéités que le faisceau d'ions peut rencontrer. Ainsi, une meilleure méthode pour déterminer le champ moyen vu par les ions entre les deux modulations avec une bonne précision est d'utiliser un faisceau de référence constitué d'ions dont la masse est très bien connue et de mesurer leur fréquence cyclotron avec le spectromètre. Ce faisceau de référence est fourni par une source d'ions attachée à l'expérience MISTRAL.

Soit m_{ref}, la masse du faisceau de référence et m_{is} la masse du faisceau fourni par ISOLDE, c'est à dire celle mesurée par l'expérience. Alors, le champ magnétique obéit à la relation :

$$B = \frac{2\pi m_{ref} f_c^{ref}}{q} \tag{2.23}$$

et en l'incluant dans l'équation 2.22

$$m_{is} = m_{ref} \frac{f_c^{ref}}{f_c^{is}} \tag{2.24}$$

Afin d'éviter un effet dû à une éventuelle dérive du champ magnétique au cours du temps, les deux faisceaux ne pouvant être injectés simultanément, une mesure de la fréquence cyclotron du faisceau de référence est faite à intervalles de temps réguliers de façon à sauter rapidement d'un faisceau à l'autre. Pour que les enveloppes de ces deux faisceaux coïncident, il faut que leurs impulsions soient identiques. Cela est réalisé lorsque la condition 2.25 est respectée.

$$m_{ref} V_{ref} = m_{is} V_{is} \tag{2.25}$$

V représente les différentes tensions des éléments électrostatiques définissant la trajectoire des deux faisceaux, qui sont proportionnelles à l'énergie cinétique des ions.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

3.1 Introduction

Le spectromètre MISTRAL est installé à ISOLDE au CERN situé près de Genève, sur la frontière franco-suisse. ISOLDE fournit des noyaux loin de la vallée de stabilité avec une énergie cinétique de 60 keV. Pour cela, plusieurs types de sources d'ions sont disponibles selon les noyaux que l'on veut étudier. Ces sources différent dans la méthode d'ionisation de ces nucléides. Des protons réagissent sur une cible. Les fragments de ces réactions nucléaires (spallation, fission ou fragmentation) y sont thermalisés puis transportés vers la source d'ions où ils sont ionisés par différents procédés qui différent par leur sélectivité chimique. Les protons sont accélérés par le PS-Booster du CERN. La figure 3.1 représente les différentes lignes de faisceaux du CERN qui se trouvent en amont du super synchrotron à proton (SPS). Celles-ci sont constituées d'accélérateurs et de lignes de transport.

Les protons sont produits puis extraits à une énergie de 100 keV. Ils sont ensuite accélérés par l'accélérateur linéaire LINAC 2 (voir figure 3.1) jusqu'à une énergie de 50 MeV. Puis ils sont injectés dans le PS-booster pour atteindre une énergie allant de 1 à $1,4$ GeV et aller vers ISOLDE ou le PS. Le PS-Booster est un accélérateur synchrotron constitué de 4 anneaux parallèles et délivre un faisceau de protons pulsés, au rythme d'une impulsion toutes les $1,2$ secondes.

Ce faisceau vient frapper la cible d'ISOLDE, ce qui a pour effet de produire les noyaux exotiques étudiés par les expériences. Ensuite ces noyaux sont neutralisés, stoppés et thermalisés par la cible. Ils diffusent et sortent de celle-ci, puis sont conduits par la ligne de transfert jusqu'à la chambre d'ionisation dont les différents types vont être expliqués par la suite. Si on veut être en mesure d'étudier des nucléides de courte durée de vie, la dif-

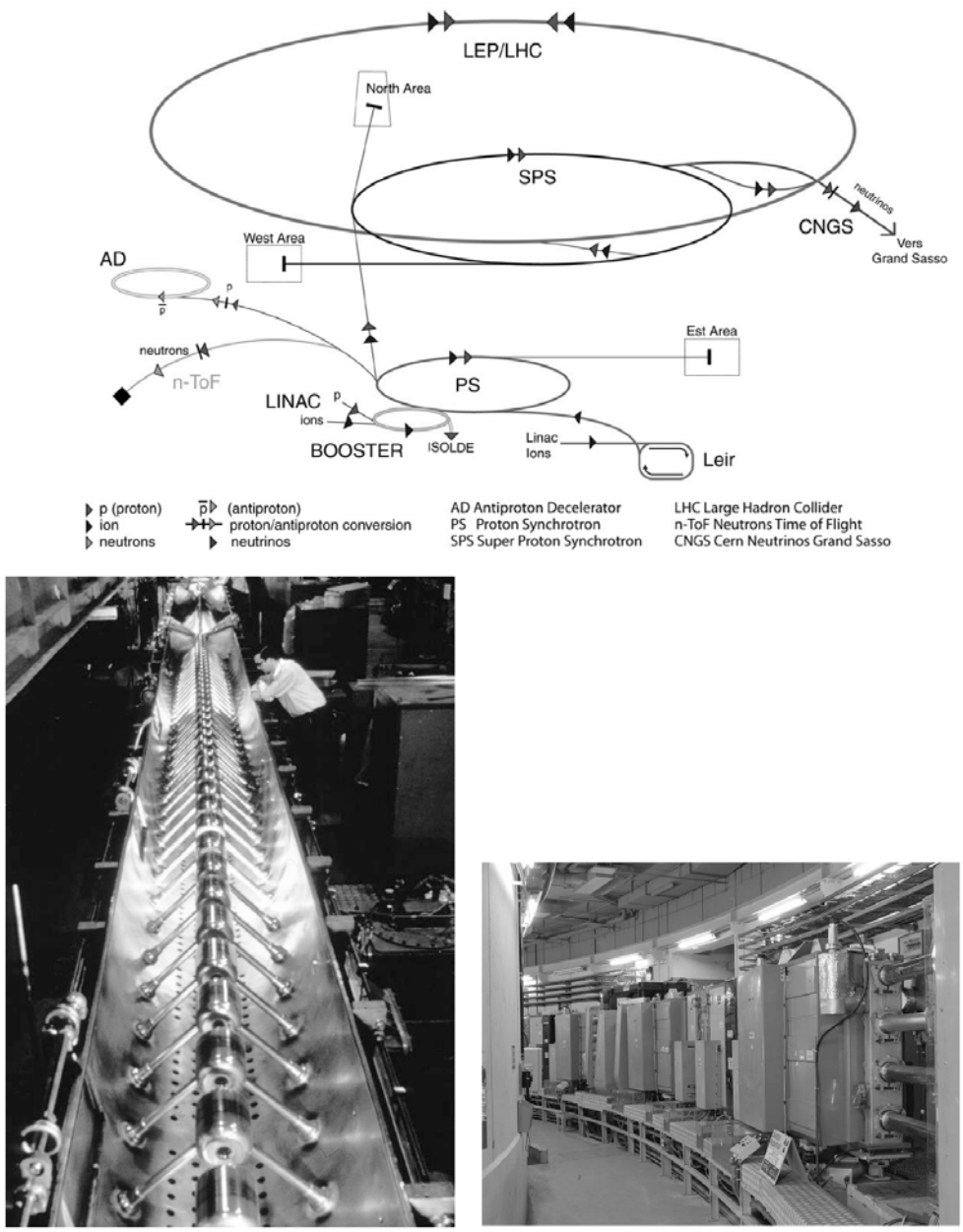


Fig. *3.1: En haut : système d'accélération du CERN avant injection dans le super synchrotron à protons SPS. En bas à gauche : accélérateur linéaire LINAC. En bas à droite : photo du PS-Booster (Photos CERN).*

fusion des atomes hors de la cible doit se faire assez rapidement et celle-ci est par conséquent chauffée à une température aux alentours de 2000^{o}C. La cible peut être constituée par un empilement de fines feuilles ou bien par des grains, facilitant la diffusion hors de celle-ci. Après ionisation et extraction de la source d'ions [19], les ions sont sélectionnés selon leur masse par le champ magnétique d'un séparateur d'isotopes en ligne, puis transmis à travers la ligne de transport électrostatique jusqu'au spectromètre MISTRAL dont les éléments sont représentés figure 3.7. Un élément important est le déflecteur noté SD2 qui permet de sélectionner la ligne de faisceau à mesurer. Lorsque cet élément est à la masse, le faisceau provenant de la ligne d'ISOLDE, contenant les noyaux à étudier, est introduit dans MISTRAL. Par contre, quand il est porté à une tension ad hoc, alors le faisceau provenant de la ligne L2, c'est à dire provenant de la source de référence est injecté dans le spectromètre et la masse de référence est mesurée.

3.2 ISOLDE

3.2.1 Les différentes sources d'ions

3.2.1.1 Ionisation de surface

Le type de source d'ions d'ISOLDE le plus simple est la source par ionisation de surface. Elle a l'avantage d'avoir une bonne sélectivité chimique pour les éléments à faible potentiel d'ionisation comme les alcalins et les alcalino-terreux, et elle est utilisée pour la production de Rubidium, nécessaire à notre mesure. Celle-ci utilise la propriété que les atomes peuvent être ionisés au contact d'une surface chaude selon la loi de Saha-Langmuir qui prédit un taux d'ionisation en $\exp(-\frac{W-\phi}{kT})$ où W est le potentiel d'ionisation de l'élément et ϕ est le travail de sortie de la surface, k étant la constante de Boltzmann et T la température de la surface. Lorsque W est plus petit que ϕ, le terme en exponentielle est supérieur à 1 et l'ionisation se fait avec une bonne efficacité. Par contre lorsque W est plus grand, l'exponentielle est petite et la surface doit être chauffée pour ioniser les éléments. La surface d'ionisation est composée principalement de tungstène ou de tantale. Par ce procédé, seuls les éléments contenant un électron célibataire comme les alcalins (ex. Na, K) peuvent être ionisés, ce qui est le principal avantage de ce type de source.

Lors de la collision du faisceau de protons avec les noyaux de la cible, des noyaux radioactifs sont créés. Ils sont thermalisés dans les matériaux de la cible d'où ils diffusent pour former un gaz qui va être ionisé positivement au niveau de la ligne chauffée à environ 2400^{o}C (voir figure 3.2). Puis, ils sont extraits et accélérés à 60 keV.

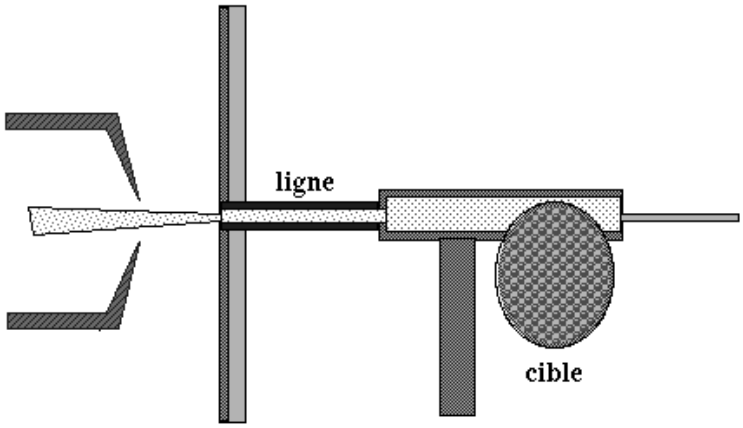


Fig. *3.2: Source à ionisation de surface*

3.2.1.2 Plasma

Lorsque les atomes ont un potentiel d'ionisation trop élevé pour la source décrite précédemment, la source plasma est utilisée. La version chaude de la source plasma est représentée figure 3.3. Du gaz, généralement constitué d'argon ou de xénon, est injecté dans la chambre à plasma. Le plasma est ensuite créé à l'aide d'un courant d'électrons. Celui-ci permet d'ioniser tous les atomes provenant de la cible. Cette source permet donc d'étudier un très grand nombre d'éléments chimiques mais n'est pas du tout sélective. Ceci a pour conséquence que les faisceaux extraits vont être contaminés par des isobares. Dans le cas des gaz rares, l'utilisation d'une ligne refroidie entre la cible et le plasma permet de sélectionner les éléments les plus volatils. Ceci réduit la contamination en isobares.

3.2.1.3 RILIS, la source laser

Dans le cas de la source plasma chaude, énormément d'éléments sont ionisés simultanément. Ceci peut causer un problème de contamination d'isobares. Une méthode d'ionisation qui sélectionne un élément en particulier est l' ionisation par laser en utilisant la source RILIS [20](Resonance Ionization Laser Ion Source). Cette source est composée d'une source à ionisation de surface et d'un système de lasers. Par cette méthode, les atomes sont excités par des lasers, passent dans différents niveaux atomiques et sont finalement ionisés. Ces transitions dépendent bien entendu de l'élément et ceci permet de l'ioniser sélectivement.

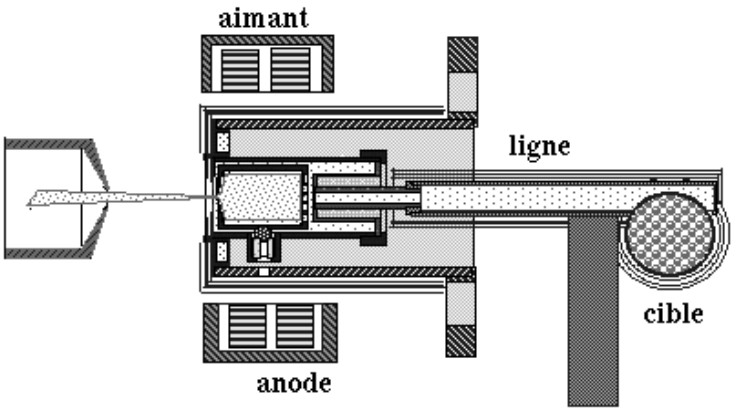


FIG. *3.3: Source plasma chaude*

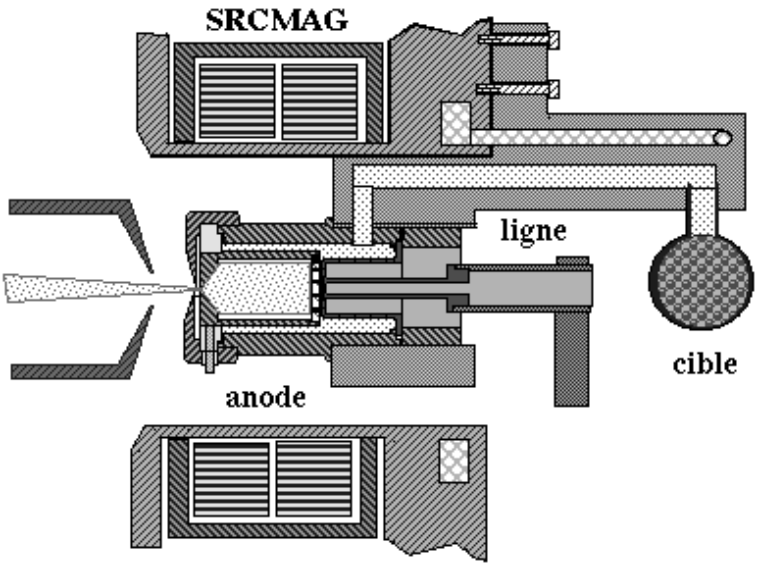


FIG. *3.4: Source plasma refroidie*

3.2.2 Sélection et transport des ions radioactifs d'ISOLDE

3.2.2.1 Les séparateurs en ligne d'ISOLDE

À la sortie de la source d'ions, le faisceau contient tous les isotopes de tous les éléments ionisables. Or, lors des expériences de physique, on est généralement intéressé par un nucléide en particulier, les autres étant considérés comme du bruit de fond . Une sélection à la sortie de la source est donc nécessaire. Pour cela on effectue une sélection en masse à l'aide d'aimants. À ISOLDE, il existe deux séparateurs différents pour la sélection en masse, chacun partant d'une source différente.

Le séparateur GPS (General Purpose Separator), constitué d'un seul aimant, a une résolution en masse $\frac{M}{\Delta M} = 2400$. Le séparateur HRS (High Resolution Separator), constitué de deux aimants, a une résolution actuelle de 5000, mais peut théoriquement atteindre 30000.

3.2.2.2 La ligne de transport du faisceau

Le faisceau d'ions radioactifs monochargés est transporté du séparateur à l'expérience par des éléments électrostatiques. Ainsi, toute la trajectoire du faisceau le long de la ligne ne dépend que de son énergie pouvant aller de 30 à 60 keV (on prend généralement 60 keV qui est l'énergie maximale afin de minimiser l'émittance du faisceau, ce qui nous permet une meilleure transmission à travers l'appareil de mesure) et toutes les masses peuvent passer avec les mêmes réglages. Ceci n'aurait pas été le cas si la ligne était magnétique comme dans le cas de nombreux accélérateurs. Ce point est très important pour ISOLDE ainsi que pour MISTRAL où des nucléides de diverses masses sont mesurés pour un même réglage de ligne. L'ensemble de la ligne est représenté figure 3.5.

Ces éléments électrostatiques sont essentiellement des déflecteurs et des quadripôles comme celui représenté schématiquement figure 3.6. Les deux électrodes de potentiel positif notées + font converger le faisceau verticalement et les électrodes notées - font diverger le faisceau horizontalement. Donc, avec un seul quadripôle, il est impossible de faire converger le faisceau dans les deux directions transversales de l'espace. C'est pour cela que les quadripôles sont utilisés en doublets, ou en triplets pour pouvoir focaliser le faisceau dans les deux plans, sur une fente par exemple. Pour qu'un quadripôle focalise ou défocalise un faisceau le long de son axe, il faut que l'axe du faisceau et du quadripôle coïncident exactement, sinon celui-ci engendre un effet dit de «steering», c'est-à-dire qu'il fait dévier le faisceau, au lieu de seulement le focaliser correctement. Dans ces quadripôles, la tension appliquée sur chaque électrode est la même en valeur absolue. Dans certains

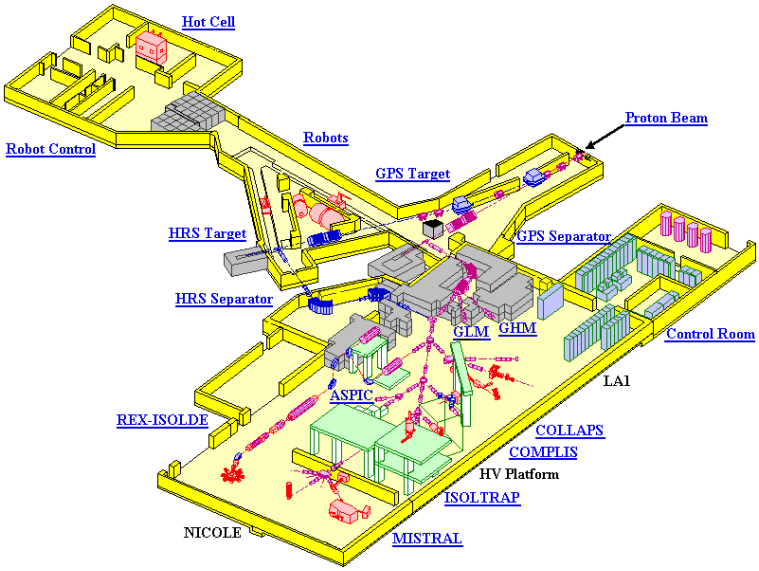


FIG. *3.5: ISOLDE et emplacement des divers expériences utilisant le faisceau radioactif*

quadripôles, on applique une tension différente pour les deux électrodes horizontales ou verticales. Ceci a pour effet d'engendrer également une déflexion du faisceau, en plus de la convergence de façon à effectuer des corrections sur la direction du faisceau. Les autres éléments que sont les déflecteurs permettent de diriger le faisceau vers l'expérience choisie.

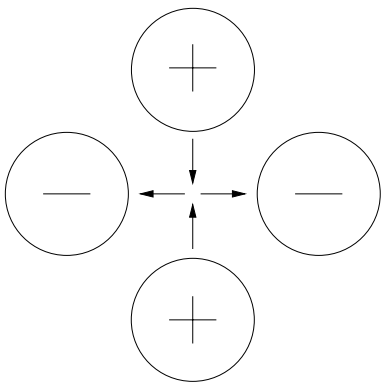


FIG. *3.6: Représentation shématique d'un quadripole*

3.3 MISTRAL

MISTRAL est un spectromètre dont le principe a été décrit au chapitre 2. La partie principale de celui-ci est un aimant, créant un champ magnétique vertical. La figure 3.7 représente le système du spectromètre, celui-ci incluant la source d'ions de MISTRAL, la ligne de transport des ions jusqu'a l'aimant, l'aimant et la ligne de sortie jusqu'au détecteur. Chaque élément électrostatique y est également représenté. Comme dans le cas d'ISOLDE, le fait que les éléments soient électrostatiques est crucial pour MISTRAL. Mais il faut changer les tensions en passant du faisceau de référence au faisceau d'ISOLDE puisque le champ magnétique de l'aimant est constant. Le problème est que l'injecteur et l'éjecteur ne peuvent être qu'électrostatiques car il faut conserver un champ magnétique uniforme dans MISTRAL. Les différents éléments électrostatiques peuvent être classés en plusieurs groupes, chacun ayant un rôle précis :

- de DV21 à DH22, 4 déflecteurs permettant de corriger un éventuel écart entre le faisceau émis par la source d'ions et l'axe optique de la ligne.
- les triplets de quadripôles TR21, TR31 et TR41 permettant de focaliser le faisceau respectivement sur la fente au niveau de CF11, sur la fente d'entrée du spectromètre et sur le détecteur.
- le déflecteur SD2 qui place le faisceau de MISTRAL dans le même axe que le faisceau d'ISOLDE. Sous tension, il permet de faire passer le faisceau de MISTRAL et lorsqu'on le court-circuite, c'est le faisceau d'ISOLDE qui est transmis.
- de DH31 à DV32, 4 déflecteurs qui permettent de corriger l'effet du champ de fuite de l'aimant sur le faisceau pour qu'il soit correctement placé à l'entrée de l'injecteur. Les éléments verticaux donnent également l'angle vertical du faisceau, ce qui lui permet de passer à travers les 4 fentes du spectromètre (fente d'entrée, fente de sortie et les deux fentes du modulateur).
- l'injecteur IS3 et l'éjecteur ES4 permettent l'entrée et la sortie du faisceau hors de l'aimant.
- les éléments DV41 à DH42, et TR41, symétriques des éléments DH31 à DV32 et TR31, permettent un transport du faisceau de l'aimant jusqu'au détecteur.

Ces différents éléments électrostatiques sont alimentés par des tensions qui doivent être modifiées pour garder le produit masse×tension constant. En effet cette condition est nécessaire pour que les différents faisceaux aient la même trajectoire. Pour assurer la meilleure cohérence possible des tensions entre elles, les tensions sont divisées par des ponts de résistances à partir d'un nombre d'alimentations aussi petit que possible. Ainsi, les éléments

3.3. MISTRAL

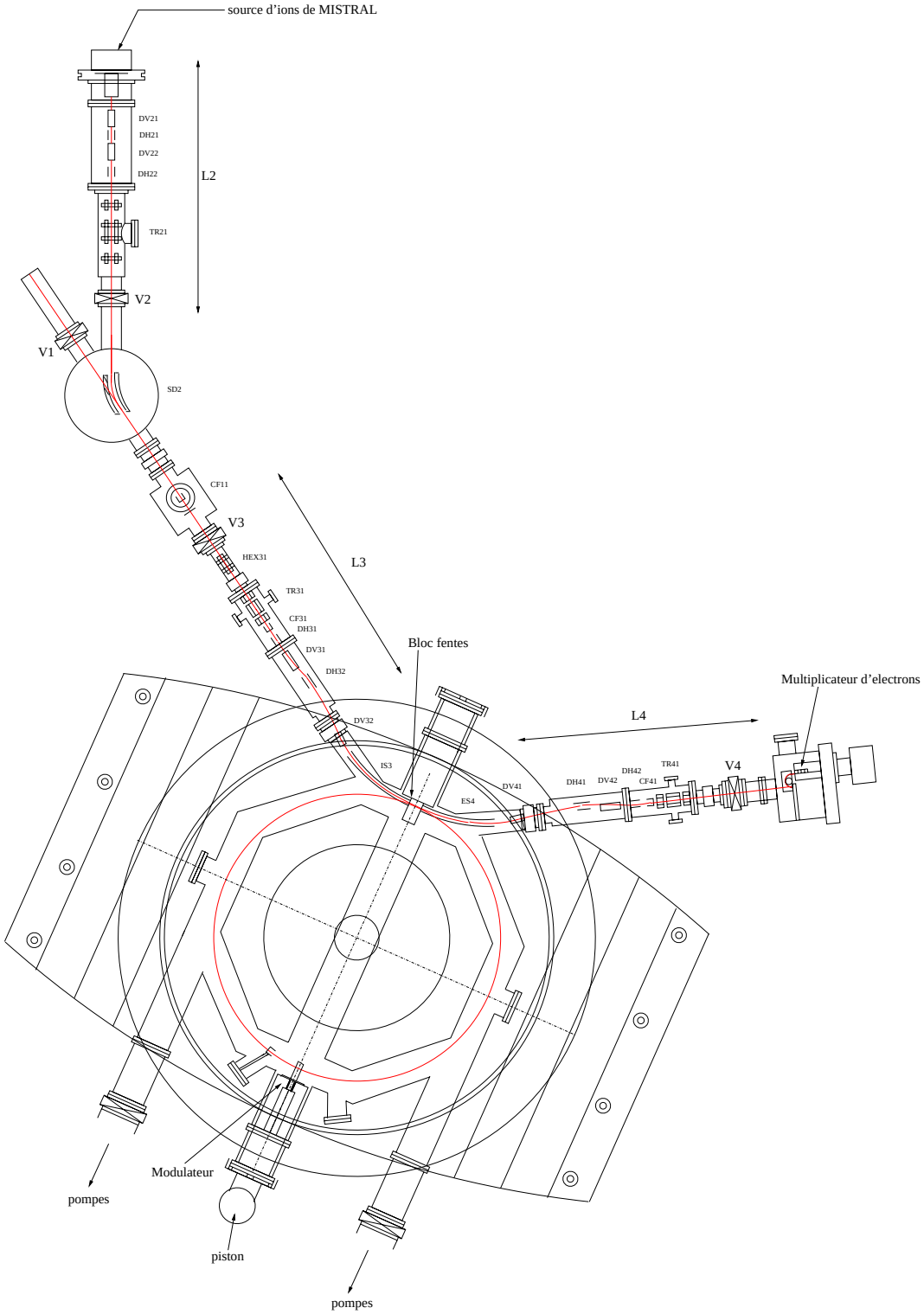


FIG. *3.7: Schéma de MISTRAL montrant les différentes lignes électrostatiques ainsi que l'aimant*

sont alimentés en tension par six alimentations regroupées en trois paires. La paire d'alimentations HVH+/- (High Voltage High) fournit la tension pour les éléments ayant besoin d'une tension plus élevée comme IS3 par exemple (il doit faire tourner le faisceau dans un sens opposé à celui que donne le champ magnétique). La paire HVL+/- (High Voltage Low) fournit quant à elle une tension plus basse à d'autres éléments. Enfin la paire SD2+/- fournit la tension du déflecteur SD2, cette dernière ayant la particularité de n'alimenter le déflecteur que lors de la mesure du noyau de référence, fourni par MISTRAL.

Dans ce qui suit, je vais d'abord parler des sources d'ions utilisées pour les noyaux de référence. Puis j'aborderai une description de l'alimentation des différents éléments électrostatiques ainsi que de leur durée de stabilisation après un saut de tension. Ensuite, je parlerai de l'aimant, de son inhomogénéité et du moyen de la compenser, puis je passerai au modulateur, pièce maîtresse du spectromètre. Enfin, je terminerai par une brève description du système de détection.

3.3.1 Les sources d'ions de MISTRAL

La source d'ions utilisée pour produire les noyaux de référence peut être aussi bien une source à ionisation de surface qu'une source plasma, selon les ions que l'on veut prendre comme référence. Pour avoir une vue d'ensemble de la source, la figure 3.8 représente celle-ci en configuration plasma. Pour les autres modes d'utilisation, seule la répartition des potentiels à l'intérieur de la chambre d'ionisation est modifiée mais l'aspect général reste le même.

En mode ionisation de surface, les éléments alcalins, présents comme impuretés, sont ionisés à la sortie du filament. Ainsi, on utilise ce mode lorsqu'on choisit ^{23}Na ou ^{39,41}K comme référence. Celui-ci est assez facile à mettre en oeuvre. Il suffit de monter doucement l'intensité du courant dans le filament de tungstène jusqu'à environ 25-30 A et d'attendre la stabilisation en température du filament (ceci prend entre un quart d'heure et une demi-heure).

Pour avoir une plus grande diversité de noyaux de référence et choisir des masses de référence proches des masses mesurées, la source est mise en configuration plasma, ce qui permet d'ioniser un grand nombre d'éléments. Les atomes ou molécules à ioniser sont introduits dans la source à partir d'une bouteille de gaz ou d'un four. Dans le cas d'un gaz, la bouteille est reliée à la chambre d'ionisation par une microfuite réglable. Le réglage de celle-ci est le point délicat de la mise en service de ce type de source. En effet, le réglage s'effectue via une vanne asservie qui oscille entre l'état ouvert et l'état fermé. À la première entrée de gaz, la vanne s'ouvre au maximum, ce qui a

pour effet d'augmenter la pression dans la chambre à ionisation de façon non négligeable. Puis, elle se ferme, la pression redescend et se rouvre et ainsi de suite en oscillant autour d'une position d'équilibre qui peut être atteinte en quelques minutes.

Dans le cas du germanium qui fut utilisé comme référence lors des mesures effectuées à l'occasion de cette thèse un four rempli d'un mélange de sulfure de germanium et de fer remplaça l'arrivée de gaz. Dans ce cas, le paramètre délicat était l'intensité de chauffage du four qui devait permettre une évaporation suffisante du germanium tout en le ménageant. Le paramètre à vérifier était la pression mesurée au niveau de la source d'ions.

L'élément de référence, provenant de la bouteille de gaz ou du four, est injecté dans la chambre d'ionisation. Entre le filament et l'anode 1 est appliquée une tension de 150V (la tension de cathode), ce qui engendre un courant électronique. Ce courant ionise ces éléments, qui sont ensuite extraits grâce à la tension d'anode (appliquée sur l'anode 2 et réglée pour optimiser l'intensité du faisceau).

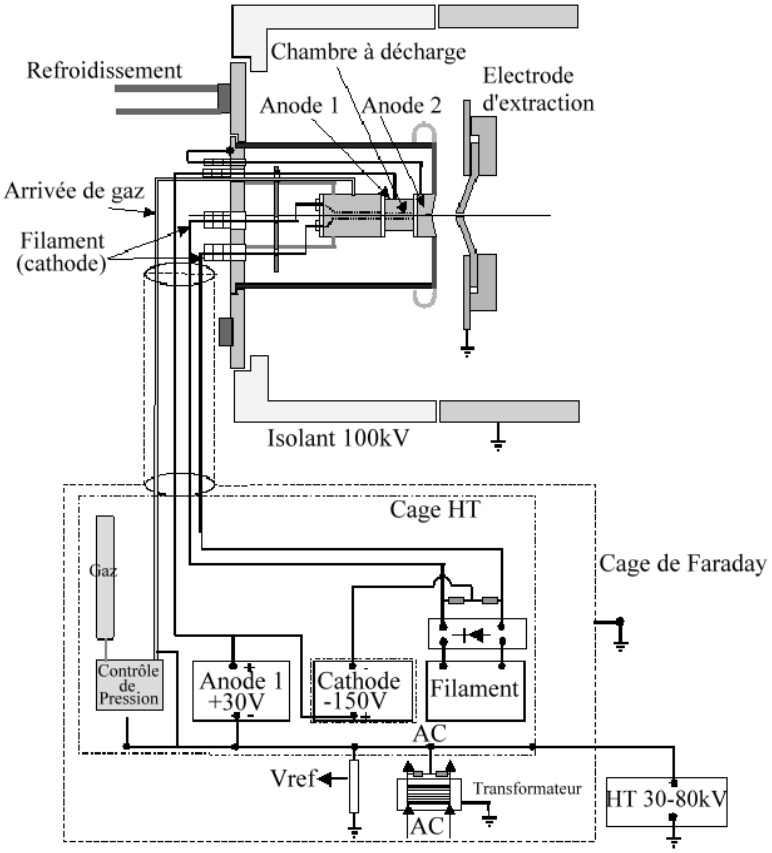


FIG. *3.8: La source d'ions de référence dans sa configuration plasma*

3.3.2 Les alimentations HT des lignes MISTRAL

3.3.2.1 Alimentation de chaque élément à travers un pont de résistances

La ligne du spectromètre MISTRAL, allant de la source de référence jusqu'au système de comptage d'ions contient des éléments électrostatiques, de façon à pouvoir effectuer des sauts de masse, qui sont numérotés comme dans la figure 3.7. Les tensions appliquées à ces éléments sont générées par 6 alimentations, 3 pour les tensions positives ($SD2^+$, HVH^+, HVL^+) et 3 pour les tensions négatives ($SD2^-$, HVH^-, HVL^-). Ces hautes tensions provenant des alimentations sont divisées par des chaînes de résistances (fig. 3.9) puis fournies aux divers éléments électrostatiques des lignes du spectromètre.

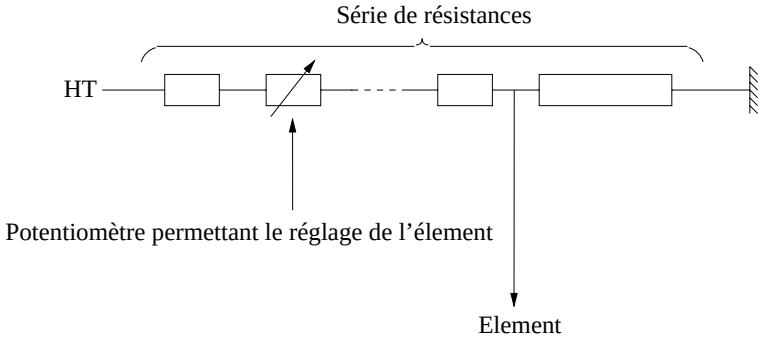


Fig. *3.9: Pont de résistances utilisé pour l'application des tensions des éléments électrostatiques de la ligne de MISTRAL*

Pour chaque élément, un potentiomètre permet d'affiner son réglage à une précision de 10^{-4}. En effet, on doit faire passer le faisceau à travers 4 fentes de 0,4 mm le long d'une trajectoire hélicoïdale de 1 m de diamètre. Tous les potentiels doivent ainsi être ajustés et par conséquent, l'optimisation de la trajectoire de l'ion est une opération longue et délicate. Cette optimisation de trajectoire revient à une optimisation de la transmission et donc à un maximum de sensibilité du spectromètre.

3.3.2.2 Commande et Calibration des HT

Lors des sauts de tensions entre le faisceau d'ISOLDE et celui de référence, les alimentations HVH et HVL doivent recevoir l'ordre de changer de valeur. Pour SD2, il s'agit d'un relais qui permet de connecter le déflecteur à l'alimentation ou à la masse, selon l'origine du faisceau à étudier. À l'entrée de commande de chacune des alimentations, est appliquée une tension comprise

entre 0 et 10V provenant des DAC (Digital Analogic Converter). Ces DAC sont commandés par le système d'acquisition. Ils convertissent une valeur numérique codée sur 16 bits en une tension comprise entre 0 et 10V.

Le système de commande des alimentations n'étant pas parfait, la tension réelle qu'une alimentation délivre n'est pas exactement celle qui est demandée.

Ces deux tensions sont reliées par une équation linéaire :

$$T_{\text{réelle}} = aT_{\text{demandée}} + b \tag{3.1}$$

Pour déterminer les coefficients de cette droite, deux mesures de la tension (T_r^1, T_r^2) sont effectuées pour deux valeurs différentes de la tension demandée (T_d^1, T_d^2) et on obtient :

$$a = \frac{T_r^2 - T_r^1}{T_d^2 - T_d^1} \tag{3.2}$$

$$b = \frac{T_r^1 T_d^2 - T_r^2 T_d^1}{T_d^2 - T_d^1} \tag{3.3}$$

Pour que l'alimentation délivre la tension qui est effectivement souhaitée, on va demander une tension différente en compensant exactement l'écart entre la tension réelle et la tension demandée de la formule 3.1. On va donc demander une tension :

$$T_{\text{demandée}} = \frac{1}{a} T_{\text{souhaitée}} - \frac{b}{a} \tag{3.4}$$

Ainsi la tension réelle délivrée par l'alimentation est égale à la tension souhaitée.

3.3.2.3 Mesure de la durée de stabilisation des HT après un saut de tension

Pour effectuer les sauts entre les deux faisceaux d'ions de masses différentes, les alimentations sautent brutalement entre deux valeurs et il est important de connaître leur temps de stabilisation après de telles variations. En effet, une mesure ne peut être fiable qu'après que les tensions soient stabilisées et ainsi obtenir une trajectoire identique pour les deux faisceaux. Pour déterminer l'évolution de la tension de l'alimentation en fonction du temps après un saut, la procédure représentée figure 3.11 a été utilisée. Celle-ci est composée de différents «flip-flop» (voir figure 3.10).

Un «flip-flop» permet de générer des signaux carrés synchronisés sur les signaux START et STOP, séparés de N pulses d'horloge (signaux A et B). Pour mesurer la tension d'une alimentation après un certain temps suivant

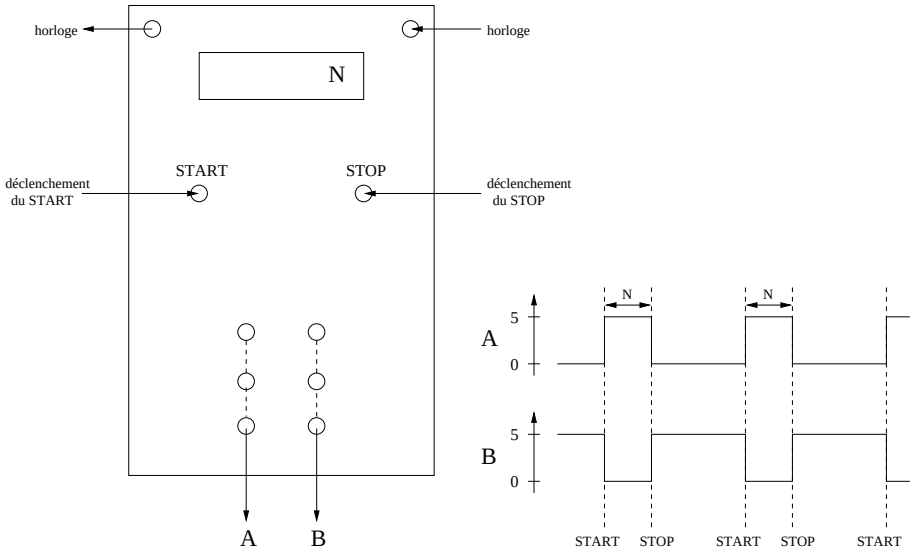


Fig. *3.10: Principe et utilisation d'un «flip-flop»*

le saut de tension (noté le délai), quatre «flip-flop» ont été utilisés et ont tous été synchronisés sur un signal d'horloge à la fréquence de 10^3 Hz. En effectuant cette mesure pour différentes valeurs du délai, cela nous permet d'obtenir les courbes d'evolution de la tension des figures 3.12

Les alimentations doivent se stabiliser à 10^{-4} pour que la transmission soit optimale. En effet le diamètre de la trajectoire du faisceau dans le champ magnétique est de 1m et il est défini par 4 fentes de 0,4 mm de large, soit une précision sur la trajectoire de 10^{-4}. Le temps de stabilisation des alimentations à cette précision est généralement inférieur à 2 secondes, sauf pour les alimentations HVH qui mettent dans les 10 secondes à se stabiliser, ce qui est énorme. Pour cette raison, nous avons remplacé les alimentations HVH lentes par des alimentations du même type que SD2 qui sont beaucoup plus rapides. Ainsi en environ 2 secondes, les tensions de la ligne MISTRAL sont stabilisées après un saut entre les deux faisceaux.

3.3.3 L'aimant

3.3.3.1 Caractéristiques Générales

Comme il a été dit précédemment, le principe du spectromètre repose sur la mesure de la fréquence cyclotron d'un ion dans un champ magnétique uniforme. Cependant, comme tout dispositif réel, l'aimant utilisé présente quelques inhomogénéités. Celles-ci ont été étudiées lors d'une mesure précise

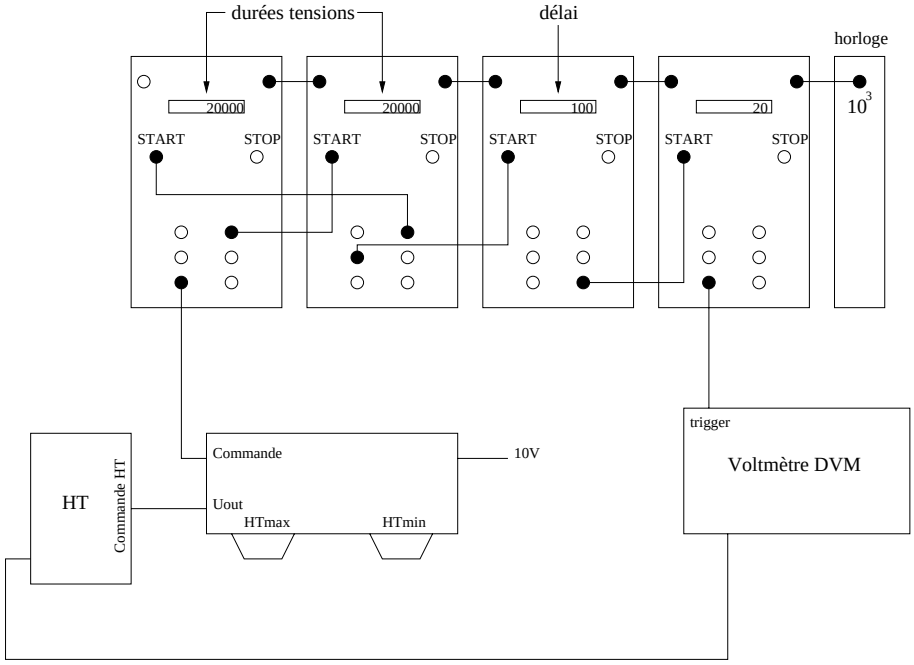


FIG. *3.11: Méthode de mesure de la stabilisation des hautes-tensions après un saut*

de la distribution du champ magnétique [21, 22]. Le champ peut être décomposé en plusieurs termes : un terme radial, un terme axial et un terme azimutal. Il peut être écrit à l'aide d'un système de coordonnées cylindriques sous la forme :

$$B_z(R,\phi,z) = B_z(R_0,\phi,z_0(\phi)) + (R-R_0)\left[\frac{\partial B_z}{\partial R}\right]_{(R_0,\phi,z_0(\phi))} + (z-z_0(\phi))\left[\frac{\partial B_z}{\partial z}\right]_{((R_0,\phi,z_0(\phi))} \quad (3.5)$$

Il est exprimé comme une variation du champ magnétique au voisinage de la trajectoire nominale de coordonnées $(R_0, \phi, z_0(\phi))$. Les termes en $\frac{\partial B_z}{\partial R}$ et en $\frac{\partial B_z}{\partial z}$ sont respectivement les gradients radial et axial et les différents termes peuvent être décomposés en séries de Fourier par rapport à ϕ. Les différents coefficients a_n et b_n ont été déterminés en effectuant une cartographie du champ magnétique à l'aide d'un système de mesure adapté à la géométrie de l'aimant, dans une plage allant de 0,15 à 0,8 T. Les résultats sont représentés dans le tableau 3.1

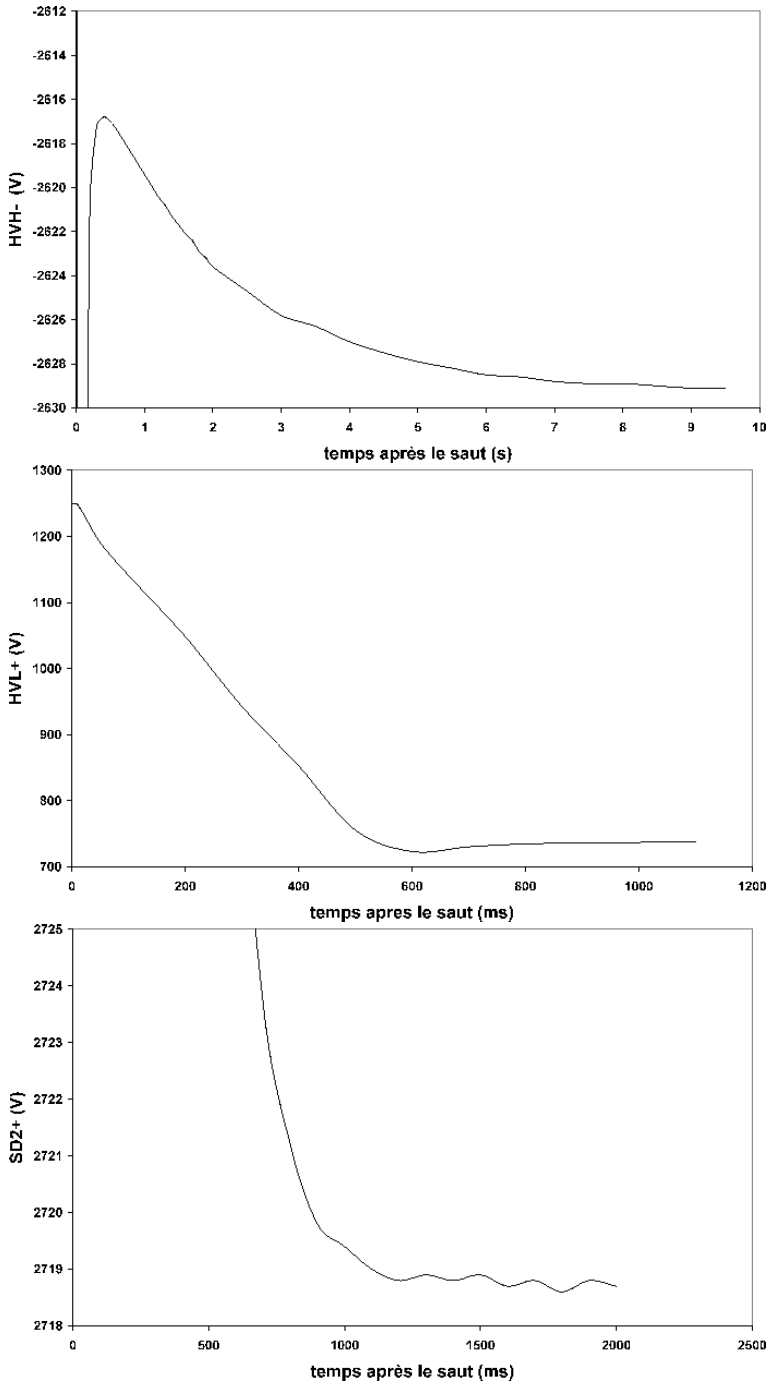


Fig. *3.12: Stabilisation des alimentations HVH-, HVL- et SD2+ après un saut de tension*

$$\frac{B_z(R_0,\phi) - B_{0z}}{B_{0z}} = \sum_{n=1}^{3} [a_n \cos(n\phi) + b_n \sin(n\phi)] \quad (3.6)$$

$$\frac{1}{B_{0z}}\frac{\partial B_z}{\partial R} = a_{0,R} + \sum_{n=1}^{3} [a_{n,R} \cos(n\phi) + b_{n,R} \sin(n\phi)] \quad (3.7)$$

$$\frac{1}{B_{0z}}\frac{\partial B_z}{\partial z} = a_{0,z} + \sum_{n=1}^{3} [a_{n,z} \cos(n\phi) + b_{n,z} \sin(n\phi)] \quad (3.8)$$

		0	1	2	3
principal	a		3.9×10^{-5}	$-27. \times 10^{-5}$	-0.08×10^{-5}
	b		2.9×10^{-5}	-2.2×10^{-5}	-3.9×10^{-5}
radial	a_R	$42. \times 10^{-6}$	8.6×10^{-6}	-5.4×10^{-6}	-1.7×10^{-6}
	b_R		0.7×10^{-6}	4.7×10^{-6}	3.3×10^{-6}
axial	a_z	$-21. \times 10^{-6}$	-0.66×10^{-6}	-5.0×10^{-6}	-0.17×10^{-6}
	b_z		-7.2×10^{-6}	-7.1×10^{-6}	-1.1×10^{-6}

TAB. *3.1: Les coefficients de Fourier représentant le champ magnétique de MISTRAL (en cm^{-1})*

3.3.3.2 Corrections des défauts par l'ajout de nappes de courant

Pour atténuer les inhomogénéités et réduire les diverses composantes non axiales du champ magnétique, des nappes de courant ont été installées sur l'aimant [21]. Ces nappes sont les nappes radiales (pour la correction du gradient radial) et les nappes axiales (pour la correction du gradient axial). Leurs circuits sont représentés figure 3.13. Pour les nappes radiales, avec un courant dans le sens de la figure 3.13, un champ opposé au champ de l'aimant est appliqué à l'extérieur de la trajectoire et un champ dans le même sens que le champ de l'aimant est appliqué à l'intérieur de la trajectoire. Comme le gradient radial est positif (champ plus important à l'extérieur qu'à l'intérieur), ceci a pour effet de diminuer le gradient radial. Pour les nappes axiales, les courants des secteur supérieurs et inférieurs sont inversés. Ceci a pour effet d'augmenter le champ en haut et de le diminuer en bas, et de créer ainsi un gradient axial qui compense celui présent dans l'aimant. Comme le gradient axial est négatif, le sens du courant représenté dans la figure 3.13 est pour le secteur supérieur.

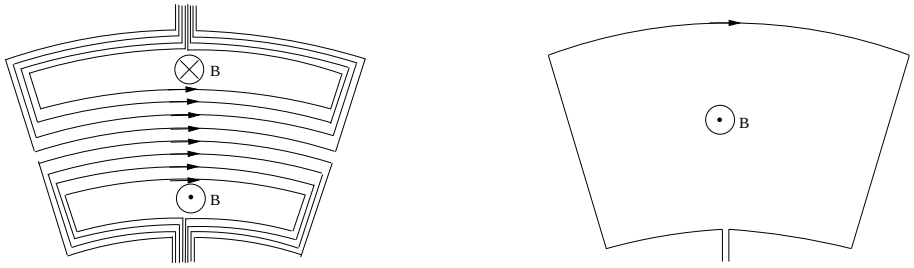


Fig. *3.13: Les différentes nappes de courant utilisées pour compenser les inhomogénéités du champ magnétique sont réalisées à partir de plaques de circuit imprimé. A gauche, un secteur des nappes radiales et à droite, un secteur des nappes axiales.*

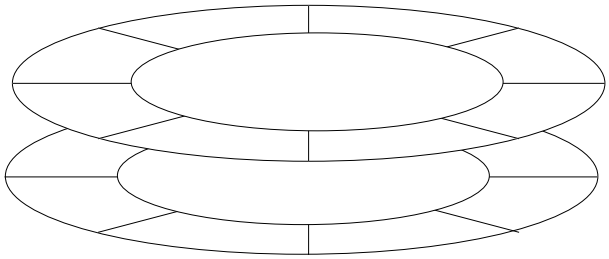


Fig. *3.14: Disposition des différents secteurs des nappes de courant. Un même secteur contient les pistes pour les nappes radiales et axiales, chaque type de nappe étant imprimé sur une face différente du circuit imprimé. Entre les deux couches de secteurs, se trouve la chambre à vide dans laquelle le faisceau d'ions effectue ses deux tours, l'ensemble se trouvant dans l'aimant.*

Les nappes sont disposées en 8 secteurs de 45 degrés inférieurs et 8 secteurs supérieurs (respectivement en dessous et au dessus de la chambre à vide) comme sur la figure 3.14.

Cependant, elles sont toujours en cours de test et elles n'ont pas encore été utilisées lors d'une campagne de mesure.

3.3.4 Le système radiofréquence

3.3.4.1 Schéma général

Afin de mesurer la fréquence cyclotron des ions dans le champ magnétique de l'aimant, un système radiofréquence est utilisé. Celui-ci est représenté figure 3.15. Le signal radiofréquence est créé par un générateur RF à synthèse directe, puis est amplifié et transporté jusqu'à la tête de modulation où il est

utilisé pour moduler longitudinalement la vitesse des ions.

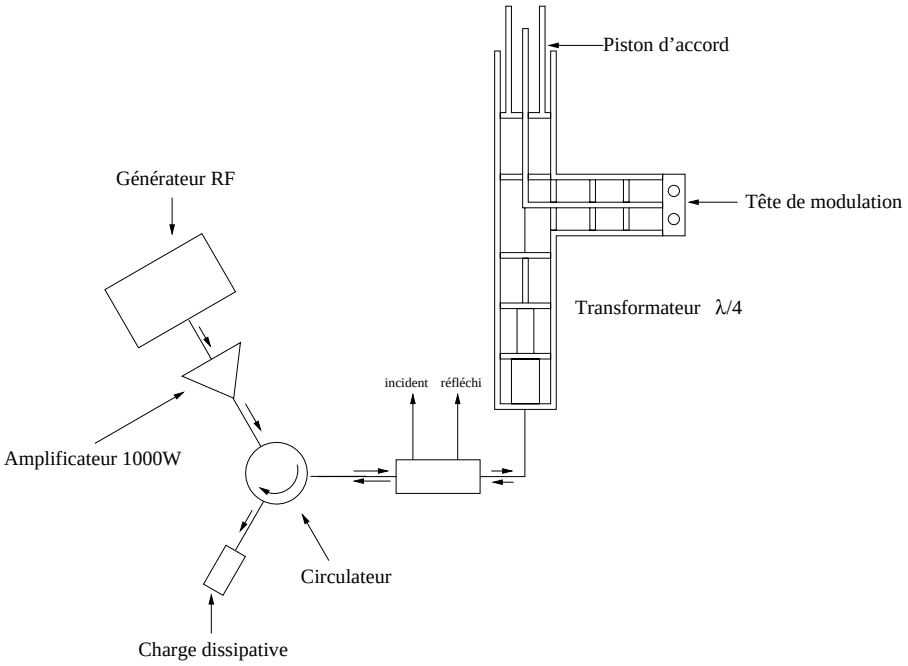


FIG. *3.15: Le système radiofréquence*

3.3.4.2 Le modulateur

Le modulateur est composé de trois plaques comme sur la figure 3.16. La plaque du milieu reçoit la puissance RF et les deux plaques extérieures sont à la masse. Ces trois plaques sont percées par deux fentes de même dimension que les fentes d'entrée et de sortie, par lesquelles passent les ions à la modulation et à la démodulation. Entre chaque plaque existe un gap, à l'intérieur duquel s'étend le champ électromagnétique. La plaque du milieu a une certaine épaisseur d (épaisseur de «drift») traversée par les ions en un temps $t = d/v$ où v est la vitesse des ions. Comme le champ électromagnétique a une dépendance sinusoïdale par rapport au temps, celui-ci change pendant ce temps de dérive t et l'ion ne verra pas le même champ dans le second gap. Dans le cas d'un champ constant, l'ion verrait deux champs opposés de part et d'autre du «drift» et l'effet total serait nul. Pour une fréquence quelconque, à chaque instant, les champs électromagnétiques dans les deux gaps sont opposés. Ainsi, pour avoir une efficacité de modulation maximale, le champ doit s'être inversé pendant le temps de dérive à l'intérieur du «drift», ce qui correspond à une variation de phase de $\pi \pm 2n\pi$ pendant le temps

$t = \frac{g+d}{v}$. Cette variation de phase peut aussi s'écrire $\Delta\phi = \omega_{RF}\frac{g+d}{v}$ et celle-ci dépend de la fréquence RF et de la vitesse de l'ion. Comme on choisit de travailler avec une énergie cinétique de 60 keV pour les ions d'ISOLDE, ce qui est le maximum, permettant ainsi d'avoir une émittance moindre et une meilleure qualité de faisceau, l'efficacité de modulation dépend de la masse de l'ion. Ainsi, pour un noyau donné, il faut se placer à une fréquence telle que l'efficacité de modulation soit correcte (plus grande sera cette efficacité, plus grande sera la résolution). Cependant, l'efficacité de modulation n'est pas due uniquement à la géométrie de la tête du modulateur et à ce que l'on vient de voir mais aussi à la puissance RF effectivement appliquée au modulateur.

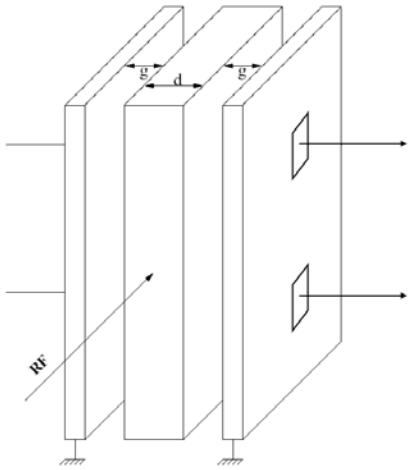


Fig. *3.16: La tête de modulation est composée de trois plaques entre lesquelles se propage le champ électromagnétique. Ainsi il existe deux gaps d'accélération et l'efficacité de modulation dépend de la vitesse des ions*

3.3.4.3 La ligne RF

La radiofréquence est créée par un générateur COMSTRON à synthèse directe. Elle est ensuite amplifiée par une série d'amplificateurs dont la puissance de sortie est réglable (de 0 à 1000W). Puis elle est acheminée jusqu'au modulateur à travers un système de câbles coaxiaux d'impédance caractéristique 50Ω (voir figure 3.15). Une certaine puissance est délivrée par les amplificateurs mais dû aux réflexions de la radiofréquence sur les divers éléments, et principalement sur le modulateur, celui-ci correspondant à un circuit ouvert, seule une partie de celle-ci est transmise à la tête de modulation et sert pour la modulation du faisceau d'ions. Une autre partie est donc

réfléchie et renvoyée vers les amplificateurs. Les amplificateurs, pour éviter une perturbation par l'onde réfléchie, ont un système de protection qui baisse automatiquement la puissance de sortie lorsque la puissance réfléchie excède une certaine valeur. Ainsi, on perd beaucoup de puissance et d'efficacité. Pour remédier à cela, il faut adapter la tête de modulation en impédance. Mais ceci ne peut se faire que pour une bande de fréquence très étroite de fréquence et non pour toute la plage $250 - 500$ MHz. Par conséquent, un court-circuit ajustable en position est ajouté sur une ligne placée en parallèle avec la ligne $\lambda/2$ du modulateur et permet d'ajuster l'impédance pour la fréquence d'étude : pour chaque fréquence, il faut régler la position du court-circuit pour obtenir une réflexion minimale et une puissance maximale sur la tête du modulateur (mesurée par une antenne placée dans un gap). La capacité du modulateur est telle que son impédance est très différente de l'impédance caractéristique 50Ω des lignes coaxiales. Ceci a pour effet, que même lorsque le piston est accordé, la puissance de la modulation est limitée et une réflexion subsiste. Pour limiter cet effet, un ensemble de 4 transformateurs $\lambda/4$ fait passer l'impédance caractéristique de 50 à 250Ω. Ceci permet de gagner un facteur 5 sur la tension RF appliquée au modulateur. Cependant, ces transformateurs ne sont $\lambda/4$ que pour une fréquence précise de 375 MHz, qui correspond au milieu de la zone d'étude et à cette fréquence, on a une zone morte. Ainsi, on travaille toujours sur des fréquences où les transformateurs ne sont pas exactement $\lambda/4$, donc il subsiste toujours une onde réfléchie. Pour éviter que cette réflexion vienne perturber le fonctionnement des amplificateurs, un circulateur est placé à la sortie de l'amplification. Celui-ci a pour but de dévier l'onde réfléchie vers une résistance dissipative afin de protéger le système d'amplification. Cependant, un circulateur ne convient que pour une certaine gamme de fréquence et pour notre zone de fréquence allant de 250 MHz à 500 MHz, trois circulateurs sont nécessaires et chacun couvre la plage décrite dans le tableau 3.2.

1	250MHz $\longrightarrow$ 300MHz
2	300MHz $\longrightarrow$ 400MHz
3	400MHz $\longrightarrow$ 500MHz

TAB. *3.2: Les différents circulateurs avec leur plage de fonctionnement. Le circulateur numéroté 2 n'a jamais été utilisé, l'efficacité de la radiofréquence étant quasi-nulle à cette plage de fréquence*

Afin de connaître la fréquence RF optimale pour la mesure de la masse de ^{74}Rb, un programme de simulation permet de connaître l'amplitude de simulation en fonction de la fréquence RF. On obtient, pour la masse qui

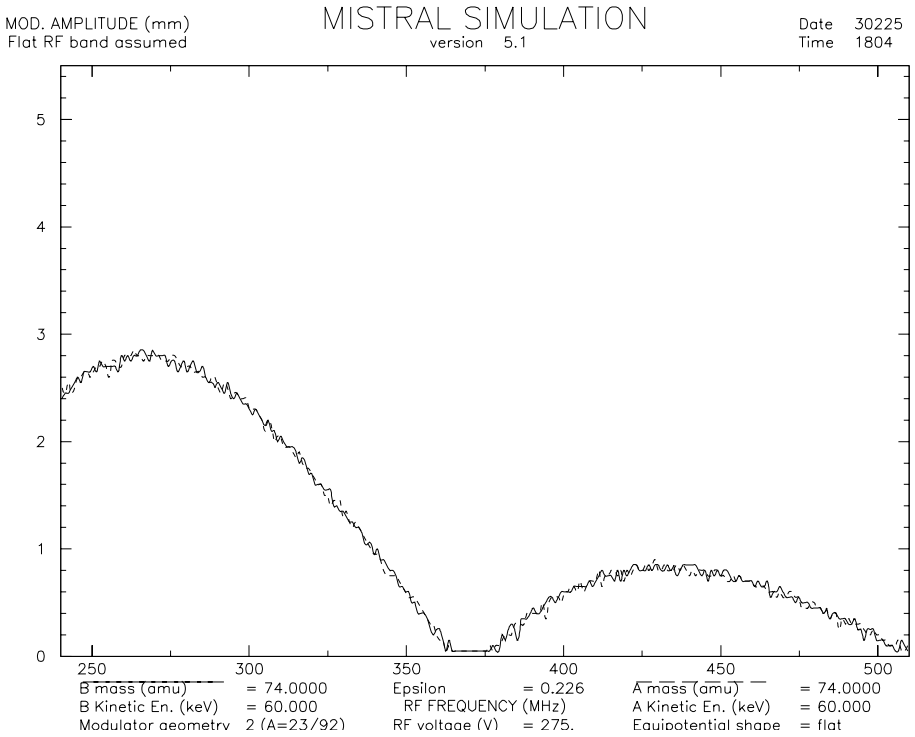


Fig. *3.17: L'amplitude de modulation D_m en fonction de la fréquence RF pour la masse 74*

nous intéresse la figure 3.17.

On remarque que les plus grandes modulations sont pour une fréquence RF aux alentours de 250 MHz. Ainsi, le circulateur 1 est choisi.

3.3.4.4 Formation

La distance entre chaque plaque du modulateur(le gap) est égale à environ $0,5$ mm. La tension appliquée à la plaque centrale (la radiofréquence) a une amplitude de quelques centaines de volts. Ceci correspond à un champ électrique de l'ordre de 10^6 V/m, ce qui est très important. À cette intensité de champ, il risque d'y avoir des décharges qui peuvent dégrader la surface des plaques et par conséquent la forme du champ électrique. Ces décharges sont principalement dues aux molécules restées accrochées à la surface qui n'ont pas encore été évacuées par le système de pompage. Ces molécules peuvent être ionisées par des perturbations extérieures, comme les rayons cosmiques, et sous l'effet de l'important champ électrique régnant dans le gap, elles créent une décharge qui peut éroder la zone d'impact. Ceci en-

gendre un dégazage qui est visible au niveau de la mesure de la pression. Pour réduire ces décharges, il faut effectuer ce qu'on appelle la formation du modulateur. Cette formation va permettre de nettoyer la surface et ainsi de réduire voire d'empêcher les décharges. Le nettoyage est fait en créant des microclaquages de manière contrôlée. Chacun de ces microclaquages va faire dégazer les molécules présentes sur le point d'impact sans toutefois dégrader la surface vu la faiblesse du claquage. L'opération se fait en balayant la fréquence sur une large plage de façon à passer un minimum de temps sur la résonance et limiter l'importance des claquages. Pour chaque position du court-circuit (une position du court-circuit correspond à une fréquence de résonance différente), une puissance de plus en plus forte est envoyée sur le modulateur. Le début de la formation (pour lequel la puissance est minimale, c'est à dire 20 W) est assez long et durant toute cette phase, le nombre de microclaquages est contrôlé au moyen d'un analyseur de réseau qui permet de visualiser la résonance du système. Après le circulateur est placé un système permettant de mesurer séparément la puissance incidente et la puissance réfléchie. Ces deux quantités sont ensuite envoyées vers l'analyseur de reseau qui permet de visualiser sur un graphe polaire (figure 3.18) une courbe représentant le comportement de la réflexion en fonction de la radiofréquence (abaque de Smith). Pour chaque point de cette courbe, la distance au centre correspond au rapport entre la puissance réfléchie et la puissance incidente et l'angle au déphasage entre les deux ondes. Ce déphasage est proportionnel à la fréquence.

Durant la formation du modulateur, la courbe sur l'analyseur de spectre est surveillée. Lorsqu'un microclaquage survient, l'impédance de la tête du modulateur chute, de même que le taux de réflexion. Ceci se produisant pendant un temps très court, il apparaît sur la courbe de petites pointes et leur nombre sur un tour nous renseigne sur l'évolution de la formation. Lorsqu'il n'apparaît plus de pointes pour une puissance et une position de piston données, on peut passer à une autre configuration puissance-piston.

3.3.4.5 Accord du système RF

Le court-circuit peut être ajusté en regardant l'abaque de Smith sur l'analyseur de réseau. En effet, pour une position de piston fixe, lorsque la radiofréquence approche de la fréquence optimale (celle pour laquelle le système est le mieux adapté en impédance), la puissance réfléchie diminue, donc les points de la courbe se rapprochent du centre et le point le plus près du centre (au niveau de la boucle représentée sur la figure 3.18) correspond à cette fréquence optimale. Ainsi pour ajuster le court-circuit sur une fréquence particulière, il suffit de régler la position pour que le point représenté sur le

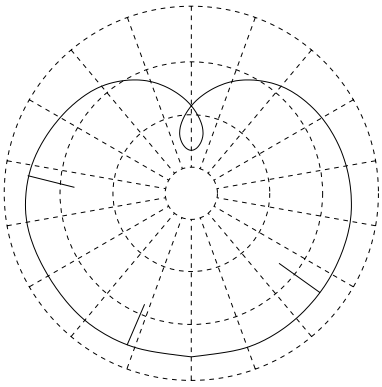


Fig. *3.18: Courbe du taux de réflexion en fonction de la fréquence RF sur un graphe polaire (abaque de Smith), obtenue à l'aide de l'analyseur de réseau. Lors d'un microclaquage, apparaissent des petites pointes dans cette courbe et le nombre de pointes nous renseigne sur l'évolution de la formation du modulateur*

graphe soit le plus près possible du centre, c'est-à-dire que les réflexions soient minimales. Une autre méthode d'ajustement est d'utiliser le signal de l'antenne placée au niveau d'un gap et on règle la position pour que ce signal soit maximal.

Une position de piston correspond à un optimum de modulation RF pour une fréquence particulière. Ainsi, quelle que soit la mesure, la position du piston restant fixe, les fréquences RF correspondant au faisceau de référence et au faisceau d'ISOLDE sont très voisines.

3.3.5 Le multiplicateur d'électrons

3.3.5.1 Principe

La mesure de la transmission du spectromètre est réalisée en comptant les ions transmis à travers le spectromètre à l'aide d'un multiplicateur d'électrons. Le multiplicateur d'électrons est constitué de 17 dynodes qui ont la particularité d'émettre de 2 à 3 électrons environ par charge qu'elles reçoivent. Ainsi, à partir d'un ion reçu sur la première dynode, il peut se former une cascade d'électrons (gain en nombre de charges de l'ordre de 10^8) jusqu'à former une impulsion suffisante pour être séparée du bruit de fond par un discriminateur à seuil. Pour que ces électrons secondaires puissent être collectés sur la dynode suivante pour créer cette cascade, il doit exister une différence de potentiel entre deux dynodes consécutives et la tension V_i de la ième dynode doit être supérieur à V_{i-1}. La tension totale pour les 17 étages est de l'ordre

de 3500 V.

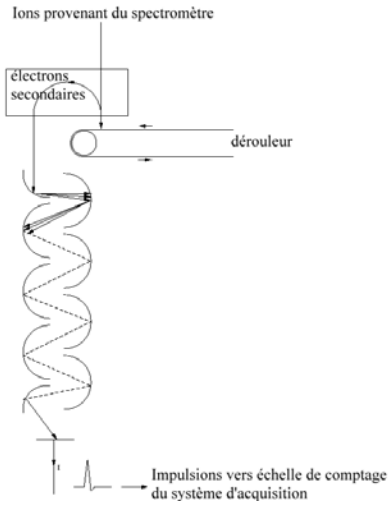


FIG. *3.19: Multiplicateur d'électrons utilisé pour compter les ions transmis par le spectromètre.*

3.3.5.2 Utilisation du dérouleur

Lorsque les noyaux étudiés sont radioactifs, ils peuvent décroître une fois déposés sur la première dynode du multiplicateur d'électrons. Chaque désintégration engendre un signal parasite et celui-ci est compté comme tel mais n'est pas corrélé avec la radiofréquence. Lorsque la durée de vie de la décroissance est assez longue, ce signal peut engendrer un fond lors de mesures postérieures. Ce signal peut également être de plusieurs ordres de grandeur supérieur à l'intensité de ces nucléides mesurés, ce qui rend une mesure non faisable. Pour résoudre ce problème, on utilise un système qui permet de renouveler la surface recevant le faisceau radioactif. C'est une bande de mylar aluminisé qui défile devant le faisceau d'ions. Les électrons secondaires produits à l'impact des ions sur la bande sont accélérés et dirigés de façon isochrone par une déflexion magnétique à 180 degrés vers la première dynode du multiplicateur d'électrons.

3.4 Choix des paramètres ISOLDE et MISTRAL utilisés lors de la mesure du ^{74}Rb

Les différents paramètres utilisés pour les faisceaux lors de la mesure de la masse de ^{74}Rb vont maintenant être expliqués. Ces paramètres sont la cible et le séparateur dans le cas d'ISOLDE, le noyau de référence dans le cas de MISTRAL et les modes d'ionisation. Il va aussi être décrit la mesure du bruit de fond du détecteur et sa comparaison avec ce qu'on attend comme intensité pour le ^{74}Rb.

3.4.1 ISOLDE : Le faisceau de ^{74}Rb

3.4.1.1 La cible

La figure 3.20 montre la production des différents isotopes de rubidium pour deux types de réactions : la spallation d'une cible de Nb pour la courbe en ronds pleins et la fission d'une cible d'U pour la courbe en ronds vides. Dans notre cas du ^{74}Rb, déficient en neutrons, on voit qu'une cible de Nb est la mieux adaptée. De plus, le noyau de ^{74}Rb ayant une courte durée de vie ($\sim$ 65 ms), il faut que le temps de diffusion des produits de réaction dans la cible soit le plus court possible. Ainsi, une cible composée de feuilles de Nb a été choisie. On peut s'attendre à une production ainsi de l'ordre de 10^3 ions par seconde. Cependant, lors de la mesure, la cible s'est rapidement dégradée et la production devait être plus faible vers la fin de l'expérience.

3.4.1.2 Le mode d'ionisation

Le rubidium est un élément faisant partie des alcalins. Ainsi, il est ionisable par une source à ionisation de surface, qui a l'avantage d'être sélective (seuls les alcalins et les alcalino-terreux peuvent être ionisés). Par conséquent, ce choix est le meilleur pour limiter les contaminants isobares.

3.4.1.3 Le séparateur

Toujours pour avoir une sélectivité maximum vu la faiblesse de la production du ^{74}Rb, Le séparateur HRS a été choisi, celui-ci présentant une résolution en masse bien meilleure que le GPS.

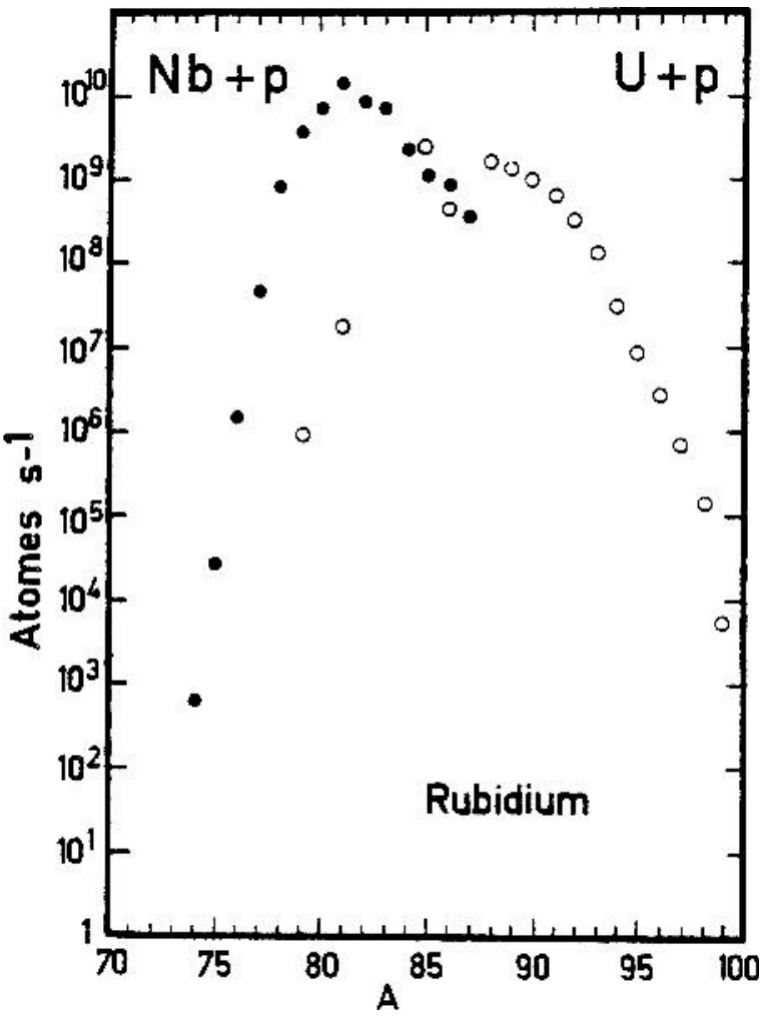


Fig. *3.20: Courbe de production des isotopes de rubidium pour deux cibles différentes*

3.4.2 MISTRAL : Le faisceau de ^{74}Ge

3.4.2.1 Le germanium

Lorsque l'on passe du faisceau d'ISOLDE au faisceau de MISTRAL, on fait subir aux alimentations des sauts de tension pour que les deux faisceaux aient la même trajectoire dans le spectromètre. Or cela engendre un écart sur la mesure de la masse qui dépend linéairement de la différence de masse entre les deux faisceaux. Ainsi, pour le minimiser, il est intéressant de prendre comme noyau de référence un isobare du ^{74}Rb. En regardant la carte des nucléides de la figure 3.21, on voit que le nucléide stable ^{74}Ge convient bien comme référence.

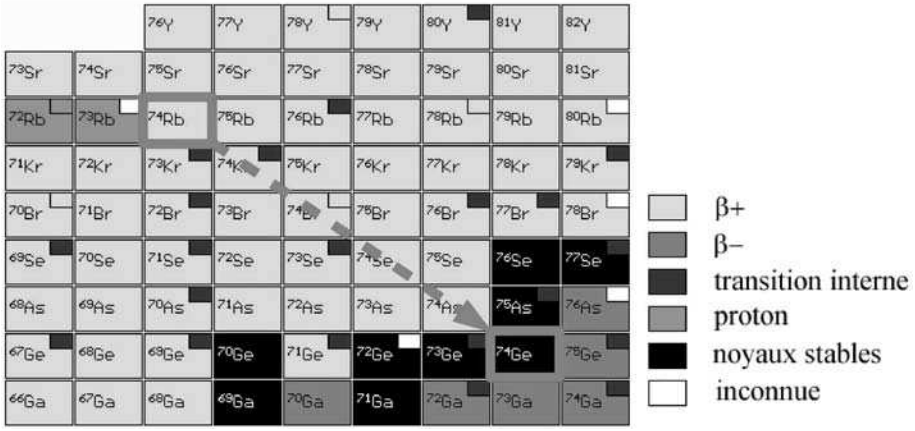


Fig. *3.21: La carte des nucléides dans la zone comprise entre le ^{74}Rb et le ^{74}Ge et le type de décroissance de chaque noyau.*

Les différents isotopes stables du germanium sont représentés tableau 3.3 avec leurs abondances respectives. Le ^{76}Ge a une durée de vie extrêmement élevée ($\sim$ 1,78.10^{21} ans) et peut donc être considéré comme stable. En plus d'être un isobare du ^{74}Rb, le ^{74}Ge est aussi le plus abondant des germaniums.

^{70}Ge	^{72}Ge	^{73}Ge	^{74}Ge	^{76}Ge
21,23 %	27,66 %	7,73 %	35,94 %	7,44 %

Tab. *3.3: Les différents isotopes stables du germanium et leurs abondances respectives.*

Un four rempli d'un mélange de sulfure de germanium et de fer est ajouté à la source de MISTRAL. Ce mélange est chauffé puis le germanium est évaporé puis transporté vers la chambre d'ionisation de MISTRAL.

Le germanium n'étant pas un alcalin ni un alcalino-terreux, il n'est pas ionisable par ionisation de surface. Ainsi, la source MISTRAL est utilisée en mode plasma.

3.4.2.2 La transmission de MISTRAL et le bruit de fond

La transmission de MISTRAL pour le faisceau de référence est de l'ordre de 5.10^{-3} et pour le faisceau d'ISOLDE, elle est de l'ordre de 10^{-4}. Ainsi pour une production attendue pour le ^{74}Rb de 10^3, et compte tenu de sa période, on peut s'attendre à récolter 0,03 coups de ^{74}Rb par impulsion pour un temps de collection de 100 ms, au sommet du pic.

La statistique du ^{74}Rb étant très faible, il est clair que le bruit de fond du détecteur est une donnée cruciale, celui-ci devant être faible pour que le signal ne soit pas noyé dans le fond. Ainsi, le bruit de fond du multiplicateur utilisé pour le comptage du ^{74}Rb a été mesuré. Il est mesuré en faisant une acquisition sans faisceau de 10 canaux à 50 secondes par canal et deux mesures ont été faites, à deux instants différents. Les deux fichiers utilisés pour la mesure du bruit de fond sont *2000_11_01_R054_M000.dat* et *2000_11_02_R013_M000.dat* qui sont représentés figures 3.22 et qui donnent $0,0052 \pm 0,0010$ coups/100 ms et $0,0117 \pm 0,0015$ coups/100 ms pour le bruit de fond qui est inférieur à l'intensité attendue pour le ^{74}Rb. Pour ménager au maximum le détecteur servant à mesurer le ^{74}Rb, un autre détecteur fut mis en place pour la mesure d'autres noyaux comme lors des mesures de calibration (voir plus loin).

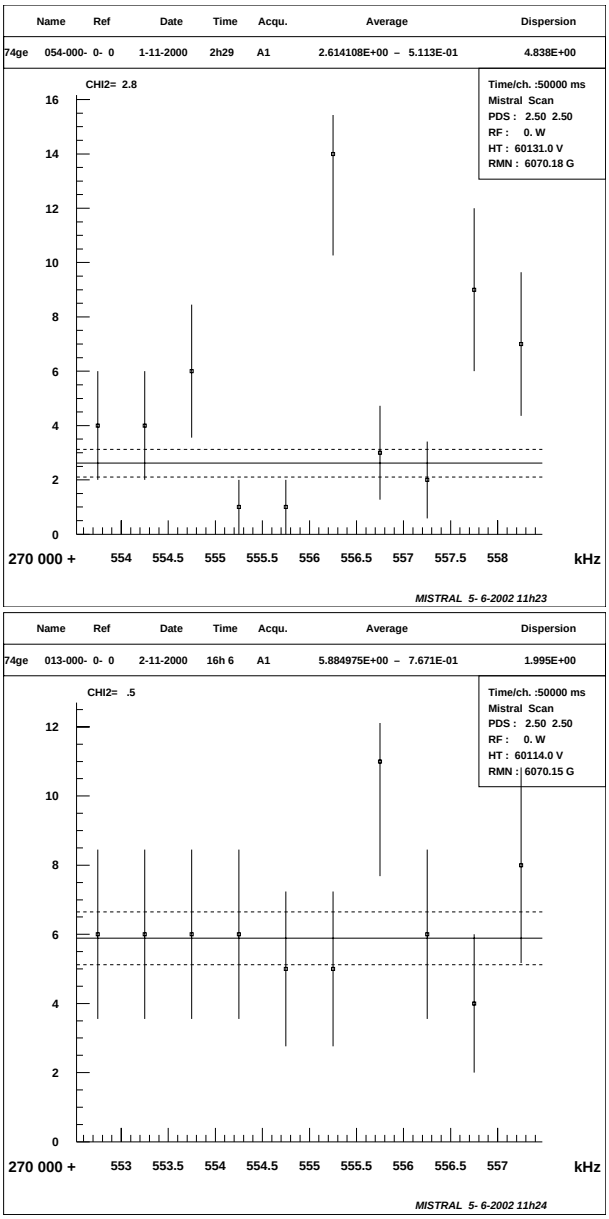


Fig. *3.22: La mesure du bruit de fond du détecteur utilisé pour la mesure du* ^{74}Rb. *Chaque point représente 50 secondes de comptage. Chaque courbe correspond à une mesure de bruit de fond, réalisée à un instant différent.*

Chapitre 4

L'acquisition des données

4.1 Introduction

Les protons servant à la production des noyaux exotiques d'ISOLDE proviennent du PS-Booster et sont pulsés toutes les 1,2 s. Un groupe d'environ 12 impulsions constitue ce qu'on appelle un supercycle, chaque supercycle étant identique. Chaque impulsion d'un supercycle est destinée à une expérience bien précise et environ la moitié (voire plus) va vers ISOLDE. Pour chaque impulsion envoyée à ISOLDE, un signal de déclenchement est aussi envoyé et permet aux expériences de se synchroniser avec la production des noyaux radioactifs. Ce signal, appelé «ISOLDE T2», est envoyé une centaine de millisecondes avant l'arrivée des protons sur la source, ce qui nous permet de voir l'instant de production des noyaux radioactifs et de ne pas perdre de signal. La décroissance de l'intensité du faisceau d'ISOLDE [23] en fonction du temps («courbe de relâchement» figure 3.2) reflète le temps de diffusion et d'évaporation des ions pendant leur sortie de la cible et, le cas échéant, leur période radioactive. La diffusion hors de feuilles ou de grains se traduit par une loi en somme d'exponentielles : $I(t) = \sum_i e^{-\lambda_i^d t}$ qui, pour un isotope radioactif de période $T_{1/2} = \frac{Log2}{\lambda}$ devient $I(t) = e^{-\lambda t} \sum_i e^{-\lambda_i^d t}$. Le rapport des courbes de relâchement de deux isotopes est simplement $\frac{I_1(t)}{I_2(t)} = e^{-(\lambda_1 - \lambda_2)t}$.

Pour mesurer la transmission en fonction de la fréquence RF avec un faisceau continu, il suffit de balayer point par point la fréquence RF et d'enregistrer de façon synchronisée l'intensité du faisceau, mesurée au niveau du détecteur. Par contre, la structure en temps du faisceau radioactif d'ISOLDE ne permet pas une procédure aussi simple : à chaque impulsion de protons, on ne pourra mesurer la transmission que pour une seule valeur de fréquence. Il faudra donc ensuite construire la courbe à partir de ces points isolés, et éventuellement renormaliser les points les uns par rapport aux autres. D'autre

part, il est important d'avoir l'information sur la courbe de relâchement afin de pouvoir ensuite ajuster une fenêtre en temps pour optimiser le rapport signal sur bruit. Dans ce but, à chaque impulsion, donc à chaque valeur de fréquence, la mesure est décomposée en une succession de mesures de courte durée (typiquement 5 à 50ms selon la période). La figure 4.1 montre schématiquement le déroulement classique d'une acquisition.

Ce chapitre décrit le programme et les différents paramètres de l'acquisition.

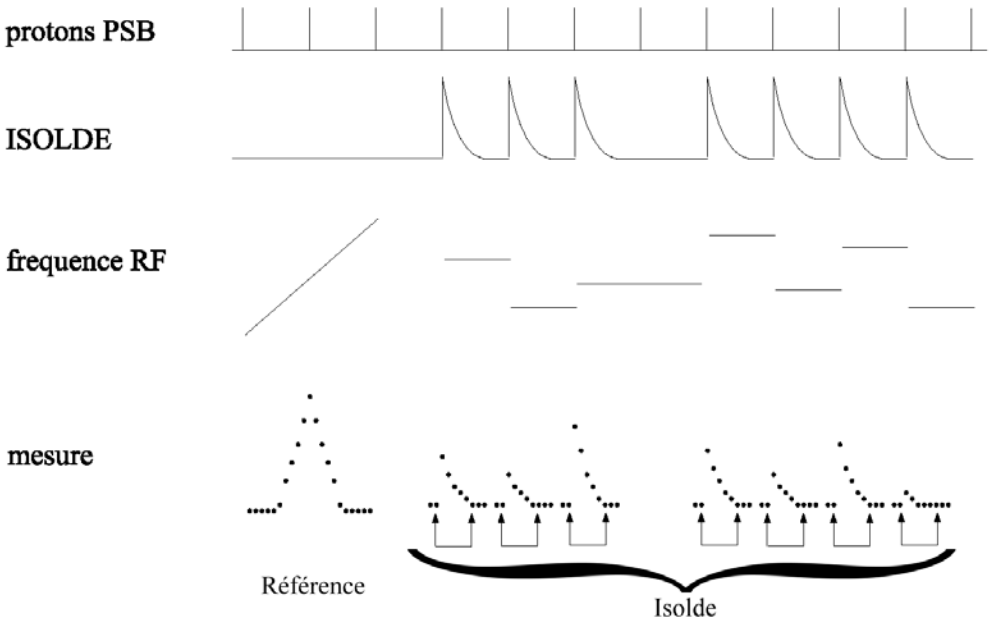


Fig. *4.1: Représentation schématique du déroulement de l'acquisition. On voit sur celle-ci que les différents signaux sont synchronisés sur les impulsions du PSB arrivant toutes les 1,2 s. ISOLDE ne reçoit que certaines impulsions de protons le long du supercycle et par conséquent, il n'y a production de noyaux radioactifs que pour certaines impulsions (deuxième ligne). La troisième ligne montre le comportement de la fréquence RF. Celle-ci varie linéairement dans le temps lors d'une mesure de la transmission du faisceau continu de MISTRAL (mesure de référence) et elle est définie pour chaque impulsion lors de la mesure du faisceau d'ISOLDE. La mesure nous donne un pic dans le premier cas et une courbe de relâchement dont l'intensité dépend de la fréquence dans le second. Enfin, il est montré la fenêtre en temps dans le cas du faisceau d'ISOLDE, c'est-à-dire l'intervalle de temps à l'intérieur duquel on sélectionne les événements à prendre en compte lors de l'analyse des données.*

4.2 Les différents outils de l'acquisition

Au démarrage du programme d'acquisition, la fenêtre de la figure 4.2 apparaît. Sur celle-ci, plusieurs boutons permettent de lancer différents modules de l'acquisition. On peut lancer la fenêtre d'acquisition proprement dite, ou bien lancer différents outils permettant de calibrer les tensions, contrôler la ligne ou démagnétiser l'aimant.

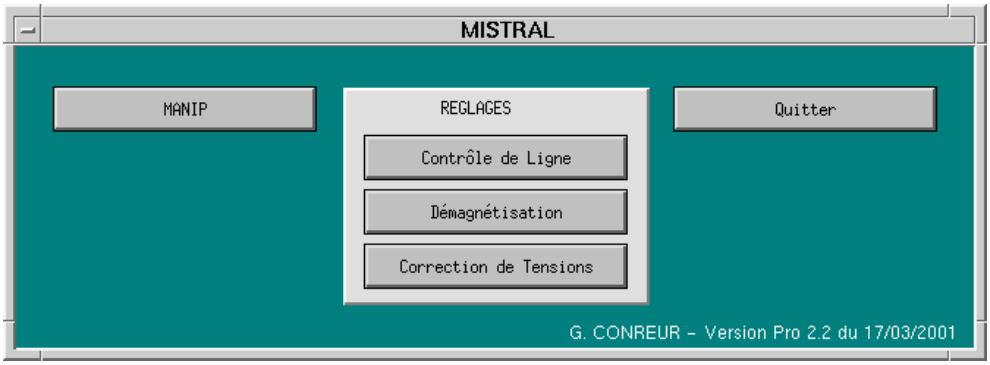


Fig. *4.2: Fenêtre de démarrage du programme d'acquisition*

4.2.0.3 Le contrôle de la ligne

Pour avoir une vue d'ensemble de toutes les tensions des lignes de MISTRAL, il existe l'outil «contrôle de ligne». Celui-ci présente le synoptique de MISTRAL avec l'affichage de chaque tension au niveau des éléments électrostatiques (fig 4.3). On peut ainsi vérifier les différentes valeurs des tensions (celles-ci sont affichées en rouge si la valeur n'est pas incluse dans une fenêtre «optimale»).

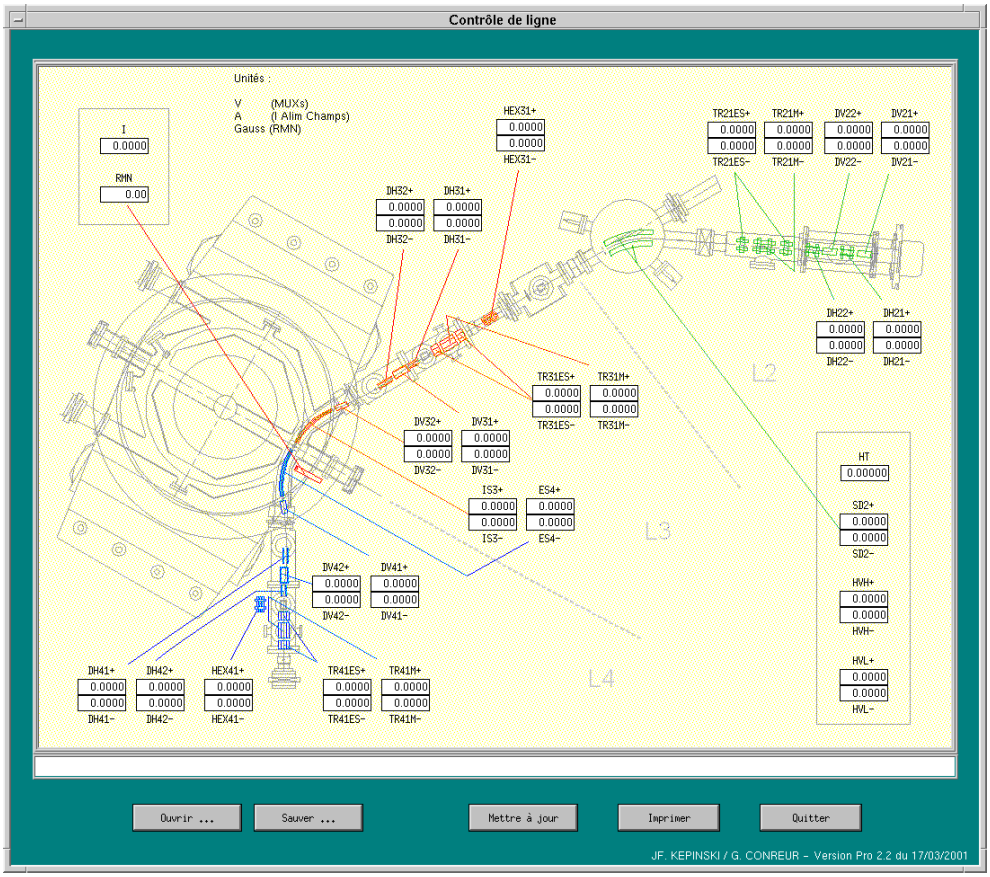


Fig. *4.3: Contrôle de ligne*

4.2.0.4 La démagnétisation de l'aimant

Pour mettre le champ magnétique de l'aimant à zéro, il est nécessaire de lui faire subir un cycle de démagnétisation. En effet, à cause de l'hystérésis, le champ magnétique n'est pas exactement nul lorsque l'on coupe le courant d'alimentation de l'aimant. Ce cycle de démagnétisation consiste à faire tendre le champ magnétique vers zéro en oscillant autour de zéro comme dans la fonction représentée figure 4.4

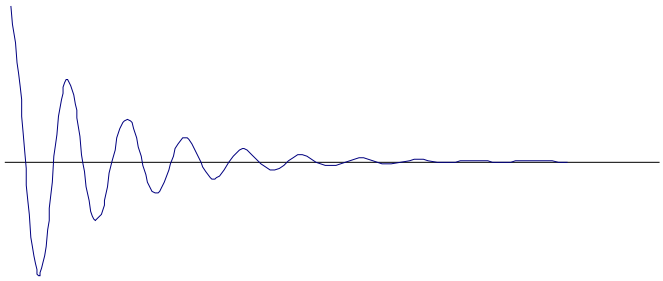
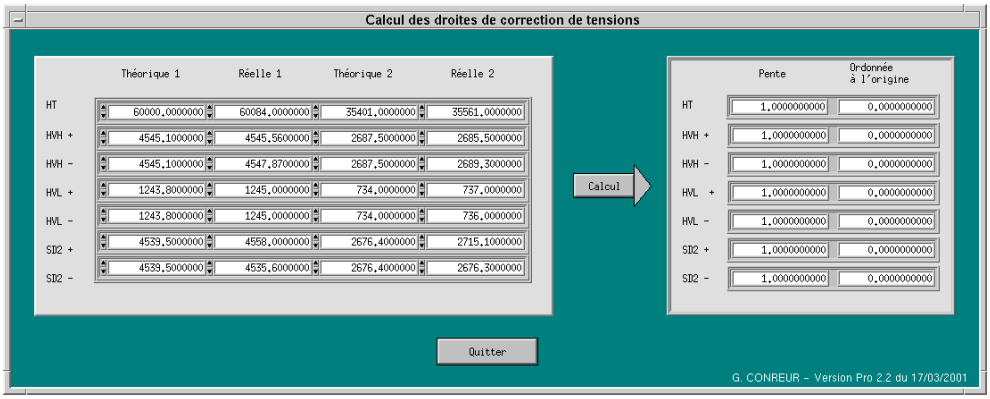


Fig. *4.4: Allure du champ magnétique en fonction du temps lors d'un cycle de démagnétisation*

4.2.0.5 Le calcul des coefficients de calibration des alimentations

Un autre outil permet de calculer les coefficients de calibration des alimentations haute-tension. En insérant dans les colonnes de gauche, les valeurs demandées (théoriques) et les valeurs mesurées (réelles) des hautes-tensions (pour des coefficients de calibration a et b égaux à 1 et 0), on obtient facilement les coefficients de calibration dont le calcul a été décrit dans le paragraphe 3.3.2.2.



4.3 le programme d'acquisition

4.3.1 Définitions des différents termes

Ci-après, je vais définir les différents termes utilisés pendant l'acquisition. Ces différents termes sont nécessaires à la compréhension du déroulement de l'acquisition.

Chaque fois que des paramètres sont modifiés, il faut lancer une nouvelle acquisition, ce qui correspond à un *Run* différent. Plusieurs fichiers vont être engendrés, chaque fichier étant une *mesure*. Une mesure est constituée d'un ou plusieurs *cycles*, chaque cycle étant identique et comportant au moins une courbe de transmission complète de chaque faisceau, appelée *scan* (le scan i correspond au faisceau i). Pendant un cycle, le spectromètre passe d'un faisceau à l'autre et ceci en plusieurs *passes*. A chaque passe, on peut faire un point de fréquence ou un scan complet. Pour le faisceau MISTRAL, le scan est obtenu en continu, typiquement avec 30 points de 100 ms soit 3 s de mesure, tandis que pour le faisceau radioactif d'ISOLDE, les points vont être obtenus un par un, à chaque impulsion de protons. Il n'est évidemment pas souhaitable d'enregistrer un scan de référence entre chaque point. La fréquence des sauts de masse est ajustée grâce à l'*incrément passe*. Ce paramètre permet de déterminer le rythme des sauts de masse. Pour avoir une meilleure vue de ce qu'est cet incrément passe, voir la figure 4.5. Chaque ligne de la figure correspond à une passe, c'est-à-dire à une possibilité référence-ISOLDE et pour chaque passe, on décide si le faisceau doit être sélectionné ou pas. L'incrément passe permet de définir la fréquence à laquelle le faisceau est sélectionné.

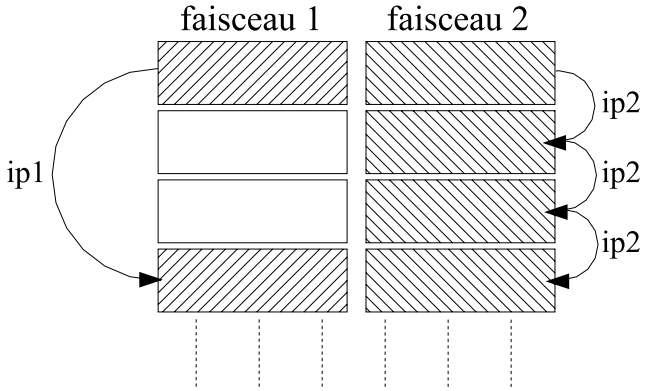


Fig. *4.5: Rythme des sauts de masse pour des incréments passe ip1=3 et ip2=1*

Dans l'exemple de la figure, l'incrément passe de la masse A vaut 3 et celui de la masse B vaut 1. Ceci a pour effet de passer sur la masse A une fois sur trois et de passer sur B chaque fois. Ce qui donne comme séquence ABBB, répétée périodiquement. Lorsque l'on mesure la masse du noyau radioactif fourni par ISOLDE, il faut construire la courbe point par point. Le passage sur la masse de référence prend typiquement 2×2 s pour les sauts de masse A → B et B → A (voir paragraphe 3.3.2.3) et 3 s d'enregistrement soit 7 s au total. Dans le cas où les impulsions de protons envoyées à ISOLDE sont groupées (comme dans le cas de la figure 4.1), il est possible de faire un scan de la masse de référence à chaque supercycle.

4.3.2 L'interface utilisateur

La partie essentielle du programme d'acquisition est l'interface utilisateur (fig 4.6) qui permet de saisir les différents paramètres de l'acquisition. Cette interface peut être décomposée en quatre parties comme indiqué sur la figure. La premiere partie notée A, contient toutes les informations concernant les fichiers de données, comme le numéro de mesure, de run, la date, le nom de la «manip», quelques commentaires, etc. La seconde, notée B, contient les éléments ayant trait aux alimentations haute-tension, comme les coefficients de calibration et le temps de stabilisation au bout duquel la mesure est faite après le saut de tension. Cette partie contient également les informations concernant les nappes de courant et la dimension de la fente de phase. une troisième partie contient les différents paramètres de l'acquisition pour un faisceau donné, chaque faisceau étant représenté par une colonne. Étant donné l'importance de cette partie, je vais la décrire plus en détail.

Tout d'abord pour décrire le faisceau, on indique le noyau. La masse incluse dans la table AME95 est ensuite affichée. Ces données vont juste être copiées dans le fichier de données, nous permettant de savoir quel noyau a été mesuré. Ensuite, les paramètres d'acquisition tels que le temps par canal et l'incrément passe sont saisis. Puis sont rentrés les paramètres concernant le faisceau et sa synchronisation (la tension d'accélération, le type du faisceau, le trigger et l'origine de celui-ci). La valeur de la tension d'accélération permet de calculer les tensions à demander aux six alimentations haute-tension. Le type de faisceau permet de faire le choix entre un faisceau provenant de la source MISTRAL (faisceau de référence) et entre le faisceau d'ISOLDE (faisceau contenant les ions radioactifs à mesurer), ce qui détermine l'état du déflecteur SD2 (alimenté ou mis à la masse). Le paramètre nommé «trigger» permet de déterminer si la mesure doit être faite suite à un signal de déclenchement ou non. L'origine de celui-ci peut être le signal arrivant à chaque début du supercycle ou bien celui arrivant avant chaque impulsion

délivrée par ISOLDE. Enfin, il y a tous les paramètres concernant la modulation radiofréquence. Le paramètre «RF On ou On/Off» permet, pour chaque fréquence, d'alterner des points avec et sans RF (dans le cas «On/Off»). Ceci permet de normaliser le signal en cas de fluctuations de l'intensité. En particulier dans le cas d'un noyau radioactif ayant une période plus grande que le temps entre 2 impulsions (1,2s), il y aura une accumulation de noyaux créés par des protons antérieurs et l'intensité sera différente à chaque impulsion si les impulsions de protons ne sont pas séparées par des intervalles de temps égaux (en effet, le plus souvent, 5 ou 6 impulsions du supercycle sont envoyées à la suite à ISOLDE, avant de reprendre 8 ou 10 s plus tard au supercycle suivant). La mesure de l'intensité sans RF permet alors de normaliser l'intensité avec RF. Le nombre de points de mesure effectués en fonction du temps pour la même impulsion ISOLDE, avec la même fréquence est choisi par «*Nombre de fois la Même Fréquence*». Comme il a déjà été dit, la courbe de transmission peut être construite en une fois, ou point par point. Ce choix est défini par le paramètre *Toutes fréquences ou Une*. Lorsque celui-ci vaut «*Toutes Fréquences*», toutes les fréquences vont être balayées en une seule passe (cas du faisceau MISTRAL) et lorsqu'il vaut «*Une Fréquence*», une seule fréquence est utilisée par passe (cas du faisceau d'ISOLDE). Enfin, pendant la construction de la courbe de transmission, il se peut que des perturbations viennent changer l'intensité du signal. Ceci peut avoir comme conséquence de déformer asymétriquement le pic. Pour éviter sa déformation, on peut décider de faire varier la fréquence de façon aléatoire. Ainsi, les perturbations se font de part et d'autre du centre du pic sans le dissymétriser.

4.3.3 Les fichiers de données

Les fichiers de données, ainsi que leur répertoire, créés lors de l'acquisition, ont un nom qui respecte une structure bien précise afin de plus facilement les répertorier et les distinguer.

Le nom du répertoire contient deux chiffres, suivis d'un terme donnant une brève description de ce qu'il contient. Le premier de ces deux chiffres correspond a l'année (0 pour l'année 2000) et le deuxième au mois en base 12 (entre 0 et 9 de janvier à septembre et a, b et c pour les trois derniers mois).

Ensuite, le format du nom de fichier suit la structure suivante :

aaaa_mm_jj_Rxxx_Mxxx.dat

oè aaaa,mm et jj correspondent respectivement à l'année, au mois et au jour de l'acquisition. xxx correspond au numéro de run ou de mesure du fichier. Ces fichiers ont une structure bien précise qui est décrite en détail dans

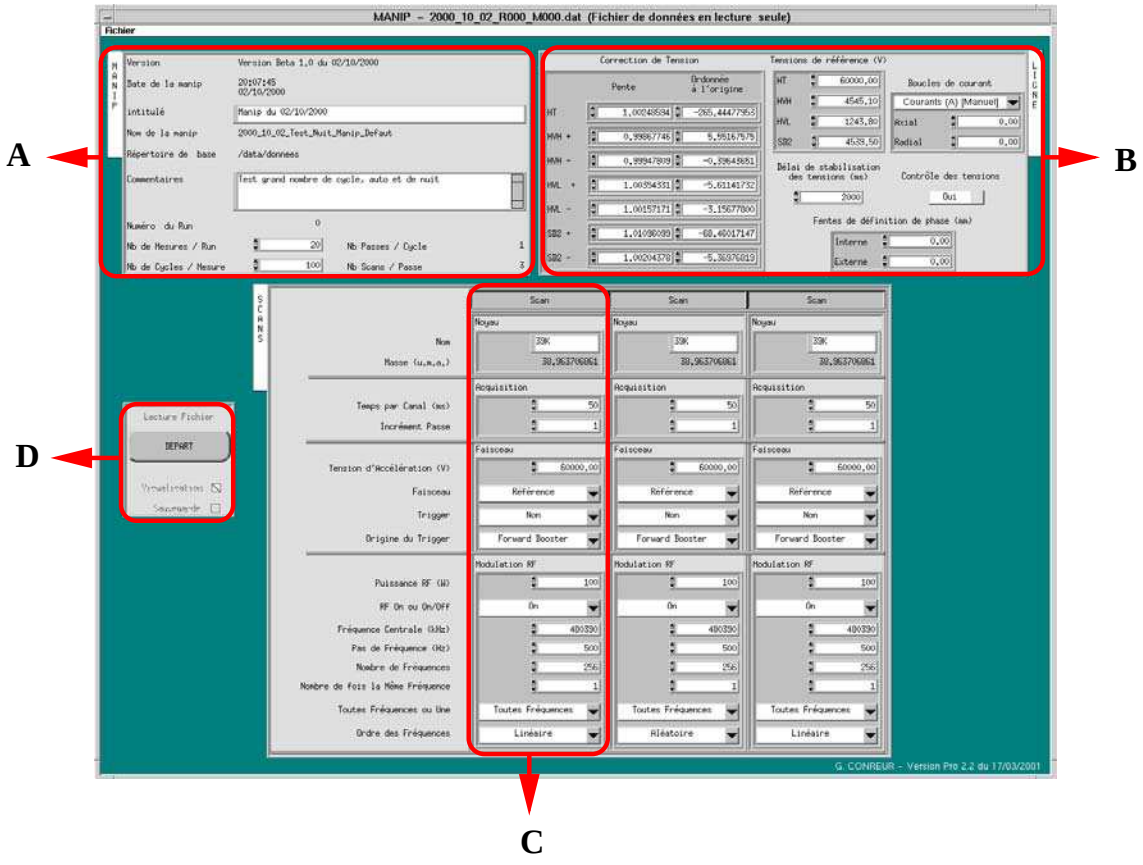


Fig. *4.6: Interface d'acquisition permettant de saisir les différents paramètres*

l'annexe A.

4.4 Choix des paramètres d'acquisition

Ci-après, je décris les différents paramètres de l'acquisition utilisés lors de la mesure du ^{74}Rb.

4.4.1 La Tension d'Accélération

Les alimentations haute-tension sont contrôlées par le paramètre *Tension d'Accélération* qui est aussi l'énergie du faisceau. En effet, toutes les tensions des lignes électrostatiques sont proportionnelles à celui-ci. Le faisceau d'ISOLDE est fourni à environ 60 kV, et il est nécessaire d'ajuster la *Tension d'Accélération* correspondant aux lignes telle que la transmission soit

maximale. On obtient ainsi une *Tension d'Accélération* correspondant au faisceau d'ISOLDE de 60112 V. A partir de cette valeur, il est simple d'obtenir celle correspondant au faisceau de référence car le produit masse$\times$ *Tension d'Accélération* doit être le même pour les deux faisceaux. Ainsi, on obtient pour le ^{74}Ge une *Tension d'Accélération* de 60131 V, ce qui donne une variation de tension très petite et une erreur due à celle-ci négligeable. Cependant, les deux faisceaux ayant des origines différentes, les deux enveloppes ne coïncident pas exactement et ceci peut donner un écart systématique qui ne dépend pas de la différence de masse entre les deux faisceaux. C'est ce qu'on appelle par la suite l'offset. Pour déterminer celui-ci, la masse du ^{76}Rb a été mesurée par rapport au ^{76}Ge. Dans ce cas, la valeur de la *Tension d'Accélération* pour le ^{76}Ge est de 60123 V.

4.4.2 La fréquence et la puissance RF

La fréquence RF est choisie de telle sorte que la résolution des pics de transmission, soit l'efficacité de modulation, soit maximale, celle-ci dépendant de la masse des ions. Pour la masse 74, on a étudié la résolution et la forme du pic pour le faisceau MISTRAL du ^{74}Ge pour différentes fréquences RF et pour différentes puissances RF. Les résultats sont représentés figure 4.7.

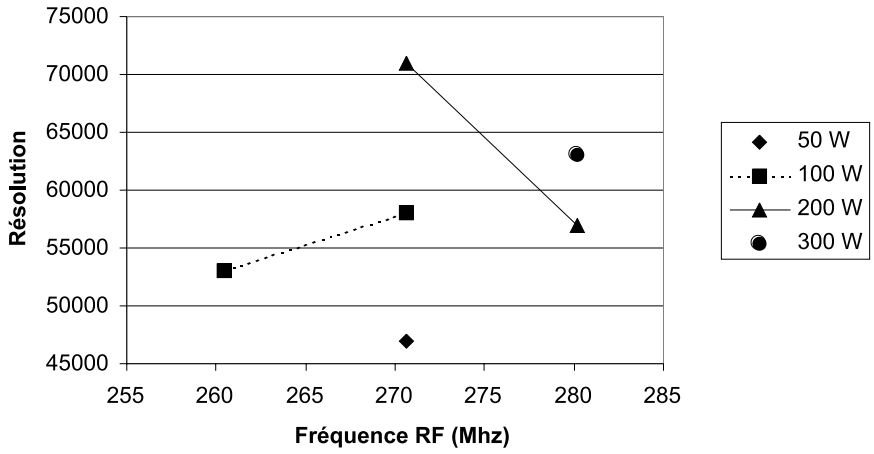


Fig. *4.7: Résolution du pic de transmission du ^{74}Ge en fonction de la fréquence RF pour différentes puissances RF*

La fréquence RF optimale serait 270 MHz où la résolution est très correcte. On regarde les pics de transmission à cette fréquence pour 50 et 100 W (figure 4.8).

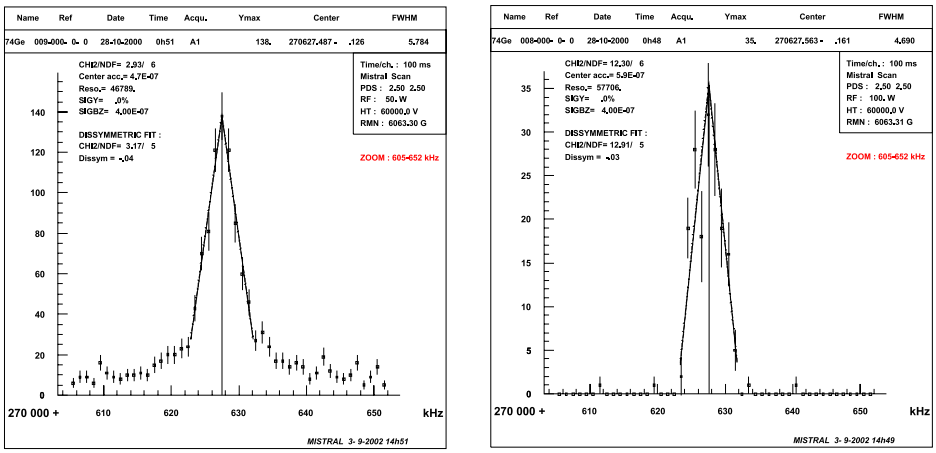


Fig. *4.8: Pics de transmission du ^{74}Ge pour une puissance RF de 50 W (figure de gauche) et de 100 W (figure de droite) et une fréquence RF de 270 MHz.*

Pour 100 W, le fond au niveau du pic de transmission est supprimé, ce qui nous indique que la fente de phase grande ouverte coupe le faisceau. La modulation est donc très importante à cette fréquence RF et à cette puissance. Pour 50 W, le fond subsiste au niveau du pic de transmission. La coupure du faisceau par la fente de phase arrive donc entre 50 et 100 W de puissance RF. Cette coupure permet de nettoyer le pic du fond. Mais une trop grande coupure nous ferait perdre trop de statistique (faible dans le cas du ^{74}Rb comme il a été dit dans le chapitre précédent). Ainsi, on se place à une puissance comprise entre 50 et 100 W, juste après la coupure. Une puissance de 60 W est choisie pour l'expérience. Les mêmes paramètres sont choisis pour la mesure de l'offset, celui-ci étant mesuré pour une masse assez voisine.

4.4.3 L'incrément passe et le nombre de canaux

Lors de l'expérience de mesure, le PSB a fourni à ISOLDE 7 impulsions de protons par supercycle, ces impulsions étant regroupées. Ainsi, comme le supercycle contient 12 périodes de 1,2 s, il restait 5 périodes sans protons, soit un temps de 6 s pendant lequel une mesure de référence peut être faite. Ainsi, un cycle est constitué d'une mesure de référence (en mode *Toutes Fréquences*) suivie de 7 points de fréquence pour le faisceau d'ISOLDE, chaque fréquence correspondant à une impulsion. On a donc un incrément passe de 7 pour le faisceau MISTRAL et un incrément passe de 1 pour le faisceau ISOLDE.

Dans ce cas, la variation des tensions étant très faible lors du passage

d'un faisceau à un autre, il est inutile d'introduire un délai de stabilisation des tensions. Durant les 6 secondes séparant deux ensembles de 7 impulsions, une mesure de référence doit être faite et cette mesure doit être transmise au programme d'acquisition. Ainsi, pour une courbe de transmission de 64 points, on choisit un temps par canal de 80 ms, soit un temps total d'environ 5 secondes pour la construction de la courbe de transmission. Pour le faisceau d'ISOLDE, on a une fréquence par impulsion et la mesure est faite en plusieurs points, permettant d'avoir la courbe de relâchement pour le noyau radioactif. Le nucléide ^{74}Rb a une durée de vie de 65 ms, donc on choisit un temps par canal de 10 ms, afin d'avoir un nombre de points convenable lors de la décroissance du ^{74}Rb. En tout, 70 points constituent la courbe de relâchement, correspondant à un temps de 700 ms.

Dans le cas de la mesure de l'offset (^{76}Rb par rapport au ^{76}Ge), le paramètre *RF_On/OnOff* doit être mis à la valeur *On/Off*. En effet, ^{76}Rb a une durée de vie de 36,5 s et il n'a pas fini de décroître lorsque l'impulsion suivante arrive. Par conséquent, il y a une accumulation des noyaux de ^{76}Rb et l'intensité de l'impulsion varie en fonction de l'impulsion. Il est donc primordial de connaître l'intensité de l'impulsion sans RF, d'où le rôle du mode *On/Off*. Ceci a pour conséquence de doubler le temps de mesure. Ainsi on choisit dans ce cas un temps par canal de 20 ms pour 17 fois la même fréquence, soit une durée de 340 ms avec RF et 340 ms sans RF. De plus, le ^{76}Ge était peu abondant. Donc, pour obtenir une courbe de transmission satisfaisante pour le noyau de référence, on a sacrifié un supercycle pour la seule mesure du ^{76}Ge et un temps par canal de 300 ms a été choisi.

4.4.4 Récapitulatif

Les différents paramètres de l'acquisition sont récapitulés dans les tableaux 4.1 et 4.2.

	^{74}Ge	^{74}Rb
type de faisceau	MISTRAL	ISOLDE
mode	Scan	Point
distribution des fréquences	Linéaire	Aléatoire
Tension d'accélération	60131 V	60112 V
temps/canal	80 ms	10 ms
nombre de canaux	64	64
nombre de fois la même fréquence	1	70
incrément passe	7	1
puissance RF	60 W	60 W
RF On/OnOff	On	On
fréquence centrale	270552,250 kHz	270467 kHz
pas en fréquence	500 Hz/canal	500 Hz/canal

Tab. *4.1: Les paramètres de l'acquisition pour la mesure de ^{74}Rb par rapport au ^{74}Ge*

	^{76}Ge	^{76}Rb
type de faisceau	MISTRAL	ISOLDE
mode	Scan	Point
distribution des fréquences	Linéaire	Aléatoire
Tension d'accélération	60123 V	60112 V
temps/canal	300 ms	20 ms
nombre de canaux	64	64
nombre de fois la même fréquence	1	17
incrément passe	7	1
puissance RF	60 W	60 W
RF On/OnOff	On	On/Off
fréquence centrale	270558 kHz	270511 kHz
pas en fréquence	500 Hz/canal	500 Hz/canal

Tab. *4.2: Les paramètres de l'acquisition pour la mesure de ^{76}Rb par rapport au ^{76}Ge*

Chapitre 5

L'analyse des données MISTRAL

5.1 Principe de l'analyse

Les pics de transmission ont une forme triangulaire comme il a déjà été mentionné. Ainsi, pour déterminer le centre de ces pics et la fréquence cyclotron du noyau dans le champ magnétique homogène, le pic de transmission est ajusté par un triangle. Ce triangle contient 3 paramètres qui sont sa hauteur (YM), sa largeur (DM) et sa position (CM), cette dernière étant la plus importante car elle est directement liée à la fréquence de résonance (voir figure 5.1). Soit l'ensemble $\mathcal{A}$ défini comme $\{x \mid x \in [\mathrm{CM} - \mathrm{DM}, \mathrm{CM} + \mathrm{DM}]\}$, la fonction triangle $T(f)$ est définie comme suit :

$$\begin{cases} T(f) = 0 & \text{si } f \notin \mathcal{A} \\ T(f) = \mathrm{YM} - \frac{\mathrm{YM}}{\mathrm{DM}} \mid f - \mathrm{CM} \mid & \text{si } f \in \mathcal{A} \end{cases}$$

L'ajustement est fait par la méthode des moindres carrés qui consiste à minimiser la fonction

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(N_i - T(f_i))^2}{\sigma_i^2} \tag{5.1}$$

en jouant sur les paramètres YM, CM et DM. N_i correspond au nombre de coups pour le canal i, f_i à la radiofréquence du canal i et σ_i à l'erreur sur N_i. Pour que cette fonction soit minimale, il faut que ses dérivées partielles

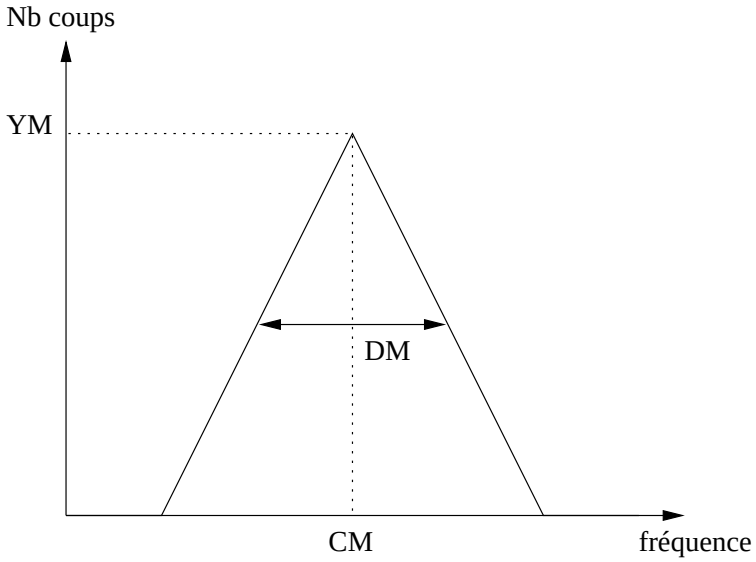


Fig. *5.1: Fonction triangle d'ajustement du pic de transmission*

par rapport aux différents paramètres soient nulles.

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \mathrm{CM}} = \sum_{i=1;f_i\in\mathcal{A}}^{N} -2\epsilon\frac{\mathrm{YM}}{\mathrm{DM}}\frac{(N_i - T(f_i))}{\sigma_i^2} \tag{5.2}$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \mathrm{YM}} = \sum_{i=1;f_i\in\mathcal{A}}^{N} -2\left(1 - \frac{\mid f_i - \mathrm{CM} \mid}{\mathrm{DM}}\right)\frac{(N_i - T(f_i))}{\sigma_i^2} \tag{5.3}$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \mathrm{DM}} = \sum_{i=1;f_i\in\mathcal{A}}^{N} -2\frac{\mathrm{YM} \mid f_i - \mathrm{CM} \mid}{\mathrm{DM}^2}\frac{(N_i - T(f_i))}{\sigma_i^2} \tag{5.4}$$

avec ϵ valant ± 1 selon le signe de $(f - \mathrm{CM})$. L'ajustement est réalisé de façon itérative et à chaque itération, une matrice est inversée, ceci étant fait par un sous-programme provenant des librairies CERN, liées au programme d'analyse lors de la compilation de celui-ci. Cet ajustement est bien sûr réalisé pour chaque noyau. Pour le noyau de référence, dont la courbe de transmission est généralement réalisée par scan, l'ajustement est fait sur les points bruts, sans traitement ni sélection préalable. Pour le noyau du faisceau d'ISOLDE, la courbe de transmission est construite fréquence par fréquence (une fréquence par impulsion du faisceau d'ISOLDE). Ces fréquences sont prises, la plupart du temps, de façon aléatoire pour éviter toute déformation du pic de transmission due à d'éventuelles perturbations durant la mesure. Puisque chaque point de fréquence contient l'information sur la variation de

l'intensité en fonction du temps (courbe de relâchement), il est possible de sélectionner une fenêtre en temps qui optimise le rapport signal sur bruit. Les points de la courbe de transmission sont obtenus en sommant, pour chaque fréquence, les canaux compris dans la fenêtre en temps choisie.

D'autre part, on peut aussi sommer les points de toutes les fréquences (ou d'une fenêtre en fréquences correspondant au maximum de transmission) pour chaque valeur de t. On obtient ainsi la courbe de relâchement avec une statistique optimale. Son analyse permet de contrôler sa compatibilité avec la période du noyau étudié (figure 5.2), et de choisir la fenêtre en temps la mieux adaptée.

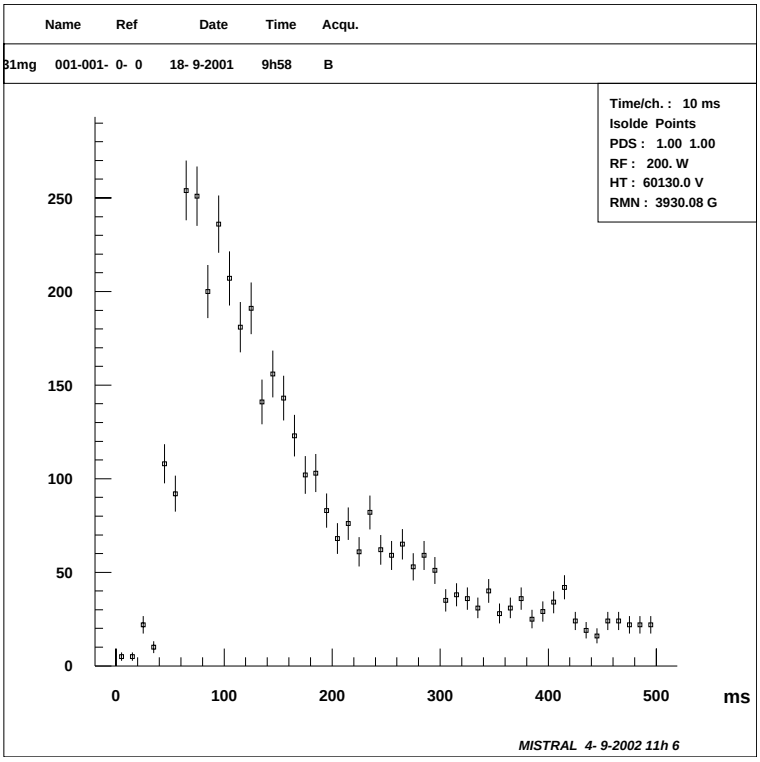


Fig. *5.2: Décroissance en fonction du temps pour un noyau radioactif. L'impulsion de protons est à +50 ms.*

Cette courbe montre une impulsion d'ISOLDE qui arrive dans ce cas aux environs de 50 ms. Les données commencent à être acquises avant que celle-ci arrive, afin d'avoir un peu de fond avant l'arrivée des noyaux radioactifs. Ensuite, à l'arrivée des protons sur la cible d'ISOLDE, la production des noyaux augmente d'un coup, puis elle décroît exponentiellement selon la durée de vie et le temps de diffusion de ces noyaux dans la cible. Le fond

présent avant les protons permet de savoir quelle quantité enlever à l'exponentielle pour calculer le temps de relâchement. Commencer la prise de données avant l'arrivée des protons permet aussi de ne pas rater cette arrivée ainsi que le maximum de production des noyaux radioactifs. Ensuite il suffit de prendre les événements compris entre l'arrivée des protons et une à trois périodes des noyaux radioactifs pour obtenir une courbe de transmission contenant essentiellement le noyau désiré. Une fois toute les fréquences prises, puis triées en ordre croissant et les canaux compris dans la sélection en temps sommés, la courbe de transmission est construite pour le noyau d'ISOLDE, et un ajustement triangulaire peut être fait dessus comme sur la figure 5.3.

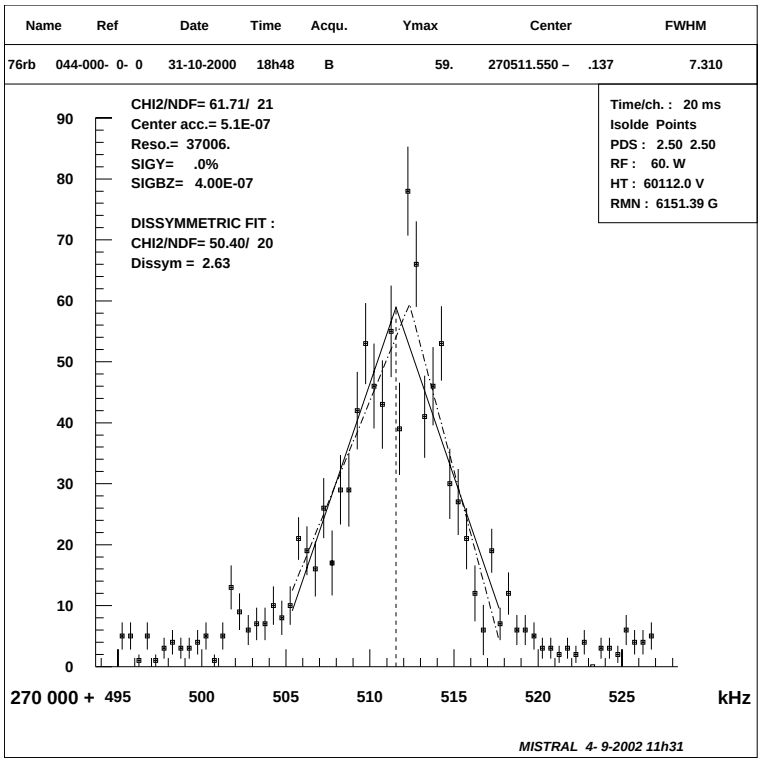


Fig. *5.3: Pic de transmission ajusté par un triangle*

À la première itération de l'ajustement, les paramètres du triangle de départ sont pour YM, la valeur maximale du pic de transmission, pour CM, le milieu du scan et pour DM, la demi-largeur du scan. La sélection des points servant à l'ajustement triangulaire est gérée par le paramètre *lowcut*. Pour un certain *lowcut*, une fenêtre en fréquence est définie comme l'ensemble des fréquences telles que la fonction triangle soit supérieure à YM×*lowcut*. Les

points sélectionnés pour un ajustement sont ceux qui sont compris dans cette fenêtre en fréquence. Cette sélection est différente pour chaque itération pour laquelle est définie une fenêtre en fréquence.

Les erreurs des points contiennent l'erreur statistique et une erreur provenant des fluctuations d'intensité du faisceau (pour l'erreur en Y) et une erreur provenant des incertitudes du champ magnétique (pour l'erreur en X). Ces erreurs peuvent être écrites :

$$\sigma_Y = \sqrt{N + (\sigma_{fl} N)^2} \tag{5.5}$$

$$\sigma_X = \frac{\sigma_B}{B} f_{RF} \tag{5.6}$$

σ_{fl} est un paramètre caractérisant les fluctuations d'intensité du faisceau et est exprimé en pourcentage.

Une fois les ajustements faits pour les deux faisceaux, on a les deux fréquences de résonance f_{RF}^{ref} et f_{RF}^{is} ainsi que leurs erreurs respectives σ_f^{ref} et σ_f^{is} (obtenues lors de l'ajustement par moindres carrés). Pour en déduire le rapport des fréquences cyclotron et par conséquent des masses, il faut aussi déterminer les harmoniques pour les deux faisceaux, c'est-à-dire le n dans l'équation

$$f_{RF} = f_c \left(n + \frac{1}{2} \right)$$

L'harmonique est calculée en inversant cette équation puis en calculant la fréquence cyclotron avec la masse incluse dans la table et le champ magnétique mesuré par RMN. Ce qui donne pour l'harmonique :

$$n + \frac{1}{2} = \frac{2\pi m f_{RF}}{qB} \tag{5.7}$$

Dans ce cas, la précision de la mesure du champ magnétique (à 10^{-5}) est suffisante pour la détermination du nombre harmonique. En effet, pour des harmoniques de l'ordre de 10^3, l'erreur $\Delta_{n+1/2}$ serait de l'ordre de 10^{-2}. Ensuite, le rapport des masses entre le faisceau d'ISOLDE radioactif et le faisceau de MISTRAL de référence peut être déterminé et on a :

$$\frac{m_{is}}{m_{ref}} = \frac{f_{RF}^{ref}}{f_{RF}^{is}} \frac{n_{is} + 1/2}{n_{ref} + 1/2} \tag{5.8}$$

avec une erreur sur le rapport de masse égale à :

$$\sigma \left(\frac{m_{is}}{m_{ref}} \right) = \frac{n_{is} + 1/2}{n_{ref} + 1/2} \frac{\sqrt{(\sigma_f^{is})^2 + (\sigma_f^{ref})^2}}{f_{RF}^{is}} \tag{5.9}$$

puisque f_{RF}^{ref} et f_{RF}^{is} sont toujours choisies aussi voisines que possible (voir section 3.3.4.5)

Comme on s'intéresse à comparer les valeurs mesurées aux valeurs existantes, on calculera l'écart absolu ΔM ou relatif MDRE par rapport à la table AME95 [24] :

$$\Delta M = m_{is}^{\text{mesuré}} - m_{is}^{\text{AME95}} \tag{5.10}$$

$$\text{MDRE} = \frac{\left(\frac{m_{is}}{m_{ref}}\right)_{mes} - \left(\frac{m_{is}}{m_{ref}}\right)_{tab}}{\left(\frac{m_{is}}{m_{ref}}\right)_{tab}} \tag{5.11}$$

avec une erreur de :

$$\sigma_{\text{MDRE}} = \frac{\sigma\left(\frac{m_{is}}{m_{ref}}\right)}{\left(\frac{m_{is}}{m_{ref}}\right)_{tab}} \tag{5.12}$$

MDRE donne l'écart entre le rapport des masses qui a été mesuré et celui qui est calculé à partir de la table de masse. Cet écart devrait normalement être plus petit que l'erreur relative sur la masse. Cependant, ceci n'est pas vrai, et un écart supplémentaire est observé. C'est ce qu'on appelle l'écart systématique. Cet écart varie linéairement avec le saut de tension effectué entre les deux faisceaux et dépend du réglage du spectromètre [25, 11]. Ainsi, pour connaître l'écart systématique pour le noyau que l'on veut mesurer, il est nécessaire de faire une calibration avec des noyaux bien connus et ainsi obtenir la droite de calibration, permettant de corriger de la quantité convenable. Une raison de cet écart systématique est probablement l'existence d'une certaine inhomogénéité du champ couplée au fait que lors d'un saut de tension, les tensions au moment de la mesure ne sont pas exactement celles attendues (dû au temps de stabilisation des alimentations) et par conséquent les deux faisceaux n'ont pas exactement la même trajectoire. Ainsi, les deux faisceaux ne voient pas le même champ magnétique et n'ont pas un rapport de fréquence égal au rapport des masses. Soit par exemple un écart de trajectoire dû à un écart de l'angle vertical. La figure 5.4 montre schématiquement les deux trajectoires différentes ainsi que la trajectoire nominale passant au centre des deux fentes du modulateur. Les coordonnées z_1^B et z_2^B sont les positions du faisceau B au niveau des deux fentes du modulateur, de même pour le faisceau A avec les coordonnées z_1^A et z_2^A.

Le champ moyen vu par un faisceau entre les deux modulations est simplement égal à

$$B = \frac{\int_{z_1}^{z_2} B(z)dz}{\int_{z_1}^{z_2} dz} = B_0 + \frac{\partial B}{\partial z}\frac{z_1 + z_2}{2}$$

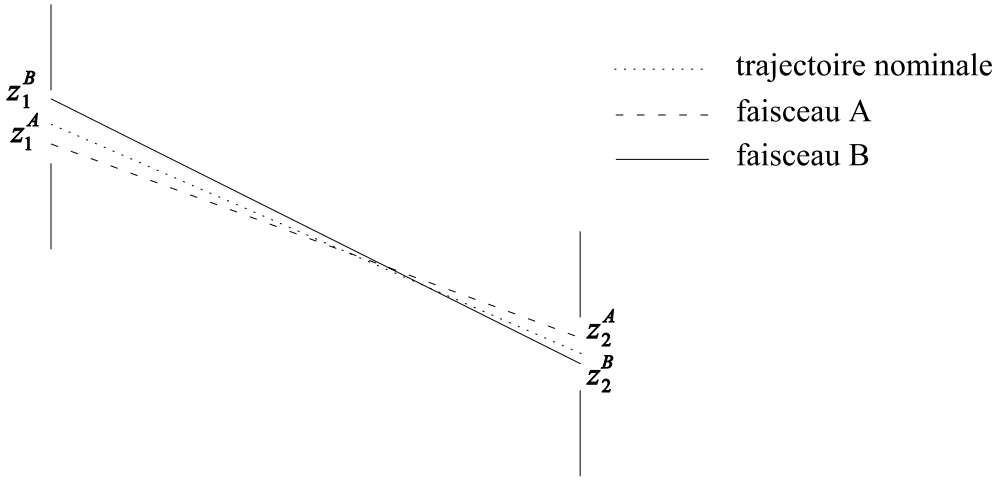


Fig. *5.4: Représentation schématique de l'écart en trajectoire des deux faisceaux entre les deux modulations.*

si B suit une loi linéaire selon z. Et le rapport des masses devient

$$\left(\frac{m_A}{m_B}\right)_{vrai} = \left(\frac{m_A}{m_B}\right)_{mes} \frac{B_A}{B_B}$$

et

$$\frac{B_A}{B_B} \sim 1 + \frac{1}{B_0}\frac{\partial B}{\partial z}\left(\frac{z_1^A + z_2^A}{2} - \frac{z_1^B + z_2^B}{2}\right)$$

On peut, au premier ordre, considérer que l'écart entre les deux positions moyennes $\frac{z_1^A+z_2^A}{2}$ et $\frac{z_1^B+z_2^B}{2}$ dépend linéairement de $\Delta V/V$, la variation relative des tensions entre les deux faisceaux. Ainsi, on obtient

$$\frac{B_A}{B_B} \sim 1 + \frac{a}{B_0}\frac{\partial B}{\partial z}\frac{\Delta V}{V} + \frac{b}{B_0}\frac{\partial B}{\partial z}$$

Un calcul similaire peut être fait pour un écart radial, faisant intervenir le gradient radial du champ magnétique.

Ainsi, la dépendance linéaire en saut de tension apparaît dans le rapport des masses et par conséquent, également dans MDRE. Le terme contenant le coefficient b ne dépend pas du saut de tension, mais rajoute également un écart systématique. Il est dû à la différence de trajectoire entre le faisceau de référence de MISTRAL et le faisceau d'ISOLDE. Ces deux faisceaux ne

provenant pas de la même source, il est extrêmement délicat de les faire coïncider exactement, et ainsi il subsiste toujours un écart, exprimé par ce terme supplémentaire dans MDRE, qu'on appelle plus communément l'offset, le coefficient de proportionnalité avec le saut de tension étant appelé la pente. Dans le cadre de ma thèse, la masse du noyau de ^{74}Rb fut mesurée avec comme référence un faisceau de ^{74}Ge. Ces masses étant très voisines, seul l'offset fut pris en compte et celui-ci fut déterminé en mesurant la masse du ^{76}Rb venant d'ISOLDE par rapport au ^{76}Ge provenant de la source de référence.

5.2 Détermination de l'offset par la comparaison ^{76}Rb-^{76}Ge

Comme indiqué dans le paragraphe précédent, la mesure de masse du ^{76}Rb par rapport au ^{76}Ge est effectuée pour déterminer l'offset et ainsi connaître la correction à appliquer pour la détermination de la masse du ^{74}Rb, qui est l'objectif de cette thèse.

Cette mesure de l'offset est effectuée régulièrement entre chaque mesure de la masse du ^{74}Rb. La figure 5.5 montre comment s'est déroulée la mesure en fonction du temps.

Quatre séries de mesure de la masse de ^{74}Rb ont été effectuées, correspondant à cinq séries de mesure de l'offset. Cependant, suite à des problèmes techniques, la troisième mesure de ^{74}Rb a été ratée (il n'y a pas eu de production car le chauffage de la cible d'ISOLDE était défaillante). Soit $offset_1$,...,$offset_5$ les différentes valeurs mesurées de l'offset. Les différents fichiers de données utilisés pour ces mesures sont listés dans le tableau B.1 de l'annexe B. Sur ce tableau sont aussi répertoriés les cycles utilisés dans chacun des fichiers, c'est-à-dire ceux pour lesquels les données sont satisfaisantes (certains pics peuvent être déformés, voire manquer de statistique pour diverses raisons techniques, et ceux-là ne sont pas pris en compte, la valeur de l'offset pouvant être biaisée par ces effets). Pour chaque cycle, une mesure du MDRE de ^{76}Rb par rapport au ^{76}Ge est réalisée et un exemple des courbes de transmission est donné figure 5.6. On peut remarquer sur ces courbes de transmission que la largeur du pic est semblable, ce qui montre que la résolution du spectromètre est la même pour ces deux noyaux, de masse très voisine. Les différentes mesures d'offset sont représentées figure 5.7 et leur résultat tableau 5.1.

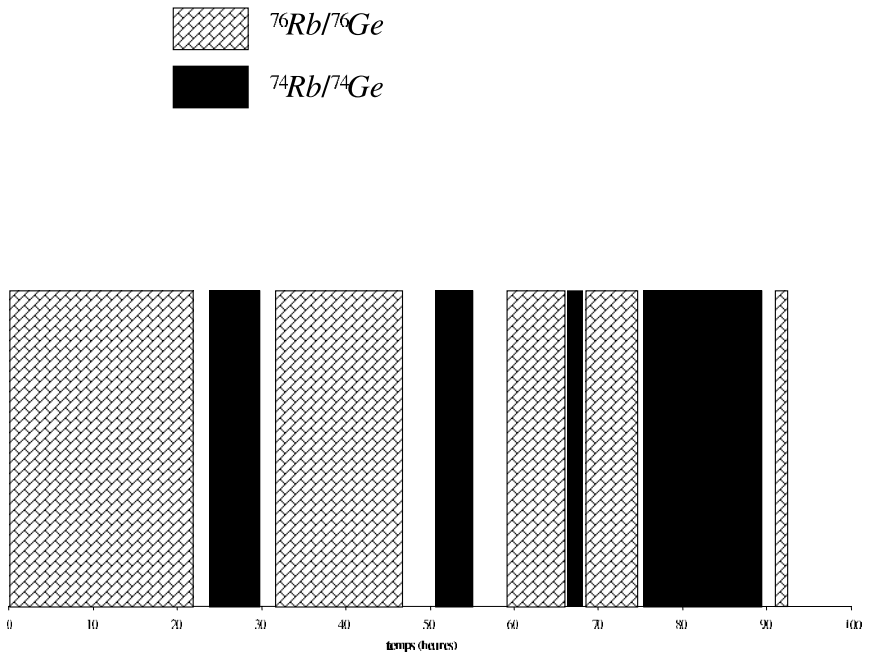


Fig. *5.5: Déroulement en fonction du temps de la mesure du ^{74}Rb et les différentes mesures d'offset réalisées*

On voit que l'offset a varié à peu près linéairement en fonction du temps, ce qui reflète une dérive des réglages (figure 5.8).

On obtient ainsi, pour chaque série de mesures de la masse de ^{74}Rb, deux valeurs de l'offset (avant et après). Pour la correction de cette série, on prend comme offset la moyenne pondérée de ces deux valeurs d'offset. Soit Δ_i, la correction à apporter à la mesure i de la masse du ^{74}Rb, on obtient :

$$\Delta_i = \frac{w_i offset_i + w_{i+1} offset_{i+1}}{w_i + w_{i+1}} \tag{5.13}$$

et

$$\sigma\Delta_i = \sqrt{\frac{1}{w_i + w_{i+1}}} \tag{5.14}$$

où

$$w_i = \frac{1}{{\sigma_i}^2} \text{ avec } \sigma_i \text{ l'erreur sur } offset_i \tag{5.15}$$

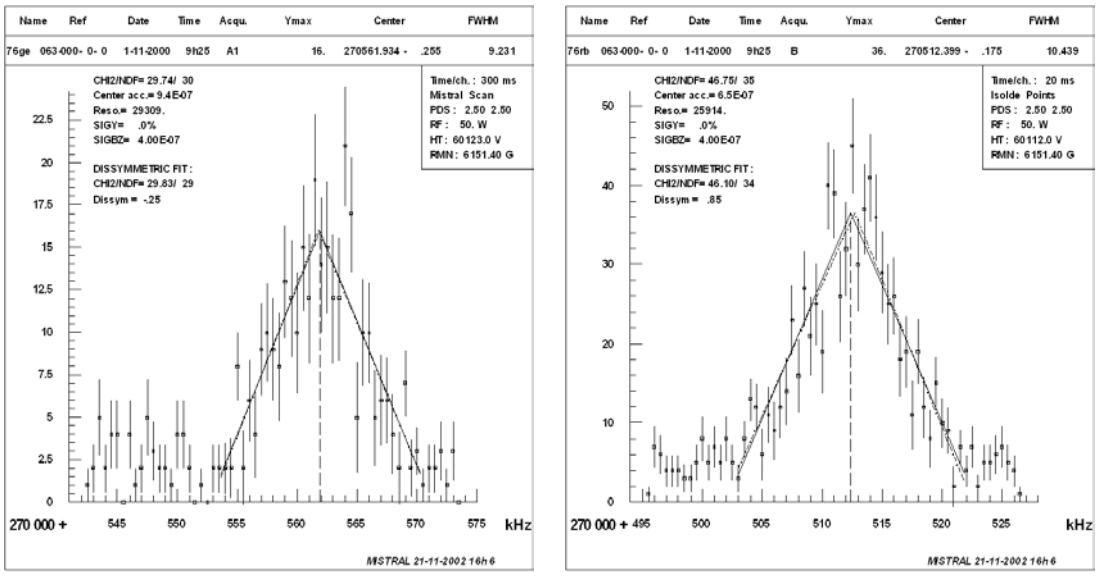


Fig. *5.6: Courbes de transmission obtenues lors de la mesure de la masse de* ^{76}Rb *par rapport à la masse de* ^{76}Ge.

i	$offset_i$ (10^{-7})	Δ_i (10^{-7})
1	$-12,6 \pm 0,8$	$-11,8 \pm 0,7$
2	$-8,1 \pm 1,8$	-4.8 ± 1.1
3	$-3,1 \pm 1,3$	-2.80 ± 0.9
4	$-2,2 \pm 1,2$	-1.67 ± 1.1
5	$4,2 \pm 3,2$	

Tab. *5.1: Résultat de la détermination des offsets par la mesure de la masse de* ^{76}Rb *par rapport à* ^{76}Ge.

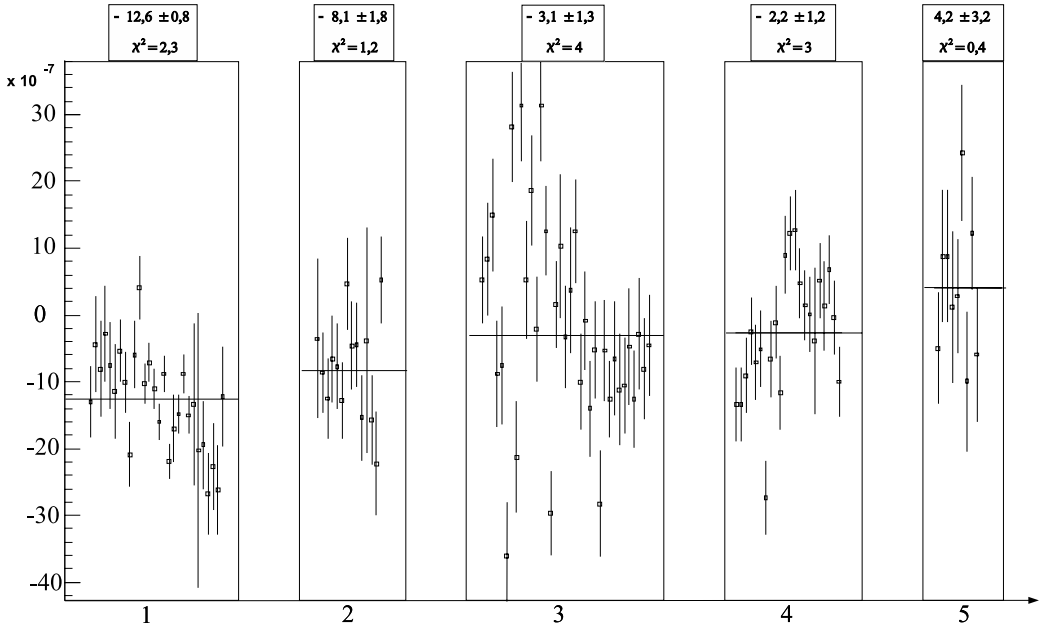


Fig. *5.7: Mesure de la masse de ^{76}Rb par rapport au ^{76}Ge pour la détermination de l'offset. Chaque figure correspond à un offset différent dont la position est indiquée dans le schéma en bas à droite et chaque point correspond à un cycle différent. Ensuite chaque offset est déterminé comme la moyenne pondérée sur les différents cycles.*

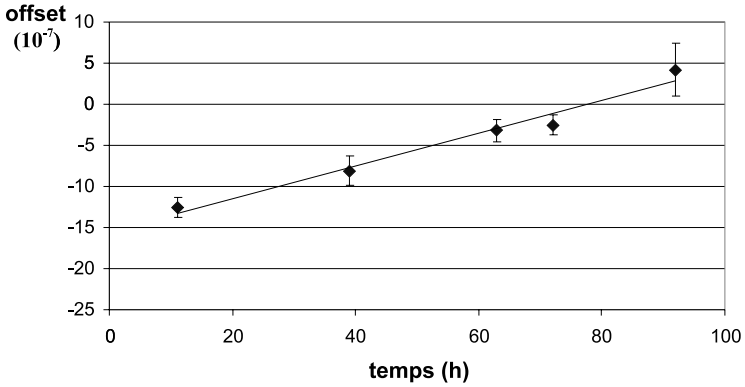


Fig. *5.8: Évolution de l'offset en fonction du temps*

et chaque mesure de la masse de ^{74}Rb sera corrigée de la manière suivante :

$$\mathrm{MDRE}_i = \mathrm{MDRE}_{i,\mathrm{mesurée}} - \Delta_i \tag{5.16}$$

5.3 Mesure de la masse du ^{74}Rb

La masse atomique du ^{74}Rb est mesurée par rapport à celle du ^{74}Ge, provenant de la source de référence. Quatre mesures ont été effectuées, dont trois sont exploitables. Par conséquent, on appelle ces trois mesures restantes, les mesures 1, 2 et 4 et celles-ci seront corrigées avec Δ_1, Δ_2 et Δ_4. Les différents fichiers utilisés pour ces mesures sont listés dans le tableau B.2 de l'annexe B. Les cycles sont sélectionnés selon la dépendance en temps des impulsions. Celles qui contiennent une dépendance en temps non convenable (par exemple l'absence de l'impulsion) ne sont pas pris en compte. En faisant la somme de toutes ces courbes de relâchement, on obtient la courbe figure 5.9.

Un ajustement par une fonction exponentielle à partir de l'instant d'arrivée des protons, donne un temps de relâchement compatible avec la durée de vie tabulée du ^{74}Rb (65 ms), ce qui nous indique une diffusion assez lente. Cependant, l'ajustement donne un χ^2 égal à 3, ce qui est grand, car quelques points sont en dehors de la courbe. En effet, certains canaux ont reçu un nombre anormalement grand de coups. Ceci peut être vu grâce a la figure 5.10.

L'axe des ordonnées est en échelle logarithmique et le nombre de canaux qui ont zéro coup est très important, ce qui indique bien la faiblesse de la statistique. Pour se donner une idée, on peut voir qu'au total, il y a eu

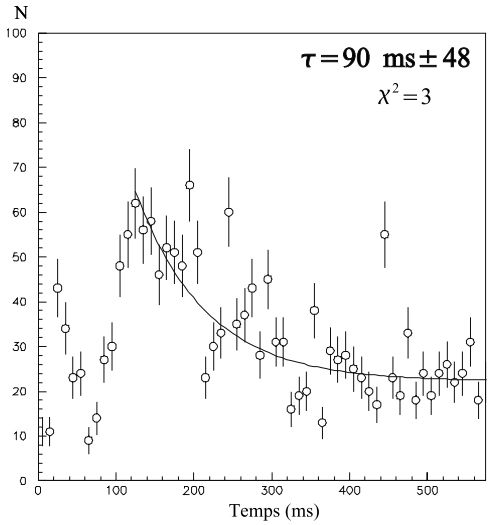


Fig. *5.9: Somme des courbes de relâchement du ^{74}Rb*

1.167.593 canaux et que 1.166.322 ne contiennent aucun coup. Ainsi seulement 1271 canaux ont reçu quelque chose. Donc seul 0,1% du temps passé sur le faisceau de ^{74}Rb a permis de mesurer sa masse. De plus, d'après la figure 5.10, au delà de 7 coups par canal, il n'y a plus rien. Or on peut constater quelques exceptions comme ces 2 canaux qui ont reçu 11 coups ou bien, plus loin sur l'axe (non représenté sur la figure) un canal avec 25 coups. Ces exceptions sont des événement anormaux et ne doivent pas être pris en compte. Ceux-ci peuvent en effet placer des points anormalement hauts sur les courbes, comme, par exemple, les points qui se trouvent un peu en dehors de la courbe de relâchement sur la figure 5.9. Pour corriger ces points «anormaux», j'ai écrit un petit programme qui remplace ces canaux anormaux par la moyenne des deux voisins, un canal «anormal» étant défini par un canal qui contient plus de N coups. Si N vaut 5, alors la courbe de relâchement de la figure 5.11 est obtenue, pour laquelle on obtient également un temps de relâchement compatible avec la durée de vie du ^{74}Rb mais avec un χ^2 égal cette fois-ci à 1,6, ce qui est beaucoup mieux.

Les mesures de la masse de ^{74}Rb sont réalisées pour N=8, point au-delà duquel il n'y a plus aucun signal, sauf quelques coups, considérés comme anormaux.

La statistique du ^{74}Rb étant très faible, il est intéressant d'utiliser une loi de Poisson avec le fond mesuré du détecteur (voir section 3.4.2.2) pour estimer le nombre de canaux avec 0 coup, 1 coup et 2 coups apportés par le bruit de fond. La loi de Poisson nous donne la probabilité d'avoir k événements avec

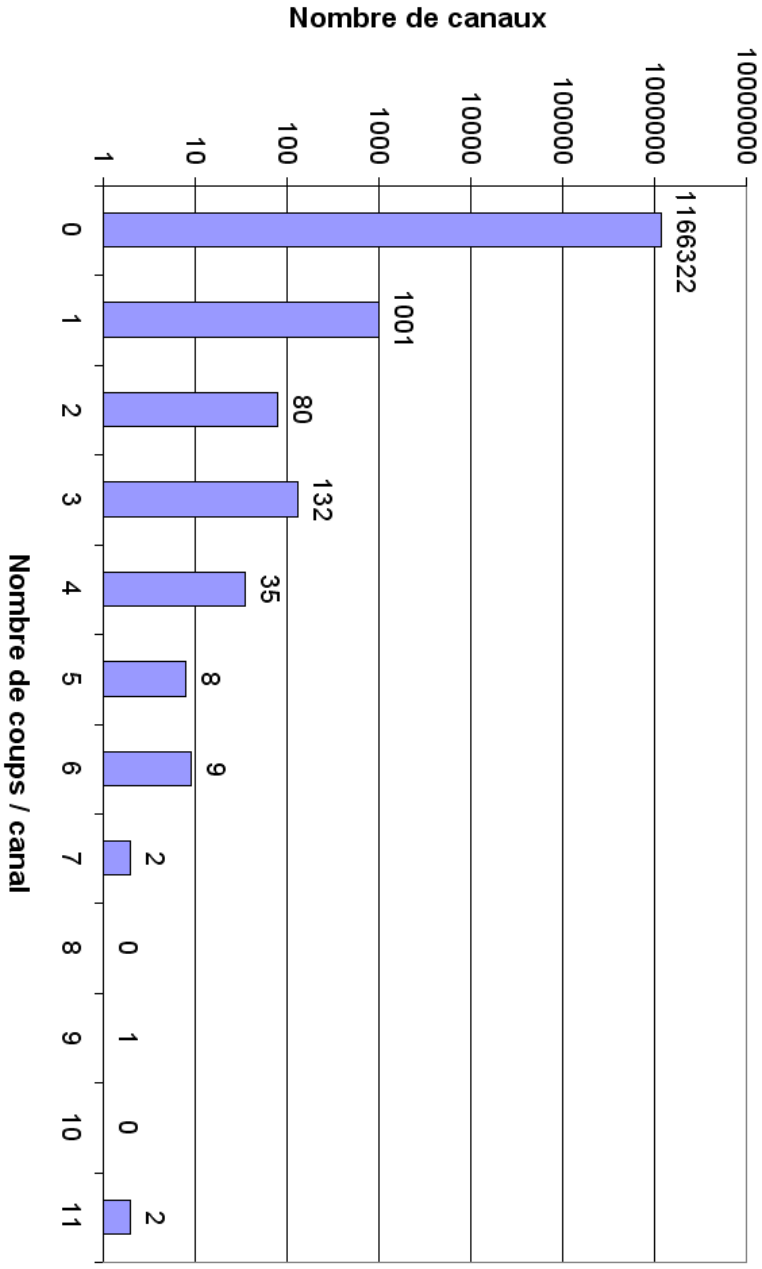


Fig. *5.10: Distribution du nombre de coups reçus par canal*

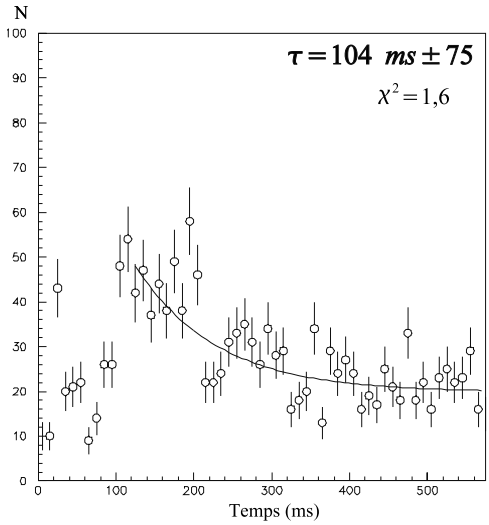


Fig. *5.11: Distribution du nombre de coups reçus par canal en remplaçant les canaux «anormaux» avec plus de 5 coups par canal*

k	$N(k)_{\lambda=5.210^{-4}}$	$N(k)_{\lambda=11.710^{-4}}$	$N(k)_{\text{mesuré}}$
0	1166986	1166228	1166322
1	607	1364	1001
2	0	1	80

Tab. *5.2: Calcul de la distribution du bruit de fond par une loi de poisson*

une moyenne λ selon :

$$N(k) = N_T \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda} \tag{5.17}$$

N_T est le nombre total de canaux, λ est le bruit de fond moyen pour un canal (soit 10 ms) et k est le nombre de coups par canal. $N(k)$ est le nombre de canaux qui ont k coups. Pour un bruit de fond de F coups par seconde, on obtient $\lambda = 0,01F$. Ainsi pour les deux bruits de fond mesurés, les résultats sont présentés dans le tableau 5.2.

Pour $k = 0$ et $k = 1$, les résultats trouvés par une loi de poisson sont compatibles avec la statistique de la mesure. Par contre pour $k = 2$, la mesure donne une statistique très supérieure à la loi de poisson. Ceci nous indique une présence importante du bruit de fond pour les canaux contenant 1 coup et une présence négligeable pour les canaux avec 2 coups ou plus, la statistique étant donc principalement due au noyau de ^{74}Rb pour ces derniers canaux. Cependant, pour ne pas risquer de biaiser le résultat, nous avons tout

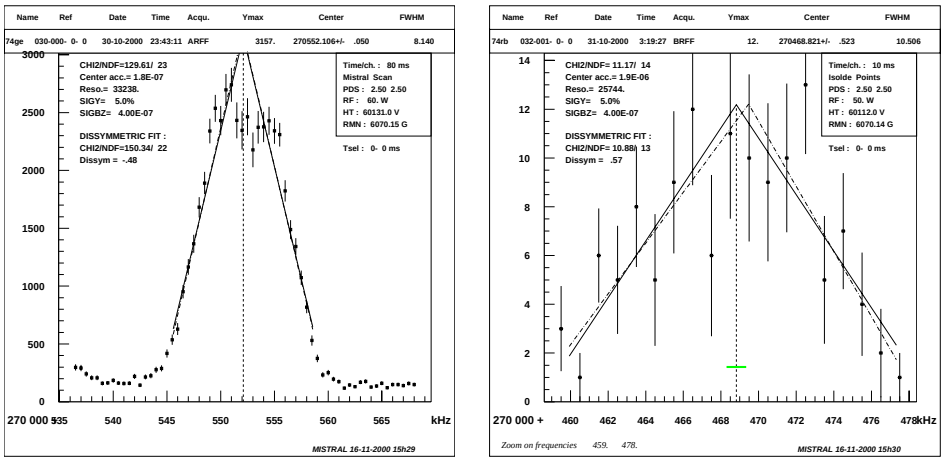


Fig. *5.12: Pics de transmission obtenus pour le point 1 de la mesure du* ^{74}*Rb. A gauche, somme sur tous les cycles d'un fichier de données pour le* ^{74}*Ge. A droite pic de transmission du* ^{74}*Rb*

de même conservé les canaux avec un coup tout en supprimant les canaux anormaux pour un nombre de coups supérieur à 8.

5.3.1 Une première analyse

Tout d'abord, une première analyse a été effectuée pour différents *lowcut* et *Ngroup* sans prendre en compte un éventuel bruit de fond, en prenant tous les cycles d'une même série. *Ngroup* est le nombre de canaux regroupés en un canal. L'utilisation de *Ngroup* permet d'augmenter la statistique par canal, rendant l'ajustement plus simple. Cependant, pour éviter un quelconque biais de la mesure, il est important de réaliser l'ajustement sur un grand nombre de *Ngroup* différents et de vérifier la stabilité des résultats (influence du «binning»). Un pic de transmission, somme de tous les cycles d'une mesure pour le ^{74}Ge, et le pic de ^{74}Rb, somme de tous les cycles de toutes les mesures utilisées pour le point 1, sont montrés en exemple dans la figure 5.12. Le calcul du MDRE pour le ^{74}Rb par rapport au ^{74}Ge est effectué en ajustant par un triangle chaque pic de transmission du ^{74}Ge et le pic somme du ^{74}Rb et en prenant la fréquence RF moyenne de tous les ^{74}Ge et la fréquence RF du pic somme pour le ^{74}Rb. Les résultats de l'écart de masse entre la valeur mesurée et la valeur tabulée (ΔM en keV) pour la série 1 en fonction du groupement *Ngroup* sont présentés dans la figure 5.13 pour deux valeurs différentes du *lowcut*.

Si *Ngroup* est égal au nombre de cycles sommés, alors on a simplement

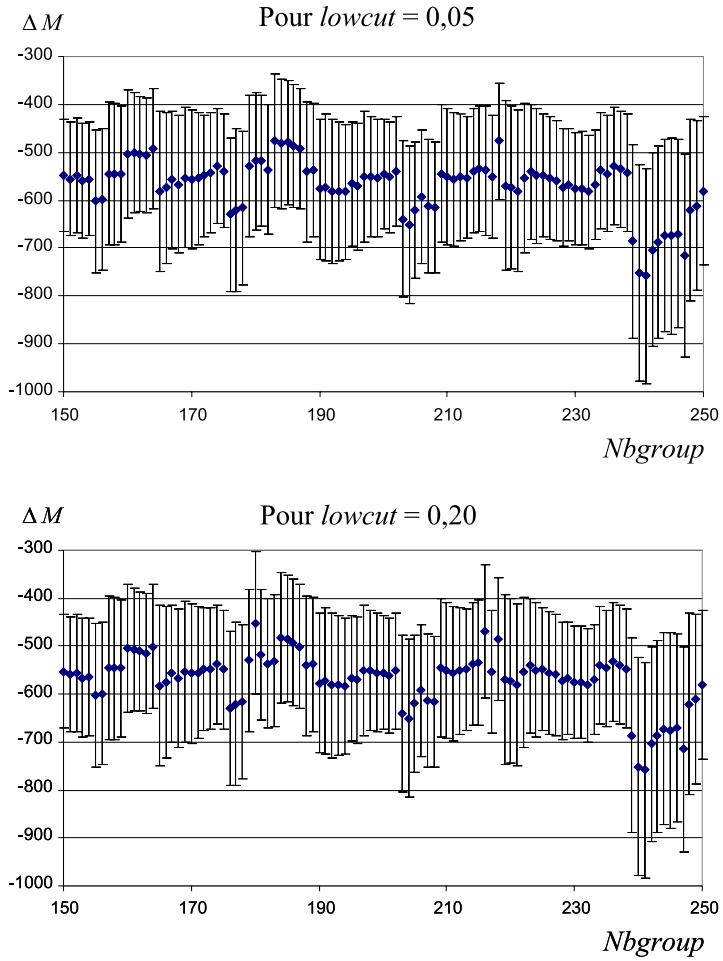


Fig. *5.13: Différence de masse $\Delta M = m_{mesure} - m_{table}$ pour ^{74}Rb pour le point 1 en fonction de Ngroup pour deux valeurs différentes du lowcut sans prise en compte du bruit de fond.*

	Nb cycles	*Ngroup*	ΔM (keV)	dispersion$_{Ngroup}$ (keV)	χ^2
1	80	211	-577.1 ± 139.8	36.0	1.1
2	77	225	270.7 ± 136.1	34.6	0.8

Tab. *5.3: Résultats de l'ajustement triangulaire pour les points 1 et 2 sans prise en compte du bruit de fond et sans correction de l'offset.* ΔM *est l'écart entre la masse mesurée et la masse tabulée du* ^{74}Rb *exprimé en keV. Le* χ^2 *correspond à l'ajustement triangulaire pour un certain Ngroup donnant le résultat indiqué, celui-ci se plaçant près de la valeur moyenne des* ΔM*.*

sommé tous les points de même fréquence de tous les cycles. Pour des *Ngroup* supérieurs, il y a l'ajout des canaux à fréquence voisine et les points obtenus sont à une fréquence qui est la moyenne des fréquences des différents canaux sommés. Ainsi, en augmentant le *Ngroup*, le nombre de points de la courbe de transmission diminue et à partir d'un moment l'ajustement triangulaire ne veut plus rien dire, comme dans ce cas à partir de *Ngroup*=240 où on observe un décrochement de la valeur de ΔM. Sous cette valeur du *Ngroup*, la valeur du ΔM est très stable (à l'intérieur des barres d'erreur) et cela dépend très peu de la valeur du *lowcut*. Le tableau 5.3 présente les résultats de cette première analyse (sans prise en compte du bruit de fond).

Il contient, pour chaque point de mesure, le nombre de cycles utilisés et le *Ngroup* correspondant à un point proche de la moyenne des ΔM avec un χ^2 correct (proche de 1). L'erreur sur le ΔM est celle qui est donnée par l'ajustement triangulaire. La dispersion de la valeur du ΔM selon le *Ngroup* est indiquée dans une autre colonne. On voit bien que cette dispersion est bien plus petite que l'erreur sur la masse comme la figure 5.13 a pu le suggérer. La même analyse a été faite pour le point 2 dont des pics de transmission sont représentés figure 5.14, la masse mesurée en fonction de *Ngroup* étant représentée figure 5.15.

Enfin, pour le point 4, lorsque le débit de la source est au plus faible et que l'on est obligé de sommer beaucoup de cycles, ce qui a pour effet de rajouter également du bruit de fond, on voit dans la figure 5.16 que le fond est très important et l'ajustement triangulaire est même impossible dans le cas de cette figure. Il va donc falloir prendre en compte le bruit de fond dans l'ajustement triangulaire. Ceci s'est fait dans un premier temps, en ajoutant, dans la fonction d'ajustement le fond comme paramètre d'ajustement.

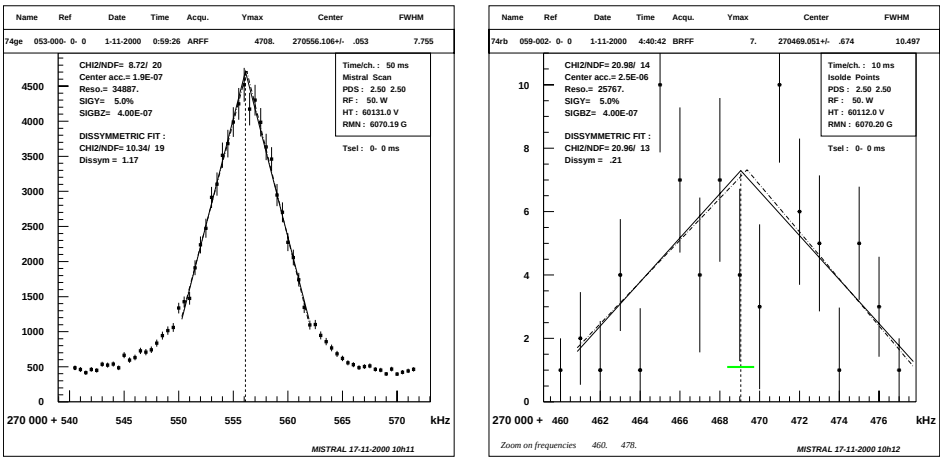


Fig. *5.14: Pics de transmission obtenus pour le point 2 de la mesure du ^{74}Rb. A gauche, somme sur tous les cycles d'un fichier de données pour le ^{74}Ge. A droite pic de transmission du ^{74}Rb*

5.3.2 Le bruit de fond comme paramètre de l'ajustement triangulaire

Pour prendre en compte le bruit de fond, qui est un élément essentiel vu la faiblesse de la statistique, un paramètre est ajouté à la fonction d'ajustement du pic de transmission. Soit BG ce paramètre de bruit de fond, la fonction d'ajustement devient

$$\begin{cases} T(f) &= BG & \text{si } f \notin \mathcal{A} \\ T(f) &= \mathrm{YM} - \dfrac{\mathrm{YM}}{\mathrm{DM}} \mid f - \mathrm{CM} \mid + BG & \text{si } f \in \mathcal{A} \end{cases}$$

où $\mathcal{A}$ est défini au paragraphe 5.1. Pour chaque point de mesure l'ajustement est réalisé en fonction de *Ngroup*, le paramètre *lowcut* n'ayant plus de sens tous les points étant pris pour la détermination de BG. En représentant le BG calculé en fonction de *Ngroup* on obtient les graphiques 5.17.

On remarque tout d'abord que le fond calculé varie linéairement avec *Ngroup*, ce qui est tout à fait normal puisque *Ngroup* est lui même proportionnel au temps d'accumulation que représente un canal. Cependant, pour le point 4, les points sont assez dispersés, et ont une erreur sur BG qui est parfois monumentale, ce qui détériore la fiabilité des résultats. Comme BG est proportionnel à *Ngroup*, on va maintenant fixer le coefficient de proportionnalité du bruit de fond. La difficulté est de savoir quelle valeur de coefficient mettre. Plusieurs solutions sont envisageables. Une solution serait de prendre comme coefficient de la droite de BG, le coefficient de la droite qui ajuste

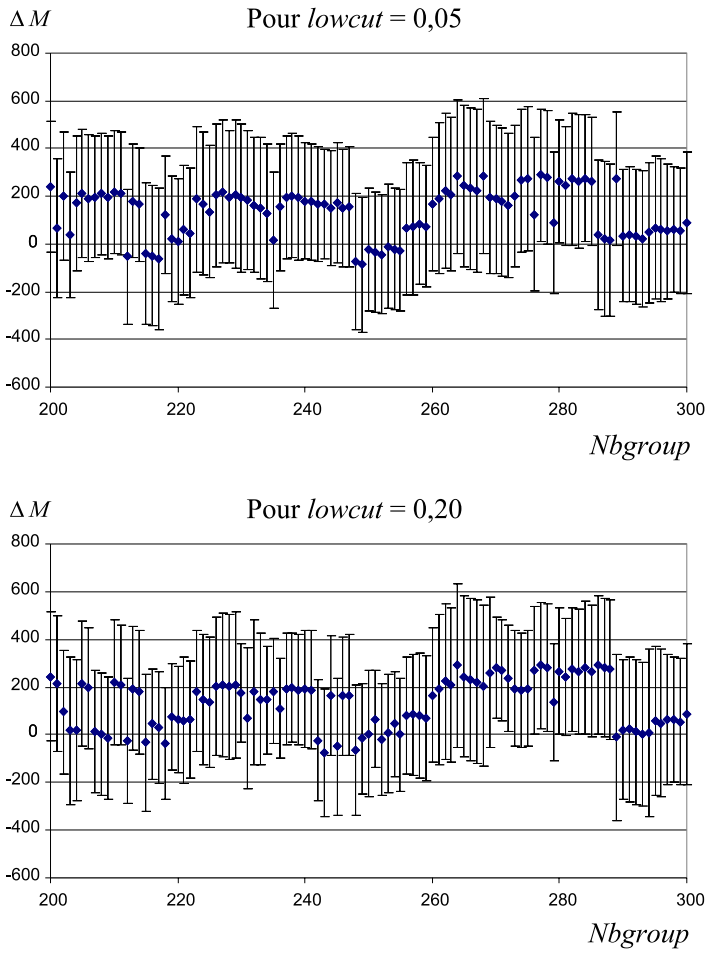


Fig. *5.15: Différence de masse* $\Delta M = m_{mesure} - m_{table}$ *pour* ^{74}Rb *pour le point 2 en fonction de Ngroup pour deux valeurs différentes du lowcut sans prise en compte du bruit de fond.*

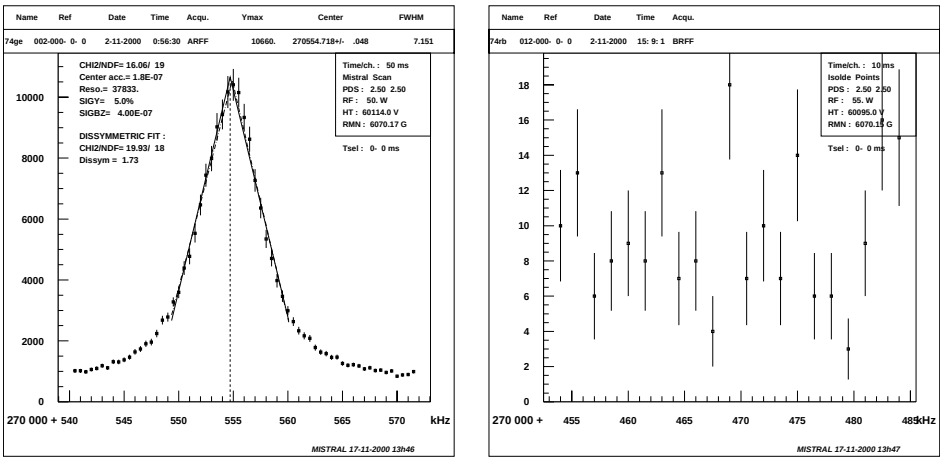


Fig. *5.16: Pics de transmission obtenus pour le point 4 de la mesure du ^{74}Rb. À gauche, somme sur tous les cycles d'un fichier de données pour le ^{74}Ge. À droite pic de transmission du ^{74}Rb*

au mieux les points de la figure 5.17, soit celui correspondant au fond indiqué sur chaque figure en cps/s. Cette solution peut paraître aléatoire vu la qualité des ajustements, en particulier pour le point 4. Une autre solution est d'utiliser le fait que les résolutions des pics de transmission pour le ^{74}Ge et pour le ^{74}Rb doivent être égales puisque l'efficacité de modulation est la même pour ces deux noyaux (voir section 5.2 et figure 5.6).

5.3.3 Analyse finale de la masse du ^{74}*Rb*

Pour différentes valeurs fixes du bruit de fond, un ajustement triangulaire a été effectué et la largeur correspondante (DM) est extraite puis représentée sur les graphiques 5.18.

La bande hachurée correspond à la largeur du pic de référence, sa largeur étant l'incertitude sur celle-ci. On remarque que les largeurs des triangles qui ajustent les données dépendent du bruit de fond et que pour un fond particulier, elles sont compatibles avec la largeur du pic de référence. Ces fonds sont respectivement de 0.2, 0.05 et 0.1 cps/sec pour les points 1,2 et 4. Les valeurs du MDRE correspondantes sont présentées dans le tableau 5.4 et les figures 5.19 représentent l'évolution du MDRE en fonction du paramètre *Ngroup* pour chaque série de mesure. On remarque pour la série 1 que le MDRE a changé de valeur par rapport à la première analyse et que les points en fonction de *Ngroup* sont beaucoup plus dispersés. Cependant, cette valeur de MDRE, correspondant à une résolution pour ^{74}Rb similaire à celle pour

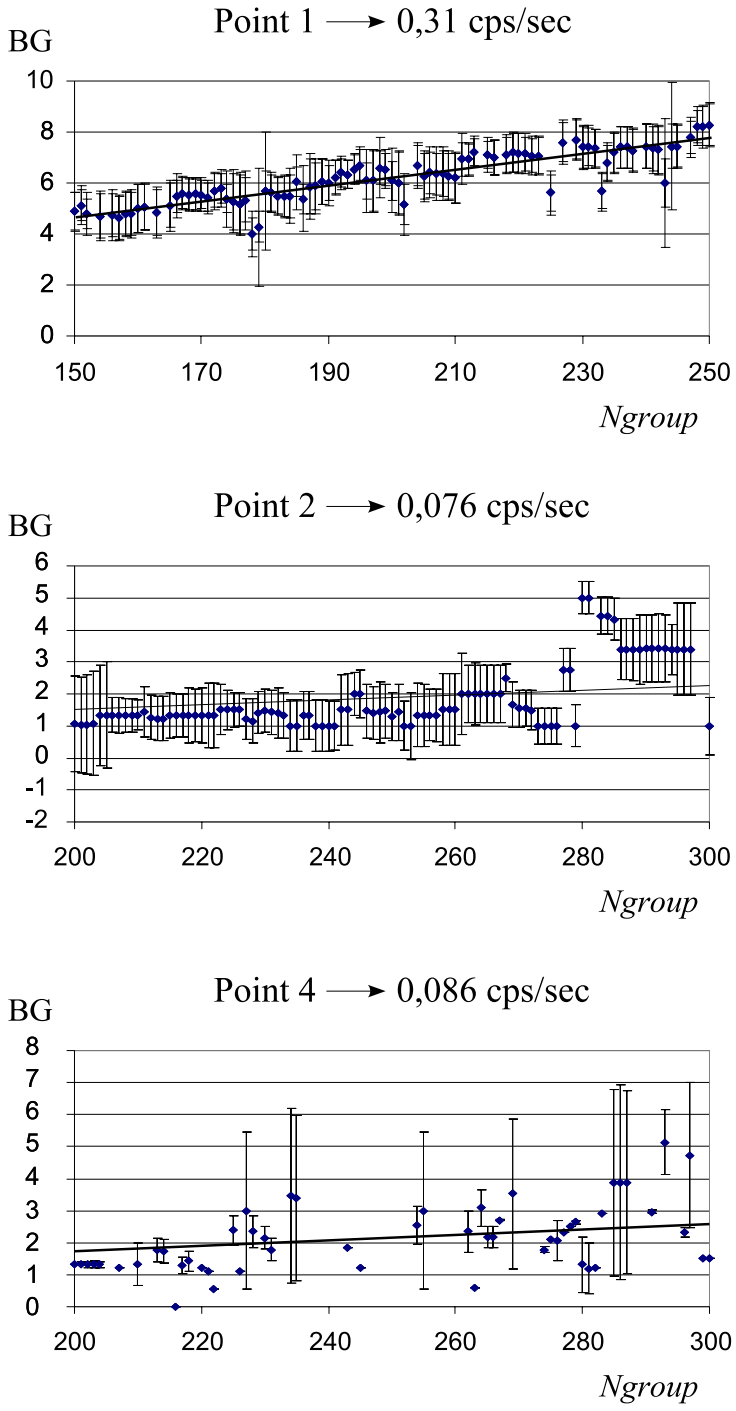


FIG. *5.17: Le bruit de fond ajusté en fonction de Ngroup. Les valeurs indiquées en cps/sec représentent le fond correspondant à la droite ajustant au mieux les données.*

	MDRE (10^{-7})	offset$_{\text{avant}}$ (10^{-7})	offset$_{\text{après}}$ (10^{-7})	offset$_{\text{moyen}}$ (10^{-7})
1	$-36,6 \pm 24,1$	$-12,6 \pm 0,8$	$-8,1 \pm 1,8$	$-11,8 \pm 0,7$
2	$-15,1 \pm 26,6$	$-8,1 \pm 1,8$	$-3,1 \pm 1,3$	$-4,8 \pm 1,1$
4	$-57,6 \pm 24,7$	$-2,1 \pm 1,2$	$4,2 \pm 3,2$	$-1,7 \pm 1,1$

	MDRE$_{\text{corrigé}}$ (10^{-7})	ΔM (keV)	dispersion (keV)	erreur totale (keV)
1	$-24,7 \pm 24,1$	$-170,1 \pm 165,9$	$169,2$	$237,1$
2	$-10,3 \pm 26,6$	$-70,8 \pm 183,5$	$54,1$	$192,5$
4	$-56,2 \pm 24,8$	$-387,4 \pm 170,5$	$76,1$	$186,8$
		$\Downarrow$		$\Downarrow$
		$-215,1 \pm 99,8$		$-218,5 \pm 116,7$

Tab. *5.4: Résultats de la mesure de la masse du ^{74}Rb lorsque le fond est fixé à une valeur telle que la largeur du pic soit égale à la largeur du pic de référence. La dispersion indiquée est celle due à l'influence du «binning»(Ngroup). En ajoutant celle-ci quadratiquement à l'erreur, on obtient l'erreur totale. En faisant la moyenne des trois mesures avec les erreurs simples, on obtient la valeur de gauche avec un χ^2 de 0,8 et avec les erreurs totales (prise en compte de la dispersion de «binning»), on obtient la valeur de droite avec un χ^2 de 0,7.*

le noyau de référence ^{74}Ge, est plus fiable.

Le MDRE est d'abord déterminé par ajustement triangulaire des deux noyaux avec un fond fixé pour le noyau de ^{74}Rb. Ensuite, celui est corrigé par l'offset, moyenne pondérée des deux offsets (avant et après la mesure) avec l'équation 5.16. Les erreurs de MDRE sont données par l'ajustement triangulaire et celles de MDRE$_{\text{corrigé}}$ contiennent également l'erreur sur l'offset moyen qui a été sommé avec l'erreur de l'ajustement de façon quadratique. Ensuite l'équivalent en énergie est donné en keV dans la colonne ΔM. Enfin, pour prendre en compte la dispersion par rapport au paramètre *Ngroup*, celle-ci est ajoutée quadratiquement à l'erreur et on obtient l'erreur totale. On fait ensuite la moyenne pondérée des trois valeurs de la masse ainsi mesurée et la dernière ligne du tableau (indiquée par des flèches) est obtenue. On obtient deux valeurs de la masse selon que la dispersion due au «binning» est prise en compte ou non. Ces deux valeurs sont bien sûr très proches.

Les résultats présentés sont relatifs à la table de masse AME95. Le résultat final de la masse du ^{74}Rb peut être aussi écrit de façon absolue en unité de masse atomique, ou en excès de masse (en keV). Soit u l'unité de masse

atomique qui vaut :

$$1u = 931494{,}013 \text{ keV}$$

je trouve, connaissant la masse du ^{74}Rb écrite dans la table AME95

$$\boxed{M = 73{,}944235(125) \text{ u}}$$

et l'excès de masse est

$$\boxed{M - A.u = -51944(117) \text{ keV}}$$

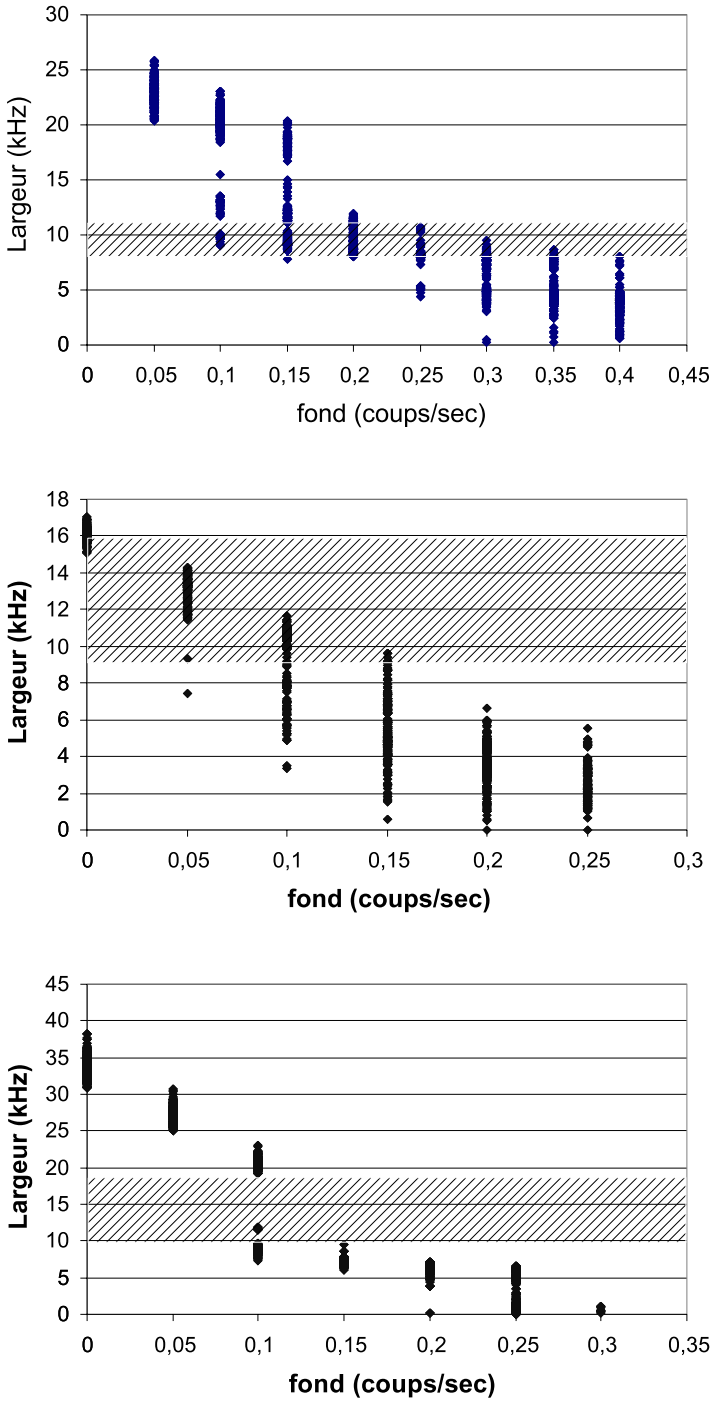


Fig. *5.18: La largeur des pics du ^{74}Rb ajustés en fonction du bruit de fond et comparaison avec la largeur du pic pour le ^{74}Ge (bande hachurée) pour les points 1,2 et 4*

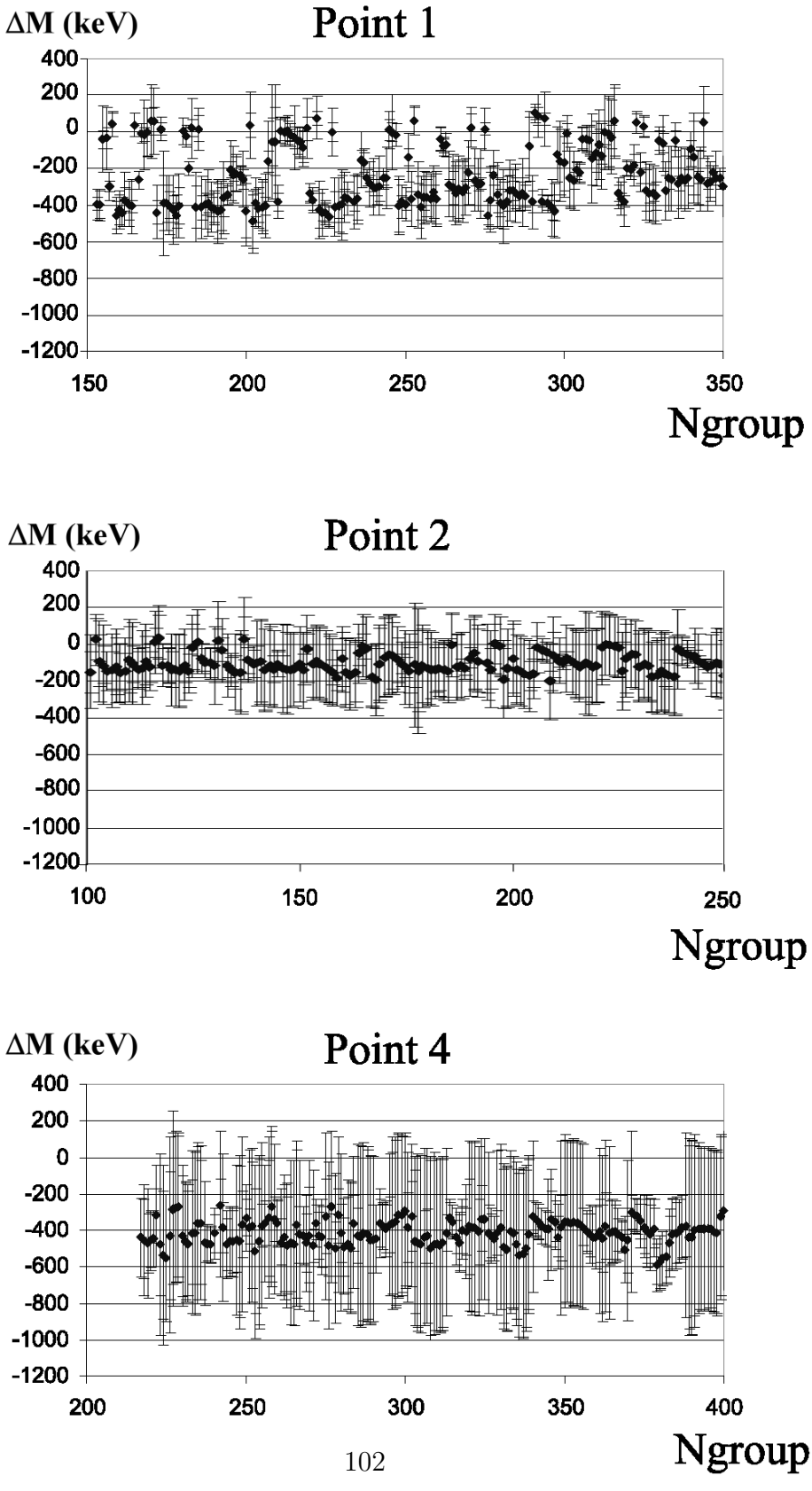


Fig. *5.19: Différence de masse par rapport à la table du ^{74}Rb pour les trois séries de mesure en fonction de Ngroup pour le fond tel que la largeur du pic de ^{74}Rb et la largeur du pic de ^{74}Ge soient égales*

Chapitre 6

Les noyaux N=Z

6.1 L'interaction neutron-proton pour ^{74}Rb

Grâce à la mesure de sa masse atomique par le spectromètre MISTRAL, la valeur du δV_{np} pour ^{74}Rb a été obtenue avec une meilleure précision et on obtient la figure 6.1. Dans le cas du ^{74}Rb, deux valeurs sont notées (voir figure 6.1 et tableau 6.1), celle calculée à partir de la masse du ^{74}Rb de la table AME95 [24] et celle calculée à partir de la masse mesurée par MISTRAL lors de cette thèse. Le nucléide ^{74}Rb étant impair-impair, l'équation 1.4 est utilisée et on obtient :

$$\delta V_{np}(^{74}\mathrm{Rb}) = [B(^{74}\mathrm{Rb}) - B(^{73}\mathrm{Kr})] - [B(^{73}\mathrm{Rb}) - B(^{72}\mathrm{Kr})] \tag{6.1}$$

L'énergie de liaison de ^{73}Rb n'étant pas connue, elle est déterminée à partir de l'énergie de liaison de son noyau miroir (^{73}Kr) à laquelle est appliquée une correction coulombienne. Ceci suppose que les énergies de liaison ne dépendent que de l'isospin T (pour N≠Z, l'isospin de l'état fondamental est simplement égal à $|T_z| = |N-Z|/2$) pour un A donné une fois que celles-ci ont été corrigées de l'énergie coulombienne selon la prescription de Möller et al [3]. Ainsi, cela devient :

$$\begin{aligned}\delta V_{np}(^{74}\mathrm{Rb}) = [&B(^{74}\mathrm{Rb}) - B(^{73}\mathrm{Kr})] \\ &- [B(^{73}\mathrm{Kr}) + C(^{73}\mathrm{Kr}) - C(^{73}\mathrm{Rb}) - B(^{72}\mathrm{Kr})]\end{aligned} \tag{6.2}$$

où C est l'énergie coulombienne. Les erreurs sur les δV_{np} sont calculées à partir des erreurs sur les masses des noyaux utilisés. Ainsi pour le cas du ^{74}Rb :

$$\sigma(\delta V_{np}) = \sqrt{\sigma^2_{^{74}\mathrm{Rb}} + 4\sigma^2_{^{73}\mathrm{Kr}} + \sigma^2_{^{72}\mathrm{Kr}} + \sigma_c^2} \tag{6.3}$$

où σ_c est l'erreur due à la correction coulombienne. En comparant l'énergie de liaison de noyaux miroirs estimée par corrections coulombiennes et celle

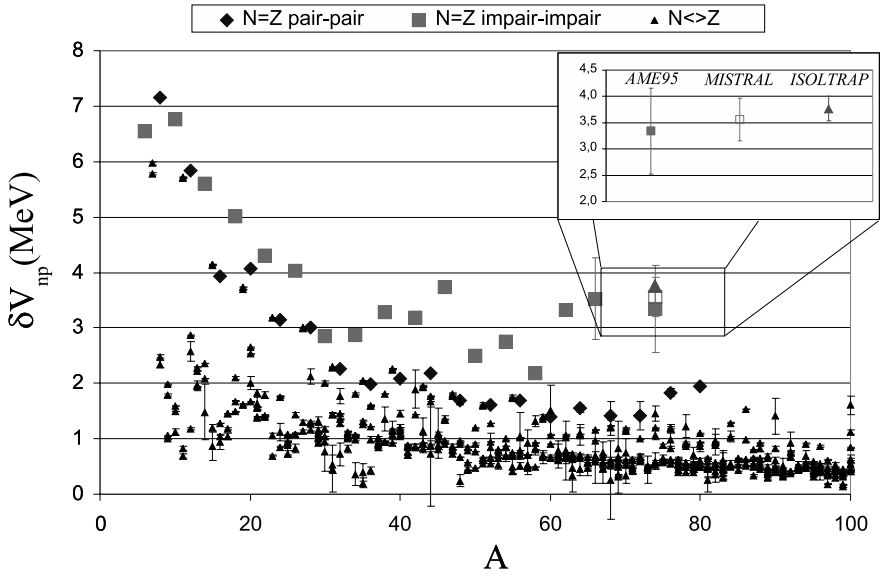


Fig. *6.1: L'interaction neutron-proton vue par le paramètre δV_{np} en fonction de A, le nombre de nucléons.*

obtenue par la mesure (dans le cas où les deux noyaux miroirs existent), on peut estimer cette erreur de correction à environ 200 keV.

Les erreurs sur ^{73}Kr et ^{72}Kr, qui sont dans la table AME95, sont respectivement de 138,4 keV et de 270,7 keV. Ainsi, en améliorant uniquement la précision sur la masse de ^{74}Rb (720 keV dans AME95), la meilleure précision que l'on peut espérer sur δV_{np} est de 389 keV (dans le cas où on aurait 0 keV de précision sur la masse de ^{74}Rb, ce qui est impossible). Ainsi, la précision de 116 keV obtenue sur MISTRAL est suffisante pour l'étude du δV_{np} où on obtient une précision de 406,3 keV (assez proche de la limite). Pour aller plus loin, il aurait fallu aussi augmenter la précision pour les masses de ^{73}Kr et ^{72}Kr.

Cependant, l'expérience de mesure de masse ISOLTRAP a également mesuré ^{74}Rb ainsi que ^{73}Kr avec une meilleure précision (respectivement 18 keV et 9 keV). La précision sur le δV_{np} ainsi obtenue est donc de 234,3 keV.

Les différentes valeurs de δV_{np} obtenues pour ^{74}Rb sont compatibles les unes avec les autres et les deux dernières valeurs (MISTRAL et ISOLTRAP) confirment la remontée de δV_{np} au niveau de A=60 pour les noyaux $N = Z$ impair-impair et la stabilisation de celui-ci au delà (existence d'un «plateau»), l'écart entre les $N = Z$ impair-impair et les $N = Z$ pair-pair pour les noyaux $A > 60$ étant environ de 2 MeV. On observe aussi l'indication d'une

	$\delta V_{np}(^{74}\mathrm{Rb})$ (keV)		
AME95	3342,4	±	818,6
MISTRAL	3560,9	±	406,3
ISOLTRAP	3766,6	±	234,3

Tab. *6.1: La valeur de δV_{np} pour ^{74}Rb calculée à partir de AME95 et à partir de la masse mesurée par MISTRAL.*

légère remontée de δV_{np} pour les noyaux $N = Z$ pair-pair au-delà de A=76.

Maintenant je vais vous présenter diverses formules de masse, ainsi que les δV_{np} pouvant être calculés à partir des masses calculées par ces différentes formules.

6.2 Différentes formules de masse

La formule de masse de Bethe et Weizsäcker que nous avons vue lors de l'introduction fut construite en considérant le noyau de manière macroscopique, sans prendre en compte les différents constituants. Ainsi, ce modèle est un modèle macroscopique. On peut aussi partir des différents constituants en estimant une solution de l'équation de Schrödinger et on obtient un modèle microscopique.

6.2.1 modèle microscopique

Le noyau atomique est composé de A nucléons et sa fonction d'onde obéit à l'équation de Schrödinger :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\sum_i \nabla_i^2 + \sum_{i>j} V_{ij} +\right)\Psi = E\Psi \tag{6.4}$$

où V_{ij} représente l'interaction entre les deux nucleons i et j. Pour un grand nombre de constituants, l'équation est en général non soluble analytiquement et des méthodes numériques peuvent se révéler très gourmandes en temps de calcul. Des modèles ont ainsi été développés permettant d'obtenir une estimation des fonctions d'onde Ψ et des énergies E. Le moyen le plus utilisé est d'utiliser la méthode Hartree-Fock.

Une fonction d'onde Φ est construite à partir de fonctions d'onde à une particule ϕ_i sous la forme d'un déterminant de Slater. Ensuite l'énergie est déterminée par minimisation de $< \Phi \mid H \mid \Phi >$, celle-ci étant toujours plus élevée que l'énergie exacte de l'équation 6.4 puisque Φ, dépendant de

la base des ϕ_i choisie, n'est qu'une estimation de la vraie fonction d'onde. Pour obtenir l'énergie exacte, l'hamiltonien est remplacé par un hamiltonien effectif tel que la minimisation de $< \Phi \mid H^{eff} \mid \Phi >$ donne l'énergie exacte de l'équation 6.4 et on a :

$$H^{eff} = -\frac{\hbar^2}{2M}\sum_i \nabla_i^2 + \sum_{i>j} v_{ij}^{eff} \tag{6.5}$$

où v_{ij}^{eff} est l'interaction nucléon-nucléon effective. Cette force effective est déterminée en ajustant les énergies calculées sur les énergies expérimentales et les différentes fonctions d'onde à une particule sont les solutions aux valeurs propres de l'équation Hartree-Fock qui est une équation de Schrödinger de la forme :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M}\nabla^2 + U\right)\phi_i = \epsilon_i \phi_i \tag{6.6}$$

où U est un champ (appelé champ moyen) qui, en général, n'est pas local et dépend des fonctions ϕ_i. Ainsi, les fonctions d'onde à une particule ϕ_i sont déterminées de manière itérative. L'énergie $< \Phi \mid H_{eff} \mid \Phi >$ n'est calculée qu'une fois que les différentes fonctions à une particule ont été déterminées.

Une interaction effective qui est assez utilisée est la force de Skyrme à 10 paramètres [26] :

$$\begin{aligned} v_{ij} = {} & t_0(1+x_0P_\sigma)\delta(\vec{r_{ij}}) + t_1(1+x_1P_\sigma)\frac{1}{2\hbar^2}\{p_{ij}^2\delta(\vec{r_{ij}}) + h.c.\} \\ & + t_2(1+x_2P_\sigma)\frac{1}{\hbar^2}\vec{p_{ij}}.\delta(\vec{r_{ij}})\vec{p_{ij}} + \frac{1}{6}t_3(1+x_3P_\sigma)\rho^\gamma\delta(\vec{r_{ij}}) \\ & + \frac{i}{\hbar^2}W_0(\vec{\sigma_i}+\vec{\sigma_j}).\vec{p_{ij}} \times \delta(\vec{r_{ij}})\vec{p_{ij}} \end{aligned} \tag{6.7}$$

où $\vec{p_{ij}}$ est le moment conjugué de $\vec{r_{ij}}$ et $P_\sigma = (1+\vec{\sigma_1}.\vec{\sigma_2})/2$ est l'opérateur d'échange de spin à deux corps.

La présence des divers $\delta(\vec{r_{ij}})$ rend la portée de l'interaction v_{ij} nulle. Toutefois la portée finie de l'interaction forte peut être reproduite par les dépendances en $\vec{p_{ij}}$. D'autres forces, comme celle de Gogny [27], peuvent mettre explicitement une portée à l'interaction, compliquant grandement les calculs.

Il reste, dans ce modèle, à inclure des effets mettant en cause des corrélations de différentes configurations, comme l'appariement des nucléons ou l'énergie de Wigner.

Pour inclure l'appariement deux approches différentes sont possibles. La plus simple est d'appliquer la méthode BCS à l'interaction d'appariement sur

la base des états à une particule générés après chaque itération Hartree-Fock. Cette procédure est ainsi appelée HFBCS et la version HFBCS-1[28] contient une interaction d'appariement en fonction δ de la forme :

$$v_{pair}(\vec{r_{ij}}) = V_{\pi q}\delta(\vec{r_{ij}}) \tag{6.8}$$

Une autre méthode est de mettre les corrélations d'appariement directement dans la fonction variationnelle, les états à une particule et l'appariement étant ainsi traités sur un pied d'égalité. Cette méthode est appelée HFB[26] (Hartree-Fock-Bogolyubov).

Ces modèles toutefois sous-estiment l'énergie de liaison des noyaux $N = Z$, où est présente l'énergie de Wigner. Ainsi, à la formule de masse HFBCS-1[29] est rajouté un terme de la forme :

$$E_W = V_W \exp(-\lambda \mid N - Z \mid /A) \tag{6.9}$$

Dans le cas de HFB-2 le terme est de la forme :

$$E_W = V_W \exp\left\{-\lambda\left(\frac{N-Z}{A}\right)^2\right\} + V'_W \mid N - Z \mid \exp\left\{-\left(\frac{A}{A_0}\right)^2\right\} \tag{6.10}$$

On compare les énergies de liaison obtenues par ces deux modèles avec les énergies de liaison expérimentales en faisant leur différence puis en calculant le biais et la dispersion de ces deux modèles (voir tableau 6.2). Le biais permet de voir un possible décalage global entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées. Ces deux valeurs sont calculées pour les noyaux $N \neq Z$, les noyaux $N = Z$ impair-impair et les noyaux $N = Z$ pair-pair, ceci permettant de voir l'efficacité du modèle pour ces trois types de noyaux différents, en particulier pour les noyaux $N = Z$ où la prise en compte de l'énergie de Wigner est importante.

	HFBCS-1	
	biais	dispersion
tous	-0,096	0,702
$N \neq Z$	-0,093	0,694
$N = Z$ i-i	-0,905	1,090
$N = Z$ p-p	0,312	0,582

	HFB-2	
	biais	dispersion
tous	0,090	0,631
$N \neq Z$	0,091	0,631
$N = Z$ i-i	-0,562	1,137
$N = Z$ p-p	0,656	0,579

Tab. *6.2: Comparaison des énergies de liaison calculées par HFBCS-1 et HFB-2 avec les énergies de liaison expérimentales*

Les deux modèles donnent des écarts aux valeurs expérimentales assez équivalents. On remarque aussi un biais non négligeable (de l'ordre de la dispersion globale) pour les noyaux $N = Z$ montrant une insuffisance du terme

choisi pour refléter l'énergie de Wigner. La dispersion pour les $N = Z$ impair-impair est assez élevée, indiquant également une mauvaise compréhension de l'effet pour ces noyaux. En effet pour ceux-ci, un proton et un neutron célibataires se trouvent dans des couches similaires dans le cas $N = Z$ et on peut penser qu'un appariement neutron-proton puisse se faire, ce qui n'est pas pris en compte dans ces modèles. La courbe de l'excès de masse en fonction de A est aussi présentée dans la figure 6.2 pour $40 \leq A \leq 80$. On remarque, dans cette zone de masse, une meilleure reproduction du modèle HFB-2 pour les noyaux $N = Z$ impair-impair, en particulier pour $A = 58$ où HFBCS-1 prévoit une pointe dans la courbe. Toutefois, à partir de $A = 60$, c'est-à-dire où la remontée de δV_{np} a été observée précédemment, les valeurs de HFB-2 s'écartent de façon non négligeable des valeurs expérimentales.

Pour voir l'interaction neutron-proton les courbes de δV_{np} sont également tracées pour HFBCS-1 et HFB-2, et sont comparées aux δV_{np} expérimentaux (figure 6.3).

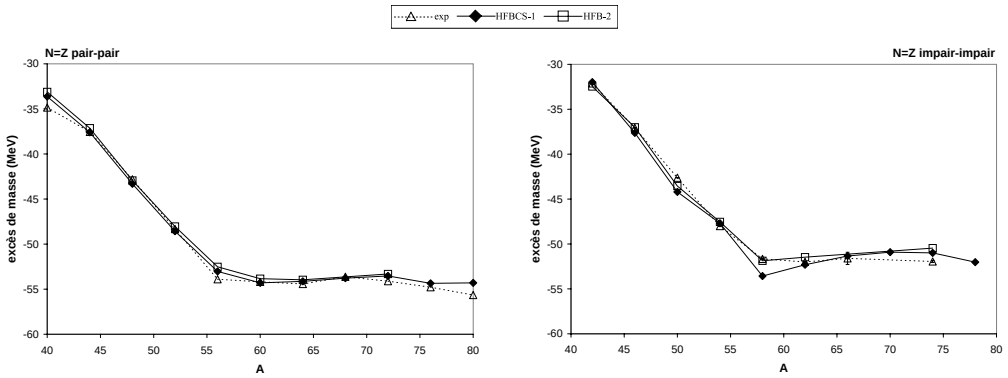


Fig. *6.2: Comparaison des excès de masse entre les valeurs expérimentales et divers calculs microscopiques*

Contrairement aux excès de masse, c'est le modèle HFBCS-1 qui reproduit le mieux les δV_{np}, en particulier la différence entre les pair-pair et les impair-impair que HFB-2 ne reproduit absolument pas. En effet, il calcule des δV_{np} d'intensité équivalente pour les noyaux $N = Z$ pair-pair et les noyaux $N = Z$ impair-impair. Pour HFBCS-1, bien que les valeurs de δV_{np} calculées soient de l'ordre des valeurs mesurées, il ne reproduit pas la structure et il ne voit pas la remontée en $A = 60$.

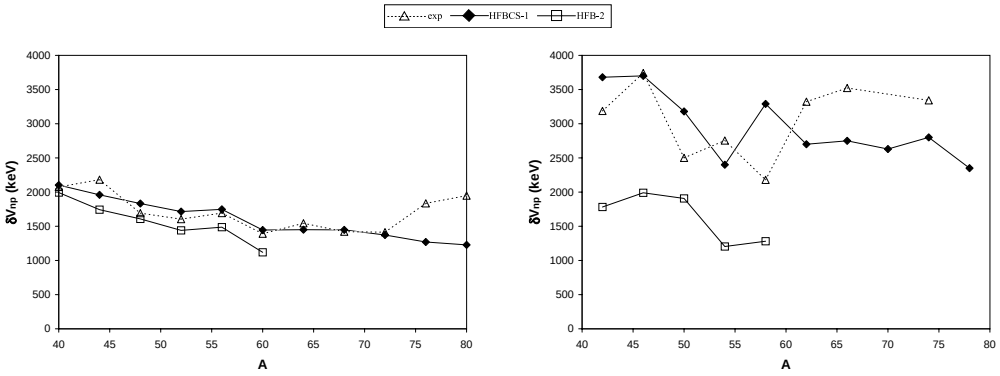


Fig. *6.3: Le paramètre δV_{np}, reflétant l'interaction neutron proton, calculé par différentes théories microscopiques et comparé à la valeur expérimentale.*

6.2.2 Modèles macro-microscopiques

D'autres modèles combinent les méthodes macroscopiques (comme la goutte liquide où l'on considère le noyau comme un tout et non comme une assemblée de particules) et les méthodes microscopiques, le côté macroscopique reflétant le comportement global de l'énergie de liaison, et le côté microscopique reflétant des effets plus fins comme les effets de couche. Pour cela, le théorème de Strutinsky [30], qui permet de faire le lien entre les deux approches, est utilisé. L'énergie de liaison peut être écrite comme une somme de deux termes, le premier étant l'énergie obtenue par un modèle macroscopique de goutte liquide, et le deuxième étant une correction, due aux effets de couche. Ce terme de correction peut être écrit :

$$\delta B = B_{sp} - \tilde{B}_{sp} = \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon g(\epsilon) d\epsilon - \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon \tilde{g}(\epsilon) d\epsilon \tag{6.11}$$

où $g(\epsilon)$ est la densité d'états et $g(\epsilon)d\epsilon$ est le nombre d'états compris entre ϵ et $\epsilon + d\epsilon$. Cette densité d'états est une somme de fonctions δ avec une fonction par état. $\tilde{g}(\epsilon)$ est une version adoucie de la densité d'états et est une fonction continue, la version la plus simple pouvant être écrite comme :

$$\tilde{g}(\epsilon) = \frac{1}{\gamma\sqrt{\pi}} \sum_i n_i \exp\left\{-(\epsilon - \tilde{\epsilon}_i)^2/\gamma^2\right\} \tag{6.12}$$

Dans ce cas, les différentes fonctions δ sont remplacées par des gaussiennes. La correction δB est ainsi la différence entre l'énergie calculée de manière microscopique, prenant en compte les différentes couches, et une énergie dont les couches seraient «lissées». Ainsi cette différence ne comprend plus que la

partie induite par les couches et elle est ajoutée à l'énergie obtenue par un modèle de goutte liquide (BE_{macro}) pour obtenir l'énergie de liaison selon la formule :

$$BE = BE_{\text{macro}} + \delta B \tag{6.13}$$

Ci-après trois modèles macro-microscopiques sont présentés, utilisant ainsi une formule de goutte liquide, corrigée des effets de couches par des termes microscopiques selon la procédure de Strutinsky.

6.2.2.1 Le modèle FRDM

Dans ce modèle [3], une version améliorée de la formule de la goutte liquide est utilisée. La première formule de la goutte liquide (équation 1.2) considère le noyau comme une sphère homogène uniformément chargée, ce qui peut paraître insuffisant, en particulier dans les cas où les noyaux sont déformés. De plus, la surface du noyau n'est pas nette, comme dans le cas de la formule de masse de Bethe-Weizsäcker, mais est diffuse. Ensuite la compressibilité du noyau doit également être prise en compte. En effet, l'interaction coulombienne tend à faire exploser le noyau alors que les tensions de surface tendent à le comprimer. Ceci est pris en compte au niveau des termes de volume et de surface et ceux-ci deviennent :

$$\frac{B_{vol}}{A} = a_{vol} - \frac{1}{2}K_{vol}\epsilon^2 - (a_{sym} - L\epsilon)\delta^2 \tag{6.14}$$

et

$$B_{sf} = -(1+2\epsilon)a_{sf}A^{2/3} - \frac{4}{9}Q(I-\delta^2)A^{4/3} \tag{6.15}$$

Le paramètre ϵ représente la dilatation ou compression du noyau et vaut $(\rho_0 - \rho^c)/3\rho_0$ où ρ_0 est la densité du noyau à l'équilibre et $\rho^c = \rho_p^c + \rho_n^c$ est la densité totale du noyau, somme des densités de protons et de neutrons. Le paramètre δ représente l'asymétrie des densités de neutrons et de protons et vaut $(\rho_n^c - \rho_p^c)/\rho^c$.

Pour le terme de surface, on prend en considération un rayon différent pour les distributions de protons et de neutrons ainsi que le caractère diffus de la surface. Pour rendre compte de ces deux effets, Myers et Swiatecki ont introduit le coefficient Q en 1969 [31].

Après ajout d'une simple correction coulombienne comme celle de la formule de Bethe-Weizsäcker , les paramètres ϵ et δ sont déterminés par maximisation de l'énergie de liaison et la partie de l'énergie de liaison obtenue par le modèle de la goutte liquide est :

$$B_{mac} = B_{vol} + B_{sf} + B_{coul} = (a_{vol} - a_{sym}\delta^2 + \frac{1}{2}K_{vol}\epsilon^2)A - \left(a_{sf} + \frac{9a_{sym}^2}{4Q}\delta^2\right)A^{2/3} + \frac{3e^2}{5r_0}Z^2A^{-1/3} - \frac{9e^4}{400r_0^2Q}Z^4A^{-2} \quad (6.16)$$

où

$$\delta = \frac{I + (9e^2/40r_0Q)Z^2A^{-5/3}}{1 + (9a_{sym}/4Q)A^{-1/3}} \quad (6.17)$$

et

$$\epsilon = \frac{-2a_{sf}A^{-1/3} + L\delta^2 + (3e^2/5r_0)Z^2A^{-4/3}}{K_{vol}} \quad (6.18)$$

Cette formule macroscopique de masse, toutefois, n'est pas complète, le terme coulombien étant assez sommaire. Il manque en effet la prise en compte, pour celui-ci, des effets d'échange, de la surface diffuse ainsi que de la taille finie des protons. De plus, une possible déformation du noyau n'est pas prise en compte et une formule de masse plus évoluée a été écrite. En particulier pour prendre en compte la déformation du noyau [32], des termes en intégrales de volume ont été rajoutés comme, par exemple, dans le cas du terme de surface $a_{sf}A^{2/3}$ qui fut remplacé par $a_{sf}B_1A^{2/3}$ [33] où

$$B_1 = \frac{A^{-2/3}}{8\pi^2r_0^2a^4}\int\int\left(2 - \frac{\mid \vec{r} - \vec{r}' \mid}{a}\right)\frac{\exp(- \mid \vec{r} - \vec{r}' \mid /a)}{\mid \vec{r} - \vec{r}' \mid /a}d^3\vec{r}d^3\vec{r}' \quad (6.19)$$

Le paramètre a est la portée de l'interaction forte (de l'ordre du fm) et représente aussi la longueur de diffusion de la surface.

Après avoir présenté la partie macroscopique du modèle FRDM (Finite Range Droplet Model), intéressons nous aux corrections de couche (partie microscopique). Tout d'abord, il faut spécifier le champ U à une particule de l'équation de Schrödinger (6.6), dont les énergies propres ϵ_i vont être utilisées lors de l'application du théorème de Strutinsky. Dans le modèle FRDM, ce champ peut s'écrire $U = V_1 + V_{s.o.} + V_{coul}$ où le premier terme est le champ indépendant de spin, le second terme est le couplage spin-orbite et le dernier est le champ coulombien. Pour terme V_1, un potentiel de type Yukawa est choisi et :

$$V_1(r) = -\frac{V_0^q}{4\pi a_{pot}^3}\int\frac{\exp(- \mid \vec{r} - \vec{r}' \mid /a_{pot})}{\mid \vec{r} - \vec{r}' \mid /a_{pot}}d^3\vec{r}' \quad (6.20)$$

où l'intégration est faite sur un volume effectif (prenant en compte le caractère diffus de la surface) $V = (4\pi/3)R_{pot}^3$ avec $R_{pot} = R_{den} + A_{den} -$

B_{den}/R_{den} où A_{den} et B_{den} sont déterminés par ajustement et où $R_{den} = r_0 A^{1/3}(1+\epsilon)$.

Le terme de couplage spin-orbite est :

$$V_{s.o.} = -\lambda^q \frac{\hbar}{4M^2c^2} \vec{\sigma}.\vec{\nabla} V_1(\vec{r}) \times \vec{p} \tag{6.21}$$

avec $\lambda^q = k_q A + l_q$ ($q = n$ pour les neutrons, et p pour les protons) où k_n, k_p, l_n et l_p sont déterminés par ajustement. Enfin le terme de Coulomb est simplement égal à :

$$V_{coul}(\vec{r}) = \frac{Ze^2}{(4\pi/3)r_0^3 A} \int \frac{d^3\vec{r}'}{\mid \vec{r} - \vec{r}' \mid} \tag{6.22}$$

Ensuite, le théorème de Strutinsky est appliqué pour construire les corrections dues aux effets de couche. Enfin, il reste à rajouter au modèle l'appariement, le terme d'asymétrie de charge et le terme de Wigner. Pour l'appariement, on utilise un terme de la forme utilisée dans la formule de Bethe-Weizsäcker dans lequel on prend en compte la déformation. Le terme d'asymétrie de charge est de la forme $c_a(Z-N)$ avec c_a de l'ordre de 0,5 MeV et ce terme permet de rendre compte des différences d'énergie entre les noyaux miroirs. Pour le terme de Wigner, le modèle FRDM utilise une forme déduite de la symétrie SU(4) (symétrie spin-isospin) :

$$B_W = -V_W \left(\mid I \mid + \frac{\delta}{A} \right) \tag{6.23}$$

I est égal à $(N-Z)/A$ et le paramètre δ est ici égal à 1 si N et Z sont soit impairs soit égaux et est égal à 0 dans les autres cas. De même que pour les modèles microscopiques décrits précédemment, ce terme est ajouté «à la main» sans qu'il ait véritablement un sens physique.

6.2.2.2 La méthode ETFSI (Extended Thomas-Fermi plus Strutinsky Integral)

Cette méthode ETFSI [34, 35] est très proche de la méthode Hartree-Fock. En effet, elle est basée uniquement sur la force de Skyrme de l'équation (6.7). Tout d'abord cette méthode calcule l'énergie des noyaux avec l'approximation ETF (Extended Thomas-Fermi) au $4^{\text{ème}}$ ordre. Ces énergies varient continûment selon N, Z et la déformation, ce qui permet de dire que celles-ci peuvent constituer le terme macroscopique. Ensuite, pour calculer les corrections de couche (terme microscopique), le champ à une particule U de l'équation (6.6) est obtenu en intégrant simplement la même force de Skyrme

sur la distribution en nucléons déterminée dans la première phase du calcul. Le grand avantage de cette méthode est que les deux parties du calcul (macroscopique et microscopique) se font avec la même interaction, ce qui les met sur un pied d'égalité.

6.2.2.3 La méthode TF-FRDM (Thomas-Fermi plus FRDM)

Enfin, une dernière méthode macro-microscopique utilise l'approximation ETF et le modèle FRDM. L'approximation ETF à l'ordre 0 est utilisée pour la partie macroscopique, au lieu de l'ordre 4 dans la méthode précédente, ceci ayant pour conséquence de ne pas reproduire aussi bien la diffusivité de la surface. Les corrections de couches sont prises directement du calcul FRDM, ainsi que les corrections d'appariement et de déformation.

6.2.2.4 Comparaison des différents modèles macro-microscopiques

De même que pour les modèles microscopiques, les biais et dispersions ont été calculés pour les modèles macro-microscopiques (tableaux 6.3) et les courbes des excès de masse et de δV_{np} ont été tracées (figures 6.4 et 6.5).

	FRDM	
	biais	dispersion
tous	-0,021	0,666
$N \neq Z$	-0,028	0,658
$N = Z$ i-i	0,702	1,055
$N = Z$ p-p	0,177	0,813

	ETFSI	
	biais	dispersion
tous	-0,012	0,723
$N \neq Z$	-0,033	0,699
$N = Z$ i-i	0,813	0,510
$N = Z$ p-p	2,234	0,349

	TF-FRDM	
	biais	dispersion
tous	0,029	0,681
$N \neq Z$	0,032	0,669
$N = Z$ i-i	0,237	1,394
$N = Z$ p-p	-0,342	0,718

Tab. *6.3: Comparaison des énergies de liaison calculées par FRDM, ETFSI et TF-FRDM avec les énergies de liaison expérimentales*

Pour les modèles FRDM et TF-FRDM, on a des biais pas trop importants, le plus important, au niveau des noyaux $N = Z$ impair-impair pour le modèle FRDM, étant de l'ordre de la dispersion globale. Par contre pour le modèle ETFSI, il y a un biais énorme (plus de 2 MeV) pour les noyaux $N = Z$ pair-pair, alors que la dispersion correspondante est tout à fait correcte. Ceci

correspond à un décalage comme on peut le voir sur la courbe d'excès de masse.

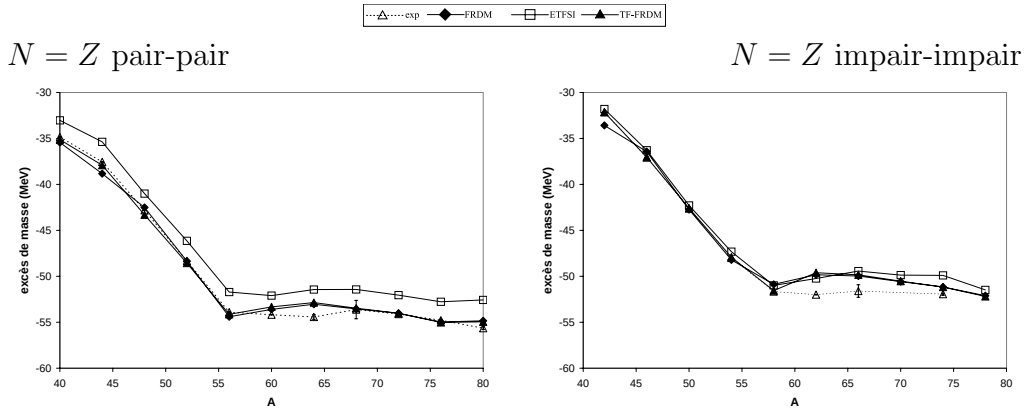


FIG. *6.4: Comparaison des excès de masse entre les valeurs expérimentales et divers calculs macro-microscopiques*

Au niveau des excès de masse, à part pour ETFSI pour les noyaux $N = Z$ pair-pair, les modèles concordent assez bien jusqu'à $A = 60$, puis les excès de masse sont surestimés, correspondant à une sous-estimation de l'énergie de liaison pour les noyaux $N = Z$ impair-impair au-delà de $A = 60$. Pour les noyaux A<60, le modèle TF-FRDM reproduit mieux les excès de masse que FRDM.

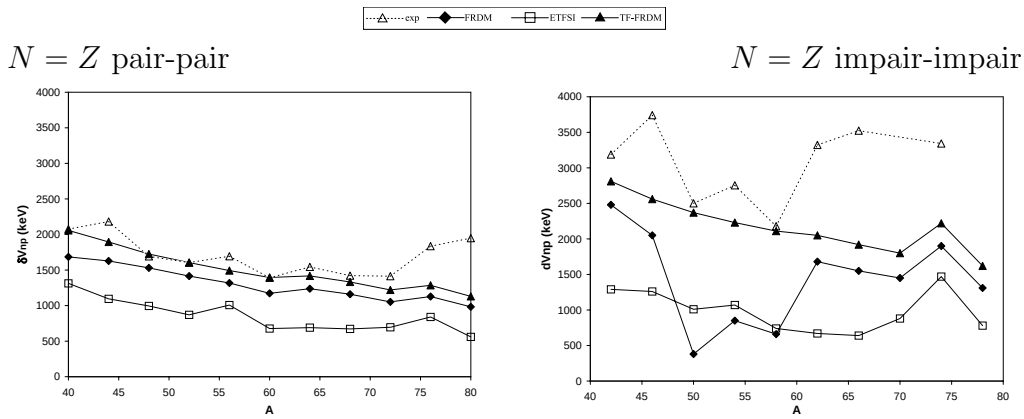


FIG. *6.5: Le paramètre δV_{np}, reflétant l'interaction neutron proton, calculé par différentes théories macro-microscopiques et comparé à la valeur expérimentale.*

Lorsque l'on regarde les δV_{np}, ils sont en général sous-estimés par les modèles macroscopiques-microscopiques. Pour les modèles ETFSI et TF-FRDM, les courbes sont assez lisses et pour les noyaux $N = Z$ impair-impair, un pic en $A = 74$ est prévu. Cependant, il ne peut pas être mis en évidence expérimentalement, les valeurs de δV_{np} autour de $A = 74$ pour les noyaux $N = Z$ impair-impair n'étant pas mesurées. Enfin, la courbe δV_{np} de FRDM pour les noyaux $N = Z$ impair-impair a une structure similaire aux δV_{np} expérimentaux, mais ces valeurs sont décalées. En particulier, il reproduit une remontée au niveau de $A = 60$.

6.2.3 Autres modèles basés sur un calcul global

6.2.3.1 Duflo-Zuker

Dans ce modèle [36], des calculs Hartree-Fock sont effectués avec un hamiltonien effectif (H^{eff}) pouvant être séparé en une composante monopolaire ($\mathcal{H}_m$) et une composante multipolaire ($\mathcal{H}_M$). La composante monopolaire induit les propriétés à une particule et sert de point de départ au calcul Hartree-Fock. La composante multipolaire agit comme une interaction résiduelle qui permet d'avoir accès aux mélanges de configurations et aux corrélations comme l'appariement ou le terme de Wigner. En effet, lors de ces calculs, apparaît un terme de la forme $4T(T+1)$ où T est l'isospin considéré comme égal à $\mid N - Z \mid /2$.

6.2.3.2 KUTY

Dans ce modèle-ci [37], la formule de masse est composée de deux termes, un terme montrant l'allure générale des masses en fonction de N et Z et un terme montrant les écarts entre les masses mesurées et cette allure générale. Ce deuxième terme est relié aux énergies de couche. Pour les noyaux sphériques, celles-ci sont calculées en utilisant un potentiel à symétrie sphérique et pour les noyaux déformés, elles sont calculées à partir des énergies des noyaux sphérique en considérant le noyau déformé comme une superposition de noyaux sphériques. La partie centrale du potentiel utilisé est un potentiel Woods-Saxon amélioré de la forme :

$$V_{cen}(r) = V_0 \frac{1}{[1+\exp[(r-R_v)/a_v]]^{a_v/\kappa}} \left\{ 1 + V_{dp} \frac{1}{1+\exp[-(r-R_v)/a_v]} \right\} \quad (6.24)$$

Le paramètre κ régit le comportement du potentiel à grande distance et V_{dp} ajoute un pic au niveau de la surface du noyau. Le potentiel de Woods-Saxon correspondrait à $\kappa = a_v$ et $V_{dp} = 0$. Les paramètres V_0, R_v, a_v, κ et V_{dp} varient continûment en fonction de N et Z comme une série de puissance en $A^{-1/3}$ et

$(N-Z)/A$ [38]. Cependant, le paramètre R_v contient une discontinuité en $N = Z$ pour rendre compte de l'énergie de Wigner. Cependant, ce terme discontinu est omis pour simplifier les calculs, l'effet de Wigner n'étant pas nécessaire pour le calcul des énergies de couche. Cette énergie de Wigner est simplement comprise dans l'allure générale des masses par l'ajout d'un terme en $\mid N - Z \mid$. Ensuite les corrélations d'appariement sont ajoutées à cette formule de masse par un calcul BCS.

6.2.3.3 Comparaison des résultats entre Duflo-Zuker et KUTY

Les biais et les dispersions pour ces deux modèles sont présentés dans les tableaux 6.4 et les excès de masse ainsi que les δV_{np} sont tracés respectivement dans les figures 6.6 et 6.7.

	Duflo-Zuker	
	biais	dispersion
tous	0,007	0,327
$N \neq Z$	0,007	0,323
$N = Z$ i-i	-0,078	0,440
$N = Z$ p-p	0,132	0,535

	KUTY	
	biais	dispersion
tous	0,006	0,521
$N \neq Z$	0,008	0,508
$N = Z$ i-i	-0,519	0,888
$N = Z$ p-p	0,362	0,776

Tab. *6.4: Comparaison des énergies de liaison calculées par Duflo-Zuker et KUTY avec les énergies de liaison expérimentales*

Ces deux modèles donnent d'assez bons résultats du point de vue de l'énergie de liaison d'après les valeurs de biais et de dispersion. On a des biais qui, pour chaque cas, sont plus petits que les dispersions correspondantes. Il en est de même pour les courbes d'excès de masse où les deux modèles donnent des comportements très similaires aux valeurs expérimentales.

En ce qui concerne l'interaction neutron-proton et le δV_{np}, les deux modèles sous-estiment δV_{np} et les courbes sont assez lisses, ne montrant pas de structure, en particulier il ne met pas en évidence la remontée observée au niveau de $A = 60$ pour les noyaux $N = Z$ impair-impair. Ainsi pour les noyaux $N = Z$ impair-impair au-delà de $A = 60$, les deux modèles sous-estiment δV_{np} d'environ 1,5 MeV.

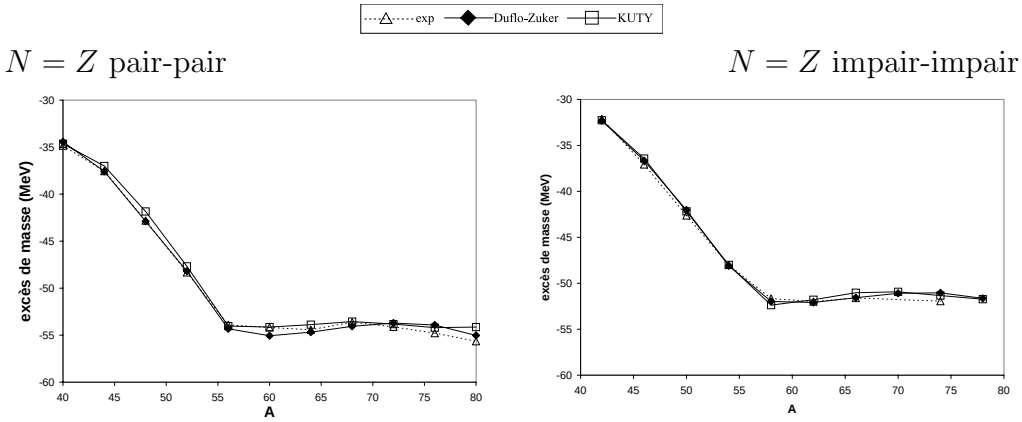


Fig. *6.6: Comparaison des excès de masse entre les valeurs expérimentales et les calculs Duflo-Zuker et KUTY*

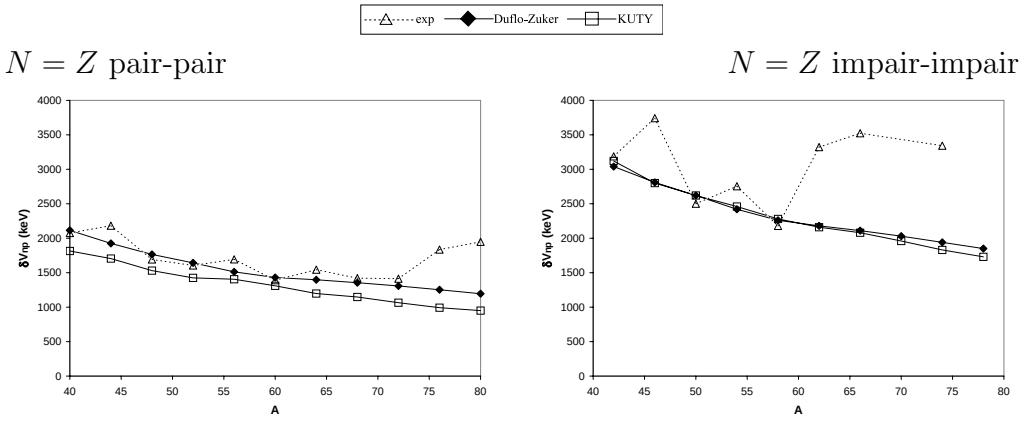


Fig. *6.7: Le paramètre δV_{np}, reflétant l'interaction neutron proton, calculé par Duflo-Zuker et KUTY et comparé à la valeur expérimentale.*

6.2.4 Les relations de Garvey-Kelson et le calcul local des énergies de liaison

Garvey et Kelson [39, 40] ont développé des relations entre les masses des noyaux voisins permettant l'estimation de la masse d'un nucléide à partir des masses connues de ses voisins. La relation la plus utilisée, appelée «relation transverse» est :

$$\begin{aligned} M(N+2,Z-2) - M(N,Z) \\ + M(N,Z-1) - M(N+1,Z-2) \\ + M(N+1,Z) - M(N+2,Z-1) = 0 \end{aligned} \quad (6.25)$$

Cette relation considère M(N,Z) comme une fonction suffisamment lisse. Ainsi, l'énergie de Wigner qui induit une pointe dans les masses atomiques, n'est pas reproduite par elle et cette relation n'est pas applicable aux noyaux $N = Z$. Différentes formules de masse, dont celle de Masson-Jänecke[41] et de Jänecke-Masson[42] qu'on appellera par la suite GK-1 et GK-2, sont inspirées de cette relation transverse de Garvey-Kelson en prenant en compte des termes inhomogènes et dans le cas de GK-1, la relation est :

$$\sum_{(i,j)} a_{ij}(N,Z)B(N+i,Z+j) = \tau(N,Z) \quad (6.26)$$

Les fonctions $a_{ij}(N,Z)$ et $\tau(N,Z)$ contiennent la structure du noyau et la relation est dite inhomogène lorsque $\tau \neq 0$ et des termes inhomogènes de l'énergie de liaison peuvent apparaître comme l'énergie de Wigner.

D'autres formules de masse, comme la formule de Liran-Zeldes [43], sont dites locales car leurs paramètres sont ajustés pour chaque zone délimitée par les N et Z magiques. La formule semi-empirique de Liran-Zeldes est la somme de trois termes : le terme d'appariement, le terme de déformation et le terme coulombien. Dans les couches diagonales, c'est-à-dire les zones délimitées par les mêmes nombres magiques en N et en Z, un terme en $\epsilon T(T+1)$ est présent dans le terme d'appariement et celui-ci reflète l'énergie de Wigner, T étant l'isospin représenté par $\mid N - Z \mid /2$. Ce terme n'est pas présent dans les autres couches, où l'on s'éloigne des noyaux $N = Z$.

Ces formules locales permettent d'estimer des masses avec une assez bonne précision comme nous l'indique le tableau 6.5 où les valeurs de biais et de dispersion correspondant aux trois formules locales sont présentées. La catégorie de noyaux pour laquelle le calcul est le moins précis est la catégorie $N = Z$ impair-impair, où la plupart des modèles ont des problèmes.

Cette précision est bien sûr apparente au niveau des courbes d'excès de masse. Cependant, pour la formule de Liran-Zeldes, les valeurs calculées des excès de masse s'écartent des valeurs mesurées à partir de $A = 72$ pour les noyaux $N = Z$ pair-pair.

	GK1	
	biais	dispersion
tous	-0,005	0,129
$N \neq Z$	-0,007	0,121
$N = Z$ i-i	0,142	0,432
$N = Z$ p-p	0,175	0,231

	GK2	
	biais	dispersion
tous	-0,009	0,124
$N \neq Z$	-0,010	0,117
$N = Z$ i-i	0,078	0,527
$N = Z$ p-p	0,098	0,156

	Liran-Zeldes	
	biais	dispersion
tous	-0,008	0,147
$N \neq Z$	-0,013	0,136
$N = Z$ i-i	0,136	0,387
$N = Z$ p-p	0,297	0,227

Tab. *6.5: Comparaison des énergies de liaison calculées localement avec les énergies de liaison expérimentales*

Lorsque l'on voit les courbes de δV_{np}, on s'aperçoit que les formules locales reproduisent une remontée de δV_{np} au-delà de $A = 60$ mais de façon beaucoup moins abrupte que pour les valeurs mesurées. Au lieu d'avoir une montée brusque de δV_{np} puis un plateau au-delà de $A = 60$, les formules locales reproduisent des montées progressives pour Liran-Zeldes et GK-2 et une faible montée, suivie d'un plateau et d'une descente pour GK-1.

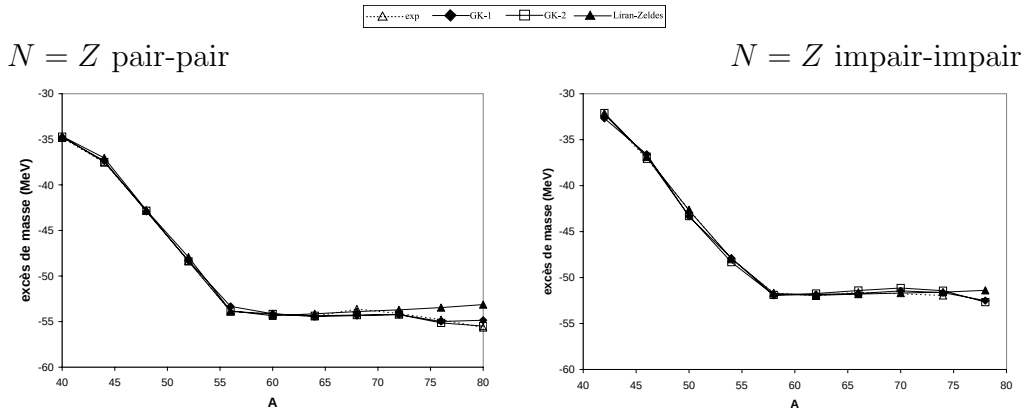


Fig. *6.8: Comparaison des excès de masse entre les valeurs expérimentales et les calculs locaux*

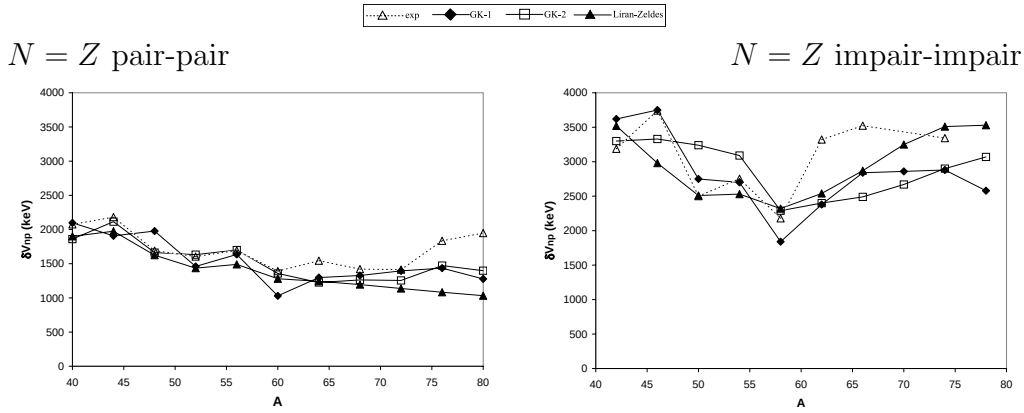


Fig. *6.9: Le paramètre δV_{np}, reflétant l'interaction neutron-proton, calculé par des modèles locaux et comparé à la valeur expérimentale.*

6.2.5 Récapitulatif

Les différentes formules de masse que je vous ai présentées permettent d'obtenir des résultats plus ou moins compatibles avec les valeurs mesurées. Les figures 6.10 et 6.11 représente les différents biais et dispersions de chaque formule présentée précédemment, aussi bien pour les énergies de liaison que pour les δV_{np} dont on peut aussi déterminer les biais et les dispersions pour chaque catégorie de noyau. Chaque couple (biais-dispersion) est représenté par un point dont la position représente le biais, et la barre d'erreur la dispersion. Ainsi, on obtient 3 points pour chaque formule de masse (un pour chaque catégorie de noyau). Ces trois points sont placés sur un rectangle grisé dont la hauteur représente la dispersion totale sur l'ensemble des noyaux. Ainsi, on peut percevoir des singularités lorsque un point est «en l'air» à l'extérieur du rectangle. Cela se passe pour les noyaux $N = Z$, en particulier pour les impair-impair lorsque la formule n'arrive pas à reproduire ces masses ou ces interactions neutron-proton, dont le paramètre δV_{np} est un bon témoin.

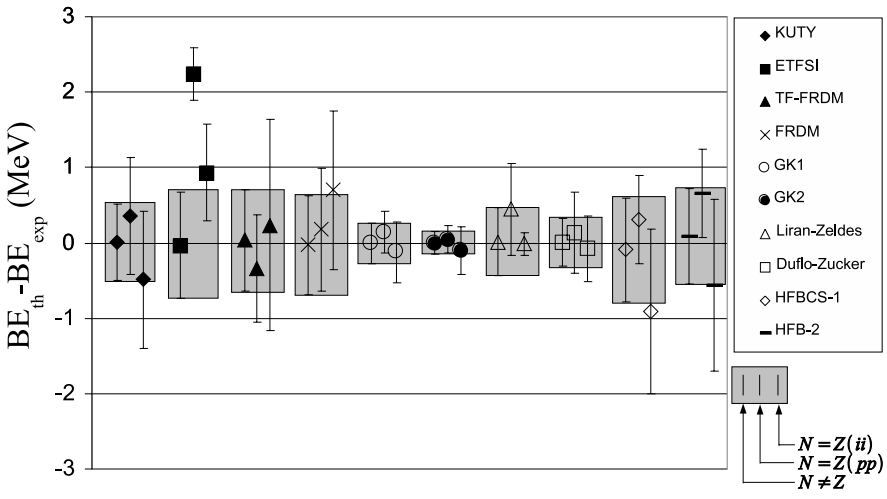


Fig. *6.10: Comparaison des énergies de liaison calculées par différentes formules de masse*

On peut voir aussi, par exemple, que le modèle ETFSI a d'énormes problèmes avec les noyaux $N = Z$, en particulier pour les pair-pair au niveau de l'énergie de liaison et pour les impair-impair au niveau de δV_{np}.

Après avoir fait ce tour des différentes formules de masse, je vais m'attarder sur une autre formule de masse de type local car ses paramètres ont été ajustés pour chaque zone délimitée en N et Z par les nombres magiques.

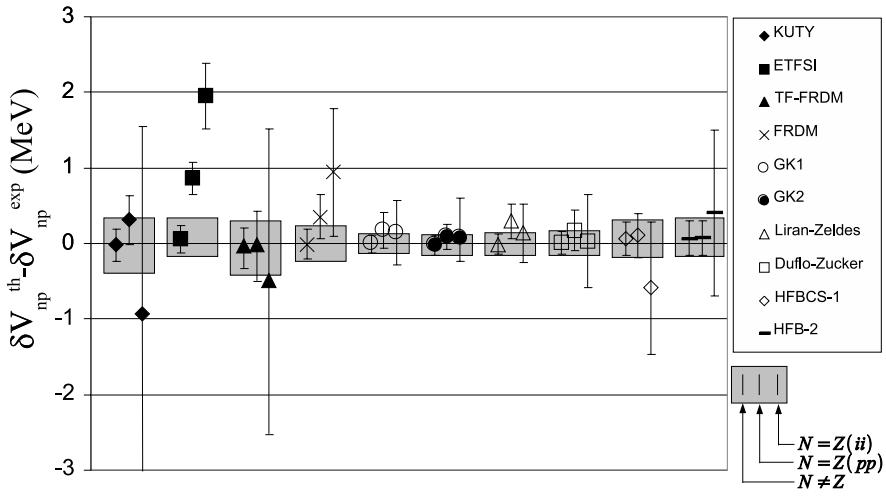


Fig. *6.11: Comparaison des δV_{np} calculés par différentes formules de masse*

6.3 Un modèle basé sur IBM4

Durant ma thèse, j'ai étudié plus particulièrement un modèle basé sur IBM4 [44] avec l'aide de Piet Van Isacker au GANIL de Caen. Les modèles IBM (Interacting Boson Model) considèrent le noyau comme une assemblée de bosons, chaque boson étant constitué d'une paire de nucléons. En effet, dans le cas des noyaux $N = Z$, tous les nucléons s'apparient en bosons, même pour les noyaux impair-impair où le proton et le neutron célibataires se mettent en une paire proton-neutron. La structure en neutrons ou en protons est symétrique et les deux nucléons célibataires se retrouvent dans des états similaires, ce qui est propice à leur appariement. Différentes versions du modèle IBM ont été mises en œuvre. Dans la première version, IBM-1, les bosons s et d (avec un moment orbital $l = 0$ ou $l = 1$ entre les deux nucléons de la paire sont utilisés sans faire de distinction entre les protons et les neutrons et permet de décrire les aspects collectifs des noyaux. Ensuite, IBM-2 fait la distinction entre les paires neutron-neutron et proton-proton. Enfin, dans les modèles IBM-3 et IBM-4, l'isospin est ajouté. Dans IBM-3, seul l'isospin $T = 1$ est pris en compte, alors que pour IBM-4, on considère les paires $T = 1$ et $T = 0$. Ici, on s'intéresse à l'etat fondamental qui correspond à un moment orbital $l = 0$ (bosons s) de la paire de nucléons. Ces nucléons étant des fermions, la fonction d'onde totale doit être totalement antisymétrique. Pour $l = 0$, la partie orbitale est symétrique, la partie isospin+spin doit par conséquent être antisymétrique, ce qui correspond à $T = 0, S = 1$ ou $T = 1, S = 0$. Ainsi, on obtient deux types de bosons s, les bosons pour lesquels $S = 1$, et ceux pour lesquels $T = 1$. Une formule de masse fondée sur le modèle IBM-4[45], doit être écrite selon la classification de symétrie suivante :

$$U(36) \supset (U_L(6) \supset \ldots \supset SO_L(3)) \otimes \left(U_{TS}(6) \supset \left\{ \begin{array}{c} SU_{TS}(4) \\ U_T(3) \otimes U_S(3) \end{array} \right\} \supset SO_T(3) \otimes SO_S(3) \right) \quad (6.27)$$

Dans cette classification, les parties orbitale et spin-isospin sont séparées et dans la partie spin-isospin, les groupes $U_T(3)$ et $U_S(3)$ correspondant respectivement à l'isospin et au spin, sont indicés par λ_T et λ_S qui sont le nombre de bosons avec $T = 1$ pour λ_T et $S = 1$ pour λ_S, le nombre de bosons total étant N. L'hamiltonien peut être écrit comme une somme d'opérateurs de Casimir pour les différents groupes de symétrie de la classification :

$$\hat{H} = E_0 + \alpha \hat{C}_1 [U_L(6)] + \beta \hat{C}_2 [U_L(6)] + \gamma \hat{C}_2 [SU_{TS}(4)] + \xi \hat{C}_1 [U_S(3)] + \eta \hat{C}_2 [SO_T(3)] \quad (6.28)$$

E_0 est l'énergie du cœur doublement magique, choisi en fonction de la région de masse à laquelle on s'intéresse et les paramètres α, β, γ, ξ et η sont déterminés par ajustement sur des valeurs expérimentales de l'énergie de liaison corrigées de l'interaction coulombienne. Tous les opérateurs de 6.28 commutent sauf pour $\hat{C}_2 [SU_{TS}(4)]$ et $\hat{C}_1 [U_S(3)]$. Par conséquent une diagonalisation doit être faite après écriture dans la base $| [N]\lambda_T T \otimes (\lambda_S) S >$. Les éléments de matrice de $\hat{C}_2 [SU_{TS}(4)]$ sont :

$$\begin{aligned}
V^{NTS}_{\lambda_T \lambda_S \lambda'_T \lambda'_S} &= < [N](\lambda_T) T \otimes (\lambda_S) S \, | \hat{C}_2 [SU_{TS}] \, | \, [N](\lambda'_T) T \otimes (\lambda'_S) S > & (6.29)\\
V^{NTS}_{\lambda_T \lambda_S \lambda_T \lambda_S} &= 2\lambda_T \lambda_S + 3N + T(T+1) + S(S+1) & (6.30)\\
V^{NTS}_{\lambda_T \lambda_S \lambda_T - 2\lambda_S + 2} &= [(\lambda_T - T)(\lambda_T + T + 1)(\lambda_S - S + 2)(\lambda_S + S + 3)]^{1/2} & (6.31)\\
V^{NTS}_{\lambda_T \lambda_S \lambda_T + 2\lambda_S - 2} &= [(\lambda_T - T + 2)(\lambda_T + T + 3)(\lambda_S - S)(\lambda_S + S + 1)]^{1/2} & (6.32)\\
& & (6.33)
\end{aligned}$$

alors que les autres termes sont diagonaux avec les valeurs propres :

$$\begin{aligned}
< [N](\lambda_T) T \otimes (\lambda_S) S \, | \hat{C}_1 [U_L(6)] \, | \, [N](\lambda_T) T \otimes (\lambda_S) S > &= N & (6.34)\\
< [N](\lambda_T) T \otimes (\lambda_S) S \, | \hat{C}_2 [U_L(6)] \, | \, [N](\lambda_T) T \otimes (\lambda_S) S > &= N(N+5) & (6.35)\\
< [N](\lambda_T) T \otimes (\lambda_S) S \, | \hat{C}_1 [U_S(3)] \, | \, [N](\lambda_T) T \otimes (\lambda_S) S > &= \lambda_S & (6.36)\\
< [N](\lambda_T) T \otimes (\lambda_S) S \, | \hat{C}_2 [SO_T(3)] \, | \, [N](\lambda_T) T \otimes (\lambda_S) S > &= T(T+1) & (6.37)\\
& & (6.38)
\end{aligned}$$

Après diagonalisation de l'hamiltonien, puisque l'on veut obtenir l'état fondamental, on prend la valeur maximum de l'énergie de liaison ainsi que l'état propre correspondant à celle-ci. Ensuite, à l'aide de cet état, on calcule les différentes contributions des termes de l'hamiltonien 6.28. Cela est fait pour un ensemble de noyaux et les paramètres sont ajustés pour minimiser l'écart entre l'énergie calculée et la valeur expérimentale de cet ensemble de noyaux. Pour le noyau i, on a donc l'énergie calculée

$$< H >_{\mathrm{th},i} = E_0 + \alpha < H_1 >_i + \beta < H_2 >_i + \gamma < H_3 >_i + \xi < H_4 >_i + \eta < H_5 >_i \quad (6.39)$$

où $< H_1 >_i$ est la valeur moyenne de l'opérateur $\hat{C}_1\,[U_L(6)]$ dans l'état $\mid \psi >$, vecteur propre de l'hamiltonien correspondant à l'énergie de liaison la plus grande, déterminée lors de la diagonalisation, et de même pour les autres termes. L'écart à minimiser est représenté par le terme :

$$\chi^2 = \sum_i \left(< H >_{\mathrm{th},i} - < H >_{\mathrm{exp},i}\right)^2 \quad (6.40)$$

Sa minimisation revient à résoudre le système d'equations linéaires suivant :

$$\begin{pmatrix} \ddots & \vdots & \\ \cdots & \sum_i < H_k >_i < H_l >_i & \cdots \\ & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \\ \xi \\ \eta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vdots \\ \sum_i < H_l >_i \left(< H >_{\mathrm{exp},i} - E_0\right) \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (6.41)$$

Cela est fait par itérations successives. D'abord, on choisit un ensemble de valeurs pour les paramètres α,...,η, puis on calcule l'hamiltonien, on le diagonalise et on obtient l'ensemble des valeurs $< H_1 >$,...,$< H_5 >$ pour chaque noyau. Pour celui-ci on ajuste les paramètres α,...,η, et on recommence l'opération.

Les différentes énergies de liaison dont il est question ne comprennent pas l'interaction coulombienne et les données expérimentales doivent donc être corrigées pour pouvoir être comparées aux valeurs calculées, en particulier lors du calcul des différents paramètres. La correction coulombienne apportée est celle prescrite par Möller et collaborateurs [3]. Les paramètres obtenus sont différents pour chaque moitié de couche, la première moitié correspondant à des bosons de particules, et la seconde moitié à des bosons de trous. Les paramètres obtenus sont répertoriés dans le tableau 6.6. Ils ont été ajustés sur l'énergie de liaison des noyaux $N = Z$ (après correction coulombienne) pour les états $T = 0$ et $T = 1$.

couche	α (MeV)	β (MeV)	γ (MeV)	ξ (MeV)	η (MeV)	rms (MeV)
9≤N,Z≤14	16.059	0.477	0.190	-6.145	-3.009	0.875
15≤N,Z≤19	-24.537	0.110	0.065	-3.735	-1.846	0.245
21≤N,Z≤24	19.043	0.485	0.169	-4.320	-1.633	0.292
25≤N,Z≤28	-28.167	0.349	-0.123	-2.324	-1.575	0.437
29≤N,Z≤38	23.213	0.084	-0.030	-2.331	-1.159	0.142

Tab. *6.6: Les paramètres de l'hamiltonien du modèle IBM-4, ajustés sur les noyaux N=Z pour les différentes mi-couches. La colonne rms indique l'écart moyen entre l'énergie de liaison calculée et celle expérimentale pour les noyaux entrant dans l'ajustement.*

On peut penser qu'une telle étude, basée sur des nucléons appariés (les bosons), reste valable dans le cas des noyaux $N \neq Z$ pair-pair, où on peut décrire le noyau en terme de bosons également. Le calcul a donc été effectué pour les noyaux appartenant aux mêmes mi-couches, et ceci, avec les mêmes valeurs des paramètres calculées avec les noyaux $N = Z$. On obtient, après ajout de la contribution coulombienne, les énergies de liaison du tableau 6.7.

Noyau			$BE_{calculé}$(keV)	$BE_{mesuré}$(keV)	ΔBE (keV)
9≤N≤14, 9≤Z≤14					
→	18	F	138279,7	137369,2	910,5
→	20	Ne	161220,2	160644,9	575,4
	22	Ne	178229,1	177769,9	459,2
	24	Ne	190543,1	191835,7	-1292,7
→	22	Na	173996,3	174145,3	-149,1
	22	Mg	168126,4	168577,6	-451,2
→	24	Mg	197620,5	198256,9	-636,4
	26	Mg	216748,9	216680,6	68,3
→	26	Al	212641,5	211894,1	747,3
	24	Si	168989,9	172004,0	-3014,2
	26	Si	205317,0	206046,1	-729,0
→	28	Si	236971,2	236536,9	434,3
15≤N≤20, 15≤Z≤20					
→	30	P	250635,2	250604,9	30,2
→	32	S	271431,3	271780,7	-349,4
	34	S	292316,6	291839,2	477,5
	36	S	309830,2	308713,9	1116,3
→	34	Cl	285548,8	285565,5	-16,8
	34	Ar	278399,2	278720,9	-321,7
	...		...	...	...

Noyau			$BE_{calculé}$(keV)	$BE_{mesuré}$(keV)	ΔBE (keV)
→	36	Ar	306781,2	306715,7	65,5
	38	Ar	328215,3	327342,7	872,6
→	38	K	320813,5	320647,2	166,2
	36	Ca	280810,8	281359,8	-548,9
	38	Ca	313124,3	313122,2	2,0
→	40	Ca	342052,0	342052,0	0,0
21≤N≤24, 21≤Z≤24					
→	42	Sc	355301,9	354687,1	614,9
→	44	Ti	375260,4	375474,7	-214,3
	46	Ti	398563,5	398194,4	369,1
→	46	V	390077,2	390360,7	-283,5
	46	Cr	381234,6	381975,3	-740,7
→	48	Cr	411644,4	411462,3	182,1
25≤N≤28, 25≤Z≤28					
→	50	Mn	426474,6	426628,8	-154,2
→	52	Fe	447432,9	447696,7	-263,9
	54	Fe	471567,8	471758,7	-190,9
→	54	Co	462843,0	462733,2	109,8
	54	Ni	452120,9	453151,6	-1030,7
→	56	Ni	483987,8	483987,8	0,0
29≤N≤38, 29≤Z≤38					
→	58	Cu	497149,9	497108,4	41,5
→	60	Zn	515031,4	514991,9	39,5
	62	Zn	538678,4	538118,8	559,6
	64	Zn	560072,3	559093,6	978,7
	66	Zn	579215,5	578133,0	1082,5
	68	Zn	596110,5	595383,4	727,1
→	62	Ga	528110,3	528165,4	-55,1
	62	Ge	517211,2		
→	64	Ge	545912,6	545954,1	-41,5
	66	Ge	569976,6	569293,3	683,3
	68	Ge	591786,9	590791,6	995,3
	70	Ge	611345,9	610517,6	828,3
→	66	As	558916,6	558489,9	426,7
	64	Se	516154,0		
	66	Se	547530,8		
→	68	Se	576647,8	575870,2	777,6
	70	Se	601127,2	600352,9	774,3
	72	Se	623352,2	622429,7	922,5
	...		...	...	...

Noyau			$BE_{calculé}$(keV)	$BE_{mesuré}$(keV)	ΔBE (keV)
→	70	Br	589584,8		
	66	Kr	511876,8		
	68	Kr	545930,5		
	70	Kr	577721,4		
→	72	Kr	607252,4	607083,3	169,1
	74	Kr	632145,4	631282,7	862,7
→	74	Rb	620129,4	620296,5	-167,1
	68	Sr	504395,8		
	70	Sr	541127,7		
	72	Sr	575593,8		
	74	Sr	607797,1		
→	76	Sr	637740,4	638475,4	-735,0

Tab. *6.7: Les différentes énergies de liaison calculées avec un modèle IBM-4, utilisant les paramètres du tableau 6.6. Les noyaux désignés par une flèche sont les noyaux N=Z qui ont servi pour l'ajustement, sauf dans le cas du* ^{70}Br *dont on ne connaît pas la masse expérimentalement.*

Les écarts entre la valeur calculée et la valeur expérimentale de l'énergie de liaison sont aussi représentés, et l'écart moyen pour l'ensemble des valeurs est de 712 keV, ce qui donne une certaine fiabilité dans le modèle. En effet, les paramètres calculés pour les noyaux $N = Z$ restent valables pour les noyaux $N \neq Z$ pair-pair, contenus dans la même mi-couche. La figure 6.12 compare les excès de masse calculés par le modèle IBM-4 et les excès de masse mesurés pour les noyaux $N = Z$ et on voit l'excellent accord entre les deux.

Après avoir calculé les énergie de liaison des noyaux pair-pair, il est intéressant de calculer δV_{np}, représentant l'interaction neutron-proton. Évidemment, ceci ne peut être fait que pour les noyaux pair-pair dont tous les noyaux nécessaires au calcul de δV_{np} ont été calculés. On obtient ainsi la figure 6.13.

Sur cette figure, sont représentés les δV_{np} calculés à partir des énergies de liaison mesurées, et ceux calculés à partir du modèle IBM-4. On voit un bon accord entre les deux, aussi bien pour les noyaux $N = Z$ que pour les noyaux $N \neq Z$, et le surplus de l'interaction neutron-proton pour les noyaux $N = Z$ est bien reproduit par le modèle. Donc, non seulement il reproduit les valeurs des énergies de liaison du tableau 6.7, mais aussi leur dérivée seconde, représentée par δV_{np}.

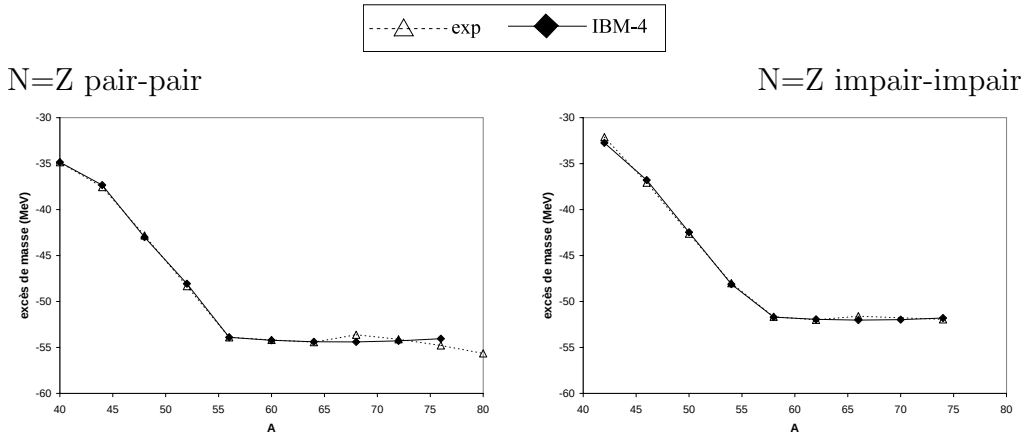


FIG. *6.12: Comparaison des excès de masse entre les valeurs calculées par le modèle IBM-4 et les valeurs expérimentales*

Cependant, ce modèle ne permet pas de calculer δV_{np} pour les noyaux $N = Z$ impair-impair puisqu'on ne peut pas calculer l'énergie de liaison pour les noyaux $N \leq Z$ pair-impair dont on a besoin pour calculer δV_{np}. Ainsi, il ne permet pas de reproduire le saut entre les noyaux $N = Z$ pair-pair et $N = Z$ impair-impair.

6.4 L'hypothèse CVC et le modèle standard

Un autre point intéressant du ^{74}Rb est sa décroissance vers ^{74}Kr via une transition $0^+ \rightarrow 0^+$ super-permise. En effet, l'étude des transitions super-permises permet de tester la conservation du courant vecteur (CVC) ainsi que d'avoir accès, avec la mesure de la durée de vie du muon, à l'élément V_{ud} de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (matrice CKM) de la théorie électro-faible du modèle standard [46].

Pour la transition super-permise, le courant axial est négligeable au premier ordre, et seul le courant vecteur de l'interaction faible, dont la constante de couplage est G_V, contribue à cette transition. Soit f la fonction statistique [47], calculée à partir de l'énergie de la transition β Q_{EC}, et t la durée de vie partielle de la transition, on a pour la transition à l'intérieur du multiplet $T = 1$:

$$\mathcal{F}t = ft(1 + \delta_R)(1 - \delta_C) = \frac{K}{2G_V^2(1 + \Delta_R^V)} \tag{6.42}$$

avec $K/(\hbar c)^6 = 2\pi^3\hbar \ln 2/(m_e c^2)^5 = (8120,271 \pm 0,012) \times 10^{-10}$ GeV^{-4}s. Les trois termes δ_R, δ_C et Δ_R^V sont des termes correctifs et ceux-ci sont calculés

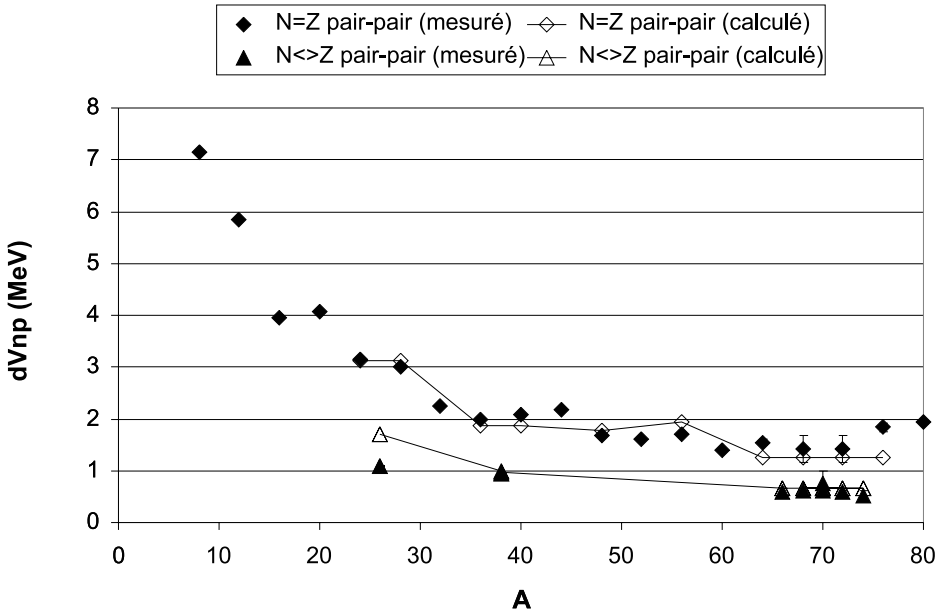


Fig. *6.13: Le paramètre δV_{np} représentant l'interaction neutron-proton en fonction du nombre de masse A et comparaison avec l'expérience.*

à l'aide de modèles. δ_R est la partie dépendante du noyau des corrections radiatives, Δ_R^V étant la partie indépendante du noyau et δ_C[48] est la correction de la brisure de symétrie d'isospin due à l'interaction coulombienne. Après avoir appliqué ces diverses corrections sur ft, on obtient la version corrigée de celui-ci, c'est-à-dire $\mathcal{F}t$. Ce paramètre a été mesuré pour les neuf noyaux suivant : ^{10}C, ^{14}O, ^{26m}Al, ^{34}Cl, ^{38m}K, ^{42}Sc, ^{46}V, ^{50}Mn et ^{54}Co. Les résultats sont présentés sur la figure 6.14.

Ceux-ci nous indiquent une valeur constante pour $\mathcal{F}t$ quel que soit le noyau et celle-ci vaut en moyenne :

$$\mathcal{F}t = 3072,3 \pm 0,9(s) \tag{6.43}$$

Par conséquent, la constante de couplage G_V est également indépendante du noyau et l'hypothèse CVC, qui indique l'universalité de la constante de couplage G_V, est vérifiée.

La valeur ainsi déterminée de G_V ou de $\mathcal{F}t$ permet aussi de calculer l'élément V_{ud} de la matrice CKM avec l'équation :

$$V_{ud}^2 = \frac{G_V^2}{G_F^2} = \frac{K}{2G_F^2(1+\Delta_R^V)\overline{\mathcal{F}t}} \tag{6.44}$$

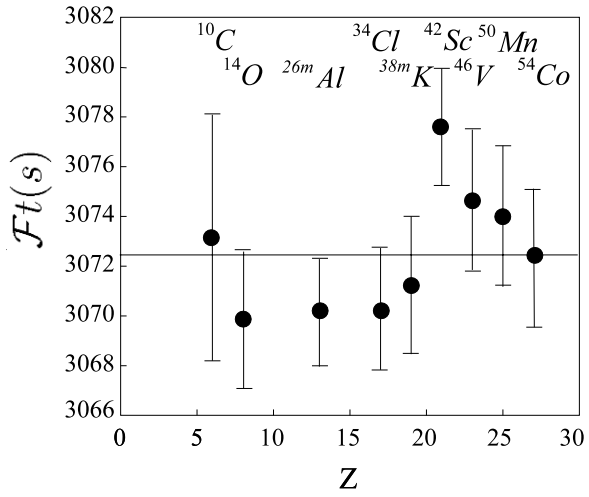


Fig. *6.14: Mesure du $\mathcal{F}t$*

La constante de couplage G_F doit aussi être déterminée et celle-ci est calculée via la mesure de la durée de vie du muon et on obtient une valeur précise de $G_F/(\hbar c)^3 = (1,16639 \pm 0,00001) \times 10^{-5}$ GeV^{-2}. On obtient ainsi une valeur pour l'élément de matrice V_{ud} dont la valeur absolue est égale à $0,9740 \pm 0,0005$. La matrice devant être unitaire, la somme $\mid V_{ud} \mid^2 + \mid V_{us} \mid^2 + \mid V_{ub} \mid^2$ doit valoir 1. La composante V_{ud} étant majoritaire, sa détermination via les transitions super-permises et via la durée de vie du muon, est un bon test pour l'unitarité de la matrice CKM, prévue par le modèle standard. On obtient pour cette somme :

$$\mid V_{ud} \mid^2 + \mid V_{us} \mid^2 + \mid V_{ub} \mid^2 = 0,9968 \pm 0,0014 \tag{6.45}$$

La valeur de la somme est différente de 1 avec un écart de plus de deux fois l'erreur, ce qui n'est pas négligeable. Cet écart peut indiquer une insuffisance du modèle standard, une sous-estimation de l'erreur ou un défaut dans le calcul des diverses corrections appliquées à ft, ces corrections étant de l'ordre de 1%.

La structure nucléaire tient un rôle prédominant dans le calcul de la correction δ_C et celle-ci est par conséquent très sensible au modèle utilisé. Cette correction de brisure de symétrie d'isospin étant plus importante lorsque Z augmente, une mesure de ft pour des noyaux avec des Z plus importants (parmi les neuf noyaux mesurés, le Z le plus important est pour le ^{54}Co avec Z=27) permettrait de gagner en fiabilité sur le calcul de la correction δ_C et sur le modèle utilisé. Ainsi le nucléide ^{74}Rb avec Z=37 et se désintégrant

selon une transition super-permise vers le ^{74}Kr est un bon candidat.

Diverses mesures ont été réalisées avec ^{74}Rb dont la mesure de la demi-vie $T_{1/2} = 64,90(9)$ ms [49, 50, 51] et de la masse atomique par les expériences MISTRAL (cette thèse) et ISOLTRAP[52, 53], ISOLTRAP ayant également mesuré la masse atomique de ^{74}Kr afin de déterminer l'énergie de transition β Q_{EC} de la transition super-permise.

Cependant, pour avoir une précision suffisante sur Q_{EC}, il faut que les masses atomiques de ^{74}Rb et ^{74}Kr soient déterminées avec une erreur relative dM/M inférieure à 3.10^{-8}. Or dans le cas de MISTRAL où l'erreur est de 116 keV sur la masse atomique, cela correspond à une erreur relative de 16,9 10^{-7} ce qui est bien trop important. De même, l'expérience ISOLTRAP, qui a mesuré sa masse avec une meilleure précision, n'obtient qu'une précision de 2,6 10^{-7}, ce qui reste insuffisant. Une description plus poussée de la mesure de ^{74}Rb par ISOLTRAP ainsi que des calculs permettant la vérification de CVC et de l'unitarité de la matrice CKM se trouvent au niveau de la thèse de A. Kellerbauer[53].

Chapitre 7

Conclusion

Le travail accompli durant cette thèse a permis de mesurer la masse atomique du ^{74}Rb avec une précision meilleure d'un facteur 7 par rapport à la valeur de AME95, et ceci avec le spectromètre à radiofréquence MISTRAL, qui a déjà fait ses preuves lors de campagnes précédentes. Ce spectromètre a l'énorme avantage de pouvoir mesurer des noyaux ayant une durée de vie très courte, le temps de mesure nécessaire n'étant que le temps de vol entre la source d'ISOLDE et le détecteur de MISTRAL. Cependant, lorsque l'on s'éloigne de la vallée de stabilité, les noyaux sont de moins en moins produits et la statistique peut être très faible, à la limite de la sensibilité de MISTRAL, comme dans le cas du ^{74}Rb où le bruit de fond du détecteur a dû être pris en compte lors de l'analyse des résultats. Donc, afin de pouvoir explorer des régions de plus en plus loin de la vallée de stabilité, il faudrait augmenter la sensibilité du spectromètre. Ceci fait en effet partie des projets et un refroidisseur de faisceau est en cours de développement et a fait partie de la thèse de Sylvain Henry [54]. Ce refroidisseur permettrait de réduire l'émittance du faisceau d'ISOLDE et ainsi d'augmenter la transmission du spectromètre, ce qui permettrait d'atteindre des noyaux plus éloignés que ce que fait ISOLTRAP, limité en durée de vie des noyaux, ceux-ci étant piégés durant le temps de la mesure.

La masse atomique peut être reliée au paramètre δV_{np} reflétant l'interaction neutron-proton et la valeur de celui-ci pour ^{74}Rb a donc pu être déterminée. Pour les noyaux $N = Z$ pair-pair, ce paramètre décroît régulièrement jusqu'à atteindre des valeurs proches de celles pour $N \neq Z$. Pour les noyaux $N = Z$ impair, il est beaucoup plus structuré (chute en A=50 et remontée en A=60) et il tend à stabiliser à une valeur supérieure d'environ 2 MeV à celle des noyaux $N = Z$ pair-pair. La valeur de δV_{np} pour ^{74}Rb nous confirme l'existence d'un «plateau» après la remontée de δV_{np} en A=60 pour les noyaux $N = Z$ impair-impair. Cette structure n'est pas reproduite par

les différents modèles de masse, qui, cependant, donnent une valeur du δV_{np} correcte. Ils calculent un comportement moyen de δV_{np} correct mais ne reproduisent pas sa structure, ce qui montre leur insuffisance. De plus, lorsque l'on regarde les écarts entre les masses prédites par les modèles et les masses mesurées expérimentalement, on remarque que ce sont les noyaux $N = Z$ en particulier les impair-impair qui sont le plus mal reproduits.

Après avoir décrit ces modèles, j'ai présenté un autre modèle de type local, IBM4, basé sur la symétrie SU(4), sur lequel j'ai plus longuement travaillé avec l'aide de Piet Van Isacker. Ce modèle a permis de très bien reproduire les masses des noyaux $N \neq Z$ pair-pair et les masses des noyaux $N = Z$ ainsi que de calculer les δV_{np} pour les noyaux $N = Z$ pair-pair. L'inconvénient de ce modèle, puisqu'il considère le noyau comme une assemblée de bosons, est de ne pas pouvoir calculer les masses pour les noyaux $N \neq Z$ impair-impair et les noyaux pair-impair, ce qui rend impossible la détermination de δV_{np} pour les noyaux $N = Z$ impair-impair en particulier là où il y a la remontée de δV_{np} en A=60. Une évolution de ce modèle serait l'ajout des nucléons non appariés (ajout de fermions). On obtiendrait ainsi un modèle de type IBFM (Interacting Bosons Fermions Model) permettant de calculer les noyaux pair-impair et obtenir les δV_{np} pour les noyaux $N = Z$ impair-impair.

Enfin, j'ai terminé en présentant un autre point important du ^{74}Rb : sa transition super-permise $0^+ \rightarrow 0^+$ vers ^{74}Kr dont la demi-vie et l'énergie de la transition β Q_{EC} permettent d'avoir accès à la fonction $\mathcal{F}t$ moyennant quelques corrections dont la correction δ_C due à la brisure de la symétrie d'isospin. Cette dernière dépend fortement des modèles utilisés pour son calcul et la mesure de celle-ci pour Z=37 avec une assez bonne précision pourrait lever le voile sur une des raisons pour lesquelles l'unitarité de la matrice CKM n'est pas retrouvée dans les mesures précédentes (à plus faible Z). Cependant, les mesures de masse effectuées par MISTRAL et ISOLTRAP ne sont pas assez précises pour effectuer une telle étude.

Annexe A

Structure et lecture des fichiers de données

A.1 Structure du fichier

Le fichier de données peut être séparé en deux parties : une partie contenant les différents paramètres, chacun étant accessible de façon directe et une partie contenant la courbe de transmission pour les différents faisceaux qui elle, est accessible séquentiellement. L'en-tête du fichier (figure A.2) contient les adresses des différentes parties et permet de retrouver facilement telle ou telle information. Les différentes parties concernant les paramètres de l'acquisition sont (voir figures A.1-A.6) :

parammanip contient la description du fichier de données, le numéro de run, de mesure, la date et éventuellement des commentaires.

paramligne contient les différents paramètres contrôlant les alimentations haute tension et les nappes de courant. Elle contient aussi pour information les positions des deux lèvres de la fente de phase.

paramscan contient, pour chaque noyau mesuré, les différents paramètres le concernant (masse, mode d'acquisition, fréquence RF).

controleligne contient les tensions de tous les éléments de la ligne. Ces tensions sont mesurées à raison d'une tension par seconde au début du run (ainsi chaque fichier de mesure appartenant à un même Run contient les mêmes tensions). Ces tensions sont en fait proportionnelles aux vraies tensions appliquées sur la ligne car elles sont mesurées via un pont de résistances.

Après cette partie du fichier dont chaque élément peut être accessible de façon simple (il suffit d'extraire l'adresse de la sous-partie au niveau

de l'en-tête, puis d'accéder à cette sous-partie et en extraire le paramètre intéressant), il y a les différentes courbes de transmission accessibles de façon séquentielle comme montré sur la figure A.7. La position de la première *info données* permet de nous placer au niveau noté (6) sur la figure. Ensuite, le programme lit les informations contenues dans cette section. Une de ces informations est l'état de l'acquisition qui gère le déroulement de celle-ci. Celui-ci peut valoir de 0 à 3 et pour chacun de ces états, une action est prise. Si l'etat vaut 0, alors cela veut dire qu'une section de type *données* suit et on lit une partie de la courbe de transmission référencée par les paramètres de la section *infos données*. Si l'état vaut 1, alors cela signifie que l'on est arrivé à la fin du cycle et la section qui suit est de type *infos données*. Enfin, lorsque l'état vaut 2 ou 3, cela signifie qu'on est respectivement en fin de mesure ou en fin d'acquisition. Par conséquent, c'est la fin du fichier de données et la lecture se termine.

A.2 La lecture des données

Le fichier de données est un fichier binaire dans lequel les données sont rangées les unes derrière les autres, chacune occupant la taille standard définie par son type (4 octets pour un entier, 8 octets pour un réel double précision, etc). Ce type de fichier est facilement lu par un programme en C. Or le programme d'analyse étant écrit en fortran, j'ai créé un programme objet contenant les sous-programmes de lecture des différentes parties du fichier de données et celui-ci est lié avec le programme d'analyse lors de la création de l'exécutable. Ce programme objet est le programme *read_file.o* contenant les sous-programmes suivants :

- *open_file(character fichier, integer erreur)*
  ouverture du fichier de données. Si l'ouverture se passe correctement, alors le paramètre erreur renvoie la valeur 0. Ce paramètre doit toujours être testé avant d'appeler les autres sous-programmes de lecture.
- *close_file(character fichier)*
  fermeture du fichier de données.
- *param_manip(character Version, integer Date, character Intitule, Nom, Nom_Repertoire_Base, Commentaires, integer Numero_Run, Mesures_Par_Run, Cycles_Par_Mesure, Passes_Par_Cycle, Scans_Par_Passe)*
  lecture de la description du fichier de données. Pour le paramètre Date, il est stocké dans le fichier de données comme un entier représentant le nombre de secondes écoulées depuis le 1^{er} janvier 1970. Le sous-programme renvoie un tableau d'entiers à 8 éléments donnant une

représentation plus conviviale de la date. Ces éléments sont Date(i) avec pour i de 1 à 8 :

1. secondes
2. minutes
3. heures
4. jour du mois
5. mois (entre 0 et 11)
6. année
7. jour de la semaine (entre 0 et 6)
8. numéro du jour (entre 0 et 365)

– *param_ligne(double precision HT_Ref, HVH_Ref, HVL_Ref, SD2_Ref, HT_Pente, HT_Ordonnee, HVH_Plus_Pente, HVH_Plus_Ordonnee, HVH_Moins_Pente, HVH_Moins_Ordonnee, HVL_Plus_Pente, HVL_Plus_Ordonnee, HVL_Moins_Pente, HVL_Moins_Ordonnee, SD2_Plus_Pente, SD2_Plus_Ordonnee, SD2_Moins_Pente, SD2_Moins_Ordonnee, integer delai_stabilisation, byte Controle_Tensions, double precision fdp_interne, fdp_externe, courant_coef_axial, courant_coef_radial, byte boucle_man_auto)*
lecture des paramètres concernant les alimentations haute tension, les nappes de courant et la fente de phase.

– *param_scan(integer i, character Nom_Noyau, double precision Masse_Noyau, integer temps_canal, increment_passe, HT, byte ref_isolde, trigger, forward_isolde, double precision puissance_RF, byte rfon_onoff, integer frequence_centrale, pas_frequence, nb_frequences, nb_fois_meme_freq, byte toutesfreq_unefreq, freq_lin_alea)*
lecture des différents paramètres d'acquisition du noyau i

– *param_controle_ligne(integer nb_donnees, double precision Tensions, I_champ_mag, B_rmn)*
lecture des différentes tensions de la ligne mesurées au début du run. Celles-ci sont stockées dans le tableau d'entiers Tensions. Le rangement des tensions dans ce tableau est celui indiqué dans la figure A.6.

– *infos_donnees(integer Numero_Mesure, Numero_Cycle, Numero_Passe, Numero_Scan, Numero_Point, byte État, integer Duree_Scan_Precedent)*
lecture de Infos Données.

– *donnees(integer nb_donnees, nb_coups, frequences_RF)*
Lecture des courbes de transmission. Celle-ci doit être effectuée seulement si le paramètre état a renvoyé la valeur 0.

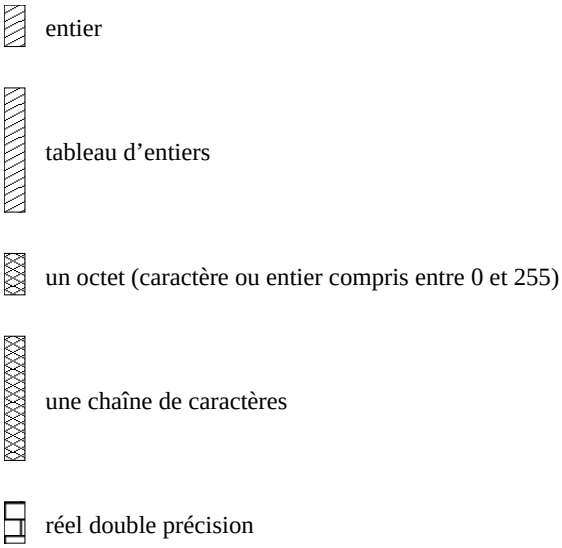


Fig. *A.1: Les figures représentant l'organisation des données à l'intérieur du fichier contiennent le nom des paramètres avec à leur gauche, un symbole représentant le type de la donnée. Voici la correspondance entre le type de la donnée et le symbole.*

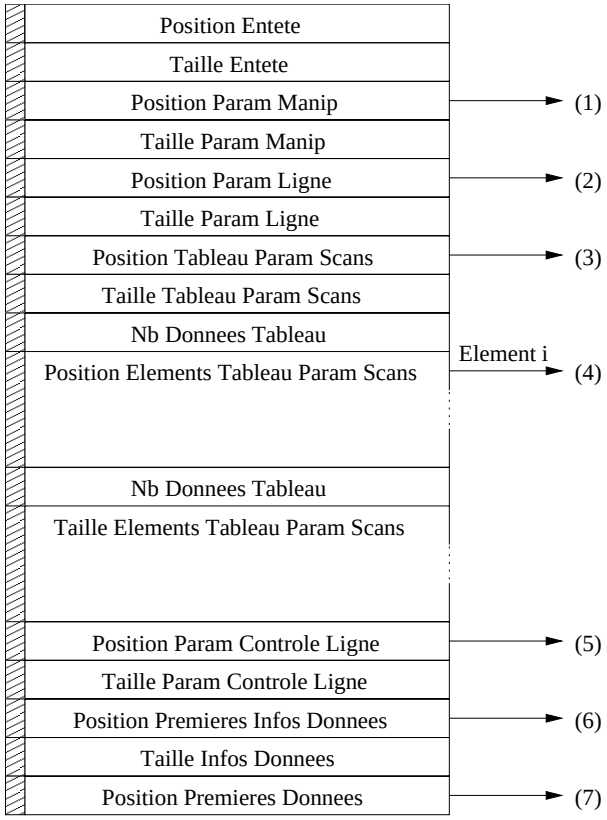


Fig. *A.2: Organisation de l'en-tête du fichier de données*

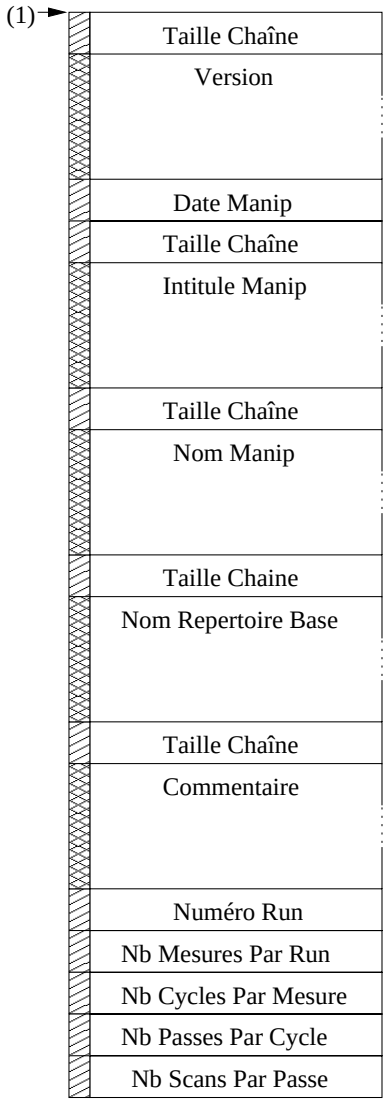


Fig. *A.3: Les paramètres de description du fichier de données*

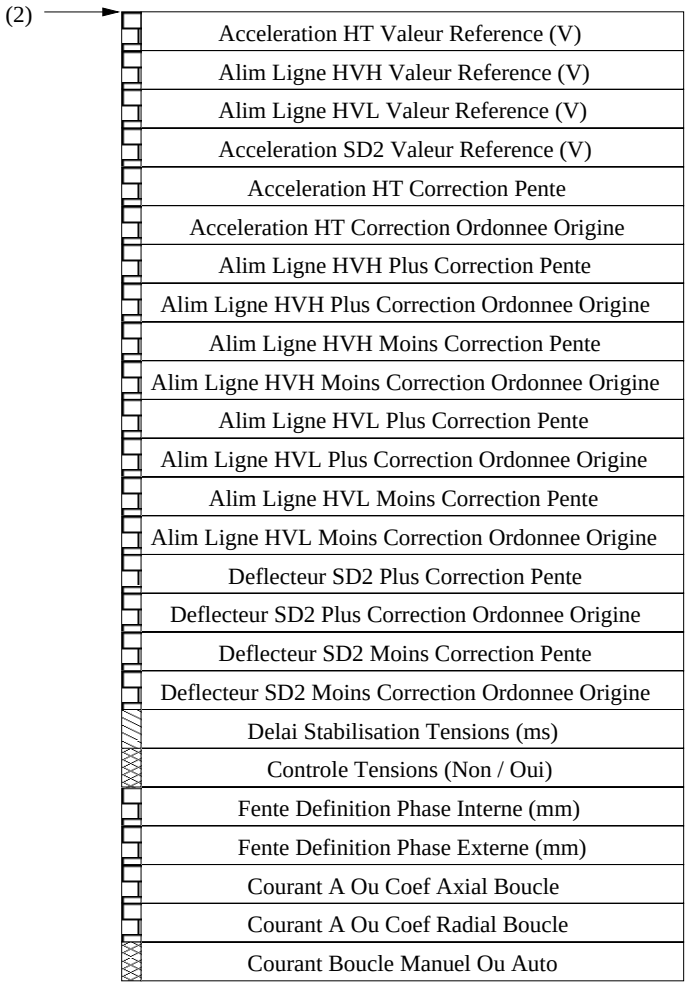


Fig. *A.4: Les paramètres concernant les alimentations comme les paramètres de calibration, le délai de stabilisation de tension et la valeur des hautes-tensions pour une tension d'acceleration de référence (en general 60kV). Ces paramètres contiennent aussi les données concernant les nappes de courant ainsi que les positions des deux lèvres de la fente de phase.*

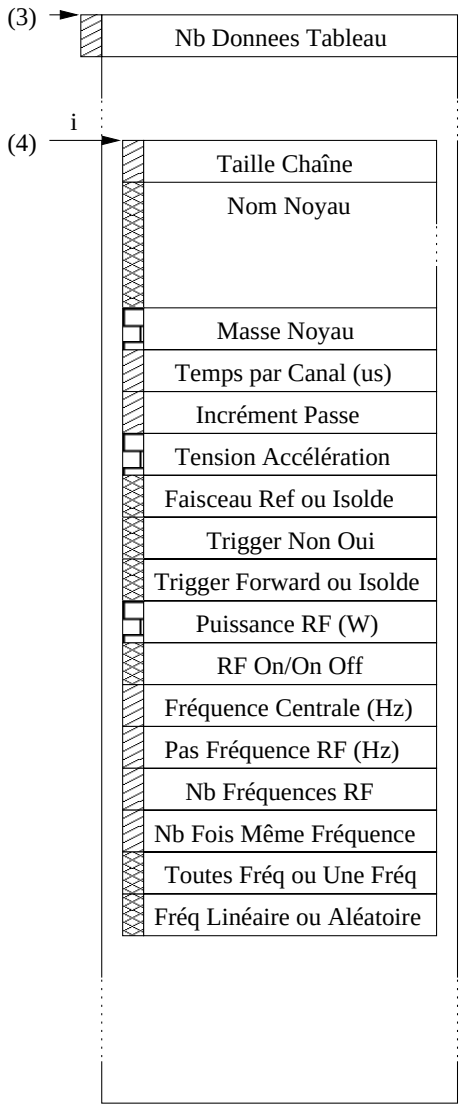


Fig. *A.5: Paramètres de chaque scan, correspondant à chaque faisceau utilisé durant l'acquisition*

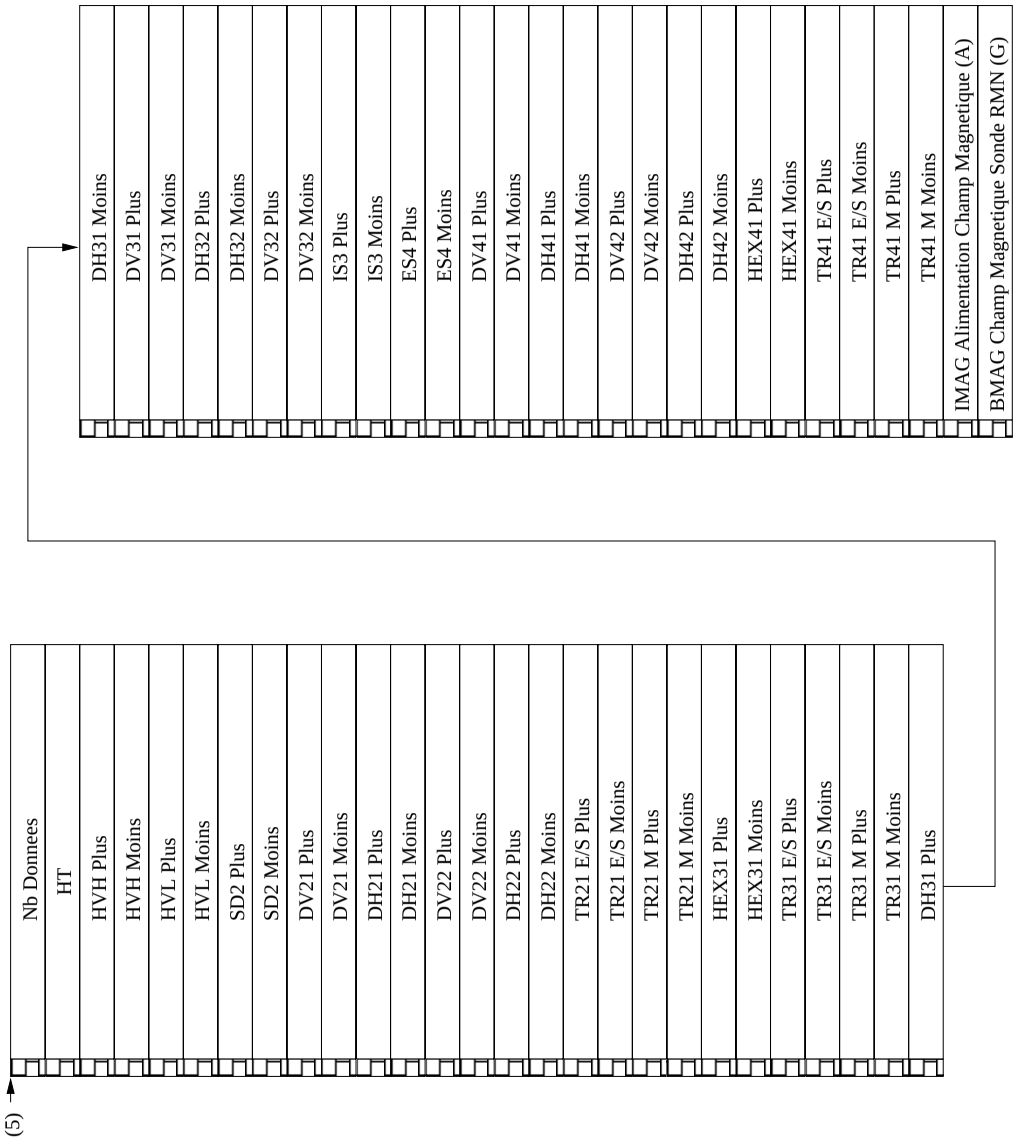


Fig. *A.6: Les différentes tensions le long des lignes de MISTRAL mesurées au démarrage du run.*

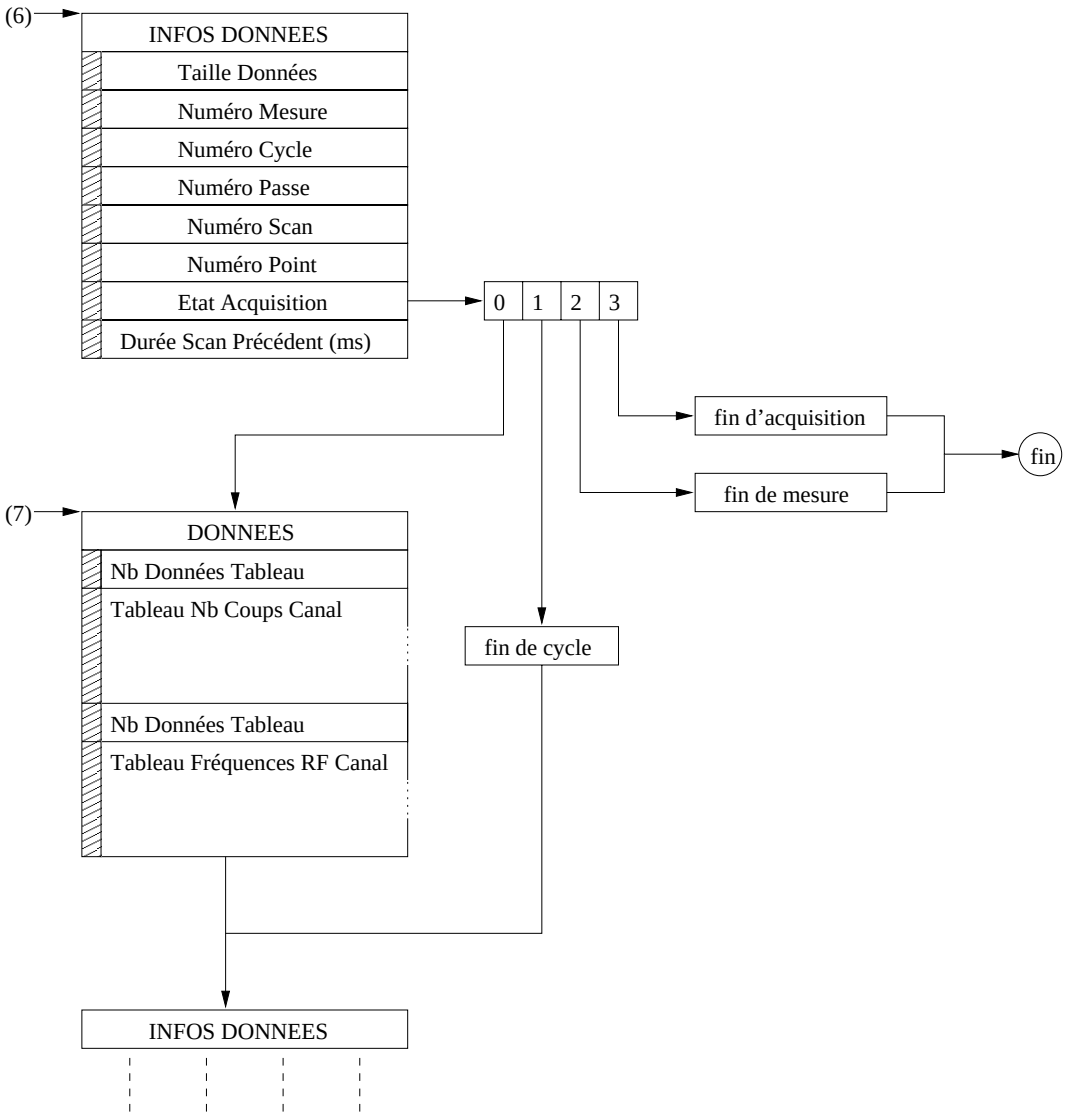


Fig. *A.7: Le déroulement de la lecture des courbes de transmission à l'intérieur du fichier de données*

Annexe B

Les différents fichiers utilisés

	Dossier	Fichier	Cycles
$offset_1$	00a-mesure76/	2000_10_29_R000_M000.dat	0
		2000_10_29_R003_M000.dat	5-9
		2000_10_29_R004_M000.dat	0-4
		2000_10_29_R005_M000.dat	0-9
	00a-mesure74/	2000_10_30_R009_M000.dat	0
		2000_10_30_R011_M000.dat	0
		2000_10_30_R013_M000.dat	0
		2000_10_30_R014_M000.dat	0-3
$offset_2$	00a-mesure74/	2000_10_31_R033_M000.dat	0
		2000_10_31_R034_M000.dat	0-4
		2000_10_31_R042_M000.dat	2-3
		2000_10_31_R044_M000.dat	0-2
		2000_10_31_R045_M000.dat	0
		2000_10_31_R046_M000.dat	0
		2000_10_31_R047_M000.dat	0
$offset_3$	00a-mesure74/	2000_11_01_R062_M000.dat	0
		2000_11_01_R063_M000.dat	0
		2000_11_01_R063_M001.dat	0
		2000_11_01_R063_M002.dat	0
		2000_11_01_R063_M003.dat	0
		2000_11_01_R063_M004.dat	0
		2000_11_01_R064_M000.dat	0
		2000_11_01_R064_M001.dat	0
		2000_11_01_R065_M000.dat	0-4
		2000_11_01_R066_M000.dat	0-1
		2000_11_01_R067_M000.dat	0-4
...	...	...	...

...	...	...	...
		2000_11_01_R068_M000.dat	0-4
		2000_11_01_R069_M000.dat	0
		2000_11_01_R070_M000.dat	0
		2000_11_01_R070_M001.dat	0
		2000_11_01_R070_M002.dat	0
		2000_11_01_R070_M003.dat	0
		2000_11_01_R070_M004.dat	0
		2000_11_01_R071_M000.dat	0
		2000_11_01_R071_M001.dat	0
		2000_11_01_R071_M002.dat	0
$offset_4$	00a-mesure74/	2000_11_01_R073_M000.dat	0-4
		2000_11_01_R074_M000.dat	0
		2000_11_01_R074_M001.dat	0
		2000_11_01_R074_M002.dat	0
		2000_11_01_R074_M003.dat	0
		2000_11_01_R074_M004.dat	0
		2000_11_01_R075_M000.dat	0-4
		2000_11_02_R000_M000.dat	0
		2000_11_02_R000_M001.dat	0
		2000_11_02_R000_M002.dat	0
		2000_11_02_R000_M003.dat	0
		2000_11_02_R000_M004.dat	0
		2000_11_02_R001_M000.dat	0
		2000_11_02_R001_M001.dat	0
$offset_5$	00a-mesure74/	2000_11_02_R015_M000.dat	0-2
		2000_11_02_R016_M000.dat	0-4
		2000_11_02_R017_M000.dat	0

Tab. *B.1: Les différents fichiers utilisés pour la détermination des différents offsets.*

	Dossier	Fichier	Cycles
série 1	00a-mesure74/	2000_10_30_R028_M000.dat	0
		2000_10_30_R029_M000.dat	0-9
		2000_10_30_R030_M000.dat	0-9
		2000_10_31_R030_M001.dat	0-9
		2000_10_31_R030_M002.dat	0-9
		2000_10_31_R031_M000.dat	0-9
...	...	...	...

...	...	...	...
		2000_10_31_R031_M001.dat	0-3,5-9
		2000_10_31_R032_M001.dat	0-9
série 2	00a-mesure74/	2000_11_01_R053_M000.dat	0-9
		2000_11_01_R053_M001.dat	0-9
		2000_11_01_R058_M000.dat	0-9
		2000_11_01_R058_M001.dat	0,2-9
		2000_11_01_R058_M002.dat	0-9
		2000_11_01_R059_M001.dat	0-2,4,6-9
		2000_11_01_R059_M002.dat	0-9
série 4	00a-mesure74/	2000_11_02_R002_M000.dat	0-9
		2000_11_02_R002_M001.dat	0-9
		2000_11_02_R005_M000.dat	0-9
		2000_11_02_R005_M001.dat	0-9
		2000_11_02_R005_M002.dat	0-9
		2000_11_02_R007_M000.dat	0-9
		2000_11_02_R007_M001.dat	0-9
		2000_11_02_R007_M002.dat	0-9
		2000_11_02_R008_M000.dat	0-9
		2000_11_02_R009_M000.dat	0-9
		2000_11_02_R009_M001.dat	0-9
		2000_11_02_R010_M000.dat	0-9
		2000_11_02_R011_M002.dat	0-9
		2000_11_02_R012_M000.dat	0-9

TAB. *B.2: Les différents fichiers utilisés pour la mesure du* ^{74}Rb.

Bibliographie

[1] C.F. von Weizsäcker. *Z. Phys.*, 96 :431, 1935.

[2] W. Satula, D. J. Dean, J. Gary ans S. Mizutori, and W. Nazarewicz. On the origin of the wigner energy. *Phys. Lett.*, 407 :103, 1997.

[3] P. Möller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swiatecki. *At. Data Nucl. Data Tables*, 59 :185, 1995.

[4] R. Kalpakchieva, H.G. Bohlen, W. von Oertzen, B. Gebauer, M. von Lucke-Petsch, T. N. Massey, A. N. Ostrowski, T. Stolla, M. Wilpert, and T. Wilpert. *Eur. Phys. J.*, A7 :451, 2000.

[5] B. Fogelberg, K. Mezilev, H. Mach, V. Isakov, and J. Slivova. *Phys. Rev. Lett.*, 82 :1823, 1999.

[6] H. Savajols. *Hyperfine Interact.*, 132 :245, 2001.

[7] M. Chartier, G. Auger, W. Mittig, A. Lépine-Szily, L. K. Fifield, J. M. Casandjian, M. Chabert, J. Fermé, A. Gillibert, M. Lewitowicz, M. M. Cormick, M. Moscatello, and al. *Phys. Rev. Lett.*, 77 :2400, 1996.

[8] A. S. Lalleman, G. Auger, W. Mittig, M. Chabert, M. Chartier, J. Fermé, A. Gillibert, A. Lépine-Szily, M. Lewitowicz, M. Moscatello, N. A. Orr, G. Politi, and al. *Hyperfine Interact.*, 132 :315, 2001.

[9] T. Radon, H. Geissel, G. Münzenberg, B. Franzke, T. Kerscher, F. Nolden, Y. N. Novikov, Z. Patyk, C. Scheidenberger, F. Attallah, K. Beckert, T. Beha, and al. *Nucl. Phys.*, A677 :75, 2000.

[10] F. Herfurth, J. Dilling, A. Kellerbauer, G. Audi, D. Beck, G. Bollen, S. Henry, H.-J. Kluge, D. Lunney, R. B. Moore, C. Scheidenberger, S. Schwarz, G. Sikler, J. Szerypo, and al. *Hyperfine Interact.*, 132 :309, 2001.

[11] C. Toader. *Thèse de l'Université Paris XI*, 1999.

[12] C. Monsanglant. *Thèse de l'Université Paris XI*, 2000.

[13] M. Hausmann and al. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, A446 :569, 2000.

[14] Ch. Schlegel and al. *AIP Conf. Proc.*, 512 :305, 2000.

[15] H. G. Dehmelt. *Rev. Mod. Phys.*, 62 :525, 1989.

[16] L. G. Smith. In *Proc. Int. Conf. on Nuclidic Masses, éd par H.E. Duckworth (Univ. of Toronto Press)*, page 418, 1960.

[17] L. G. Smith and A. H. Wapstra. *Phys. Rev.*, C11 :1392, 1975.

[18] A. Coc, R. Le Gac, M. de Saint Simon, C. Thibault, and F. Touchard. *Nucl. Instr. and Meth.*, A271 :512–517, 1988.

[19] U. Koster. Isolde target and ion source chemistry. *Radiochim. Acta*, 89 :77777, 2001.

[20] Piet Van Duppen. Laser ion sources for on-line isotope separators. *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res.*, B126 :66–72, 1997.

[21] A. Coc, R. Fergeau, R. Grabit, M. Jacotin, J.F. Képinski, R. Le Gac, G. Le Scornet, G. Petrucci, M. de Saint Simon, G. Stefanini, C. Thibault, and F. Touchard. *Nucl. Instr. and Meth.*, A305 :143, 1991.

[22] F. Bergsma, P.A. Giudici, J.F. Képinski, P. Knobel, G. Le Scornet, R. Rey-Mermier, M. de Saint Simon, and C. Thibault. *CSNSM 9424*, juin 1994.

[23] J. Lettry, R. Catherall, P. Drumm, P. Van Duppen, A. H. M. Evensen, G. J. Focker, A. Jokinen, O. C. Jonsson, E. Kugler, H. Ravn, and ISOLDE Collaboration. Pulse shape of the isolde radioactive ion beams. *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res.*, B126 :130–134, 1997.

[24] G. Audi and A. H. Wapstra. *Nucl. Phys.*, A595 :409, 1995.

[25] D. Lunney, G. Audi, H. Doubre, S. Henry, C. Monsanglant, M. de Saint Simon, C. Thibault, C. Toader, C. Borcea, G. Bollen, and ISOLDE Collaboration. Precision mass measurements of very short-lived, neutron-rich na isotopes using a radiofrequency spectrometer. *Phys.Rev.*, C64 :054311, 2001.

[26] J.M. Pearson, S.Goriely, and M. Samyn. *Eur. Phys. J.*, A15 :13–16, 2002.

[27] J. Dechargé and D. Gogny. *Phys. Rev.*, C21 :1568, 1980.

[28] F. Tondeur, S. Goriely, J.M. Pearson, and M. Onsi. *Phys. Rev.*, C62 :024308, 2000.

[29] J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, T.R. Werner, J.F. Berger, C.R. Chinn, and J. Dechargé. *Phys. Rev.*, C53 :2809, 1996.

[30] V. M. Strutinsky. *Nucl. Phys.*, A95 :420, 1966.

[31] W. D. Myers and W. D. Swiatecki. *Ann. Phys.*, 55 :395, 1969.

[32] W. D. Myers and W. D. Swiatecki. *Ann. Phys.*, 84 :186, 1974.

[33] P. Moller and J. R. Nix. *Nucl. Phys.*, A361 :117, 1981.

[34] Y. Aboussir, J. M. Pearson, A. K. Dutta, and F. Tondeur. *Nucl. Phys.*, A549 :155, 1992.

[35] A. K. Dutta, J. P. Arcoragi, and J. M. Pearson. *Nucl. Phys.*, A458 :77, 1986.

[36] J. Duflo and A. P. Zuker. *Phys. Rev.*, C52 :23, 1995.

[37] H. Koura, M. Uno, T. Tachibana, and M. Yamada. *Nucl. Phys.*, A674 :47, 2000.

[38] H. Koura and M. Yamada. *Nucl. Phys.*, A671 :96, 2000.

[39] G. T. Garvey and I. Kelson. *Phys. Rev. Lett.*, 16 :197, 1966.

[40] G. T. Garvey, W. J. Gerace, R. L. Jaffe, I. Talmi, and I. Kelson. *Rev. Mod. Phys.*, 41 :S1, 1969.

[41] P. J. Masson and J. Janecke. Masses from an inhomogeneous partial difference equation with higher-order isospin contributions. *At. Data Nucl. Data Tables*, 39 :273–280, 1988.

[42] J. Janecke and P. J. Masson. Mass predictions from the garvey-kelson mass relations. *At. Data Nucl. Data Tables*, 39 :265–271, 1988.

[43] S. Liran and N. Zeldes. *At. Data Nucl. Data Tables*, 17 :431, 1976.

[44] E. Baldini-Neto, C. L. Lima, and P. Van Isacker. *Phys. Rev.*, C 65 :064303, 2002.

[45] E. Baldini-Neto, C. L. Lima, and P. Van Isacker. *Phys. Rev.*, C65 :064303, 2002.

[46] J. C. Hardy and I. S. Towner. Standard-model tests with superallowed β decay : An important application of very precise mass measurements. In *Atomic Physics at Accelerators : Mass Spectrometry*, pages 115–126, 2000.

[47] I. S. Towner and J. C. Hardy. *Nucl. Phys.*, A205 :33, 1973.

[48] I. S. Towner and J. C. Hardy. *Phys. Rev.*, C66 :035501, 2002.

[49] M. Oinonen and al. *Nucl. Phys.*, A701 :613c, 2002.

[50] J. Garces Narro and al. *Phys. Rev.*, C63 :044307, 2001.

[51] G. C. Ball and al. *Phys. Rev. Lett.*, 86 :1454, 2001.

[52] G. Bollen and al. In *Proc.Inter.Nuclear Physics Conference, Berkeley, California*, 2002.

[53] A. Kellerbauer. *Thèse de l'Université de Heidelberg - Allemagne*, 2002.

[54] S. Henry. *Thèse de l'Université Louis Pasteur - Strasbourg*, 2001.

Résumé

La mesure des masses des noyaux permet d'obtenir l'énergie de liaison qui reflète toutes les interactions régnant au sein du noyau atomique. Pour les noyaux $N=Z$, l'énergie de liaison présente une singularité qui peut être reproduite par l'ajout d'un terme de Wigner dans les formules de masses. Cet effet est étudié par l'intermédiaire de l'interaction neutron-proton qui présente un excédent pour les noyaux $N=Z$ qui tend à disparaître pour les noyaux pair-pair lorsque le nombre de masse A augmente. Cependant, pour les noyaux $N=Z$ impair-impair, l'interaction neutron-proton tend à se stabiliser au delà de A=40 avec un excédent d'environ 2 MeV.
Une mesure de la masse atomique du noyau $N=Z=37$ ^{74}Rb a été réalisée avec le spectromètre à radiofréquence MISTRAL qui est installé au CERN. La fréquence cyclotron du ^{74}Rb à l'intérieur d'un champ magnétique est mesurée en la synchronisant avec la fréquence d'un champ électrique, qui module l'énergie cinétique des ions. Cette fréquence cyclotron est comparée à celle d'un noyau de référence, de masse bien connue, à l'intérieur du même champ magnétique et le rapport des deux fréquences donne le rapport des deux masses atomiques.
Cette mesure dont la précision obtenue est de 116 keV, a confirmé la stabilisation de l'interaction neutron-proton pour les noyaux $N=Z$ impair-impair. Différentes formules de masses ont été étudiées et l'interaction neutron-proton a été calculée à partir des masses prédites par ces formules puis comparée aux valeurs expérimentales. En particulier, le modèle IBM-4, basé sur la symétrie SU(4) a été utilisé pour calculer les masses des noyaux $N=Z$ et des noyaux pair-pair et ainsi en déduire l'interaction neutron-proton pour les noyaux $N=Z$ pair-pair.
Un autre point intéressant du ^{74}Rb est sa décroissance super-permise vers le ^{74}Kr dont l'énergie et la demi-vie permettent de calculer la constante de couplage vecteur de la théorie électrofaible, qui est supposée indépendante du noyau par l'hypothèse CVC.

Mots-clés : noyaux exotiques, spectrométrie de masse, radiofréquence, précision, masses atomiques, structure nucléaire, faisceaux radioactifs

Abstract

Measurement of the atomic mass of the *N=Z* nuclide ^{74}Rb by using the MISTRAL spectrometer

Measuring the atomic mass of nuclei permits to obtain the binding energy which reflects all the interactions prevailing within the nucleus. For $N=Z$ nuclei, the binding energy presents a singularity which can be reproduced by adding a Wigner term in the mass formulas. This effect is studied via the neutron-proton interaction which exhibits an excess for $N=Z$ nuclei which tends to disappear for the even-even nuclei when the mass number A increases. However, for odd-odd $N=Z$ nuclei, the neutron-proton interaction tends to be stabilized beyond A=40 with an excess of approximately 2 MeV.
The atomic mass of the $N=Z=37$ ^{74}Rb was measured with the radiofrequency spectrometer MISTRAL which is installed at CERN. The cyclotron frequency of the ^{74}Rb inside a magnetic field is measured by synchronizing it with the frequency of an electric field, which modulates the kinetic energy of the ions. This cyclotron frequency is compared with that of a reference nucleus, of well-known mass, inside the same magnetic field and the ratio of the two frequencies gives the ratio of the two atomic masses.
This measurement whose the obtained precision is 116 keV, confirmed the stabilization of the neutron-proton interaction for odd-odd $N=Z$ nuclei. Various mass formulas were studied and the neutron-proton interaction was calculated starting from the masses predicted by these formulas, and compared with the experimental values. In particular, the IBM-4 model, based on SU(4) symmetry, was used to calculate the masses of $N=Z$ nuclei and even-even nuclei, so that the neutron-proton interaction for even-even N=Z nuclei could be deduced from it.
Another interesting point of the ^{74}Rb is its super-allowed transition to the ^{74}Kr whose energy and half-life permit to calculate the coupling vector constant of the electroweak theory, which is supposed to be independent of the nucleus according to the CVC assumption.

Keywords : exotic nuclides, mass spectrometry, radiofrequency, accuracy, atomic masses, nuclear structure, radioactive beams.